

Untersuchungen zum Nachweis von Teilchen  
in Bleifluorid- und Spaghetti-Kalorimetern

Diplomarbeit

vorgelegt von  
Thorsten Deckers

März 1993

Universität Dortmund  
Lehrstuhl für Experimentelle Physik V

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Physikalische Fragestellungen bei HERA . . . . .	3
1.2	Der H1–Detektor . . . . .	6
1.3	Ziele der Arbeit . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie</b>	<b>11</b>
2.1	Elektromagnetische Schauer . . . . .	11
2.1.1	Wechselwirkungen und Teilchenproduktion in elektromagnetischen Schauern . . . . .	11
2.1.2	Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern . . . . .	13
2.1.3	Modelle zur Schauerentwicklung . . . . .	17
2.2	Hadronische Schauer . . . . .	21
2.2.1	Grundlegende Eigenschaften hadronischer Schauer . . . . .	21
2.2.2	Die räumliche Entwicklung hadronischer Schauer . . . . .	23
2.3	Grundlagen der Schauerzähler . . . . .	25
2.3.1	Kalorimeterarten . . . . .	25
2.3.2	Die Energieauflösung eines Kalorimeters . . . . .	25
2.3.3	Der Čerenkov–Effekt . . . . .	27
<b>3</b>	<b>Kalorimetrie im Rückwärtsbereich des H1–Detektors</b>	<b>29</b>
3.1	Das Rückwärtskalorimeter des H1–Detektors . . . . .	29
3.2	Das BEMC–Upgrade Projekt . . . . .	31
3.3	Die Option Bleifluorid . . . . .	37
3.4	Die Option SPACAL . . . . .	41
<b>4</b>	<b>Experimentelle Grundlagen</b>	<b>47</b>
4.1	Der Aufbau des PbF <sub>2</sub> –Moduls . . . . .	47
4.2	Der Teststrahlaufbau am CERN–PS . . . . .	48
4.3	Die Datennahme . . . . .	54
<b>5</b>	<b>Analyse der Teststrahlraten</b>	<b>59</b>
5.1	Vorauswahl von Ereignissen . . . . .	59
5.2	Trennung von Elektronen und Pionen mit dem PbF <sub>2</sub> –Modul . . . . .	77
5.2.1	Grundlagen der Elektron–Pion–Trennung . . . . .	77
5.2.2	Trennung unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Signalhöhen . . . . .	81

5.2.3	Trennung unter Berücksichtigung der unterschiedlichen transversalen Schauerentwicklung . . . . .	83
5.2.4	Trennung durch die Schwellenmethode . . . . .	85
5.3	Der Vergleich mit simulierten Daten . . . . .	87
5.4	Bewertung . . . . .	91
<b>6</b>	<b>Szintillierende Fasern</b>	<b>93</b>
6.1	Grundlagen . . . . .	93
6.2	Energieverlust von Elektronen in szintillierenden Fasern . . . . .	99
<b>7</b>	<b>Simulationen</b>	<b>103</b>
7.1	Simulation der Erzeugung von Szintillationslicht in einer szintillierenden Faser	103
7.2	Simulation der Lichtleitung in einer szintillierenden Faser . . . . .	105
7.3	Beschreibung des Simulationsprogrammes SCIFI . . . . .	106
7.4	Einfluß der optischen Kopplung auf die Lichtausbeute . . . . .	109
7.5	Simulation der Lichtleitung in einem an eine szintillierende Faser gekoppelten Lichtmischer . . . . .	111
7.5.1	Analyse der Simulationsrechnungen . . . . .	112
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>131</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>133</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>140</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Frage nach dem Aufbau der Materie bildet die Grundlage der modernen Hochenergiephysik. Sie erforscht, welche Eigenschaften die elementaren Bausteine besitzen und welche Wechselwirkungen diese untereinander ausüben. Vor diesem Hintergrund entwickelte sich das Standardmodell der Elementarteilchenphysik. Danach läßt sich die Struktur der Materie auf zwei Arten von Teilchen, die Leptonen und die Quarks, zurückführen, deren Wechselwirkungen untereinander durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt werden.

Um Erkenntnisse über den subatomaren Bereich zu erhalten, werden in der Teilchenphysik Streuexperimente durchgeführt, mit deren Hilfe bereits zu Beginn des Jahrhunderts die Atomkerne entdeckt werden konnten [Rut11]. In heutigen Verfahren werden hochenergetische Teilchen über ein komplexes System von Magneten auf ein stationäres Ziel gelenkt oder mit anderen beschleunigten Teilchen an definierten Orten, den Wechselwirkungszonen, zur Kollision gebracht. Dort dienen verschiedene Detektoren der Beobachtung der Reaktionsprozesse. Anhand ihrer Daten lassen sich Informationen über die Flugbahn, die Energie und den Impuls der Wechselwirkungsprodukte gewinnen, mit deren Hilfe die Ereignisse rekonstruiert und Rückschlüsse auf die Wechselwirkungen gezogen werden können.

Die Größe der aufzulösenden Strukturen stellt dabei hohe Anforderungen an den Beschleuniger, da nach der Heisenbergschen Unschärferelation [Hei27] Impuls- und Ortsauflösung über

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar$$

miteinander verbunden sind. Für einen möglichst hohen Impulsübertrag werden deshalb Projektil- und Targetteilchen unter einem Winkel von  $180^\circ$  aufeinandergeschossen. Ein Beispiel einer Anlage, die diese Methode ausnützt, ist der Speicherring HERA, welcher im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

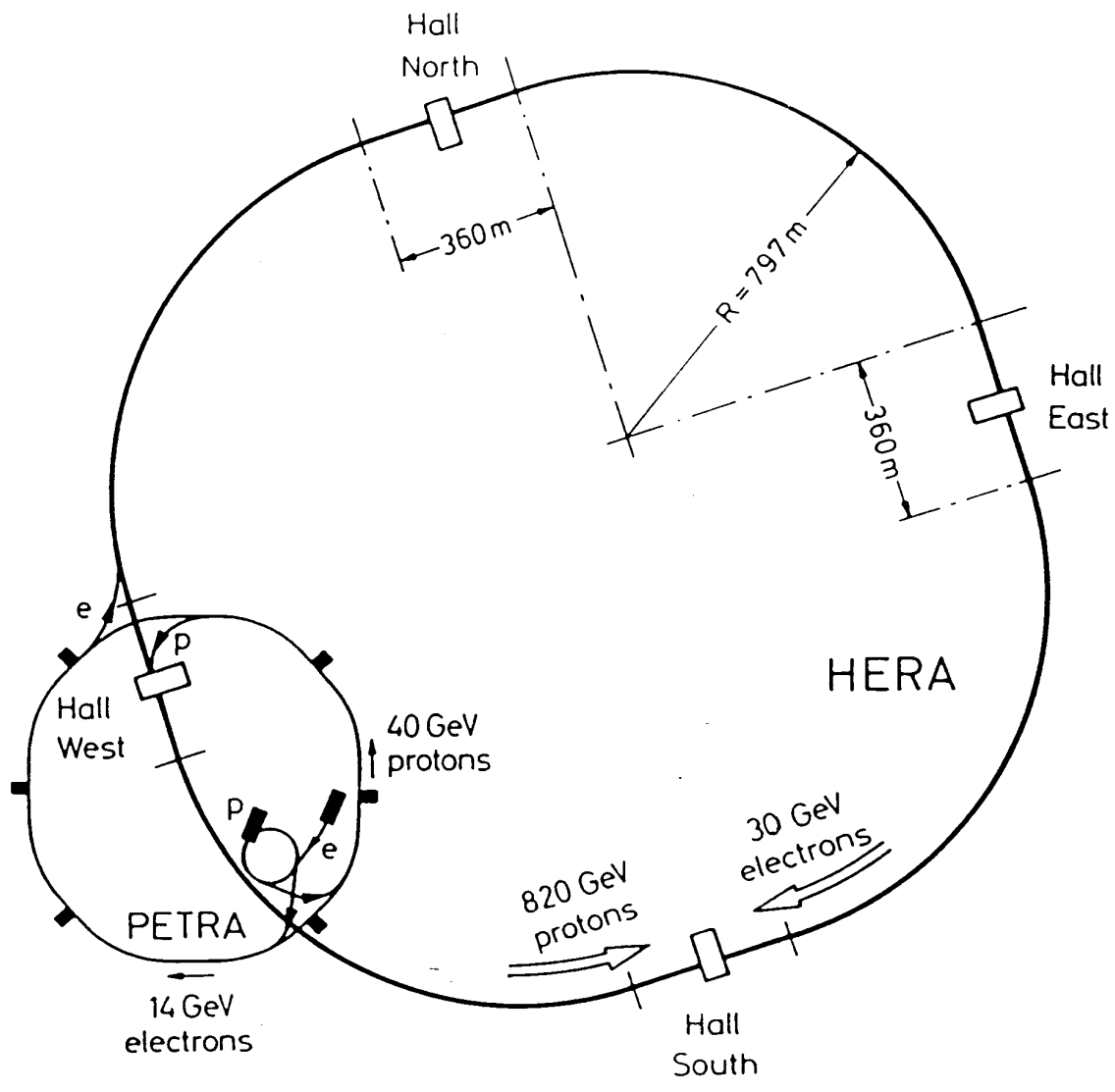


Abbildung 1.1: Skizze des Speicherringes HERA [Sax91].

Die **Hadron-Elektro-Ring-Anlage** HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg, deren Aufbau in Abbildung 1.1 dargestellt ist, ermöglicht seit Mai 1992, Elektronen und Protonen mit der höchsten je an Teilchenbeschleunigern erreichten ep-Schwerpunktsenergie zur Kollision zu bringen. Sie wurde so geplant, daß Elektronen mit 30 GeV und Protonen mit 820 GeV Maximalenergie in zwei Experimentierzonen aufeinander treffen. Damit kann eine Gesamtenergie von 314 GeV im ep-Schwerpunktssystem erreicht und der maximale quadratische Impulsübertrag gegenüber bisherigen Lepton-Nukleon-Streuxperimenten um mehr als zwei Größenordnungen auf etwa  $10^5 \text{ GeV}^2/c^2$  erhöht werden. HERA kann damit Strukturen von bis zu  $10^{-18} \text{ m}$  auflösen.

Um diese hohe Energie zu erzielen, durchlaufen die Teilchen nach ihrer Erzeugung eine Reihe von Vorbeschleunigern, bevor sie in den eigentlichen 6,3 Kilometer langen Speicherring injiziert und auf ihre Endenergie beschleunigt werden. Zur Untersuchung der Wechselwirkungen sind in den zwei Experimentierzonen von HERA große Detektoren, H1 und ZEUS genannt, untergebracht.

## 1.1 Physikalische Fragestellungen bei HERA

Die Physik bei HERA wird besonders durch zwei Stoßprozesse bestimmt: die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung mit hohen Impulsübertragsquadraten  $Q^2$  und Photoproduktionsereignissen, in denen quasireelle Photonen ( $Q^2 \sim 0$ ) mit den Protonen wechselwirken.

Abbildung 1.2 zeigt die Feynman-Diagramme für die tiefinelastische Streuung durch Austausch eines neutralen bzw. geladenen Eichbosons, bei der im Endzustand ein gestreutes Elektron oder ein Neutrino auftritt. Diese Prozesse werden auch NC- bzw. CC-Ereignisse genannt.

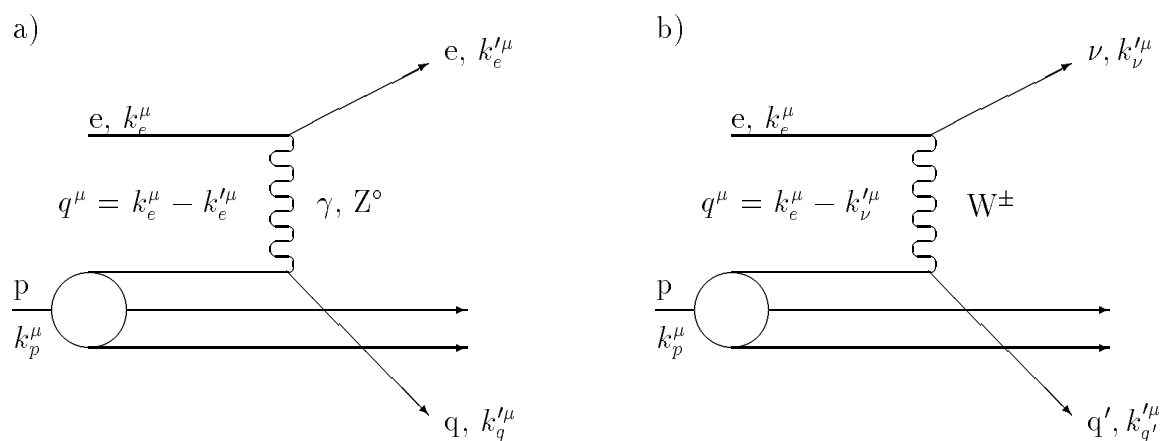


Abbildung 1.2: Feynman-Diagramme eines (a) NC-Ereignisses (engl.: neutral current, NC), (b) CC-Ereignisses (engl.: charged current, CC). Die Viererimpulse sind mit  $k^\mu$  bezeichnet. Das Impulsquadrat  $Q^2$  ist durch den Viererimpulsübertrag  $q^\mu$  definiert:  $Q^2 = -q^\mu q_\mu$ .

Die Experimente am Speicherring HERA ermöglichen damit, verschiedene Aspekte der Elementarteilchenphysik zu untersuchen:

- *Test des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung und Untersuchung der Struktur von neutralen und geladenen Strömen der schwachen Wechselwirkung bei kleinen Abständen*

HERA bietet im Moment mit seiner hohen Schwerpunktsenergie als einziger Beschleuniger die Möglichkeit, die geladenen schwachen Ströme bei hohen Impulsübertragsquadraten  $Q^2$  zu untersuchen. Außerdem verspricht die Option, den Elektronenstrahl longitudinal bis zu 80% zu polarisieren, weitere interessante Aspekte der Kopplung der Elektronen an die Eichbosonen genauer untersuchen zu können, da diese von ihrer Helizität abhängt [Sax91].

- *Bestimmung des Verhaltens der Protonstrukturfunktion bei kleinen Impulsüberträgen und kleinen Werten der Bjorken-Variablen  $x$ , welche den Anteil des vom gestreuten Gluon bzw. Quark getragenen Protonimpulses angibt*

Da dieser Aspekt die physikalische Grundlage des Upgrade-Projektes des H1-Detektors bildet, in dessen Rahmen die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit zu sehen sind, wird dieser Punkt im folgenden etwas ausführlicher behandelt.

Für sehr kleine Werte der Bjorken-Variablen  $x$  wird das Verhalten der Protonstrukturfunktion durch Gluon-Produktion dominiert. Dabei treten nach den Standardentwicklungen der QCD als einzige Wechselwirkungen innerhalb des Nukleons radiative Prozesse auf, womit ein Anstieg in der Partondichte verbunden ist. An diesem Punkt müssen neue Wechselwirkungen zwischen den Partonen in Betracht gezogen werden, da die störungstheoretischen Vorhersagen der QCD nicht mehr korrekt sind. So könnten Rekombinationen der Partonen ein unbegrenztes Anwachsen der Partondichte verhindern. Sie würden nach Gribov et al. [Gri83] zu Sättigungseffekten oberhalb eines kritischen Wertes für die Bjorkenvariable  $x$  führen, wobei Partonzerfälle und Rekombinationsprozesse im Gleichgewicht ständen. Diese Effekte können durch einen zusätzlichen nichtlinearen Term in den Standardentwicklungen der QCD berücksichtigt werden. Nach diesem Modell würde die Protonstrukturfunktion durch die nicht mehr ansteigende Partondichte für sehr kleine  $x$ -Werte flach werden.

- *Beobachtung der hadronischen Struktur des Photons*

Auch hier können mit Hilfe der Experimente am HERA-Speicherring neue Aussagen getroffen werden, vor allem in Bereichen hoher  $\gamma p$ -Schwerpunktsenergie. So wurde erstmals der totale Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt bei etwa 200 GeV bestimmt [H1-93a, Zeu92] und damit ein erster Vergleich mit verschiedenen theoretischen Modellen bei hohen Energien ermöglicht, welcher in Abbildung 1.3 graphisch dargestellt ist. In der Abbildung sind auch die bisherigen Messungen bei kleineren Schwerpunktsenergien zusammengefaßt.

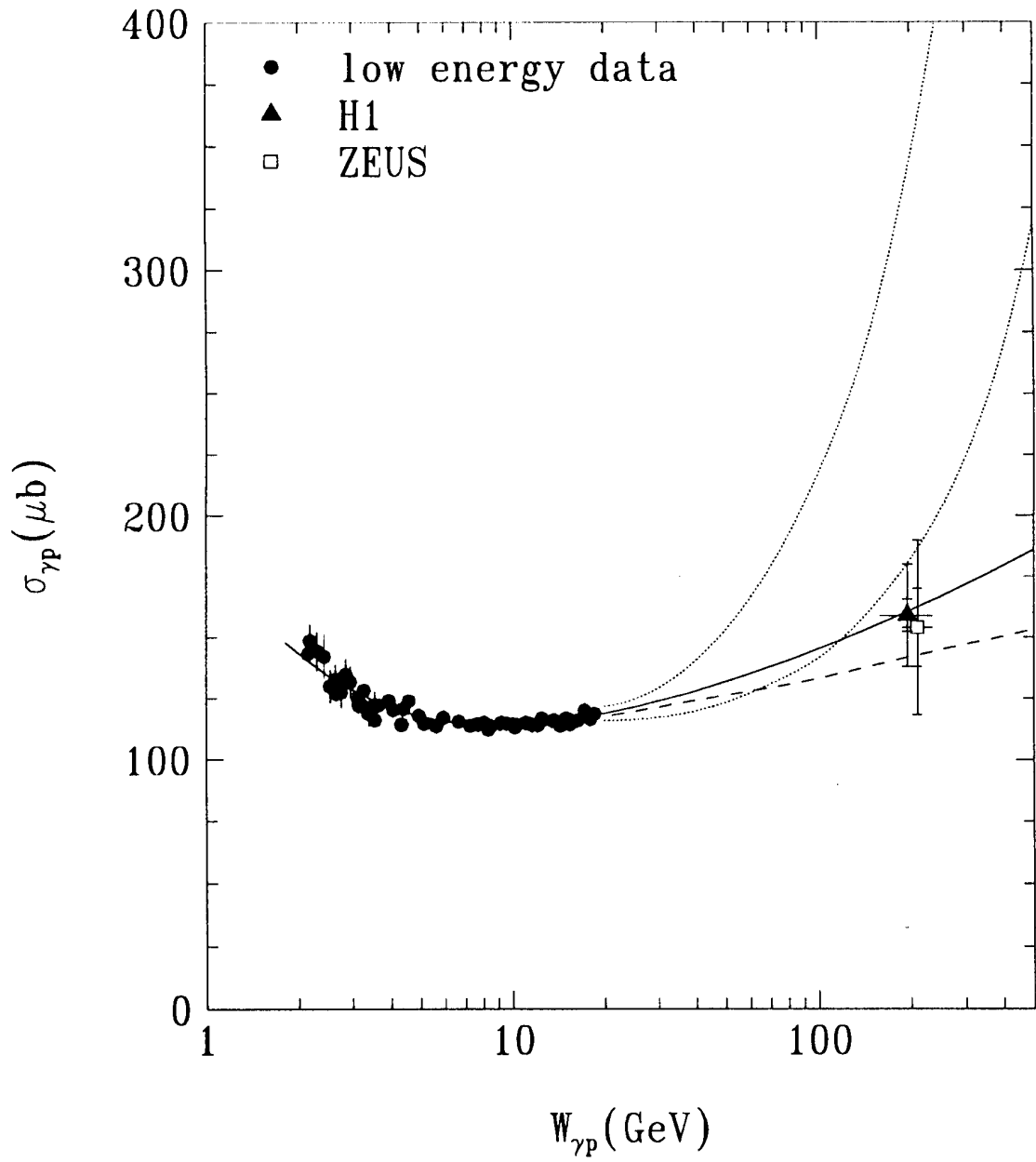


Abbildung 1.3: Der totale  $\gamma p$ -Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie  $W_{\gamma p}$ . Die Meßpunkte für Energien unterhalb von 20 GeV sind der Referenz [Ale87] entnommen. Ebenfalls eingetragen sind die Messungen der HERA-Experimente H1 [H1-93a] und ZEUS [Zeu92]. Die Kurven durch die Punkte stellen verschiedene theoretische Vorhersagen dar.



- *Suche nach neuen Teilchen, wie z. B. schweren Eichbosonen, supersymmetrischen Teilchen oder Leptoquarks*

Der erreichbare kinematische Bereich erlaubt es, angeregte Leptonen oder Quarks oder gebundene Zustände von Leptonen und Quarks, den Leptoquarks, nachzuweisen.

Daneben bietet HERA die Möglichkeit, nach Substrukturen von Leptonen und Quarks zu suchen. Desweiteren können auch schwere Quarks wie b- und c-Quarks produziert werden.

## 1.2 Der H1-Detektor

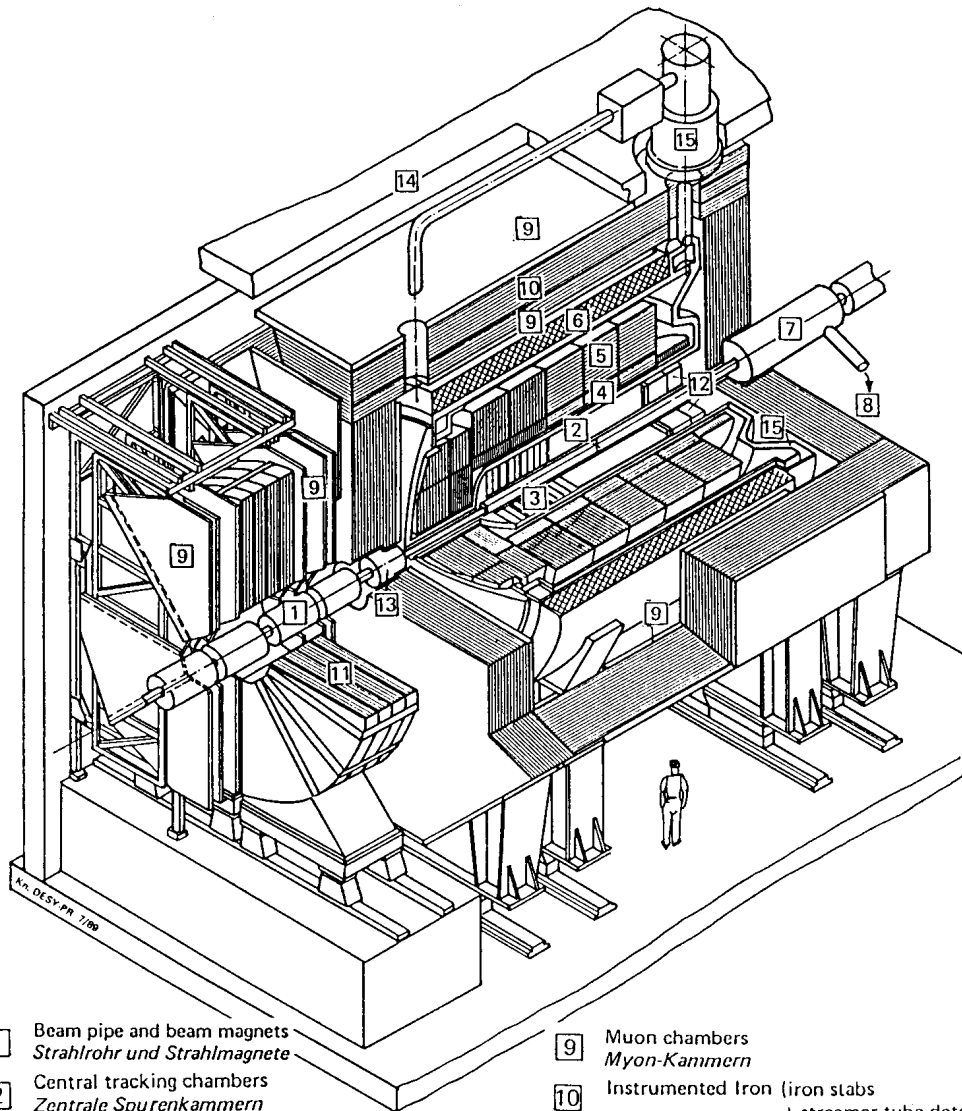
Wie schon in Abschnitt 1.1 dargestellt wurde, kann bei HERA eine Vielfalt an Reaktionen mit unterschiedlichen Ereignissignaturen auftreten. Aufgrund dessen werden hohe Anforderungen an die Detektoren gestellt. So sollten diese die Leptonen besonders bei kleinen Energien optimal identifizieren können, um beispielsweise CC-Ereignisse der tiefinelastischen Streuung von Ereignissen des neutralen Stroms unterscheiden zu können. Gleichzeitig können die für die Kinematik dieser Wechselwirkungen maßgeblichen Variablen  $x$  und  $Q^2$  nur dann präzise aus der Energie und Richtung des gestreuten Elektrons bzw. des Stromjets bestimmt werden, wenn das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter neben einer hohen Energieauflösung auch eine gute Messung der absoluten Energie zuläßt. Diese Einflüsse sind im Rahmen von Simulationsrechnungen untersucht worden [Fel87]. Danach muß die absolute Kalibrierung für Elektronen auf 1% genau geschehen, damit die systematischen Fehler der Strukturfunktionen kleiner als 10% sind.

Die Detektoren sollten den ganzen Raumwinkel hermetisch überdecken, so daß möglichst alle an der Reaktion beteiligten Teilchen nachgewiesen und die nur schwach wechselwirkenden Neutrinos über die Transversalimpulsbilanz entdeckt werden können. Dies ist vor allem für CC-Ereignisse von Bedeutung, da in diesen nur Endzustände mit fehlendem Transversalimpuls und hochenergetische Jets zu beobachten sind und nur so der Impulsübertrag für diese Ereignisse bestimmt werden kann. Zusätzlich müssen die Detektoren auch eine gute Ortsauflösung gewährleisten, um Energie und Impulsrichtung eines Teilchens genau bestimmen zu können.

Der H1-Detektor, welcher in den Abbildungen 1.4 und 1.5 dargestellt ist, wird diesen Anforderungen gerecht. Sein asymmetrischer Aufbau resultiert aus der zu erwartenden Topologie der Ereignisse: da Protonen- und Elektronenimpuls nicht übereinstimmen, wird sich der Schwerpunkt der Reaktionsteilchen in die Flugrichtung des Protons bewegen.

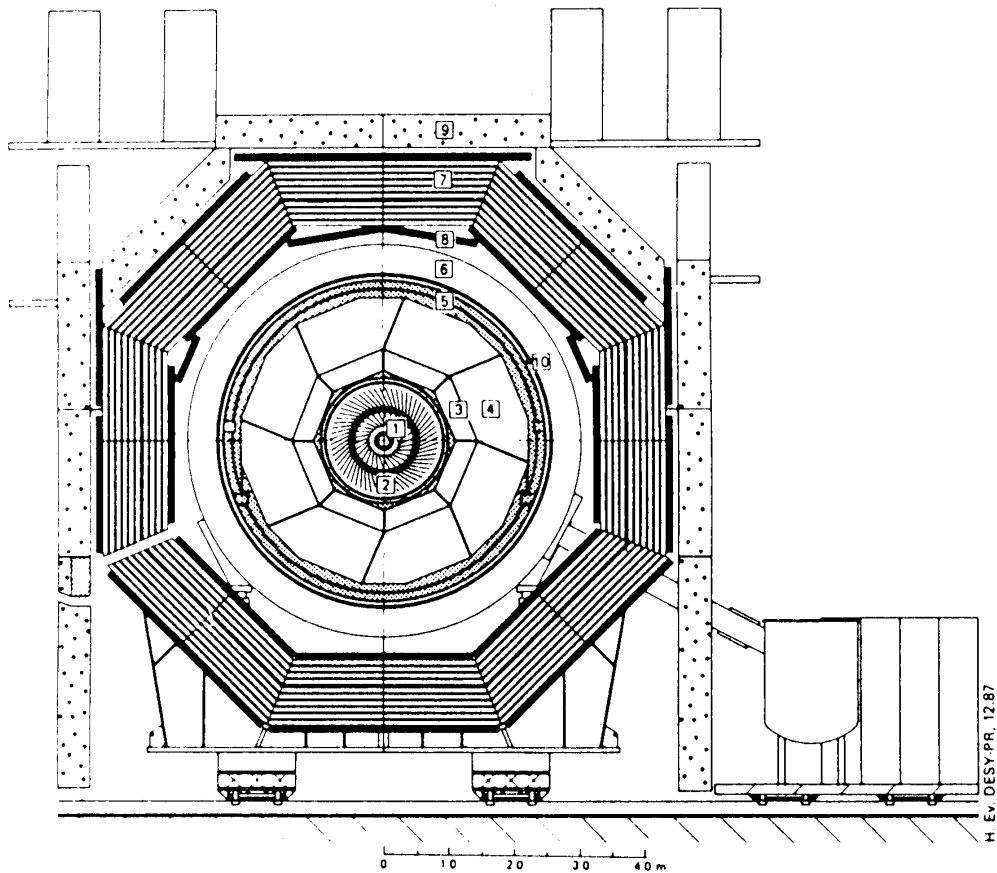
Die einzelnen Detektorkomponenten werden im folgenden kurz erläutert. Dabei beziehen sich die Zahlen in den Klammern auf die Zahlen in Abbildung 1.4. Es ist zu beachten, daß die Zahlen in den Abbildungen 1.4 und 1.5 nicht konsistent sind.

Der Detektor ist nahezu zylindersymmetrisch um das Strahlrohr (1) aufgebaut. Dem Wechselwirkungspunkt am nächsten liegen dabei die zentrale Spurkammer (2) und die Vorwärtspurkammer mit einem Übergangsstrahlungsmodul (3). Mit ihnen können die Spuren geladener Teilchen in einem Polarwinkelbereich von  $5^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$  zur Strahlachse rekonstruiert und ihr Impuls mit einer Auflösung von  $\sigma(p)/p^2 \leq 0,3\%/GeV$  gemessen werden. Dabei schließt der Polarwinkel  $\theta$  den Winkel zwischen der Protonenflugrichtung und der Flugrichtung des Teilchens ein. Die Kammern dienen außerdem zur Messung des Energieverlustes.



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

Abbildung 1.4: Der H1-Detektor [HER88].



- |  |                                 |
|--|---------------------------------|
| <ul style="list-style-type: none"> <li>1 Beam pipe and beam magnets<br/><i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i></li> <li>2 Central tracking chambers<br/><i>Zentrale Spurenkammern</i></li> <li>3 Electromagnetic Calorimeter (lead)<br/><i>Elektronisches Kalorimeter (Blei)</i></li> <li>4 Hadronic Calorimeter (stainless steel)<br/><i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i></li> <li>5 Liquid Argon cryostat<br/><i>Flüssig Argon Kryostat</i></li> <li>6 Superconducting coil (1.2 T)<br/><i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i></li> <li>7 Instrumented Iron (iron slabs + streamer tube detectors)<br/><i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten + Streamerrohren-Detektoren)</i></li> <li>8 Muon chambers<br/><i>Myon-Kammern</i></li> <li>9 Concrete shielding<br/><i>Betonabschirmung</i></li> <li>10 Helium cryogenics<br/><i>Helium Kalteanlage</i></li> </ul> | } Liquid Argon<br>Flüssig Argon |
|--|---------------------------------|

Abbildung 1.5: Schnitt durch den H1-Detektor senkrecht zur Strahlachse [HER88].

An das Spurkammersystem schließt sich mit dem Flüssigargon-Kalorimeter das für das Experiment bedeutendste Detektorelement an. Dabei handelt es sich um ein nichtkompensierendes Sandwich-Kalorimeter, welches sich aus acht sogenannten Rädern zusammensetzt. Für ein nichtkompensierendes Kalorimeter ist das Signalverhältnis von Hadronen zu Elektronen ungleich 1. Die Räder sind wiederum aus acht nahezu trapezförmigen Modulen aufgebaut, die sich in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil gliedern (s. Abbildung 1.5). Für den elektromagnetischen Teil wurde Blei als Konvertermaterial eingesetzt, während der hadronische Teil aus Edelstahlplatten gebaut wurde. Als Nachweismedium findet Flüssigargon Verwendung, das neben einer homogenen Energiedeposition der Teilchen auch eine zeitstabile Kalibrierung ermöglicht. Dieser Aufbau des Kalorimeters läßt eine feine Segmentierung und daher eine gute Ortsauflösung sowie eine hohe Elektron-Pion-Trennung zu [Col90]. Die Energieauflösung beträgt  $\sigma/E \simeq 12\%/\sqrt{E[GeV]}$  für den elektromagnetischen und  $\sigma/E \simeq 50\%/\sqrt{E[GeV]}$  für den hadronischen Teil [H1-93a].

Das gesamte Flüssigargon-Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten (15), welcher das Argon auf die notwendige Temperatur von 90 K kühlen und gleichzeitig für einen Druck von 1,35 bar sorgen soll. Es deckt Winkel zwischen  $4^\circ$  und  $153^\circ$  zur Strahlrichtung ab.

Um auch Messungen für kleinere Winkel durchführen zu können, ergänzen ein Plug-Kalorimeter (13) im extremen Vorwärtsbereich, welches aus Kupfer-Silizium-Schichten aufgebaut ist, und das sogenannte BEMC (**B**ackward **E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter) in Rückwärtsrichtung (12) die Kalorimetrie. Das BEMC ist ein elektromagnetisches Sampling-Kalorimeter. Es setzt sich aus Bleischichten als Absorbermaterial und Szintillatorplatten als Nachweismaterial zusammen, wobei die Signalauslese über Wellenlängenschieber und Photodioden geschieht. Es hat die Aufgabe, die unter kleinen Winkeln mit  $\theta \leq 176^\circ$  erzeugten Teilchen nachzuweisen.

Um den kinematischen Bereich der bei HERA möglichen Prozesse zu erweitern, beabsichtigt die H1-Kollaboration, den Rückwärtsbereich des Detektors neu zu gestalten [H1-92b]. So ist neben einem verbesserten System für die Spurrekonstruktion und Impulsmessung auch der Bau eines neuen Rückwärtskalorimeters geplant. Einzelheiten dieses Projektes werden in Kapitel 3 näher behandelt.

Die supraleitende Spule (6) erzeugt ein homogenes, parallel zur Strahlachse verlaufendes Magnetfeld von 1,2 Tesla, mit dessen Hilfe aus dem Krümmungsradius der Teilchenbahnen der Transversalimpuls bestimmt werden kann. Die Genauigkeit des Magnetfeldes parallel zur Strahlachse liegt bei  $\Delta B_z/B_z \leq 3\%$ . Sein Einfluß auf die Strahlführung wird durch einen Kompensationsmagneten (7) ausgeglichen.

Zur Rückführung des magnetischen Flusses dient das instrumentierte Eisenjoch. Es ist aus zehn Eisenplatten mit je 7,5 cm Stärke aufgebaut, in deren Zwischenräume Streamerröhren-Detektoren installiert wurden. Dadurch können neben Myonen auch Teilchenschauer, die nicht vollständig im Flüssigargon-Kalorimeter absorbiert wurden, nachgewiesen werden.

Der H1-Detektor wird im Vorwärtsbereich durch einen Eisentoroiden (11) und einige Myonenkammern (9) vervollständigt. Zusammen bilden diese ein Magnetspektrometer, um den Impuls in Vorwärtsrichtung erzeugter Myonen zu bestimmen. Aus Gründen des Strahlenschutzes ist der Detektor zudem mit einer Betonabschirmung (14) umgeben.

## 1.3 Ziele der Arbeit

Wie bereits in Abschnitt 1.1 dieses Kapitels erwähnt wurde, ist die Untersuchung von tiefinelastischen Streuprozessen mit einem kleinen quadratischen Impulsübertrag und einem sehr kleinen Wert für die Bjorken-Variable  $x$  für das weitere Verständnis der Struktur des Protons von großer Bedeutung. Da sich diese Ereignisse durch ein in den Rückwärtsbereich gestreutes Elektron auszeichnen, muß das Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors Elektronen sehr gut messen und identifizieren können.

Die H1-Kollaboration beabsichtigt deshalb, das derzeitige Rückwärtskalorimeter durch ein neues Kalorimeter zu ersetzen. Hierfür stehen zwei Alternativen zur Auswahl: ein homogenes Kalorimeter aus Bleifluorid-Kristallen und ein Spaghetti-Kalorimeter. Kapitel 3 erläutert die physikalische Motivation dieses Projektes und stellt die beiden Alternativen für ein neues BEMC dar.

Bleifluorid-Kristalle werden erst seit kurzer Zeit in Testmessungen untersucht. Hier gibt es noch wenige Informationen darüber, in welchem Maße sich mit ihnen Elektronen und Pionen trennen lassen. Um das Verhalten von Hadronen in Bleifluorid zu bestimmen, wurde ein  $\text{PbF}_2$ -Modul am T7N-Teststrahl des CERN-PS untersucht. Ziel des ersten Teils dieser Arbeit ist es, die Teststrahldaten im Hinblick auf die Trennung von Elektronen und Pionen auszuwerten. Dazu wird zunächst in Kapitel 4 der Aufbau und die Datennahme des Experimentes am Teststrahl dargelegt. In Kapitel 5 folgt dann die eigentliche Analyse der Daten, die mit einer Bewertung der erzielten Resultate abschließt.

Der zweite Teil der Arbeit hat das Ziel, die Auslese des Szintillationslichtes eines Spaghetti-Kalorimeters zu optimieren, um die Messung der Energien von Elektronen zu verbessern. Dafür war es notwendig, ein Monte-Carlo-Programm zu erstellen, mit dessen Hilfe die Lichterzeugung und der Lichttransport in szintillierenden Fasern simuliert werden konnte. Gleichzeitig wurde dieses Programm um die Simulation eines an eine szintillierende Faser gekoppelten Lichtleiters erweitert. Auf diese Weise konnten verschiedene Parameter in der Geometrie des Lichtleiters in ihrer Wirkung auf seine Funktionsweise analysiert werden. In Kapitel 6 werden dazu die physikalischen Grundlagen und Eigenschaften szintillierender Fasern dargelegt. In Kapitel 7 folgt zunächst eine Beschreibung des Simulationsprogrammes. Im Anschluß daran werden die Resultate der Simulationen vorgestellt und diskutiert.

