

**Untersuchung zum Elektronennachweis
für kleine Elektronenstreuungswinkel
am H1-Detektor**

Experimentelle physikalische Diplomarbeit
an der Universität Dortmund
Lehrstuhl für Experimentelle Physik ∇

vorgelegt von
Christoph Brune

März 1992

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1 Einleitung	3
1.1 Das DESY und das Projekt HERA	4
1.2 Die HERA-Physik.....	6
1.3 Der H1-Detektor am HERA.....	9
1.4 Ziele der Arbeit.....	12
Kapitel 2 Physikalische Grundlagen	13
2.1 Energiedeposition von hochenergetischen Teilchen	13
2.1.1 Der elektromagnetische Teilchenschauer.....	13
2.1.2 Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern.....	18
2.1.3 Räumliche Ausbreitung eines Schauers	19
2.2 Kalorimeter und Möglichkeiten der Auslese	21
2.2.1 Homogene Kalorimeter	22
2.2.2 Sandwich-Kalorimeter.....	22
2.2.3 Energieauflösung von Kalorimetern	23
2.3 Die Funktionsweise von Plastiksziellatoren	24
2.4 Optische Grundlagen.....	27
2.4.1 Reflexion und Brechung.....	27
2.4.2 Die Fresnelschen Formeln.....	28
2.4.3 Das Lambert-Beersche Gesetz.....	29
Kapitel 3 Das BEMC	30
3.1 Die Lage im H1-Detektor und der Aufbau	30
3.2 Die verschiedenen Modultypen des BEMC	31
Kapitel 4 Simulation der Lichtleitung in den BEMC-Moduln	36
4.1 Ziele der Simulation.....	36
4.2 Messungen zur Lichtleitung.....	38
4.2.1 Beschreibung des Versuchsaufbaus.....	38
4.2.2 Ergebnisse der Messungen	41
4.3 Das Simulationsprogramm für den Lichttransport.....	43

4.4 Parameter im Simulationsprogramm	49
4.4.1 Parameter, die in der Simulation nicht variiert wurden.....	50
4.4.2 Reflexionskoeffizienten.....	51
4.4.3 Kontaktparameter.....	54
4.4.4 Absorptionslänge.....	57
4.5 Zusammenfassung.....	58
Kapitel 5 Simulation der Energiedeposition.....	61
5.1 Grundlagen.....	61
5.2 Das Programmpaket EGS4.....	62
5.3 Implementation eines BEMC-Moduls.....	65
5.4 Ergebnisse der Simulation eines BEMC-Moduls	67
5.4.1 Abschneideparameter für die Simulation.....	68
5.4.2 Das Energiesignal im BEMC.....	69
5.4.3 Die Energieauflösung des BEMC.....	71
5.4.4 Das longitudinale Schauerprofil im BEMC.....	74
5.4.5 Das transversale Schauerprofil im BEMC.....	76
5.5 Zusammenfassung.....	78
Kapitel 6 Testmessungen mit Moduln des BEMC am CERN	79
6.1 Motivation.....	79
6.2 Beschreibung des Versuchsaufbaus	80
6.2.1 Der Trigger	81
6.2.2 Die Datenauslese.....	83
6.3 Das Analyseprogramm.....	84
6.4 Analyse der Daten.....	86
6.4.1 Energiesignal im Test-Kalorimeter	86
6.4.2 Bestimmung der Energieauflösung	87
6.4.3 Transversale Schauerausbreitung in den BEMC-Moduln.....	91
6.4.4 Ortsabhängigkeit des Energiesignals.....	94
6.5 Zusammenfassung.....	97
Kapitel 7 Zusammenfassung.....	99
Anhang.....	101
A.1 Kinematische Variablen.....	101
A.2 Messung des Transmissionskoeffizienten von SCSN-38.....	105
A.3. Kurzanleitung zum CERN-Analyseprogramm	107
Literaturverzeichnis	114

Kapitel 1

Einleitung

Die Suche nach den elementaren Bausteinen der Materie ist eine der Hauptaufgaben der Physik. Die Auffassung, daß Materie aus ganz kleinen Teilchen verschiedener Art aufgebaut sein müsse, geht auf den griechischen Philosophen Demokrit zurück. Er sagte schon vor 2400 Jahren, daß alle Dinge aus kleinen, unzerstörbaren Teilchen und aus leerem Raum bestehen. Vor 50 Jahren glaubte man, daß Materie aus nur drei Teilchen: Protonen, Neutronen und Elektronen zusammengesetzt sei. Aus diesen Teilchen lassen sich alle Elemente und Moleküle zusammensetzen. Nach heutiger Vorstellung setzen sich auch Protonen und Neutronen aus anderen Teilchen zusammen.

Diese Teilchen, die man nach heutigem Standpunkt als elementar ansieht, können mit dem Standard-Modell beschrieben werden. Dieses Modell wurde um 1968 von Weinberg und Salam entworfen und beschreibt die Wechselwirkungen der Teilchen. Dabei werden die Teilchen in zwei Familien, Quarks und Leptonen, untergliedert, die jeweils aus drei Generationen bestehen. Durch den Austausch von Bosonen treten die Elementarteilchen in Wechselwirkung und bilden so größere Strukturen. Protonen und Neutronen bestehen aus jeweils drei Quarks, die durch Gluonen zusammengehalten werden.

Aufgabe der Hochenergiephysik ist es, diese Strukturen zu untersuchen, und wenn möglich, Erkenntnisse über noch kleinere Strukturen zu gewinnen. Mit Streuexperimenten können solche Strukturen beobachtet werden. Aus der Art und den Impulsen der bei der Wechselwirkung entstehenden Teilchen können Rückschlüsse auf die Eigenschaften dieser Teilchen gezogen werden. Entscheidend für die Größe der Strukturen, die beobachtet werden, ist der Impulsübertrag zwischen den Primärteilchen bei der Wechselwirkung. Will man zu immer kleineren Strukturen vordringen, müssen die Primärteilchen auf immer größere Energien gebracht werden, damit große Impulsüberträge möglich werden. Für diese Aufgabe werden große Speicherringe gebaut. Die Teilchen werden in entgegengesetzten Richtungen beschleunigt. An festgelegten Orten werden sie zur Kollision gebracht. Beim Speicherring HERA, der im folgenden Abschnitt beschrieben wird, können

Strukturen beobachten werden, die nur ca. 10^{-3} fm groß sind. Die Kollisionen der Teilchen erfolgen in Detektoren. Diese haben die Aufgabe, möglichst alle Teilchen nachzuweisen, die bei den Kollisionen entstehen. HERA kann als riesiges Mikroskop bezeichnet werden, wobei dann die Detektoren die Okulare sind.

1.1 Das DESY und das Projekt HERA

Bei der Großforschungseinrichtung "Deutsches Elektronensynchrotron" DESY in Hamburg wurde am 15. Mai 1986 mit dem Bau des Speicherringes HERA [Wol 86] begonnen. HERA ist die Abkürzung für Hadron-Elektron-Ring-Anlage. 1991 wurde die Anlage probeweise in Betrieb genommen, und die ersten Kollisionen konnten beobachtet werden. Dabei hatten die Teilchen noch nicht die angestrebten Energien. Geplant ist, daß 1992 die Sollwerte erreicht werden. Protonen werden dann auf eine Energie von 820 GeV und Elektronen auf 30 GeV beschleunigt. Um die Teilchen auf diese hohen Energien zu bringen, ist eine komplexe Beschleunigeranlage notwendig, siehe Abbildung 1.1. Linearbeschleuniger füllen die ersten Ringbeschleuniger. Hier werden die Protonen von 50 MeV auf eine Energie von 7,5 GeV gebracht und die Elektronen von 450 MeV auf 9 GeV [Wol 86]. Danach gelangen die Teilchen in den Ring PETRA. Hier werden die Protonen auf eine Energie von 40 GeV und die Elektronen auf 14 GeV beschleunigt. Anschließend werden die Teilchen im HERA Tunnel auf ihre Sollenergien gebracht. Bei den angestrebten Teilchenenergien ergibt sich die Schwerpunktsenergie zu $\sqrt{s} = 314$ GeV. Als Design-Luminosität ist $1,5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ vorgesehen. Um diesen Wert zu erreichen, wird der zeitliche Abstand zweier Kollisionen, auch "bunch crossing" genannt, auf 96 nsec festgesetzt.

Die Teilchen müssen in getrennten Vakuumröhren gehalten werden, da sich aus den unterschiedlichen Massen unterschiedliche Anforderungen an das Magnetfeld und die Beschleunigungsstrecken ergeben.

Bei vorgegebenem Krümmungsradius der Protonenbahn ist die mögliche Protonenenergie durch die maximal erreichbare Feldstärke in den Ablenkmagneten bestimmt. Um hohe Feldstärken zu erreichen, werden hier supraleitende Magnete verwendet. Bei Elektronen begrenzt die Synchrotronstrahlung die Energie, denn die Energie, die ein Teilchen während eines Umlaufs durch Strahlung verliert, muß wieder zugeführt werden. Beim Elektronenspeicherring können normale Magnete die Teilchen auf der Sollbahn halten.

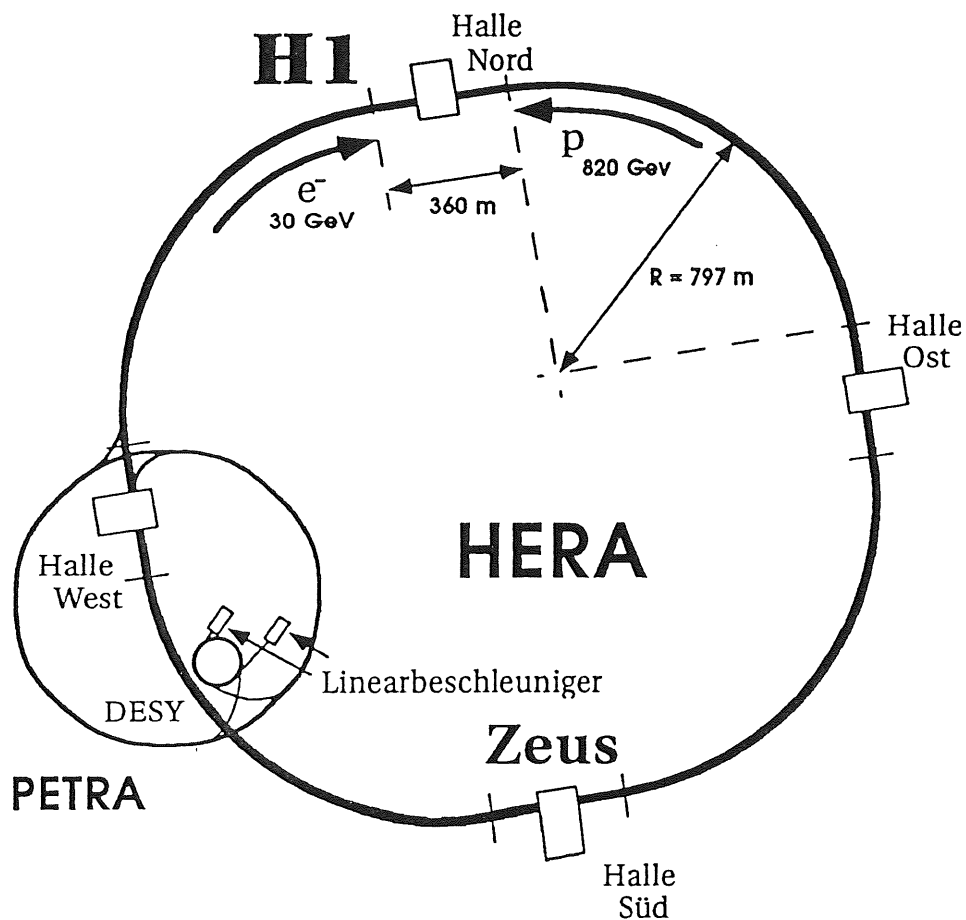


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA mit Vorbeschleunigern und Experimenten.

Zusammengeführt werden die Teilchen nur für die Kollisionen in den Wechselwirkungspunkten, die jeweils in der Mitte der vier 360 m langen Geraden liegen. An diesen Stellen befinden sich die Hallen, in denen Experimente aufgebaut werden können. Zur Zeit werden jedoch erst zwei Hallen für Experimente genutzt. Der H1-Detektor steht in der Halle Nord und der Zeus-Detektor in der Halle Süd. Die Halle West dient zur Versorgung des Ringtunnels, und die Halle Ost wird zur Zeit noch nicht genutzt.

1.2 Die HERA-Physik

Bei HERA wird es möglich sein, Elektron-Proton-Kollisionen bei einem Impulsübertrag bis zu 10^5 GeV^2 zu beobachten. Dies entspricht einem Auflösungsvermögen von weniger als 10^{-3} fm . Die Hauptaufgabe ist daher die Messung der Protonenstrukturfunktion.

Dabei wechselwirkt ein Elektron mit einem Quark eines Protons durch den Austausch eines Bosons. Als Bosonen können γ -Quanten, Z^0 -Bosonen oder die geladenen W^\pm -Bosonen in Frage kommen. Ist das Boson ein W^\pm -Boson, handelt es sich um einen geladenen Strom. Auf der linken Seite in Abbildung 1.2 ist der Feynman-Graph für einen geladenen Strom in niedrigster Ordnung dargestellt. Dabei geht das einlaufende Elektron in das zugehörige Neutrino über. Wird dagegen ein γ -Quant oder Z^0 -Boson ausgetauscht, so ist dies ein neutraler Strom. Das gestreute Quark fragmentiert nach der Wechselwirkung in Hadronen. Diese werden als Stromjet bezeichnet und können in einem Detektor nachgewiesen werden. Die anderen Quarks des Protons werden Zuschauerquarks genannt und nehmen am Streuprozess nicht teil. Auch diese Quarks fragmentieren in Hadronen. Diese Hadronen bilden den Protonenjet und verbleiben im wesentlichen im Strahlrohr, da sie einen kleinen Transversalimpuls haben.

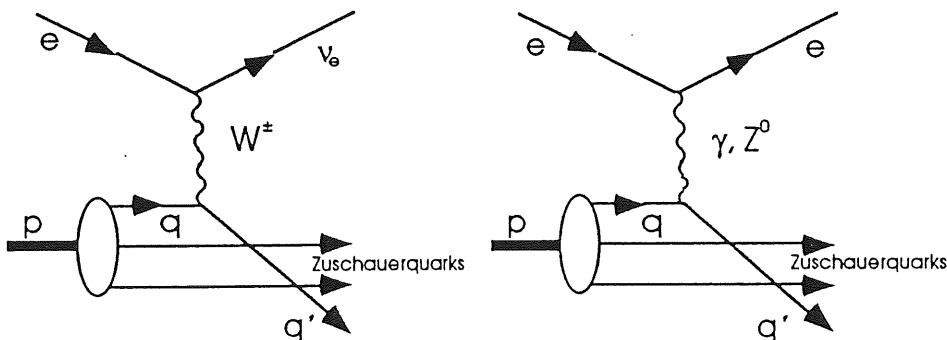


Abbildung 1.2: Feynman-Graphen für Elektron-Proton-Streuung.

Links ist der geladene Strom mit Austausch eines W^\pm -Bosons,
rechts der neutrale Strom mit Austausch eines Photons oder eines Z^0 -Bosons.

Interessanter sind für diese Arbeit die neutralen Ströme. Der Feynman-Graph dafür ist auf der rechten Seite der Abbildung 1.2 gezeigt. Beim neutralen Strom gibt es zwei verschiedene Austauschteilchen. Es kann entweder ein Photon oder ein Z^0 -Boson ausgetauscht werden. Das gestreute Elektron kann vom Detektor nachgewiesen werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden Detektorbereiche untersucht, in die Elektronen gelangen, die unter kleinen Winkeln gestreut werden.

Betrachtet wird im folgenden nur der neutrale Strom. Mit der Born'schen Näherung, die den Austausch von einem Boson beschreibt, ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{NC}}(e^-p)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^2} \cdot \left[y^2 x F_1^{\text{NC}}(x, Q^2) + (1-y) F_2^{\text{NC}}(x, Q^2) + \left(y - \frac{y^2}{2}\right) F_3^{\text{NC}}(x, Q^2) \right] \quad 1.1$$

mit x, y, Q kinematische Variablen, siehe Anhang A.1
 F_i^{NC} Strukturfunktionen des Protons, $i = 1, 2, 3$
 α Feinstrukturkonstante

Mit der Callan-Gross-Relation¹ kann man die Gleichung 1.1 weiter vereinfachen. Durch diese Relation erhält man einen Zusammenhang zwischen den Strukturfunktionen F_1 und F_2 :

$$2 x F_1 = F_2 \quad 1.2$$

Mit der Callan-Gross-Relation vereinfacht sich der Wirkungsquerschnitt zu:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{NC}}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^2} \cdot \left\{ [1 + (1-y^2)] F_2^{\text{NC}}(x, Q^2) + [1 - (1-y^2)] F_3^{\text{NC}}(x, Q^2) \right\} \quad 1.3$$

Die Strukturfunktionen F_2 und F_3 sind im Quark-Parton-Modell abhängig von der Wahrscheinlichkeit, daß ein Quark bzw. Antiquark den Impulsanteil x des Protons trägt, und von der Art der Kopplung des Partons an das Lepton. Der Zusammenhang zwischen den Strukturfunktionen und den Quark- bzw. Antiquarkdichteverteilungen q_f und \bar{q}_f ist:

$$F_2^{\text{NC}}(x, Q^2) = 2 x F_1^{\text{NC}}(x, Q^2) = \sum_f A_f(Q^2) x [(q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2))] \quad 1.4$$

$$x F_3^{\text{NC}}(x, Q^2) = \sum_f B_f(Q^2) x [(q_f(x, Q^2) - \bar{q}_f(x, Q^2))] \quad 1.5$$

mit q_f, \bar{q}_f Quark- und Antiquarkdichten der Flavour f
 f Die sechs Quarkflavour $u, d, s, c, b, (t)$
 A_f, B_f Koeffizienten der Quarkflavour

¹ Dabei werden die Quarkmassen und die intrinsischen Impulse vernachlässigt.

Die Strukturfunktionen werden über alle Flavours summiert. Die Koeffizient A_f und B_f ergeben sich zu:

$$A_f(Q^2) = Q_f^2 - 2 Q_f (v_e \pm a_e) v_f P_z + (v_e \pm a_e)^2 (v_f^2 + a_f^2) P_z^2 \quad 1.6$$

$$B_f(Q^2) = \mp 2 e_f (v_e \pm a_e) a_f P_z \pm (v_e \pm a_e)^2 v_f a_f P_z^2 \quad 1.7$$

mit Q_f elektrische Ladung der Quarks
 v_f, a_f Vektor- und Axialvektorkopplung der Quarks
 v_e, a_e Vektor- und Axialvektorkopplung des Elektrons
 P_z Verhältnis zwischen Photon und Z^0 -Boson Propagator

Der Term P_z beschreibt die Unterdrückung der schwachen Wechselwirkung bei kleinen Impulsüberträgen:

$$P_z = \frac{Q^2}{Q^2 + m_Z^2} \quad 1.8$$

Der Streuwinkel² θ_e und die Energie des gestreuten Elektrons E'_e werden im Detektor bestimmt. Die Energien des einfallenden Elektrons E_e und des einfallenden Protons E_p sind aus den Strahleigenschaften bekannt. Mit diesen Größen läßt sich die gesamte Kinematik des primären Prozesses beschreiben. Für die kinematischen Variablen ergibt sich:

$$Q^2 = 4 E_e E'_e \cos^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \quad 1.9$$

$$x = \frac{4 E_e E'_e \cos^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right)}{E_p \left[E_e - E'_e \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \right]} \quad 1.10$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \quad 1.11$$

Nähere Erläuterungen zu den kinematischen Variablen finden sich im Anhang A.1. Bei den geladenen Strömen kann die Kinematik nicht auf diese Art berechnet werden, da das Elektron am Wechselwirkungspunkt in ein Neutrino konvertiert und dieses im Detektor nicht nachgewiesen werden kann. Bei geladenen Strömen muß daher die Kinematik aus den hadronischen Endzuständen bestimmt werden.

² Der Streuwinkel in H1-Notation wird in Anhang A.1 erläutert.

Bei HERA können die Strukturfunktionen in einem kinematischen Bereich bestimmt werden, der bislang noch nicht experimentell zugänglich war. Der kinematische Bereich neutraler Ströme, der untersucht werden kann, ist im Bereich von:

$$5 \cdot 10^{-5} < x < 0.6 \quad 1.12$$

$$Q^2 > 5 \text{ GeV}^2 \quad 1.13$$

$$y > 0.1 \quad 1.14$$

Damit die systematischen Fehler der Strukturfunktionen keiner als 10% sind, muß die absolute Bestimmung der Energie der gestreuten Elektronen genauer als 1 % sein [Fel 87]. Dies erfordert eine genaue Kalibration des Detektors und dies kann nur erreicht werden, wenn die Eigenschaften des Detektors gut verstanden sind. In dieser Arbeit soll das Kalorimeter untersucht werden, in dem die Energie der Elektronen bestimmt wird, die unter kleinen Winkeln gestreut werden. Dabei können die Strukturfunktionen im Bereich von $Q^2 < 2 \cdot 10^2 \text{ GeV}^2$ und $x \leq 2 \cdot 10^{-2}$ bestimmt werden.

Detaillierte Beschreibungen der Physik, die am Speicherring HERA gemessen werden kann, finden sich in [Pec 87] und [Rüc 87].

1.3 Der H1-Detektor am HERA

Der H1-Detektor steht in der Halle Nord des Speicherringes HERA. In Abbildung 1.3 erkennt man den zum Wechselwirkungspunkt asymmetrischen Aufbau des Detektors. Durch den ca. 27 mal größeren Impuls der Protonen gegenüber den Elektronen haben die erzeugten Teilchen einen Lorentzboost in Richtung der Protonen. Als Vorwärtsbereich wird der Teil des Detektors bezeichnet, der sich in dieser Richtung befindet. Analog dazu wird der Begriff Rückwärtsbereich für die entgegengesetzte Seite des Detektors verwendet.

Der Aufbau des Detektors soll in der Reihenfolge erklärt werden, in der die Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, in den einzelnen Detektorkomponenten nachgewiesen werden.

Die Protonen treffen innerhalb des Strahlrohres auf die Elektronen. Kommt es im Wechselwirkungspunkt [1] zu einer Wechselwirkung zwischen einem Proton und einem Elektron, können mit der zentralen Spurenkammer [2] Bahnen von geladenen Teilchen nachgewiesen werden. Durch das Magnetfeld der supraleitenden Spule [6] werden diese Bahnen gekrümmt. Der Radius ist abhängig von der Ladung und dem Impuls des Teilchens.

Da die meisten Teilchen in Richtung des Vorwärtsbereiches fliegen, sind dort zur Impulsmessung die zusätzliche Vorwärtsspurenkammern **3** und zur Elektron-Identifikation das Übergangsstrahlungsmodul eingebaut.

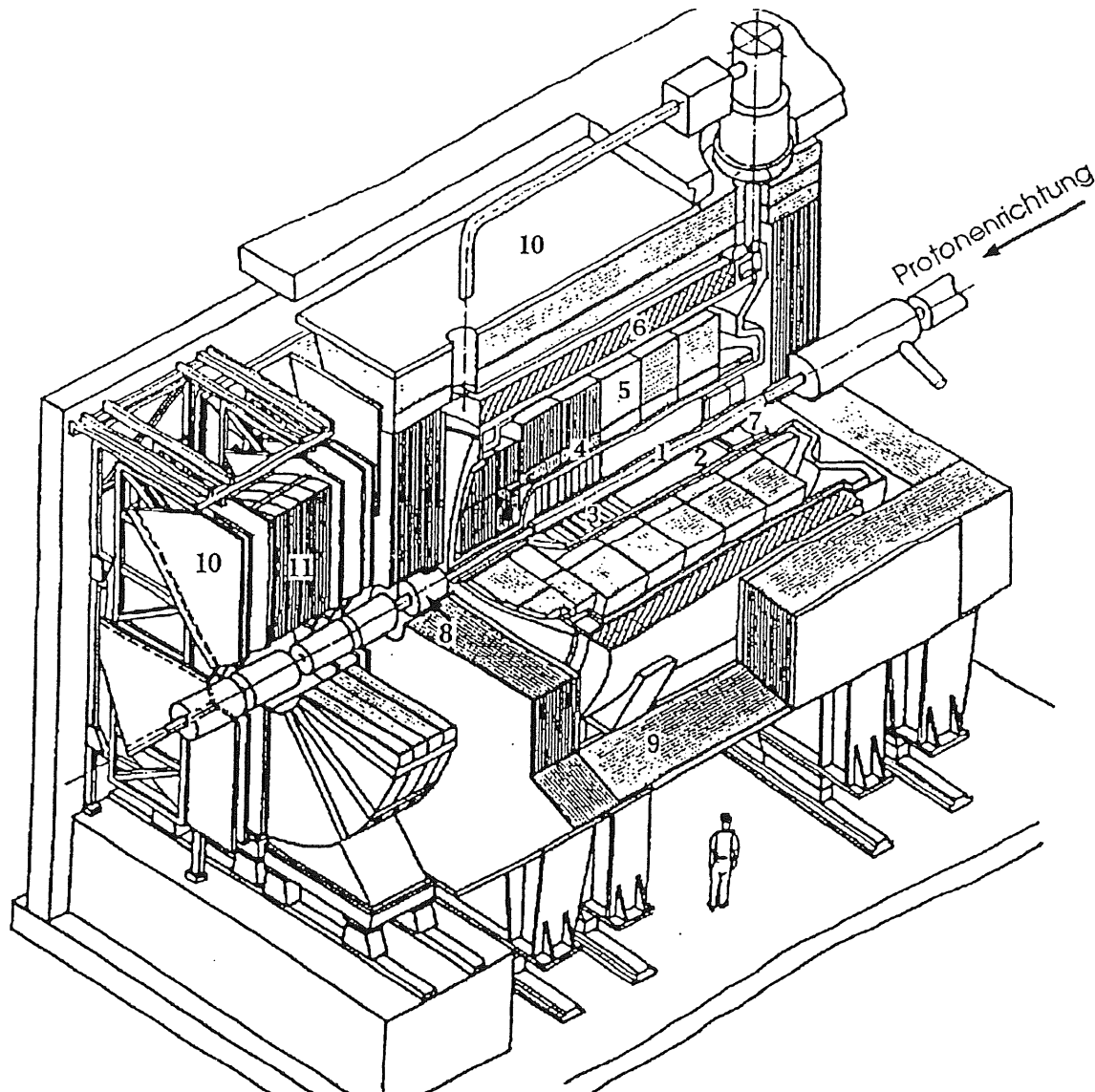


Abbildung 1.3: Perspektivische Ansicht des H1-Detektors.
Auf die Nummern wird im Text verwiesen.

Die Spurenkammern werden von Kalorimetern umgeben. Beim H1-Detektor bestehen diese zum größten Teil aus Flüssigargon-Kalorimetern. Diese sind eingeteilt in elektromagnetische **4** und hadronische **5** Kalorimeter. Die elektromagnetischen Kalorimeter haben als Absorber Bleiplatten. Hier deponieren Elektronen und Photonen bis auf kleine Leckverluste ihre gesamte Energie. Bei den hadronischen Kalorimetern sind die Absorberplatten aus nichtrostendem Stahl, und die einzelnen Auslesekanäle umfassen größere Bereiche als beim elektromagnetischen Kalorimeter. Da die hadronische Wechselwirkungslänge viel größer ist als die elektromagnetische, müssen auch die hadronischen Kalorimeter größer sein, damit der größte Teil der

Energie deponiert werden kann. Die Kalorimeter sind zusammen in einem Kryostaten untergebracht, der auf der Temperatur³ von flüssigem Argon gehalten wird. Der Kryostat ist von der supraleitenden Spule [6] umgeben, die ein homogenes axiales Magnetfeld von 1,2 T erzeugt.

Im Rückwärtsbereich befindet sich außerhalb des Kryostaten ein weiteres elektromagnetisches Kalorimeter. Dies wird als BEMC⁴ [7] bezeichnet und ist ein warmes Blei-Szintillationskalorimeter. Diese Arbeit befaßt sich später ausschließlich mit den Eigenschaften dieses Kalorimeters.

Ein weiteres warmes Kalorimeter ist das PLUG⁵ [8]. Es mißt die Energie von Teilchen, die in den extremen Vorwärtsbereich gelangen. Die Kalorimetrie wird abgeschlossen durch das instrumentierte Eisen, das mit Streamer-Röhren [9] ausgerüstet ist und von Myonenkammern [10] umgeben wird. Hier werden die Myonen nachgewiesen und der Anteil eines hadronischen Schauers, der als Leckverlust das Flüssigargon-Kalorimeter verläßt. Ebenfalls dient es zur Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule. In Vorwärtsrichtung befindet sich noch das Myonenspektrometer [11] zur Impulsbestimmung von hochenergetischen Myonen.

Eine genauere Beschreibung aller Detektorkomponenten ist in [H1 86] und [H1 89] zu finden.

³ ca. 80° K (= -193° C)

⁴ BEMC : Backward electromagnetic calorimeter

⁵ PLUG : Stecker (engl.)

1.4 Ziele der Arbeit

Zum Nachweis von Elektronen, die im H1-Detektor unter kleinen Winkeln gestreut werden, wird ein Kalorimeter verwendet, das BEMC. Die Anforderung an das Kalorimeter ist eine gute Energieauflösung. Dabei darf das Energiesignal nicht vom Eintrittsort des Teilchens abhängen. Um diese Anforderungen zu erfüllen, müssen die Eigenschaften des Kalorimeters gut verstanden sein. Die vorliegende Diplomarbeit hat das Ziel, einen Beitrag zum besseren Verständnis des BEMC zu leisten.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

- **Kapitel 2** faßt die theoretischen Grundlagen zusammen. Dabei wird insbesondere auf die Grundlagen der Kalorimetrie und der Prozesse in den Szintillationszählern eingegangen.
- **Kapitel 3** beschreibt den Aufbau des BEMC und es werden die einzelnen Moduln beschrieben.
- **Kapitel 4** untersucht die Lichtleitung in den Szintillatorplatten der BEMC-Moduln.
- **Kapitel 5** beinhaltet die Untersuchung der Energiedeposition in einen BEMC-Modul. Es wird die Energieabhängigkeit, die Energieauflösung und der Verlauf eines elektromagnetischen Schauers untersucht.
- **Kapitel 6** beschreibt Testmessungen die zur Untersuchung der BEMC-Moduln am CERN durchgeführt worden sind. Anschließend werden die Ergebnisse dieser Messungen mit den Simulationen der Kapitel 4 und 5 verglichen.
- **Kapitel 7** ist eine kurze Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

Beim Durchgang durch Materie verlieren Teilchen aufgrund verschiedener physikalischer Prozesse Energie. Die Kalorimetrie nutzt diesen Effekt aus, um die Energie der Teilchen zu messen. In diesem Kapitel sollen die Grundlagen erläutert werden, die zum Verständnis der Funktionsweise des BEMC notwendig sind.

2.1 Energiedeposition von hochenergetischen Teilchen

Ein hochenergetisches Teilchen erzeugt beim Durchgang durch Materie Sekundärteilchen. Diese können ebenfalls weitere Teilchen erzeugen. Die entstehende Teilchenkaskade wird Schauer genannt. Klassifiziert werden diese in elektromagnetische und hadronische Schauer.

Elektromagnetische Schauer werden im wesentlichen durch drei verschiedene Teilchen, die Elektronen, die Positronen und die γ -Quanten, ausgelöst, da die Wirkungsquerschnitte der schweren Hadronen für die notwendigen Strahlungsprozesse sehr klein sind. In diesen Schauern tritt dominant die elektromagnetische Wechselwirkung auf. Bei dieser Wechselwirkung werden keine anderen Teilchenarten erzeugt⁶. Starke Wechselwirkungen treten bei Elektronen, Positronen und γ -Quanten nicht auf.

Die hadronischen Schauer werden von Baryonen und Mesonen ausgelöst. Dadurch kommt es zusätzlich zu starken und schwachen Wechselwirkungen. Da das BEMC für den Nachweis elektromagnetischer Teilchen gebaut wurde, wird im folgenden nicht näher auf die hadronischen Schauer eingegangen.

2.1.1 Der elektromagnetische Teilchenschauer

Elektromagnetische Schauer werden ausschließlich durch hochenergetische Elektronen, Positronen oder Photonen ausgelöst. In diesen Schauern treten nur

⁶ Hierbei wird die mögliche Produktion eines Myonpaares durch ein γ -Quant vernachlässigt.

elektromagnetische Wechselwirkungen auf. Die physikalischen Prozesse sind in der folgenden Auflistung nach den Prozessen, die von Elektronen, Positronen oder von Photonen ausgelöst werden, gegliedert:

• Prozesse mit Elektronen oder Positronen :

Bremsstrahlung :	$e^{\pm} + \text{Atomkern} \rightarrow e^{\pm} + \gamma + \text{Atomkern}$
	$e^{-} + e^{-} \rightarrow e^{-} + e^{-} + \gamma$
Ionisation:	$e^{\pm} + \text{Atom} \rightarrow e^{\pm} + \text{Ion}^{+} + e^{-}$
Møller-Streuung:	$e^{-} + e^{-} \rightarrow e^{-} + e^{-}$
Bhabha-Streuung:	$e^{+} + e^{-} \rightarrow e^{+} + e^{-}$
Annihilation:	$e^{+} + e^{-} \rightarrow \gamma + \gamma$
Vielfachstreuung:	$e^{\pm} + \text{Atomkern} \rightarrow e^{\pm} + \text{Atomkern}$

• Prozesse mit Photonen :

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

In der Auflistung der Prozesse ist das auslösende Teilchen immer zuerst genannt. Alle Prozesse sind energieabhängig. Die Wahrscheinlichkeit, welcher der konkurrierenden Prozesse eintritt, ist von der Teilchenenergie abhängig, siehe Abbildung 2.1.

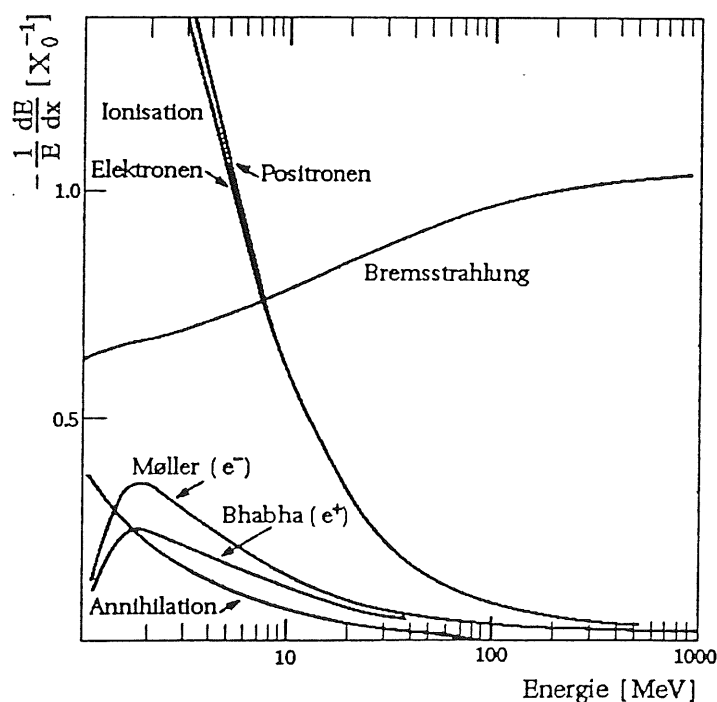


Abbildung 2.1: Anteil des Energieverlustes pro Strahlungslänge im Blei als Funktion der Elektron- / Positronenergie [PDG 90].

Zum Beispiel verliert ein Elektron mit einer Energie von 3 GeV in 2 cm Polystyrol etwa 4 MeV durch Ionisation und 75 MeV durch Bremsstrahlung [Pic 89]. Bei großen Teilchenenergien ist die Bremsstrahlung am wahrscheinlichsten. Bei kleinen Energien dominiert die Ionisation. Die anderen Prozesse spielen nur eine untergeordnete Rolle.

Bei der Bremsstrahlung wird das Elektron im Coulombfeld eines Atomkerns abgebremst. Dabei strahlt es Photonen ab. Im Laborsystem werden diese bevorzugt in Vorwärtsrichtung abgegeben. Das Spektrum dieser Bremsstrahlungsphotonen ist kontinuierlich.

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung beträgt für Elektronen [Seg 65]:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Brems}} = \frac{E}{X_0} \quad 2.1$$

Der Energieverlust ist proportional zur Energie des Teilchen und reziprok zur materialunabhängigen Proportionalitätskonstante X_0 des Absorbers. Die Materialkonstante X_0 wird Strahlungslänge genannt. Sie läßt sich für einen Absorber berechnen:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4 \alpha r_0^2 \rho N_A Z^2}{A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad 2.2$$

mit :

Z = Kernladungszahl des Absorbers

A = Massenzahl des Absorbers

ρ = Dichte des Absorbers

r_0 = klassischer Elektronenradius

N_A = Avogadro'sche Zahl

α = Feinstrukturkonstante

Als Absorber werden deshalb Materialien mit hoher Kernladungszahl und hoher Dichte bevorzugt verwendet. Bei diesen deponiert ein Teilchen innerhalb einer bestimmten Strecke mehr Energie, da diese Absorber eine kleinere Strahlungslänge X_0 haben. Daher können Meßgeräte, die die deponierte Energie bestimmen, kompakter gebaut werden.

In Tabelle 2.1 sind einige für Schauer relevante Werte angegeben. Die hadronische Wechselwirkungslänge λ_{had} gibt analog zur Strahlungslänge eine näherungsweise materialunabhängige Größe zur Beschreibung eines hadronischen Schauers an.

Material	Kern- ladungszahl	Dichte	Strahlungs- länge	had.Wechsel wirkungslänge
		ρ [g cm ⁻³]	X_0 [cm]	λ_{had} [cm]
Al	13	2,7	8,9	39,4
Pb	82	11,35	0,56	17,1
Polystyrol		1,032	42,4	79,5
BEMC ⁷			1,43	33,1

Tabelle 2.1 Strahlungslänge und hadronische Wechselwirkungslänge von Materialien, die im BEMC verwendet werden.

In den Abbildungen 2.2 und 2.3 sind die Wirkungsquerschnitte für die Prozesse, die von Photonen in Materie ausgelöst werden, gegen die Energie aufgetragen. In Abbildung 2.2 ist Kohlenstoff das Absorbermaterial, in Abbildung 2.3 ist es Blei.

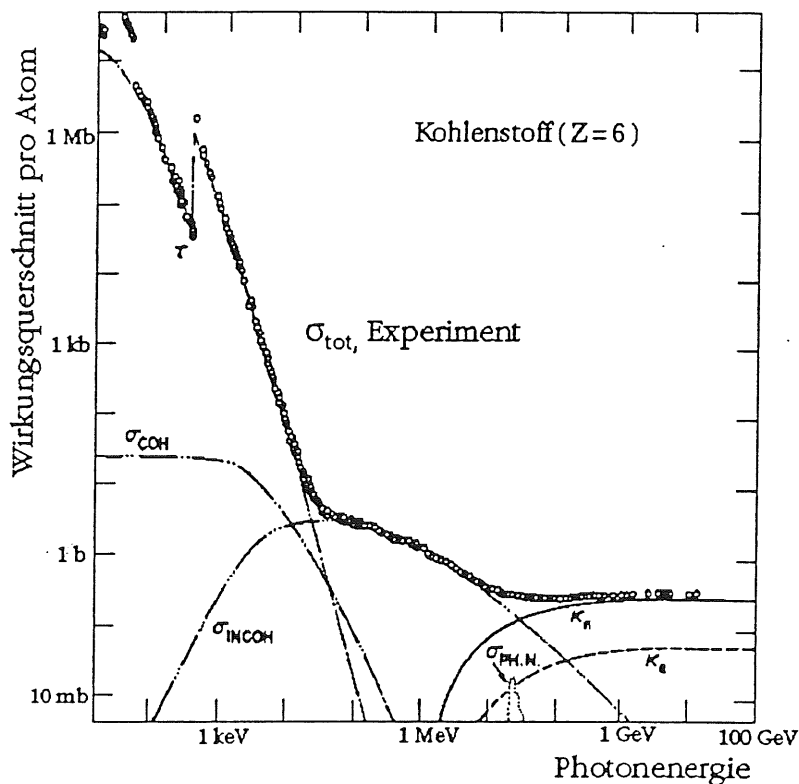


Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte als Funktion der Photonenergie in Kohlenstoff [PDG 90].

- τ = Photoeffekt
- σ_{COH} = Kohärente Streuung (Rayleigh)
- σ_{INCOH} = Inkohärente Streuung (Compton)
- κ_n = Paarproduktion im Kernfeld
- κ_e = Paarproduktion im Elektronenfeld
- $\sigma_{PH.N.}$ = Absorption im Kern

⁷ Das BEMC besteht aus einer Sandwich-Struktur, die im wesentlichen aus 2,5 mm Blei und 4 mm Polystyrol aufgebaut ist. Das Kapitel 3 enthält eine genauere Beschreibung.

Unabhängig vom Material ist für hohe Energien die Paarproduktion im Kernfeld der dominierende Prozeß. Dabei wird aus dem γ -Quant ein Elektron-Positron-Paar in Kernnähe erzeugt. Aus der Energie-Impulsbilanz folgt, daß dieser Prozeß erst ab Photonenenergien oberhalb von $2m_e c^2$ möglich ist, da der Atomkern einen Restimpuls aufnimmt, und die Ruheenergie der beiden erzeugten Teilchen aufgebracht werden muß. Da die Paarbildung in der Theorie eng mit der Bremsstrahlung verknüpft werden kann, ist es möglich, die freie Weglänge λ_p für Photonen auch in Einheiten der Strahlungslänge X_0 anzugeben:

$$\lambda_p = \frac{9}{7} X_0 \tag{2.3}$$

Im Intervall um 1 MeV tritt der Compton-Effekt mit größter Wahrscheinlichkeit ein. Die Größe dieses Intervalls ist vom Material abhängig und wird bei großen Kernladungszahlen kleiner. Für niedrige Energien überwiegt der Photoeffekt.

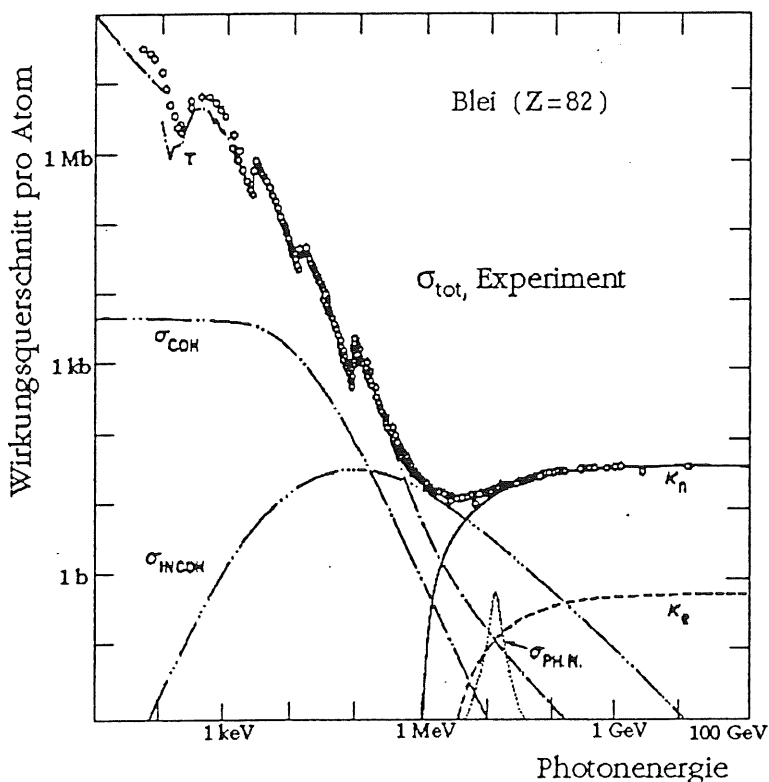


Abbildung 2.3: Wirkungsquerschnitte als Funktion der Photonenergie in Blei [PDG 90].

2.1.2 Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern

Für die Teilchenproduktion in einem elektromagnetischen Schauer sind die Bremsstrahlung und die Paarbildung verantwortlich. Die eigentliche Energiedeposition in der Materie erfolgt durch Ionisations- und Anregungsprozesse. Der Energieverlust durch Ionisation kann durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden [Seg 53]:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{ion}} = \frac{2 \pi e_e^4 n_e}{m_e c^2 \beta^2} \left\{ \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 E_e}{2 I^2 (1 - \beta^2)} - (2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + \frac{1 - \sqrt{1 - \beta^2}}{8} - \delta \right\} \quad 2.4$$

mit

E_e = Kinetische Energie des Elektrons

n_e = Dichte der Elektronen im Absorbermaterial

I = Mittleres Ionisationspotential des Absorbers

δ = Dichtekorrekturfunktion nach Sternheimer

c = Lichtgeschwindigkeit

β = v / c relativistische Elektronengeschwindigkeit

m_e = Ruhemasse des Elektrons

e_e = Elementarladung

Die Gleichung 2.4 gibt eine nach Sternheimer [Ste 52] modifizierte Form an, die zusätzlich eine materialabhängige Dichtekorrekturfunktion erhält.