# Kapitel 2

## Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie

Durchqueren hochenergetische Teilchen Materie, so verlieren sie auf ihrem Weg aufgrund verschiedener Wechselwirkungen Energie. Dabei erzeugte Sekundärteilchen produzieren ihrerseits neue Teilchen, so daß sich eine Teilchenkaskade entwickelt. Diese wird als Schauer bezeichnet. Je nach Art der auslösenden und erzeugten Teilchen wird zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern unterschieden. Letztere entstehen durch Hadronen in nuklearen Wechselwirkungen, während elektromagnetische Schauer von Elektronen, Positronen und Photonen ausgelöst werden. Zudem sind auch neutrale Pionen und  $\eta$ -Mesonen in der Lage, einen solchen Schauer zu starten, da sie in zwei Photonen zerfallen können. Dadurch wird im allgemeinen ein hadronische Schauer von einem elektromagnetischen Schauer begleitet.

Im folgenden werden zunächst die Eigenschaften der beiden Schauertypen dargestellt. Daran schließt sich ein Abschnitt über die Grundlagen der Schauerzähler an.

### 2.1 Elektromagnetische Schauer

#### 2.1.1 Wechselwirkungen und Teilchenproduktion in elektromagnetischen Schauern

Elektronen, Positronen wie auch Photonen wechselwirken über Prozesse elektromagnetischer Natur mit der Materie. Photonen verhalten sich in einem Materieblock jedoch anders als geladene Teilchen. Für Elektronen und Positronen treten die folgenden Prozesse auf:

- *Annihilation*:  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$   
Vernichtung eines Positrons mit einem Elektron in zwei Photonen;
- *verschiedene Streuprozesse*
  - Møller-Streuung:  $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$   
Streuung eines Elektrons an einem Elektron,

– Bhabha–Streuung:  $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$   
 Streuung eines Positrons an einem Elektron,

– Vielfachstreuung an Atomkernen:  $e^- + Kern \rightarrow e^- + Kern$ ;

- *Ionisations- und Anregungsprozesse, Emission von Čerenkov–Licht*;
- *Bremsstrahlung:  $e^\pm + Kern \rightarrow e^\pm + Kern + \gamma$*   
 Abbremsung eines Elektrons oder Positrons im Coulombfeld eines Kerns und Abstrahlung eines Photons.

Dieser letzte Prozeß dominiert den Energieverlust des hochenergetischen Elektrons bzw. Positrons solange, bis dessen Energie auf einen kritischen Wert  $E_c$  abgesunken ist. Für kleine Energien dominieren Ionisations- und Anregungsprozesse. Die übrigen Wechselwirkungen spielen nahezu keine Rolle. Somit trägt die Bremsstrahlung wesentlich zur Schauerentwicklung bei. Mit Hilfe der materialabhängigen Strahlungslänge  $X_0$  kann der mittlere Energieverlust eines Elektrons in Materie durch Bremsstrahlung wie folgt beschrieben werden [Seg65]:

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

mit

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

und

$$\begin{aligned} \alpha &= e^2/\hbar c \simeq 1/137 = \text{Feinstrukturkonstante,} \\ e &= \text{Elementarladung,} \\ r_e &= e^2/(m_e c^2), \text{ klassischer Elektronenradius,} \\ A &= \text{Massenzahl des Absorbers,} \\ Z &= \text{Kernladungszahl des Absorbers,} \\ \rho &= \text{Dichte des Absorbermaterials,} \\ N_A &= \text{Avogadrosche Konstante.} \end{aligned}$$

Aus Gleichung 2.1 folgt, daß die Energie exponentiell abnimmt. Die Strahlungslänge  $X_0$  gibt dabei die mittlere Strecke an, auf der die Anfangsenergie  $E_0$  des Elektrons auf den Bruchteil  $1/e$  abgefallen ist. Näherungsweise läßt sich  $X_0$  auch über

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

berechnen. Diese Approximation ist für Materialien mit einer Kernladungszahl  $Z > 13$  besser als 20% [Fab85].

Für den Energieverlust schwerer geladener Teilchen wie Protonen oder Myonen spielt der Prozeß der Bremsstrahlung keine wesentliche Rolle, da das Energiespektrum der erzeugten Photonen über  $E_\gamma \propto 1/m_0^4$  mit der Masse  $m_0$  des Teilchens zusammenhängt.

Photonen, die in einen Materieblock eindringen oder von Elektronen im elektrischen Kernfeld abgestrahlt werden, tragen ebenfalls zur Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers

bei. Gelangen sie in die Nähe eines Atomkerns und besitzen sie eine Energie, die größer als die zweifache Ruheenergie eines Elektrons ist, so sind sie in der Lage, in ein Elektron–Positron–Paar zu konvertieren. Dieser Prozeß wird als Paarbildung bezeichnet. Da er eng mit dem Prozeß der Bremsstrahlung verknüpft ist, ergibt sich nach Ott [Ott53] für die mittlere Strecke, die ein Photon zurücklegt, bis es in ein Elektron–Positron–Paar konvertiert, ein Wert von

$$\lambda = \frac{9}{7}X_0. \quad (2.4)$$

Neben der Paarbildung treten weitere Effekte, die den Energieverlust bei geringen Photonenenergien dominieren, auf:

- *atomarer Photoeffekt*:  $\gamma + Atom \rightarrow e^- + Atom^+$   
Absorption eines Photons von einem Atom und Emission eines Elektrons;
- *Compton–Streuung*:  $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$   
Inkohärente Streuung von Photonen an den Elektronen des Atoms.

Abbildung 2.1 zeigt die Wirkungsquerschnitte für die drei aufgeführten Prozesse in Abhängigkeit von der Energie des Photons für drei verschiedene Atomsorten.

## 2.1.2 Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern

Wie in Abschnitt 2.1.1 dargestellt wurde, verlieren Elektronen und Positronen bis zu einer kritischen Energie  $E_c$  ihre Energie hauptsächlich durch Bremsstrahlungsprozesse. Für geringere Energien dominieren Ionisations- und Anregungsprozesse. Daher kann die kritische Energie  $E_c$  über die Gleichung

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_c, \text{Bremsstrahlung}} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_c, \text{Ionisation}} \quad (2.5)$$

definiert werden. Für sie gilt die Näherung [Ama81]:

$$E_c \simeq \frac{550 \text{ MeV}}{Z}. \quad (2.6)$$

In Abbildung 2.2 sind die relativen Beiträge zum Energieverlust durch Bremsstrahlung sowie Ionisationen und Anregungen für verschiedene Atomsorten dargestellt. Die Pfeile an den Schnittpunkten der Kurven deuten auf die Lage von  $E_c$  hin.

Die Ionisations- und Anregungsprozesse sind für die Kalorimetrie von großer Bedeutung. Bethe [Bet30] und Bloch [Blo32] gelang es, den mittleren Energieverlust durch diese Prozesse zu bestimmen. Danach gilt für den mittleren Energieverlust pro Wegstrecke eines Elektrons

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{m_e c^2 \beta^2} \left[ \ln \left( \frac{m_e c^2 \beta^2 T}{2I^2 (1 - \beta^2)} \right) - \left( 2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln 2 + (1 - \beta^2) + \frac{(1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2}{8} - \delta \right] \quad (2.7)$$



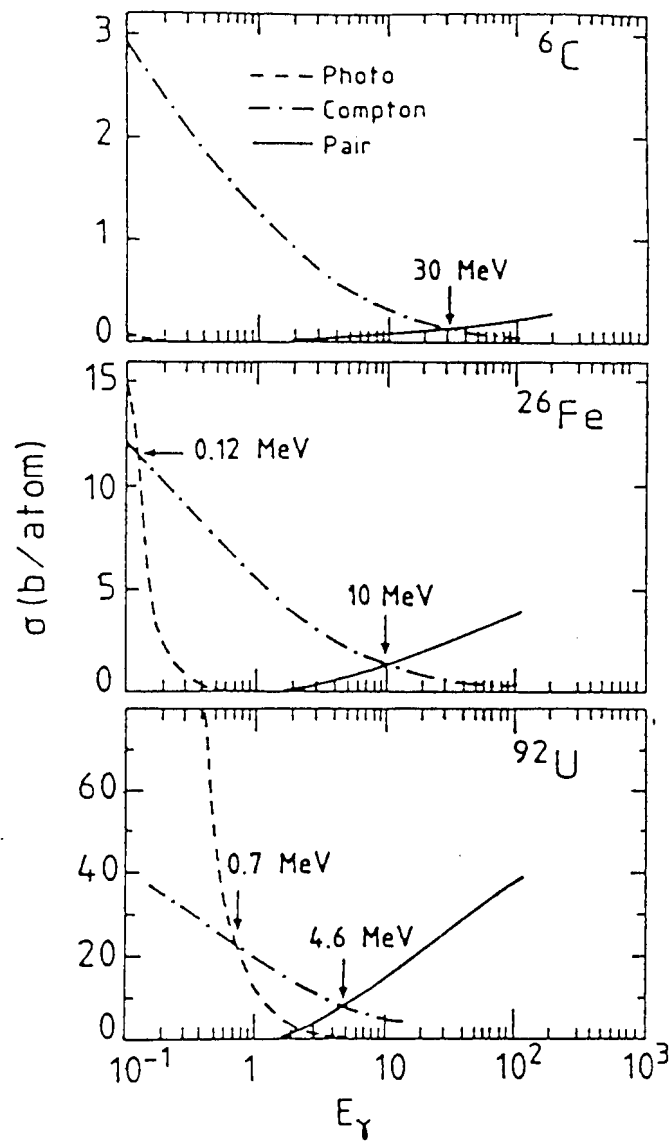


Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitt für Paarbildung, Compton-Streuung und Photoeffekt in Abhängigkeit von der Photonenergie für verschiedene Absorbermaterialien [Fab89].

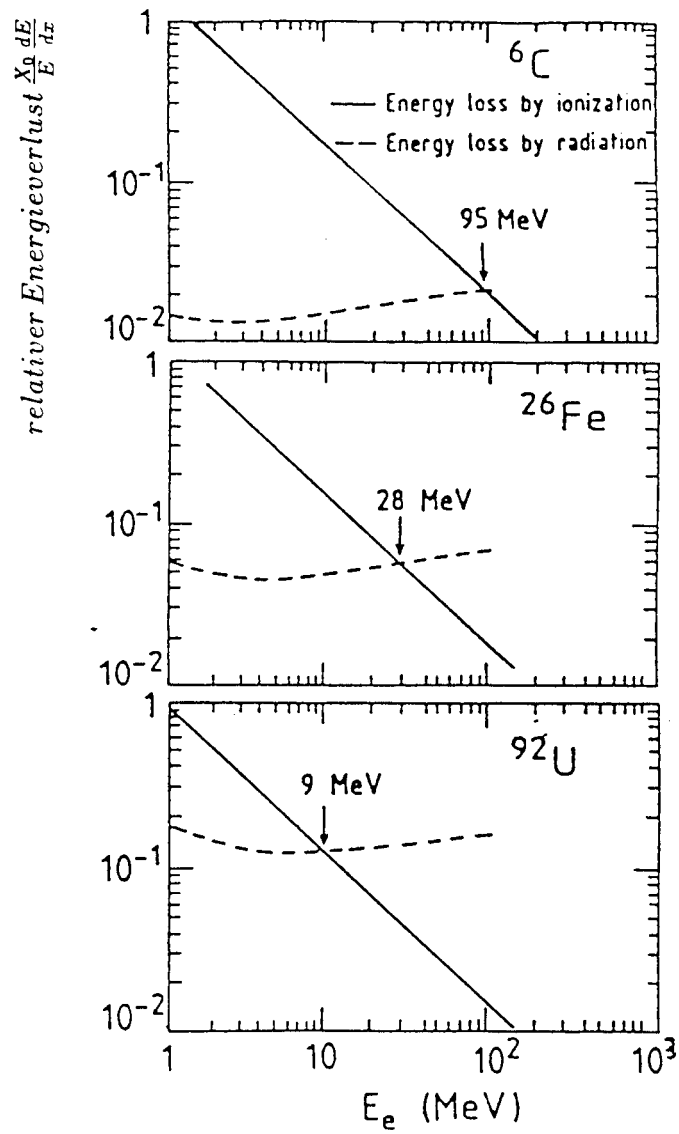


Abbildung 2.2: Relativer Energieverlust durch Bremsstrahlung und Ionisation in Abhängigkeit von der Elektronenenergie für verschiedene Absorbermaterialien [Fab89]. Die Pfeile an den Schnittpunkten der Kurven deuten auf die Lage von  $E_c$  hin.

mit

- $e$  = Elementarladung,
- $m_e$  = Ruhemasse des Elektrons,
- $\beta = v/c$ ,
- $T$  = kinetische Energie des Elektrons,
- $n$  = Dichte der Elektronen im Absorbermaterial,
- $I$  = mittleres Ionisationspotential des Absorbermaterials,
- $\delta$  = Dichtekorrekturfunktion nach Sternheimer [Ste52].

Einige Beispiele für die Energieabhängigkeit des mittleren Energieverlustes durch Ionisation und Anregung zeigt Abbildung 2.3, in der die theoretischen Erwartungen für  $dE/dx$  als Funktion der kinetischen Energie für verschiedene schwere Teilchen aufgetragen sind.

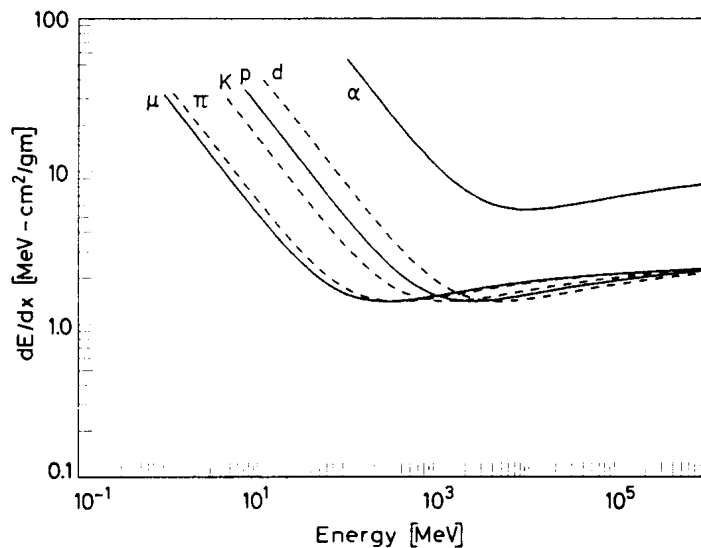


Abbildung 2.3: Ionisationsverlust für schwere geladene Teilchen in Blei als Funktion der Energie [Leo87].

Bei nichtrelativistischen Energien fällt der mittlere Energieverlust solange wie  $1/\beta^2$  ab, bis die kinetische Energie des Teilchens ungefähr seiner vierfachen Ruhemasse entspricht. An diesem Punkt erreicht der mittlere Energieverlust ein Minimum, weshalb Teilchen, die diese Energie besitzen, 'minimal ionisierend' heißen. Der sich anschließende Anstieg des Energieverlustes läßt sich auf zwei Effekte zurückführen: ein Anwachsen des maximalen Energieübertrags in einer einzelnen Kollision und einer größeren transversalen Komponente des elektrischen Feldes des einfallenden Teilchens, so daß Zusammenstöße mit immer entfernteren Atomen wichtig werden. Diese Effekte führen zu einer Abhängigkeit  $dE/dx \sim \ln\gamma$ , während der Term  $1/\beta^2$  nahezu konstant bleibt. Für sehr hohe Energien begrenzen Polarisierungseffekte im Material den weiteren Anstieg des mittleren Energieverlustes.

### 2.1.3 Modelle zur Schauerentwicklung

Elektromagnetische Schauer entwickeln sich durch eine Vielzahl von Wechselwirkungen, die statistischen Gesetzmäßigkeiten folgen. Die Komplexität dieser Vorgänge erschwert eine analytische Beschreibung des Schauers, weshalb auf vereinfachende Modelle zurückgegriffen werden muß, um überhaupt analytische Aussagen über die Schauerentwicklung machen zu können. Eines dieser Modelle wurde von Heitler [Hei44] vorgeschlagen. Danach emittiert im Mittel ein in einen Materieblock eindringendes Elektron mit der Anfangsenergie  $E_0$  nach einer Strahlungslänge ein Photon mit der Energie  $E_\gamma = E_0/2$ . Das Modell berücksichtigt dabei die Beobachtung, daß die Energien der abgestrahlten Bremsstrahlungspotonen näherungsweise gleichverteilt sind. Das Photon materialisiert anschließend nach einer Strahlungslänge, wobei ein Elektron–Positron–Paar mit einer mittleren Energie von je  $E_\gamma/2$  entsteht. Das primäre Elektron strahlt seinerseits wiederum ein Photon ab. Seine Energie verringert sich dabei auf ein Viertel seiner Anfangsenergie. Somit sind nach zwei Strahlungslängen  $4=2^2$  Teilchen entstanden. Werden diese Überlegungen weitergeführt, so findet man, daß nach  $t$  Strahlungslängen  $2^t$  Teilchen mit einer mittleren Energie von je  $\langle E \rangle = E_0/2^t$  entstanden sind. Solange dabei die Energie der geladenen Teilchen oberhalb der kritischen Energie liegt, geben sie ihre Energie nur über Bremsstrahlungsprozesse ab. Verluste durch Ionisation werden vernachlässigt. Teilchen, deren Energie den Wert der kritischen Energie unterschreitet, verlieren im folgenden ausschließlich durch Ionisation und Anregungen ihre Energie, während Bremsstrahlungsprozesse keine Rolle spielen. Demzufolge legen die Teilchen eine mittlere Strecke von

$$t_{max} = \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right)}{\ln 2} \quad (2.8)$$

zurück, ehe das Schauermaximum bei  $\langle E \rangle = E_c$  erreicht ist. An diesem Punkt gilt für die Zahl der Teilchen:

$$N(E_0, E_c) = N_{max} \propto \frac{E_0}{E_c}. \quad (2.9)$$

Nach diesem Modell wächst also die longitudinale Ausdehnung eines Schauers logarithmisch mit der Anfangsenergie  $E_0$  des Primärteilchens an.

Für die Anwendung bei Schauerzählern ist die totale Spurlänge  $T$ , die die Summe der Spurlängen aller geladenen Teilchen wiedergibt, wichtig. Sie ist proportional zur Primärenergie  $E_0$ . Somit ist es möglich, auf die Primärenergie eines Teilchens zurückzuschließen, falls die Spurlänge  $T$  bestimmt werden kann. Dieser Zusammenhang bildet die Grundlage der Kalorimetrie. Auf diesen Aspekt wird in Abschnitt 2.3 näher eingegangen.

Ein anderes Modell, dessen Annahmen der Realität näher kommen, stammt von Rossi [Ros52]. In dieser sogenannten Approximation B werden

- die Compton–Streuung vernachlässigt,
- der Energieverlust durch Ionisation als energieunabhängig betrachtet

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Ionisation} = -\frac{E_c}{X_0}, \quad (2.10)$$

- Vielfachstreuung vernachlässigt und der elektromagnetische Schauer als eindimensionales Gebilde behandelt.

Die wichtigsten Ergebnisse dieses Modells sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

	Einfallendes Elektron	Einfallendes Photon
Schauermaximum, $t_{max} [X_0]$	$\ln \frac{E_0}{E_c} - 1$	$\ln \frac{E_0}{E_c} - 0,5$
Schauerschwerpunkt, $t_s [X_0]$	$t_{max} + 1,4$	$t_{max} + 1,7$
Anzahl der $e^+$ und $e^-$ bei $t_{max}$	$0,3 \cdot \frac{E_0}{E_c} \cdot \frac{1}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{E_c} - 0,37}}$	$0,3 \cdot \frac{E_0}{E_c} \cdot \frac{1}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{E_c} - 0,31}}$
Totale Spurlänge $T [X_0]$	$\frac{E_0}{E_c}$	$\frac{E_0}{E_c}$

Tabelle 2.1: *Eigenschaften der longitudinalen Entwicklung elektromagnetischer Schauer, berechnet mit Rossis Approximation B.*

Neben diesen einfachen Modellen tragen vor allem auch Simulationen zum guten Verständnis von elektromagnetischen Schauern bei. Zu diesen zählt das Programmpaket EGS4<sup>1</sup> [Nel85]. Es verfolgt jedes einzelne Teilchen eines Schauers und entscheidet mit Hilfe eines Zufallsgenerators, ob die in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen Einzelprozesse stattfinden. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte dienen dabei der Gewichtung der Auftrittswahrscheinlichkeit eines jeden Prozesses.

Abbildung 2.4 stellt die mittlere longitudinale Energiedeposition in Blei und Kupfer als Funktion der Strahlungslänge dar. Sie zeigt ein für verschiedene Materialien ähnliches Profil, welches nach Longo et al. [Lon75] mit Hilfe der Gleichung

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

parametrisiert werden kann. Dabei ist die Größe  $t$  die longitudinale Tiefe in Einheiten der Strahlungslänge, während  $a$  und  $b$  zwei von der Primärenergie abhängige Variablen sind, die durch  $b \simeq 0,5$  und  $a = b \cdot t_{max}$  beschrieben werden können [Fab85].

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

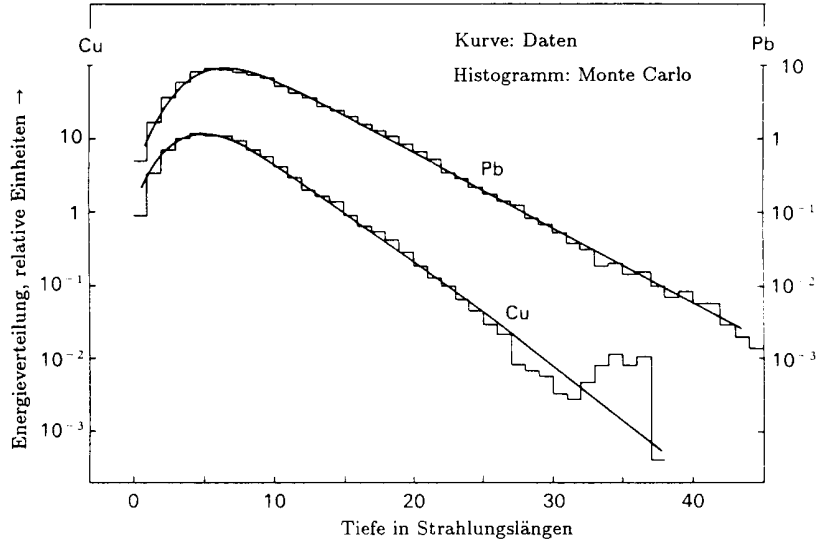


Abbildung 2.4: *Longitudinale Energieverteilung elektromagnetischer Schauer für verschiedene Materialien [Bat70].*

Die transversale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers wird hauptsächlich durch die Vielfachstreuung der Elektronen bestimmt. Dabei werden diese an den Atomkernen des Absorbermaterials elastisch gestreut. Nach der Molièreschen Theorie gilt für den mittleren Ablenkwinkel  $\langle\theta\rangle$  eines Elektrons der Energie  $E$  nach der Durchquerung einer Materieschicht der Dicke  $x$  [Mol47]:

$$\sqrt{\langle\theta^2\rangle} = \frac{21MeV}{E} \sqrt{\frac{x}{X_0}}. \quad (2.12)$$

Analog zur Strahlungslänge  $X_0$  läßt sich auch für die transversale Schauerentwicklung eine Größe angeben. Diese Größe wird als Molière–Radius  $R_M$  bezeichnet. Er ergibt sich aus

$$R_M \simeq \frac{21MeV}{E_c} X_0. \quad (2.13)$$

Wie die Messungen von Bathow et al. [Bat70] gezeigt haben, werden ungefähr 90% der Energie eines Primärteilchens innerhalb eines Zylinders mit dem Radius  $R_M$  um die Schauerachse deponiert. Für einen Zylinder mit einem Radius von  $3R_M$  erhöht sich der Wert auf etwa 99%. Abbildung 2.5 zeigt die transversale Verteilung der Energie eines elektromagnetischen Schauers in radialen Intervallen um die Schauerachse. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis einer Monte-Carlo-Rechnung, während die Punkte Meßergebnisse angeben. Wie sich aus der Abbildung entnehmen läßt, ist auch das transversale Profil nahezu materialunabhängig, wenn die radiale Ausdehnung in Einheiten des Molière–Radius gemessen wird. Allerdings beschreibt der Molière–Radius nur den Kern der transversalen Schauerentwicklung richtig, da die Aufweitung des Schauers an seiner Peripherie hauptsächlich auf niederenergetische Photonen, welche in dem Materieblock weniger abgeschwächt werden, zurückzuführen ist.

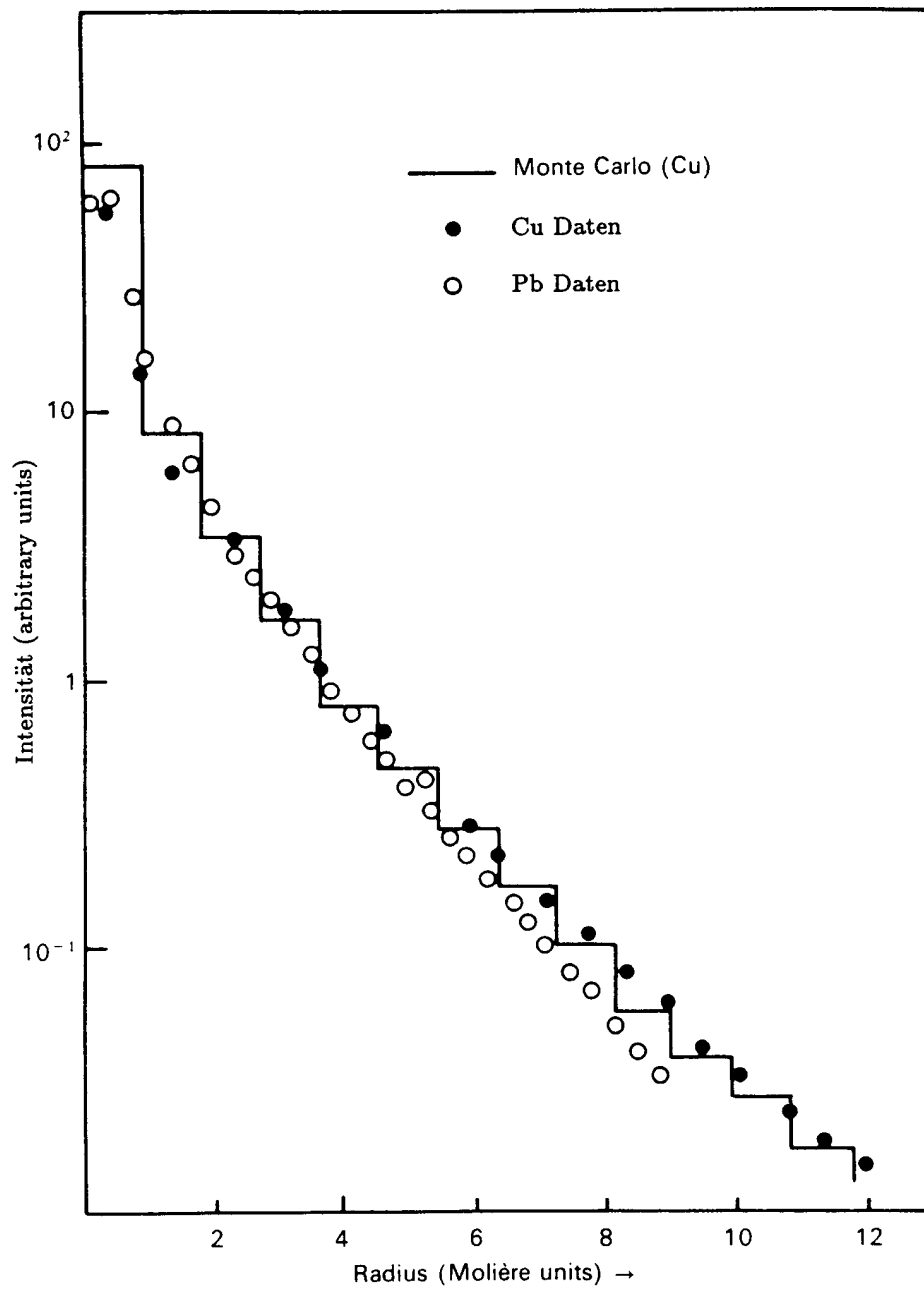


Abbildung 2.5: *Transversale Energieverteilung elektromagnetischer Schauer in radialen Intervallen um die Schauerachse [Bat70].*

## 2.2 Hadronische Schauer

### 2.2.1 Grundlegende Eigenschaften hadronischer Schauer

#### Wechselwirkungen und Teilchenproduktion

Hadronische Schauer unterscheiden sich in ihren Wechselwirkungen stark von elektromagnetischen Schauern. Die Prozesse, die zur Entwicklung eines hadronischen Schauers führen, sind wesentlich komplizierter und vielfältiger, weshalb starke Fluktuationen in der Struktur und Entwicklung der Schauer auftreten. Aufgrund dessen sind, verglichen mit elektromagnetischen Schauern, keine einfachen Beschreibungen hadronischer Schauer möglich. Dennoch sind die grundlegenden Prozesse gut verstanden. Ihre Beiträge zur Schauerentwicklung werden im folgenden kurz erläutert.

Die Entwicklung eines hadronischen Schauers läßt sich zeitlich in zwei Phasen aufteilen [Ama81]. Diese sind in Abbildung 2.6 skizziert.

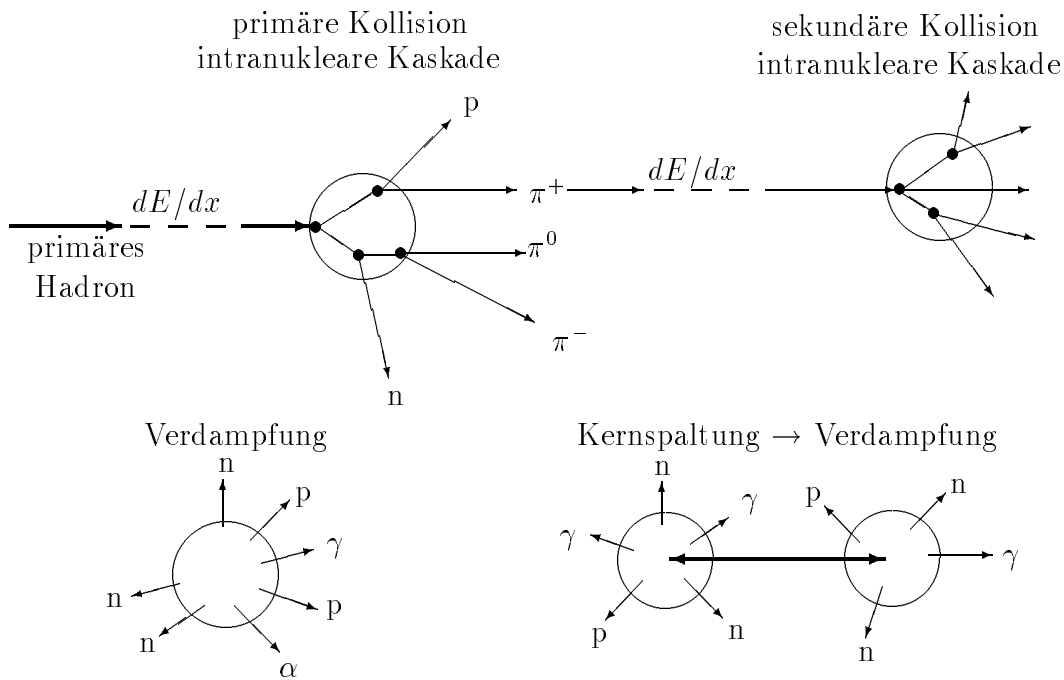


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkung (aus [Zei92]).

In der ersten Phase löst ein hochenergetisches Hadron bei seinem Eindringen in einen Kern des Absorbermaterials eine intranukleare Kaskade aus, in der — ausreichend Energie vorausgesetzt — Pionen und andere Hadronen erzeugt werden. Diese können Atomkerne anregen oder in nachfolgenden sekundären Kollisionen weitere intranukleare Kaskaden auslösen. Diese erste Phase findet auf einer Zeitskala von etwa  $10^{-22}$  Sekunden statt. In der zweiten



Phase geben die angeregten Kerne in einem Verdampfungsprozeß ihre Anregungsenergie ab. Dabei emittieren sie Nukleonen und Photonen. Ebenso ist es möglich, daß vor dem Verdampfungsprozeß eine Kernspaltung stattfindet. Die Dauer dieser Phase beträgt etwa  $10^{-18} - 10^{-13}$  Sekunden. Im weiteren Verlauf der Schauerentwicklung treten auf einer Zeitskala von  $10^{-8} - 10^{-6}$  Sekunden Zerfälle von Pionen und Myonen auf.

Abbildung 2.7 zeigt die Ergebnisse von drei verschiedenen Monte-Carlo-Rechnungen, in denen die relativen Anteile der wichtigsten Prozesse in einem hadronischen Schauer ermittelt wurden. Anhand der zum Teil recht großen Unterschiede wird deutlich, daß sich hadronische Schauer nur schwierig im Rahmen eines Modells behandeln lassen, da das Ergebnis sehr von den in das Modell eingebrachten Annahmen abhängt. Allerdings wird das Modell von Gabriel als das realistischste Modell angesehen.

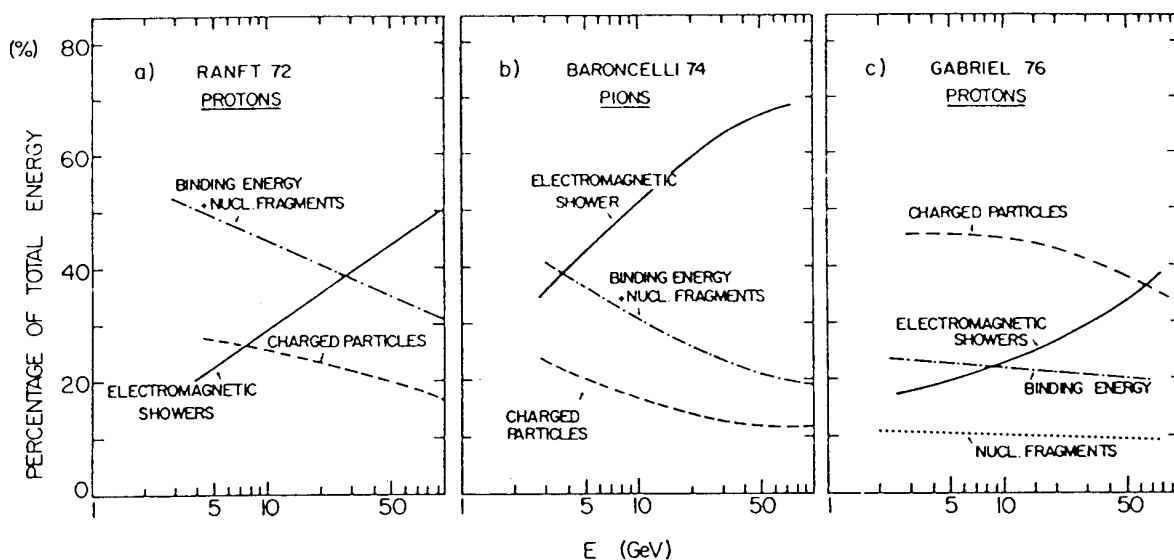


Abbildung 2.7: Relative Anteile der wichtigsten Prozesse eines hadronischen Schauers nach Monte-Carlo-Untersuchungen von Ranft [Ran72], Baroncelli [Bar74] und Gabriel [Gab76].

## Energiedeposition

Hadronische Schauer deponieren einen erheblichen Teil der Energie des Primärteilchens nicht nachweisbar im Kalorimeter. Dafür sind vor allem die folgenden Prozesse verantwortlich:

- Erzeugung von Neutrinos und hochenergetischen Myonen;
- Verluste aufgrund der Kern-Bindungsenergie, welche während der verschiedenen Phasen der hadronischen Schauerentwicklung aufgebracht werden muß;
- Rückstöße schwerer Kerne.

Diese fehlenden Beiträge beeinflussen stark die mit einem hadronischen Kalorimeter erreichbare Auflösung. Die Prozesse, in denen hingegen Energie sichtbar im Detektor deponiert wird, sind zu einem erheblichen Teil auf Ionisationen und Anregungen durch geladene Teilchen sowie auf niederenergetische Neutronen zurückzuführen.

## 2.2.2 Die räumliche Entwicklung hadronischer Schauer

Die Materialabhängigkeit der longitudinalen und transversalen Schauerentwicklung kann bei den Hadronen einheitlich beschrieben werden. Dies geschieht mit Hilfe der nuklearen Absorptionslänge  $\lambda$ , die sich über die Gleichung

$$\lambda = \frac{A}{\rho \cdot N_A \cdot \sigma_h} \quad (2.14)$$

mit

$A$  = Massenzahl des Absorbermaterials,  
 $\rho$  = Dichte des Absorbermaterials,  
 $N_A$  = Avogadro'sche Zahl,  
 $\sigma_h$  = inelastischer, hadronischer Wirkungsquerschnitt

berechnen läßt. Sie gibt die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Wechselwirkungen an. Abbildung 2.8 zeigt das mittlere longitudinale Profil eines hadronischen Schauers in Abhängigkeit von der nuklearen Absorptionslänge  $\lambda$ . Für diese Messung wurden Pionen mit einer Energie von 300 GeV auf einen Uranblock des Isotops  $^{238}\text{U}$  geschossen und die dabei entstandene Radioaktivität registriert.

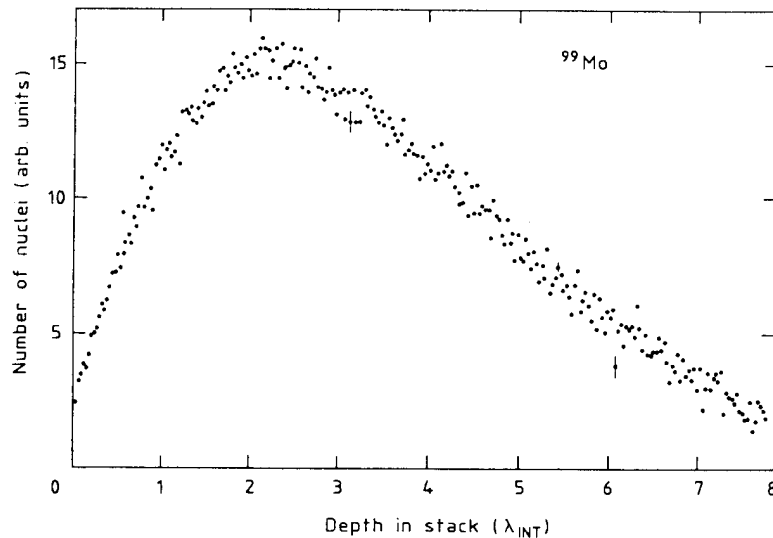


Abbildung 2.8: Longitudinales Profil eines hadronischen Schauers in Abhängigkeit von der nuklearen Absorptionslänge  $\lambda$  [Ler86].

Es läßt sich eine Parametrisierung der mittleren longitudinalen Ausdehnung eines hadronischen Schauers angeben, in der 95% der Energie  $E_0$  eines Primärteilchens enthalten sind [Ama81]:

$$L_{95\%} [\lambda] \simeq 0,2 \cdot \ln E_0 [GeV] + 2,5 (E_0 [GeV])^{0,13} + 0,7. \quad (2.15)$$

Dem oben erwähnten Experiment von Leroy et al. [Ler86] ist ebenfalls die Abbildung 2.9 entnommen worden. Sie gibt die transversale Entwicklung eines hadronischen Schauers nach einer nuklearen Absorptionslänge wieder. Verglichen mit der transversalen Ausdehnung elektromagnetischer Schauer ist diese für hadronische Schauer wesentlich größer. Dieser Unterschied ist auf die größeren Produktionswinkel der Teilchen in den starken Wechselwirkungen sowie auf die größeren Weglängen, die die Reaktionsprodukte ohne Wechselwirkung zurücklegen, zurückzuführen. So sind innerhalb eines Zylinders mit dem Radius  $R_{95\%} \simeq 1\lambda$  um die Schauerachse ungefähr 95% der Energie eines hadronischen Schauers enthalten.

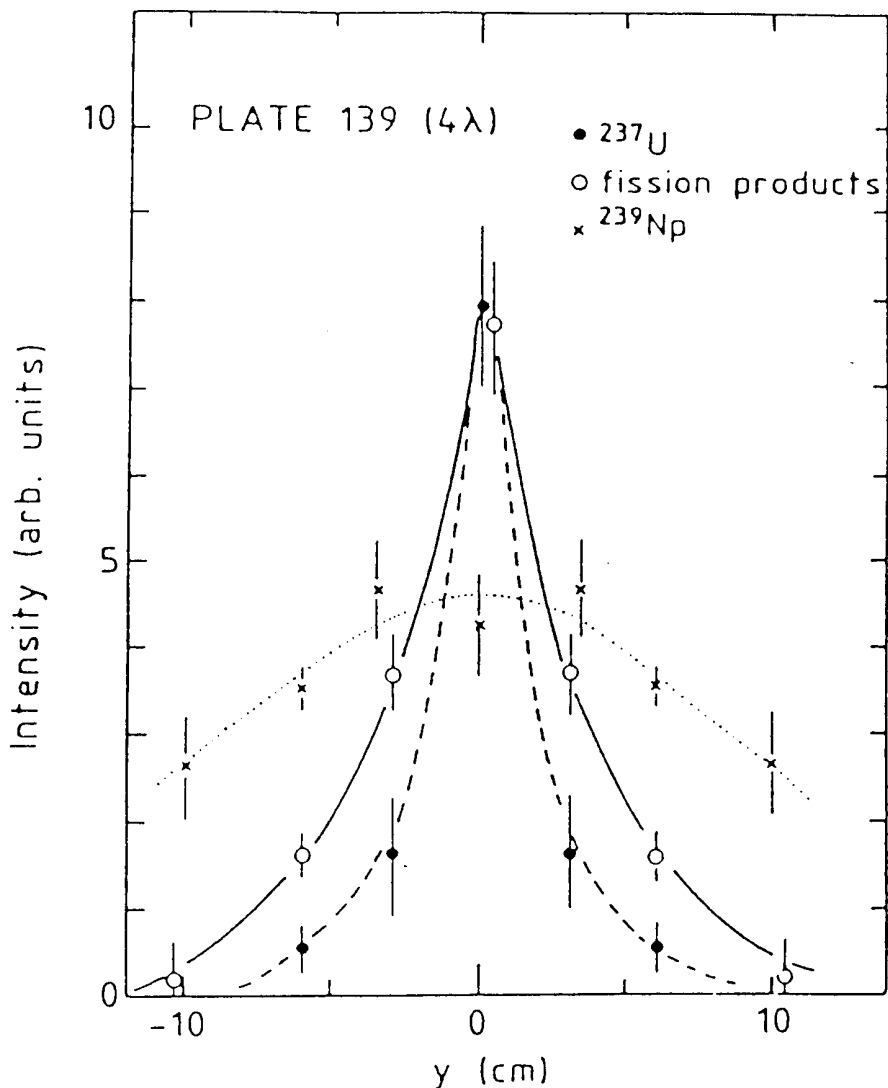


Abbildung 2.9: *Transversales Profil eines hadronischen Schauers [Ler86].*

## 2.3 Grundlagen der Schauerzähler

### 2.3.1 Kalorimeterarten

Das Prinzip der Kalorimetrie basiert auf der Tatsache, daß die von einem Primärteilchen deponierte Energie proportional zu der Energie des Primärteilchens ist. Für die Messung von Teilchenenergien sollte deshalb das Kalorimeter die Energie eines Teilchens möglichst vollständig absorbieren und die deponierte Energie in ein meßbares, zu ihr proportionales Signal umwandeln. Dementsprechend richtet sich die Größe eines Kalorimeters nach der Ausdehnung der Schauer. Zu diesem Zweck sind verschiedene Kalorimeter gebaut worden. Diese lassen sich in zwei große Gruppen, den homogenen Kalorimetern und den Sandwich-Kalorimetern, unterteilen.

In homogenen Kalorimetern dient ein einziges Material als passives Absorbermaterial und gleichzeitig als aktives Nachweismaterial. Dazu zählen auch Kalorimeter, in denen Absorber- und Nachweismaterial homogen gemischt sind. Homogene Kalorimeter bestehen beispielsweise aus Bleiglas oder aus szintillierenden Materialien wie Natriumiodid-Kristallen, die mit Thallium dotiert sind. Im Falle der NaJ(Tl)-Kristalle wird das Szintillationslicht registriert, während in Bleiglas-Kalorimetern das durch die relativistischen Schauerteilchen erzeugte Čerenkov-Licht ein Maß für die Energie eines einfallenden Teilchens ist. Da die Strahlungslänge nach Gleichung 2.2 etwa umgekehrt proportional zum Quadrat der Kernladungszahl ist, ist für ein kompaktes Kalorimeter ein Material mit einer hohen Kernladungszahl als Initiator des Schauerprozesses erforderlich. Bleiglas oder auch NaJ(Tl) besitzen jedoch große Strahlungslängen von einigen Zentimetern, so daß Kalorimeter, in denen diese Materialien verwendet werden, große Volumina aufweisen. Erst mit der Entwicklung neuer Materialien wie Bismutgermanat<sup>2</sup> sind Strahlungslängen von etwa einem Zentimeter erreicht worden.

Inhomogene Kalorimeter sind gegenüber homogenen Kalorimetern vergleichsweise kompakt, weswegen in der Hadronkalorimetrie vor allem diese Art von Kalorimeter verwendet wird. In ihnen sind das Nachweismedium und das den Schauerprozeß initiiierende Medium voneinander getrennt. Sie bestehen aus mehreren alternierenden Schichten Absorber- und Auslesematerials, so daß die deponierte Energie des Primärteilchens stichprobenartig gemessen wird. Deshalb werden diese Typen von Kalorimetern auch Sampling-Kalorimeter genannt. Beispiele hierfür sind das BEMC und das Flüssigargon-Kalorimeter des H1-Detektors. Zu den Sampling-Kalorimetern gehören auch sogenannte Spaghetti-Kalorimeter. Diese bestehen, im Gegensatz zur üblichen Bauweise von inhomogenen Kalorimetern, nicht aus mehreren Schichten Absorber- und Nachweismaterials; hier wird das Auslesematerial in Form von szintillierenden Fasern in das Absorbermaterial eingebracht. Nähere Einzelheiten über diese Art von Kalorimetern befinden sich in Abschnitt 3.4.

### 2.3.2 Die Energieauflösung eines Kalorimeters

Die Anzahl der Sekundärteilchen  $N_{ges}$  eines Schauers ist statistischen Schwankungen unterworfen und trägt dadurch zur Energieauflösung bei. Fluktuationen in der Teilchenzahl werden durch die Poisson-Statistik beschrieben:

---

<sup>2</sup>Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub>, in der Literatur auch als BGO bezeichnet

$$\sigma_{N_{ges}} = \sqrt{N_{ges}}. \quad (2.16)$$

Da die Teilchenzahl jedoch nach dem in Abschnitt 2.1.3 beschriebenen Modell proportional zur Energie  $E_0$  des einfallenden Teilchens ist, wird die Energieauflösung eines Kalorimeters durch die im Schauer auftretenden Fluktuationen begrenzt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (2.17)$$

Dementsprechend verbessert sich die relative Energieauflösung  $\sigma(E)/E$  mit steigender Energie der einfallenden Teilchen. Diese bemerkenswerte Eigenschaft ist ein Grund, warum Kalorimeter in der Hochenergiephysik zu den wesentlichen Detektorkomponenten zählen.

Die Energieauflösung eines Kalorimeters wird aber nicht nur durch die Statistik der grundlegenden Prozesse bestimmt. Aufgrund der endlichen Ausdehnung eines Kalorimeters können die Teilchenschauer nicht vollständig absorbiert werden und longitudinale sowie transversale Leckverluste auftreten. Fluktuationen in diesen Leckverlusten verschlechtern die Energieauflösung, wobei transversale Verluste weniger kritisch als longitudinale sind, da die entsprechenden Fluktuationen geringer sind. Außerdem ist zu beachten, daß Teilchen unterhalb einer Energie  $E_S$  experimentell nicht mehr nachgewiesen werden können. Im Falle der Bleiglas-Kalorimeter wird diese Schwelle durch den Čerenkov-Effekt gesetzt. Teilchen, die eine geringere Geschwindigkeit als die Geschwindigkeit des Lichtes in dem Zählermedium besitzen, emittieren kein Čerenkov-Licht. Deswegen sind Bleiglas-Zähler nur für solche Elektronen sensitiv, die eine kinetischen Energie größer als 0,7 MeV besitzen [Fab89]. Infolgedessen ändert sich auch der Wert für die totale Spurlänge  $T$ , die, wie in Abschnitt 2.1.3 bereits erläutert wurde, die Summe der Spurlängen aller geladenen Teilchen wiedergibt. Die Korrektur wird mit Hilfe eines Terms  $F$ , der von der kritischen Energie  $E_c$  und der Schwellenenergie  $E_S$  abhängt, durchgeführt. Für die korrigierte totale Spurlänge  $T_{kor}$  gilt dann [Ama81]:

$$T_{kor} = F(z) \cdot T \quad (2.18)$$

mit

$$F(z) \simeq e^z \left[ 1 + z \cdot \ln \left( \frac{z}{1,526} \right) \right]$$

und

$$z = 4,58 \frac{Z \cdot E_S}{A \cdot E_c}$$

Diese Näherung ist innerhalb von 10% für  $z \leq 0,3$  gültig.

Für die Energieauflösung von Sampling-Kalorimetern müssen zusätzlich Fluktuationen, die durch das stichprobenartige Abtasten der Energiedeposition entstehen, berücksichtigt werden. Diese Fluktuationen werden auch Sampling-Fluktuationen genannt. Sie führen nach Amaldi [Ama81] mit Hilfe der Approximation B zu einer relativen Energieauflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} \simeq 3,2\% \sqrt{\frac{E_c [MeV] \cdot D}{X_0 \cdot F(z) \cdot \langle \cos\theta \rangle}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E [GeV]}} \quad (2.19)$$

mit

$$\begin{aligned}
 E_c &= \text{kritische Energie in MeV,} \\
 X_0 &= \text{Strahlungslänge des Kalorimeters,} \\
 D &= \text{Dicke einer Samplingzelle,} \\
 F(z) &= T_{kor}/T, \text{ s. Gleichung 2.18,} \\
 \langle \cos\theta \rangle &\simeq \cos(21 \text{ MeV}/\pi E_c).
 \end{aligned}$$

Der Faktor  $\langle \cos\theta \rangle$  kann für eine Schwellenenergie  $E_S [MeV] \leq 10MeV^2/E_c [MeV]$  über den obigen Ausdruck approximiert werden. Er berücksichtigt, daß für eine Spur, die einen Winkel  $\theta$  mit der Schauerachse einschließt, die effektive Dicke der Nachweisschicht um einen Faktor  $1/\cos\theta$  vergrößert wird.

Zusätzlich zu den oben genannten Fluktuationen und Korrekturen sind folgende Beiträge zur Energieauflösung zu nennen:

- Landau-Fluktuationen der Energiedeposition in flüssigen oder gasförmigen Medien. Hier führen Elektronen, die nach einem Ionisationsprozeß einen hohen Energieübertrag erhalten haben, zu Ausläufern in der Energieverteilung.
- Weglängenfluktuationen, die auf niederenergetische Elektronen zurückzuführen sind. Diese können aufgrund der Vielfachstreuung längere Wege im Nachweismaterial als solche Elektronen zurücklegen, die die Nachweisschicht senkrecht durchqueren. Infolgedessen deponieren sie mehr Energie.
- Fluktuationen, die vom Ort der Schauerentwicklung abhängen. In Spaghetti-Kalorimetern trägt beispielsweise die Absorption des Lichtes in den Fasern dazu bei, daß die Energie der Schauer, die sich erst spät entwickeln, überschätzt wird [Aco90].
- Inhomogenitäten in der Lichtintensität bedingt durch die Geometrie der Lichtleiter, die an Szintillatoren oder Čerenkov-Kristallen gekoppelt sind.
- Abhängigkeit der Sensitivität von Photokathoden von der Wellenlänge;
- Unsicherheiten in der Kalibrierung der Kalorimetermodule;
- Elektronisches Rauschen.

Die letzten vier Beiträge wie auch die oben erwähnten Leckverluste verursachen Abweichungen von der  $1/\sqrt{E}$ -Gesetzmäßigkeit.

### 2.3.3 Der Čerenkov-Effekt

Durchquert ein geladenes Teilchen ein Medium mit einer Geschwindigkeit  $v_T$ , die größer als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium ist, so emittiert es aufgrund der asymmetrischen Polarisierung des Mediums und dem daraus resultierenden sich zeitlich verändernden Dipolmoment elektromagnetische Strahlung. Da die Lichtgeschwindigkeit innerhalb eines Mediums mit dem Brechungsindex  $n$  durch

$$v = \frac{c}{n} \tag{2.20}$$

gegeben ist, muß das Teilchen eine Geschwindigkeit

$$v_T > \frac{c}{n} \quad (2.21)$$

besitzen, um diese Strahlung abgeben zu können. Dieser Effekt wurde 1934 von Čerenkov entdeckt und später nach ihm benannt.

Die Wellenfront des Čerenkov-Lichtes läßt sich mit Hilfe des Huygensschen Prinzips berechnen, wie es in Abbildung 2.10 geschehen ist.

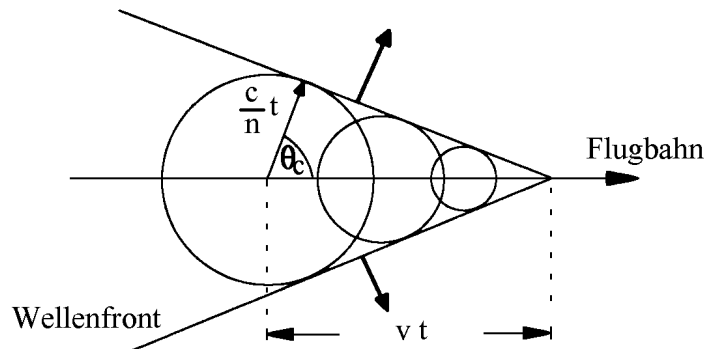


Abbildung 2.10: Huygenssche Konstruktion der Wellenfront von Čerenkov-Licht.

Aus den in der Abbildung eingetragenen Größen kann der Winkel  $\theta_c$  zwischen der Wellenfrontnormalen und der Flugrichtung des Teilchens berechnet werden:

$$\cos\theta_c = \frac{c}{v_T n} = \frac{1}{\beta n}. \quad (2.22)$$

Das Čerenkov-Licht besitzt ein kontinuierliches Frequenzspektrum. Die Intensität des Lichtes ist jedoch wellenlängenabhängig, da die Zahl der Photonen, die im Wellenlängenintervall zwischen  $\lambda$  und  $\lambda + d\lambda$  erzeugt werden, durch

$$dN = 2\pi\alpha \cdot \sin^2\theta_c \frac{d\lambda}{\lambda^2} L \quad (2.23)$$

gegeben ist. Die Größe  $L$  gibt dabei die Länge der Teilchenbahn im Medium an. Die Intensität des Čerenkov-Lichtes wächst mit  $1/\lambda^2$  an, weshalb im sichtbaren Bereich des Lichtes der Beitrag blauen Lichtes überwiegt.

# Kapitel 3

## Kalorimetrie im Rückwärtsbereich des H1–Detektors

Im diesem Kapitel wird der Aufbau des derzeitigen Rückwärtskalorimeters des H1–Detektors zusammen mit seinen physikalischen Eigenschaften beschrieben. Auf seine Funktion ist bereits in der Einführung kurz eingegangen worden. Wie dort ebenfalls erwähnt wurde, soll dieses Kalorimeter durch ein neues ersetzt werden. Deswegen werden die zugrundeliegende physikalische Motivation wie auch die gestellten Anforderungen an das neue BEMC in diesem Kapitel genauer behandelt. Daran anschließend wird zunächst die Option eines Bleifluorid–Kalorimeters näher vorgestellt. Im letzten Abschnitt werden die Vor- und Nachteile eines Spaghetti–Kalorimeters erläutert und die entsprechenden physikalischen Grundlagen dargelegt. Die H1–Kollaboration beabsichtigt, das derzeitige BEMC durch ein solches Kalorimeter zu ersetzen. Technische Einzelheiten dazu sind in der Referenz [H1-93c] zu finden.

### 3.1 Das Rückwärtskalorimeter des H1–Detektors

Das BEMC [H1-92a] befindet sich im rückwärtigen Bereich des H1–Detektors. Abbildung 3.1 zeigt in einem Schnitt parallel zur Strahlachse seine Lage relativ zu den anderen Komponenten des H1–Detektors. Eingezeichnet ist ebenfalls der Winkelbereich, den das BEMC mit seinen äußeren Abmessungen abdeckt. Er reicht von einem Polarwinkel  $\theta_1 = 151,4^\circ$  bis zu einem Winkel  $\theta_2 = 176,5^\circ$ . Aufgrund des relativ großen Molière–Radius von 3,4 cm muß jedoch der effektiv nutzbare Polarwinkelbereich des BEMC auf  $156,2^\circ < \theta_{eff} < 173,6^\circ$  beschränkt werden [H1-92a].

Der das BEMC umgebende BBE–Kalorimeterring des Flüssigargon–Kalorimeters überdeckt einen Polarwinkelbereich von  $\theta_3 = 144,8^\circ$  bis  $\theta_4 = 154,8^\circ$ . Dementsprechend gibt es einen Überlapp der beiden Kalorimeter zwischen  $151,4^\circ$  und  $154,8^\circ$ . Da der effektive Polarwinkelbereich des BEMC jedoch kleiner ist, sind für Polarwinkel zwischen  $154,8^\circ$  und  $156,2^\circ$  die Ergebnisse nur bedingt verwertbar.

In Abbildung 3.2 ist ein Querschnitt durch das BEMC senkrecht zur Strahlachse dargestellt. Das BEMC setzt sich aus insgesamt 88 Modulen zusammen. Jedes dieser Module ist parallel zur Strahlachse ausgerichtet. Ihre geometrische Form hängt von der jeweiligen Position im Rückwärtskalorimeter ab. Die Module, die eine quadratische Querschnittsfläche





besitzen, haben eine Seitenlänge von 15,9 cm. Alle Moduln bestehen aus jeweils fünfzig Sandwich-Schichten, die sich wiederum aus einer 4 mm dicken Szintillatorschicht und einer 2,5 mm dicken Bleiplatte zusammensetzen. Zusätzlich sind die Szintillatorschichten mit Tyvekpapier<sup>1</sup> belegt, um Verluste in der Lichtintensität so gering wie möglich zu halten. Die Auslese des Szintillatormaterials<sup>2</sup> geschieht mit Hilfe von Wellenlängenschiebern<sup>3</sup> und Photodioden<sup>4</sup>. Nähere Einzelheiten finden sich in Referenz [H1-92a].

Der Molière-Radius dieser Blei-Szintillator-Kombination beträgt 3,4 cm und die Strahlungslänge 1,4 cm. Die fünfzig Sandwich-Schichten besitzen insgesamt eine Länge von 22,5 Strahlungslängen bzw. 0,97 nuklearen Absorptionslängen. Die Energieauflösung des BEMC für elektromagnetische Schauer liegt zur Zeit bei etwa  $10\%/\sqrt{E [GeV]} \oplus 4\%$  [H1-93b]. Es sei darauf hingewiesen, daß für die Konstante in der Energieauflösung ein Wert von etwa 1% angestrebt wird.

Tabelle 3.1 faßt einige wichtige Parameter des derzeitigen Rückwärtskalorimeters des H1-Detektors zusammen:

sensitive Länge	$22,5 X_0, 0,97 \lambda$
Strahlungslänge	1,4 cm
Molière-Radius	3,4 cm
minimaler sensitiver Radius	15,9 cm
maximaler sensitiver Radius	$\approx 79$ cm
abgedeckter Polarwinkelbereich	$151,4^\circ < \theta < 176,5^\circ$
effektiver Polarwinkelbereich	$156,2^\circ < \theta < 173,6^\circ$
Energieauflösung	$10\%/\sqrt{E [GeV]} \oplus 4\%$

Tabelle 3.1: *Eigenschaften des derzeitigen Rückwärtskalorimeters des H1-Detektors [H1-92a, H1-93b].*

## 3.2 Das BEMC-Upgrade Projekt

Das H1-Experiment ist ursprünglich hauptsächlich dafür geplant worden, Ereignisse mit relativ hohen Werten der Bjorken-Variablen  $x$  zu untersuchen. Prozesse dieses Typs sind durch einen Boost des Endzustandes in die Protonenflugrichtung charakterisiert. Diesem Umstand trägt der H1-Detektor durch seine ausgezeichnete Instrumentierung im Vorwärtsbereich Rechnung. Wie in Abschnitt 1.1 kurz motiviert wurde, wächst jedoch das Interesse, daß Verhalten der Protonstrukturfunktion bei kleinen Impulsüberträgen und kleinen Werten der Bjorken-Variablen  $x$  zu bestimmen. Die Variable  $x$  kann bei H1 Werte bis zu  $10^{-4}$

<sup>1</sup>Firma Klinke Druck

<sup>2</sup>SCSN-38, Kuraray International Corp.

<sup>3</sup>Y-7, ebenfalls Kuraray Int. Corp.

<sup>4</sup>S2575, Hamamatsu Photonics

annehmen. Für diesen Bereich von  $x$  würde nach der Altarelli–Parisi–Entwicklung die Partondichte unbegrenzt anwachsen. Es existieren jedoch theoretische Vorhersagen, nach denen die Partonen rekombinieren und so die Partondichte nicht unbegrenzt ansteigen könnte. Diese Wechselwirkungen würden zu einer Sättigung der Partondichte führen, so daß die Protonstrukturfunktion sich einer oberen Grenze annähern würde. Deswegen ist es wichtig, auch diesen Bereich genauer zu untersuchen. Einen Überblick über dieses Thema geben beispielsweise Bartels und Feltesse [Bar91].

Die entsprechenden Ereignisse sind aus kinematischen Gründen durch das in den Rückwärtsbereich gestreute Elektron gekennzeichnet. Abbildung 3.3 zeigt ein solches Ereignis der tiefinelastischen Streuung bei  $x=0,002$  und  $Q^2=17 \text{ GeV}^2$  im H1-Detektor.

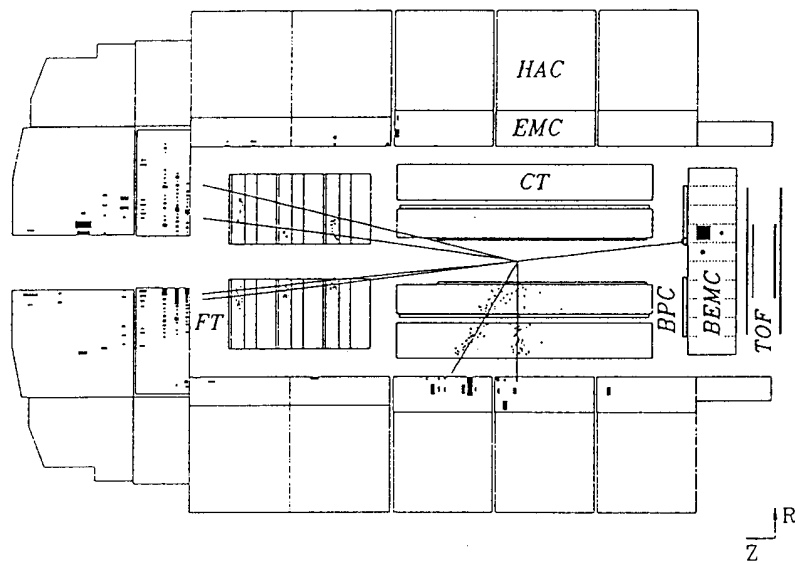


Abbildung 3.3: Ein Ereignis tiefinelastischer Streuung bei  $x=0,002$  und  $Q^2=17 \text{ GeV}^2$  im H1-Detektor [H1-93b].

Durch diesen physikalischen Hintergrund motiviert hat die H1-Kollaboration beschlossen, den Rückwärtsbereich des H1-Detektors neu zu instrumentieren. Die Ziele dieses Projektes lauten:

- Ausdehnung des nutzbaren Polarwinkelbereiches für Elektronen durch:
  - Verkleinerung des Strahlrohres;
  - Spurmessung und Kalorimetrie mit minimalem Abstand zum Strahlrohr;
  - Überlappung der Polarwinkelbereiche des BEMC und des BBE-Kalorimeters;
- Verbesserung der Spurmessung durch:
  - verbesserte  $\phi, \theta, p_t$ -Messung für Hadronen und Elektronen;

- Verbesserung des BEMC bezüglich:

- Homogenität;
- Granularität, Ortsauflösung;
- Kalibrierung;
- Energieauflösung für Elektronen;
- Zeitmessung für Veto gegen Untergrundereignisse;
- Trennung von Hadronen und Elektronen bis zu kleinen Energien.

Abbildung 3.4 verdeutlicht in einem Vergleich der  $x$ - $Q^2$ -Bereiche des derzeitigen und des neuen BEMC, wie groß der Zugewinn durch ein neues BEMC wäre.

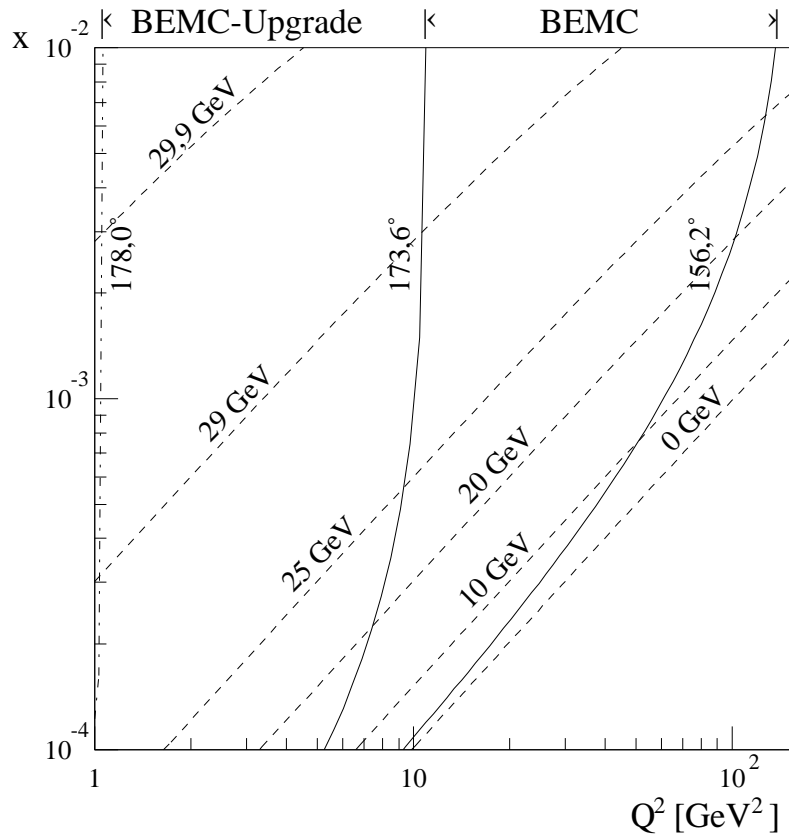


Abbildung 3.4: Darstellung des Bereiches in der  $x$ - $Q^2$ -Ebene, der mit dem derzeitigen BEMC und einem neuen BEMC ausgemessen werden kann. Durch das BEMC-Upgrade verbessert sich der Winkelbereich von  $156,2^\circ < \theta < 173,6^\circ$  auf  $156,2^\circ < \theta < 178,0^\circ$ .

Die Entwicklung, Bau und Betrieb eines neuen Rückwärtskalorimeters sind die Ziele des BEMC-Upgrade-Projektes. Im folgenden werden die benötigten Eigenschaften des neuen BEMC untersucht.

Für eine präzise Messung inklusiver Elektronen mit einer Energie von 30 GeV wäre eine relative Energieauflösung von 1% günstig, um die kinematischen Variablen  $x$  und  $Q^2$  mit einem relativ kleinen Fehler bestimmen zu können. Dieser Wert ist derzeit jedoch nicht zu erreichen. Hinzutreten weitere Probleme, die die Energiemessung zum Teil stark beeinflussen:

In den Grenzbereichen zwischen den einzelnen Modulen treten Inhomogenitäten in den Signalen des Kalorimeters in Abhängigkeit vom Einschubort des einfallenden Elektrons auf, die um bis zu 10% des Mittelwertes schwanken können. Der konstante Term von 4% in der Energieauflösung resultiert aus diesen Inhomogenitäten. Zudem gibt es weder eine zufriedenstellende Überlappung mit dem BBE-Kalorimeterring des Flüssigargon-Kalorimeters noch eine optimale Raumabdeckung nahe der Strahlröhre. Gerade dieser Punkt ist für den Nachweis hadronischer Endzustände von großer Bedeutung, da mit Hilfe der in den Rückwärtsbereich eintretenden Hadronen eine bessere Bestimmung der Kinematik tiefinelastischer Stoßprozesse möglich ist und diese somit Zusatzinformationen über die gestreuten Teilchen liefern können.

Eine der wichtigsten Aufgaben des Rückwärtskalorimeters ergibt sich aus der Forderung, zwischen Prozessen zu unterscheiden, die zwar auf unterschiedliche Wechselwirkungen zurückzuführen sind, aber ein ähnliches Signal im BEMC liefern. Abbildung 3.5 zeigt die für diese Prozesse erwarteten Energiespektren der Teilchen im Rückwärtsbereich des H1-Detektors.

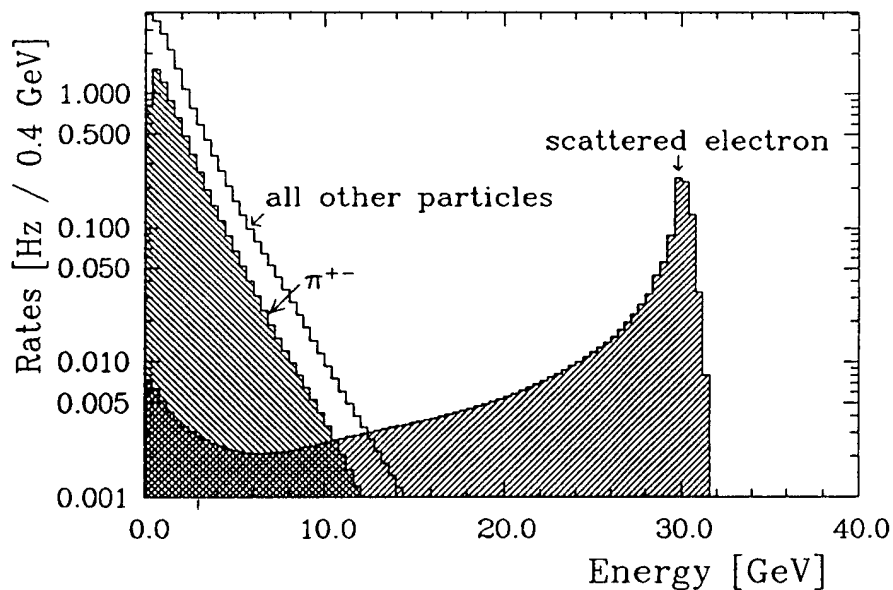


Abbildung 3.5: *Energiespektrum der Teilchenrate für das BEMC bei einer Luminosität von  $L=10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  nach einer Monte-Carlo-Simulation von A. Wegner [Weg91].*

Für Elektronen, die eine der Primärenergie entsprechende Energie besitzen, wird der differentielle Wirkungsquerschnitt des Streuprozesses maximal. Dementsprechend nimmt das

Spektrum der tiefinelastisch gestreuten Elektronen für eine Energie von 30 GeV ein Maximum in der Rate an. Für Teilchenenergien, die unterhalb von etwa 10 GeV liegen, wird das Spektrum durch Hadronen aus Photoproduktionsereignissen dominiert. Hierzu zählen vor allem auch geladene Pionen. Diese können Elektronensignale simulieren und somit zu Fehlidentifikationen führen. Deswegen müssen mit Hilfe des BEMC Elektronen und Pionen ausreichend getrennt werden. Dafür existieren verschiedene Möglichkeiten. Die meisten Verfahren nutzen zur Trennung die unterschiedliche räumliche Entwicklung hadronischer und elektromagnetischer Schauer aus. Dabei wird die longitudinale und die transversale Schauerentwicklung getrennt betrachtet.

Eine weitere Möglichkeit bietet sich durch einen Vergleich von Impuls und Energie des zu untersuchenden Teilchens an. Für elektromagnetische Schauer sind die deponierte Energie und der Teilchenimpuls stark miteinander korreliert, während sich für Hadronen keine solche Korrelation zeigt.

Das derzeitige BEMC unterdrückt das Spektrum der geladenen Pionen etwa um einen Faktor 10, d.h. unter zehn Pionen befindet sich im Mittel ein Pion, das im Kalorimeter ein Elektron-Signal vortäuscht. Dabei wird der Teilchenimpuls nicht als bekannt vorausgesetzt. Diese Trennung kann mit einem neuen BEMC verbessert werden, indem die transversale Segmentierung an den Molière-Radius angepaßt und das Kalorimeter longitudinal unterteilt wird.

Im Rahmen des BEMC-Upgrade-Projektes wird eine Elektron-Pion-Trennung von etwa 1000 für Energien oberhalb von 2 GeV angestrebt, ohne den Teilchenimpuls für eine solche Identifizierung zu nutzen. Die vorliegende Arbeit untersucht in diesem Zusammenhang, ob dieser Wert von einem Bleifluorid-Kalorimeter erreicht werden kann.

Ein weiteres Problem liegt in dem hohen Untergrund, der die Energieverteilung im Rückwärtskalorimeter sehr stark dominiert. Dabei wechselwirken Teile des Protonenstrahls mit der Wand der Strahlröhre und dem Restgas innerhalb der Strahlröhre. Die in den Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen produzierten Teilchen treffen wiederum auf die Rückseite des H1-Detektors. Abbildung 3.6 stellt die beobachtete Ereignisrate für das H1-Rückwärtskalorimeter in Abhängigkeit von der Energie während der ersten Periode der Datennahme dar. Die oberste Kurve zeigt das gesamte Spektrum, während in der mittleren Kurve Untergrundereignisse durch einen Veto-Zähler verworfen wurden. Dieser Veto-Zähler, auch Time-of-flight-Detektor, kurz TOF genannt, besteht aus zwei Schichten Szintillatormaterials, die jeweils eine Zeitauflösung von 3 ns besitzen und hinter dem Rückwärtskalorimeter aufgebaut sind. Mit Hilfe dieses Zählers kann auf eine relativ einfache Art die Untergrundrate um einen Faktor 50 reduziert werden. Die Grundlagen für diese Verbesserung bilden zwei typische Eigenschaften, die die Untergrundereignisse besitzen. Zum einen zeigen die mit ihnen assoziierten Spuren nicht auf den Wechselwirkungspunkt des Elektronen- und Protonenstrahls. Zum anderen geschieht die Energiedeposition im Rückwärtskalorimeter bezüglich der Elektronen- und Protonenkollisionen mit einem charakteristischen Zeitunterschied. Ein neues Kalorimeter könnte diesen Faktor noch verbessern, da nicht nur die Raumabdeckung erhöht, sondern auch die Korrelation von Kalorimetersignalen und Signalen des Spurrekonstruktionssystems verbessert werden könnte. Der wichtigste Aspekt ist dabei die Zeitauflösung. Würde sie unterhalb von 1 ns liegen, so wäre die Untergrundunterdrückung wesentlich höher und der derzeitige Time-of-flight-Detektor könnte entfallen.

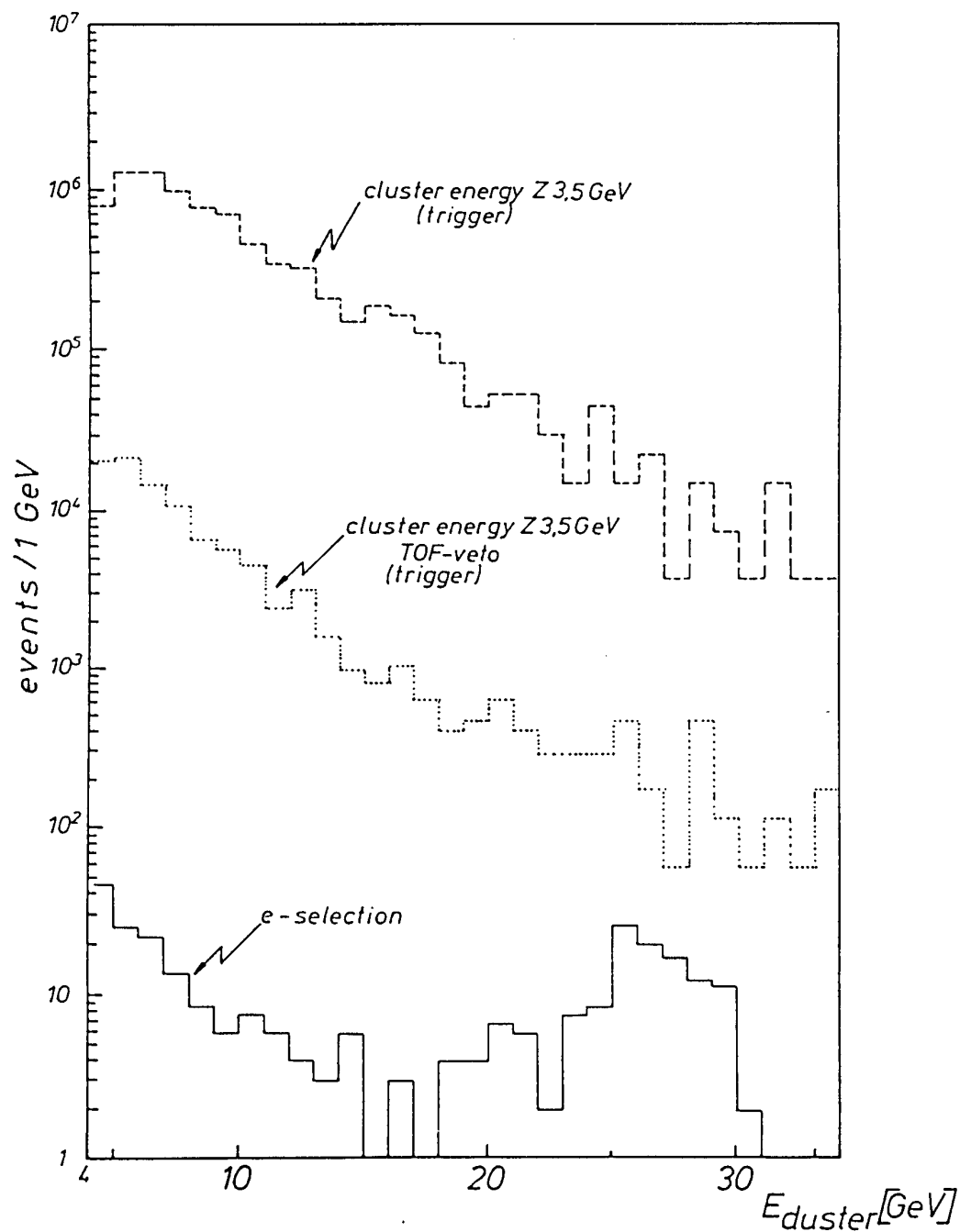


Abbildung 3.6: Gemessene Ereignisrate für das H1-Rückwärtskalorimeter. Die drei Kurven zeigen, von oben nach unten: a) die gesamte Rate, b) die durch den Veto-Zähler reduzierte Rate und c) die Rate nach einer einfachen Elektronenselektion [H1-92b].