Bei kleinen Energien wird die Wahrscheinlichkeit für Ionisations- und Anregungsprozesse im Absorbermaterial immer größer, vergleiche Abbildung 2.1. Unterhalb einer Energieschwelle ε , auch kritische Energie genannt, ist der Ionisationsprozeß dominierend. Oberhalb der Schwelle ist für Elektronen die Bremsstrahlung dominierend. Diese materialabhängige Schwelle wird definiert als die Energie, die ein minimal ionisierendes Teilchen auf einer Strahlungslänge verliert:

$$\varepsilon = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{min}} * X_0 \approx \frac{550}{Z} \text{ MeV} \quad 2.5$$

Diese Näherung gilt für Materialien, die eine Kernladungszahl zwischen 13 und 92 (Natrium bis Uran) haben. Der relative Fehler dieser Näherung ist kleiner als 10 %. Die kritische Energie ist abhängig von der Kernladungszahl und fällt bei Absorbieren mit großer Protonenzahl.

2.1.3 Räumliche Ausbreitung eines Schauers

Für die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers gibt es ein einfaches eindimensionales Modell:

Jedes Elektron, dessen Energie größer ist als die kritische Energie ϵ , strahlt nach dem Durchfliegen einer Strahlungslänge ein Photon ab. Die Energie des Elektrons wird dabei zu gleichen Teilen auf das Elektron und das Photon verteilt. Photonen erzeugen nach einer Strahlungslänge ein Elektron-Positron-Paar. Die Teilchenproduktion bricht ab, wenn die Energien aller Teilchen unter der kritischen Energie liegen.

Bezeichnet man mit $x_s = x / X_0$ die Anzahl der zurückgelegten Strahlungslängen, erhält man für die Anzahl N der Teilchen im Schauer:

$$N(x_s) = 2^{x_s} \quad 2.6$$

Wenn E_0 die Energie des primären Teilchens ist, dann beträgt die Energie eines einzelnen Teilchens nach x_s Strahlungslängen:

$$E(x_s) = \frac{E_0}{N(x_s)} = E_0 2^{-x_s} \quad 2.7$$

Da die Energie eines Teilchens nach jeder Wechselwirkung auf zwei Teilchen verteilt wird, legen die Teilchen bis zum Erreichen der kritischen Energie die Wegstrecke x_{\max} zurück:

$$x_{\max} = \ln_2 \left(\frac{E_0}{\epsilon} \right) \quad 2.8$$

Damit ergibt sich für die Anzahl der am Schauer beteiligten Teilchen N_{Gesamt} :

$$N_{\text{Gesamt}} = \sum_{i=1}^{x_{\max}} N(i) = \frac{E_0}{\epsilon} - 1 \approx \frac{E_0}{\epsilon} \quad 2.9$$

Die Näherung ist allgemein gültig, da die Energie des primären Teilchens groß gegen die kritische Energie ist.

Aus diesem einfachen Modell kann man folgende wichtige Schlüsse ziehen :

- Die Anzahl der Teilchen im Schauer wächst exponentiell mit dem Abstand vom Ursprung des Schauers
- Die Länge des Schauers nimmt logarithmisch mit der Energie des schauerauslösenden Teilchens zu.

- Die Anzahl der insgesamt im Schauer erzeugten Teilchen ist proportional zu Primärenergie. Diese Tatsache ist für die Energieauflösung eines Kalorimeters relevant, siehe Kap. 2.2.3.

Obwohl die Einzelprozesse, die in einem elektromagnetischen Schauer auftreten, in der Theorie gut verstanden sind, ist es nur schwer möglich, ein allgemeines Schauermodell anzugeben. Dies liegt an der Vielzahl der konkurrierenden Prozesse, deren Auftreten in Abhängigkeit von der Teilchenenergie statistisch verteilt ist.

Zuerst soll die longitudinale Ausdehnung eines Schauers betrachtet werden. In der Abbildung 2.4 ist die Ausdehnung eines Schauers für drei verschiedene Absorber dargestellt. Um den Schauerverlauf zu beschreiben, wird die deponierte Energie E_{dep} pro Länge x durch die Energie E_0 des schauerauslösenden Teilchens dividiert. Diese Größe wird so gebildet, daß das Integral über den gesamten Schauer 1 ergibt. Es gilt also:

$$\int_0^{\infty} \frac{dE_{dep}/dx}{E_0} dx = 1 \quad 2.10$$

Ein elektromagnetischer Schauer hat unabhängig vom Absorbermaterial und der Energie des schauerauslösenden Teilchens einen steilen Anstieg und einen flachen Abfall. Der Ort, an dem innerhalb einer bestimmten Strecke am meisten Energie deponiert wird, heißt Schauermaximum.

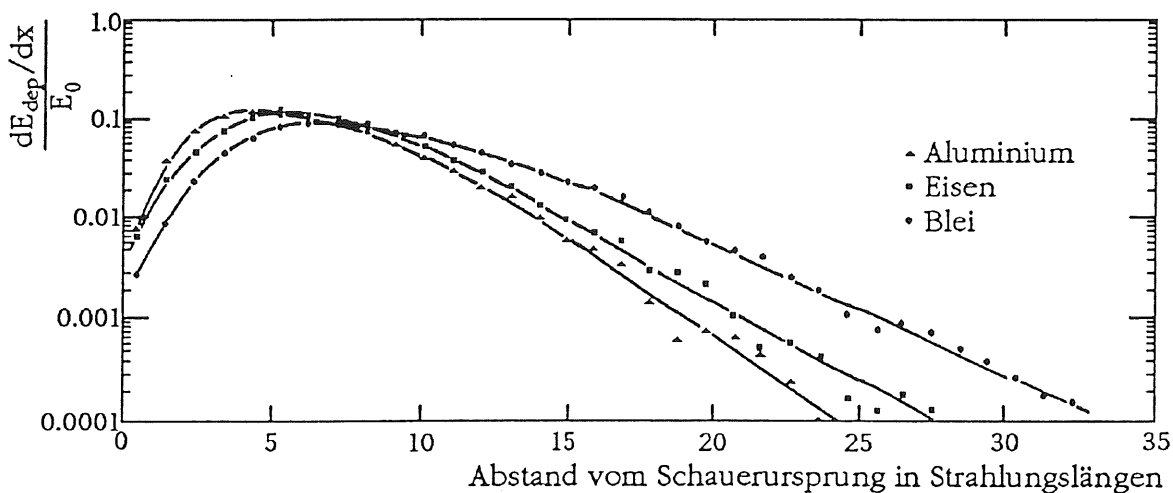


Abbildung 2.4: Longitudinale Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers, der von einem 10 GeV-Elektron ausgelöst wurde, Simulation mit dem Programm EGS4 [Fab 89].

Dargestellt wird die deponierte Energie E_{dep} pro Länge x dividiert durch die Energie E_0 des schauerauslösenden Teilchens. Diese wird gegen den Abstand vom Schauerursprung aufgetragen.

Die longitudinale Energiedeposition kann aber gut mit drei Parametern beschrieben werden [Lon 75]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \xi_3 t^{\xi_1} e^{-\xi_2 x_s} \quad 2.11$$

mit

$x_s = x / X_0$ die Tiefe x auf Strahlungslängen X_0 normalisiert

$\xi_1 \approx$ Position des Schauersmaximums in Strahlungslängen

ξ_2, ξ_3 vom Absorber und von der Energie abhängige Parameter

Bei der Berechnung der transversalen Schauerausbreitung braucht man die für hohe Energien dominanten Prozesse der Paarbildung und der Bremsstrahlung nicht mit einzubeziehen. Für den mittleren Ablenkwinkel $\langle \Theta_{WW} \rangle$ eines Teilchens mit der Energie E_e nach dem Bremsstrahlungsprozeß gilt [Bet 34]:

$$\sqrt{\langle \Theta_{WW} \rangle^2} = \frac{m_e c^2}{E_e} \quad 2.12$$

Für die transversale Ausbreitung ist die Vielfachstreuung der dominante Prozeß. Dabei werden die Elektronen elastisch an den Atomkernen im Absorber gestreut. Nach einer Theorie von Molière wird ein Teilchen, das eine Materieschicht der Dicke d durchläuft, im Mittel um einen Winkel $\langle \Theta_M \rangle$ abgelenkt:

$$\sqrt{\langle \Theta_M \rangle^2} = \frac{21 \text{ MeV}}{E_0} \cdot \left(\frac{d}{X_0} \right)^{1/2} \quad 2.13$$

Für die transversale Ausdehnung eines Schauers läßt sich als charakteristische Größe der Molière-Radius r_M definieren.

$$r_M = m_e c^2 \sqrt{\frac{4 \pi}{\alpha}} \frac{X_0}{\epsilon} \approx 21 \text{ MeV} \frac{X_0}{\epsilon} \quad 2.14$$

Untersuchungen haben gezeigt [Bat 70], daß ungefähr 90% der Energie in einem Zylinder mit dem Radius r_M um die Schauerachse deponiert werden. Dieser Radius ist materialabhängig und nicht energieabhängig.

2.2 Kalorimeter und Möglichkeiten der Auslese

Kalorimeter dienen zur Energiebestimmung von Teilchen. Proportionalkammern können mit Hilfe eines Magnetfeldes die Energie bestimmen. Der Krümmungsradius der Teilchenbahn ist dabei proportional zum Impuls des Teilchens. Wenn die Teilchenart bekannt ist, kann so die Energie bestimmt werden. Die relative Impulsauflösung $\delta p/p$ ist proportional zum Impuls des Teilchens. Daher wird die

Auflösung mit wachsendem Impuls schlechter. Die Energieauflösung $\delta E/E$ von Kalorimetern ist proportional zu $1/\sqrt{E}$. Sie wird mit wachsender Energie somit besser. Proportionalkammern können im Gegensatz zu Kalorimetern nur geladene Teilchen bestimmen.

Da die Tiefe, mit der ein hochenergetisches Teilchen in den Absorber eindringt, nur logarithmisch mit der Energie wächst, können Kalorimeter Teilchenenergien in einem weitem Energiebereich bestimmen. Kalorimeter müssen so gebaut sein, daß möglichst die gesamte Teilchenenergie absorbiert wird.

Sie werden in zwei Gruppen unterteilt, homogene Kalorimeter und Sandwich-Kalorimeter. Die homogenen Kalorimeter bestehen aus nur einem Material, das sowohl als Absorber als auch zum Nachweis der Teilchen dient. Bei Sandwich-Kalorimetern wird der Absorber vom Nachweismaterial getrennt.

2.2.1 Homogene Kalorimeter

Beim homogenen Kalorimetern geschieht die Absorption und der Nachweis eines hochenergetischen Teilchens im gleichen Material. Hier bildet sich der Schauer aus und ein Signal wird erzeugt, mit dem man die deponierte Energie messen kann.

Zur Realisierung wird häufig ein dotierter Alkalijodid-Kristall verwendet. Ein Beispiel dafür ist ein mit Thallium dotierter Natriumiodid-Kristall. Trifft ein Teilchen auf einen Kristall, werden dort Photonen erzeugt. Die Anzahl dieser Photonen ist abhängig von der Energie des einfallenden Teilchens. Diese können mit einem Photomultiplier nachgewiesen werden.

Da die Strahlungslängen für Materialien, aus denen homogene Kalorimeter gebaut werden, groß sind, müssen diese Kalorimeter, um hohe Energien zu messen, ein großes Volumen haben.

2.2.2 Sandwich-Kalorimeter

Bei den Sandwich-Kalorimetern trennt man den Absorber vom Nachweismedium. Als Absorber kann man Materialien verwenden, die kurze Strahlungslängen haben, zum Beispiel Blei oder Uran. Zwischen dem Absorbermaterial liegen Schichten, die zur Auslese des Signals dienen.

Daher ist eine kompakte Bauweise möglich ohne daß große Leckverluste auftreten. Als Leckverluste bezeichnet man die Energie von Teilchen, die das Kalorimeter verlassen. Sie führen dazu, daß man ein zu kleines Signal erhält. In Abbildung 2.5 ist

ein elektromagnetischer Schauer in einen Sandwich-Kalorimeter dargestellt. Ein Teilchen verlässt das Kalorimeter als Leckverlust.

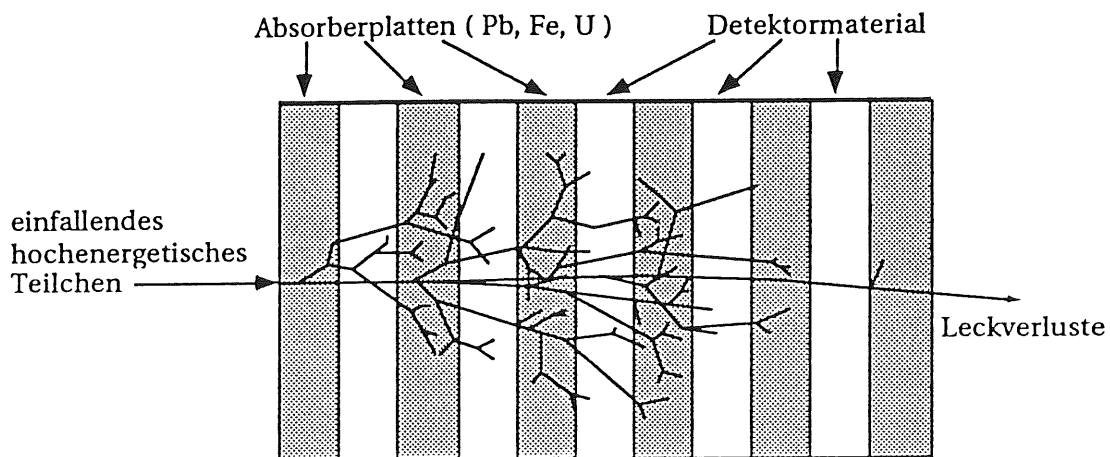


Abbildung 2.5: Elektromagnetischer Schauer ausgelöst durch ein hochenergetisches Teilchen im Sandwich-Kalorimeter.

Beim Flüssigargon-Kalorimeter wird das Argon ionisiert. Mit einem elektrischen Feld kann man die Ladungen an der Kathode sammeln und das elektrische Signal für die Bestimmung der Energie nutzen. Wenn als Nachweismaterial ein Szintillator eingesetzt wird, erhält man ein Lichtsignal. Dieses Lichtsignal wird entweder direkt für die Energiebestimmung verwendet oder das Licht mehrerer Szintillatorplatten wird von Wellenlängenschiebern gesammelt und gemeinsam ausgelesen.

2.2.3 Energieauflösung von Kalorimetern

Sei N_{ges} die Anzahl der in einem Schauer produzierten Teilchen. Sie ist proportional zur Energie des primären Teilchens E_0 :

$$N_{ges} \sim E_0 \quad 2.15$$

Fluktuationen von dieser Anzahl werden nach der Poisson-Statistik berechnet:

$$\sigma_{N_{ges}} = \sqrt{N_{ges}} \quad 2.16$$

Diese Fluktuationen führen zu einer endlichen Energieauflösung σ_E eines Kalorimeters, die abhängig von der Energie E des primären Teilchens ist:

$$\begin{aligned} \sigma_E(E) \sim \sigma_{N_{ges}} &= \sqrt{N_{ges}} \sim \sqrt{E_0} \\ \Rightarrow \frac{\sigma_E(E)}{E} &\sim \frac{1}{\sqrt{E}} \end{aligned} \quad 2.17$$

Eine genauere Betrachtung der Sandwich-Kalorimeter [Ama 81] ergab:

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = 3.2 \% \sqrt{\frac{\varepsilon [\text{MeV}] D}{X_0 F(z)}} \frac{1}{\sqrt{E [\text{Gev}]}} \quad 2.18$$

mit ε = kritische Energie in MeV
 D = Dicke einer Sandwich-Zelle
 $F(z) = e^z (1 + z (\ln(z) - \ln(1,526)))$: Korrekturfunktion, die berücksichtigt, daß Teilchen unterhalb einer Energieschwelle E_c nicht mehr nachgewiesen werden können
 mit $z = 4.58 (E_c Z) / (A \varepsilon)$
 Z = Kernladungszahl des Absorbers
 A = Massenzahl des Absorbers

Eine Verschlechterung der Energieauflösung ergibt sich durch Leckverluste. Dieser Beitrag kann parametrisiert werden:

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{a_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + a_2^2} \quad 2.19$$

mit a_1, a_2 als freie Parameter

Der Parameter a_1 beschreibt die Verschlechterung der Energieauflösung durch die Fluktuationen und der zweite Parameter a_2 die Leckverluste.

2.3 Die Funktionsweise von Plastikszintillatoren

Viele organische Szintillatoren basieren auf organischen Molekülen, die eine π -Elektronenstruktur aufweisen. Bei Raumtemperatur sind fast alle Moleküle im Grundzustand S_0 . Ein hochenergetisches Teilchen, das durch Szintillatormaterial fliegt, regt zeitgleich höhere Singlettzustände an, siehe Abbildung 2.6, aufwärtsgerichtete Pfeile. Dabei werden auch die Zustände mit höherer Vibrationsenergie besetzt. Diese gehen innerhalb einiger Pikosekunden durch strahlungslose innere Übergänge in den S_1 Zustand über. Hierzu sind drei Prozesse möglich:

Bei der prompten Fluoreszenz fällt das angeregte Elektron vom S_1 -Zustand in ein Vibrationsniveau S_{0n} , $n=1,2,\dots$, des Grundzustandes. Dieses ist der schnellste der drei Prozesse. Szintillatoren, die den Hauptteil des Lichtes durch prompte Fluoreszenz abgeben, sind am besten für ein Kalorimeter geeignet, da man ein kurzes und

schnelles Signal für die Auslese haben will. Die Intensität I des Fluoreszenzlichtes hängt wie folgt von der Zeit t ab:

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad 2.20$$

Die Zerfallszeit τ des S_1 -Zustandes liegt in der Größenordnung einiger Nanosekunden.

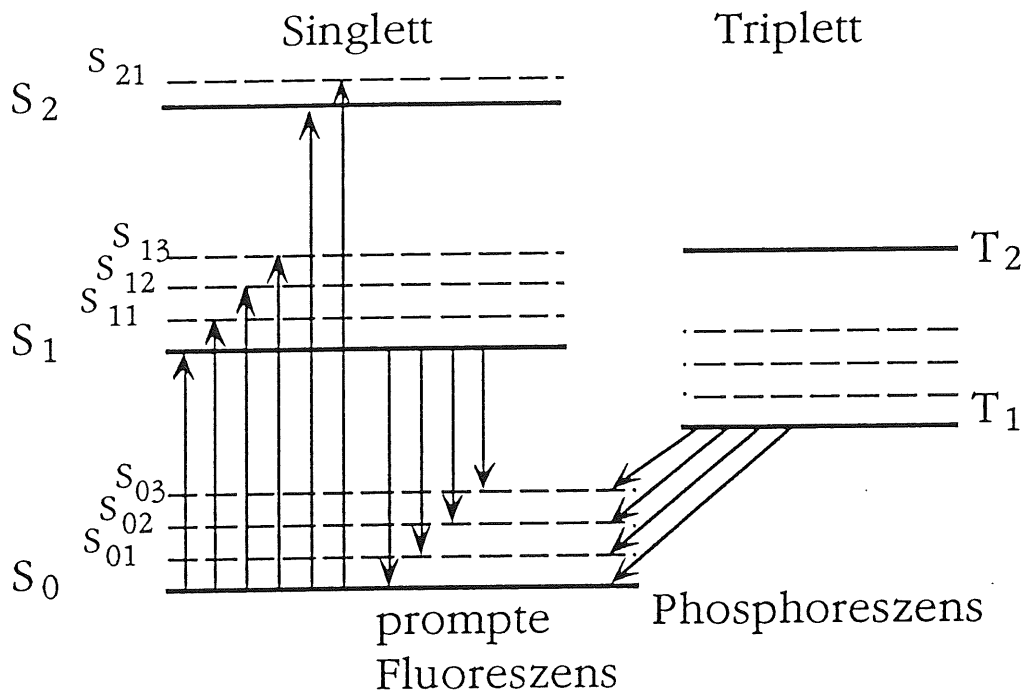


Abbildung 2.6: Energieniveaus eines Szintillators und mögliche Übergänge [Bir 67].
Die Anregungen in die Triplet-Zustände sind nicht eingezeichnet.

Bei der Phosphoreszenz werden die Triplet-Zustände T_{1n} angeregt. Diese haben die Spinquantenzahl 1 und eine Lebensdauer, die in der Größenordnung einiger Millisekunden liegt. Da der T_1 -Zustand energetisch tiefer liegt als der S_1 -Zustand, ist das Licht der Phosphoreszenz langwelliger als bei der prompten Fluoreszenz.

Bei verzögerter Fluoreszenz geht das Molekül vom langlebigen Triplet-Zustand durch äußere Anregung wieder in den S_1 -Zustand zurück, bevor es seine Energie abgibt. Eine detaillierte Beschreibung des Szintillationsvorganges findet sich z.B. in [Bir 67].

Beim BEMC wird der Szintillator SCSN-38 verwendet. Er besteht zu ca. 99% aus Polystyrol und wird mit den Farbstoffen b-PBD⁸ (1%) und mit BDB⁹ (0,02%) dotiert.

⁸ b-PBD : 2-(4-t-butylphenyl)-5-phenyl-oxadiazol

⁹ BDB : 4,4'-bi-(2,5-dimethyl-styryl)-biphenyl

Elektronen und γ -Quanten aus einem elektromagnetischen Schauer regen die Hüllenelektronen des Polystyrols an. Fallen diese wieder in den Grundzustand zurück, wird UV-Licht im Wellenlängenbereich von ca. 300 - 360 nm emittiert. Dieses Licht kann nicht zur Auslese gelangen, da seine Abschwächlänge kleiner als 0.1 mm ist. Die Abschwächlänge ist die Länge, nach der die Intensität des Lichtes auf $1/e$ abgesunken ist. Im Anhang A.2 wird das Ergebnis einer Messung des Transmissionskoeffizienten dargestellt. Diese zeigt, daß der Szintillator bis zu einer Wellenlänge von 410 nm praktisch lichtundurchlässig ist. Für größere Wellenlängen steigt das Transmissionsvermögen des Szintillators an und schon bei 420 nm ist die Absorptionslänge größer als 330 mm [Esc 91].

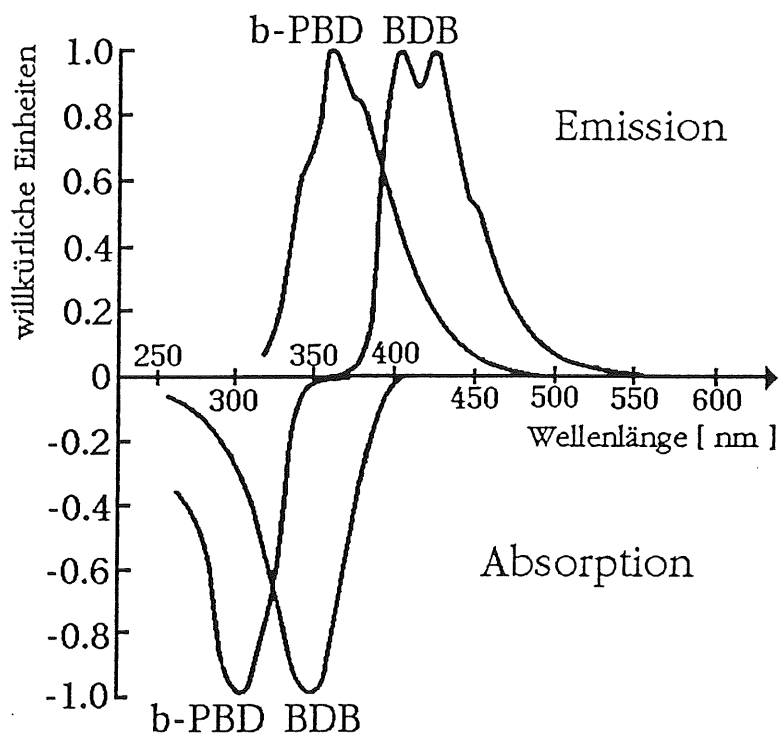


Abbildung 2.7: Spektren der Farbzentren von Szintillator und Wellenlängenschieber [Kam 83].

Dargestellt sind die Emissions- und Absorptionsspektren als Funktion der Wellenlänge.

b-PBD und BDB sind die aktiven Farbzentren des Szintillators.

Damit sich Licht im Szintillator ausbreiten kann, muß es durch Farbzentren in einen anderen Wellenlängenbereich verschoben werden, in dem das Szintillatormaterial weitgehend transparent ist. Um dies zu erreichen, wird das Polystyrol mit Farbstoffen dotiert. Bei den Farbstoffen sind die Emissionslinien gegenüber den Absorptionslinien leicht zu längeren Wellenlängen versetzt. Die Kombination der beiden Farbstoffe beim Szintillator SCSN-38 bewirkt, daß Licht vom Wellenlängenbereich 300-390 nm in einen Bereich oberhalb von 420 nm verschoben wird.

In Abbildung 2.7 sind die Emissions- und Absorptionsspektren für b-PBD, BDB und Y-7 dargestellt. Die beiden Farbstoffe bewirken die oben beschriebene Verschiebung der Wellenlänge.

2.4 Optische Grundlagen

Wenn man ein Sandwich-Kalorimeter, das Plastiksintillatoren zum Nachweis verwendet, richtig beschreiben will, muß man sich Gedanken über den Lichttransport machen.

Im folgenden Teil werden die physikalischen Grundlagen erläutert, die Basis für die Simulation der Lichtleitung in den Szintillatorplatten sind. Hierbei verwendet man die Gesetze der geometrischen Optik.

2.4.1 Reflexion und Brechung

Innerhalb eines homogenen Mediums breitet sich Licht geradlinig aus. Trifft es auf eine Grenzfläche, wird dort ein Teil reflektiert und ein Teil transmittiert. Das Verhältnis der Anteile ist vom Einfallswinkel und von den Brechungsindizes der beiden Medien abhängig, die die Grenzfläche bilden.

Bei der Reflexion werden zwei Grenzfälle betrachtet. Dabei wird zwischen geometrischer und diffuser Reflexion unterschieden. Die diffuse Reflexion tritt bei rauhen Oberflächen auf. Hierbei ist es schwierig, einen Einfallswinkel zu bestimmen, da dieser sehr empfindlich vom Ort der Reflexion abhängt.

Bei der geometrischen Reflexion wird davon ausgegangen, daß die Begrenzungsflächen ideal sind, das heißt, sie besitzen keine Rauigkeit. Für diesen Fall ist der Reflexionswinkel α_r gleich dem Einfallswinkel α_e .

Ein Teil des Lichtes dringt aber auch in das angrenzende Medium ein. Der Transmissionswinkel β ist durch das Snellius'sche Brechungsgesetz gegeben:

$$\frac{\sin \alpha_e}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \quad 2.21$$

Abbildung 2.8 zeigt das Verhalten eines Lichtstrahls an einer Grenzschicht zwischen Szintillator und Luft. Die Intensitäten I_R und I_T des reflektierten und des transmittierten Lichtstrahls können mit Hilfe der Fresnelschen Formeln berechnet werden.

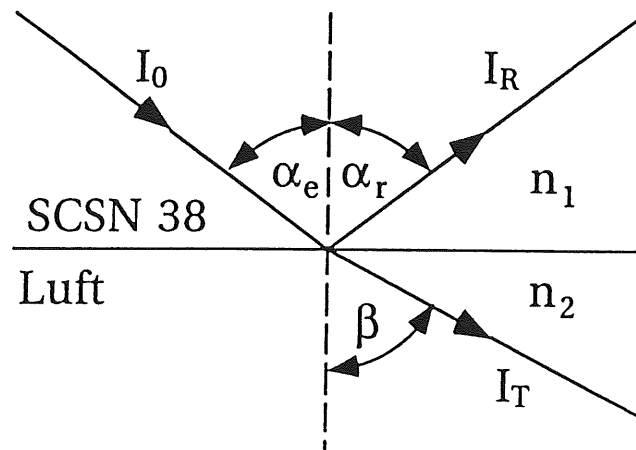


Abbildung 2.8: Brechung und Reflexion eines Lichtstrahles an einer Grenzfläche.

Beim Übergang von einem optisch dichteren Medium in ein optisch dünneres Medium, $n_1 > n_2$, findet man einen Grenzwinkel α_{krit} für den β gleich 90° wird. Für Einfallswinkel die größer sind als α_{krit} findet nur noch Reflexion statt. Die wird dann auch als Totalreflexion bezeichnet. Somit ergibt sich der Grenzwinkel α_{krit} für die Totalreflexion zu:

$$\alpha_{krit} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad 2.22$$

Licht, das unter einem größeren Winkel als α_{krit} auf eine Grenzfläche trifft, kann das Medium nicht verlassen und wird daher vollständig reflektiert. Für den Übergang vom Szintillatormaterial SCSN-38¹⁰ in Luft ergibt sich $\alpha_{krit} = 39^\circ$.

2.4.2 Die Fresnelschen Formeln

Die Fresnelschen Formeln [Flü 85] beschreiben die Intensitäten von transmittiertem und reflektiertem Lichtstrahl. Die Intensitäten hängen vom Einfallswinkel α_e , Brechungswinkel β und von der Polarisationsrichtung bezüglich der Grenzfläche ab. Für den reflektierten Lichtstrahl beträgt die Intensität in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung:

$$I_{R,\perp} = I_{0,\perp} \frac{\tan^2(\alpha_e - \beta)}{\tan^2(\alpha_e + \beta)} \quad 2.23$$

$$I_{R,\parallel} = I_{0,\parallel} \frac{\sin^2(\alpha_e - \beta)}{\sin^2(\alpha_e + \beta)} \quad 2.24$$

Für die Bezeichnung von Winkeln und Intensitäten vergleiche Abbildung 2.8. Auch bei senkrechtem Einfall, $\alpha_e = 0$ und $\beta = 0$, tritt Reflexion auf. Für kleine Winkel, α_e

¹⁰ Der Brechungsindex des Szintillators beträgt $n_{sz} = 1,59$. Siehe Abschnitt 4.4.1

gegen 0° , gehen die Intensitäten für die beiden Polarisationsrichtungen, Gleichung 2.23 und 2.24, gegen einen Grenzwert. Dieser läßt sich am Besten durch die Brechungsindizes n_1 und n_2 der Medien an der Grenzschicht beschreiben:

$$I_R(\alpha_e = 0^\circ) = I_{R,\perp}(\alpha_e \rightarrow 0^\circ) = I_{R,\parallel}(\alpha_e \rightarrow 0^\circ) = I_0 \cdot \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad 2.25$$

Die Gesamtintensität eines reflektierten Lichtstrahls I_R ist bei Einfall eines unpolarisierten Lichtstrahls gegeben durch:

$$I_R = I_{R,\perp} + I_{R,\parallel} = I_0 \cdot \left[\frac{\tan^2(\alpha_e - \beta)}{\tan^2(\alpha_e + \beta)} + \frac{\sin^2(\alpha_e - \beta)}{\sin^2(\alpha_e + \beta)} \right] \quad 2.26$$

2.4.3 Das Lambert-Beersche Gesetz

Durch die zurückgelegte Weglänge im Szintillator reduziert sich der Anteil des an der Photokathode ankommenden Lichtes. Dies wird durch eine material- und wellenlängenabhängige Größe, der sogenannten Abschwächlänge X_a , beschrieben. Für die Intensität I des Lichtes nach einer Strecke s gilt :

$$I(s) = I_0 e^{-\frac{s}{X_a}} \quad 2.27$$

Bei Szintillatoren ist die Abschwächlänge abhängig von der Wellenlänge des Lichtes. Durch die Farbzentren entstehen Wellenlängenbereiche, in denen das Szintillatorlicht absorbiert wird und durch den Szintillationsprozeß in einem anderen Wellenlängenbereich absorbiert wird. In diesem Bereich ist die Abschwächlänge wesentlich größer, so daß dieses Licht den Szintillator verlassen kann und für die Auslese zu Verfügung steht.

Kapitel 3

Das BEMC

Das BEMC [H1T 89] wurde konstruiert, um die Energien von Elektronen im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors zu bestimmen. Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau und die Unterteilung in einzelne Modulen. Obwohl das BEMC aus verschiedenen Modultypen zusammengesetzt ist, wird besonders auf den Typ **A** eingegangen, da in den folgenden Kapiteln ausschließlich Untersuchungen beschrieben werden, die an diesen Typ durchgeführt wurden.

3.1 Die Lage im H1-Detektor und der Aufbau

Das BEMC [H1T 89] befindet sich im Rückwärtsbereich des H1-Detektors. Es hat die Aufgabe, die Energien der Teilchen zu messen, die in den Azimutalwinkelbereich¹¹ θ von $\theta_1 = 150,6^\circ$ bis $\theta_2 = 175,6^\circ$ fliegen, siehe Abbildung 3.1.

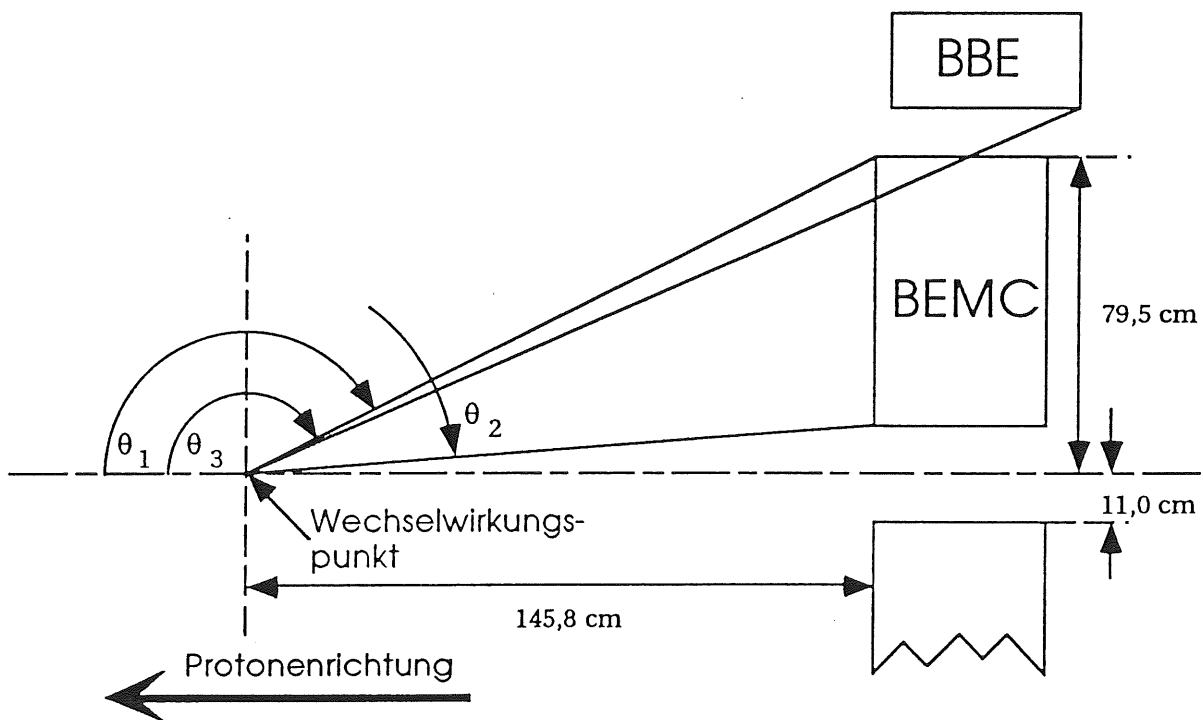


Abbildung 3.1: Position des BEMC im H1 Detektor.

Die Abbildung ist nicht maßstabsgerecht.

¹¹ Gemessen wird der Winkel zwischen der Protonenrichtung und der Flugrichtung des Teilchens.

Dies ist der Bereich zwischen dem Strahlrohr und dem Kryostaten des Flüssigargon-Kalorimeters. Im Winkelbereich von $\theta_1 = 150,6^\circ$ bis $\theta_3 = 155^\circ$ überlappen BEMC und das Modul BBE des Flüssigargon-Kalorimeters. Für Azimutalwinkel, die kleiner als 154° oder größer als 175° sind, treten signifikante laterale Leckverluste auf. Daher sind nur im Winkelbereich zwischen ca. 154° bis ca. 175° verwertbare Ergebnisse zu erwarten [Pep 89].

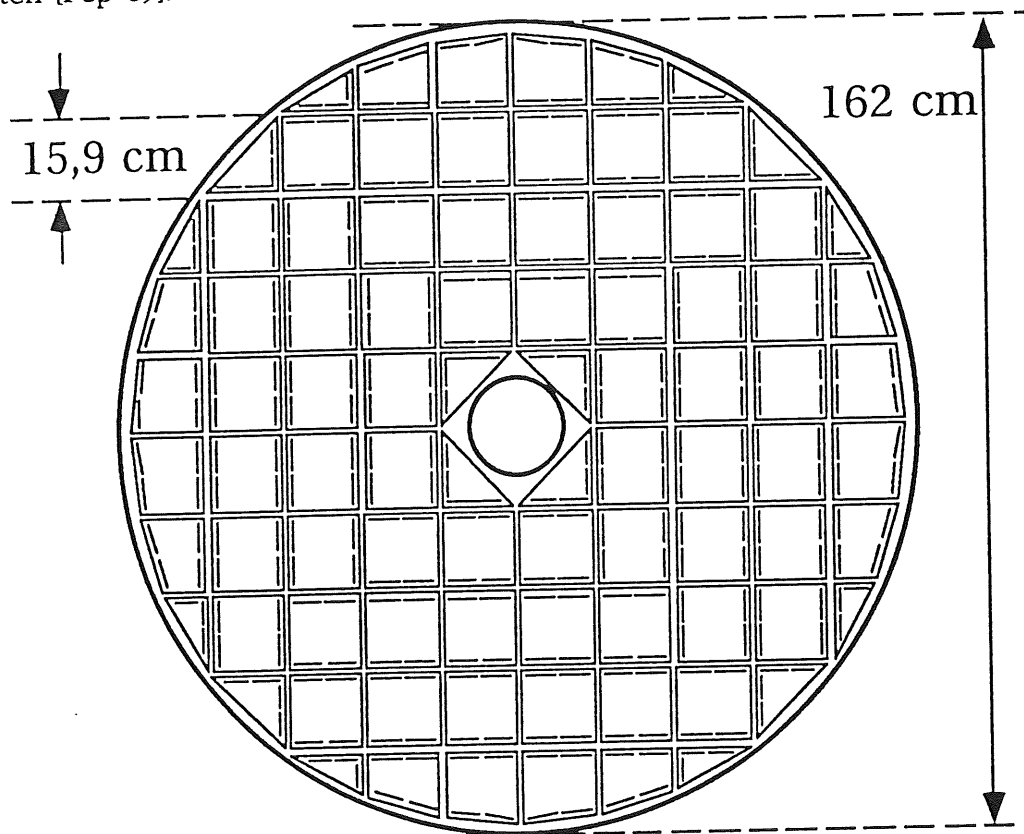


Abbildung 3.2: Ansicht des BEMC in X-Y-Ebene.

Die kurzen Linien deuten der Anordnung der langen Wellenlängenschieber¹² an.
In der Mitte ist der innere Trägerring, durch den das Strahlrohr geführt wird.

Die Tragekonstruktion des BEMC hat einen Durchmesser von 1,62 m und eine Tiefe von 49 cm. Darin sind die 88 Moduln des Kalorimeters untergebracht, siehe Abbildung 3.2. Diese Konstruktion ermöglicht es, einzelne Moduln im Fall eines Defektes auszuwechseln.

3.2 Die verschiedenen Modultypen des BEMC

Das BEMC besteht aus fünf verschiedenen Modultypen, weil es nicht möglich ist, die Kreisfläche, die in der Mitte eine Aussparung für das Strahlrohr hat, mit einem einzigen Modultyp auszufüllen. Mit einem Modultyp würden am Rand zu große Be-

¹² Die Wellenlängenschieber werden im nächsten Kapitel beschrieben.

reiche entstehen, wo keine Teilchen nachgewiesen werden können, vergleiche Abbildung 3.2.

Abbildung 3.3 zeigt die Formen der fünf Modultypen in einer Projektion senkrecht zur Strahlachse im H1-Detektor. Die fünf Modultypen unterscheiden sich sowohl in der Form als auch in der Auslese durch die Wellenlängenschieber. Bei den Typen **A** und **B** sind an zwei gegenüberliegenden Seiten lange Wellenlängenschieber angebracht, die alle 50 Szintillatorschichten auslesen. An den anderen Seiten befinden sich kurze Wellenlängenschieber. Diese überstreichen nur die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen 15 hinteren Lagen des Moduls. Die Signale der langen und der kurzen Wellenlängenschieber werden getrennt voneinander ausgewertet, um eine Information über das transversale Profil der im BEMC entstehenden Schauer zu erhalten.

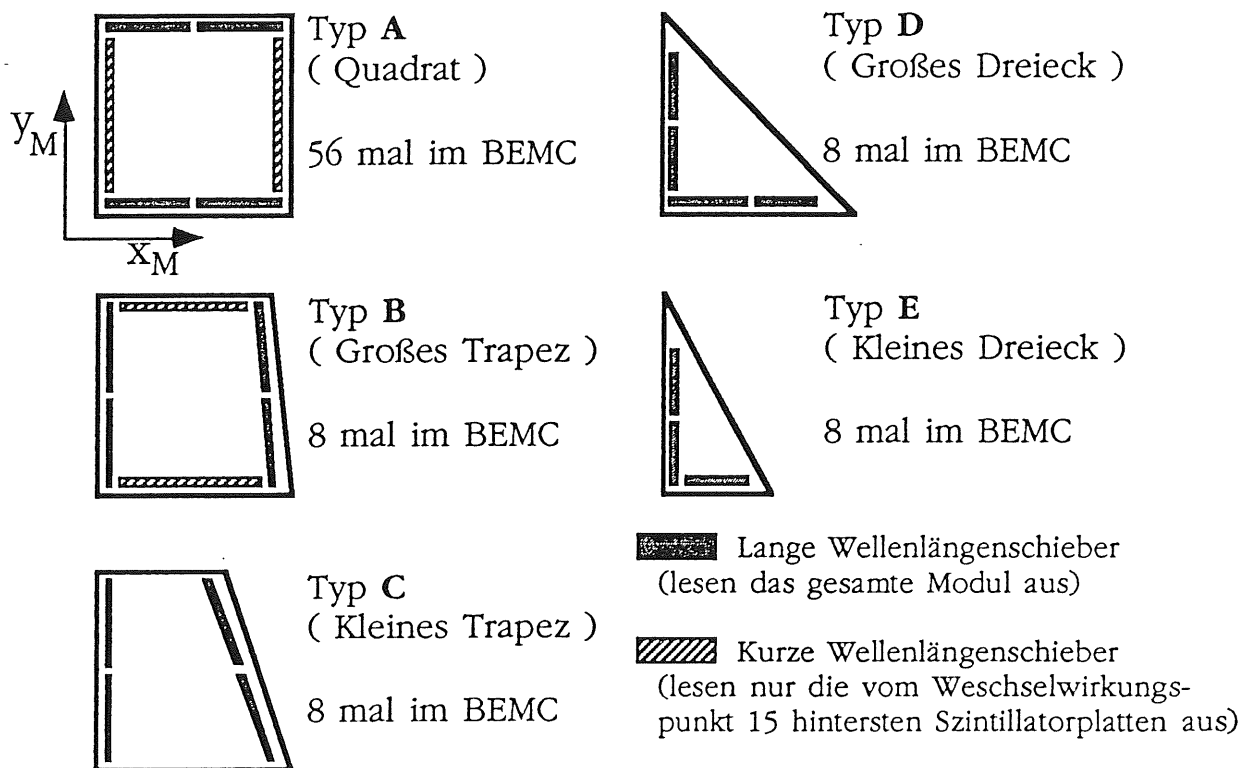


Abbildung 3.3: Anordnung der Wellenlängenschieber.
Projektion in die X-Y-Ebene (nicht Maßstabsgerecht).

Bei den anderen Typen muß aus Platzgründen auf die kurzen Wellenlängenschieber verzichtet werden. Alle Wellenlängenschieber werden von Photodioden¹³ ausgelesen. Diese besitzen eine sensitive Fläche von $30.0 \cdot 3.4 \text{ mm}^2$. Die kurzen Wellenlängenschieber werden dabei von jeweils zwei Photodioden ausgelesen und die Langen dagegen mit je einer Photodiode.

¹³ Es werden Photodioden der Firma Hamamatsu vom Typ S2575 verwendet.

Es ist sinnvoll, für die einzelnen Moduln jeweils ein lokales Koordinatensystem zu definieren. Dabei zeigt die Z_M -Achse parallel zur Strahlachse im H1-Detektor in Elektronen-Richtung. Daher wird der Teil der Moduln, der zusätzlich von kurzen Wellenlängenschiebern ausgelesen wird, im folgenden als hinterer Teil bezeichnet, und der Teil, der dem Wechselwirkungspunkt am nächsten ist, als vorderer Teil. Für diese Arbeit werden beim Typ A die anderen Koordinatenachsen so gewählt, daß die X_M -Achse parallel zu den langen Wellenlängenschiebern ist und die Y_M -Achse parallel zu den kurzen Wellenlängenschiebern, siehe Abbildung 3.5.

Der Aufbau der Moduln soll hier nur am Beispiel des Typs A beschrieben werden. Für eine Beschreibung der anderen Typen wird auf [Esc 91] verwiesen.

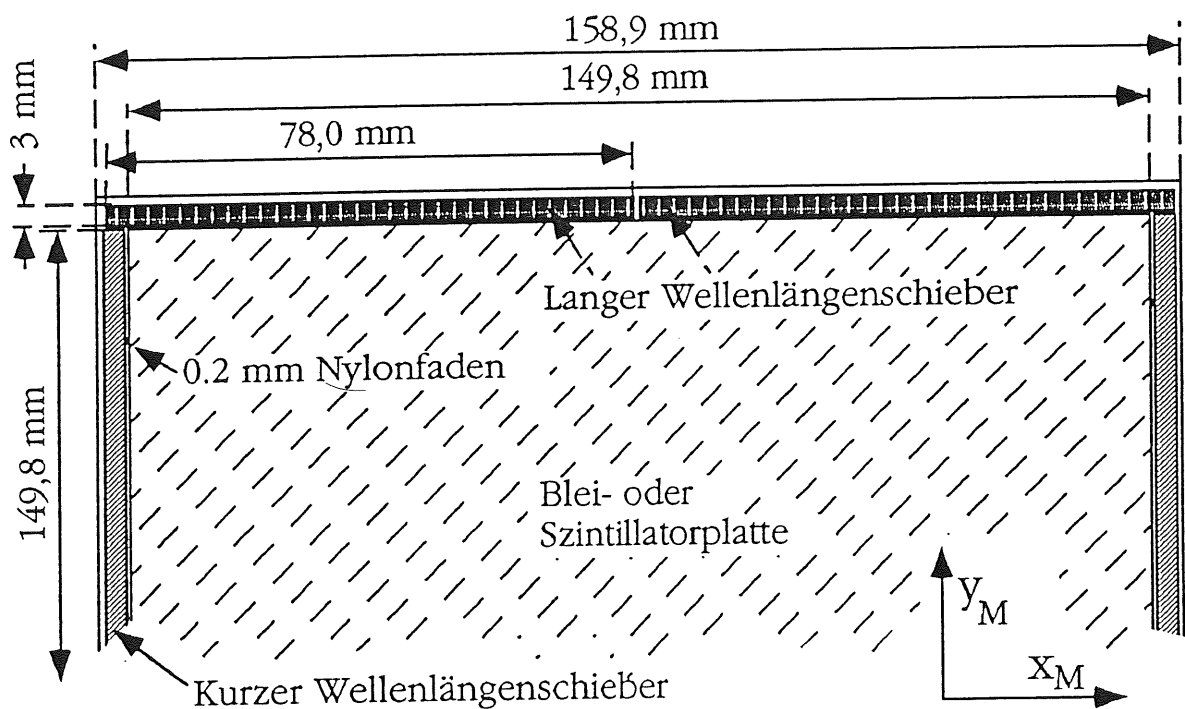


Abbildung 3.4: Querschnitt eines BEMC-Moduls vom Typ A.

Abbildung 3.4 zeigt den hinteren Teil eines Moduln vom Typ A. Es ist nur die obere Hälfte dargestellt. In der Mitte ist die aktive Fläche des Moduln, hier befinden sich abwechselnd die Szintillator- und die Bleiplatten. Zwischen den Szintillatorplatten und den Wellenlängenschiebern befindet sich ein 0,2 mm dicker Nylonfaden. Der Faden verhindert einen direkten Kontakt zwischen den beiden Medien, damit das Licht in den Wellenlängenschiebern nicht wieder zurück in die Szintillatorplatten gelangt, sondern durch Totalreflexionen zur Auslese. Im vorderen Bereich sind die Szintillatorplatten größer, weil sich dort keine kurzen Wellenlängenschieber befinden. Das Modul wird umgeben von einem Gehäuse aus 0,2 mm dicken Edelstahl.

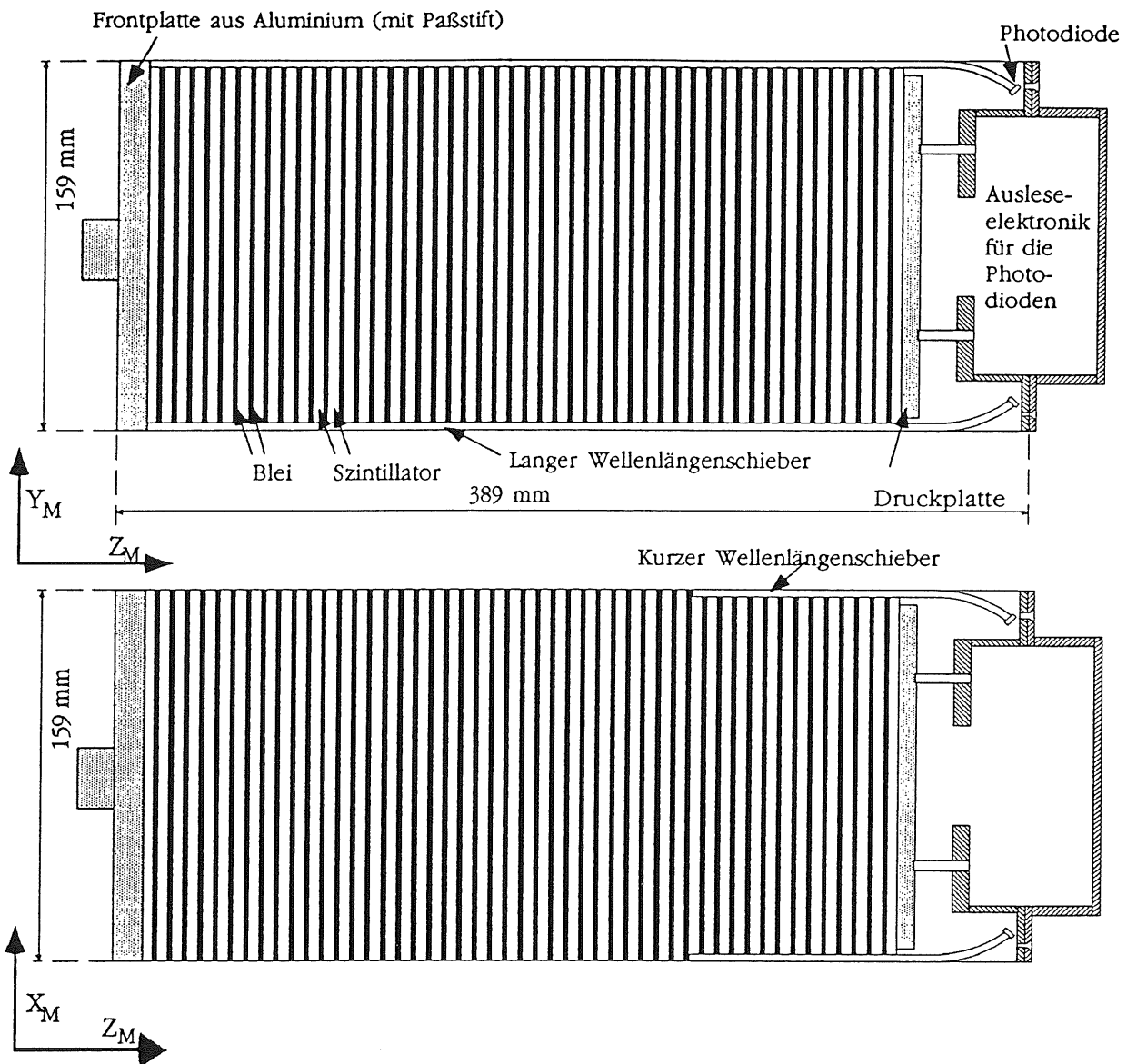


Abbildung 3.5: Längsschnitt eines BEMC Moduls vom Typ A

In der Tiefe, also parallel zur Z_M -Achse, sind alle Moduln fast gleich aufgebaut. Eine Ausnahme bilden hier die kurzen Wellenlängenschieber, die nur bei den Typen **A** und **B** vorhanden sind. Betrachtet man das Modul vom Wechselwirkungspunkt aus, beginnt es mit einer 8 mm dicken Aluminium-Frontplatte mit Paßstift. Der Paßstift dient zur Befestigung eines Moduls in der Tragekonstruktion. Dahinter liegen die 50 Sandwich-Schichten. Sie bestehen jeweils aus einer 4 mm dicken Szintillator- und einer 2,5 mm dicken Bleiplatte. Die Szintillatorplatten sind an beiden Seiten mit Tyvekpapier¹⁴ belegt, um die Intensitätsverluste der Lichtleitung so gering wie möglich zu halten. Die Dicke einer Papierlage beträgt 0.15 - 0.20 mm. Untersuchungen von E. Eisen [Eis 90] haben ergeben, daß man die Homogenität des Signals bei

¹⁴ Tyvekpapier ist ein Spezialpapier, welches eine raue Oberfläche hat. Dies ist hier besonders günstig, da das Papier nur an möglichst wenigen Stellen Kontakt mit den Szintillatorplatten haben darf. Es wurde durch die Firma Klinke Druck in Hamburg-Norderstedt bezogen.

Änderungen der Einschußposition in der X_M - Y_M -Ebene verbessern kann, wenn das Papier in geeigneter Weise bedruckt wird.

Aus den Schichtdicken sowie den Strahlungslängen von Blei und Polystyrol, siehe Tabelle 2.1, läßt sich die effektive Strahlungslänge des BEMC X_0^{BEMC} berechnen [Esc 91]:

$$X_0^{\text{BEMC}} = 1.43 \text{ cm} \quad 3.1$$

Eine Strahlungslänge entspricht etwas mehr als zwei Sandwich-Schichten. Die Frontplatte aus Aluminium mit einberechnet, hat das BEMC eine longitudinale Ausdehnung von 22.55 Strahlungslängen.

Kapitel 4

Simulation der Lichtleitung in den BEMC-Moduln

Zur Untersuchung der Lichtleitung in den Szintillatorplatten des BEMC wurde ein Simulationsprogramm geschrieben. Mit dessen Hilfe wurden die Messungen interpretiert, die zur Optimierung der Auslese am 1. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg durchgeführt wurden [Eis 90, Esc 91].

4.1 Ziele der Simulation

Die Auflösung eines Kalorimeters ist nicht nur durch statistische Prozesse des Teilchenschauers bedingt, sondern auch durch die Bauweise des Kalorimeters. Regionen in einem Kalorimeter, die nicht zur Bestimmung der Teilchenenergie beitragen, verschlechtern die Auflösung. Diese Regionen werden als "totes Material" bezeichnet. Mechanische Halterungen sind ein Beispiel für solche Regionen.

Beim den BEMC-Moduln verschlechtern zusätzliche Verluste beim Lichttransport die Auflösung. Entscheidend für das Energiesignal ist die Anzahl der Photonen, die vom Entstehungsort in den Szintillatorplatten zu der Photodiode gelangen. Durch Verluste beim Lichttransport können Teilchen gleicher Energie, die an verschiedenen Stellen in das Kalorimeter gelangen, unterschiedliche Energiesignale erzeugen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon die Photodiode erreicht, sollte daher nicht von dessen Entstehungsort abhängig sein.

Betrachtet man einen Quader aus szintillierendem Material, so kann man die Intensität des Lichtes, das den Quader durch eine Fläche verläßt, grob abschätzen. Es zeigt sich, daß nur das Licht austreten kann, dessen Bewegungsrichtung auf diese Quaderfläche innerhalb eines Kegels mit dem Öffnungswinkel $2\alpha_{krit}$ liegt, siehe Abbildung 4.1. Der Winkel α_{krit} ergibt sich aufgrund der Totalreflexion. Licht, das unter einem größeren Winkel als α_{krit} auf die Begrenzungsfläche trifft, wird dort total reflektiert. Es kann nur Licht, dessen Bewegungsrichtung innerhalb dieses Kegels

liegt, an dieser Seite oder an der gegenüberliegenden Seite des Quaders austreten¹⁵. An den anderen Seiten wird es vollständig reflektiert. Daher ist nicht die Position entscheidend, an der das Licht erzeugt wird, sondern der Winkel der Bewegungsrichtung zur Austrittsfläche.

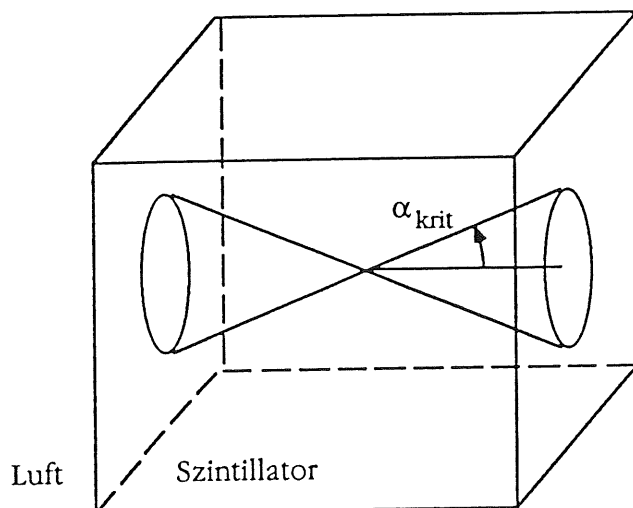


Abbildung 4.1: Winkelbereiche der Totalreflexion.

Hier wird exemplarisch nur das Licht betrachtet, das den Quader durch die linke oder rechte Begrenzungsfläche verlassen kann. Die eingezeichneten Kegel geben die Winkelbereiche an, innerhalb derer ein emittierter Lichtstrahl austreten kann. Außerhalb dieser Kegel wird das Licht an den betrachteten Begrenzungsflächen totalreflektiert.

Somit verläßt an jeder Begrenzungsfläche der gleiche Anteil der Intensität des Lichtes den Quader, weil das im Szintillator erzeugte Licht isotrop ist. Für die Intensität $I_{\text{Fläche}}$ des Lichtes, das an einer Begrenzungsfläche austritt, erhält man:

$$I_{\text{Fläche}} = I_0 \frac{1}{4\pi} \int_0^{\alpha_{\text{Krit}}} 2\pi \sin \alpha \, d\alpha \quad 4.1$$

$$= I_0 \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{n_{\text{SZ}}^2}} \right) \approx 0,11 I_0$$

mit $\alpha_{\text{Krit}} = \arcsin \frac{1}{n_{\text{SZ}}}$ Grenzwinkel der Totalreflexion

$n_{\text{SZ}} = 1,59$ Brechungsindex des Szintillators

I_0 Intensität des im Szintillator erzeugten Lichtes

Bei dieser Abschätzung wurde die Absorption vernachlässigt. Ein Teil des Lichtes kann aus dem Szintillatorblock nicht entweichen. Dieses Licht wird an allen

¹⁵ Dies gilt nur wenn $\alpha_{\text{krit}} < 45^\circ$. Dies ist beim verwendeten Szintillatormaterial SCSN-38 gegeben, $\alpha_{\text{krit}} = 39^\circ$.

Begrenzungsflächen vollständig reflektiert. Der Anteil des Lichtes I_g , das durch Totalreflexion im Szintillator gefangen ist, berechnet sich zu :

$$I_g = I_0 - 6 \cdot I_{\text{Fläche}} \approx 0,33 I_0 \quad 4.2$$

In Rahmen dieser Abschätzung ergeben sich keine Variationen der Intensität in Abhängigkeit von der Position im Szintillator. Das Simulationsprogramm wurde geschrieben, um diese Abhängigkeit zu untersuchen. Es erfaßt zusätzlich die Einflüsse der Absorptionslänge und des Tyvekpapiers, siehe Abschnitt 3.2, das die Aufgabe hat, die Effizienz der Lichtausbeute zu erhöhen.

Zunächst sollen jedoch die Messungen beschrieben werden, die zur Untersuchung der Szintillatorplatten durchgeführt worden sind.

4.2 Messungen zur Lichtleitung

Am 1. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg wurden Untersuchungen durchgeführt, die das Ziel hatten, die Variation des Energiesignals über den gesamten Detektorbereich unter 1 % zu reduzieren. In diesem Abschnitt werden die Messungen nach [Eis 90, Esc 91] beschrieben, da sie Grundlage der Fragestellung sind, die durch die Simulation beantwortet werden soll. In der Simulation werden die gleichen Eintrittspositionen verwendet, wie bei den Messungen in Hamburg.

4.2.1 Beschreibung des Versuchsaufbaus

Mit dem Versuchsaufbau wird der Lichttransport in den Szintillatorplatten untersucht, ohne einen hochenergetischen Elektronenstrahl zu verwenden. Der Szintillator wird durch das Licht einer Xenon-Blitzlichtlampe angeregt. Durch zwei Farbfilter wird das Licht der Lampe auf den Wellenlängenbereich von 320 nm bis 385 nm beschränkt. Die Szintillatorplatten können Licht dieser Wellenlängen nicht transportieren, da die Absorptionslänge kleiner als 1 mm ist. Durch das Licht werden die Farbzentren des Szintillatormaterials angeregt.

Bei der Realisierung des Versuchsaufbaus wurde darauf geachtet, daß möglichst Materialien verwendet werden, die aus der Serienproduktion der BEMC-Moduln stammen. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.2 skizziert.

Für den Meßaufbau wird das gleiche Koordinatensystem verwendet, das auch bei der Betrachtung eines einzelnen BEMC-Moduls bereits verwendet wurde.

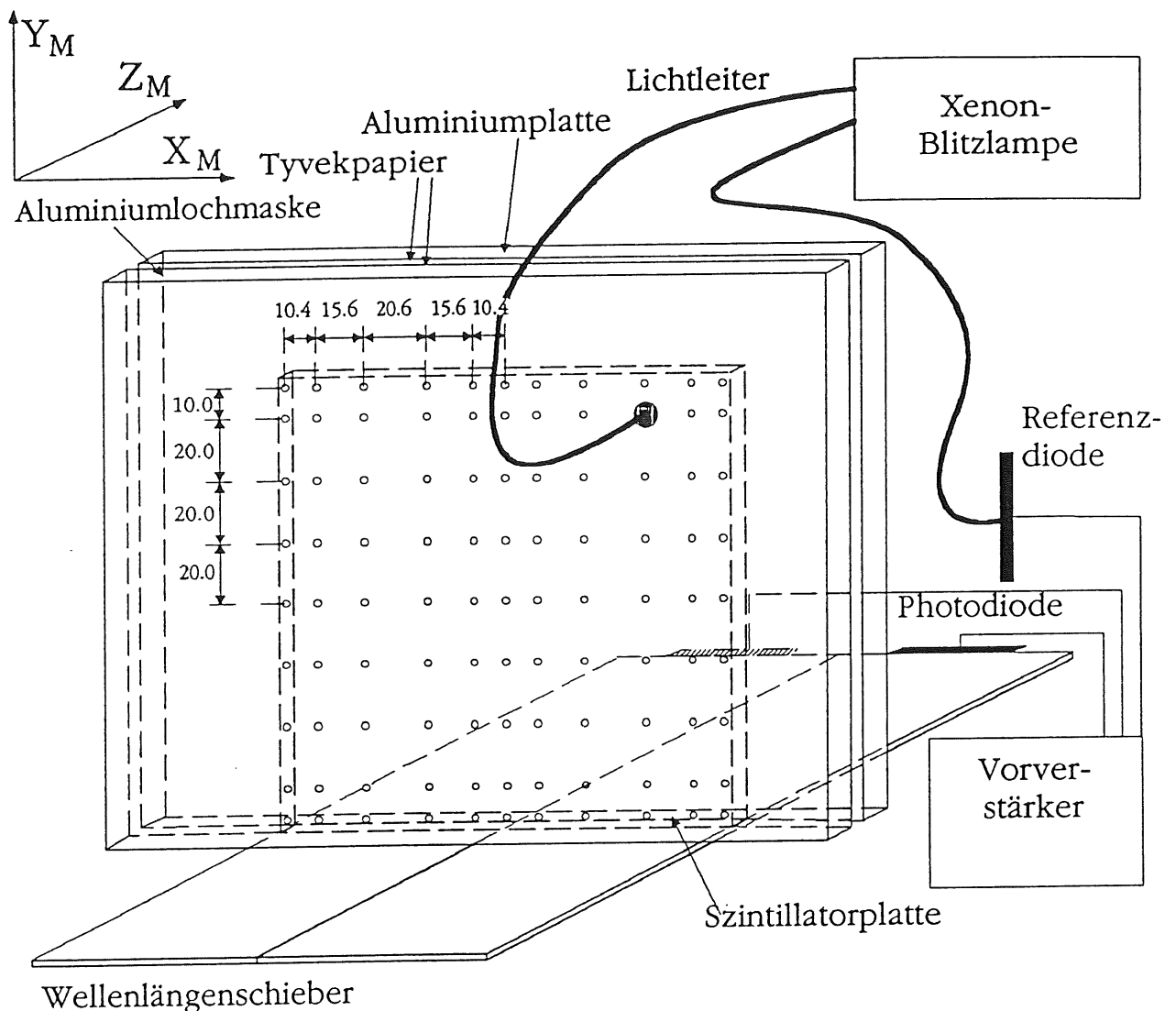


Abbildung 4.2: Meßaufbau für die Bestimmung der Effizienz des Lichttransportes. Der Aufbau befindet sich in einer lichtdichten Kiste. Die kleinen Kreise geben die Stellen an, an denen das Licht eingekoppelt wird. Die Abmessungen sind in mm angegeben.

Das Signal im Wellenlängenschieber wird wie beim realen BEMC-Modul durch Photodioden bestimmt. Beim Versuchsaufbau wird der Szintillator jedoch nur an einer Begrenzungsfläche durch zwei Wellenlängenschieber ausgelesen.

Für die Analyse werden zwei Signale betrachtet. Erstens das Signal, das in nur einem Wellenlängenschieber deponiert wird. Dieses Signal wird als Diodensignal bezeichnet, da es von einer Photodiode bestimmt wird. Das zweite Signal wird als Diodensummensignal bezeichnet. Es wurde mit vier Photodioden gemessen. Da im Versuchsaufbau nur auf einer Seite Wellenlängenschieber angebracht sind, werden für die Signale der fehlenden Wellenlängenschieber die Werte der beiden vorhandenen Wellenlängenschieber bei der Y-Position¹⁶ Nr. 5 gespiegelt.

¹⁶ Die Nummerierung der Y-Positionen ist aus Abbildung 4.3 zu entnehmen.

Der Aufbau enthält nur eine Szintillatorplatte. Die Orte, an denen das Licht in die Szintillatorplatte eingekoppelt wird, liegen in der X_M - Y_M -Ebene. Diese wird von den Papierlagen aus Tyvek umgeben, die sich zwischen einer Lochmaske aus Aluminium und einer Aluminiumplatte befinden. In die Lochmaske ist mit einem Hohlstopfen der Lichtleiter befestigt. Diese Art der Befestigung soll eine gute Reproduzierbarkeit der Positionierung gewährleisten. Die Abstände des Lochrasters sind nicht konstant. In Randbereichen, an denen größere Unterschiede in der Effizienz der Lichtleitung erwartet werden als in zentralen Bereichen, sind die Abstände kleiner. Zusätzlich werden an der X_M -Position, an der die beiden Wellenlängenschieber aneinandergrenzen, Unterschiede in der Effizienz erwartet. Daher ist genau an dieser Position eine Lochreihe, damit das Licht dort eingekoppelt werden kann, siehe Abbildung 4.2.

Mit der Referenzdiode wird eine Referenzintensität bestimmt. Für die Messung des Szintillatorlichtes konnte der Quotient aus Intensität des Szintillatorlichtes zur Referenzintensität bestimmt werden.

Im Rahmen der Untersuchung wurden Messungen mit weißem und unterschiedlich bedrucktem Tyvekpapier vorgenommen. Das Papier wurde an den Rändern bedruckt, an denen die Wellenlängenschieber angrenzen. Der Aufdruck des Papiers unterschied sich in Breite und Intensität der Schwärzung. Im folgenden wird nur auf die Messungen mit dem Aufdruckmuster **A3** eingegangen, siehe Abbildung 4.3. Diese wird mit Messungen mit unbedrucktem Papier verglichen.

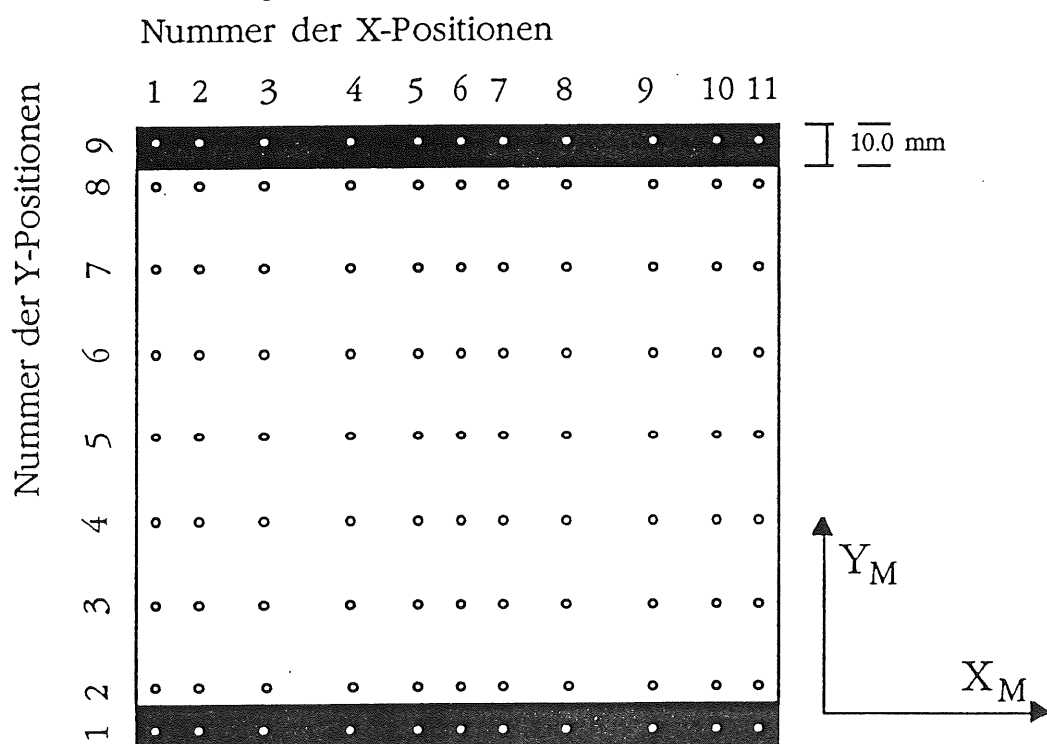


Abbildung 4.3: Aufdruckmuster **A3** mit 1 cm breiten Aufdruck.
Die Kreise kennzeichnen die Stellen, an denen das Licht eingekoppelt wird.

Das Muster A3 wurde für die Serienproduktion der BEMC-Moduln verwendet. Es hat an den Rändern, an dem die langen Wellenlängenschieber sind, einen 1 cm breiten schwarzen Aufdruck. Zur Orientierung sind in Abbildung 4.3 kleine Kreise an den Stellen eingezeichnet, an denen bei der Labormessung das Licht der Xenon-Blitzlichtlampe eingekoppelt wurde.

4.2.2 Ergebnisse der Messungen

Durch Bedrucken des Tyvekpapiers, das für die Reflexion des im Szintillator erzeugten Lichtes verantwortlich ist, konnte die Ortsabhängigkeit reduziert werden. Die Intensität des Lichtes, das die Photodioden erreicht, wird durch den Aufdruck um ca. 10 % reduziert.

Abbildung 4.4 zeigt die Diodensummensignale in Abhängigkeit von der Eintrittsposition des Lichtes von einer Szintillatorplatte mit unbedrucktem Papier. Die Diodensummensignale sind auf den Wert im Zentrum der Platte, also bei X-Position Nr. 6 und Y-Position Nr. 5, normiert. An den Seiten, an denen die Wellenlängenschieber die Szintillatorplatten auslesen, ist das Signal um 14 % erhöht. Bei X-Positionen Nr. 1 und Nr. 11 sind Bereiche, bei denen das Signal um 2 % kleiner ist als in der Mitte.

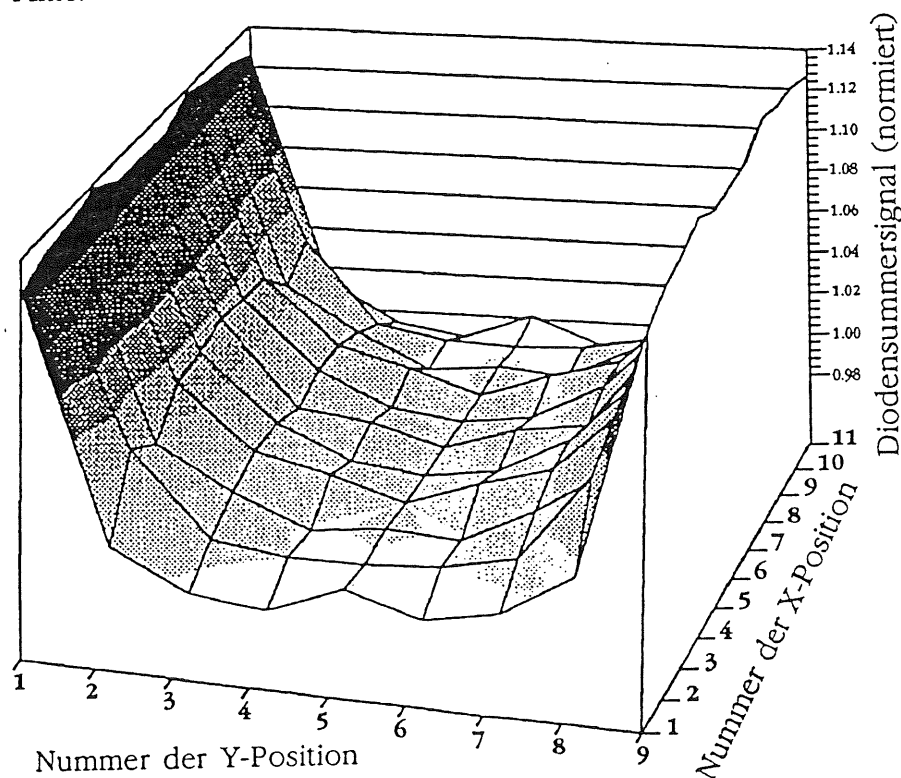


Abbildung 4.4: Normierte Diodensummensignale in Abhängigkeit von der Eintrittsposition des Lichtes von einer Szintillatorplatte mit unbedrucktem Tyvekpapiers [Eis 90].

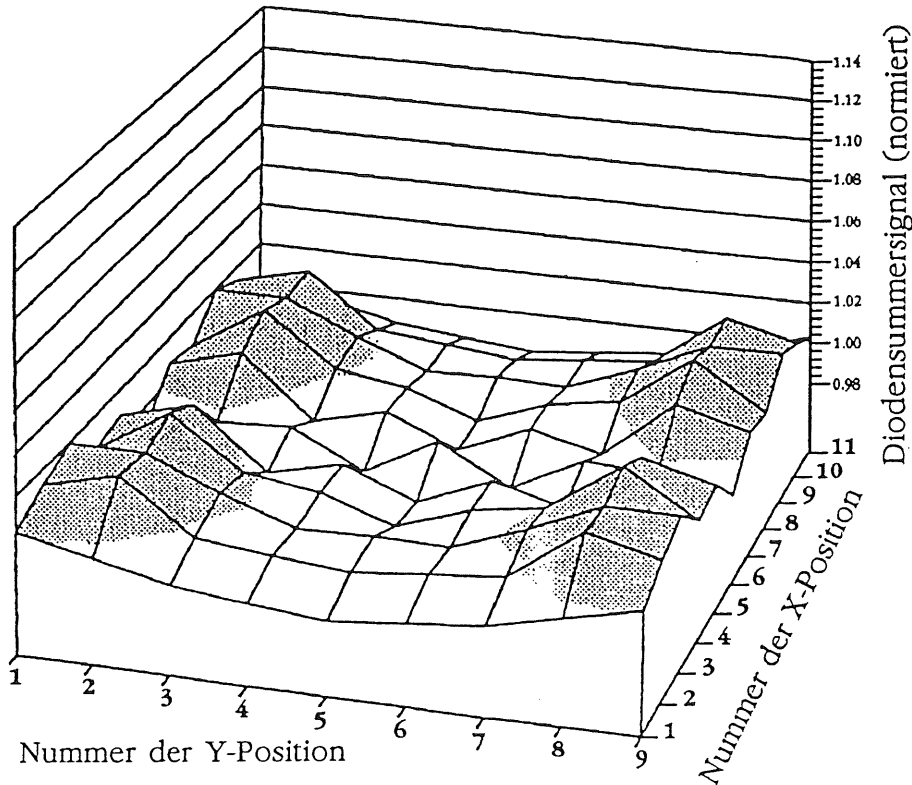


Abbildung 4.5: Normierte Diodensummensignale in Abhängigkeit von der Eintrittsposition des Lichtes von einer Szintillatorplatte mit bedrucktem Tyvekpapier [Eis 90].
Verwendet wurde die Aufdruckmuster **A3**, vergleiche Abbildung 4.2.

Abbildung 4.5 zeigt die Diodensummensignale in Abhängigkeit von der Eintrittsposition des Lichtes beim Aufdruckmuster **A3**. Die Signale wurden analog zu weißem Papier normiert. Die Schwankungen des Signals liegen hier im Bereich von -2 % bis +3 %. Messungen am DESY-Teststrahl zeigten, daß die Ortsabhängigkeit des Verhältnisses von rekonstruierter zu nomineller Energie kleiner als 2% ist [Gen 91].

Zuletzt soll der Signalverlust betrachtet werden, der bei bedrucktem Papier im Vergleich zu weißem Papier zu beobachten ist. Abbildung 4.6 zeigt die Intensitäten der Diodensummensignale des unbedruckten Papiers und des Aufdruckmusters **A3** bei allen Y-Positionen. Die X-Position ist dabei Nr 4. Normiert wird auf das Diodensummersignal, das in der Mitte des nicht bedruckten Moduls vorliegt. Der Aufdruck unterdrückt das Signal nicht nur in den Randbereichen, sondern über die gesamte Fläche. Der Signalverlust beträgt ca. 10 %. Dies führt bei der Auslese zu einer Verschlechterung des Signal-Rausch-Verhältnisses.

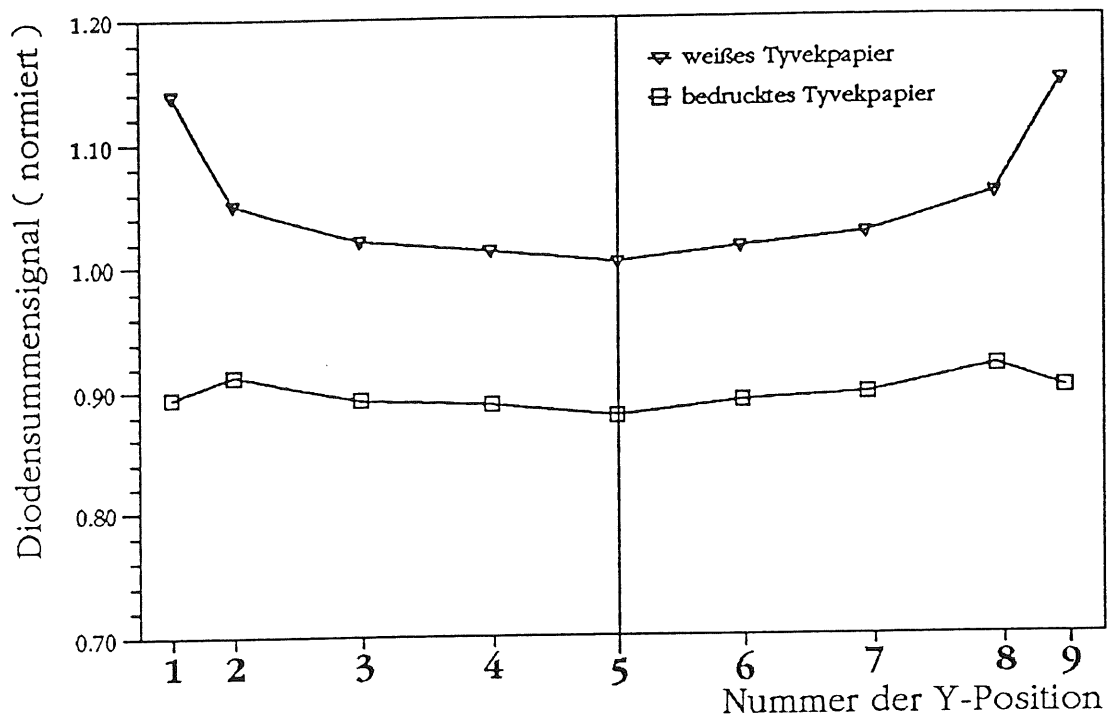


Abbildung 4.6 Signalverlust durch Bedrucken des Tyvekapiers [Eis 90].

Dargestellt ist das Signal des Szintillatorlichtes in Abhängigkeit von der Y-Position bei $X = 4$. Das Signal ist auf die Position Nr. 5 bei unbedrucktem Tyvekpapier normiert.

4.3 Das Simulationsprogramm für den Lichttransport

Mit dem Simulationsprogramm wird das Verhalten von Photonen im Szintillator untersucht. Entscheidend ist dabei die Anzahl der Photonen, die den Wellenlängenschieber erreichen. Dies wird in Abhängigkeit von der Position bestimmt, an der die Photonen erzeugt wurden.

In der Simulation werden nur die Szintillatorplatten vom Typ A untersucht. Beim Lichttransport werden zur Vereinfachung mehrere Idealisierungen gewählt:

- Das Szintillatorlicht wird durch einzelne Photonen beschrieben. Für den Transport dieser Photonen wurden die Gesetze der geometrischen Optik benutzt.
- Die Begrenzungsflächen des Szintillators besitzen keine Rauigkeit. Daher wird ein Photon dort gemäß den Formeln der geometrischen Reflexion reflektiert, vergleiche Abschnitt 2.4.1.
- Die Wahrscheinlichkeit für eine Reflexion an der Grenzfläche Szintillator-Luft wurde mit den Fresnelschen Formeln für unpolarisiertes Licht berechnet.
- Licht, das auf weißes Tyvekpapier trifft, wird entweder diffus reflektiert oder vollständig absorbiert.
- Licht, das auf bedrucktes Tyvekpapier trifft, wird vollständig absorbiert.

Die für die Simulation angenommene geometrische Anordnung der Detektorkomponenten ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Es wird das gleiche Koordinatensystem verwendet, das auch zur Beschreibung eines BEMC-Moduls dient. In der Mitte ist die Szintillatorplatte, in der der Lichttransport stattfindet.

Zwischen den Wellenlängenschiebern und der Szintillatorplatte befindet sich ein 0,2 mm breiter Luftspalt, der durch einen Nylonfaden definiert wird. In der Simulation wurde die Breite des Luftspaltes vernachlässigt. Mit den Fresnelschen Formeln wird jedoch der Übergang vom Szintillator in den Luftspalt sowie der Übergang vom Luftspalt in den Wellenlängenschieber berechnet. Dabei legen die Photonen in den Luftspalten keine Wegstrecke zurück. Die Photonen, die in die Wellenlängenschieber eindringen, stehen der Auslese zur Verfügung. Verluste in den Wellenlängenschiebern werden hier nicht betrachtet und sollten unabhängig von Variationen der Eintrittsposition in der X_M - Y_M -Ebene sein.

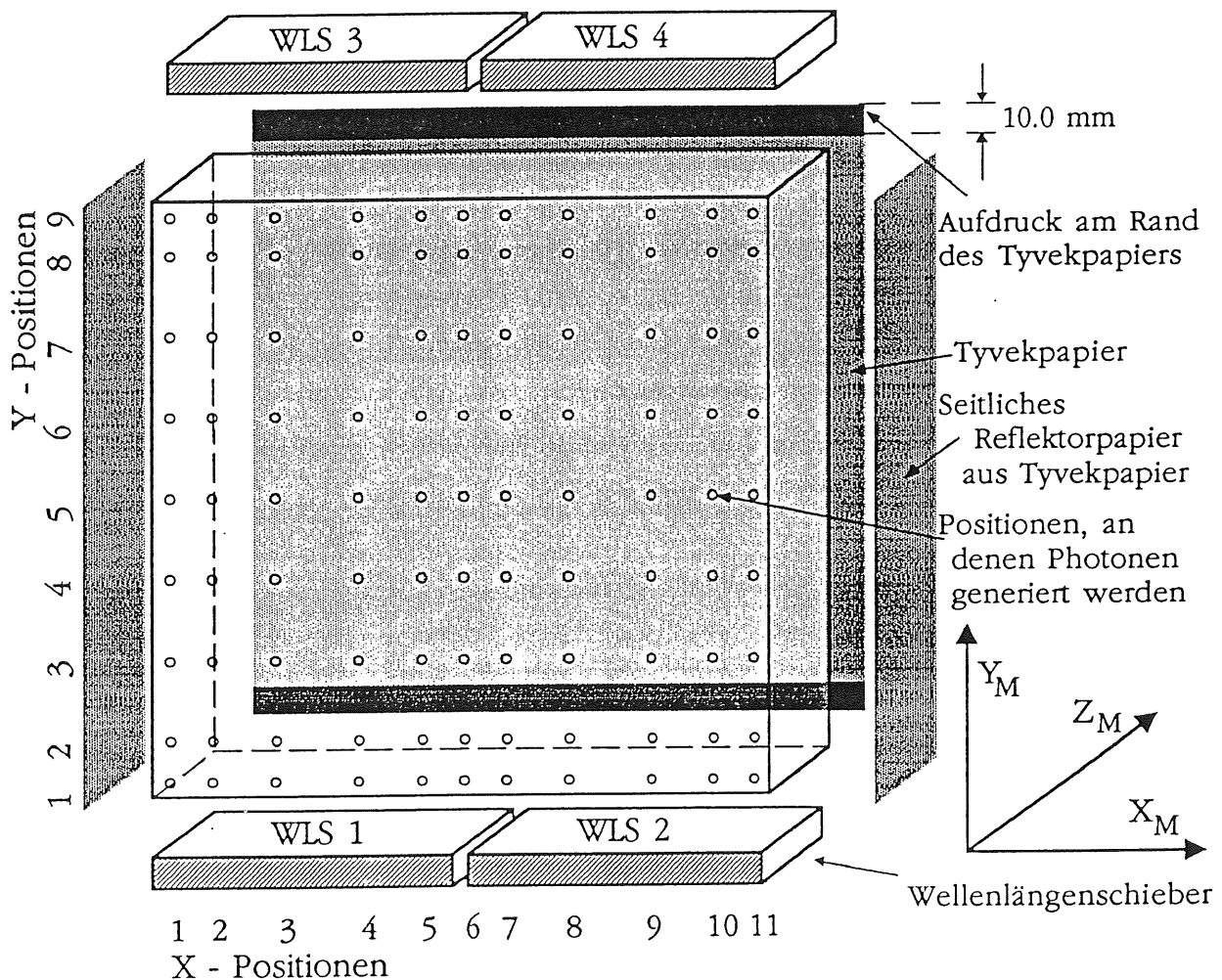


Abbildung 4.7 Für die Simulation angenommene Anordnung der Detektorkomponenten. Der Abstand zwischen Szintillatorplatte und Wellenlängenschieber WLS bzw. Tyvekpapier ist in der Simulation nicht vorhanden, er dient hier nur zur besseren Darstellung der einzelnen Komponenten. In der Abbildung wird aus Gründen der Übersichtlichkeit auf die Darstellung der vorderen Lage Papier verzichtet.

Die Wellenlängenschieber sind in X_M -Richtung jeweils 78 mm breit. Zwischen den Wellenlängenschiebern 1 und 2 bzw. 3 und 4 liegt jeweils ein 0,6 mm breiter Spalt. Die Szintillatorplatte hat eine Breite von 156,8 mm, sodaß an den Seiten ein Rand von 0,1 mm Breite bleibt. Photonen, die in der Simulation an der Fläche des Spaltes oder an den Randbereichen aus dem Szintillator treten, sind verloren, weil auch bei einem realen Modul Photonen, die in diesen Bereichen den Szintillator verlassen, nicht nachgewiesen werden können.