Weiterhin muß es möglich sein, minimalionisierende Teilchen nachweisen zu können. Dieser Punkt ist in Verbindung mit einer präzisen Zeitmessung für die Identifizierung von  $\gamma p$ -Ereignissen wichtig, da den aus diesen Ereignissen entstandenen niederenergetischen hadronischen Endzuständen der korrekte Zeitpunkt der Wechselwirkung zugewiesen werden kann. Zusätzlich sind minimal ionisierende Teilchen auch für die Kalibrierung interessant.

Im folgenden sind die wichtigsten Anforderungen an das neue BEMC noch einmal kurz zusammengefaßt:

- Für elektromagnetische Schauer sollte die Unsicherheit in der absoluten Kalibrierung bei 0,5% liegen.
- Die Energieauflösung für Elektronen im Energiebereich zwischen 20 GeV und 30 GeV sollte besser als 2% sein. Der optimale Wert läge bei 1%.
- Die Zeitauflösung des Kalorimetersignals sollte weniger als 1 ns betragen.
- Um elektromagnetische Schauer auch nahe den Begrenzungen des Rückwärtskalorimeters messen zu können, ist ein Molière–Radius von 2 cm oder weniger wünschenswert.
- Um eine bessere Überlappung der Polarwinkelbereiche des BEMC und des BBE–Kalorimeterringes zu erreichen, ist eine Strahlungslänge von etwa 1 cm nötig.
- Die Variation des Kalorimetersignals eines Elektrons darf in Abhängigkeit vom Ort des Einschusses nur etwa 1% betragen.
- Die Wahrscheinlichkeit, daß wechselwirkende geladene Pionen Elektronen simulieren, sollte  $10^{-3}$  für Elektronenenergien oberhalb von 2 GeV betragen. Dieser Wert sollte unabhängig von der Impulsinformation erreicht werden können.
- Das Kalorimeter sollte in der Lage sein, minimalionisierende Teilchen nachzuweisen und auf diese triggern zu können.
- Geladene Hadronen sollten auch für sehr kleine Winkel nahe der Strahlröhre nachgewiesen werden können.

Neben der Neukonstruktion des Rückwärtskalorimeters ist auch ein neues Spurrekonstruktionssystem im Rückwärtsbereich des H1–Detektors geplant. Eine ausführliche Diskussion der Anforderungen an dieses neue System liegt jedoch außerhalb des Rahmens dieser Arbeit. Sie kann dem entsprechenden H1–Report entnommen werden [H1-92b].

### 3.3 Die Option Bleifluorid

Neben der Option eines Spaghetti–Kalorimeters wurde auch ein homogenes Kalorimeter aus Bleifluorid<sup>5</sup>–Kristallen für ein neues H1–Rückwärtskalorimeter vorgeschlagen.

---

<sup>5</sup>PbF<sub>2</sub>



Bleifluorid ist ein anorganisches, kristallines Material, das in orthorombischer und kubischer, nichtszintillierender Gitterform existiert. Ende der sechziger Jahre schlugen Dally und Hofstadter [Dal68] vor, es als Material für elektromagnetische Kalorimeter einzusetzen. Die Abmessungen sowie die optische Qualität der bereits produzierten Kristalle waren jedoch so unzureichend, daß dieses Material noch nicht in einem Detektor eingesetzt werden konnte. Erst vor wenigen Jahren gelang es Anderson et al. [And90] in Zusammenarbeit mit einer amerikanischen Firma<sup>6</sup>, Kristalle mit einer ausreichenden Größe und optischen Qualität zu züchten, um sie in Testmessungen einzusetzen.

Vier aus dieser Produktion stammende Kristalle sind am DESY und am CERN in einem Teststrahl aus Elektronen bzw. Positronen und Pionen untersucht worden. Die CERN-Teststrahl-daten bilden die Grundlage des ersten Teils dieser Arbeit. Ihre Analyse erfolgt in Kapitel 5.

Bleifluorid zeichnet sich durch eine Reihe von physikalischen Eigenschaften aus, die diejenigen der bisher verwendeten Materialien zum Teil recht deutlich übertreffen. Tabelle 3.2 zeigt einen Vergleich von Bleifluorid mit einigen szintillierenden anorganischen Kristallen. In Tabelle 3.3 sind die Eigenschaften von Bleifluorid denjenigen von einigen Bleiglassorten gegenübergestellt.

	PbF <sub>2</sub>	BGO	BaF <sub>2</sub>	CsI
Dichte [ $g/cm^3$ ]	7,77	7,13	4,87	4,51
Strahlungslänge [ $cm$ ]	0,93	1,1	2,1	1,9
Molière-Radius [ $cm$ ]	2,22	2,7	4,4	3,8
Zerfallskonstante [ $ns$ ]	—	300	0,6 (kurz) ; 620 (lang)	10 (kurz); 36 (lang)
Photoelektronen/GeV	1300	$2,8 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$	$4,2 \cdot 10^6$

Tabelle 3.2: *Physikalische Eigenschaften von PbF<sub>2</sub> und einiger szintillierender Kristalle [And90].*

Bleifluorid ist mit einer Dichte von  $7,77 g/cm^3$  in kubischer und  $8,24 g/cm^3$  in orthorombischer Gitterform das bei weitem dichteste Material, das je für ein homogenes Kalorimeter in Betracht gezogen wurde. Daraus resultiert seine kleine Strahlungslänge. Mit  $0,93 cm$  beträgt sie nur 85% der Strahlungslänge von BGO. Der Molière-Radius liegt mit  $2,22 cm$  sogar 18% unter dem Wert für BGO. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß Bleifluorid ein Čerenkov-Radiator ist, wird der effektive transversale Schauerradius zudem noch kleiner als der Radius, der aufgrund der deponierten Energie angenommen werden kann, da langsame Teilchen am Rande des Schauers, dessen Entwicklung bereits in Abschnitt 2.1.3 beschrieben wurde, nur in geringem Maße Čerenkov-Licht produzieren. Der Wert für den effektiven Schauerradius liegt dann bei etwa  $1,8 cm$  [And90].

---

<sup>6</sup>Optovac Inc.

	PbF <sub>2</sub>	F-2	SF-5	SF-6
Dichte [ $g/cm^3$ ]	7,77	3,61	4,08	5,20
Gewichtsanteil Blei [%]	85	42	51	66
Strahlungslänge [ $cm$ ]	0,93	3,22	2,54	1,69
Molière-Radius [ $cm$ ]	2,22	3,9	3,7	2,7
Kritische Energie [ $MeV$ ]	9,04	17,3	15,8	12,6
Brechungsindex [ $\lambda = 400nm$ ]	1,82	1,62	1,67	1,81
Energieauflösung [% , $1\sigma$ ]	<5,1	4,0	4,2	3,6
Photoelektronen/GeV	1300	800	600	900

Tabelle 3.3: *Physikalische Eigenschaften von PbF<sub>2</sub> und einiger Bleiglassorten [And90].*

In Tabelle 3.3 sind die physikalischen Eigenschaften von Bleifluorid und einiger Bleiglassorten gegenübergestellt. Es zeigt sich, daß, verglichen mit anderen Čerenkov-Materialien, hier ebenfalls seine kleinere Strahlungslänge und sein kleinerer Molière-Radius zu nennen sind. Selbst für SF-6, daß dem Bleifluorid in seinen Eigenschaften noch am nächsten kommt, ist die Strahlungslänge fast doppelt so hoch wie für Bleifluorid. Diese Eigenschaft von Bleifluorid resultiert aus dem hohen Bleianteil und damit aus der hohen Dichte.

Die Lichtausbeute von Bleifluorid ist mit etwa 1000 Photoelektronen pro GeV um etwa zwei bis drei Größenordnungen kleiner als die eines szintillierenden Kristalls. Dennoch reicht sie aus, um eine Energieauflösung zu erreichen, die höher als die von Bleiglas ist.

Verglichen mit der SPACAL-Option gibt es in der Höhe der Lichtausbeute keinen Unterschied. In beiden Fällen müssen für den Nachweis des Čerenkov- bzw. Szintillationslichtes Photomultiplier eingesetzt werden. Da diese allerdings auch im 1,2 Tesla großen Magnetfeld des H1-Detektors arbeiten müssen, können in diesem Fall keine herkömmlichen Photomultiplier verwendet werden. Hier muß auf eine Neuentwicklung, den sogenannten “fine mesh“ Photomultiplier<sup>7</sup> zurückgegriffen werden, dessen Dynodenstruktur auch die Funktion in hohen Magnetfeldern ermöglicht. J. Janoth hat das Verhalten dieser Photomultiplier im Magnetfeld untersucht [Jan93].

Wie alle Čerenkov-Radiatoren hat Bleifluorid den Vorteil, daß die Zeitauflösung nur durch die Geometrie der Lichtsammlung und der Zeitauflösung des Photomultipliers begrenzt wird, während in szintillierenden Kristallen die Abklingzeit des Szintillationsvorganges die bestimmende Größe ist. Die Signale eines Bleifluorid-Kalorimeters stehen somit sehr schnell für eine Triggerentscheidung zur Verfügung, eine Eigenschaft, die den Anforderungen des BEMC-Upgrade-Projektes sehr entgegenkommt. Nach ersten Untersuchungen von R. Appuhn und A. Lindner an vier Kristallen in einem Elektronen-Teststrahl am DESY liegt die obere Grenze der Zeitauflösung bei 0,55 ns [App92a].

Bleifluorid ist ein transparentes, leicht polierbares Material, das stabil an Luft ist, durch Feuchtigkeit nicht angegriffen wird und eine ähnliche Härte wie Lithiumfluorid besitzt. Anderson et al. [And90] haben berechnet, daß die untere Grenze für seine mechanische Be-

<sup>7</sup>entwickelt von der Firma Hamamatsu

lastbarkeit bei  $200 \text{ kg/cm}^2$  liegt. Dadurch kann es ohne äußere Unterstützung in einem Kalorimeter gestapelt werden, so daß zusätzliches totes Material vermieden wird.

Abbildung 3.7 zeigt das Transmissionsspektrum eines  $\text{PbF}_2$ -Kristalls, welches im Rahmen dieser Arbeit im CARY-Labor der Universität Dortmund gemessen wurde. Es ist zu beachten, daß das Diagramm nicht auf Reflexionsverluste an den Flächen des Kristalls korrigiert worden ist. In das Diagramm ist ebenfalls eine Kurve eingezeichnet worden, in der das Transmissionsspektrum mit der  $1/\lambda^2$ -Abhängigkeit der Intensität des Čerenkov-Lichtes gefaltet wurde.

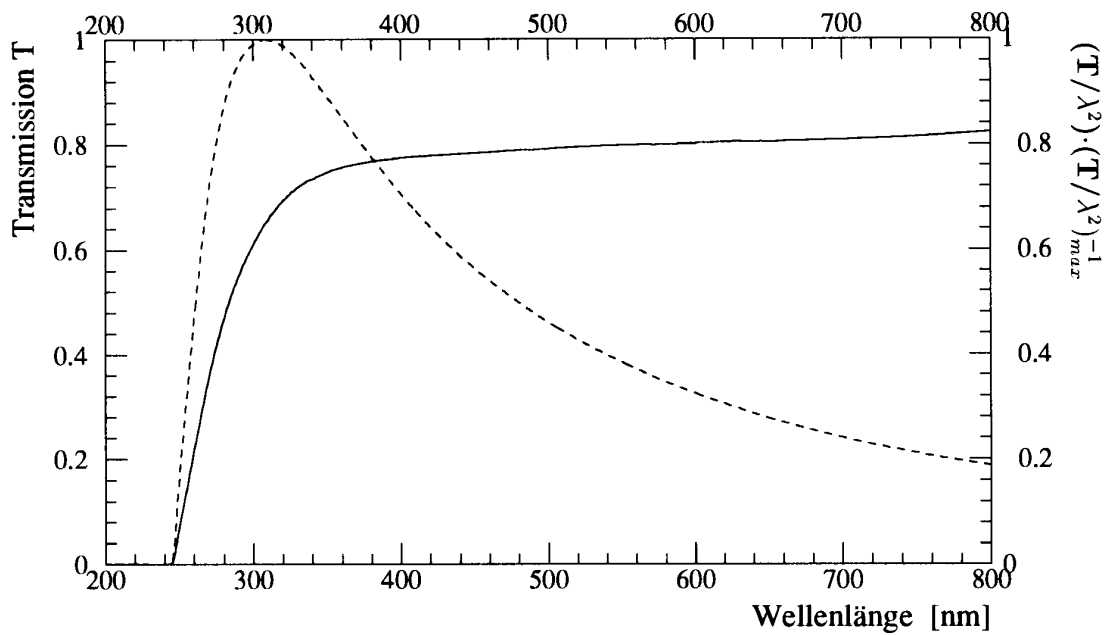


Abbildung 3.7: *Transmissionsspektrum eines  $\text{PbF}_2$ -Kristalls. In der gestrichelten Kurve ist das Transmissionsspektrum des Kristalls mit einem Faktor  $1/\lambda^2$  multipliziert und danach auf den höchsten Wert dieses Produktes normiert worden.*

Das Transmissionsspektrum von Bleifluorid reicht bis zu einer Wellenlänge von 250 nm. Dies ist im Hinblick auf die Höhe der Lichtausbeute eine wichtige Eigenschaft, da die Intensität des abgestrahlten Čerenkov-Lichtes nach Gleichung 2.23 umgekehrt proportional zum Quadrat der Wellenlänge ist. Daher müssen die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode sowie der spektrale Durchlaßbereich des Photomultiplifierfensters an das Transmissionsspektrum angepaßt werden.

Im Gegensatz zu szintillierenden Kristallen ist hier die Transmission die einzige optische Größe, die für den konstanten Term der Energieauflösung relevant ist. Lokale Inhomogenitäten, wie sie in der Verteilung des Szintillatormaterials in szintillierenden Kristallen auftreten, existieren für Čerenkov-Radiatoren nicht. Messungen an einem  $\text{PbF}_2$ -Kristall haben allerdings gezeigt [Val92], daß die Transmission, falls sie senkrecht zur Wachstumsrichtung des Kristalls gemessen wird, mit dem Wachstum des Kristalls abnimmt. Da die Tiefe, in

der ein Teilchenschauer entsteht, Fluktuationen unterworfen ist, verschlechtert diese Eigenschaft die Energieauflösung. Die serienmäßige Produktion dieser Kristalle steht jedoch erst am Anfang, so daß die optische Qualität der Kristalle sicherlich noch verbessert werden kann.

Für das neue Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors ist neben der Energieauflösung auch sein Verhalten gegenüber Hadronen von Bedeutung. Hier zeigt sich, daß hadronische Schauer in Bleifluorid weniger Čerenkov-Licht als elektromagnetische Schauer erzeugen. Dies wird an Tabelle 3.4 deutlich. In ihr sind für Elektronen, geladene Pionen sowie Protonen die Impulse wiedergegeben, unterhalb denen keine Abstrahlung von Čerenkov-Licht stattfindet. Die einzelnen Werte lassen sich aus der folgenden Gleichung berechnen:

$$p_{Schwelle} = \frac{m \cdot c}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (3.1)$$

Die Werte wurden für einen Brechungsindex von  $n=1,818$  bei einer Wellenlänge von 400 nm berechnet. Sie wurden der Referenz [And90] entnommen.

	$p_{Schwelle} [MeV/c]$
$e^\pm$	0,34
$\pi^\pm$	91,9
$p$	618

Tabelle 3.4: *Impulsschwellen von Elektronen, geladenen Pionen und Protonen für die Emission von Čerenkov-Licht in Bleifluorid.*

Da die langsamen Teilchen eines hadronischen Schauers bevorzugt in den Randgebieten zu finden sind, verkleinert sich die laterale Ausdehnung eines hadronischen Schauers in Bleifluorid, wodurch sich die Elektron-Pion-Trennung verschlechtert. Wie zu Beginn dieses Kapitels in Abschnitt 3.2 bereits dargelegt wurde, soll diese Wahrscheinlichkeit für das neue Rückwärtskalorimeter bei etwa  $10^{-3}$  für Elektronenenergien oberhalb von 2 GeV liegen. Dementsprechend ist es nötig, auch das Verhalten von Hadronen in  $PbF_2$ -Kristallen zu kennen. Dazu wurde ein kleines  $PbF_2$ -Modul aus vier Kristallen in einem Pionenstrahl und einem Positronenstrahl am europäischen Kernforschungszentrum CERN untersucht. Die Analyse dieser Messungen ist im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt worden. Sie wird in den Kapiteln 4 und 5 beschrieben.

### 3.4 Die Option SPACAL

Neben den herkömmlichen Typen von Sampling-Kalorimetern, in denen auf eine Schicht des Absorbermaterials eine Schicht des Nachweismediums folgt, sind in den vergangenen Jahren sogenannte Spaghetti-Kalorimeter<sup>8</sup> entwickelt worden. In diesen Kalorimetern ist das Nachweismedium in Form von szintillierenden Fasern in einen Bleiblock eingebettet.

<sup>8</sup>engl.: **Spaghetti calorimeter**, SPACAL

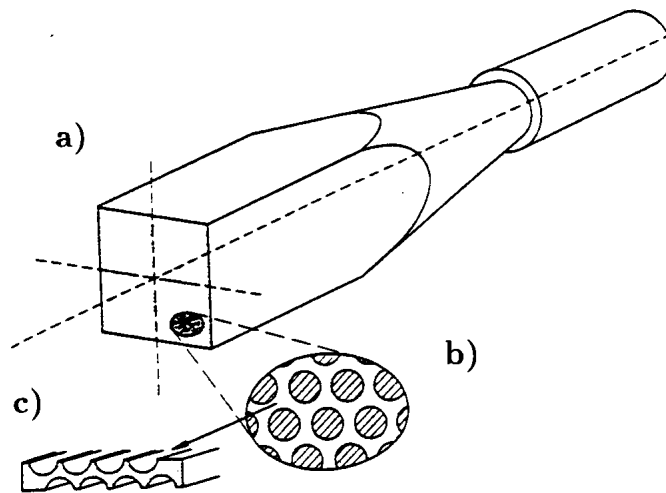


Abbildung 3.8: *Konstruktion eines Moduls des Kalorimeters der JETSET-Kollaboration [Her90]. Die Darstellung zeigt: a) die Geometrie eines Kalorimetermoduls, b) die Anordnung der Fasern innerhalb eines Moduls und c) die Konstruktion der Bleiplatten, in die die Fasern geklebt werden.*

Abbildung 3.8 zeigt die Konstruktion eines Moduls des elektromagnetischen Kalorimeters, welches von der JETSET-Kollaboration gebaut wurde [Her90]. Die Fasern werden in die Furchen, die maschinell in die Bleiplatten hineingefräst oder gepresst werden, gelegt oder geklebt.

Da die Lichtausbeute der Fasern nur bei etwa 1000 Photoelektronen/1 GeV liegt und das elektronische Rauschen mögliche Signale minimal ionisierender Teilchen nicht überdecken soll, müssen für die Auslese der Fasern Photomultiplier verwendet werden. Diese werden wiederum über Lichtleiter mit den Fasern verbunden. Dabei sollen die Lichtleiter das Szintillationslicht der einzelnen Fasern eines Bündels mischen.

Als Szintillatoren werden Plastikszintillatoren eingesetzt, da Fasern aus szintillierendem Glas oder Kapillaren mit szintillierenden Flüssigkeiten eine kleinere Absorptionslänge besitzen [Kir86] und nicht zuletzt wegen ihrer geringeren Flexibilität zudem schlechter zu handhaben sind. Deshalb wird im folgenden von Plastikszintillatoren ausgegangen. Nähere Einzelheiten zum Thema szintillierende Fasern können Kapitel 6 entnommen werden.

Die Vorteile von Spaghetti-Kalorimetern sind offensichtlich:

- Ihre hohen Signalgeschwindigkeiten ermöglichen eine schnelle Auslese der Kalorimeterinformation. Da als Basismaterial der Fasern organische Szintillatoren verwendet werden, liegt die typische Zerfallskonstante bei etwa 3 ns.
- Sampling-Kalorimeter dieses Typs können sehr kompakt gebaut werden. Die Strahlungslänge solcher Kalorimeter liegt im Bereich von einem Zentimeter. Sie ist von dem gewählten Volumenverhältnis Blei/Szintillator und dem Faserdurchmesser abhängig.
- Da das Szintillatormaterial der Fasern mit einem als Wellenlängenschieber fungieren-

dem Zusatz dotiert ist, entfallen zusätzliche Auslesekomponenten. Dadurch können Bereiche, die zu Inhomogenitäten in der Lichtausbeute führen, im Kalorimeter vermieden werden.

- Hohe Ereignisraten erfordern ein ebenso hohes Maß an Strahlungshärte. Die im Hinblick auf diesen Aspekt durchgeführten Experimente zeigen, daß die Akzeptanz der zur Zeit erhältlichen Plastikszintillatoren bei einer Energiedosis von etwa  $10^4$  Gy liegt. Die erzielten Resultate sind jedoch stark von den Bedingungen abhängig, unter denen die Fasern der Strahlung ausgesetzt waren und ihre Akzeptanz ermittelt wurde. Hierzu zählen unter anderem die totale Dosis, die Dosisrate, die chemische Umgebung sowie der Prozeß der Ausheilung.
- Spaghetti-Kalorimeter bieten die Möglichkeit, Elektronen von Pionen mit einer Wahrscheinlichkeit von  $10^{-3}$  bei einer Elektronenausbeute von 95% zu trennen [Aco91]. Dieser Wert kann durch eine longitudinale Segmentierung des Kalorimeters noch erhöht werden.
- Testmessungen an verschiedenen Prototypen von Spaghetti-Kalorimetern haben gezeigt, daß mit diesen Kalorimetern eine sehr gute Energieauflösung erreicht werden kann. Die JETSET-Kollaboration erreichte mit ihrem Kalorimeter sogar eine Auflösung von  $6,3\%/\sqrt{E [GeV]}$  [Her90]. Sie hängt ebenfalls von dem gewählten Volumenverhältnis von Blei zu Szintillator sowie dem Faserdurchmesser ab.

Da der letzte Punkt auch für das neue H1-Rückwärtskalorimeter von Bedeutung ist, werden die beeinflussenden Parameter im folgenden näher erläutert. Zum Teil werden sie in dieser Arbeit untersucht werden.

Zur Energieauflösung von elektromagnetischen Sampling-Kalorimetern liefern Sampling-Fluktuationen einen hohen Beitrag, wie bereits in Abschnitt 2.3.2 dargelegt wurde. Mit Spaghetti-Kalorimeter können diese Fluktuationen aufgrund der hohen Sampling-Frequenz jedoch reduziert werden. Für die hadronischen Kalorimeter hat diese Verbesserung allerdings nur dann einen Sinn, wenn andere Fluktuationen ausreichend klein sind. Kompensierende hadronische Kalorimeter, die wasserstoffhaltiges Material wie Plastikszintillatoren als aktives Medium enthalten, weisen diese Eigenschaft auf. Wie R. Wigmans zeigte [Wig87], müssen sich die Volumina von Absorber- und Nachweismaterial in Blei-Szintillator-Kalorimetern wie 4:1 verhalten, um kompensierend zu wirken.

Neben einer relativen Energieauflösung von 1% in einem Energiebereich von etwa 20-30 GeV ist der konstante Term in der Energieauflösung für das neue BEMC wichtig. Diese Größe ist für Spaghetti-Kalorimeter vom Eintrittswinkel der Teilchen in das Kalorimeter relativ zur Position der Fasern abhängig. Messungen mit Elektronen von Acosta et al. [Aco90] haben gezeigt, daß der konstante Beitrag zur Energieauflösung für ein etwa 27 Strahlungslängen langes Kalorimetermodul bei einem Winkel von  $3^\circ$  etwa 1,5% beträgt und zu kleineren Winkeln auf einige Prozent ansteigt. Für Winkel größer als  $5^\circ$  liegt er unterhalb von 1%.

Dieser Effekt hat zwei Ursachen: zum einen gewinnen bei kleineren Winkeln Fluktuationen in den Signalen verschiedener Fasern Bedeutung, da sich ein elektromagnetischer Schauer nur über wenige Fasern ausbreitet, während für große Winkel diese Zahl zunimmt und somit die Energieauflösung verbessert wird.

Zum anderen spielen Tunneleffekte eine Rolle. Dabei legen Elektronen, welche über eine Faser in das Kalorimeter eingetreten sind, einen Großteil ihres Weges innerhalb der Faser zurück. Konsequenterweise muß dieser Aspekt bezüglich der Anforderungen an die absolute Kalibrierung des neuen H1-Rückwärtskalorimeters berücksichtigt werden.

Von ebenso großer Bedeutung sind Effekte, die das Signal eines einzelnen Moduls derart beeinflussen, daß große Inhomogenitäten in der Lichtausbeute des gesamten Kalorimeters auftreten.

So sollte das Signal so wenig wie möglich davon abhängen, wo einzelne Fasern getroffen werden und welche Fasern getroffen werden. Beispielsweise führt die Abschwächung des Lichtes innerhalb einer Faser zu einer vom Ort des Teilchendurchgangs abhängigen Lichtausbeute. Dementsprechend kann die Energie der Schauer, die sich erst spät in einem Spaghetti-Kalorimeter entwickeln, überschätzt werden. Dieser Effekt erhöht, wie Acosta et al. [Aco90] zeigen konnten, den konstanten Term in der Energieauflösung.

Weitere Inhomogenitäten, die vor allem die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter verschlechtern, resultieren aus der Ortsabhängigkeit der Quantenausbeute der Photokathode sowie aus Effekten, die davon abhängen, welche Faser getroffen wird. Als Beispiel ist in Abbildung 3.9 die Ortsabhängigkeit der Quantenausbeute einer Photokathode eines Photomultipliers dargestellt.

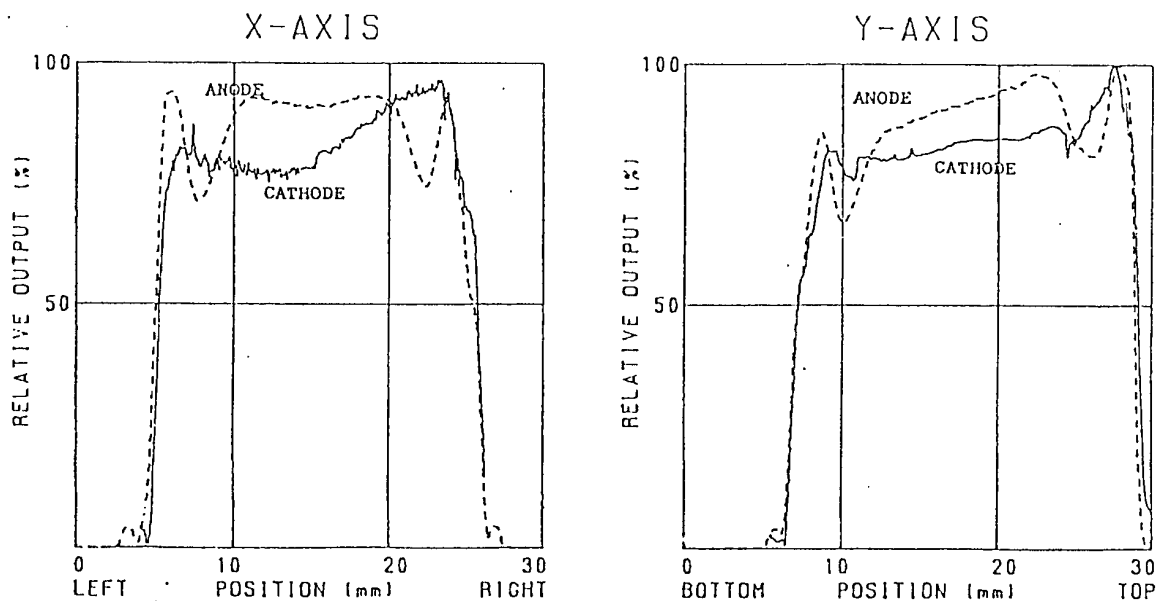


Abbildung 3.9: Darstellung der Ortsabhängigkeit der Quantenausbeute einer Photokathode eines Photomultipliers. Die Messungen sind entlang zweier zueinander senkrechten Achsen durchgeführt worden [Ham93].

Zudem kann die Lichtausbeute innerhalb einer Gruppe von Fasern starken Variationen unterworfen sein.

Um diese Effekte nicht noch weiter zu verstärken, muß das Szintillationslicht der Fasern eines Faserbündels mit Hilfe eines Lichtleiters gemischt und gleichmäßig verteilt auf der Photokathode gegeben werden. Einzelne Bereiche der Photokathode dürfen nicht bevorzugt beleuchtet werden. Die Mischung des Szintillationslichtes muß unabhängig von dem Ort sein, an dem eine Faser an den Lichtleiter gekoppelt wird. Somit ist es notwendig, die Geometrie des Lichtleiters zu optimieren, um zusätzliche Inhomogenitäten zu vermeiden. Dies ist das Ziel des zweiten Teils dieser Diplomarbeit.

Zu diesem Zweck ist ein Simulationsprogramm entwickelt worden, daß die Lichtleitung in einer szintillierenden Faser und einem daran angekoppelten Lichtleiter beschreibt. Die Erläuterung des Simulationsprogrammes sowie eine detaillierte Analyse der Simulationsrechnungen sind in Kapitel 7 beschrieben.





# Kapitel 4

## Experimentelle Grundlagen

Der folgende Abschnitt beschreibt zunächst den Aufbau des  $\text{PbF}_2$ -Moduls. Daran anschließend wird der Aufbau sowie die Datennahme bei den Teststrahlungsmessungen am CERN dargelegt.

### 4.1 Der Aufbau des $\text{PbF}_2$ -Moduls

Die Messungen wurden an vier  $\text{PbF}_2$ -Kristallen, die jeweils eine Abmessung von  $2,1 \times 2,1 \times 17,5 \text{ cm}^3$  besitzen, durchgeführt. Sie gehören zu einer Reihe von Kristallen, die für Testmessungen am Brookhaven National Laboratory, BNL, und am National Laboratory for High Energy Physics, KEK, produziert worden waren. Alle vier Kristalle zeigen eine etwa gleich gute optische Qualität, besitzen jedoch auch an verschiedenen Stellen Lufteinschlüsse. Für die Messungen waren die Oberflächen der Kristalle poliert worden. Außerdem war kurz vor Aufbau des Moduls etwaiger Schmutz durch Fingerabdrücke, Staub oder ähnlichem entfernt worden.

Jeder Kristall wurde zunächst ohne Benutzung eines Klebers vollständig in weißes Papier<sup>1</sup> eingepackt, welches eine relativ glatte Oberfläche besaß. Die vier Kristalle wurden danach zu einer  $2 \times 2$ -Matrix zusammengefügt. Die Auslese der Kristalle geschah mit Hilfe von vier Photomultipliern. Die Photomultiplier wurden nicht mit optischem Fett an die Kristalle gekoppelt, sondern wurden durch Tesafilm auf einen konstanten Abstand von  $60 \mu\text{m}$  gehalten. Dazu waren auf die Photomultiplierfenster zwei Tesafilmstreifen so geklebt worden, daß die Photokathoden nicht abgedeckt wurden. In Abbildung 4.1b ist diese Konstruktion genauer dargestellt. Sie zeigt einen Schnitt parallel zur Längsachse des Moduls, während in Abbildung 4.1a ein Schnitt senkrecht zu dieser Achse skizziert ist. In dieser Abbildung ist ebenfalls die Numerierung der vier Kristalle eingetragen, wie sie auch später in der Analyse verwendet wird.

Die Kristalle 1 und 2 wurden von zwei Photomultipliern des Typs Phillips XP2802 ausgelesen. Für die Kristalle 3 und 4 wurden Photomultiplier des Typs Phillips XP2812 eingesetzt. Beide Typen besitzen einen Durchmesser von 19 mm, eine Bialkali-Photokathode mit einem Durchmesser von 15 mm sowie ein Kalkglasfenster, welches für UV-Licht undurchlässig ist. Vor jeden Kristall wurde außerdem eine grüne Leuchtdiode angebracht, um neben zusätz-

---

<sup>1</sup>handelsübliches Schreibmaschinenpapier

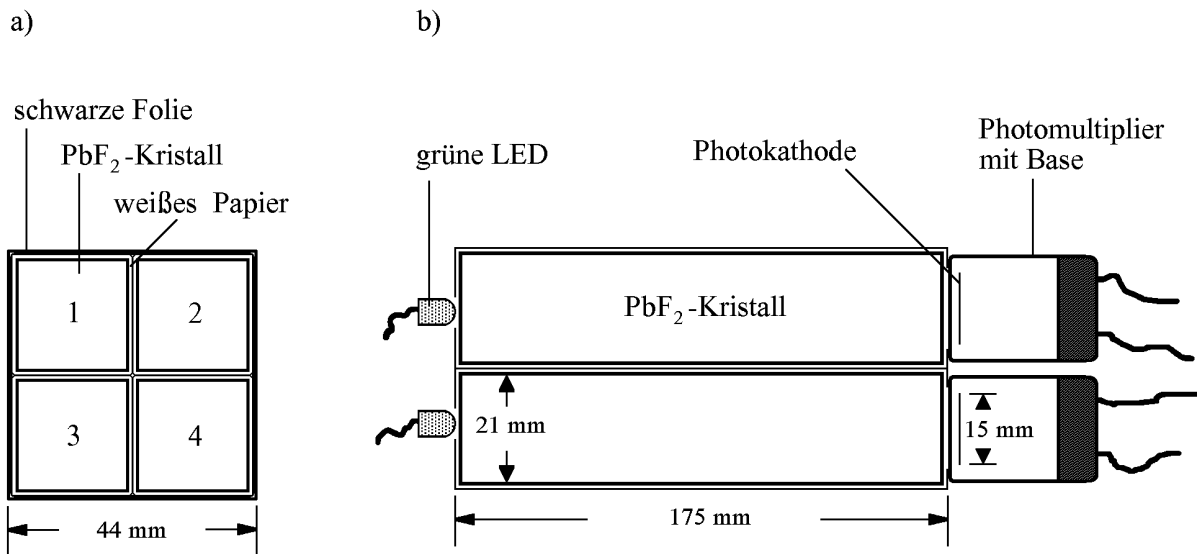


Abbildung 4.1: Darstellung des  $\text{PbF}_2$ -Moduls, a) in einem Schnitt von vorne senkrecht zur Längsachse des Moduls, b) in einem Schnitt parallel zur Längsachse des Moduls. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist in Figur b) die schwarze Folie nicht eingezeichnet worden. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu.

lichen Messungen eine Überprüfung der Photomultiplier ohne Teststrahl durchführen zu können.

Der Aufbau des Moduls schließt mit einer schwarzen Folie ab, in die das gesamte Modul eingepackt wurde. So konnte während der Messungen kein störendes Licht in die Kristalle bzw. auf die Photokathoden fallen. Diese Folie ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht in Abbildung 4.1b eingezeichnet.

## 4.2 Der Teststrahl Aufbau am CERN-PS

Im Juli 1992 wurden am Teststrahl T7N des Protonensynchrotrons PS am europäischen Kernforschungszentrum CERN Testmessungen mit dem  $\text{PbF}_2$ -Modul durchgeführt. Parallel dazu liefen Untersuchungen an drei verschiedenen Spaghetti-Kalorimeter-Modulen einer französischen Gruppe, die für den Aufbau der Detektoren, das Datennahmeprogramm sowie die Einrichtung der Triggerlogik verantwortlich war. Die Messungen dienten zur Ermittlung des Verhaltens von Hadronen in  $\text{PbF}_2$ -Kristallen für Teilchenenergien bis 10 GeV sowie der Bestimmung der Eigenschaften der  $\text{PbF}_2$ -Kristalle bezüglich der Trennung von Elektronen und Pionen. Andere Eigenschaften des Moduls wie die Linearität des Signals bezüglich der Einschussenergie, die Energie- und Zeitauflösung der Kristalle und die Homogenität bezüglich der Einschussposition sind in weiteren Messungen an einem Elektronen-Teststrahl des DESY untersucht worden. Im folgenden werden allerdings nur die CERN-Testmessungen beschrieben.

Der Strahl T7N gehört zu einer Gruppe von vier Teststrahlen, die durch den aus dem Protonensynchrotron ejizierten Strahl E17 erzeugt werden. Dieser Primärstrahl, dessen Protonen einen Impuls von 24 GeV/c besitzen und der maximal  $2 \cdot 10^{11}$  Protonen pro Puls enthält, wird durch einen Septummagneten in die Strahlen E17 und E17Süd aufgeteilt. Letzterer wird über die Magneten BM01, Q01 und Q02 auf das südliche Target gelenkt, siehe Abbildung 4.2. Dort entstehen sekundäre Protonen, Elektronen, Pionen sowie Myonen mit einer Energie von bis zu 10 GeV. Die Intensität dieser Strahlen liegt bei etwa  $10^6$  Teilchen pro Puls. Ihre Polarität, Intensität sowie ihr Impuls können vom Benutzer festgelegt werden.

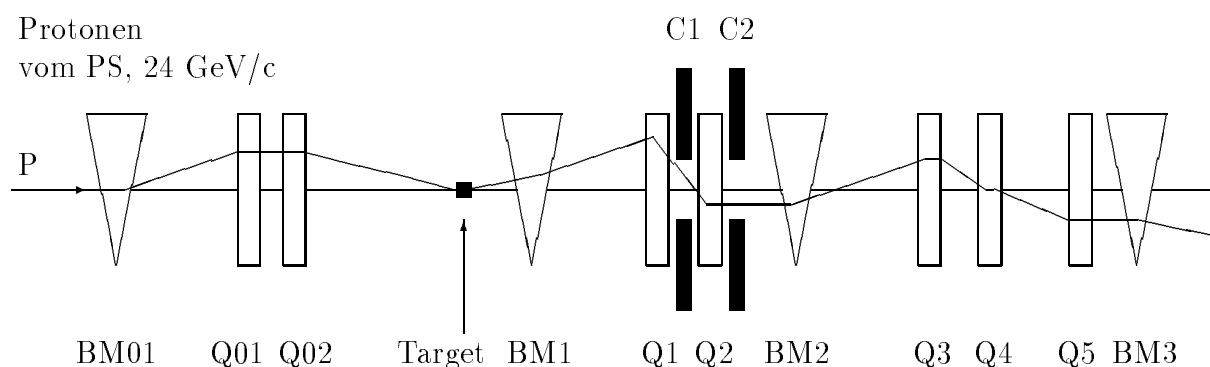


Abbildung 4.2: Darstellung der Optik des Teststrahls T7N in einem vertikalen Schnitt.

Die relative Verteilung der Teilchen ist für Protonen, Positronen und positiv geladenen Pionen in Abbildung 4.3 dargestellt. Ihr liegt eine Messung des Experimentes PS188 zugrunde [Bak84, Bak85].

Abbildung 4.2 zeigt die Optik des Teststrahls T7N. In der ersten Stufe entfernen die Quadrupole Q1 und Q2, der Ablenkmagnet BM1 sowie der Kollimator C2 alle Teilchen aus dem Strahl, deren Impuls von dem gewünschten Impuls abweicht. Der Kollimator C1 kann dazu benutzt werden, die Strahlbreite zu begrenzen und damit die Strahlintensität zu ändern.

Die zweite Stufe, die sich aus den Quadrupolen Q3, Q4, Q5 und den Ablenkmagneten BM2 und BM3 zusammensetzt, dient der Fokussierung des Strahls in den Experimentierbereich. Dabei beträgt die Impulsauflösung  $\Delta p/p$  des Teststrahls weniger als 1%. Der theoretische Wert liegt bei 0,7%.

In Abbildung 4.4 sind die Detektoren dargestellt, die den Magneten und Kollimatoren folgen. Neben zwei Vieldrahtproportionalkammern<sup>2</sup> und einem Szintillationszähler stehen zwei Schwellen-Čerenkov-Zähler, kurz CHERs, zur Verfügung, die zur Teilchenidentifizierung im Strahl dienen. Von diesen Detektoren wurden jedoch nur die Čerenkov-Zähler im Experiment eingesetzt. Sie waren mit Kohlendioxid bei einem konstanten Druck von 0,45 bar gefüllt. Die Schwelle, die durch diesen Druck für den Impuls der Teilchen gesetzt wird, kann wie folgt berechnet werden:

<sup>2</sup>engl.: Multi wire proportional chamber, MWPC

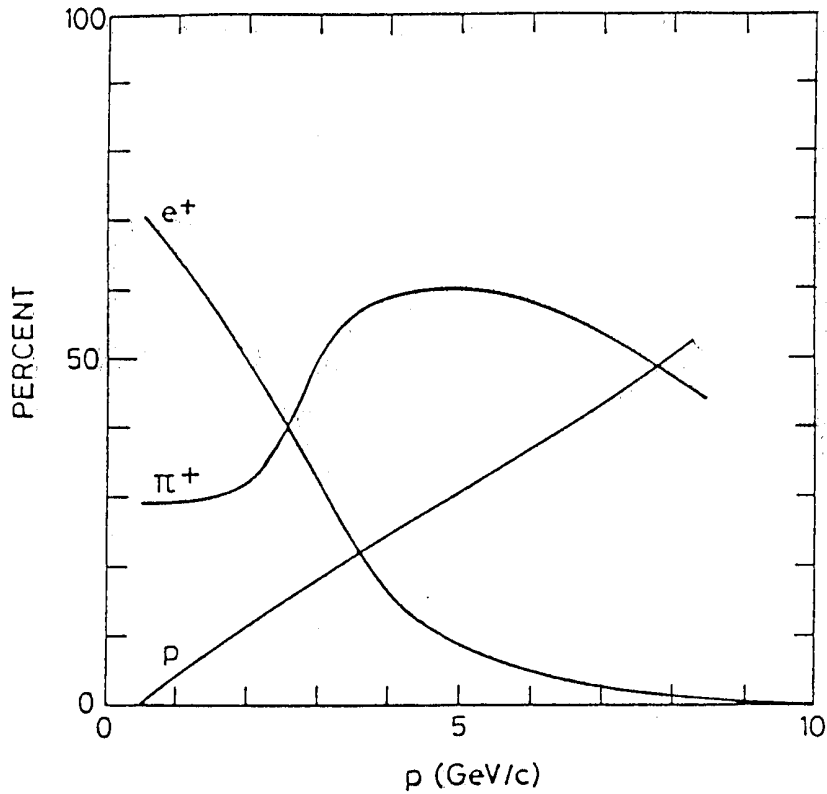


Abbildung 4.3: Relative Verteilung von Protonen, Positronen und positiv geladenen Pionen im Teststrahl T7N nach Messungen von Bak et al. [Bak84, Bak85] (aus [Bät88]).

Da der Druck relativ klein ist, gilt zwischen dem Brechungsindex  $n$  und dem Druck  $p$  der Zusammenhang

$$n - 1 = K \cdot p, \quad (4.1)$$

wobei  $K$  eine Konstante ist. Diese kann aus dem Brechungsindex für Kohlendioxid bei einem Druck von 1 atm und der obigen Gleichung berechnet werden. Er beträgt 1,000410.

So ergibt sich für Kohlendioxid und einen Druck von 0,45 bar ein Brechungsindex von  $n_{CO_2} = 1,000182$ . Nach Gleichung 3.1 beträgt dann der Wert für den Schwellenimpuls 7,34 GeV/c für Pionen und 0,03 GeV/c für Positronen. Deswegen strahlen für Impulse kleiner als 7,34 GeV/c nur Positronen Čerenkov-Licht ab. Dadurch können Pionen von Positronen unterschieden werden. Den anschließenden Aufbau des Experimentes zeigt Abbildung 4.5.

Die Szintillationszähler S3, S4, S5 und S6 wurden für die Triggerentscheidungen verwendet. Dabei begrenzen die letzten beiden über Kreuz angebrachten Zähler S5 und S6 den Strahlquerschnitt für akzeptierte Ereignisse auf  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ , wie Abbildung 4.6 verdeutlicht. Den Szintillationszählern folgte eine Driftkammer, die später zur Spurrekonstruktion dienen sollte. Sie bestand aus acht Drahtebenen, wobei die ersten vier Ebenen gegenüber den letzten vier Ebenen um  $90^\circ$  gedreht waren, so daß mit ihnen die Strahlage gemessen werden konnte. Die Ebenen werden daher im folgenden als X- und Y-Lagen bezeichnet. Jede Drahtebene

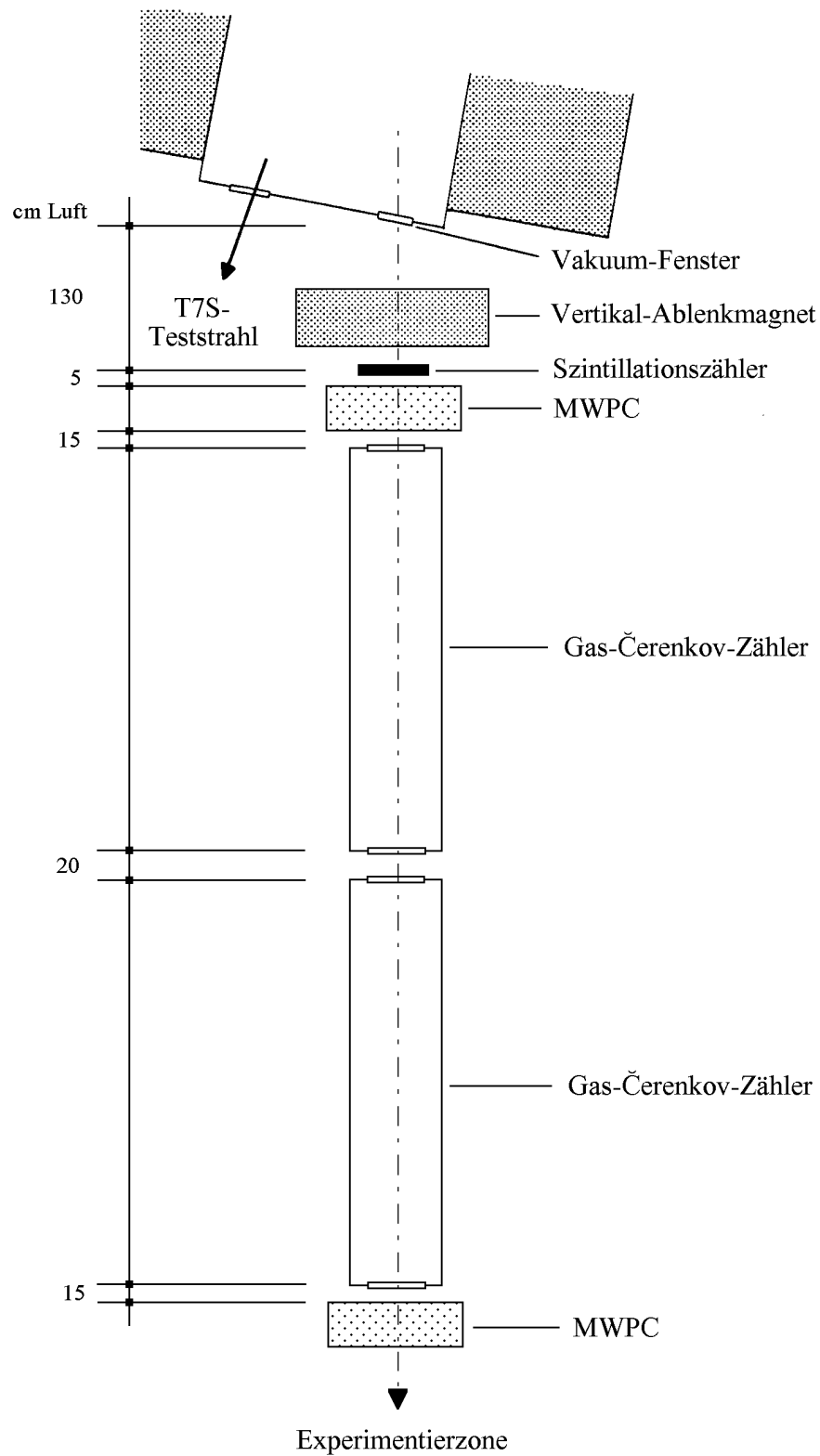


Abbildung 4.4: Aufbau der auf die Magneten und Kollimatoren folgenden Detektoren.

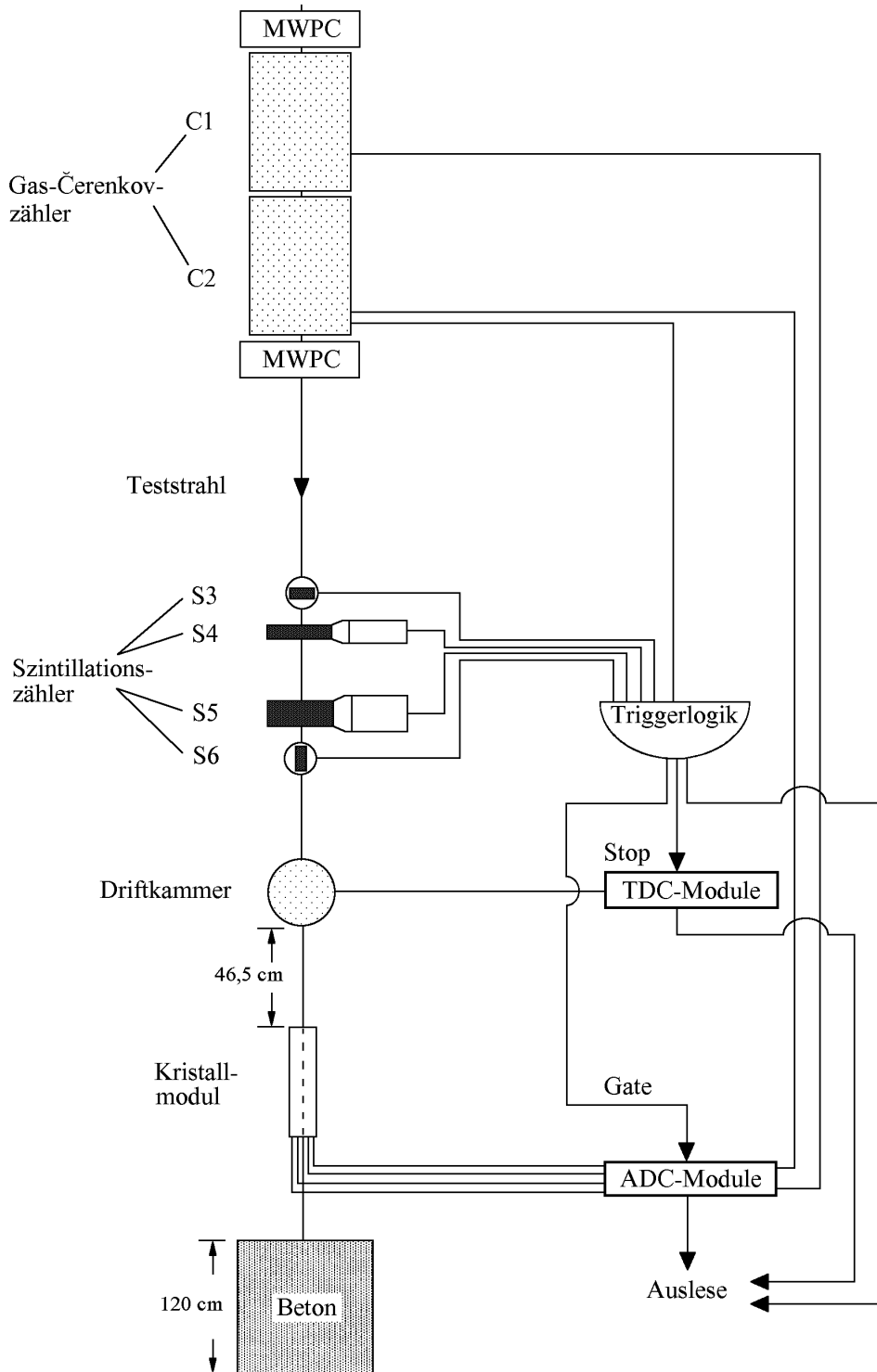


Abbildung 4.5: Aufbau des Experimentes am Teststrahl T7N.

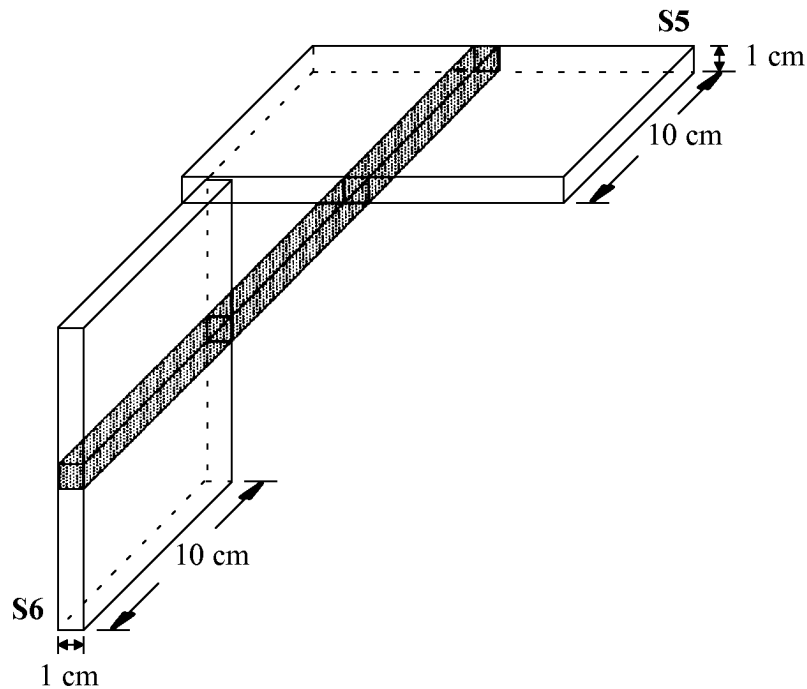


Abbildung 4.6: *Definition des Strahlquerschnittes für akzeptierte Ereignisse durch die Szintillationszähler S5 und S6. In der Abbildung sind ebenfalls die Abmessungen des Szintillatormaterials angegeben.*

besaß zehn Anodendrähte mit einem Abstand von 1 cm. Zudem waren jeweils die zweiten und vierten Drahtebenen um 5 mm relativ zu der ersten und dritten Drahtebene verschoben, um Links-Rechts-Ambiguitäten auszuschließen. Die Größe einer Driftzelle betrug  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ . Im Experiment konnten nicht alle 80 Anodendrähte ausgelesen werden, sondern nur acht Anodendrähte pro Drahtebene. Da zudem während der Vorbereitungen der Messungen eine für die Auslese der Driftkammer nötige Verstärkerkarte aufgrund ihres zu starken Rauschens abgekoppelt werden mußte, reduzierte sich diese Zahl wiederum um acht Drähte. Allerdings betraf dieser Ausfall nicht eine ganze Drahtebene, sondern nur jeweils einen Draht am Rande einer Ebene. Der Aufbau der Driftkammer sowie die Rekonstruktion der Spuren ist in [Spi93] genauer beschrieben.

Das  $\text{PbF}_2$ -Modul stand auf einem beweglichen Tisch, der sich in der Ebene senkrecht zum Strahl automatisch verschieben und sich außerdem in der Horizontalen drehen ließ. Die Längsachse des Moduls war dabei parallel zum Teststrahl ausgerichtet.



### 4.3 Die Datennahme

Während der Datennahme wurde das  $\text{PbF}_2$ -Modul von vielen Teilchen getroffen. Für jeden Puls waren dies etwa 40000 Teilchen, wobei alle 13 Sekunden ein Puls mit einer Dauer von 400 ms durch das Protonensynchrotron erzeugt wurde. Da nicht alle Ereignisse abgespeichert werden konnten und nicht jedes Teilchen der gewünschten Teilchenart entsprach, mußte mittels einer Triggerlogik, in der die Signale bestimmter Detektoren verarbeitet wurden, eine Vorauswahl getroffen werden. Sobald ein Ereignis definierte Bedingungen erfüllte, wurde ein Startsignal an die Auslese-Elektronik gegeben und die entsprechenden ADC- und TDC-Module ausgelesen. Dabei war es nicht nötig, solche Teilchen, die während des Auslesevorganges hätten registriert werden können, zu vermeiden, da dieser Fall nicht auftreten konnte. Das Gate, innerhalb dessen ein Signal registriert wurde, betrug 150 ns. Gleichzeitig traf, wie sich anhand der obigen Daten berechnen läßt, nur alle  $10 \mu\text{s}$  ein Teilchen auf das Modul. Daher war der mittlere Abstand der Teilchen so groß, daß im Mittel nur ein Teilchen registriert werden konnte. Zudem benötigte die Auslese-Elektronik einige Millisekunden Zeit, um die Signale zu verarbeiten.

Die Realisierung des Triggers erfolgte mit Hilfe der vier Szintillationszähler S3, S4, S5 und S6 sowie des Čerenkov-Zählers C2. Lag eine Koinzidenz der vier Szintillationszähler vor, so fiel das Teilchen in den Strahlbereich akzeptierter Ereignisse. Dabei nahmen die Zähler S5 und S6 die eigentliche Festlegung dieses Bereiches vor, wie zuvor schon in Abschnitt 4.2 beschrieben wurde. Die Aufgabe des Čerenkov-Zählers C2 war es, während der Messungen Positronen von Pionen zu unterscheiden. Abbildung 4.7 zeigt die ADC-Spektren der beiden Čerenkov-Zähler für Positronen von 5 GeV Energie.

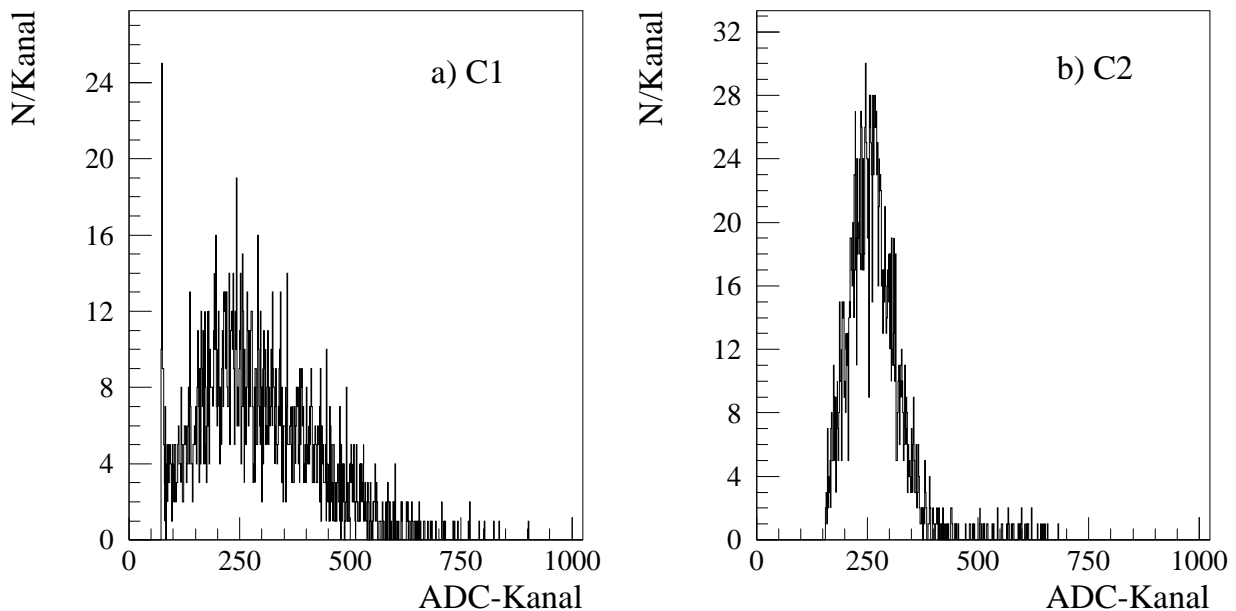


Abbildung 4.7: ADC-Spektren der beiden Čerenkov-Zähler C1 und C2 für Positronen von 5 GeV Energie. Čerenkov-Zähler C2 wurde für den Trigger verwendet.

Das Spektrum des Čerenkov-Zählers C1 ist deutlich breiter als das des Zählers C2. Deswegen wurde das Signal des Čerenkov-Zählers C1 nicht für die Triggerlogik benutzt. Der Abbildung läßt sich auch entnehmen, daß für C2 eine Diskriminatorschwelle gesetzt wurde. Dies ist an dem Einschnitt in der linken Flanke des ADC-Spektrums des Čerenkov-Zählers C2 zu erkennen.

Damit galten folgende Triggerbedingungen für die einzelnen Teilchen, unter denen die ADC-Kanäle der vier Kristall-Photomultiplier, die ADC-Kanäle der beiden Čerenkov-Zähler sowie die TDC-Module der Driftkammer ausgelesen wurden:

$$\begin{aligned}
 e^+ &: (S3 \wedge S4) \wedge (S5 \wedge S6) \wedge C2 \\
 \pi^+ &: (S3 \wedge S4) \wedge (S5 \wedge S6) \wedge \neg C2
 \end{aligned}$$

Ursprünglich war zudem für das Experiment vorgesehen, zwei Szintillationszähler, die hinter der Betonabschirmung aufgestellt waren, als Myonenzähler zu verwenden. Myonen können im Gegensatz zu anderen Teilchen die Abschirmung hinter dem PbF<sub>2</sub>-Modul durchlaufen. Andere Teilchen verlieren auf dem Weg durch die Abschirmung mehr Energie, wodurch sich ihre Reichweite verkleinert und sie hinter der Abschirmung nicht mehr nachgewiesen werden können. Für die Trennung von Elektronen und Pionen ist es wichtig, minimalionisierende Pionen von Myonen zu unterscheiden, damit die Wahrscheinlichkeit für eine Fehldentifizierung eines Pions nicht verfälscht wird. Leider funktionierte aus nicht näher bekannten Gründen der Trigger für diese Ereignisse nicht ordentlich. Allerdings liegen die relativen Myonenanteile an allen Strahlteilchen in Abhängigkeit von der Energie vor [Dag92], so daß diese in der Datenanalyse benutzt werden können. Zudem kann mit ihrer Hilfe der Positronenuntergrund in den Pionen-Datensätzen abgeschätzt werden, siehe Abschnitt 5.2. Die entsprechenden Werte sind zusammen mit den relativen Anteilen der anderen Teilchen in der folgenden Tabelle 4.1 aufgeführt.

Energie [GeV]	Anteil $\pi^+$ [%]	Anteil $\mu$ [%]	Anteil $e^+$ [%]	Anteil $p$ [%]
1	~ 24,7	~ 5,3	~ 65	~ 4
3	~ 46,8	~ 3,2	~ 33	~ 17
5	~ 57,7	~ 2,3	~ 10	~ 30
7	~ 52,5	~ 1,5	~ 3	~ 43

Tabelle 4.1: *Relative Anteile der Pionen, Myonen, Elektronen und Protonen an allen Strahlteilchen (nach [Bät88, Dag92]).*

Die Messungen erfolgten in einzelnen sogenannten Runs. Diese unterschieden sich in der Art der Strahlteilchen, der Energie der Strahlteilchen, der Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse und dem Einschubort in das PbF<sub>2</sub>-Modul. Daneben wurden des öfteren sogenannte Pedestal-Runs durchgeführt, in denen die Lage der Pedestals bestimmt wurden und eventuelle zeitliche Schwankungen gemessen werden konnten. Als Pedestal wird die Kanal-Nummer

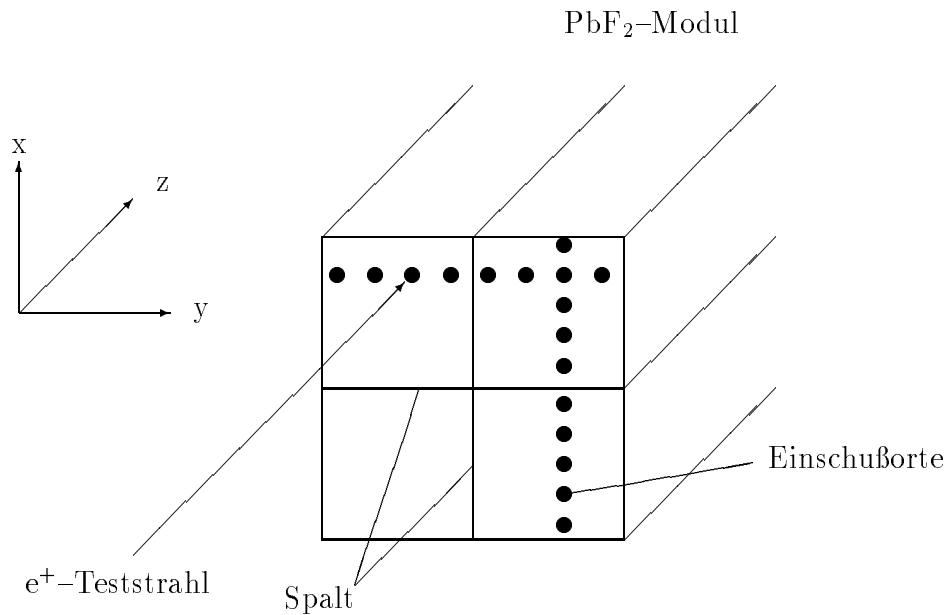


Abbildung 4.8: Bestimmung der relativen Position von  $PbF_2$ -Modul und Strahl durch Variation des Einschußortes.

eines ADCs bezeichnet, die der ADC der Nullage zuordnet, d.h. wenn kein Signal am Eingang des ADCs liegt. Bei diesen Runs wurde der Trigger nicht durch den Nachweis eines Teilchens in den Szintillationszählern, sondern durch einen externen Pulsgenerator ausgelöst.

Zu Beginn der Messungen mußte zunächst die genaue Position des  $PbF_2$ -Moduls festgestellt werden, um in die Mitte des Moduls oder eines Kristalls einschließen zu können. Dazu wurden Positronen mit einer Energie von 5 GeV an verschiedenen Stellen des Moduls eingeschossen. Abbildung 4.8 gibt einen Einblick über die Vorgehensweise. Zunächst wurden die Positronen entlang der  $z$ -Achse eingeschossen und die um die Pedestalwerte verminderten Mittelwerte der ADC-Spektren der Kristalle 1 und 2 gegen die Position des Strahls bezüglich des Tisches aufgetragen. Die Einschußpositionen lagen auf einer Linie, die parallel zur  $y$ -Achse verlief. Um die Werte vernünftig vergleichen zu können, wurden die Mittelwerte auf das Maximum der jeweiligen Kurve eines Kristalls normiert. Das Maximum einer Kurve war erreicht, sobald der Einschuß zentral in einen Kristall erfolgte. Die eigentliche Position der Kristallmitte wurde jedoch auf einem anderen Wege bestimmt. Der Ort, an dem sich die Kurve des Kristalls 1 mit der Kurve des Kristalls 2 schnitt, gab die Lage des Spaltes zwischen ihnen an. Um die Position des horizontalen Spaltes zu bestimmen, wurde so in die Kristalle 2 und 4 eingeschossen, daß die Einschußorte auf einer Linie parallel zur  $x$ -Achse lagen. Durch die Position der Spalte war nun auch die Mitte eines Kristalls oder des ganzen  $PbF_2$ -Moduls bekannt. Im Anschluß daran konnten dann die eigentlichen Messungen erfolgen.

Auf der folgenden Seite sind in Tabelle 4.2 die durchgeführten Runs aufgeführt, die in Kapitel 5 analysiert werden. Hierbei ist zu bemerken, daß während der Strahlzeit, die zur

Run-Nr.	Konfiguration	Energie [GeV]	Teilchenart	Anzahl der Ereignisse
392	1	5	$e^+$	3000
393	1	5	$e^+$	7000
394	1	5	$\pi^+$	10000
395	Pedestal-Run	—	—	1000
396	2	5	$\pi^+$	3000
397	2	5	$e^+$	3000
398	2	3	$e^+$	3000
399	2	3	$\pi^+$	3000
400	2	1	$\pi^+$	3000
401	2	1	$e^+$	3000
402	2	7	$e^+$	3000
403	2	7	$\pi^+$	3000
404	2	10	$\pi^+$	3000

Tabelle 4.2: Durchgeführte Messungen am Teststrahl T7N, die in Kapitel 5 analysiert werden. Die Details der Messungen sind im Text erläutert.

Verfügung stand, der Teststrahl wegen technischer Probleme am PS über längere Perioden nicht einsatzbereit war. Deswegen konnten nicht alle Messungen, die ursprünglich geplant waren, durchgeführt werden. Insgesamt standen nur etwa 8 Stunden statt der vorgesehenen 24 Stunden für die Datennahme zur Verfügung.

Die Zahlen in der Spalte “Konfiguration“ in Tabelle 4.2 haben unterschiedliche Bedeutung. Sie stehen für verschiedene Einschußorte und bedeuten im einzelnen:

- Konfiguration 1: Einschuß in die Mitte des PbF<sub>2</sub>-Moduls.
- Konfiguration 2: Einschuß in die Mitte des Kristalls 4.

Im folgenden Teil der Arbeit werden nun diese Messungen analysiert.



# Kapitel 5

## Analyse der Teststrahldaten

In diesem Kapitel wird die Auswertung der Teststrahldaten beschrieben. Zu Beginn des Kapitels wird zunächst die Vorauswahl von Ereignissen erläutert, an die sich die eigentliche Analyse der Daten anschließt. In diesem Abschnitt werden Ergebnisse der Datenanalyse bezüglich des Verhaltens von Hadronen in Bleifluorid und der Elektron–Pion–Trennung dargestellt.

### 5.1 Vorauswahl von Ereignissen

Die Analysen in diesem Kapitel werden mit den Datensätzen der Runs 392 bis 404 durchgeführt. Die übrigen Messungen dienen anderen Zielen. Sie werden im weiteren Verlauf der Analyse nicht berücksichtigt.

Für die weitere Verwendung der vorliegenden Ereignisse ist es zunächst notwendig, diejenigen aufgezeichneten Ereignisse zu verwerfen, die keine vernünftigen physikalischen Signale produziert haben. Dies sind Ereignisse, die vor Subtraktion der Pedestals zu Einträgen in die nullten Kanäle der ADCs führten. Ebenso werden solche Ereignisse aus der Analyse herausgenommen, bei denen Unstimmigkeiten während der Datennahme auftraten.

Desweiteren ist es für die Untersuchung der Elektron–Pion–Trennung mit dem  $\text{PbF}_2$ -Modul wichtig, die Güte der Selektion der Teilchen durch die Čerenkov–Zähler zu kennen, damit diese die erreichbare Trennung nicht begrenzen. Aus diesem Grunde werden zunächst die Signale der Čerenkov–Zähler für Positronen und Pionen untersucht. Abbildung 5.1 zeigt die ADC–Pulshöhenspektren der Čerenkov–Zähler für Positronen mit einer Energie von 1, 3, 5 und 7 GeV. Die Pedestals sind in den Diagrammen noch nicht abgezogen worden. Für den Čerenkov–Zähler C2 wurde in den Testmessungen eine Diskriminatorschwelle gesetzt. Daher fehlen in den Diagrammen Einträge unterhalb des ADC–Kanals 150. Diese Schwelle ist zeitlich relativ konstant gewesen. Nur für Ereignisse des Positronen–Runs bei einer Energie von 7 GeV liegen einige wenige Ereignisse unterhalb dieser Schwelle und deuten damit auf zeitweilige Instabilitäten der Diskriminatorschwelle hin. Die entsprechenden Histogramme für Pionen mit einer Energie zwischen 1 und 10 GeV sind in den Abbildungen 5.2 und 5.3 dargestellt. Hier zeigen sich ebenfalls Ereignisse, die auf zeitweilige Instabilitäten der Diskriminatorschwelle zurückzuführen sind, da sie zu Einträgen oberhalb der durch die Diskriminatorschwelle gesetzten Grenze im Pulshöhenspektrum führen. Um auch einzelne Einträge in den ADC-Kanälen sichtbar zu machen, ist hier eine halblogarithmische Darstellung gewählt

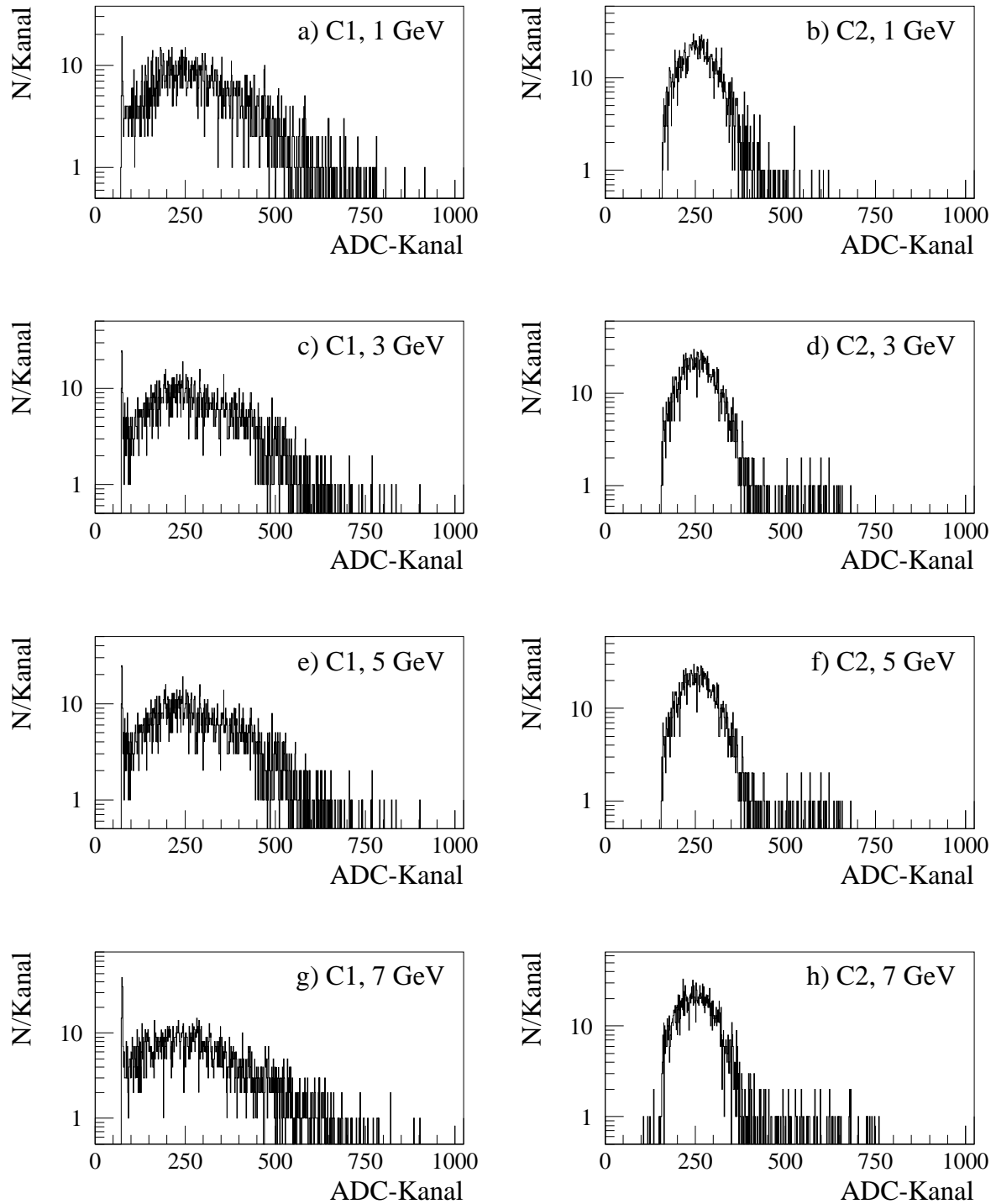


Abbildung 5.1: *ADC-Pulshöhenspektren der Čerenkov-Zähler für Positronen der Energie 1, 3, 5 und 7 GeV vor Abzug der Pedestals. C1 bzw. C2 bezeichnet den betrachteten Čerenkov-Zähler.*

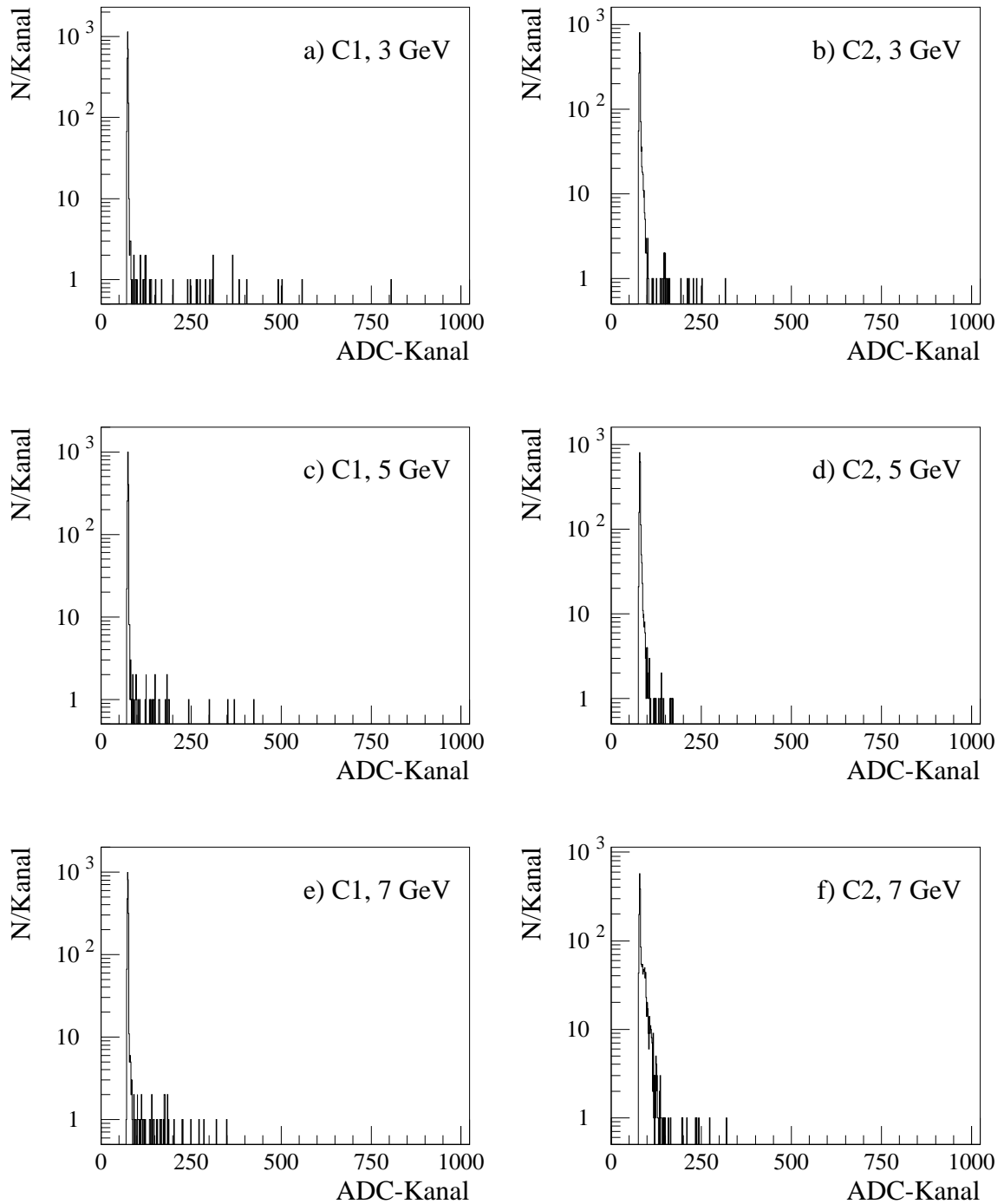


Abbildung 5.2: ADC-Pulshöhenspektren der Čerenkov-Zähler für Pionen der Energie 3, 5 und 7 GeV vor Abzug der Pedestals.