Die anderen Seiten des Szintillators sind mit Tyvekpapier bedeckt. Zwischen Papierlagen und Szintillatorplatten ist ein Luftspalt, der die Totalreflexion im Szintillator gewährleistet. Die Breite dieses Spaltes wird vernachlässigt. Trifft ein Photon auf eine Grenzfläche, die mit Tyvekpapier belegt ist, so wird das Verhalten des Photons in der Grenzregion Szintillator, Luftspalt und Tyvekpapier untersucht. Dabei können mehrere Möglichkeiten auftreten, die nachfolgend in Abbildung 4.8 dargestellt werden.

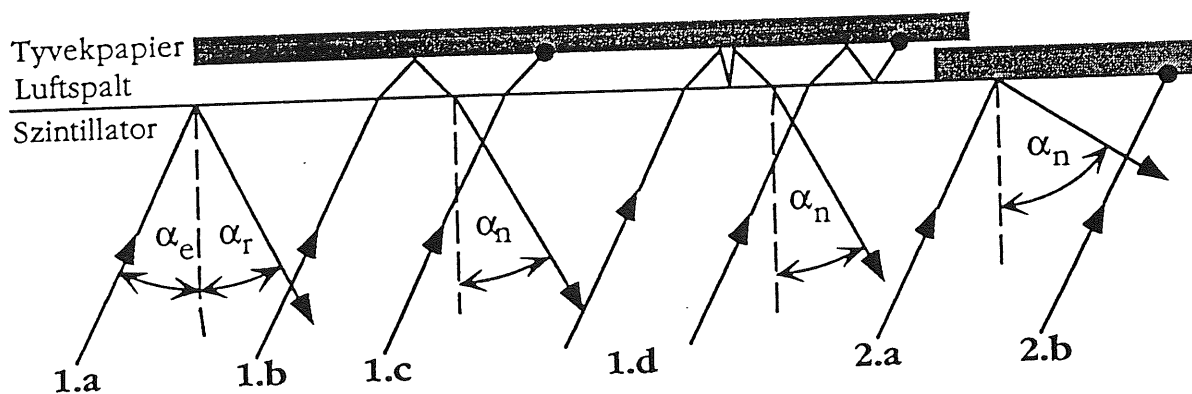


Abbildung 4.8 Möglichkeiten für Photonen beim Erreichen einer Begrenzungsfläche des Szintillators

Um die einzelnen Möglichkeiten zu untersuchen, muß erst entschieden werden, ob das Tyvekpapier direkt am Szintillator anliegt. Dafür wird ein Kontaktparameter eingeführt, der den Anteil der Fläche angibt, mit denen das Papier die Szintillatorplatte berührt. Je größer dieser Parameter ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Photon an der Grenzfläche Szintillator-Tyvekpapier reflektiert wird. Im anderen Fall wird der Übergang an der Grenzfläche mit Luftspalt berechnet.

Für den Fall, daß der Luftspalt noch vorhanden ist, gibt es mehrere Möglichkeiten:

- 1.a** Das Photon wird an der Grenzfläche Szintillator-Luft reflektiert. Dabei ist der Winkel α_r des reflektierten Photons gleich dem Einfallswinkel α_e
- 1.b** Das Photon, wird an der Grenzfläche Szintillator-Luft gebrochen, und am Tyvekpapier reflektiert. Die Reflexion am Papier ist diffus. Daher wird die Richtung des Photons neu bestimmt. Wenn das Photon in den Szintillator eindringt, wird es erneut gebrochen. Der Winkel α_n ist unabhängig vom Einfallswinkel α_e . Da in der Simulation der Luftspalt infinitesimal klein ist, tritt das Photon entgegen der Darstellung in Abbildung 4.8 am selben Punkt wieder in den Szintillator ein, an dem er aus ihm herausgetreten ist. In Abbildung 4.8 ist der Luftspalt mit einer endlichen Dicke dargestellt, damit man die einzelnen Möglichkeiten unterscheiden kann.
- 1.c** Das Photon das an der Grenzfläche Szintillator-Luft gebrochen wurde, wird vom Papier absorbiert.
- 1.d** Das Photon wird vom Papier reflektiert. Danach wird es an der Grenzfläche Luft-Szintillator reflektiert, anstatt wieder in den Szintillator einzutreten. Das Photon kann sich so oft hin und her bewegen, bis es entweder vom Papier absorbiert wird, oder erneut in den Szintillator eintritt. Da der Luftspalt infinitesimal klein ist, wird in der Simulation hierfür keine Wegstrecke berechnet.

Der Fall ohne Luftspalt ist einfacher. Hier gibt es nur zwei Möglichkeiten:

- 2.a** Das Photon wird am Papier diffus reflektiert. Die Richtung des Photons wird neu bestimmt. Dieser Fall ist analog zu **1.b**.
- 2.b** Das Photon wird vom Papier absorbiert.

Für die Entscheidung, ob das Photon an der Grenzfläche Szintillator-Luft reflektiert oder transmittiert wird, werden die Fresnelschen Formeln für unpolarisiertes Licht genutzt, siehe dazu Gleichung 2.26. Dabei wird die Intensität des einlaufenden Lichtstrahls I_0 auf 1 gesetzt, und die Intensität des reflektierten Lichtstrahls I_r als Wahrscheinlichkeit W_R für die Reflexion eines Photons interpretiert. Diese Interpretation läßt sich wie folgt motivieren: Betrachtet man A_0 Photonen, die unter gleichen Bedingungen auf eine Grenzfläche treffen, so werden im Mittel $\langle A_r \rangle$ Photonen an der Grenzfläche reflektiert. Für den Mittelwert von A_r erhält man:

$$\langle A_r \rangle = W_R * A_0 \quad 4.3$$

$\langle A_r \rangle$ und A_0 könnten in diesem Fall analog zu I_r und I_0 als Intensitäten aufgefaßt werden. Es wurden zur Kontrolle auch Simulationen mit den Fresnelschen Formeln für polarisiertes Licht durchgeführt. Bei der Anzahl der Photonen, die die Auslese erreichten, konnte, wie zu erwarten war, keine signifikante Veränderung im

Vergleich zu den Simulationen mit den Fresnelschen Formeln für unpolarisiertes Licht beobachtet werden.

Die Wahrscheinlichkeit W_R für die Reflexion eines Photons wird wie folgt berechnet:

$$W_R = \left[\frac{\tan^2(\alpha_e - \beta)}{\tan^2(\alpha_e + \beta)} + \frac{\sin^2(\alpha_e - \beta)}{\sin^2(\alpha_e + \beta)} \right] \quad 4.4$$

$$\text{mit } \beta = \arcsin \left[\sin \alpha_e \cdot \frac{n_{SZ}}{n_{Luft}} \right]$$

n_{SZ} Brechungsindex des Szintillators

n_{Luft} Brechungsindex für Luft

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon vom Papier reflektiert wird, wird im folgenden als Reflexionskoeffizient bezeichnet. Dieser Koeffizient legt fest, ob die Möglichkeit **1.b** oder **1.c** eintritt. Diese Größe des Reflexionskoeffizienten beeinflusst die Häufigkeit, mit dem **1.b** und **1.c** eintreten. Je größer der Wert des Reflexionskoeffizienten ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Photon reflektiert wird, also die Möglichkeit **1.b** eintritt.

Abbildung 4.9 zeigt den Teil des Programms, der die Photonen in einer Szintillatorplatte des BEMC simuliert. In der Steuerung des Programms wird festgelegt, wie viele Photonen an welchen Stellen erzeugt werden. Desweiteren wird die Statistik der Photonen verwaltet und Histogramme mit dem Ergebnis der Simulation erzeugt.

Die Simulation eines Photons beginnt mit dem Generieren des Photons. Dabei wird für das Photon die Position, die Bewegungsrichtung und eine Weglänge festgelegt. Für die Position kann ein Bereich innerhalb der Szintillatorplatte vorgegeben werden. In der Simulation wurden die Photonen in Z_M -Richtung gleichmäßig über die ganze Tiefe des Szintillators verteilt erzeugt und in der X_M - Y_M -Ebene innerhalb eines Quadrats von 2 mm Kantenlänge. Die Positionen der Quadrate befinden sich an den Stellen, an denen bei den Laborversuchen das Licht mit der Xenon-Blitzlichtlampe eingekoppelt wurde. Im Szintillator wird Licht isotrop emittiert. Dies wird von der Simulation nachvollzogen.

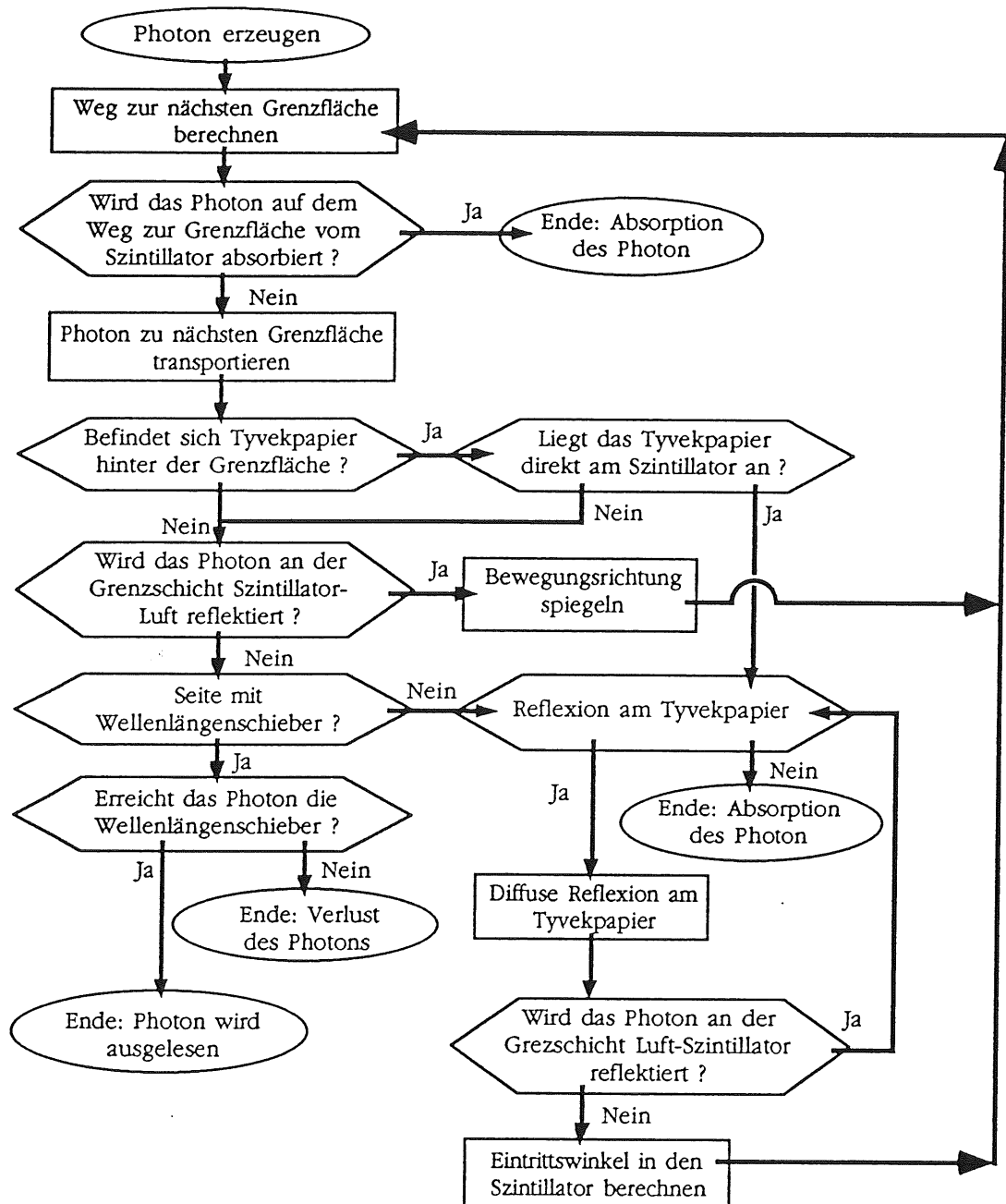


Abbildung 4.9 Flußdiagramm des Simulationsprogramms für den Lichttransport. Dargestellt werden die Programmteile, die die Photonen im Szintillator beschreiben.

Die Programmteile für die Steuerung des Programms sind nicht dargestellt.

Die Weglänge l_{max} , die ein Photon maximal zurücklegen kann, bevor es wieder vom Szintillator absorbiert wird, wird wie folgt berechnet:

$$l_{max} = -\ln(f_{zuf}) \cdot X_a$$

mit f_{zuf} = Zufallszahl mit $0 < f_{zuf} < 1$

X_a Absorptionslänge

Die Weglängen, die nach Gleichung 4.5 berechnet werden, sind nach [Frü 83] exponentialverteilt. Dies entspricht dem Lambert-Beerschen-Gesetz, siehe Gleichung 2.27, das die Intensität des Lichtes nach dem Durchlaufen einer Strecke beschreibt.

Von den im Szintillator erzeugten Photonen bewegt sich nur ein kleiner Teil auf direktem Weg zur Ausleseseite. Die anderen Photonen können durch Reflexionen an den Grenzflächen oder am Tyvekpapier auch zur Auslese gelangen. Es wird der Weg aller erzeugten Teilchen untersucht.

Die ovalen Felder in Abbildung 4.9 kennzeichnen die Fälle in denen die Simulation eines Photons beendet wird. Hierfür gibt es vier Möglichkeiten:

- Das Photon erreicht den Wellenlängenschieber.
- Es wird vom Szintillator absorbiert.
- Es wird vom Tyvekpapier absorbiert.
- Es verläßt die Ausleseseite an einer Stelle, an der sich kein Wellenlängenschieber befindet.

Nur die erste Möglichkeit hat zur Folge, daß das Photon nachgewiesen werden kann. Die anderen Möglichkeiten führen zum Verlust des Photons.

4.4 Parameter im Simulationsprogramm

In diesem Abschnitt werden die Größen diskutiert, die in der Simulation berücksichtigt wurden. Dies sind:

- Größe des Szintillators
- Positionen, an denen Photonen generiert werden
- Brechungsindizes von Szintillator, Wellenlängenschieber und Luftspalt
- Reflexionskoeffizient des Tyvekpapiers
- Kontaktparameter zwischen Szintillator und Tyvekpapier
- Absorptionslänge des Szintillators

Die beiden ersten Parameter werden durch die Geometrie des BEMC und den Laboraufbau, der in Abschnitt 4.2 beschrieben wird, vorgegeben. Die Brechungsindizes konnten gemessen werden. Diese Messung wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

Der Reflexionskoeffizient des Tyvekpapiers und die Parameter, die den Kontakt zwischen Tyvekpapier und Szintillator beschreiben, lagen nicht vor. Diese Werte wurden als Parameter in der Simulation variiert, um eine möglichst gute Übereinstimmung der Simulation mit den Messungen der Lichtleitung zu erhalten.

Für die Absorptionslänge lagen Werte in Abhängigkeit von der Wellenlänge vor [Esc 91]. Mit der Simulation konnte überprüft werden, welche Wellenlängen beim Transport des Szintillatorlichtes dominierend sind.

Für die Analyse der fünf Parameter, die von der Simulation bestimmt werden sollten, wurden sie in einem ersten Durchgang unabhängig voneinander variiert. Dabei wurden für die Parameter, die nicht verändert wurden, die Parameter genommen, die sich in den Voruntersuchungen des Simulationsprogramms als günstig erwiesen haben. Danach wurden in einem zweiten Durchgang die Parameter verwendet, die beim ersten Durchgang bestimmt wurden. Es zeigte sich bei diesem Durchgang kein Unterschied in den Ergebnissen.

4.4.1 Parameter, die in der Simulation nicht variiert wurden

Die Größe der simulierten Szintillatorplatte entspricht der des Typs **A** im vorderen Teil des Moduls. Dies ist der Teil, in dem keine kurzen Wellenlängenschieber vorhanden sind. Die Abmessungen der simulierten Szintillatorplatte betragen:

- In X_M -Richtung : 156,8 mm
- In Y_M -Richtung : 149,8 mm
- In Z_M -Richtung : 4,0 mm

Die Brechungsindizes für den Szintillator n_{SZ} und den Wellenlängenschieber n_{WLS} wurden mit Hilfe eines Abbe-Refraktometers¹⁷ bestimmt. Die Brechungsindizes bei einer Wellenlänge von 583 nm betragen:

$$n_{SZ,583nm} = 1,5883 \pm 0,0002$$

$$n_{WLS,583nm} = 1,4897 \pm 0,0002$$

Mit einer anderen Methode wurden die Brechungsindizes bei einer Wellenlänge von 632 nm gemessen. Dabei wurden die Intensität des einfallenden zum reflektierten Lichtstrahl eines Helium-Neon-Lasers in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung bestimmt¹⁸. Durch Anpassung der Fresnelschen Formeln an die gemessenen Werte konnten die Brechungsindizes bestimmt werden. Das Ergebnis dieser Anpassung lautet:

$$n_{SZ,632nm} = 1,53 \pm 0,03$$

$$n_{WLS,632nm} = 1,48 \pm 0,03$$

Der Fehler dieser Messung ist größer als der Fehler der Messung mit dem Abbe-Refraktometer. Zu beachten ist jedoch, daß bei beiden Messungen die Wellenlänge

¹⁷ Karl Zeiss - Modell A, Wellenlänge des Lichtes $\lambda = 583$ nm, Natrium-D-Linie.

¹⁸ Der hier verwendete Versuchsaufbau entspricht dem Aufbau des Versuchs 407 aus dem Anfängerpraktikum der Universität Dortmund.

des Lichtes größer ist als die Wellenlänge des Szintillatorlichtes. Dessen Wellenlängen liegen im Bereich von ca. 430 - 500 nm, siehe Anhang A.2.

Für die Simulation wurden die Werte verwendet, die mit dem Abbe-Refraktometer bestimmt wurden, weil die dabei verwendete Wellenlänge besser mit der des Szintillatorlichtes übereinstimmt. Die Werte wurden auf zwei Stellen hinter dem Komma gerundet, weil der Brechungsindex des Szintillatorlichtes nicht bei dessen Wellenlänge gemessen werden konnte. Die Differenz der Messungen mit den Refraktometer und mit den Helium-Neon-Laser weist auf eine Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge im Prozentbereich hin. Der so bestimmte Brechungsindex des Szintillatormaterials stimmt mit dem Wert überein, der in der Literatur angegeben wird, $n_{SZ,lit} = 1,59$ [Eis 90].

In der Simulation werden folgende drei Brechungsindizes verwendet:

- Szintillator: $n_{SZ} = 1,59$.
- Wellenlängenschieber: $n_{WLS} = 1,49$.
- Zwischenräume: $n_{Luft} = 1,00$

4.4.2 Reflexionskoeffizienten

Für den Reflexionskoeffizienten von Tyvekpapier lag kein Wert vor. Daher mußte dieser mit Hilfe der Simulation bestimmt werden. Im folgenden wird der Reflexionskoeffizient des Tyvekpapiers, das an den Stirnflächen und an den Seitenflächen des Szintillators liegt, getrennt untersucht. Der Koeffizient an den Stirnflächen wird mit $r_{Tyvek,Z}$ und an den Seitenflächen mit $r_{Tyvek,X}$ bezeichnet. Man erwartet für die beiden Werte das gleiche Ergebnis.

Die Bestimmung von Parametern mit Hilfe der Simulation wird hier und in den folgenden Abschnitten immer auf die gleiche Weise durchgeführt: Es wird der Wert eines Parameters in der Simulation variiert. Zur Analyse wird die Anzahl der Photonen bestimmt, die die Auslese erreichen. Zum Vergleich der einzelnen Parameter wird das Diodensummensignal $P_{S,sim}$ und das Signal einer Diode $P_{D,sim}$ genutzt. Diese Signale werden für alle Eintrittspositionen bestimmt, an denen auch bei den Labormessungen das Licht eingekoppelt wurde, vergleiche Abbildung 4.3. Um die Ergebnisse mit den Labormessungen vergleichen zu können, müssen sie normiert werden. Die simulierten $P_{S,sim}$ und gemessenen $P_{S,mes}$ Diodensummensignale werden jeweils so normiert, daß der Mittelwert über alle Eintrittspositionen 1 ist.

Die normierten Werte $a_{S,sim}$ und $a_{S,mes}$ werden wie folgt berechnet:

$$a_{S,sim}(i_x, i_y) = P_{S,sim}(i_x, i_y) * \frac{x_{pos} * y_{pos}}{\sum_{j_x=1}^{y_{pos}} \sum_{j_y=1}^{x_{pos}} P_{S,sim}(j_x, j_y)} \quad 4.6.a$$

$$a_{S,mes}(i_x, i_y) = P_{S,mes}(i_x, i_y) * \frac{x_{pos} * y_{pos}}{\sum_{j_x=1}^{y_{pos}} \sum_{j_y=1}^{x_{pos}} P_{S,mes}(j_x, j_y)} \quad 4.6.b$$

mit i_x, i_y Eintrittsort der Photonen, Nummer der X- und Y-Position

$P_{S,mes}$ Messung der Diodensummensignale [Esc 91]

$x_{pos} = 11$: Anzahl der verschiedenen X-Positionen

$y_{pos} = 9$: Anzahl der verschiedenen Y-Positionen

Für die Diodensignale wird die Symmetrie der Eintrittspositionen ausgenutzt, damit die statistischen Fluktuationen kleiner werden, die in der Simulation bei der Berechnung des Signals einer einzelnen Diode auftreten. Dafür werden die Signale, die in den Wellenlängenschiebern 2, 3 und 4 entstehen, zum Signal des Wellenlängenschiebers 1 addiert. Dabei werden die Signale bei den X-Positionen Nr. 6 bzw. Y-Position Nr. 5 gespiegelt, sodaß der Weg zum Wellenlängenschieber immer gleich ist. Die Summe p_D die sich daraus ergibt, entspricht dem Signal, das mit einer Diode gemessen werden kann:

$$P_{D,sim}(i_x, i_y) = P_{D,1}(i_x, i_y) + P_{D,2}(11-i_x, i_y) + P_{D,3}(i_x, 9-i_y) + P_{D,4}(11-i_x, 9-i_y) \quad 4.7$$

mit $P_{D,i}$ simuliertes Signal am Wellenlängenschieber i, mit $i=1, 2, 3, 4$

Die Normierung der Diodensignale wird analog zur Normierung der Diodensummensignale festgesetzt. Dabei wird der Mittelwert für alle Eintrittspositionen auf $1/4$ festgesetzt. Die Normierung für die simulierten Werte $a_{D,sim}$ und die gemessenen Werte $a_{D,mes}$ berechnet sich wie folgt:

$$a_{D,sim}(i_x, i_y) = P_{D,sim}(i_x, i_y) * \frac{x_{pos} * y_{pos}}{4 * \sum_{j_x=1}^{y_{pos}} \sum_{j_y=1}^{x_{pos}} P_{D,sim}(j_x, j_y)} \quad 4.8.a$$

$$a_{D,mes}(i_x, i_y) = P_{D,mes}(i_x, i_y) * \frac{x_{pos} * y_{pos}}{4 * \sum_{j_x=1}^{y_{pos}} \sum_{j_y=1}^{x_{pos}} P_{D,mes}(j_x, j_y)} \quad 4.8.b$$

mit $P_{S,mes}$ Messung der Diodensignale [Esc 91]

Mit den normierten Werten können die Summen der quadratischen Differenzen, d_S und d_D , zwischen den Werten der Simulation und der Labormessung wie folgt bestimmt werden:

$$d_S = \sum_{y_i=1}^{y_{\text{pos}}} \sum_{x_i=1}^{x_{\text{pos}}} (a_{S,\text{sim}}(x,y) - a_{S,\text{mes}}(x,y))^2 \quad 4.9$$

$$d_D = \sum_{y_i=1}^{y_{\text{pos}}} \sum_{x_i=1}^{x_{\text{pos}}} (a_{D,\text{sim}}(x,y) - a_{D,\text{mes}}(x,y))^2 \quad 4.10$$

Die Werte d_S und d_D wurden für weißes Tyvekpapier, $d_{S,\text{weiß}}$ und $d_{D,\text{weiß}}$, und für bedrucktes Tyvekpapier $d_{S,\text{bedruckt}}$ und $d_{D,\text{bedruckt}}$ bestimmt. Ein Maß für die Übereinstimmung von der Simulation und der Messung ist die wie folgt definierte Größe Q :

$$Q = d_{S,\text{weiß}} + d_{S,\text{bedruckt}} + d_{D,\text{weiß}} + d_{D,\text{bedruckt}} \quad 4.11$$

Abbildung 4.10 zeigt Q als Funktion des Reflexionskoeffizienten $r_{\text{Tyvek,Z}}$ von dem Tyvekpapier, das an den Stirnflächen der Szintillatorplatte liegt. Q erreicht bei $r_{\text{Tyvek,Z}} = 0,75$ ein Minimum. Dies ist der beste Wert für einen Reflexionsparameter, den das Tyvekpapier beschreiben soll. Den Fehler des ermittelten Reflexionsparameters kann mit $\sigma_{\text{ref,Z}} = 0,05$ abgeschätzt werden.

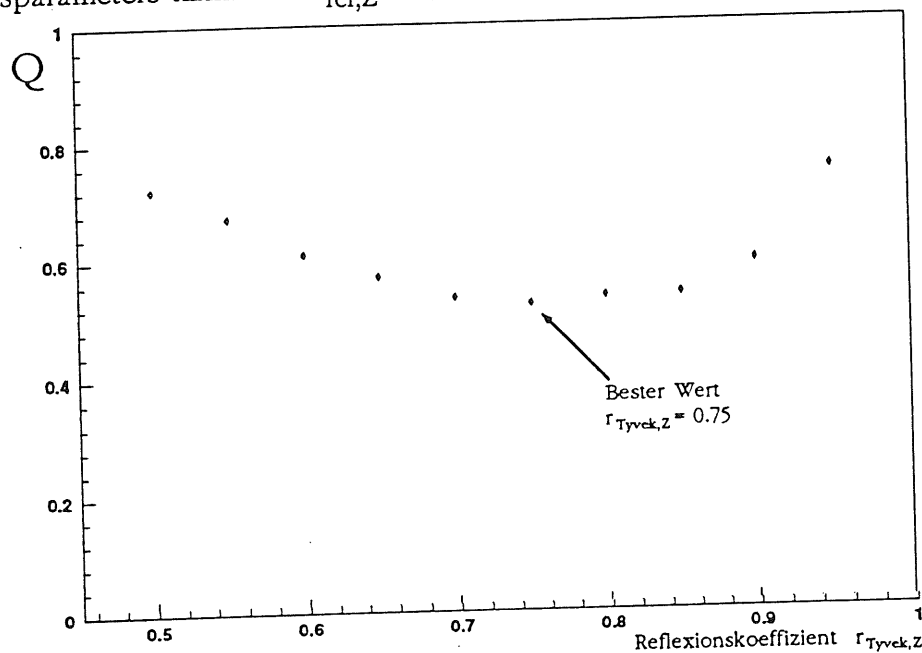


Abbildung 4.10 Bestimmung des Reflexionskoeffizienten $r_{\text{Tyvek,Z}}$ von Tyvekpapier
 Dargestellt ist Q , Definition siehe Gleichung 4.11, als Funktion verschiedener Reflexionskoeffizienten.

Für das Tyvekpapier, das an die schmalen Begrenzungsflächen des Szintillators angrenzt, konnte der Reflexionskoeffizient $\text{ref}_{\text{Tyvek,X}}$ nicht bestimmt werden. Abbildung 4.11 zeigt die Abhängigkeit von Q bei diesem Parameter. Dabei ist nur

ein leichter Abfall zu beobachten. Der Wert, der hierbei als bester Wert für den Reflexionsparameter in Betracht käme, wäre $\text{ref}_{\text{Tyvek},X} = 0,95$ oder ein noch größerer Wert. Der oben dargestellte Wert für $\text{ref}_{\text{Tyvek},Z}$ ist damit allerdings nicht verträglich. Die Simulation zeigt, daß der Anteil der Photonen an der Auslese nur eine schwache Abhängigkeit von Variationen des Reflexionskoeffizienten $\text{ref}_{\text{Tyvek},X}$ hat. Bei der Untersuchung des Parameters $\text{ref}_{\text{Tyvek},X}$ variiert dieser Anteil nur zwischen 22,8 % und 24,3 %. Im Gegensatz dazu zeigt der Reflexionsparameter $\text{ref}_{\text{Tyvek},Z}$ eine Steigerung von 19,4 % bei $\text{ref}_{\text{Tyvek},Z} = 0,5$, auf 31,3 % bei $\text{ref}_{\text{Tyvek},Z} = 0,95$. Dies ist durch die Größe der Stirnflächen zu erklären und durch den kleineren Abstand der im Quader gegenüberliegenden Flächen im Vergleich zu den schmalen Begrenzungsflächen. Daher treten am Tyvekpapier der Stirnflächen mehr Reflexionen auf. Dies wiederum hat zur Folge, daß eine Variation des Reflexionskoeffizienten zu größeren Effekten in der Auslese führt.

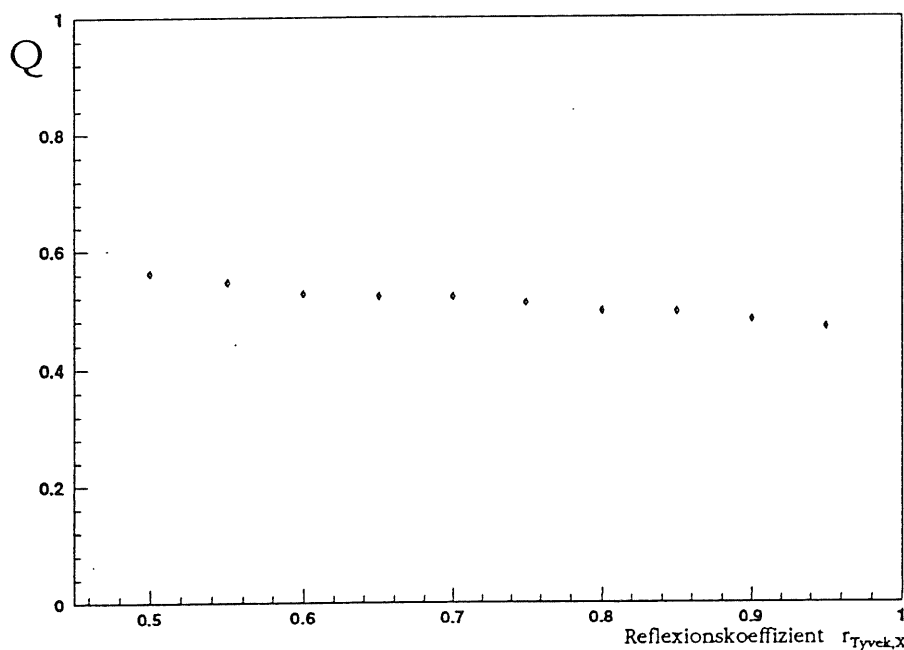


Abbildung 4.11 Bestimmung des Reflexionskoeffizienten $r_{\text{Tyvek},X}$ von Tyvekpapier

Dargestellt ist Q , Definition siehe Gleichung 4.11, als Funktion verschiedener Reflexionskoeffizienten.

4.4.3 Kontaktparameter

Für die Simulation sind die Kontaktparameter von größerer Bedeutung als die Reflexionsparameter. Im Rahmen der Untersuchung hat sich gezeigt, daß zwei Kontaktparameter notwendig sind.

Zuerst wurde ein Kontaktparameter $k_{\text{weiß}}$ eingeführt, der den Anteil der Szintillatortoberfläche angibt, bei der das Papier einen direkten Kontakt mit der Szintillatortafel hat. Dieser Parameter ist entscheidend für die Überhöhung des Signals, das an den Seiten mit Wellenlängenschiebern auftritt, vergleiche bei

Abbildung 4.4 die Y-Positionen 1 und 9. Setzt man diesen Parameter auf 0, d.h. nimmt man an, daß das Tyvekpapier den Szintillator an keiner Stelle berührt, so kann keine Abhängigkeit von der Eintrittsposition in der Anzahl der Photonen, die die Auslese erreichen, beobachtet werden.

Nach der einfachen Abschätzung aus Abschnitt 4.1 wäre zu erwarten, daß 22 % der Photonen die Auslese erreichen. Diese Abschätzung berücksichtigt jedoch nicht die Absorption im Szintillator. Bei der Simulation mit $k_{\text{weiß}} = 0$ erreichen nur 19,8 % die Auslese, jedoch wurde hier im Gegensatz zur oben erwähnten Abschätzung eine Absorption mit $X_a = 970$ mm berücksichtigt.

Durch den Kontakt zwischen Szintillator und Tyvekpapier steigt die Anzahl der Photonen, die die Auslese erreichen, bei kleinen Werten von $k_{\text{weiß}}$ zunächst an. Dieser Anstieg entsteht durch Photonen, die eigentlich den Szintillator nicht verlassen könnten, da sie an allen Seiten totalreflektiert werden. Durch den Kontakt werden diese aber am Papier diffus gestreut und können danach zum Teil an der Ausleseseite austreten. Ein Maximum wird erreicht für einen Kontaktparameter von 0,03. Bei größeren Kontaktparametern wird ein großer Teil des Lichtes, das an den Ausleseseiten austreten kann, an den Stellen vom Papier absorbiert, an denen ein Kontakt zwischen Szintillator und Papier besteht. Dadurch fällt die Anzahl der Photonen, die in die Wellenlängenschieber eindringen, wieder ab.

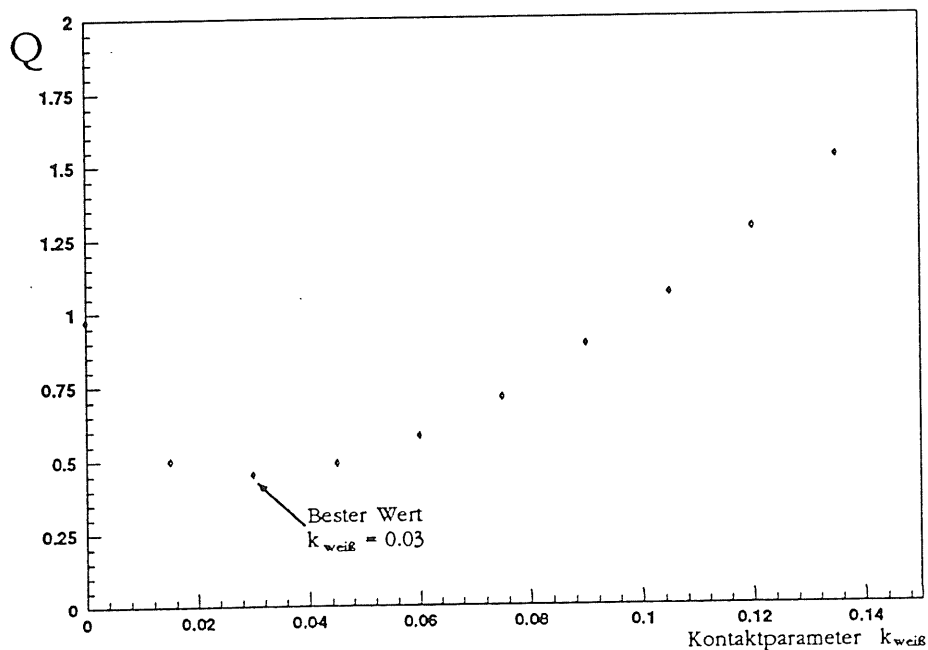


Abbildung 4.12 Bestimmung des Kontaktparameters von weißem Tyvekpapier. Dargestellt ist Q als Funktion des in der Simulation verwendeten Kontaktparameters $k_{\text{weiß}}$.

Abbildung 4.12 zeigt die Abhängigkeit von Q von $k_{\text{weiß}}$. Dabei erhält man für den Parameter, der die Messung am besten beschreibt:

$$k_{\text{weiß}} = 0,030 \pm 0,015$$

Dies bedeutet, daß an 3 % der Fläche des Szintillators das Papier direkt aufliegt. Die Simulation zeigte jedoch, daß dieser Parameter nicht den Signalverlust erklären kann, der entsteht, wenn das Papier am Rand bedruckt wird, vergleiche Abbildung 4.6. Dieser Effekt kann durch einen zweiten Kontaktparameter k_{schwarz} erklärt werden. Dieser Parameter k_{schwarz} beschreibt den Kontaktparameter an den bedruckten Rändern. Abbildung 4.13 zeigt die Abhängigkeit von Q von k_{schwarz} . Der beste Parameter der Simulation lautet:

$$k_{\text{schwarz}} = 0,06 \pm 0,01 \quad 4.13$$

Dies bedeutet, daß durch das Bedrucken das Papier im Mittel die doppelte Auflagefläche auf dem Szintillator hat. Dies kann darauf zurückzuführen sein, daß das Tyvekpapier durch den Aufdruck glatter wird.

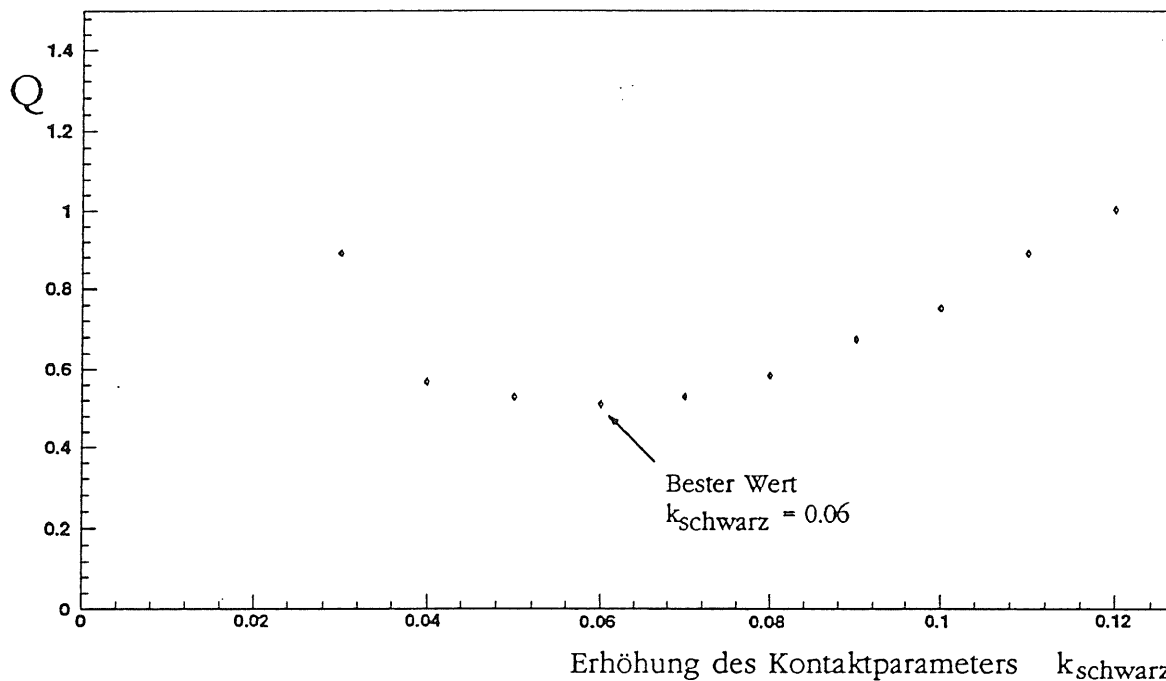


Abbildung 4.13 Bestimmung des Kontaktparameters von bedrucktem Tyvekpapier.

Dargestellt ist Q als Funktion des in der Simulation verwendeten Kontaktparameters k_{schwarz} .

An den Abbildungen 4.12 und 4.13 kann man ablesen, daß eine Erhöhung des Kontaktparameters zu einer beträchtlichen Veränderung bei der Anzahl der Photonen, die die Auslese erreichen, führt. Da bei den realen Moduln des BEMC die gesamte Sandwichstruktur unter Druck steht, besteht die Befürchtung, daß das Tyvekpapier mit der Zeit an mehreren Stellen den Szintillator berührt. Dies würde zu einer Erhöhung des Kontaktparameters führen, und damit zu einer geringeren Lichtausbeute und zu einer größeren Variation in Abhängigkeit vom Entstehungsort des Szintillatorlichtes. Dadurch würde sich die Auflösung des Kalorimeters verschlechtern. Untersuchungen von [Esc 91] konnten zeigen, daß eine Druckbelastung die Signale beeinflusst.

4.4.4 Absorptionslänge

Die Absorptionslänge wurde bei verschiedenen Wellenlängen gemessen [Esc 91]. Diese Werte zeigen in dem Bereich, in dem das Szintillatorlicht emittiert wird, eine Abhängigkeit von der Wellenlänge, siehe Tabelle 4.1.

Wellenlänge [nm]	410	420	430
Absorptionslänge [mm]	17,54	330	910±120

Tabelle 4.1 Absorptionslänge X_a des Szintillators SCSN-38 [Esc 91]

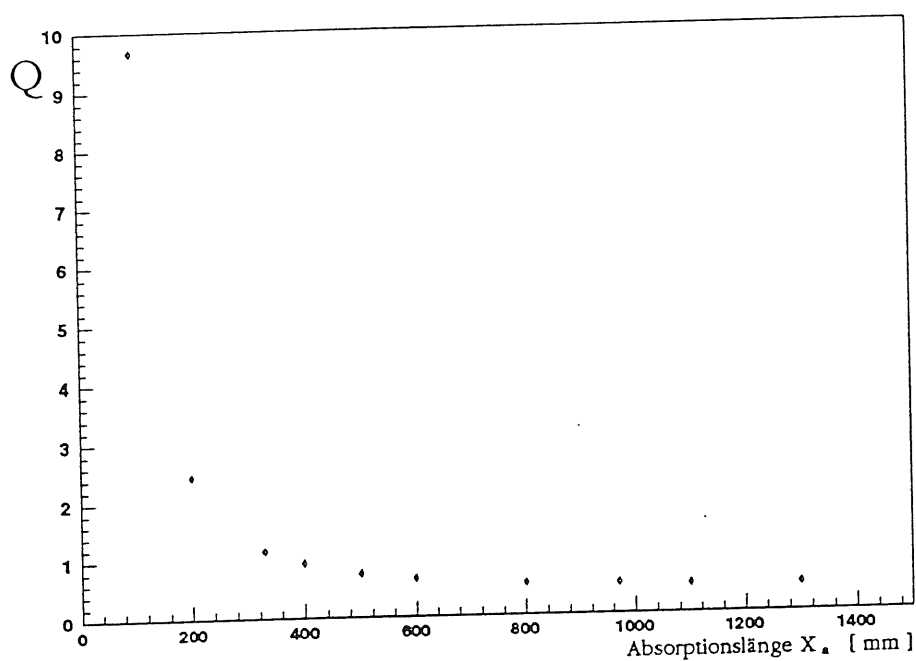


Abbildung 4.14 Bestimmung der Absorptionslänge von Licht im Szintillator.

Mit der Simulation konnte überprüft werden, welche Wellenlänge des Szintillatorlichtes den größten Einfluß auf die Lichtleitung in den Szintillatorplatten hat. Dazu wurde die Absorptionslänge für die Simulation variiert. Abbildung 4.14 zeigt Q für einige Wellenlängen. Dabei wurden Absorptionslängen zwischen 100 mm und 1300 mm verwendet. Man sieht, daß die Simulationen mit Absorptionslängen, die kleiner als 200 mm sind, keine Übereinstimmung mit der Messung zeigen. Eine gute Übereinstimmung wird für Absorptionslängen über 800 mm erzielt. Mit Tabelle 4.1 läßt sich daraus folgern, daß für das Energiesignal hauptsächlich Licht mit Wellenlängen ab ca. 430 nm verantwortlich ist.

4.5 Zusammenfassung

Es konnte eine gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der Simulation und den Meßwerten erzielt werden. Die Abbildungen 4.15 und 4.16 zeigen die mit der Simulation berechneten Photonenausbeute in Abhängigkeit von der Eintrittsposition.