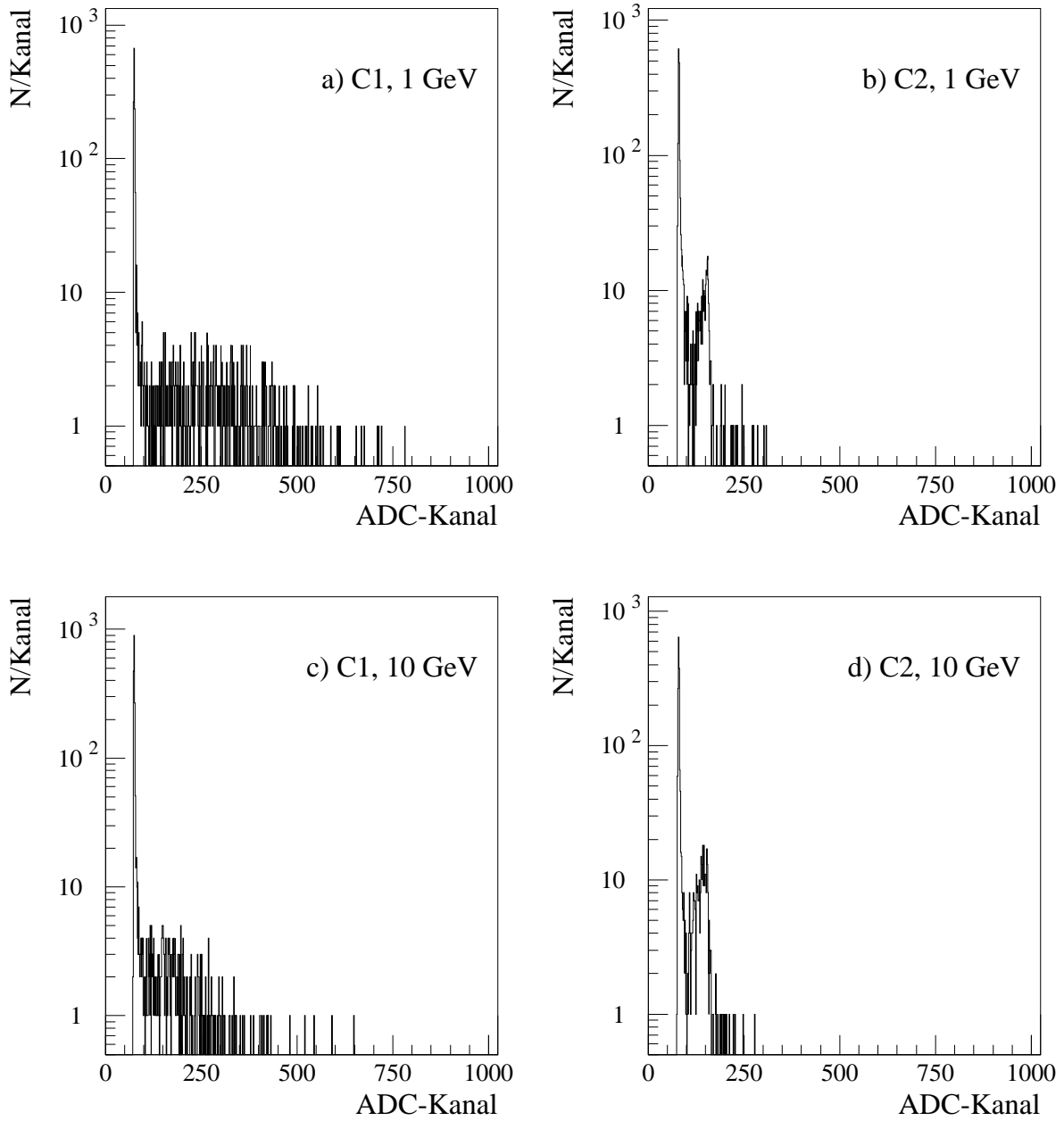


Abbildung 5.3: ADC-Pulshöhenspektren der Čerenkov-Zähler für Pionen der Energie 1 und 10 GeV vor Abzug der Pedestals.

worden. Die Histogramme in den Abbildungen 5.2a bis 5.2f weisen auf kein außergewöhnliches Verhalten der Čerenkov-Zähler hin. Da nach Abschnitt 4.3 für die Selektion eines Teilchens als Pion kein Signal des Zählers C2 vorliegen durfte, fehlen in den Histogrammen Einträge oberhalb der Grenze, die durch die oben erwähnte Diskriminatorschwelle definiert ist.

Die Abbildungen 5.3a bis 5.3d sind als Sonderfälle zu betrachten. Sie zeigen die ADC-Pulshöhenspektren der beiden Čerenkov-Zähler für Pionen mit einer Energie von 1 und 10 GeV. Aus den Abbildungen ist zu entnehmen, daß es in diesen Fällen relativ viele Teilchen gab, die innerhalb der Zähler Čerenkov-Licht produzierten. Wie sich aus Tabelle 4.1 entnehmen läßt, wird bei einer Energie von 1 GeV der Teilchenstrahl hauptsächlich von Positronen gebildet. Diese verursachen die hohen Pulshöhen in Abbildung 5.3a und 5.3b. Dies wird besonders in einem Vergleich der Abbildungen 5.1a und 5.3a deutlich. Für beide Spektren liegt der Mittelwert der Gauß-Verteilung etwa bei Kanalnummer 250.

Für die Abbildungen 5.3c und 5.3d liegt die Energie der Pionen mit 10 GeV bereits oberhalb der Čerenkov-Schwelle von 7,34 GeV, so daß diese in der Lage sind, Čerenkov-Licht abzustrahlen. Gleichzeitig ist der Anteil der Positronen an den Strahlteilchen so gering, daß sie nicht für die Einträge verantwortlich sein können. Daher war es nicht nötig, bei der Datennahme eine höhere Schwelle für die Čerenkov-Zähler zu setzen.

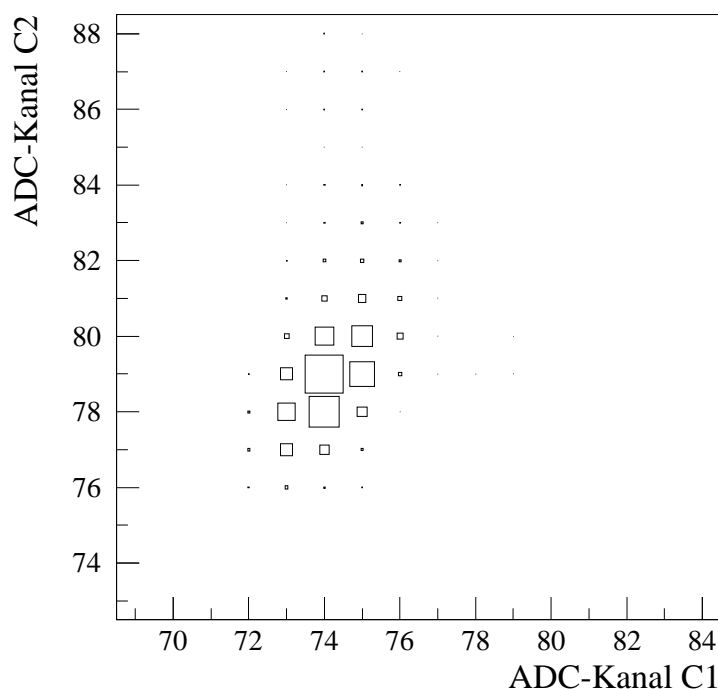


Abbildung 5.4: Korrelation der ADC-Pulshöhenspektren der beiden Čerenkov-Zähler für Pionen einer Energie von 5 GeV. Die Größe eines Quadrates ist der Anzahl der entsprechenden Ereignisse proportional.

Nachdem die Signale der Čerenkov-Zähler qualitativ verstanden sind, können diejenigen Ereignisse selektiert werden, die mit einer hohen Wahrscheinlichkeit der vorgewählten Teilchenart entsprechen. Um den genauen Wert der Schwelle zu finden, mit deren Hilfe eine Bedingung für die Selektion von Pionen festgelegt werden kann, sind in Abbildung 5.4 die Pulshöhenspektren der beiden Čerenkov-Zähler gegeneinander aufgetragen. Im Falle des Zählers C1 wird der 81. ADC-Kanal und im Falle des Zählers C2 der 85. ADC-Kanal als Schwelle festgelegt, d.h. Ereignisse, die die Bedingungen

$$C1 \leq 81 \wedge C2 \leq 85$$

erfüllen, werden im folgenden Pionen zugeordnet.

Für die spätere Analyse ist es ebenfalls wichtig zu wissen, wie groß der Untergrund an Positronen innerhalb der durch die obigen Schnitte auf die Čerenkov-Zähler ausgewählten Pionen ist und ob dieser eventuell vernachlässigt werden kann. Die Überprüfung erfolgt in mehreren Schritten.

Zunächst wird für den Čerenkov-Zähler C1 die Positronen-Ineffizienz  $\epsilon_e$  in Abhängigkeit von der Energie abgeschätzt. Diese Ineffizienz gibt eine obere Grenze für den Anteil der Positronen an, die im Zähler C1 Signale liefern, welche denen der Pionen entsprechen. Dazu wird für Positronen von 1, 3, 5 und 7 GeV Energie für den Zähler C2 ein ADC-Kanal festgelegt, oberhalb dessen die Einträge aller Wahrscheinlichkeit nach auf Positronen zurückzuführen sind. Gleichzeitig wird an den Zähler C1 die Forderung  $C1 \leq 81$  gestellt. Durch die Verschärfung des Schnittes auf den Zähler C2 nähert sich  $\epsilon_e$  einem konstanten Wert. Zur Verdeutlichung dieser Methode ist in Tabelle 5.1 ein Beispiel angegeben. Dabei wurden Positronen einer Energie von 5 GeV des Runs 393 untersucht. Unter „Schnitten“ sind hier und im folgenden solche Schnitte zu verstehen, die auf die aufgezeichneten Daten wirken. Die Schnitte während der Datennahme bleiben davon unberührt. Diese Methode wird ebenfalls für Positronen von 1,3 und 7 GeV Energie durchgeführt, um eine eventuelle Energieabhängigkeit der Größe  $\epsilon_e$  feststellen zu können.

Schnitt auf C2	Schnitt auf C1	Ereignisse nach Schnitt	Anteil nach Schnitten [%]
—	—	6861	
—	$\leq 81$	225	$3,3 \pm 0,2$
$\geq 250$	—	3784	
$\geq 250$	$\leq 81$	106	$2,8 \pm 0,3$
$\geq 300$	—	1430	
$\geq 300$	$\leq 81$	36	$2,5 \pm 0,4$

Tabelle 5.1: *Beispiel für die Bestimmung der Ineffizienz des Čerenkov-Zählers C1 für den Nachweis von Positronen. Dem Beispiel liegen Ereignisse des Runs 393 mit 5 GeV Positronen zugrunde. Die Schnitte beziehen sich auf die Kanalnummern der ADCs der Čerenkov-Zähler.*

Der relative Anteil der Ereignisse, die diese Bedingungen erfüllen, nähert sich für eine wachsende Schwelle des Zählers C2 einem konstanten Wert. Diese Konstante erweist sich als energieunabhängig und beträgt etwa 2,5%. Sie ist eine obere Grenze für die Ineffizienz des Zählers C1.

Der zweite Schritt, der zur Bestimmung des Positronenuntergrundes innerhalb eines Teilchenstrahles aus Pionen führt, verläuft ähnlich dem ersten Schritt. Hier werden allerdings nicht Positronen, sondern Pionen untersucht. Dabei liegen Datensätze mit Energien von 1 bis 10 GeV zugrunde. Für diese wird der relative Anteil  $\epsilon_\pi$  an korrekt identifizierten Pionen bestimmt. Es zeigt sich, daß  $\epsilon_\pi$  eine energieabhängige Größe ist. Auch sie kann dadurch bestimmt werden, daß der Schnitt auf den Zähler C2 immer restriktiver wird. Sie ist eine untere Grenze für die wahre Grenze  $\epsilon_\pi$ . In Tabelle 5.2 ist wiederum ein Beispiel angegeben, welches diesen zweiten Schritt erläutern soll.

Schnitt auf C2	Schnitt auf C1	Ereignisse nach Schnitt	Anteil nach Schnitten [%]
—	—	9285	
—	$\leq 81$	9137	$98,4 \pm 1,4$
$\geq 100$	—	9184	
$\geq 100$	$\leq 81$	9090	$99,0 \pm 1,5$
$\geq 85$	—	8804	
$\geq 85$	$\leq 81$	8689	$98,7 \pm 1,5$

Tabelle 5.2: *Beispiel für die Bestimmung der Effizienz des Čerenkov-Zählers C1 für den Nachweis von Pionen. Dem Beispiel liegen Ereignisse des Runs 394 mit 5 GeV Pionen zugrunde. Die Schnitte beziehen sich auf Kanalnummern der ADCs der Čerenkov-Zähler.*

E [GeV]	$\epsilon_e$ [%]	$\epsilon_\pi$ [%]	$\epsilon_e/\epsilon_\pi$
1	$2,5 \pm 0,4$	$90,0 \pm 2,9$	$0,0278 \pm 0,0045$
3	$2,5 \pm 0,6$	$99,0 \pm 2,7$	$0,0253 \pm 0,0061$
5	$2,5 \pm 0,4$	$99,0 \pm 1,5$	$0,0253 \pm 0,0041$
7	$2,5 \pm 0,5$	$98,5 \pm 3,1$	$0,0254 \pm 0,0051$
10	$2,5 \pm 0,6$	$97,5 \pm 2,9$	$0,0256 \pm 0,0062$

Tabelle 5.3: *Abhängigkeit der Anteile  $\epsilon_e$  und  $\epsilon_\pi$  für den Čerenkov-Zähler C1 von der Energie.*

Tabelle 5.3 faßt die in den beiden ersten Schritten erhaltenen Zahlenwerte zusammen. Die Effizienz  $\epsilon_\pi$  ist bei 10 GeV etwas niedriger als bei den anderen Energien, da einzelne Pionen die Čerenkov-Schwelle offenbar schon überschreiten können. Der Wert für  $\epsilon_e$  bei 10

GeV wurde aus den anderen Werten extrapoliert, da keine Messung mit 10 GeV Positronen durchgeführt werden konnte. Bei 1 GeV resultiert die niedrige Effizienz  $\epsilon_\pi$  des Zählers C1 aus dem hohen Positronenuntergrund. Das Verhältnis  $\epsilon_e/\epsilon_\pi$  ist eine obere Grenze, die, wie sich im folgenden zeigen wird, trotzdem für die vorliegende Statistik ausreicht.

Im folgenden wird nun die Annahme gemacht, daß die Effizienz der beiden Čerenkov-Zähler gleich ist. Mit dieser konservativen Annahme wird der Positronenbeitrag in Pionen-Runs unterschätzt und daher die Fehlidentifizierung von Pionen als Positronen im PbF<sub>2</sub>-Modul eher überschätzt. Die Annahme ist konservativ, weil nach Abbildung 5.1 die Pulshöhenspektren des Čerenkov-Zählers C2 schmäler als die Spektren des Zählers C1 sind und daher mit C2 sicherlich eine bessere Trennung von Positronen und Pionen erreicht werden kann. Dadurch kann außerdem angenommen werden, daß die Wahrscheinlichkeit  $\epsilon_e$ , mit beiden Čerenkov-Zählern ein Positron fälschlicherweise als Pion zu identifizieren und die Wahrscheinlichkeit  $\epsilon_\pi$ , ein Pion korrekt nachzuweisen, durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten gegeben ist. Diese sind nach der obigen Annahme jedoch gleich groß, so daß gilt:

$$\epsilon_{e,\pi}(C1) = \epsilon_{e,\pi}(C2) \Rightarrow \frac{\epsilon_e}{\epsilon_\pi} = \left( \frac{\epsilon_e^{C1}}{\epsilon_\pi^{C1}} \right)^2. \quad (5.1)$$

Um nun den eigentlichen Untergrund von Positronen zu erhalten, müssen zudem die unterschiedlichen relativen Anteile  $n_e$  und  $n_\pi$  der Positronen, Myonen, Pionen und Protonen am Teststrahl in die Betrachtungen einbezogen werden. Dabei umfaßt die Menge  $n_\pi$  neben den Pionen auch Protonen und Myonen, da diese Teilchen in den Čerenkov-Zählern nicht getrennt werden können. Die Fehler für diese Zahlen resultieren aus der Ableseungenauigkeit der Werte aus der Abbildung 4.3. Die Anzahl der Positronen im Pionenstrahl pro Ereignis kann nun über das Produkt

$$\frac{\epsilon_e}{\epsilon_\pi} \cdot \frac{n_e}{n_\pi} \quad (5.2)$$

berechnet werden. Die Daten für die Anteile  $n_e$  und  $n_\pi$  können Tabelle 4.1 entnommen werden. Tabelle 5.4 faßt das Ergebnis zusammen:

E [GeV]	Anzahl der Positronen auf 1000 Pionkandidaten
1	1,5±0,5
3	0,3±0,2
5	0,07±0,03
7	0,02±0,01
10	<0,007

Tabelle 5.4: *Abhängigkeit des Positronenuntergrundes von der Energie.*

Aus den Werten in der obigen Tabelle kann geschlossen werden, daß der Positronenuntergrund in den Datensätzen für Pionen unabhängig von der Energie durch die obigen Schnitte auf die Čerenkov-Zähler vernachlässigbar ist.

In der weiteren Vorselektion der Daten wird an die Pionen die Bedingung  $C1 \leq 81 \wedge C2 \leq 85$  gestellt. Für Positronen werden neben der Triggerbedingung an den Zähler C2 zunächst keine Schnitte auf die Čerenkov-Zähler durchgeführt.

Im folgenden müssen zunächst die Pedestals der ADCs berücksichtigt werden. Dazu wurden zunächst die Mittelwerte aus den Pulshöhenspektren der vier Kristall-ADCs für die Pedestal-Runs bestimmt. Da diese Spektren nur aus zwei Kanälen gebildet werden und der Kanal mit der kleineren Kanalnummer für alle vier ADCs fast alle Einträge enthält, können die Pedestals mit diesen Kanälen gleichgesetzt werden.

Bei jedem Ereignis wird nun für jeden ADC das Signal aller Kanäle um die entsprechende Kanalnummer des Pedestals reduziert. Dabei muß damit gerechnet werden, daß es noch Einträge im Kanal 0 gibt, da das Pedestal in wahren Messungen etwas breiter als in den Pedestal-Runs ist.

Nach dieser Subtraktion können die ADC-Signale der Kristalle betrachtet werden. Abbildung 5.5 zeigt das Pulshöhenspektrum des Kristalls 4 für Positronen der Energien 1, 3, 5 und 7 GeV in der Konfiguration 2, siehe Tabelle 4.2. Die entsprechenden ADC-Spektren für Pionen sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Beim Vergleich der Diagramme fällt die hohe Anzahl an Einträgen im Kanal 0 auf. Diese sind zunächst ohne eine weitere Untersuchung nicht zu erklären. Auffällig ist auch, daß dieser Effekt besonders stark bei niedrigeren Energien auftritt. Dieser Sachverhalt gibt jedoch bereits einen ersten Hinweis für die mögliche Ursache dieses Effektes. Da das  $PbF_2$ -Modul sehr klein war, ist es möglich, daß nicht alle Teilchen innerhalb des durch die Szintillationszähler S5 und S6 definierten Akzeptanzbereiches das Modul getroffen haben. Dies könnte durch Vielfachstreuung in einem Teil des Teststrahlbaus verursacht worden sein. Da nach der Molièreschen Theorie der Vielfachstreuung für den Mittelwert des Quadrates des Streuwinkels  $\theta$  der Zusammenhang

$$\langle \theta^2 \rangle \propto \frac{1}{E}$$

gilt, würde dies den Trend in der Energieabhängigkeit erklären. Die Materie innerhalb der Driftkammer kann nicht zu diesem Effekt führen. Daher müssen die Szintillationszähler S5 und S6 die Ursache der Vielfachstreuung sein.

Um diese Vermutung zu bestätigen, wurde ein kurzes Simulationsprogramm geschrieben, mit dessen Hilfe die Aufweitung des Strahls in den Szintillationszählern abgeschätzt werden kann [Hut92]. Dem Programm liegt die Gaußsche Approximation der Molièreschen Theorie zugrunde, wie sie in der Referenz [Phy92] dargestellt ist. Die Materialeigenschaft der Szintillationszähler wurde durch Polystyrol approximiert, daß eine Strahlungslänge von 42,4 cm besitzt. Die Breite des Materials, die in die Berechnung eingeht, ist nach Abbildung 4.6 10 cm, da der Szintillationszähler S6 für solche Teilchen, die von beiden Zählern S5 und S6 nachgewiesen wurden, den größten Beitrag zur Vielfachstreuung liefert. Innerhalb des Programmes werden die Startpunkte der Teilchen so gewürfelt, daß sie gleichmäßig auf einer Fläche von  $1 \text{ cm}^2$  verteilt sind. Dies entspricht dem Bereich akzeptierter Ereignisse, siehe Abbildung 4.6. Die Simulation wurde für Teilchen einer Energie von 1 GeV durchgeführt, die zentral in einen Kristall eingeschossen wurden. Zentral bedeutet hier, daß die Mitte der  $1 \text{ cm}^2$  Fläche mit der Mitte der Frontfläche des Kristalls übereinstimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.7 wiedergegeben. Sie zeigt die Verteilung der Ereignisse auf der Frontfläche des Kristalls für einen Abstand von 1,5 m zum  $PbF_2$ -Modul. Für diesen Abstand, der in

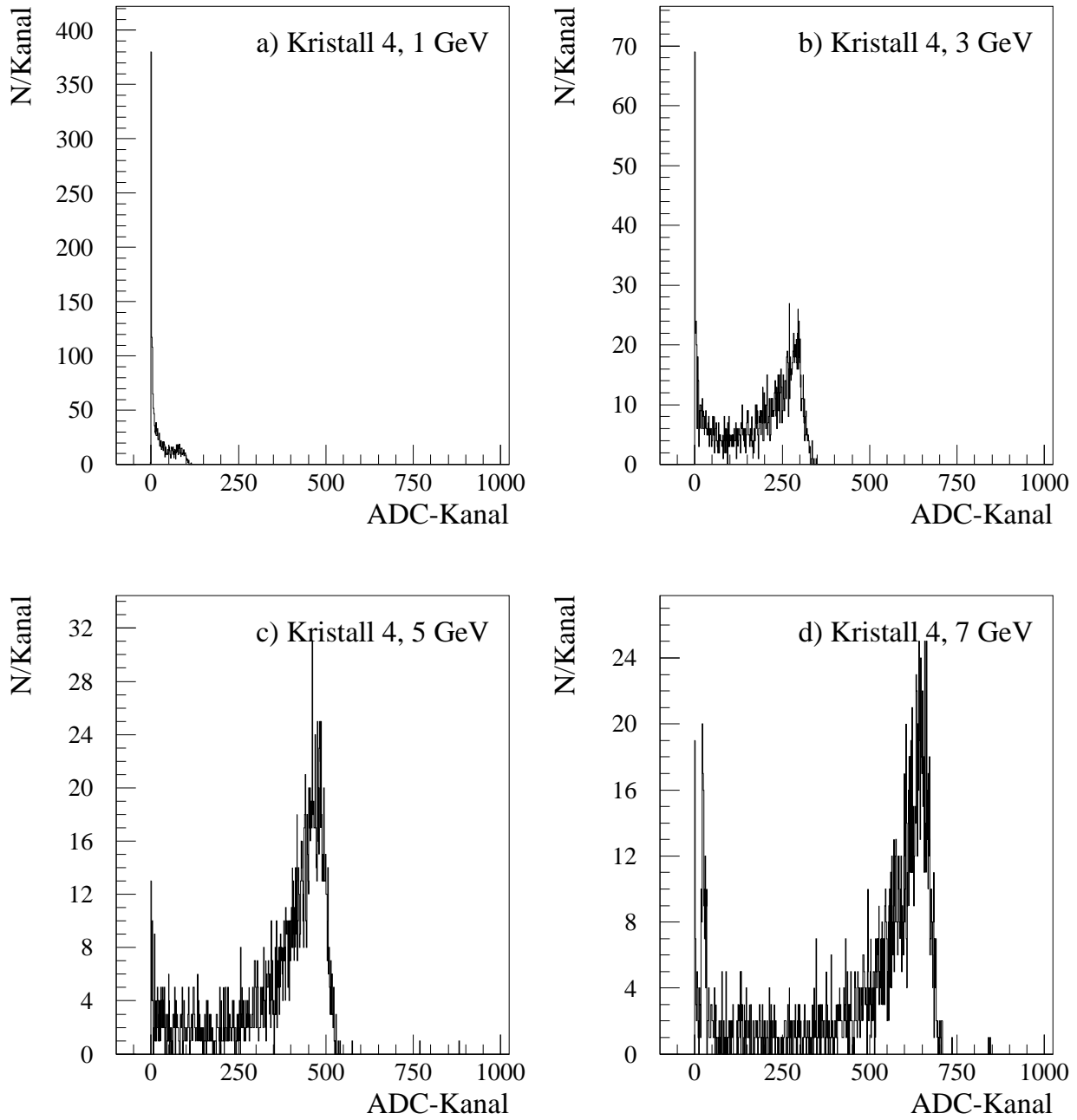


Abbildung 5.5: ADC-Pulshöhenspektrum des Kristalls 4 für Positronen der Energien 1, 3, 5 und 7 GeV bei zentralem Einschuss in diesen Kristall.

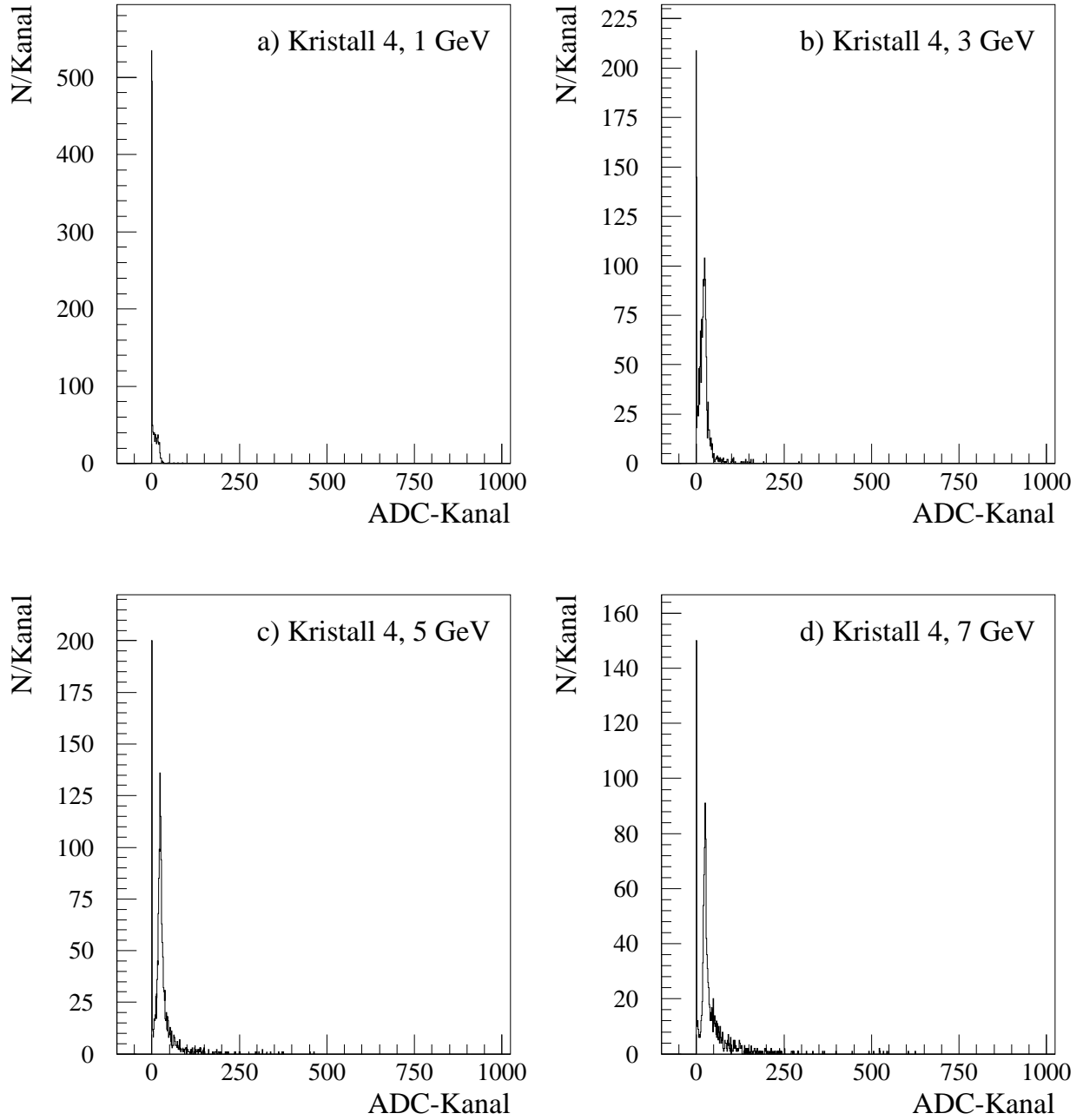


Abbildung 5.6: ADC-Pulshöhenspektrum des Kristalls 4 für Pionen der Energien 1, 3, 5 und 7 GeV bei zentralem Einschuss in diesen Kristall.



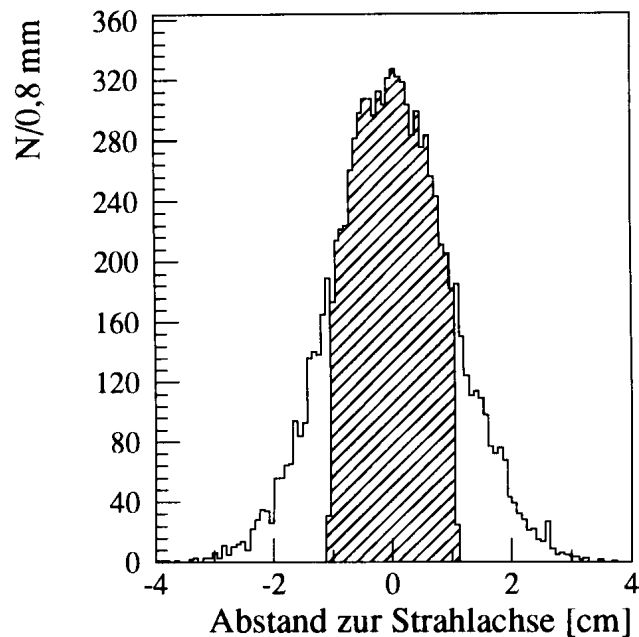


Abbildung 5.7: Vielfachstreuung in einem 10 cm dicken Plastiksintillator. Die Verteilung bezieht sich auf die Frontfläche des Kristalls, wobei der Abstand Szintillator– $\text{PbF}_2$ -Modul 1,5 m beträgt. Der schraffierte Bereich kennzeichnet die Abmessungen eines Kristalls.

etwa der Distanz in den Testmessungen entspricht, beträgt der Anteil der Ereignisse, die außerhalb des durch den Kristall definierten Bereiches von  $\pm 1,05$  cm liegen, 30%. Da die Geometrie des Szintillationszählers nicht genau in der Simulation nachvollzogen werden kann und die Simulation nur für den zweidimensionalen Fall der Vielfachstreuung erstellt wurde, ist hier nur ein qualitativer Vergleich der simulierten Daten mit den Daten aus den Testmessungen möglich. Ein Vergleich mit der Anzahl der Einträge im Kanal 0 zeigt, daß die Vermutung durch die Simulation bestätigt wird. Für Pionen einer Energie von 1 GeV liegen etwa 27% der Ereignisse im Kanal 0, für Positronen sind dies etwa 13%. Da die Werte nicht nur in der gleichen Größenordnung wie der Wert der Simulation liegen, sondern im Falle von 1 GeV Pionen auch nahezu gleich sind, verursachen vielfachgestreute Teilchen in den Szintillationszählern die Einträge im Kanal 0.

Die Ereignisse, die zu den Einträgen in den Kanal 0 der ADCs der Kristalle führen, müssen verworfen werden, da sie das eigentliche ADC-Signal der Pionen und damit die Analyse bezüglich der Elektron-Pion-Trennung verfälschen würden. Aus diesem Grunde ist es notwendig, nur solche Ereignisse zu akzeptieren, die das  $\text{PbF}_2$ -Modul bzw. den Kristall 4 relativ zentral getroffen haben. Dadurch werden auch diejenigen Teilchen verworfen, die das Modul nur auf einer kurzen Strecke durchlaufen haben. Sie sind im Falle von Positronen dafür verantwortlich, daß nach Abbildung 5.5 die Form der ADC-Spektren von der eigentlichen Form einer Gaußschen Glockenkurve abweicht und einen Ausläufer zu niedrigeren Energien besitzt.

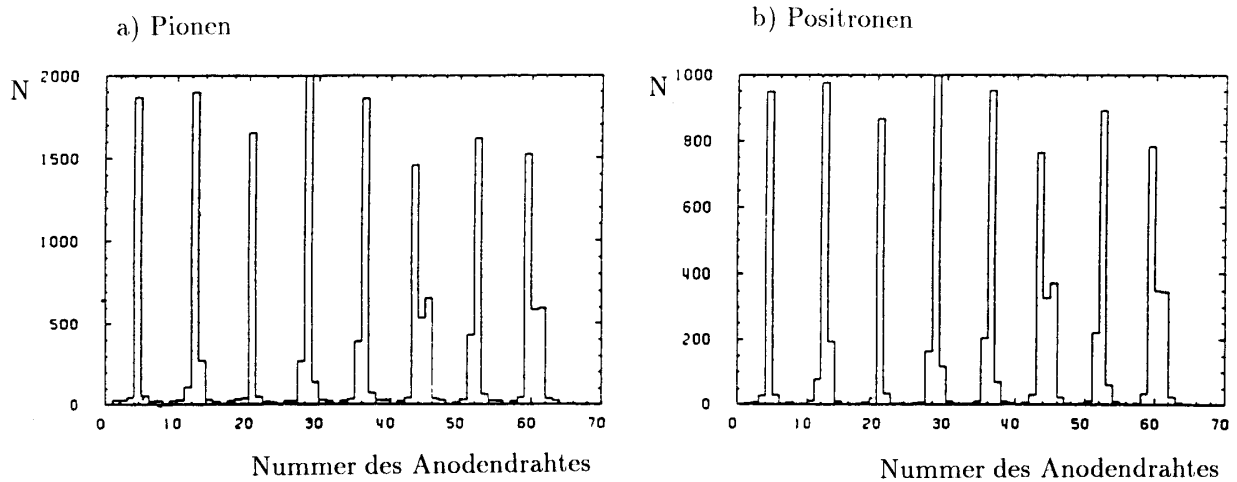


Abbildung 5.8: Darstellung der Anzahl der Treffer für jeden Anodendraht der Driftkammer.