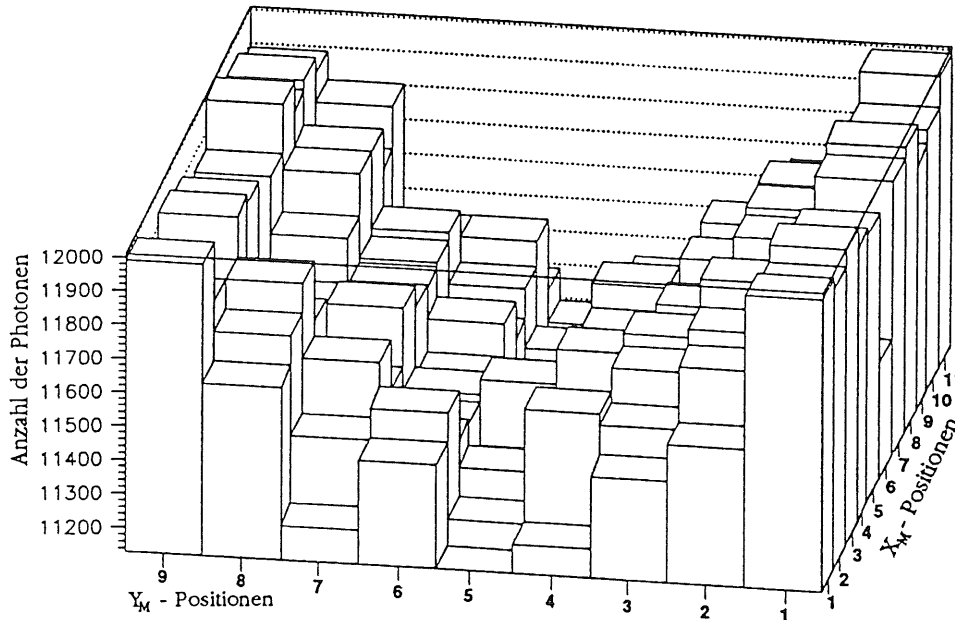


Abbildung 4.15 Photonenausbeute bei unbedrucktem Tyvekpapier.

Dargestellt ist die Anzahl der Photonen, die in die Wellenlängenschieber eindringen, in Abhängigkeit der Eintrittsposition. Der Nullpunkt ist unterdrückt.

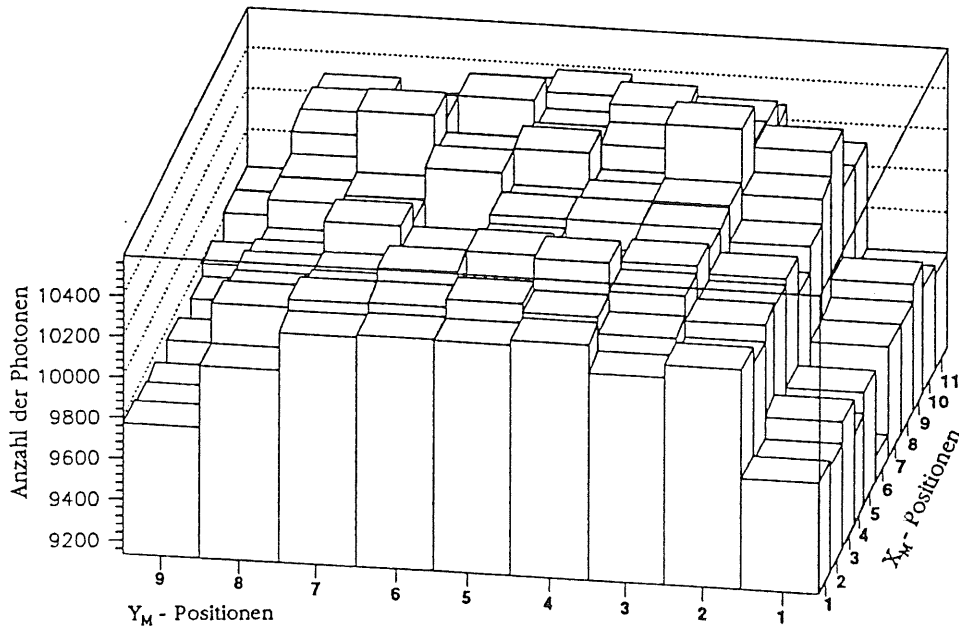


Abbildung 4.16 Photonenausbeute bei bedrucktem Tyvekpapier.

Dargestellt ist die Anzahl der Photonen, die in die Wellenlängenschieber eindringen, in Abhängigkeit der Eintrittsposition. Der Nullpunkt ist unterdrückt.

In Abbildung 4.17 ist für X-Position Nr. 4 das Diodensummensignal gegen die Nummer der Y-Position aufgetragen. Man sieht, daß die größten Abweichungen

zwischen Simulation und Messung an den Randpunkten liegen. Eine mögliche Erklärung, daß die Werte bei den Randpunkten systematisch unter denen der Messung liegen, könnte Szintillatorlicht mit kleinerer Wellenlänge sein, das zum Beispiel vom 1. Emissionsmaximum des Farbstoffs **BDB** kommt und eine Absorptionslänge von weniger als 1 cm hat. Diese Absorptionslänge führt dazu, daß die Werte im mittleren Bereich der Szintillatorplatte nicht beeinflusst werden.

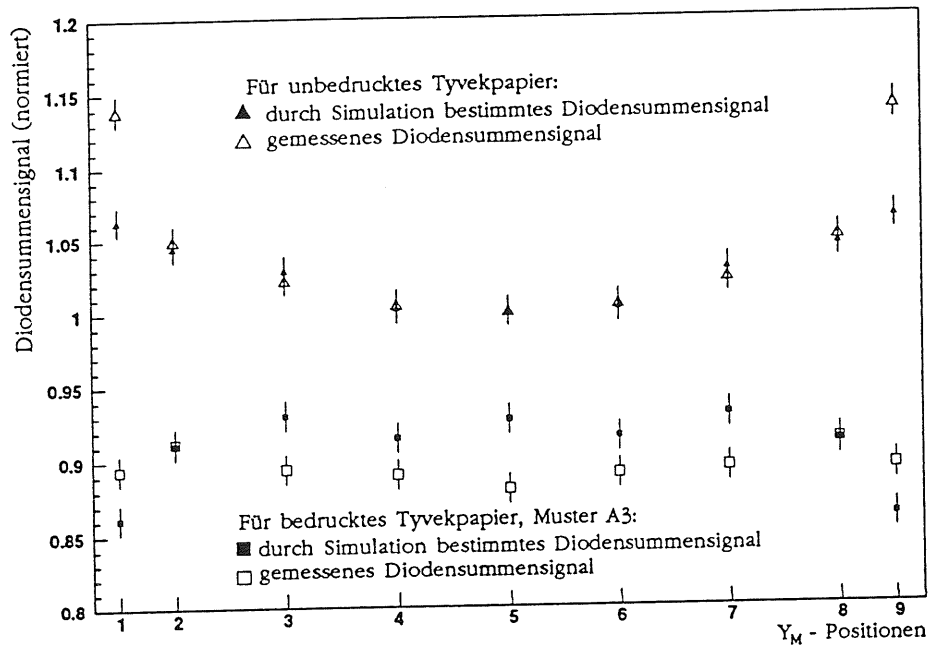


Abbildung 4.17 Vergleich der Diodensummensignale bei der X-Position Nr. 4. Dargestellt werden die Diodensummensignale, die mit der Simulation bestimmt wurden und die gemessenen Signale als Funktion der Y-Position. Die Werte werden jeweils so normiert, daß der Werte bei unbedrucktem Tyvekpapier bei der Y_M-Position Nr. 5 gleich 1 ist.

Mit der Simulation konnten folgende Parameter bestimmt werden:

- Für den Reflexionskoeffizienten von Tyvekpapier konnte folgender Wert bestimmt werden:

$$r_{\text{Tyvek}} = 0,75 \pm 0,05$$

- Die Simulation zeigte, daß das Tyvekpapier an den Schmalseiten des Szintillators keine großen Einflüsse auf die Auslese hat.
- In der Simulation mußten zwei Kontaktparameter eingeführt werden, um die Meßdaten zu beschreiben. Diese Parameter bestimmen den Anteil der Flächen des Papiers, das den Szintillator berührt. In der Simulation wurde ein Kontaktparameter für die Beschreibung des weißen Tyvekpapiers $k_{\text{weiß}}$ und einer für

das bedruckte Tyvekpapiers k_{schwarz} verwendet. Die Kontaktparameter wurden wie folgt bestimmt:

$$k_{\text{weiß}} = 0,030 \pm 0,015$$

$$k_{\text{schwarz}} = 0,06 \pm 0,01$$

- Mit der Simulation konnte gezeigt werden, daß für den Lichttransport aus dem Szintillator hauptsächlich Licht mit Absorptionslängen von über 800 nm verantwortlich ist. Aus der Abhängigkeit der Absorptionslänge von der Wellenlänge kann geschlossen werden, daß dies Licht mit einer Wellenlänge von über 430 nm ist.

Kapitel 5

Simulation der Energiedeposition

In diesem Kapitel wird die Energiedeposition untersucht, die ein elektromagnetischer Schauer im BEMC verursacht. Dies wurde mit dem Programmpaket EGS4 [Nel 85] durchgeführt.

5.1 Grundlagen

Das einfache Schauermodell, das in Abschnitt 2.1.3 beschrieben wurde, beinhaltet grobe Näherungen, so daß keine exakte Vorhersagen über ein Kalorimeter gemacht werden können. Eine andere Möglichkeit zur Beschreibung eines Schauers bieten Monte-Carlo-Simulationen. Hierbei wird die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers nachvollzogen, indem durch eine Zufallszahl der Ausgang eines physikalischen Prozesses festgelegt wird. Dies Verfahren soll im folgenden erläutert werden: Im Gegensatz zum einfachen Schauermodell ist die Weglänge, die ein Teilchen zwischen zwei Wechselwirkungen zurücklegt, keine Konstante, sondern unterliegt einer statistischen Verteilung. In der Simulation kann diese Weglänge für jedes Teilchen in Abhängigkeit von der Energie durch eine Zufallszahl bestimmt werden. Die Wahrscheinlichkeiten, mit denen die Wechselwirkungsprozesse auftreten, sind energie- und materialabhängig, vergleiche Kapitel 2. Diese Abhängigkeiten wurden für die Simulation parametrisiert, so daß durch eine Zufallszahl der eintretende Prozeß ermittelt werden kann. Die Art der Wechselwirkung bestimmt die Energie- und Richtungsverteilung der entstehenden Teilchen.

Bei der Wechselwirkung wird bei den entstehenden Teilchen überprüft, ob ihre Energie eine bestimmte Abschneideenergie unterschreitet. Wenn dies der Fall ist, wird diese Energie am Ort der Wechselwirkung deponiert. Die Schauersimulation ist beendet, wenn die gesamte Energie des primären Teilchens auf diese Art deponiert wurde.

Für die Simulation eines Schauers durch Monte-Carlo-Simulationen existieren Standardprogrammpakete. Diese Programmpakete geben dem Benutzer die Möglichkeit der Definition der Detektorgeometrie und der Einschußbedingungen. Für diese

Arbeit wurde das Programmpaket EGS4¹⁹ verwendet. Es wird im folgenden Abschnitt genauer beschrieben.

5.2 Das Programmpaket EGS4

EGS4 [Nel 85] ist ein am SLAC entwickeltes Programmpaket, das für eine Schauer-simulation genutzt werden kann. Simuliert werden die Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen in Materie. Die Detektorgeometrie und die Materialeigenschaften werden vom Benutzer vorgegeben. Daher ist EGS4 vielseitig einsetzbar. Unterstützt wird der Energiebereich oberhalb von 0.1 keV.

Das Programmpaket besteht aus mehreren Routinen, die entweder fest vorgegeben sind oder vom Benutzer geschrieben werden müssen. Die verwendete Programmiersprache ist Mortran3 [Coo 83], eine Erweiterung von Fortran. Es können unter anderem Blockstrukturen und Macrodeklarationen verwendet werden. Durch die Macrodeklarationen lassen sich die Routinen auch leicht speziellen Anforderungen anpassen.

Abbildung 5.1 zeigt den Ablauf der Routinen zur Simulation eines elektromagnetischen Schauers mit EGS4. Vom Benutzer sind das Hauptprogramm sowie die Routinen HOWFAR und AUSGAB zu schreiben. In MAIN werden die Voreinstellungen festgelegt und die Simulation der Teilchenschauer gestartet. Zu den Voreinstellungen gehört die Definition der Detektorgeometrie. Dazu muß dieser in verschiedene Regionen aufgeteilt werden. Jede dieser Regionen ist mit einem definierten Medium gefüllt.

Die Definition der Eigenschaften der verwendeten Materialien erfolgt vor dem Start des eigentlichen Simulationsprogramms mit dem Programm PEGS4²⁰. PEGS4 erhält als Eingabe die chemische Zusammensetzung der Materialien und generiert für jedes Material eine Datei mit den physikalischen Eigenschaften. Dabei werden Tabellen verwendet, in denen die für die Schauerentwicklung wichtigen Materialkonstanten, wie z.B. Kernladungszahl, Dichte, und Atommasse, verzeichnet sind. Die von PEGS4 erzeugten Dateien werden beim Aufruf der Routine HATCH eingelesen. Da die Erzeugung der materialspezifischen Dateien vom Simulationsprogramm getrennt ist, wird viel Rechenzeit bei der Laufzeit eines Simulationsprogramms gespart. Die Datensätze werden nur einmal erzeugt und können von mehreren Programmen genutzt werden.

¹⁹ Electron Gamma Shower, Version 4

²⁰ Preprocessor for EGS

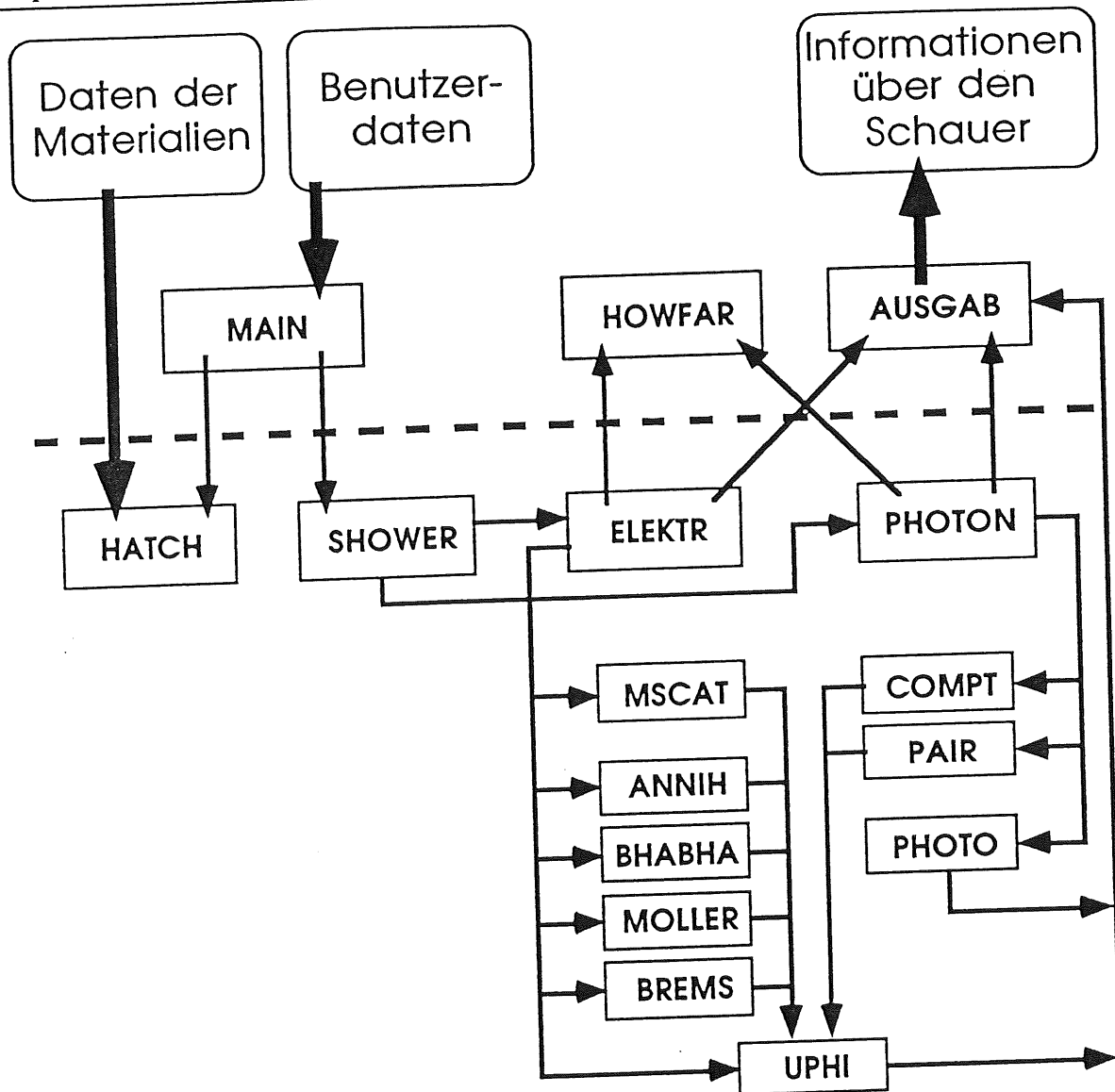


Abbildung 5.1: Ablaufdiagramm der EGS4-Routinen [Nel 85].

Oberhalb der gestrichelten Linie liegen das Hauptprogramm und die Routinen, die der Benutzer schreiben muß, darunter die Routinen, die unveränderbarer Bestandteil von EGS4 sind.

Die abgerundeten Boxen enthalten Daten für die Ein-/Ausgabe.

Wenn alle Voreinstellungen abgeschlossen sind, kann durch Aufruf von SHOWER die Simulation eines elektromagnetischen Schauers beginnen. Dieses Unterprogramm ruft je nach Teilchenart die Transportroutinen ELEKTR oder PHOTON auf. In den Transportroutinen wird die Weglänge bestimmt, um die sich das Teilchen als nächstes weiterbewegt. Diese ist abhängig von der Teilchenenergie und der Wechselwirkungslänge im jeweiligen Material. Weglänge, Ort und Bewegungsrichtung werden an die Routine HOWFAR weitergegeben. Hier muß der Benutzer anhand der Detektorgeometrie entscheiden, ob der Weg in einem Schritt zurückgelegt werden kann, oder ob eine neue Region erreicht wird. Für den letzten Fall wird von den Transportroutinen die restliche Weglänge korrigiert und HOWFAR muß erneut entscheiden, ob der Restweg in einem Schritt zurückgelegt werden

kann. Dies wird solange durchgeführt, bis die festgesetzte Weglänge durchquert wurde. Bei der Programmierung von HOWFAR muß der Anwender darauf achten, daß die Routine nicht zuviel Rechenzeit verbraucht, da sie sehr oft aufgerufen wird. Danach wird eine der Wechselwirkungssimulationen aufgerufen. Die Wahrscheinlichkeit, mit der eine Wechselwirkung auftritt, ist abhängig von der Teilchenart, von der Energie und vom Medium, in dem sich das Teilchen gerade befindet. Mit einer Zufallszahl wird eine Wechselwirkung, unter Beachtung der Wahrscheinlichkeit, mit der sie auftritt, bestimmt.

Die Wechselwirkung der Elektronen wird durch folgende Routinen simuliert:

- MSCAT - Vielfachstreuung
- ANNIH - Annihilation
- BHABHA - Bhabha-Streuung
- MOLLER - Møller-Streuung
- BREMS - Bremsstrahlung

Bei den Photonen werden drei Wechselwirkungen simuliert:

- COMPT - Compton-Streuung
- PAIR - Paarproduktion
- PHOTO - Photoeffekt

Diese Wechselwirkungen können zum Teil mehrere Teilchen erzeugen. Die Richtungen und die Energien der Teilchen werden durch die Art der Wechselwirkung bestimmt. Freie Parameter der Energie- und Richtungsverteilung werden dabei durch Zufallszahlen bestimmt, deren Verteilung vom Prozeß abhängig ist. Das Teilchen, das die kleinste Energie hat, wird zuerst von den Transportroutinen bearbeitet. Die Anderen werden auf einen Stack²¹ geschrieben. Da immer das Teilchen mit der kleinsten Energie zuerst untersucht wird, wächst die Stacktiefe nur logarithmisch mit der Einschussenergie²². Ein Teilchen wird solange weiterverfolgt, bis es die für seine Teilchenart gewählte Abschneideenergie erreicht hat. Danach wird das nächste Teilchen des Stacks untersucht. Ist kein Teilchen mehr auf dem Stack, so ist die Simulation beendet.

Die Routine AUSGAB wird aufgerufen, wenn ein simuliertes Teilchen in eine neue Region gelangt oder an einer Stelle Energie deponiert. Da hier für die Teilchen alle Parameter, das sind Art des Teilchens, Ort, Bewegungsrichtung, Energie und Art der letzten Wechselwirkung vorliegen, kann der Benutzer den Schauer nach beliebigen Kriterien untersuchen.

²¹ Stapelspeicher, in den Informationen abgelegt werden, die zu einem späteren Zeitpunkt bearbeitet werden.

²² Wird die doppelte Einschussenergie verwendet, muß die Stacktiefe nur um eins erhöht werden, weil das Teilchen mit der größeren Energie auf den Stack abgelegt wird. Der Verlauf des anderen Teilchens kann mit der restlichen Stacktiefe untersucht werden.

5.3 Implementation eines BEMC-Moduls

Wie in Abschnitt 5.2 dargestellt, wird die Geometrie des Detektors für die Schauer-simulation mit EGS4, in einzelne Regionen aufgeteilt. Die Art der Aufteilung in Regionen beeinflusst die Rechenzeit, die die Simulation eines Schauer benötigt. Wird der Detektor in viele Regionen aufgeteilt, muß die Routine HOWFAR sehr oft aufgerufen werden. Dies kann dazu führen, daß das Programm fast ausschließlich mit dem Transport beschäftigt ist. Wenn man die Geometrie zu stark vereinfacht, wird die Simulation zu ungenau, und man kann keine brauchbaren Informationen über die Schauerentwicklung bekommen. So kann zum Beispiel durch ein homogenes Gemisch aus Blei und Szintillator keine Information über die Energiedeposition und die Auflösung erhalten werden.

Bei der Implementation eines BEMC-Moduls wurde die Sandwich-Struktur, vergleiche Kapitel 3, bis auf die Papierlagen, vollständig übernommen. Nach [Fer 90] ist der Einfluß der Papierlagen auf die Schauerentwicklung vernachlässigbar. In den Randbereichen und im hinteren Teil des Moduls wurden weitere Vereinfachungen gemacht. Der hintere Teil des Moduls ist für die Energiedeposition uninteressant, da die Energie, die diese Bereiche erreicht, entweder im toten Material verloren geht oder als Leckverlust das Kalorimeter verläßt.

Abbildung 5.2 zeigt die Aufteilung des BEMC-Moduls in einzelne Regionen für die EGS4-Simulation. Diese Abbildung ist nicht maßstabsgerecht, damit die Aufteilung erkennbar bleibt. Als Randbereiche werden alle Regionen bezeichnet, die nicht zur Sandwichstruktur gehören. An Stellen mit Wellenlängenschieber ist der Randbereich 0,455 cm dick und an Stellen ohne Wellenlängenschieber nur 0,105 cm.

Jeder einzelnen Bleiplatte und jeder Szintillatorplatte wird eine Region zugeteilt. Diese Regionen sind ideale Quader, die jeweils die Sollmaße haben. Die Tyvek-papierlagen, die sich zwischen Blei- und Szintillatormaterial befinden, werden in der Simulation nicht berücksichtigt, da die Strahlungslänge eine Papierlage weniger als 1 % der Strahlungslänge einer Sandwich-Schicht beträgt.

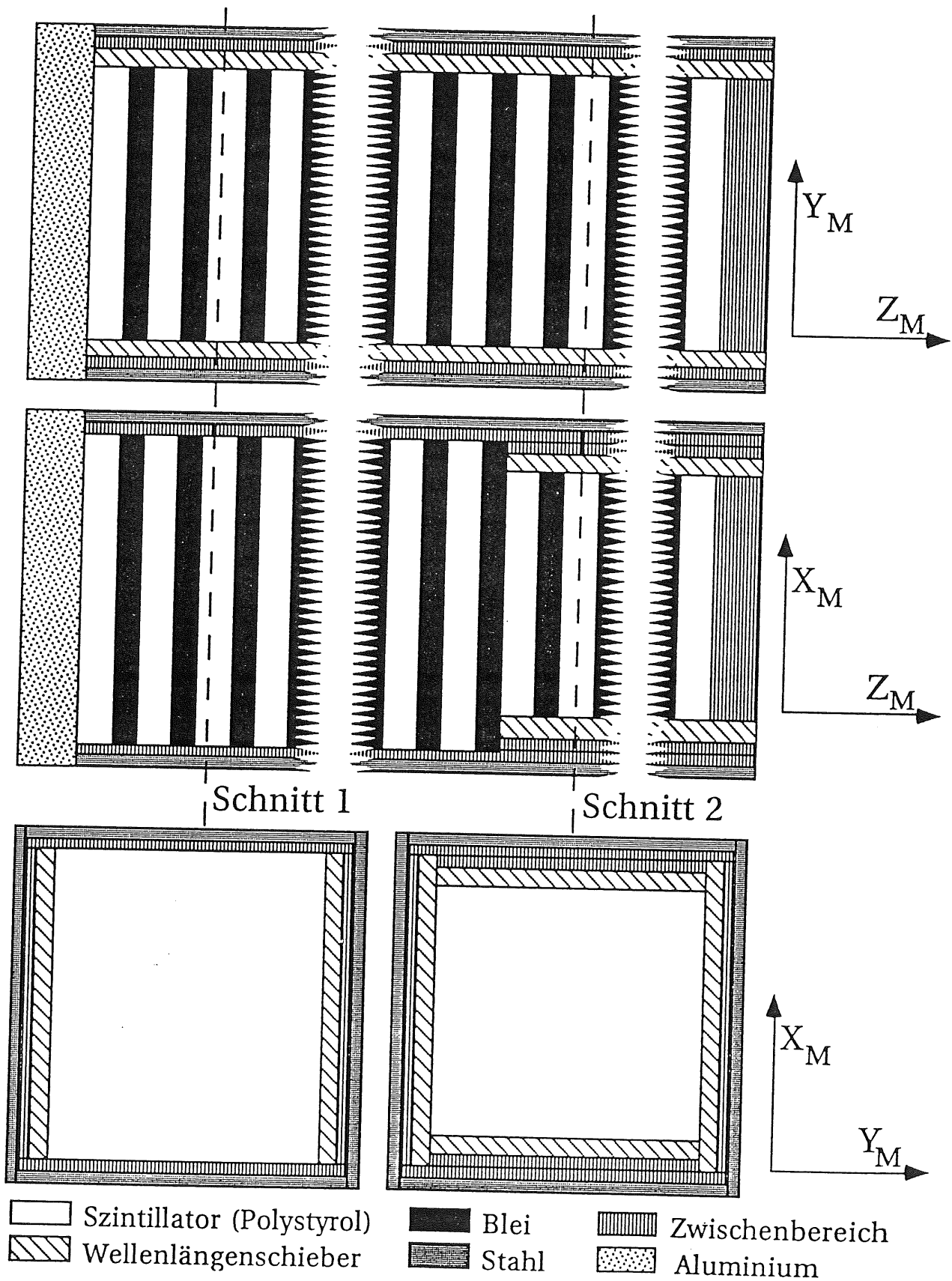


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Regionen im BEMC-Modul. Dargestellt wird der Längsschnitt durch ein Modul in der Y_M-Z_M Ebene, in der X_M-Z_M Ebene und zwei Querschnitte. Die Abbildung ist nicht maßstabgerecht.

Alle anderen Regionen werden zur Vereinfachung der Geometrie auch als Quader definiert. Das hat den Vorteil, daß die Transportroutine HOWFAR nur den Weg von Teilchen in rechtwinklig begrenzten Bereichen untersuchen muß. Dies kann modular programmiert werden: In der Routine wird zuerst untersucht, in welcher Box sich das Teilchen befindet, und mit dieser Information kann die Position des Teilchens in relative Koordinaten umgerechnet werden. Danach wird in einem für alle Regionen gleichen Unterprogramm die maximale Weglänge berechnet. Dieser Algorithmus benötigt nicht viel Rechenzeit.

Bei der Beschreibung der Geometrie der Wellenlängenschieber wird auf deren Krümmung im hinteren Teil verzichtet, siehe Abbildung 3.5. Die Ummantelung aus Stahl braucht nicht vereinfacht zu werden, da sie sich gut in vier Quader unterteilen läßt. Auf die Simulation der Rückseite des Moduls, die unter anderem die Vorverstärker für die Dioden enthält, wird verzichtet. Die Energie, die in diesen Bereich gelangt, kann nicht mehr zum Signal im BEMC-Modul beitragen.

Zu den Zwischenbereichen, die zwischen den Wellenlängenschiebern und der Außenummantelung liegen, werden auch die Nylonfäden mit einbezogen, die eigentlich zwischen Wellenlängenschieber und Szintillator liegen.

Routine AUSGAB überprüft zuerst, ob bei dem zuvor simulierten Prozeß Energie deponiert wurde. Die Teilchen und die Wechselwirkungen, die am Schauer beteiligt sind, werden von dieser Routine nur bezüglich der deponierten Energie analysiert. Diese Energie wird auf zwei verschiedene Arten summiert. Zum einen wird sie in Abhängigkeit vom Ort direkt in Histogramme eingetragen, zum anderen wird sie für jede einzelne Region getrennt summiert.

5.4 Ergebnisse der Simulation eines BEMC-Moduls

Untersucht wird die Energiedeposition in einem BEMC-Modul. Dazu gehört die Bestimmung der sichtbaren Energie im Vergleich zur Einschußenergie und die Ausdehnung des Schauers. Bei der Schauerausdehnung wird sowohl die longitudinale als die transversale Ausdehnung betrachtet. Alle Untersuchungen wurden mit Elektronen durchgeführt, deren Einschußenergien zwischen 1 GeV und 60 GeV lagen. Zuerst sollen jedoch die Abschneideparameter für die Simulation bestimmt werden.

5.4.1 Abschneideparameter für die Simulation

Wichtig für die Simulation eines Schauers sind die Abschneideparameter. Sie bestimmen die Mindestenergie, die ein Teilchen haben muß, um vom Simulationsprogramm weiter untersucht zu werden. Diese Abschneideenergien sind abhängig von der Teilchenart.

Der Energieverlust pro Strahlungslänge, den ein Teilchen im Absorbermaterial deponiert, steigt bei kleinen Teilchenenergien stark an, vergleiche Abbildung 2.1-2.3. Bei Photonen liegt dies am Photoeffekt, bei Elektronen an der Ionisation. Mit der Anzahl der Prozesse, die untersucht werden müssen, steigt auch die Rechenzeit der Simulation an. Für die Entwicklung des gesamten Schauers bewirken diese Teilchen jedoch keine nennenswerten Fluktuationen. Diese Parameter müssen so klein sein, daß der Schauer nicht beeinträchtigt wird.

Ergebnisse von Untersuchungen zur Wahl der Abschneideenergien finden sich in [Dre 82] und [Bor 87]. In [Bor 87] wird für Photonen eine Abschneideenergie von 0,1 MeV empfohlen und für Elektronen eine von 1,5 MeV.

Daher wurden für diese Arbeit die Abschneideenergien nur in einem kleinen Bereich untersucht:

- Abschneideenergien für Elektronen in MeV: 1,0; 1,5; 2,0 und 5,0
- Abschneideenergien für Photonen in MeV: 0,1; 0,2; 0,3; 0,5 und 1,0

Bei den Elektronen beinhaltet die Abschneideenergie die Ruheenergie der Elektronen von 0,511 MeV.

Für die Untersuchungen wurde die Geometrie eines BEMC-Moduls des Typs **A** verwendet. In dieses Modul werden Elektronen mit einer Energie von 10 GeV eingeschossen. Für die Auswertung wird sowohl die verbrauchte Rechenzeit als auch die Energiedeposition in den einzelnen Materialien betrachtet.

Beim Erhöhen der Photon-Abschneideenergien von 0,1 MeV auf 1,0 MeV verringert sich die Rechenzeit nur um ungefähr 10 %. Dabei wächst jedoch der Anteil der Energie, die im Szintillatormaterial deponiert wird, von 12,2 % auf fast 13 % und der Anteil, der im Blei deponiert wird, fällt um diese Differenz.

Bei Elektronen können für die Werte der Abschneideenergie von 1,0 und 1,5 MeV keine signifikanten Unterschiede in der Energiedeposition festgestellt werden. Bei der Wahl des höheren Wertes wird jedoch nur ca. 60 % der Rechenzeit verbraucht. Bei Abschneideenergien von 2,0 MeV und 5,0 MeV wird die Deposition der Energie im Blei bevorzugt.

Daher wird im folgenden für Elektronen eine Abschneideenergie von 1,5 MeV und für Photonen eine von 0,1 MeV verwendet. Dies sind die gleichen Abschneide-

energien, die auch in [Bor 87] verwendet wurden, obwohl dort ein Flüssigargon-Kalorimeter simuliert wurde und hier ein Blei-Szintillator-Kalorimeter.

5.4.2 Das Energiesignal im BEMC

Als erstes soll mit der EGS4-Simulation die deponierte Energie untersucht werden. Dabei darf nur die sichtbare Energie betrachtet werden, da die Energie, die im Blei und in den Randbereichen deponiert wird, nicht der Auslese zur Verfügung steht. Die sichtbare Energie ist beim BEMC die Energie, die in den Szintillatorplatten deponiert wird.

Bei dieser Untersuchung werden nur die Fluktuationen berücksichtigt, die sich aufgrund der Sandwich-Struktur ergeben. Verluste, die durch die Lichtleitung entstehen oder durch das Rauschen der Photodiode, werden hier nicht betrachtet.

Das Energiesignal E_{mes} wird aus der sichtbaren Energie E_{vis} ermittelt. Die sichtbare Energie ist der Anteil der Einschussenergie, der in Szintillatormaterial deponiert wird. Die Simulation zeigte, daß beim BEMC-Modul dieser Anteil ca. 12,2 % der Einschussenergie beträgt. Diese Energie wird mit einem Faktor f multipliziert, um die Einschussenergie zu berechnen. Bei dieser Untersuchung wird der Faktor $f_{30 GeV}$ bei einer Einschussenergie von 30 GeV bestimmt:

$$f_{30 GeV} = \frac{30 GeV}{E_{vis,30 GeV}} \quad 5.1$$

Der Faktor wird bei einer Einschussenergie von 30 GeV festgelegt, weil bei den Testmessungen am CERN, siehe Kapitel 6, die Moduln bei diesem Wert am genauesten untersucht worden sind. Mit dem Faktor $f_{30 GeV}$ wird das Energiesignal für alle anderen Einschussenergien bestimmt:

$$E_{mes}(E_0) = f_{30 GeV} \cdot E_{vis}(E_0) \quad 5.2$$

In Abbildung 5.3.a ist das Energiesignal eines BEMC-Moduls als Funktion der Einschussenergie aufgetragen.

Man erhält so eine sehr gute Linearität für das BEMC. Paßt man eine Ausgleichsgerade an diese Meßpunkte an, so beobachtet man innerhalb des Fehlers keine Abweichung von der Linearität:

$$E_{mes}(E_0) = (0,01 \pm 0,07) GeV + (0,998 \pm 0,007) E_0 \quad 5.3$$

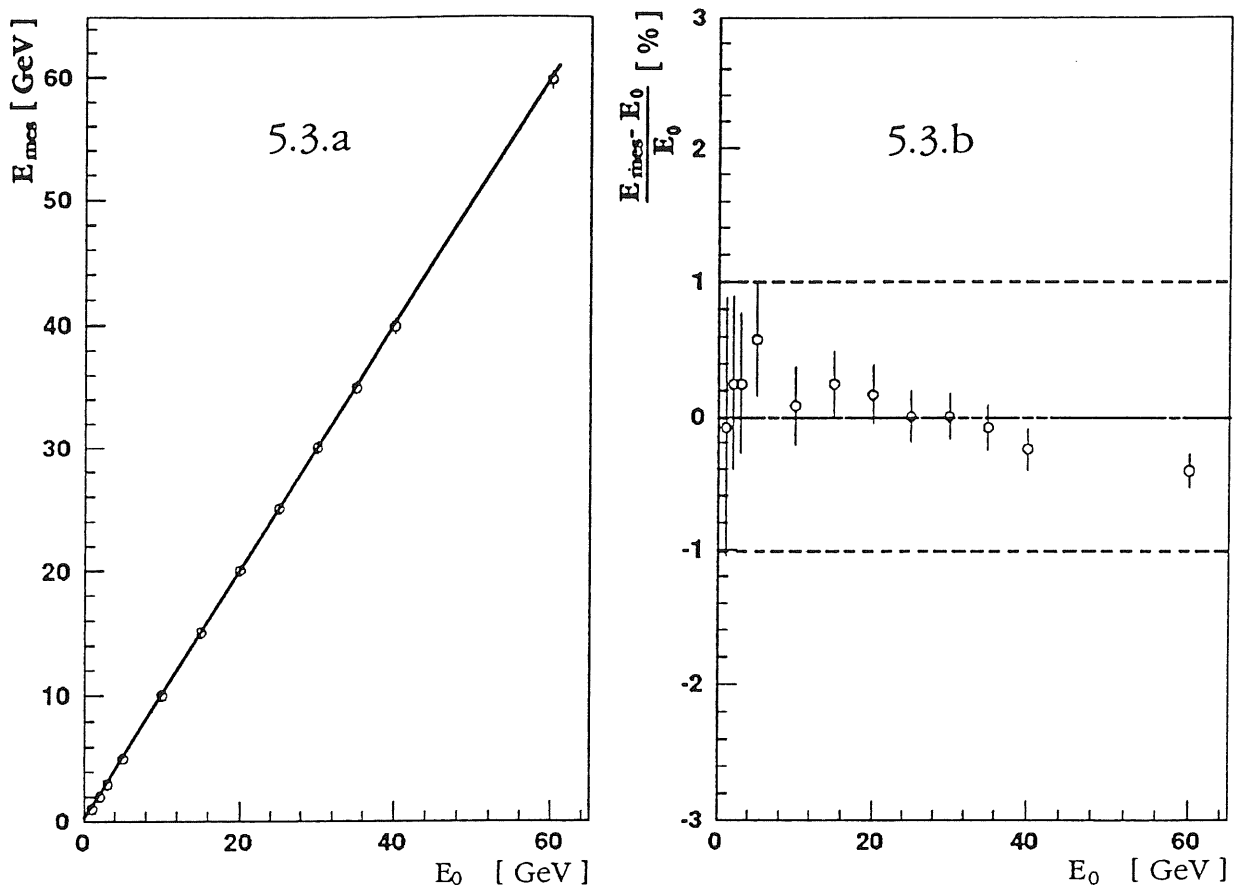


Abbildung 5.3: Energieabhängigkeit des Signals von der Einschussenergie im BEMC.

5.3.a Abhängigkeit des Energiesignals E_{mes} von der Einschussenergie E_0 .

5.3.b Relative Abweichung des Energiesignals gegen die Einschussenergie E_0 aufgetragen .

Abbildung 5.3.b zeigt die relative Abweichung des Energiesignals eines BEMC-Moduls als Funktion der Einschussenergie. Dabei beobachtet man eine kleine Abhängigkeit von der Einschussenergie. Für große Energien fällt das Energiesignal leicht ab. Dies liegt an der Energie, die als Leckverlust das Modul in Richtung der Schauerachse verlässt. Der longitudinale Leckverlust steigt mit der Einschussenergie, siehe Abbildung 5.4. Dadurch wird der Anteil der sichtbaren Energie, die im Kalorimeter deponiert wird, im Vergleich zur Einschussenergie kleiner. Die Schwankungen des Energiesignals liegen aber deutlich im 1 %-Intervall. Der Wert von 1 % für die Genauigkeit der Kalibration soll für alle Kalorimeter des H1-Detektors erreicht werden. Die Abweichungen des Energiesignals sind mit dieser Forderung verträglich.

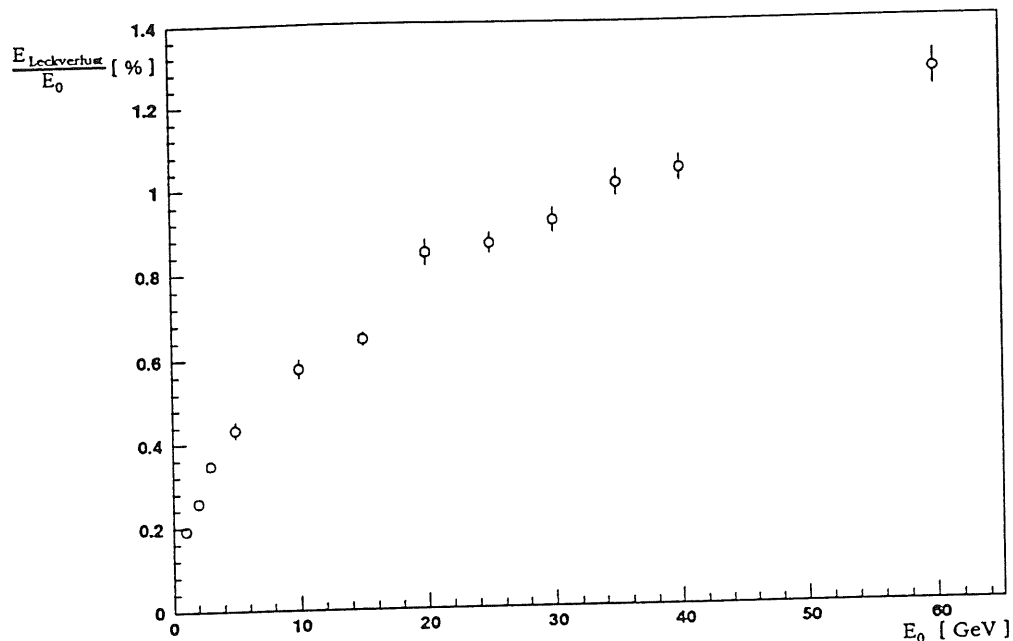


Abbildung 5.4: Energieabhängigkeit der Leckverluste $E_{Leckverlust}$ bei einem BEMC-Modul. Dargestellt ist der relative Leckverlust $E_{Leckverlust}/E_0$ als Funktion der Einschussenergie.

5.4.3 Die Energieauflösung des BEMC

Die Simulation ermöglicht auch eine Aussage über die Energieauflösung eines Kalorimeters. Jedoch fehlt hier im Gegensatz zu einem realen BEMC-Modul die Verluste bei der Lichtleitung und das Rauschen der Photodiode.

In Abschnitt 2.2.3 wurden die Grundlagen der Energieauflösung von Kalorimetern beschrieben. Man erwartet für die relative Energieauflösung $\sigma_{E_{mes}}/E_{mes}$ eines Kalorimeters eine Abhängigkeit, die umgekehrt proportional zur Quadratwurzel der Einschussenergie E_0 ist. Abbildung 5.5 zeigt die ermittelte relative Energieauflösung als Funktion der Einschussenergie. Die Werte sind durch Kreise dargestellt. Die Rechtecke stellen eine gemessene relative Energieauflösung von BEMC-Modulen dar [Gen 91]. Es handelt sich hierbei um Ergebnisse einer Messung, die mit sechs BEMC-Modulen am DESY-Teststrahl durchgeführt wurde.

An die Werte der Simulation wurde eine Ausgleichsfunktion angepasst. Damit auch die Leckverluste beachtet werden, wurde die Gleichung 2.19 für die Anpassung genutzt. Das Ergebnis dieser Anpassung ist:

$$\frac{\sigma_{E_{mes}}(E_0)}{E_{mes}} = \sqrt{\frac{(0,093 \pm 0,001)^2 \text{ GeV}}{E_0} + (0,0063 \pm 0,0007)^2}$$

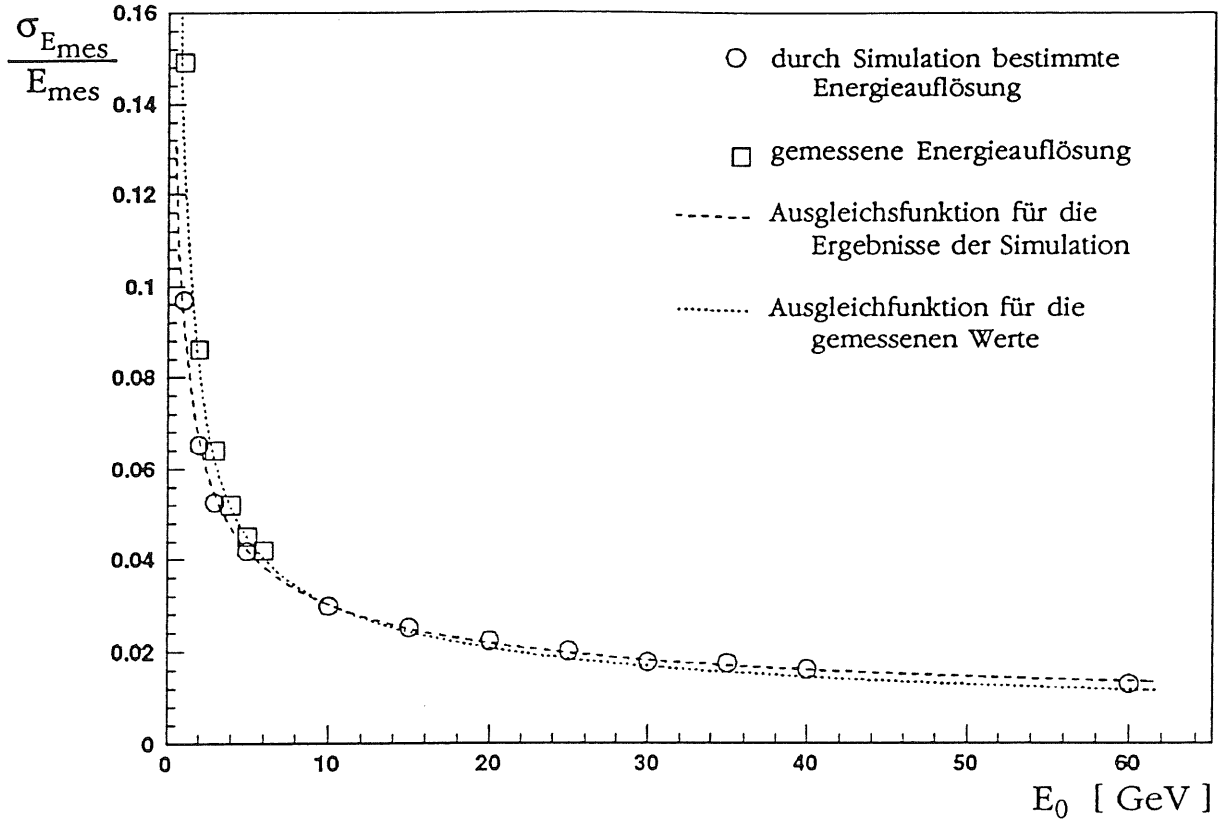


Abbildung 5.5: Energieauflösung $\sigma_{E_{mes}}/E_{mes}$ als Funktion der Einschussenergie E_0 .

Abbildung 5.5 zeigt zusätzlich noch die Anpassung an die Werte der Teststrahlungsmessung. Die Ausgleichsfunktion [Gen 91] hierfür lautet:

$$\frac{\sigma_E(E_0)}{E} = \sqrt{\left(\frac{0,09}{\sqrt{E_0}}\right)^2 + \left(\frac{0,1}{E_0}\right)^2} \quad 5.5$$

Bei kleinen Energien ist eine deutliche Abweichung zwischen der Simulation und der Messung zu beobachten, vergleiche Abbildung 5.6. Der Grund für die Unterschiede ist das Rauschen der Photodioden. Dies ist in der EGS4-Simulation nicht enthalten. Der Fehler, der durch das Rauschen der Photodiode entsteht, ist unabhängig von der Einschussenergie. Daher kann das Rauschen σ_R mit einem konstanten Term parametrisiert werden:

$$\sigma_R = c_{\text{Rauschen}} \quad 5.6$$

Für die Energieauflösung eines BEMC-Moduls gilt dann:

$$\left(\frac{\sigma_{E,\text{BEMC}}(E_0)}{E}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_E(E_0)}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_R}{E}\right)^2 \quad 5.7$$

Die Energieauflösung lässt sich also wie folgt parametrisieren:

$$\frac{\sigma_{E,BEMC}(E_0)}{E} = \sqrt{\frac{a_1^2}{E_0} + a_2^2 + \frac{c_{Rauschen}^2}{E_0^2}} \quad 5.8$$

Diese Gleichung enthält drei Parameter: a_1 , a_2 und $c_{Rauschen}$. Um das Rauschen zu parametrisieren, werden die Werte für a_1 und a_2 aus Gleichung 5.4 übernommen und es wird nur $c_{Rauschen}$ variiert. Der Wert für $c_{Rauschen}$ wird bestimmt, indem Gleichung 5.8 an die Werte angepaßt wird, die am DESY-Teststrahl gemessen wurden. Das Ergebnis der Anpassung lautet:

$$c_{Rauschen} = (0,111 \pm 0,003) \text{ GeV} \quad 5.9$$

Dieser Wert wird genauer im Kapitel 6 beschrieben.

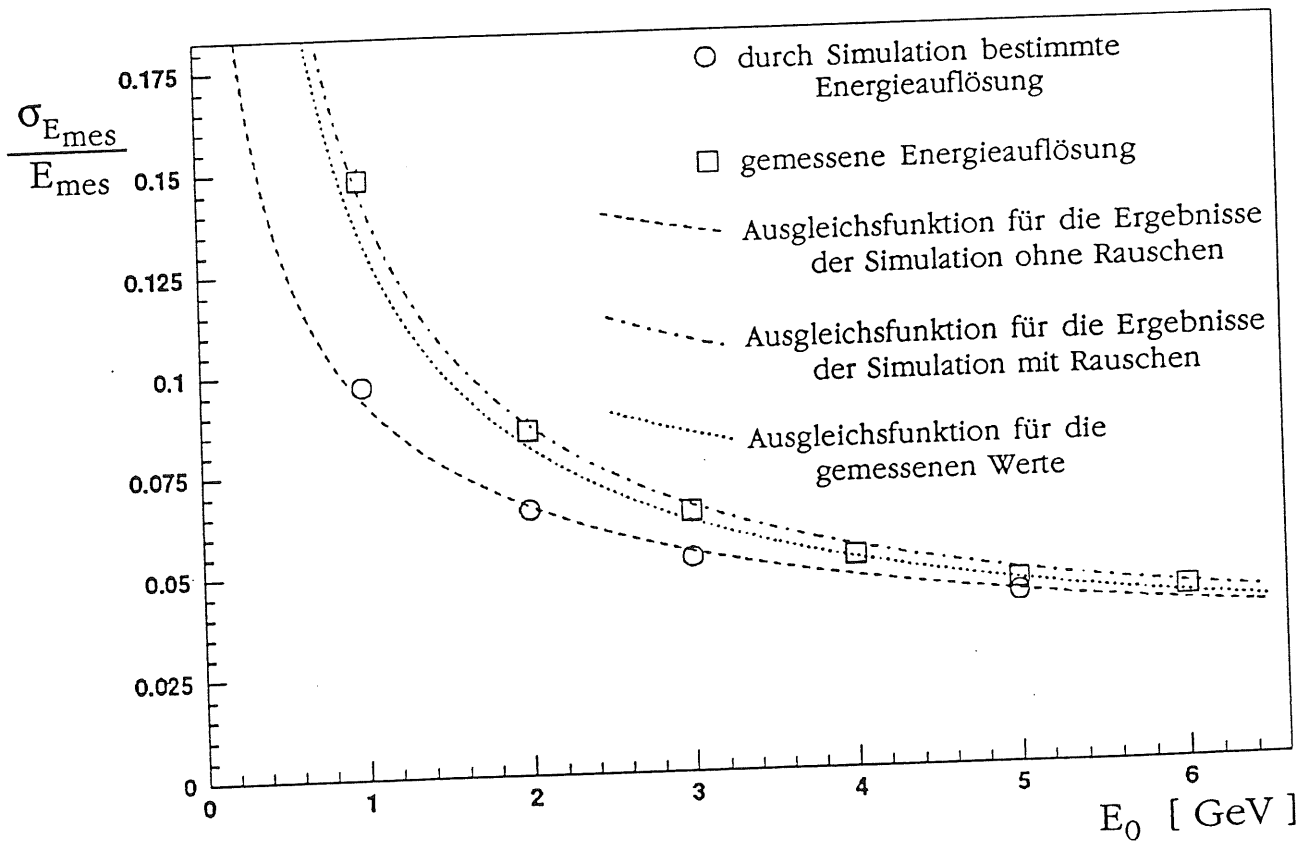


Abbildung 5.6: Energieauflösung $\sigma_{E_{mes}}/E_{mes}$ bei Einschussenergien zwischen 1 GeV und 6 GeV.

Damit lautet die Energieauflösung eines BEMC-Moduls:

$$\frac{\sigma_{E,BEMC}(E_0)}{E} = \sqrt{\frac{(0,093 \pm 0,001)^2 \text{ GeV}}{E_0} + (0,0063 \pm 0,0007)^2 + \frac{(0,111 \pm 0,003)^2 \text{ GeV}^2}{E_0^2}} \quad 5.10$$

5.4.4 Das longitudinale Schauerprofil im BEMC

Für die Bestimmung des longitudinalen Schauerprofils wird die sichtbare Energie betrachtet. Die 50 Szintillatorplatten des BEMC-Moduls wurden so durchnummeriert, daß die Szintillatorplatte, die am nächsten an der Einschussposition liegt, die Nummer 1 erhielt. In Abbildung 5.7 ist für fünf verschiedene Einschussenergien die sichtbare Energie, diese wurde für alle Einschussenergien auf Eins normiert, in Abhängigkeit von der Nummer der Szintillatorplatte aufgetragen.

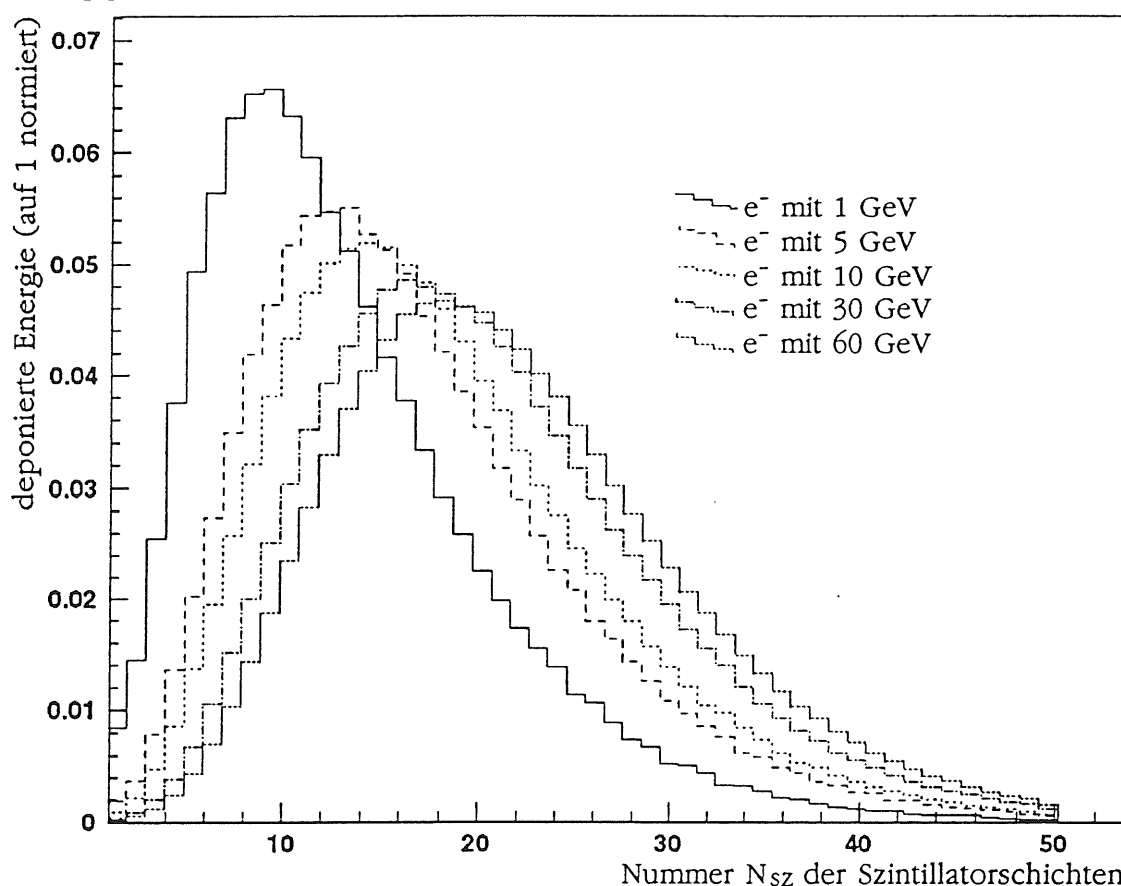


Abbildung 5.7: Longitudinales Schauerprofil im BEMC-Modul.

Mit wachsender Einschussenergie wird das Schauermaximum leicht in die hinteren Regionen des BEMC-Moduls verschoben. Nach Abschnitt 2.1.3 erwartet man, daß der Abstand $t_{max,erw}$ des Schauermaximums vom Einschusspunkt mit dem Logarithmus der Einschussenergie wächst:

$$t_{max,erw} \approx \left[\ln \left(\frac{E_0}{\epsilon_{BEMC}} \right) - 1 \right] * X_{0,BEMC} \quad 5.11$$

mit $\epsilon_{BEMC} = 8,9 \text{ MeV}$: mittlere kritische Energie des BEMC-Moduls
 $X_{0,BEMC} = 1,43 \text{ cm}$: mittlere Strahlungslänge des BEMC-Moduls

Die kritische Energie ϵ eines BEMC-Moduls wurde durch eine mit den Schichtdicken und den Strahlungslängen gewichtete Mittelung der kritischen Energien von Szintillator und Blei bestimmt:

$$\epsilon_{\text{BEMC}} = \left[\frac{d_{\text{SZ}} \cdot \epsilon_{\text{SZ}}}{X_{0,\text{SZ}}} + \frac{d_{\text{PB}} \cdot \epsilon_{\text{PB}}}{X_{0,\text{PB}}} \right] \cdot \frac{X_{0,\text{BEMC}}}{d_{\text{SW}}} = 8,9 \text{ MeV} \quad 5.12$$

mit $X_{0,\text{PB}}, X_{0,\text{SZ}}$ Strahlungslängen von Blei und Szintillator
 $d_{\text{PB}}, d_{\text{SZ}}$ Schichtdicken von Blei und Szintillator
 d_{SW} Dicke der Sandwichstruktur

Zum Vergleich der simulierten Ergebnisse mit der Vorhersage nach Gleichung 5.11 wird für die simulierten Einschußenergien zwischen 1 GeV und 60 GeV die Nummer $N_{\text{SZ,max}}$ derjenigen Szintillatorplatte bestimmt, die das Schauermaximum erhält. Aus $N_{\text{SZ,max}}$ läßt sich der Abstand $t_{\text{max,sim}}$ des Schauermaximums vom Einschußpunkt wie folgt berechnen:

$$t_{\text{max,sim}} = \frac{(N_{\text{SZ,max}} - 1) \cdot d_{\text{SW}}}{X_{0,\text{BEMC}}} + \frac{d_{\text{Al}}}{X_{0,\text{Al}}} \quad 5.13$$

mit $d_{\text{Al}} = 1,3 \text{ cm}$: Dicke der Aluminium-Frontplatte
 $X_{0,\text{Al}} = 8,9 \text{ cm}$: Strahlungslänge von Aluminium

Aufgrund der endlichen Schichtdicken und des Fehlers bei der Bestimmung von $N_{\text{SZ,max}}$ ergibt sich ein Fehler zu $\sigma_{t_{\text{max,sim}}} = 0,2$. Die Tabelle 5.1 zeigt die Werte der Simulation in Vergleich zu den Werten, die sich aus Gleichung 5.11 ergeben.

Die Werte der Simulation zeigen das gleiche logarithmische Verhalten, das die Gleichung 5.11 vorhersagt. Die Positionen des Schauermaximums, die mit der Simulation ermittelt werden, liegen um ca. 0,2 Strahlungslängen tiefer im Kalorimeter als die Werte, die mit der Näherungsformel 5.11 berechnet werden. In [Dre 82] wurde die 1 in der Näherungsformel als Parameter an Meßwerte angepaßt. Mit den Ergebnissen dieser Simulation würde sich für diesen Parameter ein Wert von $0,9 \pm 0,1$ ergeben. In [Dre 82] wurde dieser Wert zu $1,1 \pm 0,2$ bestimmt.

E_0 [GeV]	$N_{SZ,max}$	$t_{max,sim}$ [X_0]	t_{max} [X_0]
1	9,4 \pm 0,5	4,0 \pm 0,2	3,7
2	10,7 \pm 0,5	4,5 \pm 0,2	4,4
3	11,5 \pm 0,5	4,9 \pm 0,2	4,8
5	12,5 \pm 0,5	5,4 \pm 0,2	5,3
10	14,2 \pm 0,5	6,1 \pm 0,2	6,0
15	14,8 \pm 0,5	6,4 \pm 0,2	6,4
20	15,8 \pm 0,5	6,9 \pm 0,2	6,7
25	16,4 \pm 0,5	7,1 \pm 0,2	6,9
30	17,0 \pm 0,5	7,4 \pm 0,2	7,1
35	17,3 \pm 0,5	7,6 \pm 0,2	7,3
40	17,9 \pm 0,5	7,8 \pm 0,2	7,4
60	18,3 \pm 0,5	8,0 \pm 0,2	7,8

Tabelle 5.1: Lage des Schauermaximums in Abhängigkeit der Einschussenergie.
Die Werte in der zweiten und dritten Spalte beziehen sich auf die Simulation.
Die vierte Spalte zeigt die Erwartung nach Gleichung 5.11.

5.4.5 Das transversale Schauerprofil im BEMC

Neben der longitudinalen Schauerausdehnung ist, wie im Abschnitt 2.1.3 gezeigt wurde, die transversale Ausdehnung für die Parametrisierung eines Schauers wichtig. Für die Beschreibung der transversalen Ausdehnung wird der Molière-Radius definiert, siehe Gleichung 2.14. Ein Zylinder mit diesem Radius, der auf der Schauerachse liegt, enthält ca. 90 % der deponierten Energie [Bat 70].

In der EGS4-Simulation wird bei jeder Energiedeposition der Abstand zur Schauerachse bestimmt. Der Energiebetrag wird in Abhängigkeit von diesem Abstand in ein Histogramm eingetragen. Die Analyse der transversalen Schauerprofile wird mit Elektronen durchgeführt, die Einschussenergien zwischen 1 GeV und 60 GeV haben. Abbildung 5.8 zeigt die Energiedeposition für 4 verschiedene Einschussenergien. Um die Profile zu vergleichen, wird die gesamte deponierte Energie auf 1 normiert. Bis auf kleine statistische Fluktuationen ist das transversale Profil der Schauer für alle dargestellten Einschussenergien gleich. Dies entspricht genau der Erwartung.

In der Simulation deponieren Teilchen, die das Modul verlassen, ihre restliche Energie sofort, damit diese Teilchen nicht weiter untersucht werden müssen. Dadurch entsteht in Abbildung 5.8 die Struktur für Abstände von der Schauerachse von mehr als ca. 8 cm. Da zentral in das Modul eingeschossen wurde, beträgt der kleinste Abstand zum Rand ca. 8 cm und der größte ca. 11,3 cm. Der Anteil der

Energie, der in diesem Bereich deponiert wird, beträgt $3,22 \pm 0,01$ % von der Energie des einfallenden Teilchens. In Wirklichkeit wird dieser Energieanteil in den benachbarten Moduln deponiert, was bedeutet, daß man zur Ermittlung der Einschußenergie ins BEMC das Signal aus mehreren benachbarten Moduln summieren muß.

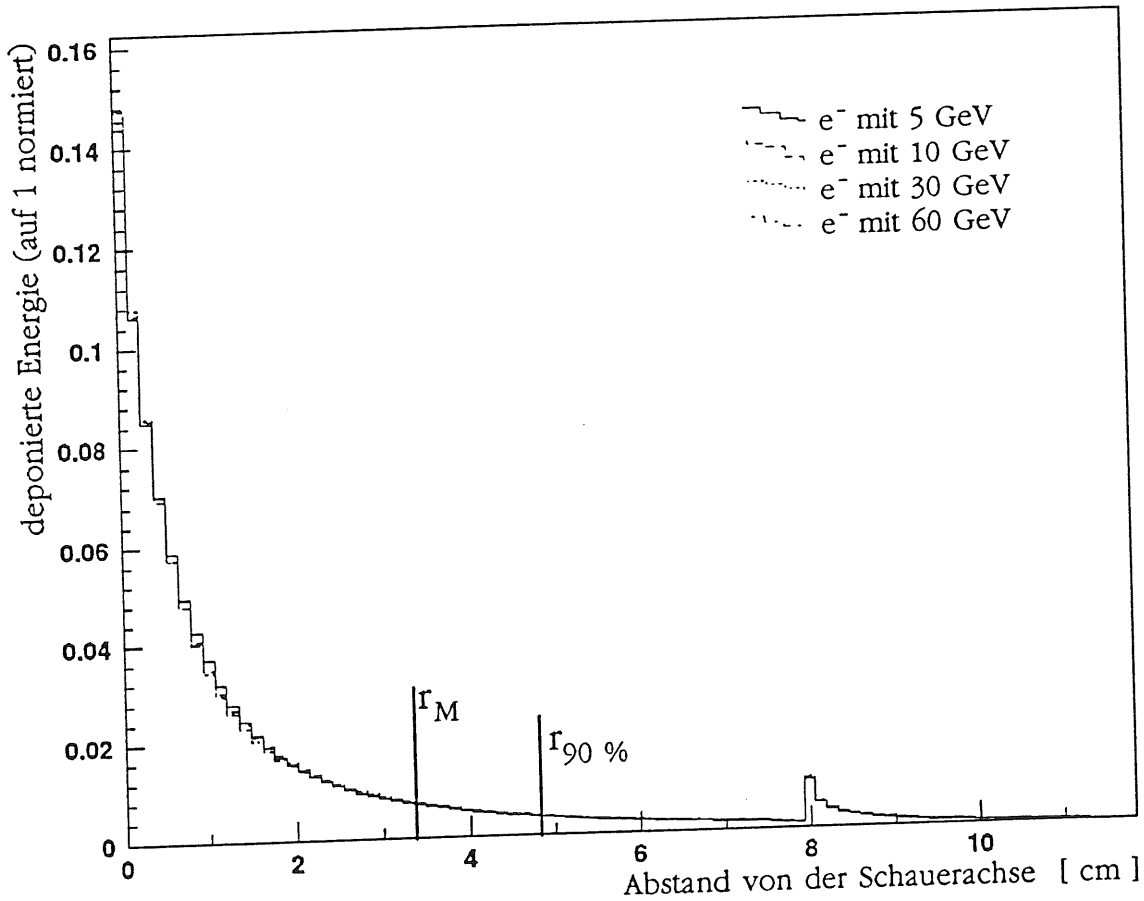


Abbildung 5.8: Transversales Schauerprofil im BEMC-Modul.

Nach [Esc 91] beträgt der Wert für den Molière-Radius $r_M = 3,38$ cm. Diese Analyse ergab, daß innerhalb eines Zylinders mit diesem Radius nur 85 % der Schauerenergie deponiert wird. Innerhalb eines Molière-Radius sollten 90 % der Energie deponiert werden [Bat 70]. Jedoch wurden die Messungen in [Bat 70] homogenen Proben aus Blei, Kupfer und Aluminium verwendet. Im Gegensatz dazu liegt hier eine Schichtstruktur aus Blei und Szintillator vor. Der Radius in dem die 90 % deponiert werden, ist mit $r_{90\%} = (4,8 \pm 0,1)$ cm um 40 % größer als der Molière-Radius. Diese Analyse zeigt, daß man bei der Ermittlung der Energie, die ein Teilchen im Kalorimeter hinterläßt, die Signale aus mehreren Moduln einbeziehen sollte. Dies ist wichtig, da die Teilchen im allgemeinen nicht wie bei dieser Simulation im Zentrum des Moduls einfallen.

5.5 Zusammenfassung

Durch die Simulation eines BEMC-Moduls mit EGS4 konnten folgende Informationen gewonnen werden:

- In der Simulation zeigt das Signal des BEMC eine sehr gute Linearität bezüglich der Einschußenergie. Die Linearität ist besser als 1 %.
- Für die relative Energieauflösung eines Moduls ergibt sich:

$$\frac{\sigma_E(E_0)}{E} = \sqrt{\frac{0,093^2 \text{ GeV}}{E_0} + 0,006^2 + \frac{(0,11 \text{ GeV})^2}{E_0^2}}$$

Es wurden 3 Parameter angepaßt. Die ersten beiden Terme wurden durch die EGS4-Simulation bestimmt. Der erste Summand des Radikanden entsteht durch Fluktuationen in der Teilchenzahl des Schauers. Der zweite resultiert aus longitudinalen Leckverlusten, der dritte aus dem Rauschen der Photodioden. Er wurde an die Daten angepaßt, die am DESY-Teststrahl gemessen wurden.

- Der longitudinale Schauerverlauf entsprach den Erwartungen. Das Schauermaximum dringt proportional zum Logarithmus der Einschußenergie in das Modul ein.
- Der transversale Schauerverlauf zeigt, wie erwartet, keine Abhängigkeit von der Einschußenergie.
- Beim transversalen Schauerverlauf liegen innerhalb des Molière-Radius nur etwa 85 % der Einschußenergie. Der Bereich in dem 90 % der Energie deponiert werden, hat einen Radius von $r_{90\%} = (4,8 \pm 0,1) \text{ cm}$ und ist damit um ca. 40% größer als der Molière-Radius. Der Anteil der Energie, der in den benachbarten Modulen deponiert wird, beträgt $3,22 \pm 0,01 \%$ von der Energie des einfallenden Teilchens.

Kapitel 6

Testmessungen mit Moduln des BEMC am CERN

Vom 22. April bis zum 1. Mai 1991 wurden am CERN Testmessungen mit Moduln des BEMC durchgeführt. Der erste Teil des Kapitels beschreibt den Versuchsaufbau, die Datenauslese und das Analyse-Programm. Dieses Programm wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit erstellt und wird im Anhang A3 beschrieben. Im zweiten Teil werden die Analysen beschrieben, die mit den Daten der Testmessung durchgeführt wurden. Dabei werden insbesondere die Daten betrachtet, mit denen sich die Simulationen aus den beiden vorhergehenden Kapiteln überprüfen lassen.

6.1 Motivation

Um Informationen zu einem besseren Verständnis eines Kalorimeters zu erhalten, können sowohl Simulationsrechnungen als auch Testmessungen mit dem Kalorimeter oder Prototypen des Kalorimeters durchgeführt werden. Im Idealfall werden beide Verfahren kombiniert. Bei den Testmessungen wird das Verhalten des Kalorimeters bei einem definierten Teilcheneinschuß untersucht. Bei den Untersuchungen der Eigenschaften ist die Festlegung der Energieskala eine der wesentlichen Aufgaben.

Für die Testmessung mit Moduln des BEMC wurden folgende Schwerpunkte gesetzt:

- Linearität des Signals bezüglich der Einschußenergie
- Abhängigkeit des Signals von der Art der eingeschossenen Teilchen
- Homogenität bezüglich der Einschußposition
- Signalverlust beim Einschuß zwischen zwei Moduln
- Einfluß von totem Material

6.2 Beschreibung des Versuchsaufbaus

Die Messungen wurden am Teststrahl H6 [SPS 81, Gre 90] des CERN durchgeführt, dessen Aufbau in Abbildung 6.1 skizziert ist. Protonen aus dem Speicherring SPS treffen mit einer Energie von 450 GeV auf ein erstes Target. Dort entstehen unter anderem Elektronen und Pionen. In einem Spektrometer werden die Teilchen nach Art und Energie separiert, und mittels Ablenkmagneten, Quadrupolen und Kollimatoren entlang der Strahlachse fokussiert. Der Magnet **BM3** lenkt die Teilchen ab, und diejenigen, die für das Experiment benötigt werden, können mit Hilfe des Kollimators **C3** separiert werden. Um eine gute Intensität des Teilchenstrahls in einem möglichst großen Impulsbereich zu erhalten, werden für den Teststrahl zwei unterschiedliche Targetanordnungen verwendet. Für Teilchenimpulse oberhalb vom 100 GeV/c werden die Teilchen, die am ersten Target entstehen, direkt verwendet. Dabei beträgt die Impulsauflösung $\Delta p/p$ für Elektronen 0,8 % und für Pionen 0,05 %²³ [H1 87].

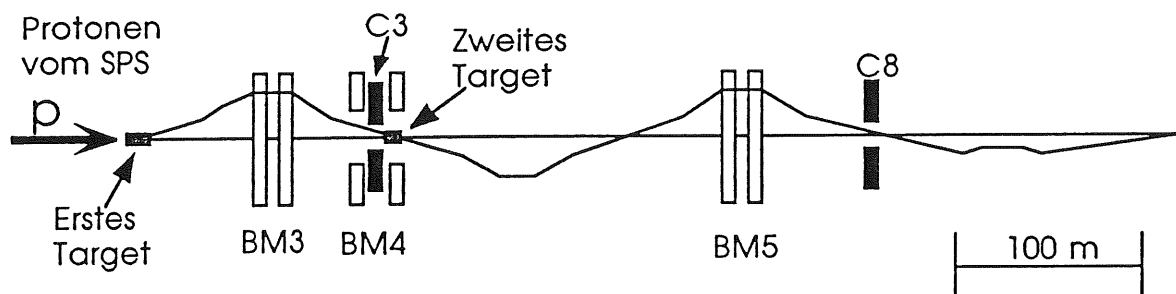


Abbildung 6.1: Der Teststrahl H6 am CERN [H1 87].

Es sind nicht alle für die Strahloptik erforderlichen Elemente dargestellt.

Es wird eine Projektion in die vertikale Ebene gezeigt.

Bei Messungen unterhalb von 100 GeV/c wird ein weiteres Target in den Strahl gefahren. Dies befindet sich direkt hinter dem Kollimator C3. Die Teilchen, die für die Messung gebraucht werden, können mit einem weiteren Spektrometer separiert werden. Dabei wird eine Impulsauflösung von ca. 0,8 % erreicht. Der Magnet **BM3** ist für die durchgeführten Messungen nicht von Bedeutung.

²³ Der Wert ist überraschend präzise und konnte nicht durch eine andere Literaturquelle überprüft werden.

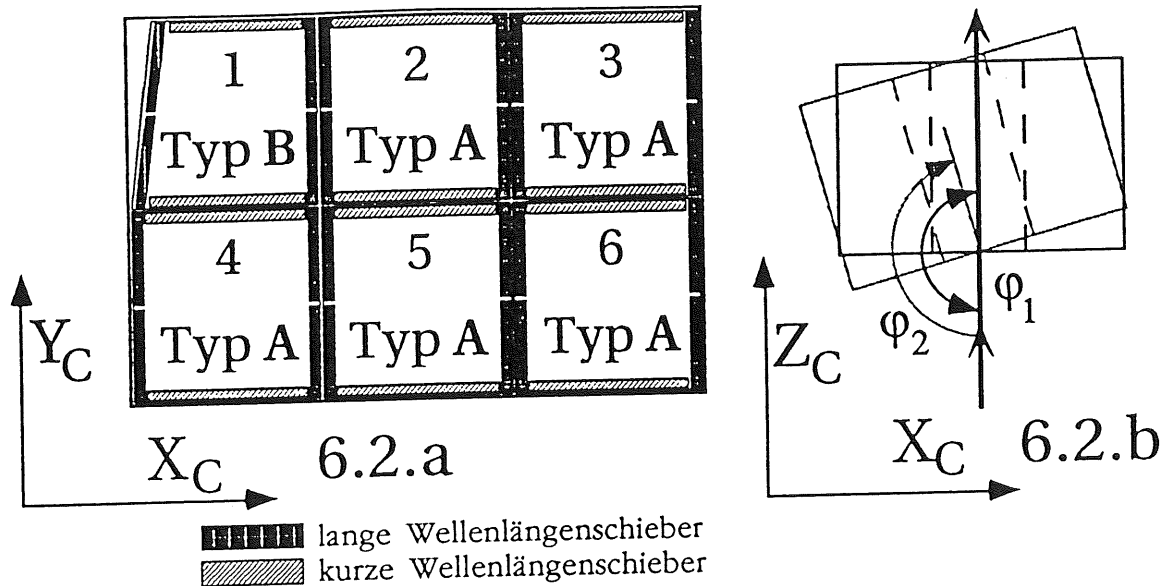


Abbildung 6.2: Das Test-Kalorimeter aus 6 BEMC-Moduln.

6.2.a zeigt einen Querschnitt des Test-Kalorimeters in der X_C - Y_C -Ebene.

Die Anordnung der Moduln entspricht der Ansicht in Richtung Strahlursprung.

6.2.b zeigt das Test-Kalorimeter für zwei verschiedene Winkel φ_1 und φ_2 von oben.

Das Test-Kalorimeter, bestehend aus sechs Moduln, stand auf einen X-Y-Tisch. Das Koordinatensystem wird analog zum Koordinatensystem eines Moduln definiert, siehe Abbildung 6.2. Die Z_C -Richtung stimmt mit der Z_M -Richtung eines Moduln überein. Der Nullpunkt für die X_C - und Y_C -Richtung wurde im Zentrum, genau zwischen Modul 2 und 5, festgesetzt. Mit dem Tisch konnte zusätzlich der Winkel φ eingestellt werden, mit dem die Moduln zur Strahlachse stehen, siehe Abbildung 6.2.b. Dadurch konnte man unter realistischen Winkeln, wie sie im H1-Detektor vorkommen, in das Kalorimeter einschießen. Fünf Moduln waren vom Typ A und eines vom Typ B. Sie wurden so eingesetzt, daß die kurzen Wellenlängenschieber immer an der Ober- und an der Unterseite der Moduln lagen. In Abbildung 6.2.a sind die beiden Arten der Wellenlängenschieber durch unterschiedliche Schraffierung gekennzeichnet.

6.2.1 Der Trigger

Ein Trigger hat die Aufgabe, ein Teilchen zu erkennen und den Zeitpunkt der Auslese zu bestimmen. Das Energiesignal in den BEMC-Moduln muß zu einem bestimmten Zeitpunkt ausgelesen werden, nachdem ein Teilchen des Teststrahls in die Moduln gelangt ist und dort ein Signal erzeugt hat. Der Zeitpunkt ist durch die Szintillationsprozesse und durch die Ausleseelektronik bedingt. Eine weitere Anforderung an den Trigger ist, daß er gute Ereignisse erkennen muß und unerwünschte Ereignisse unterdrückt. Zu den unerwünschten Ereignissen gehören zum Beispiel Teilchen, die an falschen Stellen in die BEMC-Moduln gelangen.

Zur Realisierung des Triggers wurden Szintillationszähler verwendet, die mit einem Photomultiplier ausgelesen wurden. Dabei wurden zusätzlich zum Zähler **B1**, der fest am Teststrahl installiert ist, noch zwei weitere Zähler vor das Test-Kalorimeter gesetzt, siehe Abbildung 6.3. Dies sind der Vetozähler **BHC**²⁴ und der Fingerzähler²⁵ **F**. Beide bestehen aus szintillierendem Material. Der Fingerzähler hat eine sensitive Fläche von $10 \cdot 10 \text{ mm}^2$. Der Vetozähler hat ein Loch mit 10 mm Durchmesser, durch das die Teilchen fliegen müssen, damit kein Veto ausgelöst wird.

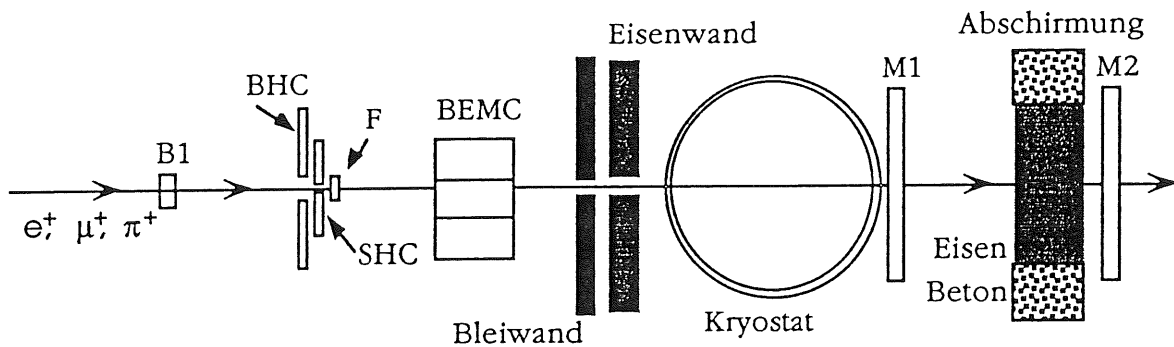


Abbildung 6.3: Aufbau der Elemente des Triggers für die Testmessung.
(nicht maßstabsgerecht)

Die BEMC-Moduln wurden ausgelesen, wenn beim Fingerzähler **F** und beim Zähler **B1** ein Teilchen nachgewiesen werden konnte, aber der Vetozähler **BHC** kein Signal hatte. Dies wurde als gutes Ereignis gezählt.

Neben den Zählern für den Trigger wurden weitere Zähler verwendet, um zusätzliche Informationen über das Ereignis zu erhalten. Die Signale dieser Zähler wurden als Status-Signale zu jedem Ereignis verzeichnet, siehe Tabelle 6.1. Um eine bessere Ortsauflösung zu erhalten, wurde ein weiterer Zähler, der **SHC**²⁶, verwendet. Dieser Zähler hat ein Loch mit einem Durchmesser von 3 mm. Fliegt ein Teilchen durch dieses Loch, so wird es im Status-Signal verzeichnet.

Zur Myonidentifikation wurden die beiden Myonzähler **M₁** und **M₂** verwendet. Myonen können im Gegensatz zu anderen Teilchen die Abschirmungen hinter dem Test-Kalorimeter durchlaufen, weil ihre Energiedeposition die gleiche Größenordnung hat, wie die eines minimal ionisierenden Teilchens. Bei allen anderen Teilchenarten ist die Energiedeposition pro Weg höher, wodurch ihre Reichweite kleiner ist. Somit erzeugen sie kein Signal im **M2**.

Damit das Energiesignal nicht von zwei Ereignissen stammt, die innerhalb der Auslesezeit in das Test-Kalorimeter gelangen, wird mit Hilfe des **B₁** ein weiteres

²⁴ Big-Hole-Counter

²⁵ Mit einem Fingerzähler läßt sich eine Fläche definieren, durch die ein Teilchen fliegen muß, um ein Triggersignal auszulösen.

²⁶ Small-Hole-Counter

Status-Signal, das Pile-Up, erzeugt. Dies wird gesetzt, wenn beim Zähler B_1 innerhalb von $10 \mu\text{s}$ nach Auslösen des Triggers ein weiteres Teilchen registriert wird.

Alternativ zu den Ereignissen wurden Zufallsereignisse ausgelesen. Dabei wurden die Signale an einem zufälligen Zeitpunkt bestimmt. Zufallsereignisse werden genutzt, um realistische Pedestal-Werte²⁷ zu erhalten.

Zu jedem Ereignis werden also vier Triggerinformationen mitgeschrieben. Zum Beispiel kennzeichnet das Trigger-Signal Random, daß ein Zufallsereignis ausgelesen wurde.

Status-Signal	Bedeutung
Pile-Up	Innerhalb von weniger als $10 \mu\text{s}$ kam ein weiteres Teilchen
SHC	Im Zähler SHC wird kein Signal gemessen
Myon	M_1 und M_2 wurden gesetzt
Random	Ein Zufallsereignis wurde ausgelesen

Tabelle 6.1 Status-Signale für die einzelnen Ereignisse.

6.2.2 Die Datenauslese

Die Signale der BEMC-Moduln und die Triggerlogik wurden von einem VME-Rechner bearbeitet. Die analogen Signale des BEMC wurden dabei von ADC-Wandlern für die weitere Bearbeitung in digitale Signale umgewandelt. Der VME-Rechner wurde auch für die Initialisierung, Steuerung und als Zwischenspeicher für die Daten einer Messung verwendet. Bei einer Messung konnten bis zu 5000 Ereignisse registriert werden. Mit dem Rechner wurden auch die speziellen Messungen für die Kalibration und für die Bestimmung der Pedestals vorgenommen. Mit den Kalibrationsdaten konnte die Linearität der Photodioden bestimmt werden und mit den Pedestaldaten der Nullpunkt der ADC-Wandler.

Nachdem eine Messung beendet war, wurden die Daten auf einen anderen Rechner²⁸ übertragen. Hier konnten diese Daten mit dem Analyseprogramm überprüft werden, bevor sie auf Disketten geschrieben wurden. Da das Analyseprogramm auf einem anderen Rechner lief, konnten mit dem VME-Rechner die Daten einer weiteren Messung aufgenommen werden.

²⁷ Als Pedestal bezeichnet man die Kanal-Nummer, die der ADC-Wandler dem Nullpunkt zuordnet. Da die Pedestals von Kanal zu Kanal unterschiedlich sind und z.B. durch Temperaturschwankungen zeitlich variieren, müssen sie des öfteren bestimmt werden.

²⁸ Macintosh II der Marke Apple

6.3 Das Analyseprogramm

Mit dem Analyseprogramm konnte man einen schnellen Überblick über die Daten erhalten, die bei einer Messung aufgenommen wurden. Dies diente zur Überprüfung der Funktion der Elektronik des Test-Kalorimeters und zur Überprüfung einer Messung, damit diese gegebenenfalls wiederholt werden konnte. Dies war wichtig, da die Meßzeit nur 2 Wochen betrug, und nach dieser Zeit der Teststrahl nicht mehr zur Verfügung stand.

Das Programm erzeugt Histogramme mit den Signalen des ADC-Wandlers von allen Ereignissen. Diese können entsprechend ihrer Art in fünf Gruppen unterteilt werden:

- **Dioden-Histogramme:** Zeigen die Verteilung der Signale in einer Diode.
- **Modul-Histogramme:** Zeigen die Verteilung der Signale in einem Modul.
- **Kalorimeter-Histogramme:** Zeigen die Verteilung der Signale aus allen sechs Moduln des Test-Kalorimeters.
- **Verhältnis-Histogramme:** Zeigen das Verhältnis der Signale der kurzen zu denen der langen Wellenlängenschieber.
- **Statistik-Histogramme:** Zeigen die Mittelwerte und Standardabweichungen der Signalverteilungen von den einzelnen Dioden oder den Moduln.

Anhang A.3 enthält eine Kurzanleitung des Programms und zeigt Beispiele für die Histogramme. Bei den ersten drei Gruppen wird das Signal des ADC-Wandlers in die Histogramme eingetragen. Für die Modul- und Kalorimeter-Histogramme werden nur die Signale aus den langen Wellenlängenschiebern berechnet, da diese die Moduln auf der gesamten Länge auslesen. Die kurzen Wellenlängenschieber, die nur den hinteren Teil der Moduln auslesen, werden zur Bestimmung der Teilchenart verwendet. Hierbei helfen die Verhältnis-Histogramme. Bei Elektronen ist der Quotient aus dem Signal der kurzen zu dem der langen Wellenlängenschieber kleiner als bei Pionen und Myonen.

An den Statistik-Histogrammen kann abgelesen werden, in welchen Dioden bzw. Moduln die Teilchen Energie deponiert haben. Diese Histogramme dienen auch zum schnellen Vergleich der Mittelwerte und der Standardabweichungen der Signale in den einzelnen Dioden und Moduln.

Das Flußdiagramm des Analyseprogramms ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Nach dem Start werden zuerst vom Programm die Parameter definiert. Sie legen fest, welche Histogramme erzeugt werden. Danach muß der Anwender den Namen des Datenfiles angeben, für das die Histogramme erzeugt werden.

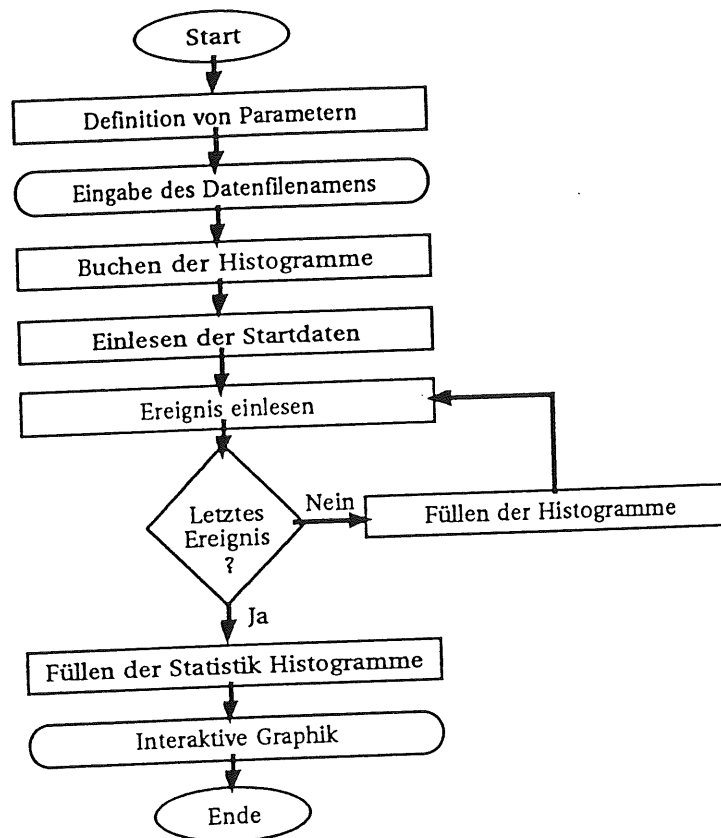


Abbildung 6.4: Ablaufdiagramm des Analyseprogramms

Zum Buchen, Füllen und Darstellen der Histogramme wird das interaktive Grafikpaket LOOK [Blo 91] verwendet. Die Daten liegen in einer Blockstruktur vor. Innerhalb dieser Blockstruktur werden drei verschiedene Datentypen verwendet. Dies sind die Startdaten, die Stopdaten und die Ereignisdaten. Der Datensatz einer Messung beginnt mit den Startdaten. Hier sind Informationen zur Messung verzeichnet. Darauf folgen die Datensätze für die einzelnen Ereignisse und anschließend die Stopdaten, die nach dem letzten Ereignis das Ende anzeigen. Nach dem Einlesen der Startdaten werden die Daten der einzelnen Ereignisse eingelesen. Die Signale für die Moduln und das Kalorimeter werden aus den Signalen der Dioden berechnet. Für Kalorimeter-, Modul-, Dioden- und Verhältnis-Histogramme werden die Signale sofort in die entsprechenden Histogramme eingetragen.