Zur Zeit der Erstellung dieser Arbeit lagen jedoch noch keine Informationen über Ergebnisse der Analyse der Driftkammerdaten vor. Deswegen muß ein anderer Weg beschritten werden. Die zugrundeliegende Idee ist die folgende:

Diejenigen Teilchen, die je nach gewähltem Einschußort das Modul oder den Kristall 4 relativ zentral getroffen haben, haben in der Driftkammer an nahezu den gleichen Anodendrähten Signale erzeugt. Falls es also gelingt, diese Drähte zu bestimmen, ist eine weitere Selektion der Ereignisse möglich.

Abbildung 5.8 zeigt in zwei Histogrammen, wie oft ein bestimmter Draht von einem Teilchen während eines Runs gesetzt wurde. In Abbildung 5.8a ist dies für Pionen, in Abbildung 5.8b für Positronen der Energie 5 GeV dargestellt. Für diese Histogramme sind keine Schnitte auf die ADC-Kanäle der Čerenkov-Zähler nach der Datennahme durchgeführt worden. Die ersten 32 Kanäle stehen jeweils für die X-Lagen der Driftkammer, während die restlichen 32 Drähte die Y-Lagen repräsentieren. In den Abbildungen fehlen Einträge in den ersten Kanälen der acht Lagen. Diese sind auf die in Abschnitt 4.2 erwähnten nicht ausgelesenen acht Anodendrähte zurückzuführen. Eine ausführliche Beschreibung des Verhaltens und der Eigenschaften der Driftkammer während der Teststrahlungsmessungen finden sich in Referenz [Spi93].

Aus den Diagrammen wird deutlich, daß bestimmte Drähte häufiger als andere gesetzt wurden. Diese entsprechen den gesuchten Anodendrähten. Sie werden im folgenden als „gute“ Drähte bezeichnet.

Eine weitere Möglichkeit, erste Informationen der Driftkammer zu nutzen, wird aus Abbildung 5.9a ersichtlich. Dort ist für Positronen einer Energie von 5 GeV die Verteilung der Anzahl der gesetzten Drähte pro Ereignis aufgetragen. Diese Verteilung besitzt bei 8 gesetzten Drähten pro Ereignis ein Maximum. Im Mittel gibt es also einen gesetzten Draht pro Drahtebene und Ereignis. Zum Vergleich ist in Abbildung 5.9c die gleiche Verteilung für Pionen mit einer Energie von 5 GeV dargestellt. Die wesentlich höhere Anzahl an Einträgen

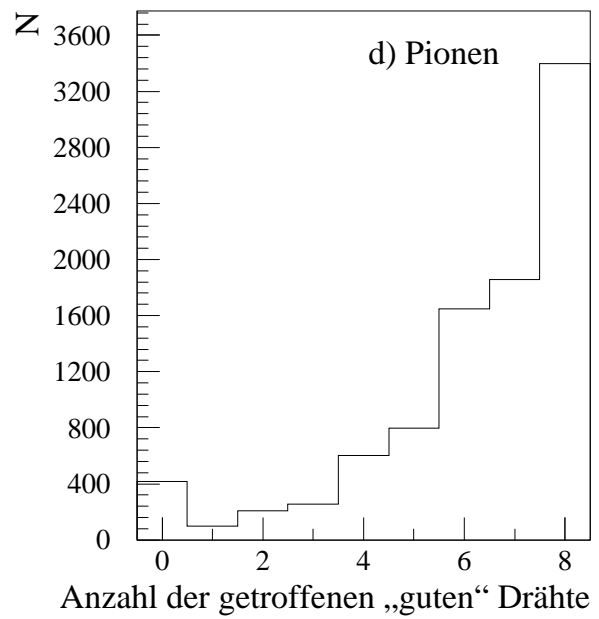
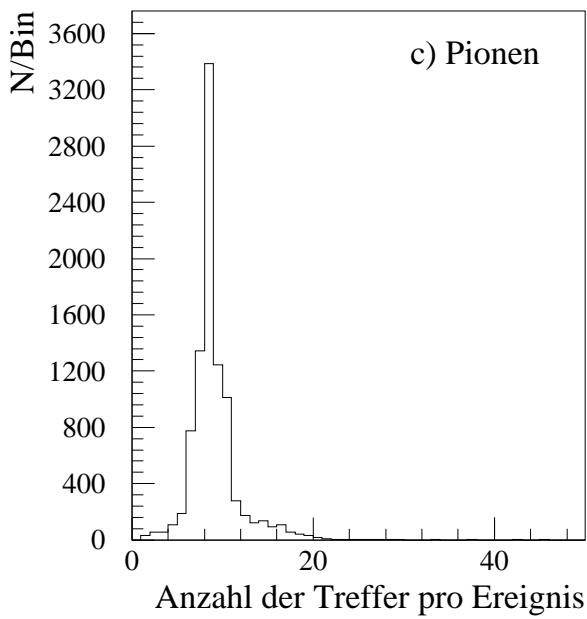
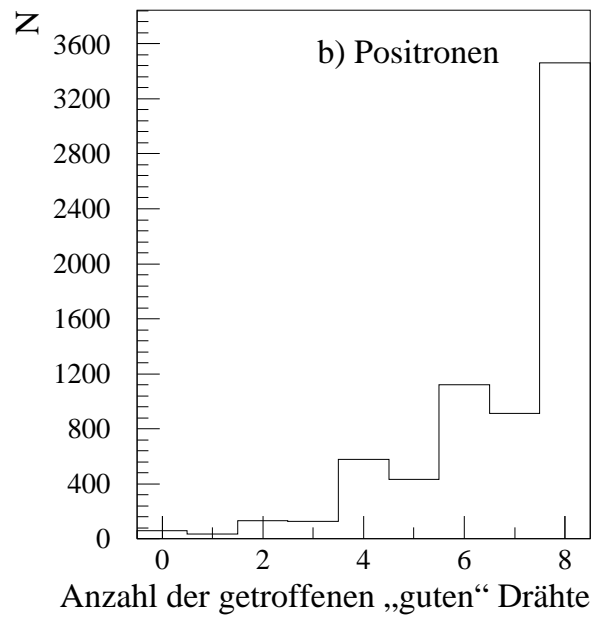
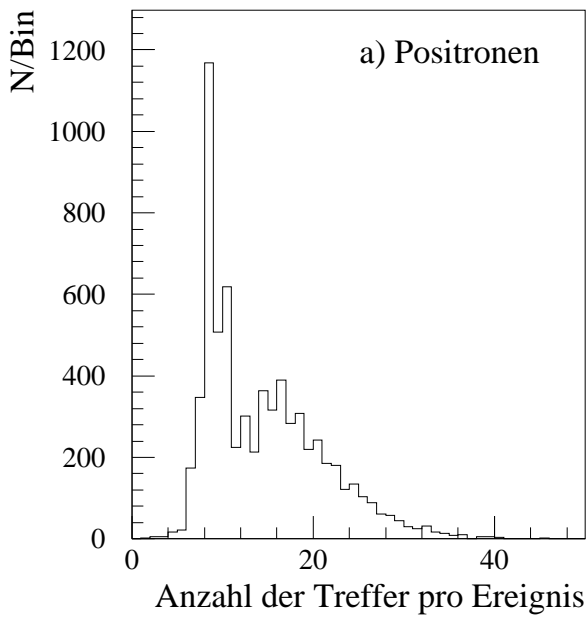


Abbildung 5.9: Darstellung der Verteilung der a) Anzahl der gesetzten Drähte pro Ereignis für 5 GeV Positronen, b) Anzahl der gesetzten „guten“ Drähte pro Ereignis für 5 GeV Positronen, c) Anzahl der gesetzten Drähte pro Ereignis für 5 GeV Pionen und d) Anzahl der gesetzten „guten“ Drähte pro Ereignis für 5 GeV Pionen.

für Positronen bei einer größeren Anzahl gesetzter Drähte pro Ereignis als 8 sind vor allem auf Bremsstrahlungsprozesse zurückzuführen. Diese Ereignisse, die zusätzliche Signale in der Driftkammer erzeugt haben, lassen sich durch einen restriktiveren Schnitt auf die Anzahl der gesetzten Drähte pro Ereignis entfernen, als dies für Pionen geschehen muß.

In den Abbildungen 5.9b und 5.9d ist für Positronen bzw. Pionen einer Energie von 5 GeV für die Gesamtheit aller Ereignisse die Verteilung der Anzahl der gesetzten „guten“ Drähte dargestellt. Wie erwartet, lösen die meisten Ereignisse Signale an allen acht „guten“ Anodendrähten aus. Es existieren allerdings auch sehr viele Ereignisse, die an weniger als acht „guten“ Drähten zu einem Signal führen.

Die Informationen über die Anzahl gesetzter „guter“ Drähte und die Anzahl der pro Ereignis gesetzten Drähte können im folgenden dazu benutzt werden, nur solche Ereignisse auszuwählen, die je nach Konfiguration das  $\text{PbF}_2$ -Modul oder den Kristall 4 näherungsweise zentral getroffen haben. Es ist dabei möglich, neben Schnitten auf die einzelnen Verteilungen auch Schnitte auf eine Kombination der beiden Verteilungen zu definieren. Bezeichnet die Variable G die Anzahl der gesetzten „guten“ Drähte und die Variable H die Anzahl der gesetzten Drähte pro Ereignis, so können mit Hilfe des Ausdrucks

$$H-G$$

auch solche Ereignisse zugelassen werden, die beispielsweise alle acht „guten“ Anodendrähte und zusätzlich zwei weitere Anodendrähte gesetzt haben. Werden alle möglichen Kombinationen zusammengestellt, ergibt sich eine Vielfalt von Schnitten, aus denen jeweils einer für Pionen und Positronen ausgewählt und im weiteren Verlauf der Analyse verwendet wird. Die Optimierungsbedingungen für diese Schnitte lauten:

- Die Ereignisse, die zu Einträgen in den nullten Kanal der ADCs der Kristalle führen, sollten verworfen werden.
- Das Positronensignal in Kristall 4 sollte möglichst gaußförmig sein.
- Die Statistik der einzelnen Messungen sollte für einen Faktor der Elektron-Pion-Trennung von  $10^{-3}$  ausreichen.

Im folgenden sind die Schnitte wiedergegeben, die unter Berücksichtigung dieser Bedingungen ausgewählt wurden. Dabei bezeichnet wiederum die Variable G die Anzahl der gesetzten „guten“ Drähte, während die Variable H für die Anzahl der gesetzten Drähte pro Ereignis steht.

- Positronen,  $e^+$ :  $G \geq 7 \wedge (H-G) \leq 2$  ;
- Pionen,  $\pi^+$ :  $G \geq 6 \wedge (H-G) \leq 5$  .

Für Positronen muß der Schnitt restriktiver gewählt werden, da es nach Abbildung 5.9a eine hohe Zahl an Einträgen für mehr als 8 gesetzte Drähte pro Ereignis gibt.

Zusätzlich zu den obigen Schnitten auf die Signale der Driftkammer werden auch Schnitte auf die Signale der Kristalle gesetzt. Danach werden nur solche Ereignisse akzeptiert, deren Pulshöhen bezüglich der einzelnen Kristalle einen positiven Wert besitzen. Dieser darf auch Null sein. Dadurch werden diejenigen Teilchen verworfen, die mit großer Wahrscheinlichkeit das  $\text{PbF}_2$ -Modul nicht getroffen haben.

Die Schnitte, die nach den Testmessungen auf die Datensätze angewandt wurden, sind im folgenden noch einmal zusammengefaßt:

$$\begin{aligned}
 e^+: & \quad (I) \quad (G \geq 7 \wedge (H-G) \leq 2) \\
 & \quad (II) \quad \wedge (PH_1 \geq 0 \wedge PH_2 \geq 0 \wedge PH_3 \geq 0 \wedge PH_4 \geq 0) \\
 & \quad (III) \quad \wedge (PH_1 + PH_2 + PH_3 + PH_4) > 0; \\
 \pi^+: & \quad (IV) \quad (G \geq 6 \wedge (H-G) \leq 5) \\
 & \quad (II) \quad \wedge (PH_1 \geq 0 \wedge PH_2 \geq 0 \wedge PH_3 \geq 0 \wedge PH_4 \geq 0) \\
 & \quad (III) \quad \wedge (PH_1 + PH_2 + PH_3 + PH_4) > 0 \\
 & \quad (V) \quad \wedge (C1 \leq 81 \wedge C2 \leq 85).
 \end{aligned}$$

Dabei bezeichnen die Variablen  $PH_i$  die Pulshöhen der vier ADCs der Kristalle. Um zu verdeutlichen, in welchem Maße die einzelnen Schnitte auf die Datensätze wirken, ist in Tabelle 5.5 die Anzahl der Ereignisse vor und nach einem bestimmten Schnitt für Positronen und Pionen verschiedener Energien gegenübergestellt.

a)	$e^+$			
Art der Schnitte	1 GeV	3 GeV	5 GeV	7 GeV
zu Beginn	2892	2908	2944	2959
(I)	450	655	690	414
(II)	444	655	690	408
(III)	443	655	690	408

b)	$\pi^+$				
Art der Schnitte	1 GeV	3 GeV	5 GeV	7 GeV	10 GeV
zu Beginn	2592	2711	2766	2848	2832
(V)	1848	2537	2588	2025	2204
(IV)	923	1787	1822	984	1116
(II)	738	1610	1663	901	1023
(III)	738	1597	1658	898	1015

Tabelle 5.5: Anzahl der Ereignisse in den Datensätzen der a) Positronen-Runs und b) Pionen-Runs bei zentralem Einschuß in Kristall 4 vor und nach den Schnitten.

Der Tabelle ist zu entnehmen, daß die Güte der Schnitte auf die Driftkammer bereits so hoch ist, daß die Schnitte II und III nahezu überflüssig sind. Dies wird besonders bei Positronen-Datensätzen deutlich, da bei diesen keine weiteren Ereignisse durch die Schnitte II und III verworfen werden. Bei den Pionen-Datensätzen wirken sich die Schnitte noch etwas aus.

Nach dieser Vorselektion der Ereignisse müssen die ADC-Kanäle in die entsprechenden Energiewerte umgeiecht werden. Da die dafür nötigen Kalibrationsmessungen am CERN-Teststrahl aus zeitlichen Gründen nicht durchgeführt werden konnten, muß auf Messungen an einem Elektronen-Teststrahl am DESY zurückgegriffen werden. In diesen Messungen zeigte sich, daß bei den verwendeten Photomultipliern für Teilchenenergien von bis zu 6 GeV aufgrund der kurzen Pulse des Čerenkov-Lichtes Spitzenströme auftraten, die Sättigungseffekte hervorriefen. Dadurch hängen die ADC-Kanalnummern nichtlinear von der Einschubenergie ab. Werden an die Pulshöhenspektren der einzelnen Kristalle Gaußverteilungen angepaßt und die Mittelwerte dieser Verteilungen gegen die Einschubenergie aufgetragen, kann durch die Anpassung einer Ausgleichskurve die Abhängigkeit der Kanalnummern von der Energie der Elektronen bestimmt werden. Eine genauere Untersuchung ergab ein Polynom dritten Grades als beste Anpassungsfunktion für die am DESY genommenen Daten [App92b]. Dabei sind die Koeffizienten in dieser Funktion für die vier Kristalle unterschiedlich. Da mit zwei verschiedenen Typen von Photomultipliern gemessen wurde, ähneln sich jeweils zwei Gruppen der Koeffizienten des Ausgleichspolynoms. Um nun auch Ausgleichsfunktionen für die CERN-Daten bestimmen zu können, wird wie folgt vorgegangen:

Zunächst müssen an die Pulshöhenspektren des vierten Kristalls Ausgleichskurven angepaßt werden. Nur in diesem Fall waren Positronen unterschiedlicher Energie zwischen 1 und 7 GeV in einen Kristall eingeschossen worden. Da die Verteilungen trotz der obigen Schnitte keine reinen Gaußfunktionen sind, wird jeweils eine Gaußfunktion an die Pulshöhenspektren angepaßt, die stetig differenzierbar in eine Exponentialfunktion übergeht [Sch83]. Die Exponentialfunktion berücksichtigt dabei den Ausläufer des Spektrums zu niedrigen Energien. Dieser stammt von solchen Teilchen, die das Modul bzw. Kristall 4 nicht zentral trafen oder einen Teil ihrer Energie im Material vor dem  $\text{PbF}_2$ -Modul verloren. Die so erhaltenen, von der Einschubenergie abhängigen Mittelwerte der Gauß-Verteilungen werden mit den Mittelwerten der gaußförmigen Ausgleichsverteilungen der DESY-Daten des Kristalls 4 verglichen. Die Werte stimmen bis auf einen energieunabhängigen Faktor überein. Unter der Annahme, daß dieser Faktor auch für die anderen drei Kristalle gilt, können unter Berücksichtigung dieses Faktors in der Anpassungsfunktion an die DESY-Daten die Anpassungsfunktionen für die CERN-Daten erhalten werden. Somit liegen nun auch hier die Abhängigkeiten der ADC-Kanalnummern von der Energie der Strahlteilchen für die vier Kristalle vor.

Das diese Methode trotz des Fehlens genauer Kalibrationsmessungen am CERN-Teststrahl vernünftige Werte für die Summe der Energiespektren der vier Kristalle liefert, verdeutlicht Abbildung 5.10. In ihr ist Verteilung der rekonstruierten Energie für Positronen einer Energie von 5 GeV für das gesamte  $\text{PbF}_2$ -Modul bei zentralem Einschub in das Modul dargestellt. Dazu wurde, nachdem die Energiewerte der einzelnen Kristalle aufsummiert worden waren, eine Gaußfunktion an das Energiespektrum angepasst. Da die obigen Abhängigkeiten ADC-Kanalnummer—Einschubenergie nur für einen einzelnen Kristall durchgeführt wurden, liegt der Mittelwert der Summe natürlich höher als 5 GeV. Dies würde jedoch bedeuten, daß mehr Energie nachgewiesen wurde, als die Strahlteilchen in Mittel besaßen. Es ist jedoch üblich, unabhängig von der Größe des untersuchten Kalorimetermoduls und den damit verbundenen Leckverlusten den Mittelwert der Summe mit der Einschubenergie gleichzusetzen und so das Kalorimeter zu eichen. Dementsprechend würde ein Teilchenschauer unabhängig von der Energie der Strahlteilchen immer vollständig in diesem Kalorimetermo-

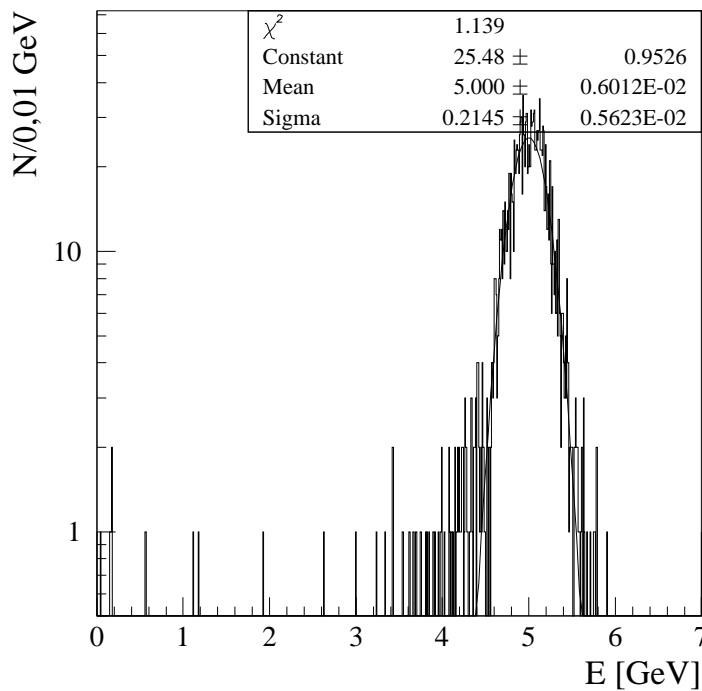


Abbildung 5.10: Verteilung der rekonstruierten Energie für Positronen einer Strahlenergie von 5 GeV. Die Teilchen wurden dabei zentral in das  $\text{PbF}_2$ -Modul eingeschossen.

dul enthalten sein. Im vorliegenden Fall wird also der Mittelwert der Gauß-Verteilung per Definition mit einer Energie von 5 GeV gleichgesetzt.

Aus der Abbildung ist zu entnehmen, daß einerseits die Schnitte auf die Driftkammer und die Kristalle die unerwünschten Ereignisse recht gut verwerfen, andererseits die Summation über die vier Kristalle das Energiespektrum trotz der fehlenden Kalibrationsmessungen nicht verzerrt. Könnten die DESY-Messungen zu den Abhängigkeiten ADC-Kanalnummer—Einschußenergie nicht auf die Teststrahlungsmessungen am CERN übertragen werden und hätten sich die einzelnen Koeffizienten des Ausgleichspolynoms für die vier Kristalle geändert, so würde das Energiespektrum in Abbildung 5.10 stark von der Idealform einer Gaußschen Glockenkurve abweichen. Einen entsprechenden Hinweis darauf, daß dem nicht so ist, liefern die Parameter und Fehler der an das Spektrum angepaßten Gaußfunktion, welche in das Diagramm in Abbildung 5.10 ebenfalls eingetragen sind. Mit diesen Werten ergibt sich eine relative Energieauflösung von  $4,29\% \pm 0,11\%$  für Positronen einer Energie von 5 GeV. Dabei muß berücksichtigt werden, daß kein optisches Fett zwischen Photomultipliern und Kristallen verwendet wurde. Der unter gleichen Bedingungen am DESY gemessene Wert beträgt 4,25%. Somit zeigt sich einerseits, daß die Güte der Schnitte auf die gesetzten Anodendrähte sehr hoch ist, andererseits ist dies eine bemerkenswerte Bestätigung des am DESY erhaltenen Wertes für die relative Energieauflösung. Die folgenden Abbildungen 5.11 und 5.12

stellen nun die Verteilungen der rekonstruierten Energien für Positronen und Pionen für Strahlenergien zwischen 1 und 7 GeV dar. Der Einschub bei diesen Messungen erfolgte zentral in Kristall 4. Um die Güte der Schnitte zu verdeutlichen, sind im Falle der Positronen halblogarithmische Darstellungen gewählt worden. Wie sich den Abbildungen entnehmen läßt, entsprechen die Spektren für Pionen und Positronen für eine Strahlenergie von 1 GeV trotz der Schnitte nur näherungsweise der Form der Spektren für andere Strahlenergien. Besonders das Pionenspektrum bei 1 GeV weist noch zu viele Einträge in Kanäle zwischen dem nullten Kanal und dem Kanal des Maximums des Spektrums durch minimal ionisierende Teilchen auf. Da diese Spektren nicht zufriedenstellend sind, werden in der folgenden Analyse Messungen mit 1 GeV Pionen und Positronen nicht berücksichtigt.

## 5.2 Trennung von Elektronen und Pionen mit dem PbF<sub>2</sub>-Modul

### 5.2.1 Grundlagen der Elektron-Pion-Trennung

Wie in Kapitel 3 erläutert wurde, ist ein Ziel des BEMC-Upgrade-Projektes, mit dem neuen Rückwärtskalorimeter Pionen, die als Elektronen fehlidentifiziert werden, um einen Faktor 1000 zu unterdrücken. Dazu können verschiedenen Verfahren der Elektron-Pion-Trennung benutzt werden. Diese basieren auf der unterschiedlichen räumlichen Entwicklung elektromagnetischer und hadronischer Schauer.

In diesem Zusammenhang muß im Falle von Bleifluorid auch auf das Signal von Positronen und Pionen in den Kristallen eingegangen werden. Dazu sind in Abbildung 5.13 die Verteilungen der rekonstruierten Energie für Pionen und Positronen einer Energie von 5 GeV gegenübergestellt. Die entsprechenden Messungen wurden bei zentralem Einschub in das PbF<sub>2</sub>-Modul durchgeführt. Die in den von den Positronen ausgelösten elektromagnetischen Schauern erzeugten Sekundärteilchen sind schnell genug, um Čerenkov-Licht abzustrahlen. Das Signal der Positronen beschränkt sich dabei auf einen begrenzten Bereich, dessen Mittelwert aufgrund der Rekonstruktion der Energie bei der Strahlenergie liegt. Für Pionen reichen die Einträge über die gesamte Energieskala bis etwa 4,5 GeV. Dabei durchquert der wesentliche Teil der Pionen das Modul ohne inelastische Wechselwirkungen, da die Länge des PbF<sub>2</sub>-Moduls weniger als eine nukleare Absorptionslänge beträgt. Sie führen als minimal ionisierende Teilchen zu einem Maximum in der Anzahl der Einträge bei etwa 200 MeV. Damit ist eine Bedingung, die an ein neues Rückwärtskalorimeter gestellt wird, erfüllt. Minimal ionisierende Teilchen können — deutlich vom Kanal 0 getrennt — mit PbF<sub>2</sub>-Kristallen nachgewiesen werden.

Die Trennung von Pionen und Elektronen bzw. Positronen wird durch den Prozeß des Ladungsaustausches begrenzt. Daher wäre es wichtig zu wissen, in wie weit dieser Prozeß zum Signal der Pionen beiträgt. Unter Ladungsaustausch wird hier der Prozeß

$$\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$$

verstanden. Dabei zerfällt das neutrale Pion innerhalb von  $10^{-16}$  Sekunden in zwei Photonen, die wiederum jeweils einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Diese Schauer überlappen und können so einen Elektronenschauer derselben Energie vortäuschen. Wäre es



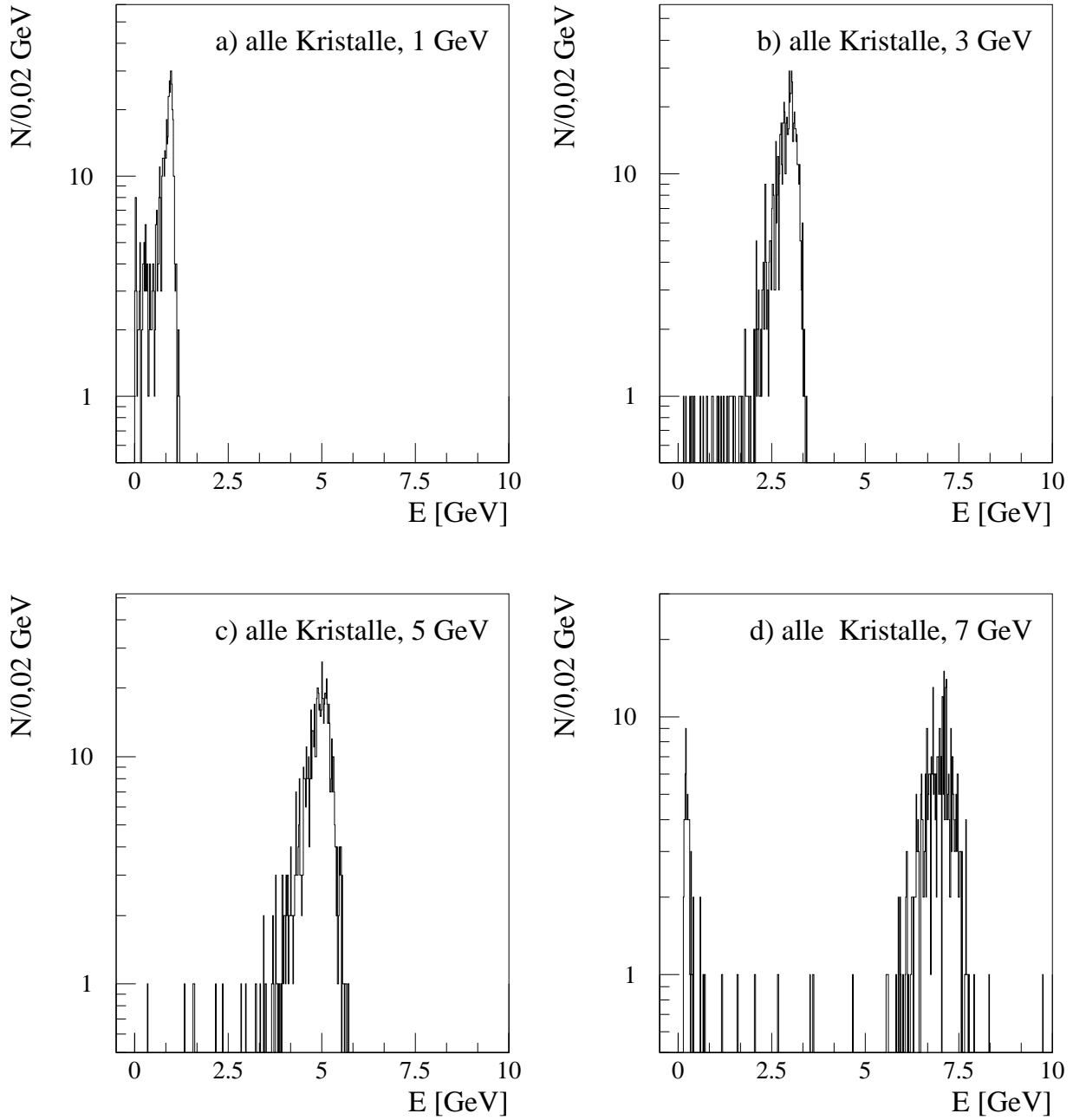


Abbildung 5.11: Verteilung der rekonstruierten Energie für Positronen einer Strahlenergie von 1, 3, 5 und 7 GeV bei zentralem Einschuss in Kristall 4.

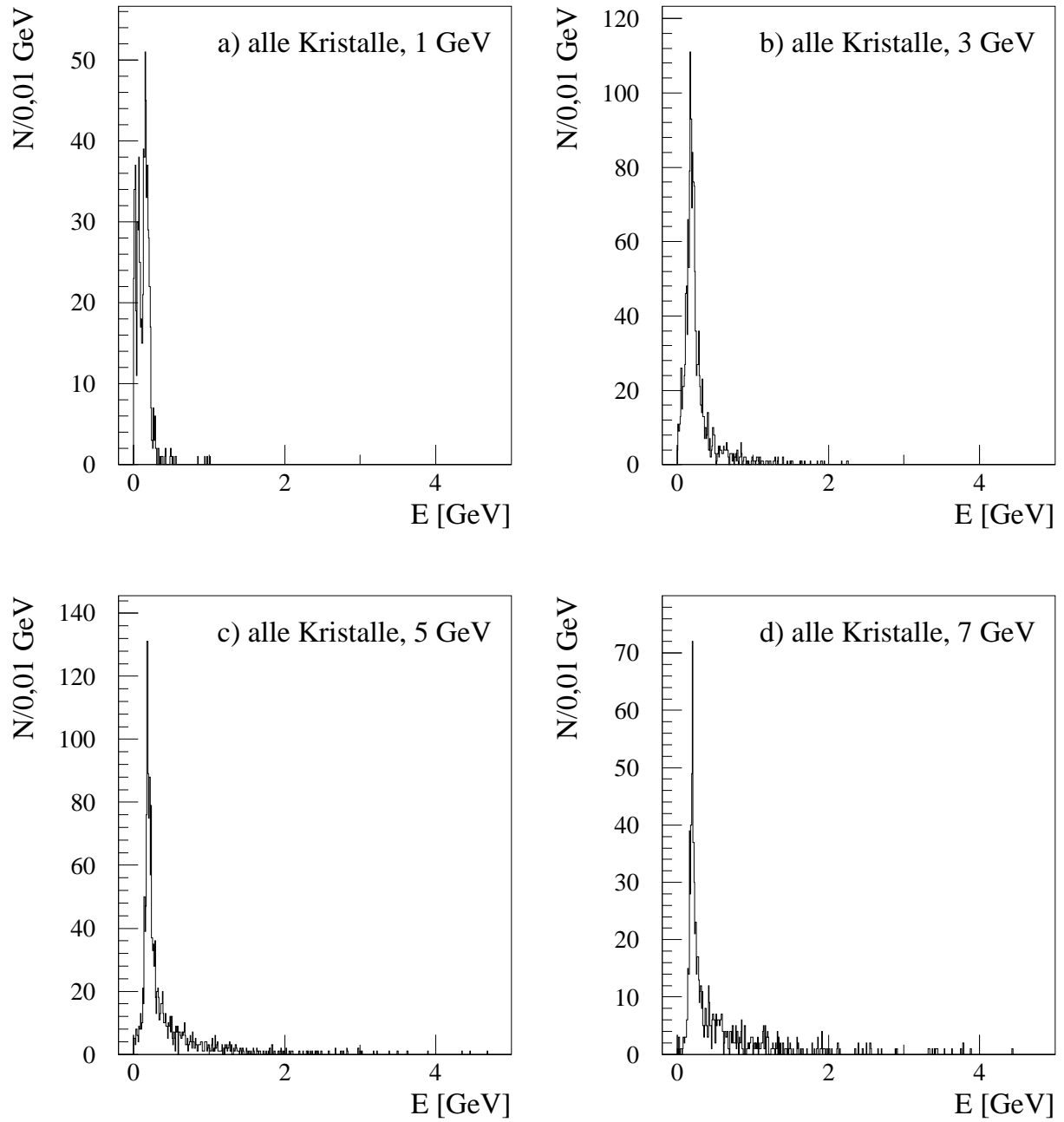


Abbildung 5.12: Verteilung der rekonstruierten Energie für Pionen einer Strahlenergie von 1, 3, 5 und 7 GeV bei zentralem Einschuss in Kristall 4.

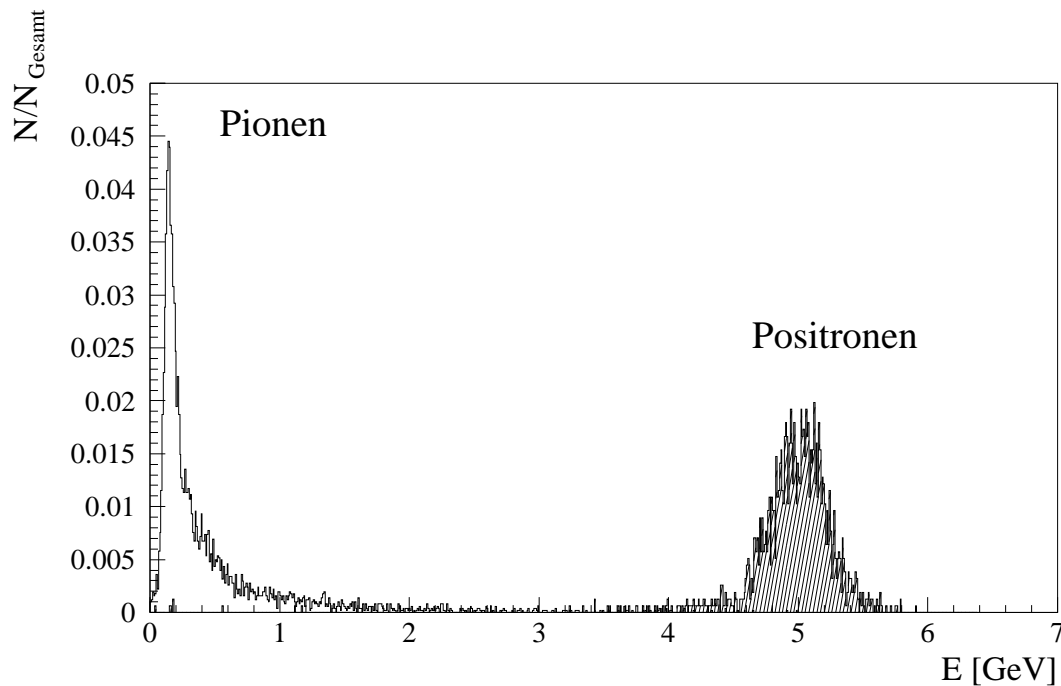


Abbildung 5.13: Verteilung der rekonstruierten Energie für Positronen und Pionen bei einer Strahlenergie von 5 GeV und zentralem Einschuss in das  $PbF_2$ -Modul.

möglich, hadronische und elektromagnetische Schauer immer zu unterscheiden, könnte ein Pion nur dann als Elektron fehlidentifiziert werden, wenn es über den Ladungsaustausch ein neutrales Pion und damit zwei Photonen erzeugt. Daher soll im folgenden der Beitrag des Ladungsaustausches zum Pionensignal abgeschätzt werden.

Zunächst muß festgestellt werden, wie häufig der obige Prozeß des Ladungsaustausches auftritt. Ein Maß für die Häufigkeit des Auftretens einer Reaktion ist die mittlere freie Weglänge  $\Lambda$ . Sie ist über die Gleichung

$$\Lambda = \frac{A}{\sigma \cdot N_A \cdot \rho} \quad (5.3)$$

mit

$A$  = Atomgewicht,  
 $\sigma$  = Wirkungsquerschnitt der Reaktion,  
 $N_A$  = Avogadrokonstante,  
 $\rho$  = Dichte des Materials

definiert. Bleifluorid besitzt ein Atomgewicht von 245,2 g/mol und eine Dichte von 7,77 g/cm<sup>3</sup>. Die Werte für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  können der Referenz [Fla83] entnommen werden. Für die weiteren Berechnungen liegen folgende Werte zugrunde:

$$\begin{aligned}\sigma(\pi^+n \rightarrow \pi^0p)|_{1\text{ GeV}} &= 6,3\text{ mb}, \\ \sigma(\pi^+n \rightarrow \pi^0p)|_{6\text{ GeV}} &= 0,126\text{ mb}.\end{aligned}$$

Um den Gesamtwirkungsquerschnitt zu erhalten, müssen die Wirkungsquerschnitte mit der Anzahl der Neutronen in einem  $\text{PbF}_2$ -Molekül multipliziert werden. So verringert sich die Weglänge  $\Lambda$  um einen Faktor 125,2. Es ergeben sich folgende Werte für die mittlere freie Weglänge:

$$\begin{aligned}\Lambda(1\text{ GeV}) &= 66,4\text{ cm} \\ \Lambda(6\text{ GeV}) &= 3322\text{ cm}.\end{aligned}$$

Der relative Anteil der neutralen Pionen, die über die Reaktion  $\pi^+n \rightarrow \pi^0p$  erzeugt werden, kann über die Gesetzmäßigkeit

$$\frac{N}{N_0} = 1 - \exp(-x/\Lambda) \quad (5.4)$$

berechnet werden. Dabei gibt  $x$  die Strecke an, auf der mögliche Ladungsaustauschprozesse stattfinden können. Sie ist in diesem Fall durch die Länge eines Kristalls gegeben und beträgt daher 17,5 cm. Bei einer Energie von 1 GeV würden in 23% aller Fälle neutrale Pionen entstehen, für eine Energie von 6 GeV läge dieser Wert nur noch bei 0,5%. Damit tragen Ladungsaustauschprozesse nur für kleinere Energien um 1 GeV stark zum Pionensignal bei. Für höhere Energien wie etwa 6 GeV sind sie jedoch zu vernachlässigen.