Anschließend kann der Benutzer sich die für die Analyse wichtigen Histogramme mit der interaktiven Grafik anzeigen lassen. Im Anhang A.3 ist der Umgang mit dem Analyseprogramm näher beschrieben und es werden Beispiele für die Histogramme gezeigt.

6.4 Analyse der Daten

In den zwei Wochen Meßzeit konnten ca. 250 Messungen mit verschiedenen Einschußbedingungen durchgeführt werden. Für den Großteil der Messungen wurden Positronen verwendet. Der elektromagnetische Schauer, der von Positronen in den BEMC-Moduln ausgelöst wird, ist identisch mit einem Teilchenschauer, der von Elektronen ausgelöst wird. In der Analyse wurden ferner Messungen mit Myonen verwendet.

Die Simulationen, die in Kapitel 4 und 5 beschrieben wurden, sollen nun mit den Messungen verglichen werden. Dies sind:

- Die Energieauflösung und das Rauschen der Photodioden, das die Energieauflösung verschlechtert.
- Die transversale Schauerausbreitung des elektromagnetischen Schauers.
- Die Ortsabhängigkeit des Energiesignals.

Für die Analyse der Daten wurden nicht direkt die Werte der ADC-Wandler verwendet, sondern Werte, die mit einer Korrekturfunktion in Energien umgerechnet wurden. Mit dieser Korrekturfunktion wurden nur die Signale der Dioden korrigiert und nicht Randeffekte der Moduln. Diese Funktion, mit der die BEMC-Moduln kalibriert wurden, wird im folgenden Kapitel erläutert.

Das Analyseprogramm wurde dahingehend verändert, daß weitere Histogramme für die kalibrierten Energiesignale dargestellt werden können. Zusätzlich erhielt das Programm die Möglichkeit, nur bestimmte Ereignisse in die Histogramme einzutragen. Für diese Selektion wurden Status-Signale genutzt, siehe Tabelle 6.1. Dadurch können zum Beispiel Histogramme erzeugt werden, in denen nur die Random-Ereignisse eingetragen werden.

Ereignisse, die der Trigger fälschlicherweise als gute Ereignisse erkannt hat, können die Mittelwerte und deren Standardabweichungen verfälschen. Daher erhielt das Programm die Option, daß Ereignisse, deren Signal deutlich vom Mittelwert der Messung abweicht, nicht in die Histogramme eingetragen werden. Dafür wird für das Modul, in das die Teilchen eingeschossen werden, der Mittelwert und die Standardabweichung von allen Ereignissen bestimmt. Danach werden in einem zweiten Durchgang nur die Ereignisse in die Histogramme eingetragen, bei denen das Signal maximal 2 Standardabweichungen vom Mittelwert entfernt ist.

6.4.1 Energiesignal im Test-Kalorimeter

Für die Umrechnung der Werte der ADC-Wandler in ein Energiesignal lagen Ausgleichspolynome vor [Pep 90]. Die Koeffizienten der Ausgleichspolynome

wurden für jede Diode einzeln bestimmt. Das Energiesignal E_m , das mit der Diode n_d gemessen wurde, berechnet sich wie folgt:

$$E_{m,Diode}(n_d) = f_{gain}(n_d) \cdot \sum_{i=1}^3 f_{p,i}(n_d) \cdot (w^i(n_d) - P^i(n_d)) \quad 6.5$$

mit	i	Exponent des Polynoms
	$w(n_d)$	ADC-Werte der Diode n_d
	$f_{gain}(n_d)$	Verstärkungsfaktor der Kalibration
	$f_{p,i}(n_d)$	Koeffizient des Polynoms mit $i=1, 2$ oder 3
	$P(n_d)$	Pedestal-Wert

Die Pedestal-Werte wurden in getrennten Messungen bestimmt, die Koeffizienten des Polynoms wurden durch die Kalibrations-Messungen festgelegt. Die Verstärkungsfaktoren sind eine Anpassung an Messungen, bei denen Positronen mit definierter Energie in das Kalorimeter eingeschossen wurden.

Die Koeffizienten wurden getrennt in drei Datenfiles, die das Format von BOS-Bänken [Blo 87] haben, abgelegt.

Für die Bestimmung der Energie, die in einem Modul deponiert ist, wird der Mittelwert der Dioden an den vier langen Wellenlängenschiebern berechnet. Dieser Wert wird im folgenden als E_m bezeichnet.

6.4.2 Bestimmung der Energieauflösung

Die Energieauflösung eines BEMC-Moduls soll mit der Auflösung verglichen werden, die mit den in Kapitel 5 beschriebenen Simulationen vorhergesagt wurde. Für diese Analyse standen Testmessungen im Energiebereich zwischen 10 GeV und 60 GeV zur Verfügung. Die Ereignisse einer Messung, die maximal 2 Standardabweichungen vom Mittelwert der Messung entfernt sind, wurden in ein Histogramm eingetragen. An diese Histogramme wurde eine Gaussfunktion angepaßt. Die ermittelten Breiten entsprechen der Energieauflösung σ_E bei einer bestimmten Einschußenergie. In Abbildung 6.5 wird die Energieauflösung σ_E/E als Funktion der Einschußenergie gezeigt. Die Werte sind als Kreise dargestellt. Die Rechtecke stellen die Werte der Simulation aus Kapitel 5 dar. An diese Messung wurde eine Funktion analog der Gleichung 5.8 angepaßt. Das Ergebnis dieser Anpassung lautet:

$$\frac{\sigma_{Em}(E_0)}{E_0} = \sqrt{\frac{(0,084 \pm 0,003)^2 \text{ GeV}}{E_0} + (0,0120 \pm 0,0005)^2 + \frac{((0,118 \pm 0,026) \text{ GeV})^2}{E_0^2}} \quad 6.6$$

Zum Vergleich der Messung mit der Simulation sind die Parameter der Anpassungen an die jeweiligen Werte in Tabelle 6.2 dargestellt.

	$a_1 [\sqrt{\text{GeV}}]$	a_2	$c_{\text{Rauschen}} [\text{GeV}]$
Messung	$0,084 \pm 0,003$	$0,0120 \pm 0,0005$	$0,118 \pm 0,026$
Simulation	$0,093 \pm 0,001$	$0,0063 \pm 0,0007$	
Simulation mit Korrektur 1	$0,093 \pm 0,001$	$0,010 \pm 0,001$	$0,111 \pm 0,003$
Simulation mit Korrektur 2	$0,093 \pm 0,001$	$0,0063 \pm 0,0007$	$0,111 \pm 0,003$

Tabelle 6.2: Parameter zur Anpassung der Energieauflösung.

Zur Anpassung wurde die Gleichung 5.8 verwendet. Bei der Simulation mit Korrektur 1 wird die Strahlaufösung und das Rauschen der Photodioden betrachtet. Bei der Korrektur 2 wird nur das Rauschen berücksichtigt. Das Rauschen wurde in Kapitel 5 durch Anpassung an Messungen am DESY-Teststrahl bestimmt. Beide Korrekturfunktionen werden in Abbildung 6.5 dargestellt.

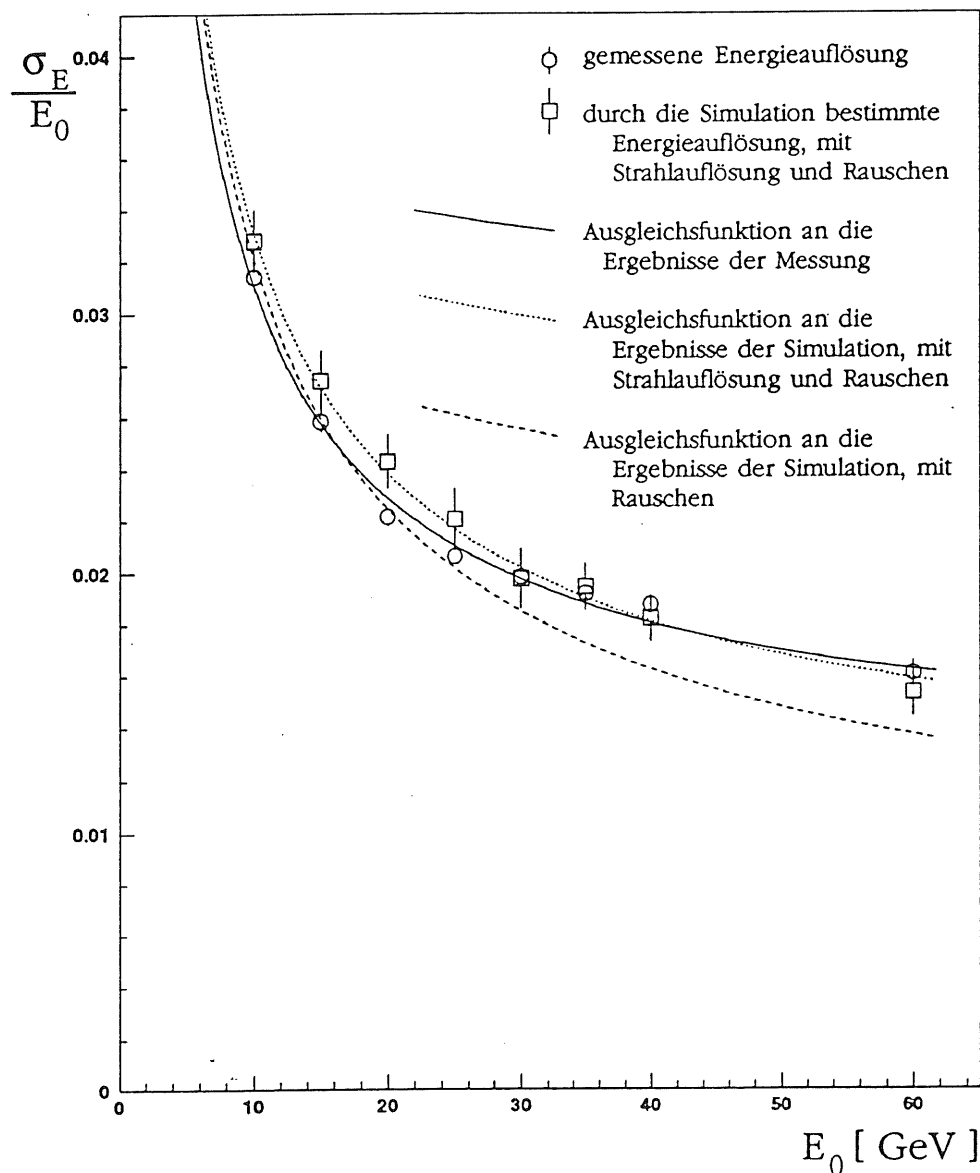


Abbildung 6.5: Energieauflösung eines BEMC-Moduls. Dargestellt ist die Energieauflösung σ_E/E als Funktion der Einschussenergie.

Der erste Summand des Radikanden, der die Fluktuationen beschreibt, ist mit 8,4 % um ca. 3 Standardabweichungen kleiner als der in der Simulation bestimmte Wert. Bei der Simulation betrug dieser Wert 9,3 %. Eine mögliche Ursache für diesen Fehler könnte durch eine Veränderung der Strahlaufösung des Teststrahls bei den einzelnen Einschußenergien bedingt sein. Um dies zu zeigen, werden in Abbildung 6.5 die Anpassungen an die simulierten Werte mit und ohne Berücksichtigung der Strahlaufösung aufgetragen. Bei den Messungen für die Energien von 10 bis 25 GeV wäre demnach die Strahlaufösung besser als bei höheren Energien. Die Einstellung der Kollimatoren könnte eine Veränderung der Strahlaufösung bewirkt haben. Der zweite Summand, der aus longitudinalen Leckverlusten resultiert, ist bei der Messung deutlich größer als bei der Simulation. Eine der Ursachen hierfür ist die Energieauflösung der Teilchen des Teststrahls. Für die Impulsverteilung $\sigma_{p,Beam}/p$ des Strahls wird 0,8 % angegeben [H1 87]. Bei den verwendeten Teilchenenergien kann die Ruheenergie der Teilchen vernachlässigt werden. Mit dieser Näherung ist die Energieauflösung $\sigma_{E,Beam}/E$ gleich der Impulsaufösung:

$$\frac{\sigma_{p,Beam}}{p} \approx \frac{\sigma_{E,Beam}}{E} \approx 0,8 \% \quad 6.7$$

Diese Energieauflösung $\sigma_{E,Beam}/E$ zeigt, wie die longitudinalen Leckverluste, keine Abhängigkeit von der Einschußenergie. Daher muß die Auflösung des Teilchenstrahls im Summanden der longitudinalen Leckverluste beachtet werden. Der energieunabhängige Summand $a_{2,mes}$ einer Messung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

$$a_{2,mes} = \sqrt{a_{2,sim}^2 + (\sigma_{E,Beam}/E)^2} = 0,010 \pm 0,001 \quad 6.8$$

mit $a_{2,sim}$ longitudinale Leckverluste in der Simulation, vergleiche Gleichung 5.4

Dieses Ergebnis zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Anpassung, siehe Tabelle 6.2.

Zuletzt soll der dritte Summand des Radikanden in der Gleichung 6.6 betrachtet werden. Dieser soll mit $c_{r,CERN}$ bezeichnet werden. Kapitel 5 zeigte, daß dieser Summand das Rauschen der Photodiode beschreibt. Er kann noch mit einer anderen Methode überprüft werden. Hierfür werden die Energiesignale an den Photodioden bestimmt, wenn im Kalorimeter keine Energie durch Teilchen deponiert wird. Diese können mit zwei verschiedenen Gruppen von Ereignissen untersucht werden. Zum einen können die Messungen genutzt werden, die für die Bestimmung der Pedestalwerte aufgenommen wurden, zum anderen die Zufallsereignisse.

Abbildungen 6.6 und 6.7 zeigen die Häufigkeiten, mit der ein bestimmtes Energiesignal in einem der sechs Moduln auftritt. In der Abbildung 6.6 sind die Energiesignale von zwei Pedestal-Messungen eingetragen. Abbildung 6.7 zeigt die Energiesignale von den Zufallsereignissen, die während der Messungen mit Elektronen unterschiedlicher Einschußenergien aufgenommen wurden. Die Breite der Signale entspricht dem Rauschen der Photodioden. Für die Pedestal-Messungen ergibt sich die Breite $c_{r,Ped}$:

$$c_{r,Ped} = (0,0887 \pm 0,0004) \text{ GeV} \quad 6.9$$

Für die Breite $c_{r,Random}$ bei den Zufallsereignissen ergibt sich:

$$c_{r,Random} = (0,130 \pm 0,003) \text{ GeV} \quad 6.10$$

Der Wert $c_{r,Random}$ beschreibt das Rauschen besser als $c_{r,Ped}$. Eine mögliche Ursache hierfür sind Störungen in der Ausleseelektronik durch Hochfrequenz im Meßbereich. In Tabelle 6.3 sind die Werte, die im Rahmen dieser Arbeit für das Rauschen bestimmt wurden, zusammengefaßt.

	Wert [GeV]	Methode, mit der der Term bestimmt wurde
$c_{Rauschen}$	0,111±0,003	Anpassung der Werte der Simulation an die DESY-Meßdaten, siehe Gleichung 5.9
$c_{r,CERN}$	0,118±0.026	Anpassung an die CERN-Meßdaten
$c_{r,Ped}$	0,0887±0,0004	Breite der Pedestal-Messungen
$c_{r,Random}$	0,130±0,003	Breite der Zufallsereignisse

Tabelle 6.3: Vergleich der Werte für das Rauschen der Photodiode.

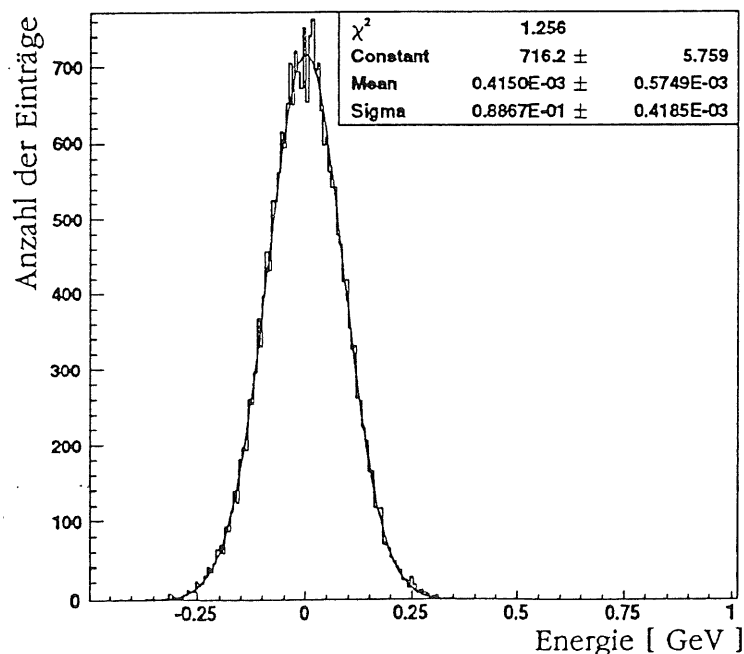


Abbildung 6.6: Rauschen der Photodiode bei der Bestimmung der Pedestaldaten. Dargestellt ist die Häufigkeit als Funktion des Energiesignals der einzelnen Moduln.

Das Rauschen, das durch die Zufallsereignisse bestimmt wurde, stimmt im Rahmen der Fehler mit dem Rauschen überein, das durch die Anpassung an die Energieauflösung ermittelt wurde. In Abbildung 6.7 ist zu erkennen, daß die Breite des Signals durch wenige Einträge im Bereich von 0,35 - 0,5 GeV verbreitert wird. Dies könnte die Ursache sein, daß $c_{r,Random}$ größer ist als der Wert $c_{r,CERN}$.

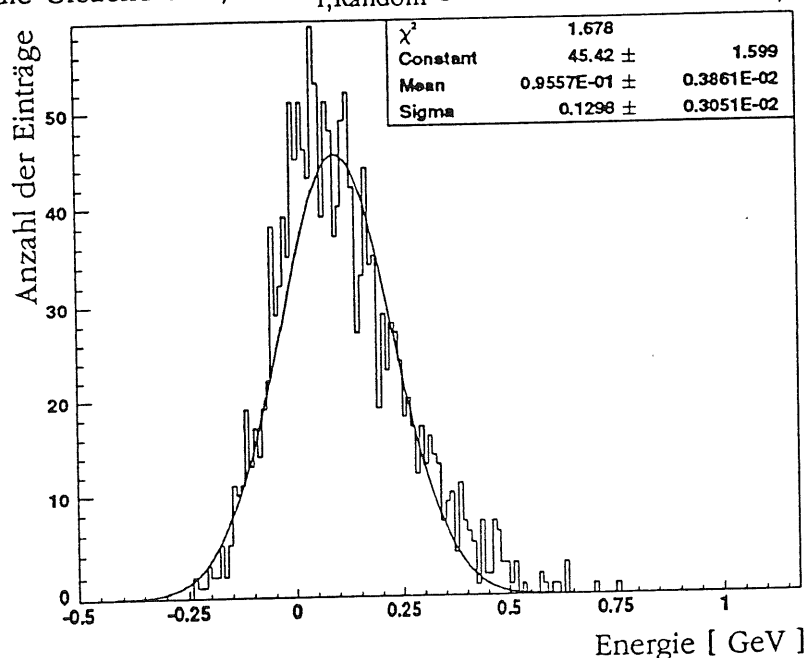


Abbildung 6.7: Rauschen der Photodiode bei den Messungen. Dargestellt ist die Häufigkeit als Funktion des Energiesignals der einzelnen Moduln.

6.4.3 Transversale Schauerbreitungsprofile in den BEMC-Moduln

Das transversale Schauerprofil kann in den BEMC-Moduln nicht beobachtet werden, da innerhalb eines Moduln nur ein Signal zur Verfügung steht. Jedoch zeigte die Simulation in Abschnitt 5.4.5, daß bei zentralem Einschuss in ein Modul auch in benachbarten Moduln Energie deponiert wird. Dort wurde gezeigt, daß das Schauerprofil unabhängig von der Primärenergie des einfallenden Teilchens ist. Daher sollte die Energie, die in den benachbarten Moduln deponiert wird, linear mit der Energie des einfallenden Teilchens anwachsen. Der Quotient aus der Energie in den Moduln und der Energie des primären Teilchens sollte konstant sein.

Abbildung 6.8 zeigt das Energiesignal in den benachbarten Moduln in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Teilchens. Für alle Nachbarmoduln ist ein lineares Anwachsen des Energiesignals zu beobachten. In Abbildung 6.9 ist der Quotient aus dem Energiesignal E_m der einzelnen Moduln zu der Einschussenergie E_0 dargestellt.

Das Signal ist für die einzelnen Moduln konstant. Tabelle 6.4 gibt die Mittelwerte für die Moduln an.

Nummer der Moduln	E_m/E_0 [%]
1	$0,071 \pm 0,017$
2	$0,836 \pm 0,061$
3	$0,105 \pm 0,017$
4	$0,537 \pm 0,027$
6	$0,594 \pm 0,017$

Tabelle 6.4: Gemessenes Energiesignal in benachbarten Moduln.
 Angegeben wird der Anteil der Energie E_m/E_0 , die ein Teilchen, das in Modul 5 eingeschossen wird, in den benachbarten Moduln deponiert.

Beim Test-Kalorimeter hat das Modul 5 drei verschiedene Gruppen von Nachbarn. Das Modul 2 befindet sich oberhalb vom Modul 5, siehe Abbildung 6.2. Im Gegensatz zu den Moduln 4 und 6 befinden sich keine langen Wellenlängenschieber in den Grenzregionen der Moduln. Daher werden diese beiden Gruppen getrennt betrachtet. Zur dritten Gruppe gehören die Moduln 1 und 3.

Die Energie, die in den Moduln 1 und 3 bzw. 4 und 6 deponiert wird, sollte gleich sein. Der Anteil der Energie, der in den Moduln 4 und 6 deponiert wird, wird mit A_{seitlich} bezeichnet, der Anteil in den Moduln 1 und 3 als A_{diadonal} und der Anteil von Modul 2 als A_{oben} . Für die Mittelwerte der drei Gruppen ergibt sich:

$$A_{\text{oben}} = (0,84 \pm 0,06) \% \quad 6.11$$

$$A_{\text{seitlich}} = (0,57 \pm 0,03) \% \quad 6.12$$

$$A_{\text{diadonal}} = (0,09 \pm 0,02) \% \quad 6.13$$

Dabei wurde festgestellt, daß der Anteil der Energie in den Moduln 1 und 4 signifikant kleiner ist als der in den Moduln 3 und 6. Dies könnte auf eine Fehlaufstellung des Test-Kalorimeters hindeuten. Genauer wird hierauf im folgenden Abschnitt eingegangen, in dem ein ähnliches Verhalten bei einer anderen Analyse beobachtet wurde.

In Modul 2 ist der Wert für den Einschuß mit 60 GeV deutlich erhöht. Eine mögliche Erklärung könnte sich aus einer Fehlpositionierung des Teilchenstrahls ergeben. Treffen Teilchen etwas oberhalb des Mittelpunktes in das Modul 5, so erhöht sich die Energie, die in Modul 2 nachgewiesen werden kann.

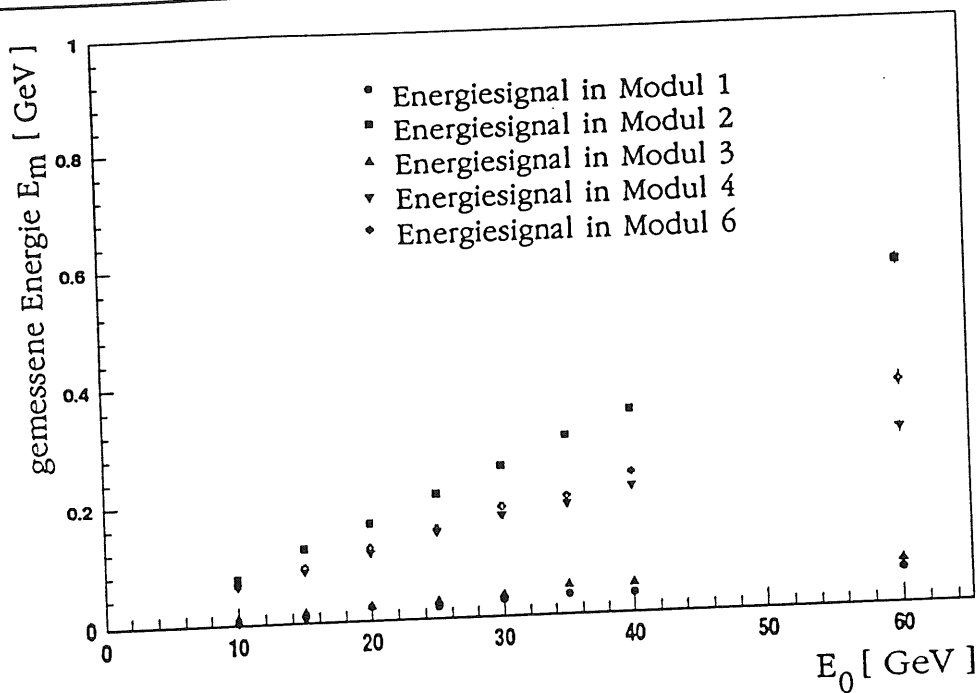


Abbildung 6.8: Energiesignal in benachbarten Moduln.
 Dargestellt ist das Energiesignal E_m als Funktion der Einschußenergie. Dabei wurde zentral in Modul 5 eingeschossen. Der Aufbau des Test-Kalorimeters wurde in Abbildung 6.2 dargestellt.

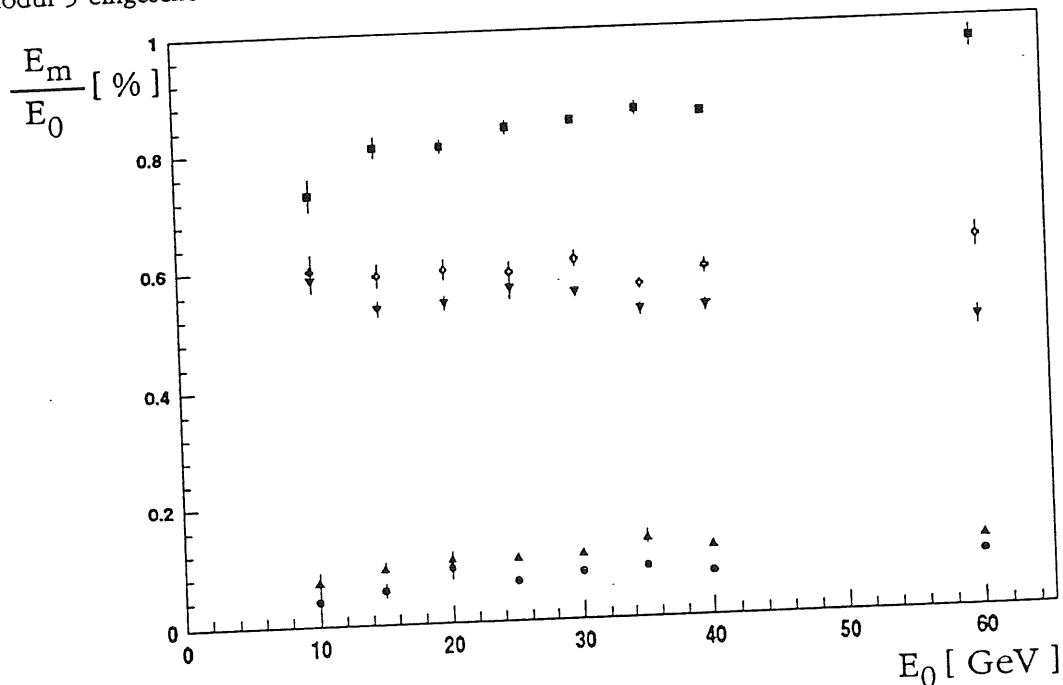


Abbildung 6.9: Anteil der Energie in benachbarten Moduln.
 Dargestellt ist der Quotient E_m/E_0 für die benachbarten Moduln als Funktion der Einschußenergie E_0 . Dabei wurde zentral in Modul 5 eingeschossen. Die Symbole der Moduln sind analog Abbildung 6.8.

Um den gesamten Anteil zu berechnen, der bei einem zentralen Einschuß in ein Modul in den benachbarten Moduln zu beobachten ist, werden die Energie aus 2

seitlichen Moduln, 2 Moduln oberhalb bzw. unterhalb, und 4 Moduln diagonal zum Einschußmodul berücksichtigt. Dieser Anteil A_{nachbar} berechnet sich zu:

$$A_{\text{nachbar}} = 2 * A_{\text{oben}} + 2 * A_{\text{seitlich}} + 4 * A_{\text{diagonal}} = (3,2 \pm 0,1) \% \quad 6.14$$

Da der Wert in den diagonal benachbarten Moduln im Vergleich zu den anderen Nachbarmoduln klein ist, kann man folgern, daß in weiter entfernten Moduln nur ein Anteil der Energie deponiert wird, den man für die Berechnung der deponierten Energie eines Teilchen vernachlässigen kann.

Die Simulation, die in Kapitel 5 beschrieben wurde, berechnete den Anteil in den benachbarten Moduln zu 3,22 %. Dies zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Messung. Jedoch können bei dieser Messung leicht systematische Fehler bei der Bestimmung der Energie in benachbarten Moduln auftreten, die sich aus einer Fehlpositionierung des Teilchenstrahls ergeben. Treffen Teilchen etwas unterhalb des Mittelpunktes in das Modul 5, so erhöht sich die Energie, die nach unten aus dem Test-Kalorimeter entweicht. Da unterhalb des Moduls 5 keine Möglichkeit zum Nachweis der Energie besteht, wird der Anteil, der für A_{nachbar} berechnet wird, kleiner als der wirkliche Wert.

Um das Energiesignal von Teilchen im BEMC zu bestimmen, müssen die Signale aus mehreren Moduln herangezogen werden, da die Teilchen auch im Randbereich eines Moduls eintreffen können. Wird dieses Energiesignal mit der gleichen Kalibration berechnet, so erhält man ein Energiesignal, das um den Anteil von A_{nachbar} größer ist als die Energie des einfallenden Teilchen. Daher ist die Kalibration abhängig von der Anzahl der Moduln, die für die Berechnung der Signals verwendet werden.

Wird bei BEMC die gleiche Kalibration wie bei der Testmessung verwendet, so ergibt sich dort ein Fehler von ca. 3 % bei der Bestimmung des absoluten Energiesignals. Dies hätte eine falsche Energieskala zur Folge, wodurch sich bei der Bestimmung der Strukturfunktionen systematische Fehler ergeben würden.

6.4.4 Ortsabhängigkeit des Energiesignals

Die Ortsabhängigkeit des Energiesignals wurde untersucht, um die Ergebnisse der Simulationen, die im Kapitel 4 beschrieben wurden, mit den gemessenen Daten zu vergleichen.

Zur Bestimmung der Ortsabhängigkeit wurden Messungen mit Myonen verwendet. Myonen verhalten sich fast annähernd wie minimal ionisierende Teilchen und sie

verlaufen geradlinig durch das Kalorimeter. Dabei deponieren sie entlang ihrer Flugbahn Energie.

Bei der Testmessung wurden Myonen mit einer Energie von 120 GeV an verschiedenen Positionen in den Moduln 5 und 6 eingeschossen. Die Positionen, an denen die Myonen in das Test-Kalorimeter gelangen sollten, sind in Abbildung 6.10 eingezeichnet und mit den kleinen Buchstaben **a** bis **g** gekennzeichnet. Bei der Position **a** sollten die Myonen zentral in das Modul Nr. 5 eingeschossen werden. Die Positionen **f** und **c** liegen genau zwischen den Moduln 5 und 6. Der Bereich zwischen zwei Moduln wird als Crack bezeichnet. Die anderen Positionen sollen 3 cm vom Crack entfernt liegen.

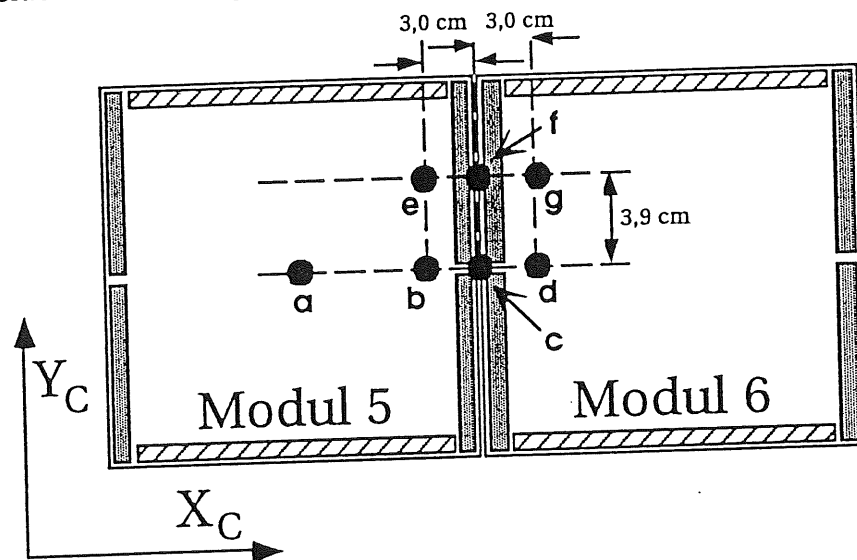


Abbildung 6.10: Einschusspositionen für die Messungen mit Myonen.
Die Darstellung ist nicht maßstabgerecht.

In der Untersuchung stellte sich jedoch heraus, dass die Anzahl der Positionen nicht ausreichte, um die Messungen aus Kapitel 4 zu überprüfen. Des Weiteren liegen die Einschusspositionen der Myonen innerhalb einer Kreisfläche, die einen Durchmesser von 1 cm hat. Dies ist bedingt durch den Veto-Zähler BHC, siehe Kapitel 6.2.1. Wird das Status-Signal des SHC zur Verbesserung der Ortsauflösung genutzt, stehen nur ca. 20 % Ereignisse zur Verfügung. Diese geringe Zahl an Ereignissen lässt keine verwertbare Statistik zu.

Abbildung 6.11 zeigt die Signale in den Moduln 5 und 6 für die Einschusspositionen **a**, **b**, **c** und **d**. Die Einschussposition **a** befindet sich zentral in Modul 5. Daher ist das Energiesignal der Myonen nur in diesem Modul zu sehen. In Modul 6 kann nur das Rauschen der Photodiode betrachtet werden. Bei den anderen Positionen sind die Energiesignale geringer. Eine Ursache hierfür könnten Verluste sein, die durch die langen Wellenlängenschieber bedingt sind. Die Einschussposition **c** befindet sich genau zwischen den beiden Moduln. Daher wäre zu erwarten, dass die Energiesignale in beiden Moduln gleich groß sind. Es zeigte sich aber, dass der

größte Teil der Energie in Modul 6 deponiert wird und in Modul 5 fast kein Energiesignal zu beobachten ist. Bei der Einschußposition **d** ist fast das gleiche Verhalten wie bei Position **c** zu beobachten. Jedoch ist hier das Signal in Modul 6 deutlich höher. Der Grund hierfür könnten kleinere Verluste in den langen Wellenlängenschiebern sein. Bei der Position **b** ist das Energiesignal in den beiden Moduln fast gleich groß. Dieses Verhalten wäre bei der Einschußposition **c** zu erwarten.

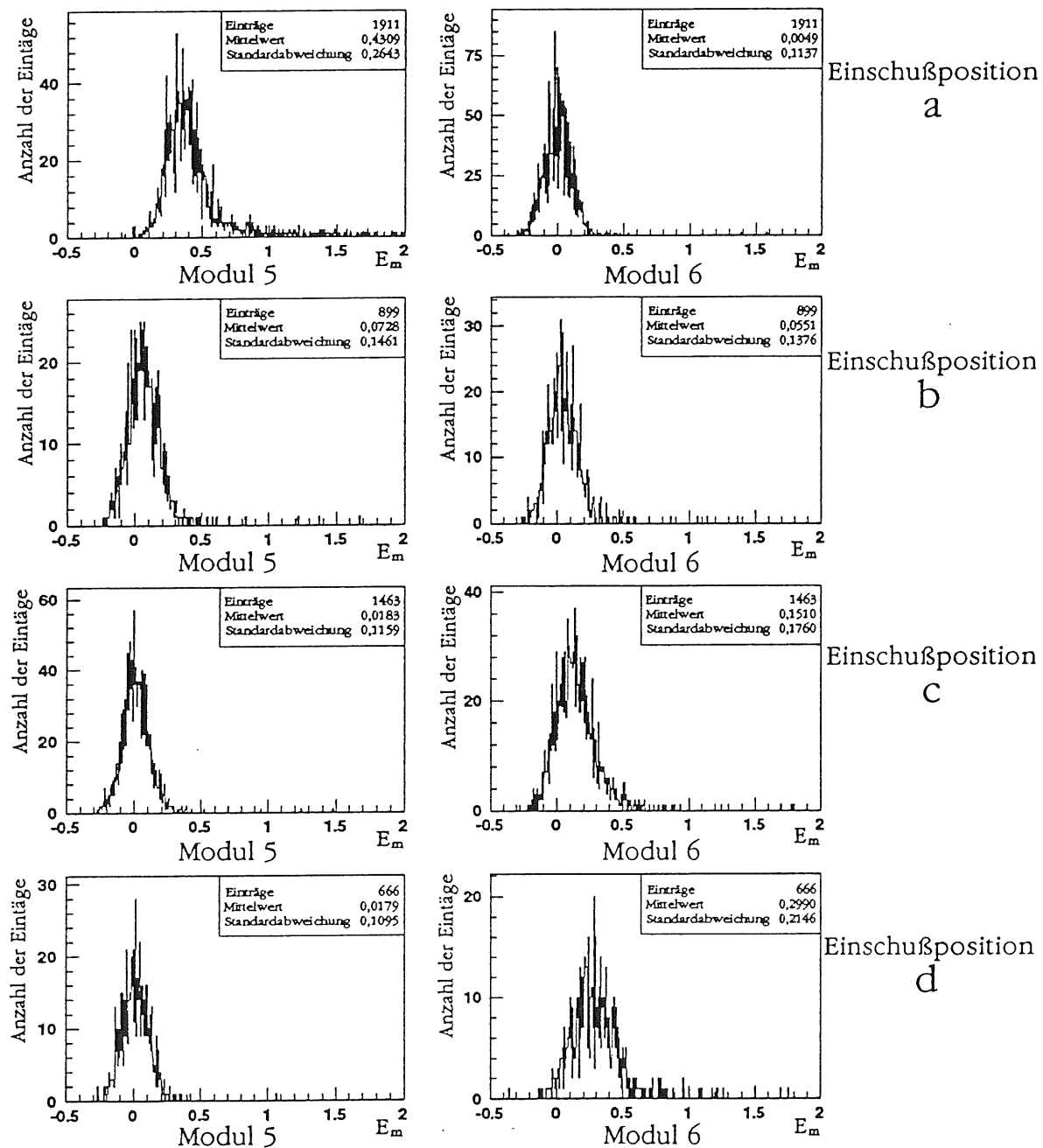


Abbildung 6.11: Signal in den Moduln 5 und 6 bei Messungen mit Myonen
 Dargestellt sind die Signale für die Einschußpositionen **a**, **b**, **c** und **d**.
 Die Energien E_m sind in GeV angegeben.

Festzuhalten ist nach Auswertung aller Meßergebnisse, daß die gemessenen Energiesignale in den Moduln 5 und 6 darauf hindeuten, daß die wirkliche Einschußposition der Teilchen in Richtung des Moduls 6 verschoben war. Dieses Verhalten wurde schon in Abschnitt 6.4.3 bei der Bestimmung der Energie in den benachbarten Modul festgestellt. Diese Beobachtungen könnten folgende Ursache haben: Entweder wurde das Test-Kalorimeter falsch positioniert oder der Veto-Zähler **BHC** zeigte teilweise kein Veto an, obwohl ein Teilchen an einer falschen Stelle in das Test-Kalorimeter gelangt war.

6.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Messungen am Teststrahl H6 beschrieben und die erhaltenen Meßwerte mit den Simulationen, die in Kapitel 4 und 5 beschrieben wurden, verglichen.

- Für die Energieauflösung eines Moduls ergibt sich:

$$\frac{\sigma_{Em}(E_0)}{E_m} = \sqrt{\frac{(0,084 \pm 0,003)^2 \text{ GeV}}{E_0} + (0,0120 \pm 0,0005)^2 + \frac{((0,118 \pm 0,026) \text{ GeV})^2}{E_0^2}}$$

- Der erste Summand des Radikanden, der durch die Fluktuationen in der Teilchenzahl des Schauers entsteht, ist um 3 Standardabweichungen kleiner als der Wert, der mit der Simulation bestimmte wurde. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre eine Variation der Strahlauflösung bei verschiedenen Einschußenergien.
- Die Erhöhung des zweiten Summanden des Radikanden im Vergleich zur Simulation ist durch die Auflösung des Teststrahls bedingt. Es konnte gezeigt werden, daß dieser Summand sich aus den longitudinalen Leckverlusten, die mit der Simulation bestimmt wurden, und der Impulsauflösung des Teststrahl zusammensetzt.
- Der dritte Summand, der das Rauschen der Photodioden beschreibt, ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert, der durch die Anpassung der Simulation an die Meßwerte des DESY-Teststrahl bestimmt wurde. Ferner konnte gezeigt werden, daß dieses Rauschen identisch ist mit dem Rauschen der Zufallsereignisse.
- Bei den Pedestal-Messungen ist das Rauschen um ca. 25 % kleiner als bei den Werten der Zufallsereignisse und den Werten, die durch Anpassung an die

Energieauflösung bestimmt wurden. Eine mögliche Ursache hierfür könnten Störungen in der Ausleseelektronik sein, die durch Hochfrequenz im Meßbereich entstehen.

- Des weiteren wurden die Signale untersucht, die in den benachbarten Moduln auftraten, in der das Teilchen zentral eingeschossen wurde. Hierbei zeigte sich, daß die Energiedeposition in benachbarten Moduln linear mit der Energie der einfallenden Teilchen anwächst. Der Energieanteil der einfallenden Teilchen, der in den einzelnen Nachmoduln deponiert wird, ist unabhängig von der Energie der Teilchen und wurde für alle benachbarten Modul berechnet. Dies steht im Einklang mit der Forderung, daß das transversale Schauerprofil unabhängig von der Energie des einfallenden Teilchen ist.
- Die Energie, die in den benachbarten Moduln bei zentralem Einschluß beobachtet wird, beträgt 3,2 %. Dieser Wert sollte für den Verstärkungsfaktor f_{gain} berücksichtigt werden.
- Bei der Analyse wurde festgestellt, daß die Messungen mit Myonen nicht die erforderliche Genauigkeit bezüglich der Einschlußposition hatten, um Aussagen über Fluktuationen zu machen, die bei einer Variation der Einschlußposition bezüglich der X_C - Y_C -Ebene auftreten. Bei den Messungen konnte ein signifikanter Signalverlust beobachtet werden, wenn sich die Einschlußposition in der Nähe der langen Wellenlängenschieber befindet.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Untersuchungen zu einem besseren Verständnis des rückwärtigen Kalorimeters BEMC durchgeführt. Dazu wurden Simulationsprogramme zur Bestimmung von Eigenschaften des BEMC geschrieben. Die Analysen mit diesen Programmen konnten mit Testmessungen, die mit Moduln des Kalorimeters am Teststrahl H6 am CERN ermittelt wurden, verglichen werden.

Für die Rechnersimulationen wurden zwei Programme geschrieben. Mit dem ersten Programm wurde die Lichtleitung in den Szintillatorplatten untersucht. Die physikalischen Parameter, die die Lichtleitung beeinflussen, wurden durch eine Anpassung der Simulation an Meßwerte ermittelt. Im Rahmen der Untersuchung konnte eine gute Übereinstimmung zwischen der Simulation und Meßwerten erzielt werden.

Mit der Simulation konnte gezeigt werden, daß durch den Kontakt des Tyvekpapiers der Lichttransport deutlich beeinflusst wird. Es wurde beobachtet, daß sich dieser Parameter durch die schwarzen Ränder beim Tyvekpapier erhöht.

Der Reflexionskoeffizient des Tyvekpapiers konnte durch die Simulation bestimmt werden. Bei Variationen dieses Koeffizienten um 10 % beim Tyvekpapier, das an den Stirnseiten des Szintillators liegt, ändert sich die Lichtleitung um 8 %, an den Seitenflächen des Szintillators wird die Effizienz der Lichtleitung um 1 % variieren.

Mit Hilfe des Programmpakets EGS4 konnten elektromagnetische Schauer in einem Modul des BEMC simuliert werden. Hierbei wurden die elektromagnetischen Schauer in Abhängigkeit von der Einschußenergie analysiert. Es zeigte sich, daß die Linearität bezüglich Variationen der Einschußenergie besser als 1 % ist. Die mit der Simulation ermittelte Energieauflösung, die einen Anteil für das Rauschen der Photodiode enthält, beträgt:

$$\frac{\sigma_{Em}(E_0)}{E_m} = \sqrt{\frac{(0,093 \pm 0,001)^2 \text{ GeV}}{E_0} + (0,0063 \pm 0,0007)^2 + \frac{((0,111 \pm 0,003) \text{ GeV})^2}{E_0^2}}$$

Die Energieauflösung konnte bei den Testmessungen am CERN bestimmt werden. Bei diesen ist jedoch der erste Summand des Radikanden um 3 Standardabweichungen kleiner. Dies kann in einer Variation der Strahlaufösung des Teststrahls bei verschiedenen Einschußenergien begründet sein.

Die beiden anderen Summanden zeigen eine gute Übereinstimmung bei Berücksichtigung der Impulsaufösung des Teststrahls.

Beim transversalen Schauerprofil konnte beobachtet werden, daß auch bei zentralem Einschuß 3,2 % der Energie der einfallenden Teilchen in benachbarten Moduln deponiert werden. Dieser Anteil ist unabhängig von der Energie der Teilchen. Bei den Messungen am CERN konnte der gleiche Anteil ermittelt werden. Da die Moduln einzeln kalibriert werden, ist das Energiesignal, das aus mehreren Moduln berechnet wird, abhängig von der Anzahl der Moduln, die hierfür verwendet werden. Dieses Energiesignal kann größer sein als das Signal der einfallenden Teilchen. Bei der Bestimmung des Faktors f_{gain} sollte dies berücksichtigt werden.

Die Energiesignale in den benachbarten Moduln und die Analyse der Messungen mit Myonen deuten darauf hin, daß bei der Testmessung am CERN die wirkliche Einschußposition der Teilchen in Richtung der Moduln 3 und 6 verschoben war. Diese Beobachtungen könnten folgende Ursache haben: Entweder wurde das Test-Kalorimeter falsch positioniert oder der Vetoähler **BHC** arbeitete fehlerhaft.

Anhang

A.1 Kinematische Variablen

Eine lorentzinvariante Größe ermöglicht den Vergleich von Wirkungsquerschnitten unabhängig vom Koordinatensystem, in dem die Wechselwirkung betrachtet wird. Darum ist es günstig, die kinematischen Variablen in lorentzinvarianter Form zu formulieren. Bei HERA-Experimenten ist dies besonders wichtig, da hier die Produkte einer Reaktion immer einen Lorentzboost in Protonenrichtung haben. In Abbildung A.1 ist das Feynman-Diagramm niedrigster Ordnung für die Elektron-Proton-Streuung dargestellt.

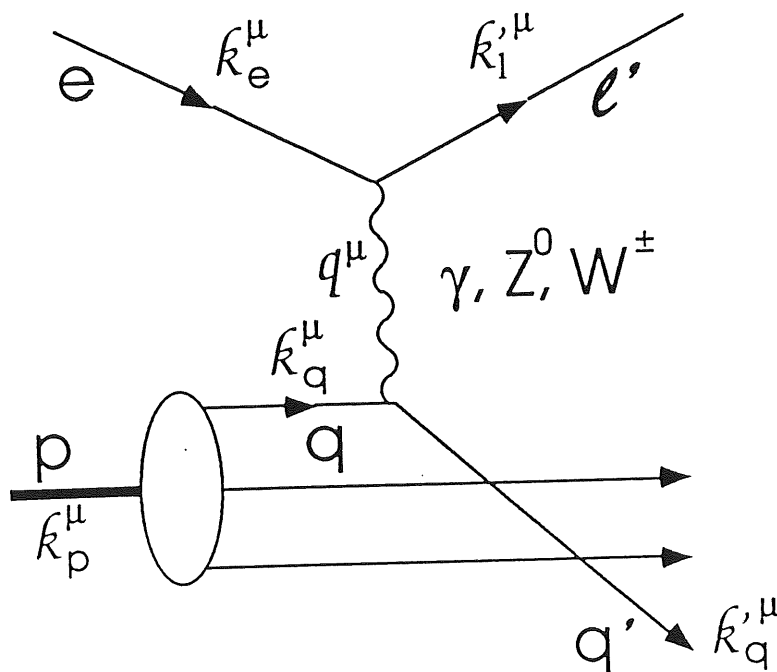


Abbildung A.1: Feynman-Diagramm der Elektron-Proton-Streuung.
Die Quarks fragmentieren nach der Wechselwirkung in hadronische Endzustände.
Mit k^μ werden die Viererimpulse der Fermionen bezeichnet, mit q^μ die des Bosons.

Der Viererimpulsübertrag q kann durch die Differenz der Viererimpulse von ein- und auslaufendem Lepton bestimmt werden:

$$q^\mu = k_e^\mu - k_1'^\mu$$

Damit die kinematischen Variablen invariant unter Lorentztransformationen sind, werden sie als Produkte zweier Vierervektoren angegeben. Als Q^2 wird das Quadrat des Viererimpulsübertrags bezeichnet:

$$Q^2 = -q^\mu q_\mu \quad \text{A.2}$$

Das Vorzeichen wird vereinbart, damit Q^2 größer als Null ist. Für das Quadrat s der Schwerpunktsenergie ergibt sich:

$$s = (k_e^\mu + k_p^\mu) (k_{e,\mu} + k_{p,\mu}) \quad \text{A.3}$$

Das Quadrat W^2 der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes läßt sich durch den Impuls des einlaufenden Protons und den Viererimpulsübertrag berechnen:

$$W^2 = \left[\sum_i k_{\text{had},i}^\mu \right]^2 = (q^\mu + k_p^\mu)^2 = -Q^2 + m_p^2 + 2 k_p^\mu q_\mu \quad \text{A.4}$$

Zusätzlich wird die Größe v eingeführt:

$$v = \frac{k_p^\mu q_\mu}{m_p} \quad \text{A.5}$$

Als kinematische Variable werden meistens Q^2 sowie die SkalenvARIABLEN x und y verwendet. Diese können die gesamte Kinematik des Systems beschreiben. Die SkalenvARIABLEN haben als Wertebereich nur reelle Zahlen zwischen 0 und 1. Sie sind wie folgt definiert:

$$x = \frac{-(k_e^\mu - k'_e{}^\mu)^2}{2 * k_p^\mu * (k_{e,\mu} - k'_{e,\mu})} \quad \text{A.7}$$

$$y = \frac{k_p^\mu * (k_{e,\mu} - k'_{e,\mu})}{k_p^\mu * k_{e,\mu}} \quad \text{A.8}$$

Der Elektron-Proton-Streuprozess ist in Abbildung A.2 im Laborsystem dargestellt. Das H1-Koordinatensystem wird so definiert, daß das einfallende Proton in positiver Z_{H1} -Richtung läuft. Der Azimutalwinkel θ mißt die Abweichung von der Protonenrichtung. Daher besitzen Elektronen, die nur um einen kleinen Winkel abgelenkt werden, einen Streuwinkel θ_e , der fast 180° beträgt.

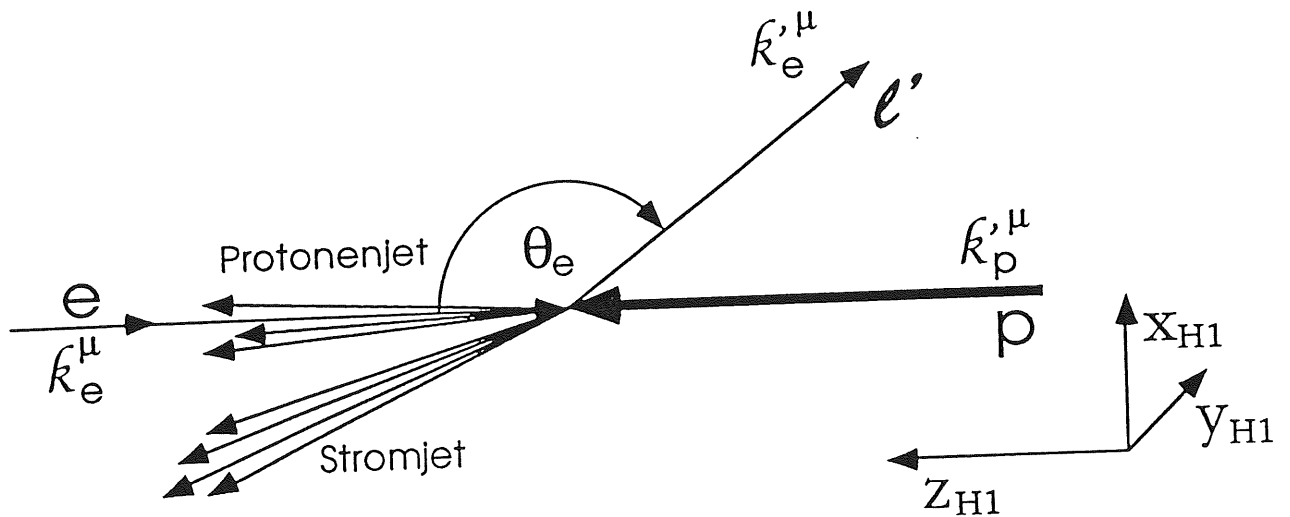


Abbildung A.2: Darstellung der Elektron-Proton-Streuung im H1-Koordinatensystem.

Die Viererimpulse k_e^μ des einlaufenden Elektrons, $k_e'^\mu$ des gestreuten Lepton und k_p^μ des einlaufenden Proton lauten:

$$k_e^\mu = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix}, \quad k_l'^\mu = \begin{pmatrix} E'_e \\ E'_e \sin \theta_e \\ 0 \\ E'_e \cos \theta_e \end{pmatrix}, \quad k_p^\mu = \begin{pmatrix} E_p \\ 0 \\ 0 \\ E_p \end{pmatrix} \quad \text{A.9}$$

mit

E_e	Energie des einlaufenden Elektrons
E_p	Energie des einlaufenden Protons
E'_e	Energie des gestreuten Leptons

Da die Kinematik inklusiver Reaktionen rotationssymmetrisch bezüglich der Z_{H1} -Achse ist, wird ohne Beschränkung der Allgemeinheit nur der Fall betrachtet, bei dem der Streuprozess in der X_{H1} - Z_{H1} -Ebene abläuft. Die Ruhemassen der Teilchen werden dabei vernachlässigt. Mit den Vierervektoren k_e^μ , $k_l'^\mu$ und k_p^μ können die Variablen Q , x und y berechnet werden. Das Ergebnis lautet:

$$Q^2 = 4 E_e E'_e \cos^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \quad \text{A.10}$$

$$x = \frac{4 E_e E'_e \cos^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right)}{E_p \left[E_e - E'_e \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \right]} \quad \text{A.11}$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \quad \text{A.12}$$

Diese Gleichungen gelten sowohl für neutrale, als auch für geladene Ströme. Mit den Energien E_e des einlaufenden Elektrons und E_p des Protons sowie der Energie E'_l und der Streurichtung θ_e des gestreuten Leptons kann die Kinematik des Systems beschrieben werden. Bei geladenen Strömen können die kinematischen Variablen nicht auf diese einfache Art bestimmt werden, da die Streurichtung und die Energie des Neutrinos nicht mit dem Detektor bestimmt werden können.

A.2 Messung des Transmissionskoeffizienten von SCSN-38

Abbildung A.3 zeigt die Abhängigkeit des Transmissionskoeffizienten von der Wellenlänge für das Szintillatormaterial SCSN-38. Die Messung wurde mit einer 13,5 cm dicken Probe mit einem Spektrometer²⁹ an der Universität Dortmund durchgeführt. Das Spektrometer besteht im wesentlichen aus einer Lichtquelle, einem Spektrometersystem, das eine bestimmte Wellenlänge herausfiltert, einem Strahlteiler, der den Lichtstrahl in Referenz- und Meßstrahl aufteilt, und zwei Photomultipliern, die die Intensitäten der Lichtstrahlen bestimmen. Durch eine Leermessung wird das unterschiedliche Verhalten der einzelnen Komponenten bezüglich der Abhängigkeit von der Wellenlänge bestimmt. Danach wurde die Messung mit den Szintillator durchgeführt. Dabei waren die Ein- und Austrittsfläche des Szintillator poliert. Für die Bestimmung des Transmissionskoeffizienten wurde die Leermessung berücksichtigt.

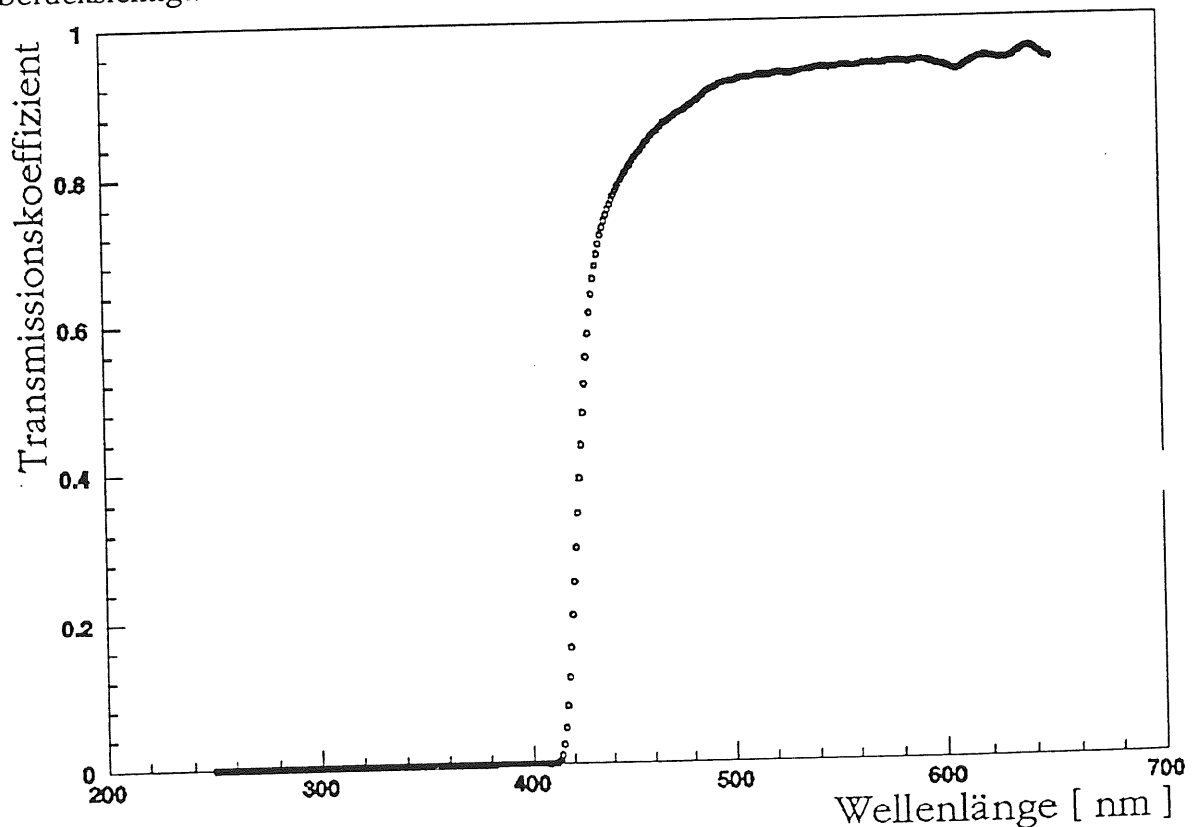


Abbildung A.3: Transmissionskoeffizient von SCSN-38 als Funktion der Wellenlänge.

²⁹ Das Spektrometer ist vom Typ "CARY 2300" und dient zur Bestimmung von Absorptions- und Transmissionsspektren im Bereich vom 180 nm bis 3000 nm. Die Messung wurde mit freundlicher Unterstützung von Herrn Dr. H. Weber und Herrn A. Burau durchgeführt.

In der Messung wurden die Transmissionkoeffizienten für den Wellenlängenbereich von 250 nm bis 650 nm bestimmt. Bis zu einer Wellenlänge von ungefähr 410 nm ist das Material praktisch lichtundurchlässig. Ab einer Wellenlänge von ca. 430 nm gelangt der größte Teil des Lichtes durch die Probe.

Im Emissionsspektrum des Szintillators, siehe Abbildung 2.7, liegt das zweite Maximum, verursacht durch den Farbstoff BDB, bei einer Wellenlänge von 435 nm. Durch einen Vergleich des Emissionsspektrums mit dem Transmissionsspektrum kann gefolgert werden, daß die Wellenlänge des Szintillatorlichtes, welches im Wellenlängenschieber transportiert wird, im Bereich von ca. 430 nm bis ca. 500 nm liegt.

A3. Kurzanleitung zum CERN-Analyseprogramm

Das Analyseprogramm wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit erstellt. Es hatte die Aufgabe die Messungen am Teststrahl H6 zu überprüfen. Vom Analyseprogramm wurden für die Testmessungen am CERN zwei Versionen erstellt: *diode* und *stack*. Mit diesen Programmen konnten nach einer Messung am Teststrahl H6 sofort die Ergebnisse der Messung dargestellt werden. Die beiden Versionen unterscheiden sich in der Anzahl der Histogramme, die angezeigt werden können. Beim Programm *stack* stehen die Histogramme, die die Signale von einzelnen Diode zeigen, nicht zur Verfügung, dafür ist das Programm aber schneller. Nach dem Start des Analyseprogramms muß zuerst die Datei angegeben werden, in der die zu analysierenden Daten stehen. Dies geschieht mit Hilfe eines Dialogfeldes, siehe Abbildung A.4.

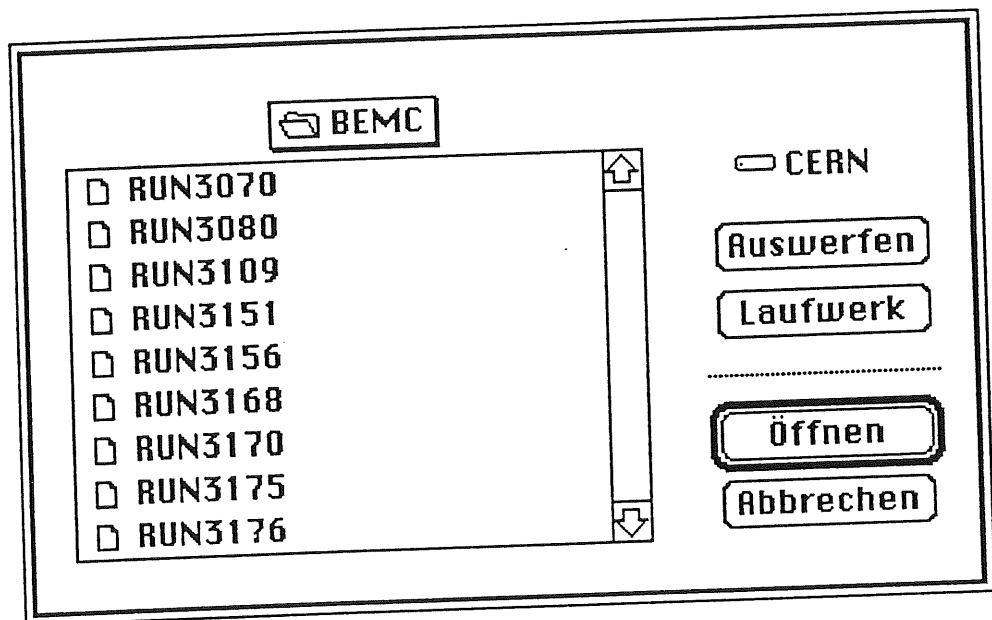


Abbildung A.4: Dialogfeld des CERN-Analyseprogramms.
Dies Dialogfeld ist für beide Versionen gleich.

Danach werden automatisch alle Histogramme für die Analyse erstellt. Bei der Umwandlung der analogen Signale der Dioden in digitale Signale wurden zwei verschiedene Stufen der Verstärkung benutzt. Diese wurden mit "LOW GAIN" und "HIGH GAIN" bezeichnet. Die Histogramme liegen für die Analyse in beiden Verstärkungsstufen vor. Die Signale der beiden Verstärkerstufen werden ohne Korrektur der Pedestal-Werte in die Histogramme eingetragen.

Nachdem die Histogramme erstellt wurden, kann sich der Anwender die für die Analyse wichtigen Histogramme anzeigen lassen. Dazu hat er die Möglichkeiten, die das interaktive Grafikpaket LOOK [Blo 91] bietet. Die hierfür wichtigsten Befehle, sowie das Verzeichnis der Histogramme, zeigt folgende Kurzanleitung:

Kurzanleitung zur Version 1.0

Programme :

- dtode* - gibt alle Histogramme aus
- stack* - verzichtet auf die Histogramme für die einzelnen Dioden

Histogramme :

Einfache Signal-Histogramme :

- 1 - Summe der Signale im Kalorimeter (LOW GAIN)
- 2 - (HIGH GAIN)
- 1*m* - Summe der Signale im Modul *m* = [1...6] (LOW GAIN)
- 2*m* - (HIGH GAIN)
- 1*dd* - Signal der Diode *dd* = [01...36] (LOW GAIN)
- 2*dd* - (HIGH GAIN)

Verhältnis-Histogramme : $\frac{\text{Signal der langen Wellenlängenschieber}}{\text{Signal der kurzen Wellenlängenschieber}}$

- 301 - Verhältnis für das gesamte Kalorimeter (LOW GAIN)
- 302 - (HIGH GAIN)
- 31*m* - Verhältnis im Modul Nummer *m* = [1...6] (LOW GAIN)
- 32*m* - (HIGH GAIN)

Statistik-Histogramme : (Mittelwerte und Standardabweichungen)

- 511 - Mittelwerte der **Dioden** (HIGH GAIN)
- 512 - Standardabweichung (HIGH GAIN)
- 521 - Mittelwert (LOW GAIN)
- 522 - Standardabweichung (LOW GAIN)

- 531 - Mittelwerte der **Moduln** (HIGH GAIN)
- 532 - Standardabweichung (HIGH GAIN)
- 541 - Mittelwert (LOW GAIN)
- 542 - Standardabweichung (LOW GAIN)

Look Befehle :

- f *n* - Anzeigen des Histogramms *n*
- f *n* - *m* - Die Histogramme *n* BIS *m* auf einer Seite
- f *n,m,..p* - Die Histogramme *n,m,..* UND *p* auf einer Seite
- statparm - Anzeigen der statistischen Parameter

Im folgenden sollen anhand von Beispielen die einzelnen Arten der Histogramme erklärt werden:

- **Kalorimeter-Histogramme:** Für jedes Ereignis wird die Summe der Signale aller langen Wellenlängenschieber der 6 Moduln in ein Histogramm eingetragen. Abbildung A.5 zeigt die Kalorimeter-Histogramme für die beiden Verstärkungsstufen.

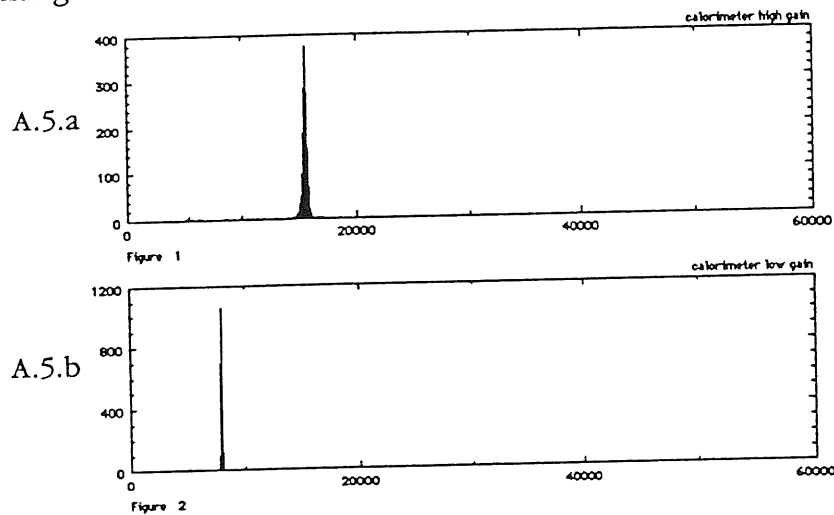


Abbildung A.5: Kalorimeter-Histogramme.

RUN3070: 30 GeV-Positronen, zentraler Einschuß in Modul Nr. 5.
Dargestellt ist die Häufigkeit als Funktion der ADC-Kanal-Nummer.

A.5.a Verstärkungsstufe "HIGH GAIN".

A.5.b Verstärkungsstufe "LOW GAIN".

- **Modul-Histogramme:** Für jedes Ereignis wird die Summe der Signale der langen Wellenlängenschieber aller Moduln in jeweils ein Histogramm eingetragen.

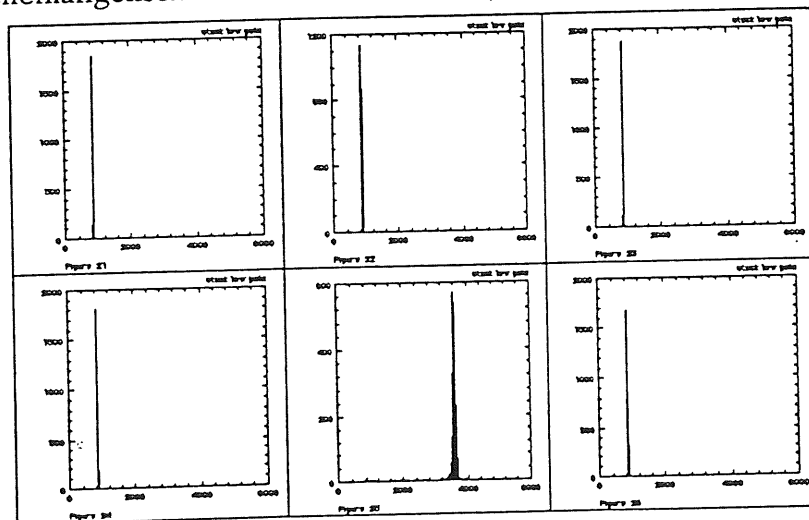


Abbildung A.6: Modul-Histogramme.

RUN3070: 30 GeV-Positronen, zentraler Einschuß in Modul Nr. 5.

Dargestellt ist die Häufigkeit als Funktion der ADC-Kanal-Nummer. Hier werden alle sechs Moduln des Test-Kalorimeters gleichzeitig gezeigt. Man sieht, daß in Modul 5 eingeschossen wurde.

- **Dioden-Histogramme:** Sie zeigen die Verteilung der ADC-Werte für eine Diode. Abbildung A.7 zeigt ein Dioden-Histogramm. Zusätzlich wurden hier die Werte statistischer Daten zum Histogramm, wie z.B. Mittelwert und Standardabweichung, mit dem Befehl "statparm" eingeschaltet.

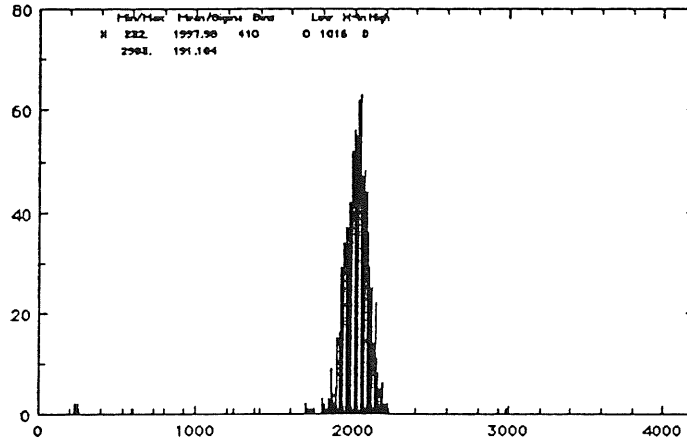


Abbildung A.7: Dioden-Histogramm.

RUN3170: 20 GeV-Positronen, zentraler Einschuß in Modul Nr. 5.
Dargestellt ist die Häufigkeit als Funktion der ADC-Kanal-Nummer.

- **Statistik-Histogramme:** Für die Statistik-Histogramme werden die Summen der Signale und die der Quadrate von den Dioden aller Ereignisse berechnet. Für die Moduln sind dies die Summen s_W und s_Q :

$$s_W(n_d) = \sum_{n_{\text{event}}}^{i=1} w_i(n_d) \quad \text{A.13}$$

$$s_Q(n_d) = \sum_{n_{\text{event}}}^{i=1} w_i^2(n_d) \quad \text{A.14}$$

mit $w_i(n_d)$ Signal der Diode n_d beim i -ten Ereignis, mit $1 < n_d < 36$
 n_{event} Anzahl der Ereignisse

In die Histogramme werden dann die Mittelwerte und die Standardabweichungen eingetragen. Der Mittelwert d_{mean} und die Standardabweichung³⁰ d_{sigma} wurden für die einzelnen Dioden wie folgt berechnet:

$$d_{\text{mean}}(n_d) = \frac{s_W(n_d)}{n_{\text{event}}} \quad \text{A.15}$$

$$d_{\text{sigma}}(n_d) = \sqrt{\frac{s_Q(n_d)}{n_{\text{event}}} - d_{\text{mean}}^2(n_d)} \quad \text{A.16}$$

³⁰ Da ca. 2000 Ereignisse bei einer Messung aufgenommen werden, wird für diese Standardabweichung eine Näherung verwendet.

Die Berechnung der Werte für die Moduln erfolgte analog.

Abbildung A.10 zeigt Statistik-Histogramme für die Mittelwerte und die Standardabweichungen einer Pedestal-Messung. Die Darstellung der Werte einer Pedestal-Messung dient zur Überprüfung der Ausleseelektronik. Die Mittelwerte (Abbildung A.10.a), wurden am ADC-Wandler so eingestellt, daß sie alle ungefähr gleich sind. Zeigen einige Dioden Abweichungen von diesem Wert, so liegt ein Fehler in der Elektronik vor. Bei den Standardabweichungen liegen in Abhängigkeit von der Diodennummer zwei verschiedene Werte vor. Die langen Wellenlängenschieber mit den Nummern 1 bis 24 werden jeweils durch eine Photodiode ausgelesen. Bei den kurzen mit den Nummern 25 bis 36 werden die Signale mit jeweils zwei Photodioden bestimmt, siehe Abschnitt 3.2. In der vorliegenden Arbeit werden diese beiden Photodioden zu einer Einheit zusammengefaßt. Diese Ausleseeinheit wird als Diode bezeichnet und sie liest jeweils einen Wellenlängenschieber aus. Daher ist die Standardabweichung der Signale 25 bis 36 um einen Faktor $\sqrt{2}$ größer. Zeitliche Veränderungen in der Elektronik, u.a. das sogenannte "Schwingen", können mit Hilfe der Standardabweichungen leicht erkannt werden, da Standardabweichungen dabei deutlich größer werden.

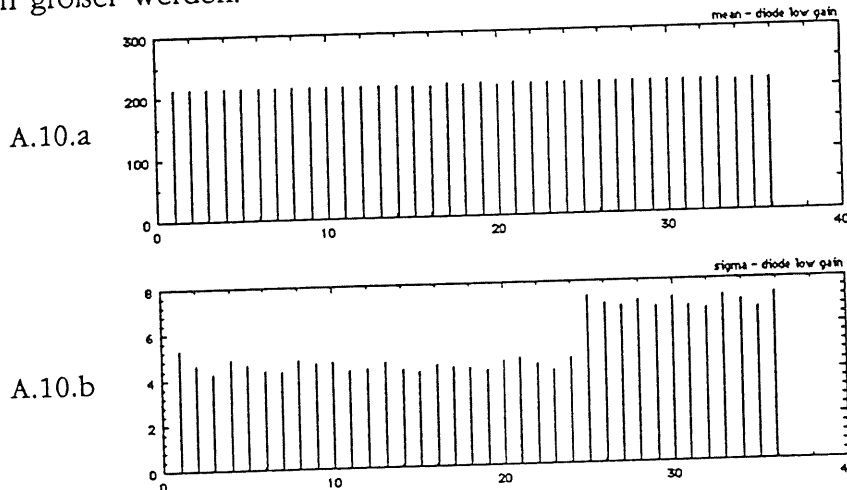


Abbildung A.10: Statistik-Histogramme.

RUN3080: Pedestal-Messung.

A.10.a: Mittelwerte der Diodensignale in Abhängigkeit von der Diodennummer.

A.10.b: Standardabweichung der Diodensignale.

Abbildung A.11 zeigt die gleichen Histogramme wie Abbildung A.10, jedoch mit den Daten einer Messung mit 60 GeV-Positronen. Der Einschuß der Positronen erfolgte in Modul 5. Die Dioden der langen Wellenlängenschieber von Modul 5 haben die Nummern 17 bis 20 und die der kurzen 33 und 34. Die Abbildung zeigt, daß in den erwarteten Dioden ein Signal zu beobachten ist.

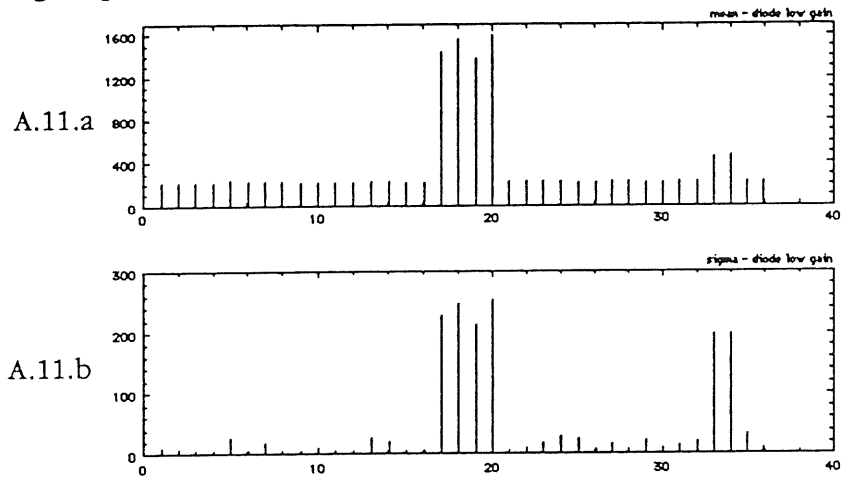


Abbildung A.11: Statistik-Histogramme.

RUN3175: 60 GeV-Positronen, zentraler Einschuß in Modul Nr. 5.

A.11.a: Mittelwerte der Diodensignale in Abhängigkeit von der Diodennummer.

A.11.b: Standardabweichung der Diodensignale.

- **Verhältnis-Histogramme:** Sie zeigen die Verhältnisse der Signale der kurzen zu denen der langen Wellenlängenschieber. Die Verhältnisse können gemittelt über ein einzelnes Modul oder über das gesamte Test-Kalorimeter angezeigt werden. Abbildung A.12 und A.13 zeigen Verhältnis-Histogramme für das Modul, in das die Teilchen eingeschossen wurden. Dies sind Positronen im Fall von Abbildung A.12 und Pionen im Fall von Abbildung A.13.

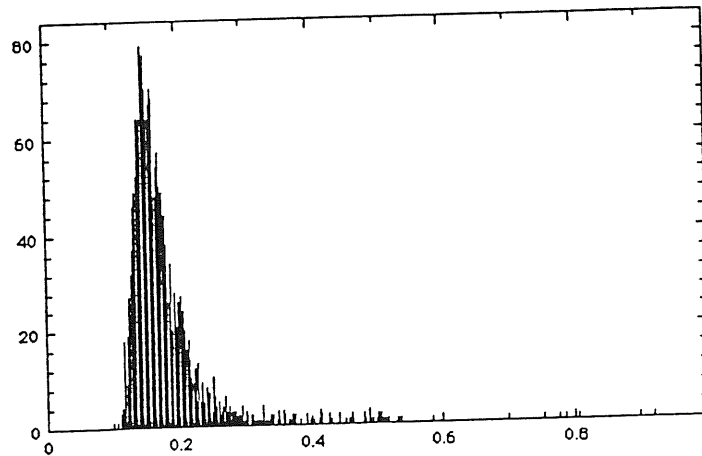


Abbildung A.12: Verhältnis-Histogramme.

RUN3070: 30 GeV-Positronen, zentraler Einschuß in Modul Nr. 5
Dargestellt ist die Häufigkeit als Funktion des Quotienten aus den Signalen
der kurzen zu denen der langen Wellenlängenschieber.

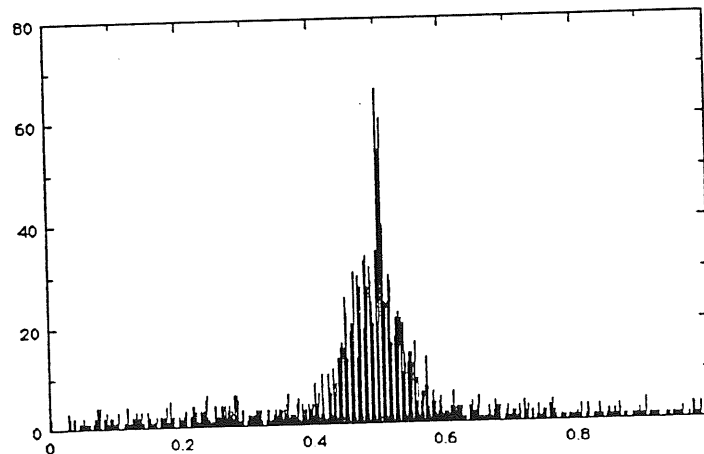


Abbildung A.13: Verhältnis-Histogramme.

RUN3109: 120 GeV-Pionen, zentraler Einschuß in Modul Nr. 5
Dargestellt ist die Häufigkeit als Funktion des Quotienten aus den Signalen
der kurzen zu denen der langen Wellenlängenschieber.

Literaturverzeichnis

- [Ama 81] U. Amaldi
Fluctuation in Calorimetry Measurements
DESY 87-163
- [And 87] B. Anders, U. Behrens, H. Brückmann
On the Calculation of the Energy Loss of Muons in Sampling
Calorimeters
DESY 87-163
- [Bat 70] G. Bathow, E. Freytag, M. Köbberling
Measurements of the longitudinal and lateral Development of
electromagnetic Cascades in Lead, Cooper and Aluminium at 6 GeV
Nucl. Phys. B 20 (1970) 592
- [Bet 34] H. Bethe, W. Heitler
Proc. Roy. Soc. London, A 146 (1934) 83
- [Bir 67] J. Birks
The Theory and Practice of Scintillation Counting
Pergamon Press, Oxford 1967
- [Blo 79] V. Blobel
The BOS System
Hamburg 1987
- [Blo 91] V. Blobel
LOOK - The Official Manual for the LOOK Kernel
H1 interne Note, Hamburg 1991
- [Bor 87] K. Borras
Simulation des Teilchennachweises mit dem elektromagnetischen
Flüssig-Argon-Testkalorimeter des H1-Detektors
Diplomarbeit, Dortmund 1987
- [Coo 83] J. Cook
Mortran3 User's Guide
Computation Research Group Tech. Memorandum 209, SLAC 83
- [Dre 82] A. Drescher
Untersuchungen zur Trennung von Mehrfachschauerereignissen im
Kalorimeter des ARGUS-Detektors
Diplomarbeit, Dortmund 1982

- [Eis 90] E. Eisen
Untersuchungen zur Optimierung der Lichtauslese aus Blei-Szintillator-Kalorimetern unterschiedlicher Wellenlängenschieberkonfigurationen
Diplomarbeit, Hamburg 1990
- [Esc 91] M. Eschweiler
Untersuchungen zur Lichtsammeleffizienz der dreieckigen und trapezförmigen Szintillatorplatten für die BEMC-Module des HERA H1-Detektors
Diplomarbeit, Hamburg 1990
- [Fab 89] C.W. Fabian, R. Wigmans
Energy measurement of elementary Particles
CERN-EP / 89-64
- [Fel 87] J. Feltesse
Measurement of Inclusive Differential Cross Sections
Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg 1987
- [Fer 90] J. Ferencei
Private Mitteilungen, 1990
- [Flü 85] J. Flügge, G. Hartwig, W. Weiershausen
Studienbuch zur technischen Optik
Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen 1985
- [Frü 83] R. Frühwirth, R. Regler
Monte-Carlo-Methoden
Bibliographisches Institut, Zürich 1983
- [Gen 91] M. Gennis
Eigenschaften von Modulen des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters (BEMC) des H1-Detektors
Dissertation, Hamburg 1991
- [Gre 90] H. Greif
Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten
Dissertation, MPI - München 1990
- [H1 86] H1 Collaboration
Technical Proposal for the H1 Detector
Hamburg 1986
- [H1 87] H1 Collaboration
Results from a Test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter
DESY 87-098

-
- [H1 89] H1 Collaboration
Technical Progress Report 1989
Hamburg 1989
- [H1T 89] The Backward Electromagnetic Calorimeter (BEMC)
DESY H1-TR 109, Hamburg 1987
- [Kam 83] T. Kamon et al.
A new scintillator and wavelength shifter
Nucl. Inst. Meth. 213 (1983) 261-269
- [Lon 75] E. Longo, I. Sestili
Monte Carlo calculations of photon-initiated electromagnetic showers in
lead glass
Nucl. Inst. Meth. 128 (1975) 283
- [Nel 85] W. Nelson, H. Hirayama, D. Rogers
The EGS4 Code System
SLAC - 265 (1985)
- [PDG 90] Particle Data Group
Review of Particle Properties
PYLBA 239, 1-516 (1990)
- [Pec 87] R. D. Peccei (Herausgeber)
Proceedings of the HERA Workshop
Hamburg 1987
- [Pep 89] E. Peppel
Untersuchungen an einem Prototyp-Segment aus vier Modulen des elek-
tromagnetischen Rückwärtskalorimeters für den H1-Detektor bei HERA
Diplomarbeit, Hamburg 1989
- [Pep 90] E. Peppel
Manual for Software of the Testbeam analysis
H1-BEMC-9-90, Hamburg 1990
- [Pic 89] C. Pichler
Pulshöhe und Zeitauflösung der Szintillatorplatten für die inneren Veto-
Wände des HERA H1-Detektors
Diplomarbeit, Hamburg 1989
- [Seg 53] E. Ségre
Experimental Nuclear Physics, Volume I (1953)
Chapman & Hall, Limited, London 1953
- [Seg 65] E. Ségre
Nuclei and Particles
Benjamin, New York 1965

-
- [Ste 52] R. Sternheimer
The Density Effect for Ionisation Loss in Various Materials
Phys. Rev. 88 (1952) 851
- [Rüc 87] R. Rückl
Physics at HERA
DESY 87-021
- [SPS 81] H6 Beam Tuning
CERN/SPS/EBP/PC/cp, 1981
- [Wol 86] G. Wolf
HERA: Physics, Machine and Experiments
DESY 86-089

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken die mir bei der Erstellung der Diplomarbeit unterstützt haben. Mein ganz besonderer Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die Aufgabenstellung und für die Betreuung während ihrer Entstehung.
- Herrn Prof. Dr. H. Kolanoski, der freundlicherweise die Aufgabe des Koreferenten übernommen hat.
- Meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben und mir bei der Unterstützung meiner Ziele immer hilfreich zur Seite gestanden haben.
- Allen Mitgliedern des Lehrstuhl E5 für stete Hilfs- und Diskussionsbereitschaft. Durch das angenehme Arbeitsklima im Lehrstuhl hat die Arbeit immer Freude bereitet.
- Udo Buchner-Eysell danke ich für die gute Betreuung und für die Korrektur meiner Arbeit.
- Matthias Korn gilt mein besonderer Dank für die viele Mühe, die er mit der Korrektur des Manuskripts hatte.
- Dr. Karlheinz Meier, Hans-Peter Kasselmann, Erich Peppel, Kalle Rathje, Christian Pichler und Dr. Martin Gennis möchte ich besonders für die Bereitschaft danken, meine Fragen im Zusammenhang mit den BEMC schnell zu beantworten.
- Dr. Klaus Wacker und Andreas Kosche möchte ich mich besonders für die Hilfe im Umgang mit den Apollo's bedanken.
- Herrn Dr. B. Spaan danke ich für seine Hilfe bei Problemen mit der DESY-IBM.
- Uwe Obrock, Detlef Guzik und Michaela Ellers für die Hilfe im Umgang mit dem Simulationsprogramm EGS4.
- Matthias Grewe für die moralische Unterstützung sowie seine ständige hilfsbereitschaft.
- Kenan Isgör danke ich besonders für seine große Hilfe in der "heißen Phase" während der letzten Tage.
- *Sabine*