Üblicherweise findet in den Untersuchungen zur Trennung von Elektronen und Pionen die sogenannte Matrixmethode Verwendung, die beispielsweise schon in den Referenzen [Rau78], [Bab79] und [Col90] für Flüssigargon-Kalorimeter angewandt wurde. Diese Methode kann hier jedoch nicht benutzt werden, da zum einen das  $\text{PbF}_2$ -Modul longitudinal nicht unterteilt war und zum anderen das Modul mit vier Kristallen recht klein und nur gering segmentiert war. Daher müssen im folgenden andere Methoden verwendet werden, die die Größe des Moduls und seine einfache Segmentierung berücksichtigen. Folglich können mit diesen Methoden nur untere Grenzen für die Trennung bestimmt werden.

Als Maß für die Trennung von Elektronen und Pionen in einem Kalorimeter wird die Trennung  $T$  benutzt. Sie ist definiert durch:

$$T = \frac{\text{Wahrscheinlichkeit, ein Elektron zu identifizieren}}{\text{Wahrscheinlichkeit, ein Pion falsch zu identifizieren}}.$$

$T$  kann als Funktion der relativen Elektronen-Ausbeute angegeben werden. Dabei liefert die Unsicherheit in der Anzahl der falsch identifizierten Pionen den dominierenden Beitrag zum statistischen Fehler der Trennung.

## 5.2.2 Trennung unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Signalhöhen

Bei diesem Verfahren dienen die unterschiedlichen Signalhöhen von Positronen und Pionen in den Kristallen zur Unterscheidung. Hierfür müssen jedoch die Impulse der Teilchen bekannt sein. Die Grundlage bilden die Spektren der rekonstruierten Energie, wie sie in

Abbildung 5.11 dargestellt sind. Zunächst wird an die Verteilungen der Positronen jeweils eine Gaußfunktion angepaßt, die stetig differenzierbar in eine Exponentialfunktion übergeht. So werden der Mittelwert  $\mu$  und die Standardabweichung  $\sigma$  der Gaußfunktion bestimmt. In einem Bereich von  $\pm 3\sigma$  um den Mittelwert sind dabei 99,7% aller Positronen enthalten. Im Anschluß daran werden die Pionen gezählt, welche innerhalb des Bereiches  $\mu \pm 3\sigma$  liegen. So ergibt sich die Tabelle 5.6, in der die relativen Anteile der Pionen in Promille in Abhängigkeit von der Positronenenergie und der Pionenenergie angegeben sind:

	$E_e [GeV]$		
$E_\pi [GeV]$	3	5	7
3	$<1,4^*$	—	—
5	$10,0 \pm 2,5$	$1,9 \pm 1,1$	—
7	$13,7 \pm 4,0$	$4,6 \pm 2,3$	$3,4 \pm 2,0$
10	$27,1 \pm 5,3$	$10,0 \pm 3,2$	$<2,3^*$

Tabelle 5.6: *Relative Anteile der Pionen in einem Bereich von  $\pm 3\sigma$  um den Mittelwert der Verteilung der rekonstruierten Energie der Positronen. Die Werte sind in Promille angegeben. Sie sind ebenfalls auf den Beitrag durch Myonen korrigiert, wodurch der Anteil an Pionen überschätzt wird. Die mit \* gekennzeichneten Werte entsprechen einem Konfidenzniveau von 90%.*

Unter Berücksichtigung der obigen Definition der Trennung T können aus den Werten in der obigen Tabelle die Werte für T in Abhängigkeit von der Positronenenergie und der Pionenenergie berechnet werden. Diese sind in Tabelle 5.7 zusammengefaßt.

	$E_e [GeV]$		
$E_\pi [GeV]$	3	5	7
3	$>71$	—	—
5	$99 \pm 25$	$525 \pm 304$	—
7	$73 \pm 21$	$217 \pm 108$	$293 \pm 172$
10	$37 \pm 7$	$99 \pm 32$	$>43$

Tabelle 5.7: *Die Trennung T nach den relativen Anteilen der Pionen in der Tabelle 5.6 bei einer Positronenausbeute von 99,7%.*

Der beste Wert der Trennung wird für Positronen und Pionen einer Energie von 5 GeV bei einer Positronenausbeute von 99,7% erreicht. Für hohe Pionenenergien und niedrige

Positronenenergien verschlechtern sich die Werte, da mehr Pionen innerhalb der Kristalle einen hadronischen Schauer auslösen.

### 5.2.3 Trennung unter Berücksichtigung der unterschiedlichen transversalen Schauerentwicklung

Auch hier werden nur die Messungen betrachtet, in denen zentral in Kristall 4 eingeschossen wurde. Zur Trennung wird die Größe  $F$  definiert, die ein Maß für die transversale Schauerentwicklung ist, da sie das Verhältnis aus der Summe der Energien der drei an Kristall 4 angrenzenden Kristalle zur Gesamtenergiesumme des Moduls angibt:

$$F = \frac{\sum_{i=1}^3 E_i(n)}{\sum_{i=1}^4 E_i(n)}. \quad (5.5)$$

$E_i(n)$  gibt dabei die Energie im  $i$ -ten Kristall für das  $n$ -te Ereignis an. Die Verteilung dieser Größe ist für 5 GeV Positronen und Pionen in Abbildung 5.14a dargestellt.

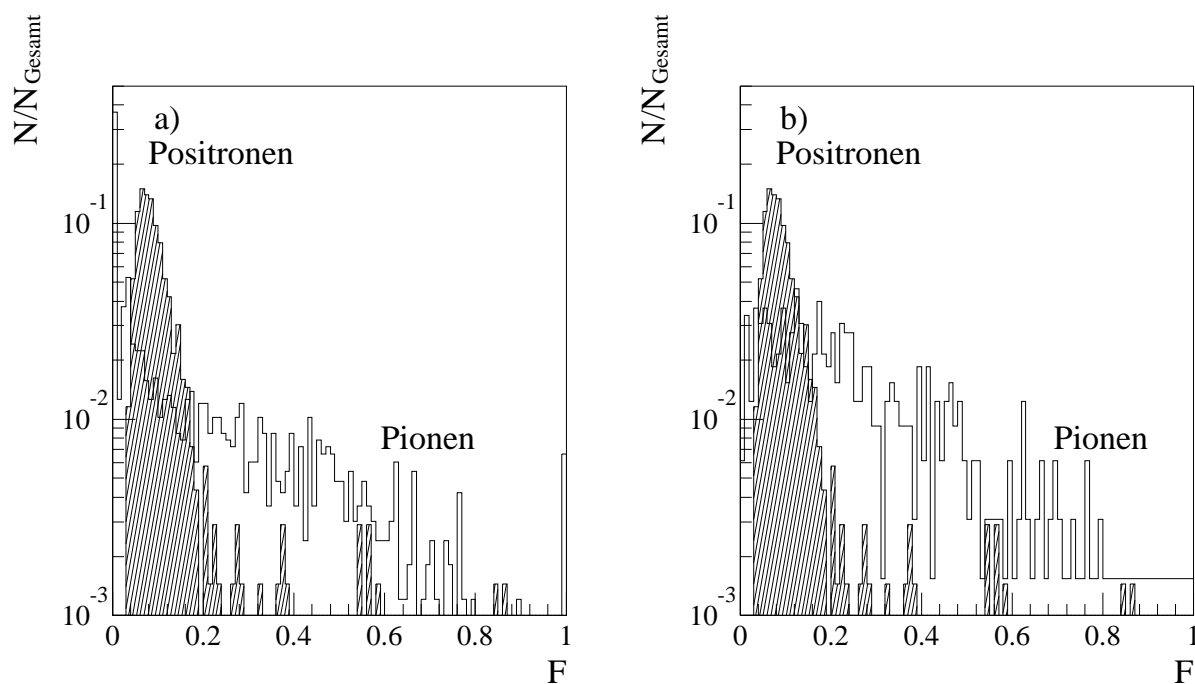


Abbildung 5.14: Verteilung der Größe  $F$  für Pionen und Positronen einer Strahlenergie von 5 GeV bei zentralem Einschuss in Kristall 4. Das schattierte Histogramm gibt die Verteilung für die Positronen wieder. Im Fall b) wurden alle Pionen verworfen, die weniger als 0,4 GeV Energie besitzen.

In Abbildung 5.14b sind nur solche Pionen zugelassen worden, die eine Mindestenergiedeposition von 0,4 GeV besitzen und somit innerhalb des PbF<sub>2</sub>-Moduls wechselwirken und einen hadronischen Schauer auslösen. Minimal ionisierende Pionen werden durch diesen Schnitt verworfen. Anhand der Abbildung wird deutlich, daß Schauer, die durch Positronen ausgelöst wurden, sich auf einem wesentlich kleineren Volumen entwickeln, als wenn sie durch ein Pion ausgelöst worden sind.

Für die Berechnung der Trennung werden zunächst Bereiche der Positronenverteilung festgelegt, innerhalb derer die Ausbeute bei 99% bzw. 90% liegt. Danach werden wiederum diejenigen Pionen gezählt, die innerhalb dieser festgelegten Bereiche liegen. Es ergeben sich folgende prozentuale Werte für die relativen Anteile an falsch identifizierten Pionen:

a) 99% e <sup>+</sup> -Ausbeute		$E_e$ [GeV]		
$E_\pi$ [GeV]	3	5	7	
3	49,1±2,1	42,6±1,9	41,1±1,9	
5	51,1±2,2	42,3±1,9	40,9±1,9	
7	58,7±3,2	49,7±2,9	47,9±2,8	
10	58,1±3,0	47,5±2,6	45,1±2,5	
b) 90% e <sup>+</sup> -Ausbeute		$E_e$ [GeV]		
$E_\pi$ [GeV]	3	5	7	
3	32,6±1,6	23,2±1,3	22,1±1,3	
5	32,4±1,6	21,4±1,3	20,3±1,2	
7	38,3±2,4	26,1±1,9	24,5±1,8	
10	35,1±2,2	23,5±1,7	22,5±1,6	
c) 90% e <sup>+</sup> -Ausbeute		$E_e$ [GeV]		
$E_\pi$ [GeV]	3	5	7	
3	53,4±8,3	30,5±5,8	27,1±5,4	
5	50,5±4,8	33,2±3,7	30,2±3,5	
7	47,5±4,8	30,2±3,6	27,9±3,4	
10	42,3±4,0	26,1±3,0	24,0±3,4	

Tabelle 5.8: *Relative Anteile der Pionen in einem Bereich von  $F$ , der eine Positronenausbeute von a) 99% bzw. 90% (b),c)) besitzt. Die Werte sind in Prozent angegeben. Sie sind in den Fällen a) und b) nicht auf den Beitrag durch Myonen korrigiert. Im Fall c) wurden alle Ereignisse verworfen, die eine Energie von weniger als 0,4 GeV besitzen.*

a) 99% e <sup>+</sup> -Ausbeute		E <sub>e</sub> [GeV]		
E <sub>π</sub> [GeV]	3	5	7	
3	2,0±0,1	2,3±0,1	2,4±0,1	
5	1,9±0,1	2,3±0,1	2,4±0,1	
7	1,7±0,1	2,0±0,1	2,1±0,1	
10	1,7±0,1	2,1±0,1	2,2±0,1	
b) 90% e <sup>+</sup> -Ausbeute		E <sub>e</sub> [GeV]		
E <sub>π</sub> [GeV]	3	5	7	
3	2,8±0,1	3,9±0,2	4,1±0,2	
5	2,8±0,1	4,2±0,3	4,4±0,3	
7	2,3±0,1	3,4±0,3	3,7±0,3	
10	2,6±0,2	3,8±0,3	4,0±0,3	
c) 90% e <sup>+</sup> -Ausbeute		E <sub>e</sub> [GeV]		
E <sub>π</sub> [GeV]	3	5	7	
3	1,7±0,3	3,0±0,6	3,3±0,7	
5	1,8±0,2	2,7±0,3	3,0±0,3	
7	1,9±0,2	3,0±0,4	3,2±0,4	
10	2,1±0,2	3,4±0,4	3,8±0,5	

Tabelle 5.9: Die Trennung  $T$  nach den Anteilen der Pionen in Tabelle 5.8 bei einer Positronenausbeute von a) 99% bzw. 90% (b),c)).

In Tabelle 5.9 sind die Werte der Trennung  $T$ , die sich aus Tabelle 5.8 ergeben, zusammengefaßt.

Es kann also unter Ausnutzung der unterschiedlichen transversalen Entwicklung hadronischer und elektromagnetischer Schauer die Trennung von Elektronen und Pionen um einen Faktor 2 - 3 verbessert werden, wobei dieser Faktor mit einem größeren Modul aus mehr als vier Kristallen sicherlich noch erhöht wird.

## 5.2.4 Trennung durch die Schwellenmethode

Das dritte Verfahren, welches zur Trennung der Positronen und Pionen der CERN-Teststrahlungsmessungen herangezogen werden kann, basiert auf einer Methode, die bereits für ein Spaghetti-Kalorimetermodul erfolgreich angewandt wurde [Aco91]. Bei dieser Methode werden die Kristalle gezählt, in denen die nachgewiesene Energie oberhalb einer festgelegten Schwellenenergie liegt. In Abbildung 5.15 ist der relative Anteil an Ereignissen als Funktion der Anzahl der Kristalle aufgetragen, in denen die Energie oberhalb von 0,6 GeV liegt. Dies ist für Pionen und Positronen geschehen. Dabei sind im Fall a) der Abbildung 5.15 die Teilchen zentral in das Modul geschossen worden, während im Fall b) zentral in Kristall 4 eingeschossen worden ist. In beiden Diagrammen beträgt die Strahlenergie 5 GeV. Wie nach den Verteilungen der rekonstruierten Energie in Abbildung 5.11 zu erwarten ist, ist die Anzahl der Kristalle, die für einen Pionen-Run oberhalb der Schwelle liegen, sehr klein, da die



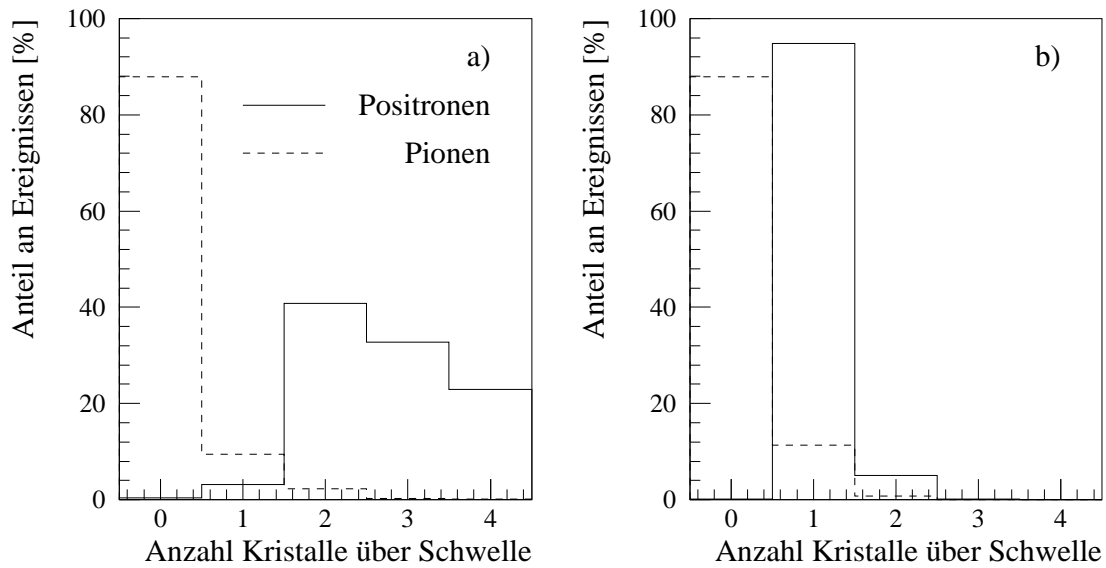


Abbildung 5.15: Abhängigkeit des Anteils an Ereignissen von der Anzahl der Kristalle für 5 GeV Pionen und Positronen, die über einer Schwelle von 0,6 GeV liegen. Im Fall a) wurde zentral in das Modul eingeschossen, während im Fall b) zentral in Kristall 4 eingeschossen wurde.

Ereignisse, die einen wesentlichen Anteil zum Spektrum der rekonstruierten Energie liefern, unterhalb der Energieschwelle von 0,6 GeV liegen. Um die Verwendung dieser Methode zur Trennung von Elektronen und Pionen zu verdeutlichen, sind in Tabelle 5.10 die relativen Anteile an Ereignissen in Abhängigkeit von der Anzahl der Kristalle mit einer Energie über 0,6 GeV für Positronen und Pionen für verschiedene Energien und Konfigurationen zusammengestellt.

In der Konfiguration 2 können Ereignisse, für die die Anzahl der Kristalle mit einer Energie oberhalb von 0,6 GeV 1 oder 2 beträgt, als Positronen definiert werden. Die Positronenausbeute liegt für diesen Schnitt bei etwa 99%, während je nach Strahlenergie nur 4 - 22% der Pionen diesen Schnitt erfüllen. Dieses Verfahren wurde für andere Schwellenenergien wiederholt. Auf diese Weise konnten bei einer Positronenakzeptanz von 99% folgende Grenzen für die Trennung T bestimmt werden:

Konfiguration 1:

$$E_{Schwelle} = 0,2 \text{ GeV: } T \approx 16$$

$$E_{Schwelle} = 0,4 \text{ GeV: } T \approx 17$$

$$E_{Schwelle} = 0,6 \text{ GeV: } T \approx 8$$

Konfiguration 2:

$$E_{Schwelle} = 0,2 \text{ GeV: } T \leq 2$$

$$E_{Schwelle} = 0,4 \text{ GeV: } 3 \leq T \leq 11$$

$$E_{Schwelle} = 0,6 \text{ GeV: } 5 \leq T \leq 25$$

Es zeigt sich, daß dieses Verfahren sehr sensitiv auf die Einschußposition der Teilchen in das PbF<sub>2</sub>-Modul ist. In der Konfiguration 1 sinkt die Trennung mit steigender Schwellenenergie.

a) Positronen	Konfiguration 1	Konfiguration 2		
Kristalle über Schwelle	5 GeV	3 GeV	5 GeV	7 GeV
0	0,4	1,2	0,1	0
1	3,1	94,8	94,8	89,4
2	40,8	4,0	5,0	10,3
3	32,8	0	0,1	0
4	22,9	0	0	0,3
b) Pionen				
0	87,9	96,0	87,9	77,9
1	9,4	3,9	11,3	19,8
2	2,3	0,1	0,8	2,1
3	0,3	0	0	0,2
4	0,1	0	0	0

Tabelle 5.10: *Relative Anteile an Ereignissen für Pionen und Positronen in Abhängigkeit von der Anzahl der Kristalle mit einer Energie oberhalb von 0,6 GeV für verschiedene Konfigurationen und Energien. Die Konfigurationen sind in Abschnitt 4.3 erläutert worden. Die Werte in der Tabelle sind in Prozent angegeben. Desweiteren wurden die Myonenanteile in den Werten berücksichtigt, so daß die Werte in der Tabelle als eine obere Grenze für den Anteil der Pionen zu verstehen sind.*

Es gibt immer weniger Kristalle, in denen die Energie über der Schwelle liegt. Dagegen steigt in der Konfiguration 2 die Trennung mit wachsender Schwellenenergie, wobei der Anteil an Ereignissen mit einem Kristall oberhalb der Schwelle zunimmt. Dieser Kristall ist derjenige, in den die Teilchen eingeschossen wurden. Somit ähnelt die Methode in diesem Fall dem ersten Verfahren. Zudem läuft die Methode in eine ganz andere Richtung. Die eigentliche Idee dieser Methode beruht darauf, daß mit diesem Verfahren die größere transversale Entwicklung hadronischer Schauer gegenüber elektromagnetischen Schauern ausgenutzt wird. In dem vorliegenden Fall eines relativ kleinen Moduls tritt jedoch genau das Gegenteil ein, so daß diese Methode hier ungeeignet ist.

### 5.3 Der Vergleich mit simulierten Daten

Für eine bessere Bewertung der Daten wurden mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programmes Pionen und Elektronen simuliert [Wal92], die in PbF<sub>2</sub>-Kristalle eingeschossen wurden, wobei das Verhalten von Hadronen in Bleifluorid besonders wichtig war. Gleichzeitig kann dadurch auch die Güte des Simulationsprogrammes in einem Vergleich mit den experimentellen Daten bestimmt werden, so daß, falls eine gewisse Übereinstimmung besteht, mit Hilfe der Monte-Carlo-Rechnungen auch Verallgemeinerungen auf andere Konfigurationen möglich sind.

Werden Myonen eingeschossen, zeigt sich, daß die Lage des Maximums in der Verteilung der nachgewiesenen Energie durch minimal ionisierende Teilchen davon abhängt, unter welchem Winkel diese in einen  $\text{PbF}_2$ -Kristall eingeschossen werden. Geschieht dies beispielsweise genau senkrecht und parallel zur Längsachse des Kristalls, und wird vorausgesetzt, daß sich zwischen Kristall und Photomultiplier ein Luftspalt befindet, so kann aufgrund der Totalreflexionen an den Kristalloberflächen kein Čerenkov-Licht am anderen Ende des Kristalls nachgewiesen werden. Dieser Effekt trat in den Testmessungen nicht auf. Dies ist wahrscheinlich auf die idealisierte Darstellung der Kristalle innerhalb des Monte-Carlo-Programmes zurückzuführen. Zum einen kann die Oberflächenbeschaffenheit der Kristalle nicht genau simuliert werden, zum anderen können kleine Inhomogenitäten in den Kristallen nicht durch das Monte-Carlo-Programm beschrieben werden.

Aufgrund dessen ist es ratsam, nur die deponierte Energie in der Simulation zu betrachten, nicht jedoch die nachgewiesene Energie.

Um abzuschätzen, welchen Einfluß die Größe des  $\text{PbF}_2$ -Moduls auf diese Verteilung hat, wurde das Verhalten von 5 GeV Pionen negativer Polarität in einem  $12 \times 12 \times 17,5 \text{ cm}^3$  und einem  $4 \times 4 \times 17,5 \text{ cm}^3$  großen Kalorimetermodul simuliert. Das größere Modul setzt sich aus 16 Kristallen zusammen, während das kleinere Modul dem Aufbau des für die Testmessungen am CERN gebauten Moduls entspricht. Im ersten Fall wurden die Pionen in der Simulation zentral in das Modul, im zweiten Fall zentral in Kristall 4 eingeschossen. Abbildung 5.16 stellt die für diese Rechnungen erhaltenen Häufigkeitsverteilungen der deponierten Energie dar. Die Verteilung ist für das größere Modul wesentlich breiter und flacher, wogegen das Spektrum im Falle des kleineren Moduls zu kleineren Energien verschoben ist. Der Anteil der einen hadronischen Schauer auslösenden Pionen ist in der Simulation wesentlich größer als im Experiment, siehe Abbildung 5.12. In beiden Fällen könnte eine Gauß-Verteilung an diesen Teil der Kurve angepaßt werden. Dies gilt jedoch nicht für die Verteilungen der experimentellen Daten. Für einen besseren Vergleich muß daher in der Simulation die Erzeugung und der Transport des Čerenkov-Lichtes berücksichtigt werden. Der Čerenkov-Effekt verhindert, daß die gesamte deponierte Energie in sichtbare Energie umgewandelt wird.

Anhand dieser Monte-Carlo-Simulationen zeigt sich also, daß die Größe des Moduls nicht nur einen starken Einfluß auf die Form der Verteilung der deponierten Energie hat, sondern auch die Verteilung der nachgewiesenen Energie verändert.

Der dritte wichtige Punkt, der Gegenstand von Monte-Carlo-Simulationen war, ist die transversale Entwicklung elektromagnetischer und hadronischer Schauer. Angelehnt an das zweite Verfahren zur Trennung von Pionen und Positronen in Abschnitt 5.2.2 wurden Pionen und Elektronen simuliert, die mit einer Energie von 5 GeV in den Kristall 4 eingeschossen wurden. In Abbildung 5.17 ist die normierte Verteilung des Verhältnisses der Summe der Energien in den Kristallen 1, 2 und 3 zur Gesamtenergie im ganzen  $\text{PbF}_2$ -Modul dargestellt. Dabei wurden wieder nur Pionen berücksichtigt, die eine Energie größer als 0,4 GeV besaßen. Zum besseren Vergleich zeigt Abbildung 5.18 die Verteilung der Größe  $F$  aus Abschnitt 5.2.2 mit der gleichen Kanalbreite. Die experimentellen Daten zeigen eine geringere transversale Ausdehnung der hadronischen Schauer als die simulierten Daten. Auch dies ist wieder darauf zurückzuführen, daß in den simulierten Verteilungen die deponierte Energie verwendet wurde.

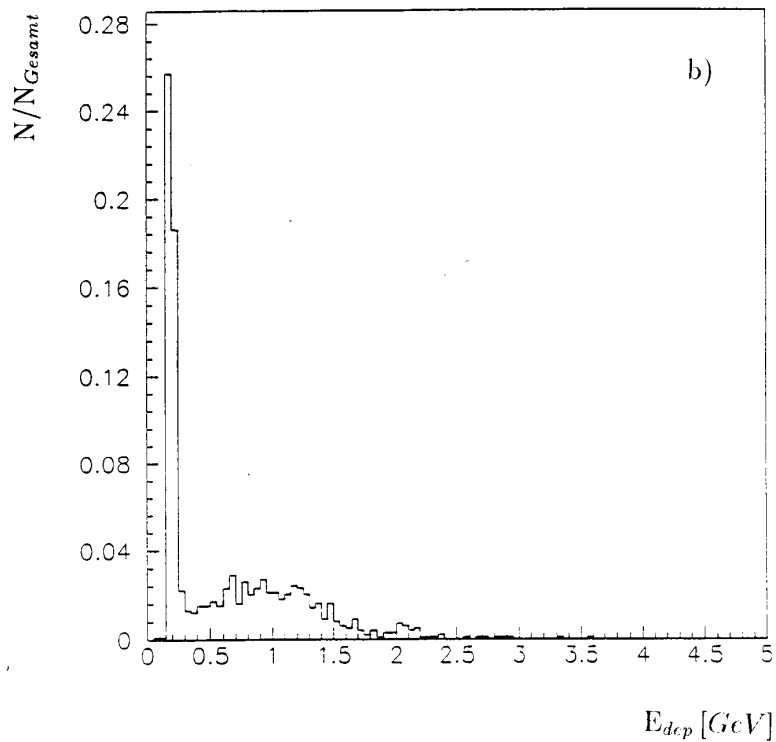
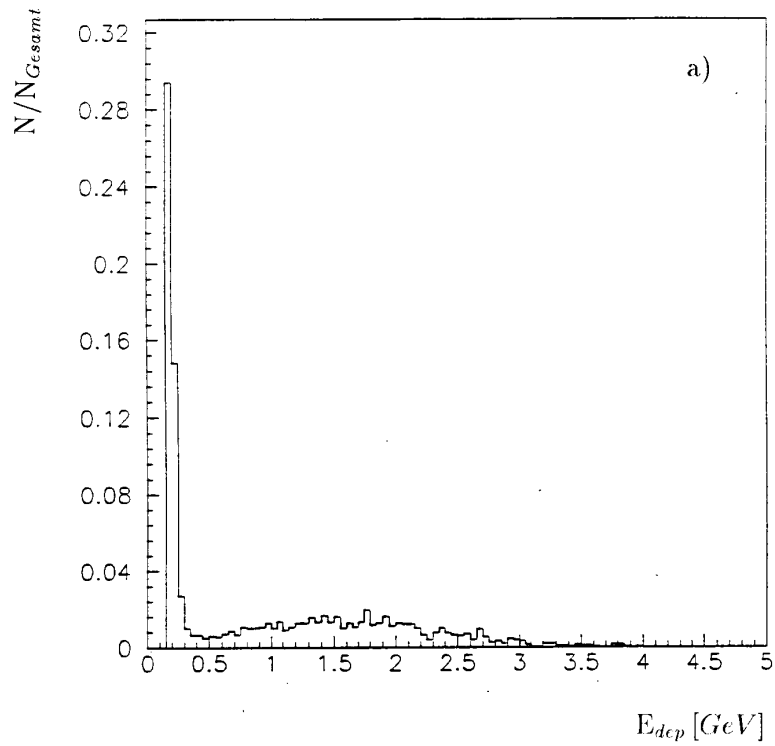


Abbildung 5.16: *Simulierte Verteilung der deponierten Energie für 5 GeV Pionen. a) Zentraler Einschub in ein Modul der Größe  $12 \times 12 \times 17,5 \text{ cm}^3$ , b) Zentraler Einschub in Kristall 4 bei einem Modul der Größe  $4 \times 4 \times 17,5 \text{ cm}^3$ .*

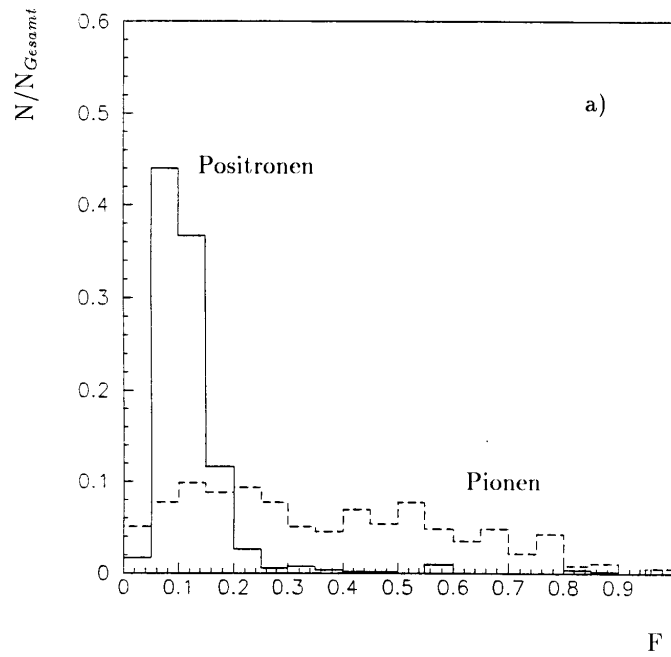


Abbildung 5.17: Verteilung der Größe  $F$  für simulierte Pionen und Elektronen einer Energie von 5 GeV bei zentralem Einschuss in Kristall 4. Die gestrichelte Kurve gibt die Verteilung für Pionen wieder. Es wurden nur Pionen mit einer Mindestenergie von 0,4 GeV zugelassen.

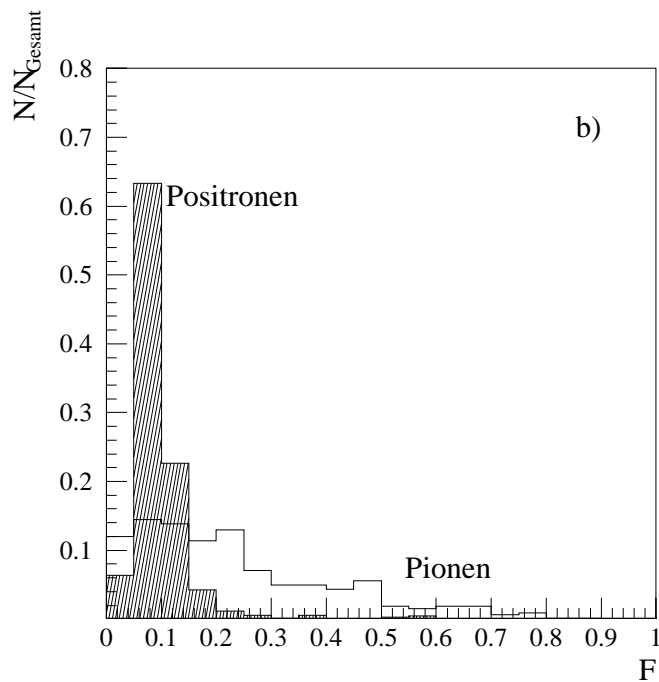


Abbildung 5.18: Verteilung der Größe  $F$  für 5 GeV Pionen und Positronen bei zentralem Einschuss in Kristall 4. Den Verteilungen liegen experimentelle Daten zugrunde, wobei nur Pionen mit einer Mindestenergie von 0,4 GeV zugelassen wurden.

## 5.4 Bewertung

Unter Berücksichtigung der simulierten Daten zeigt sich, daß mit dem benutzten  $\text{PbF}_2$ -Modul keine endgültigen, quantitativen Aussagen über die Trennung von Elektronen und Pionen gemacht werden können. Die in Abschnitt 5.2.2 berechneten Werte für die Trennung  $T$  deuten zwar darauf hin, daß das angestrebte Ziel von  $T=1000$  mit einem Bleifluorid-Kalorimeter im Bereich des Möglichen liegt; andererseits war das verwendete Modul zu klein, um einen genauen Wert für  $T$  zu bestimmen, da das Signal hadronischer Schauer unterschätzt wird, wie in Abschnitt 5.3 dargestellt wurde. Zudem trafen in den Testmessungen nicht alle Teilchen das Modul oder Kristall 4 zentral, so daß die Verteilungen der rekonstruierten Energien für Positronen einen Ausläufer zu kleineren Energien aufweisen. Würde mit diesen Daten die Trennung beispielsweise über die Matrixmethode durchgeführt werden, so würde dieser Ausläufer die Größe  $T$  erheblich verschlechtern, da der Bereich, in dem z.B. 99% aller Positronen liegen, wesentlich breiter wäre, als wenn er durch die eigentliche, gaußförmige Verteilung festgelegt werden würde. Mit einem größeren Modul aus mehr als vier Kristallen sollten also die Verteilungen für Pionen und Positronen den eigentlichen Verteilungen näher kommen. Zwar würden hadronische Schauer zur Verteilung der rekonstruierten Energie für Pionen stärker beitragen und damit die Trennung über die unterschiedlichen Signale von Elektronen und Pionen in Bleifluorid verschlechtern. Auf der anderen Seite könnte mit einer größeren transversalen Segmentierung des Kalorimetermoduls die unterschiedliche Entwicklung hadronischer und elektromagnetischer Schauer in der Trennung besser berücksichtigt werden. So könnten auch stärkere Methoden wie die angesprochene Matrixmethode zur Elektron-Pion-Trennung herangezogen werden. Dennoch ist es ein bemerkenswertes Ergebnis, daß selbst mit einem kleinen Modul aus  $\text{PbF}_2$ -Kristallen, wie es in den Testmessungen benutzt wurde, bereits ein Faktor 2 in der Elektron-Pion-Trennung durch die Berücksichtigung der unterschiedlichen transversalen Entwicklung elektromagnetischer und hadronischer Schauer erreicht werden konnte. Als Fazit dieser Untersuchungen bleibt also zu bemerken, daß im vorliegenden Fall eines Kalorimetermoduls aus vier  $\text{PbF}_2$ -Kristallen eine Trennung von Pionen und Elektronen aufgrund der transversalen Breite der Schauer und des Energiespektrums möglich war. Einer endgültigen Bestimmung der Trennung  $T$  waren jedoch durch das kleine Modul Grenzen gesetzt.



# Kapitel 6

## Szintillierende Fasern

In diesem Kapitel werden einige Grundlagen szintillierender Fasern dargelegt. Daran schließt sich ein Abschnitt über den Energieverlust von Elektronen in szintillierenden Fasern an. Dieses Kapitel soll dazu dienen, Grundbegriffe und physikalische Eigenschaften szintillierender Fasern zu erläutern, da in Kapitel 7 auf diese zurückgegriffen wird.

### 6.1 Grundlagen

Szintillierende Fasern haben in den vergangenen Jahren eine weite Verbreitung in der Hochenergiephysik gefunden. In der Kalorimetrie werden dabei Fasern mit einem Faserdurchmesser von typischerweise 1 mm eingesetzt. Allen Fasertypen ist gemeinsam, daß sie szintillierendes Material mit einem Brechungsindex  $n_K$  als Kern und einen nichtszintillierenden Mantel mit einem niedrigeren Brechungsindex  $n_M$  besitzen. Mit diesem Aufbau wird der Effekt der Totalreflexion ausgenutzt, der vor allem an der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel auftreten kann. Gleichzeitig schützt der Mantel die reflektierende Fläche vor mechanischen und chemischen Beschädigungen, so daß szintillierende Fasern im Prinzip einfacher als Szintillatorplatten gehandhabt werden können. Abbildung 6.1 skizziert den Prozeß der Totalreflexion in einem Schnitt durch eine szintillierende Faser parallel zur Faserachse.

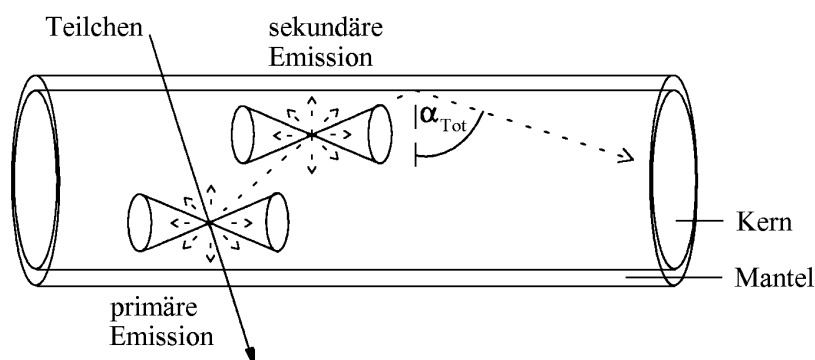


Abbildung 6.1: Schnitt durch eine szintillierende Faser. Dargestellt ist die Produktion und Totalreflexion von Licht in einer Faser, die mit zwei Zusätzen dotiert ist.



Im Gegensatz zu Lichtleitfasern, die zum Beispiel in der Kommunikationstechnik eingesetzt werden, wird hier das Licht nicht von außen in die Faser eingekoppelt, sondern durch die Anregung des Szintillatormaterials während des Durchgangs eines Teilchens erzeugt. Dabei wird das Licht von jedem Punkt der Teilchenbahn isotrop abgestrahlt. Die primär emittierten Photonen, die eine Wellenlänge zwischen 300 nm und 360 nm besitzen, stammen aus der Anregung des Basismaterials, wofür in Plastikfasern hauptsächlich Polystyrol verwendet wird. Die Abschwächungslänge des UV-Lichtes beträgt 0,1 mm und ist damit so kurz, daß dieses Licht nicht zur Auslese gelangen könnte. Daher muß ein Farbstoff hinzugesetzt werden, der das primär emittierte Licht in einen Wellenlängenbereich verschiebt, in dem das Basismaterial weitgehend transparent ist. Dies kann beispielsweise PTP<sup>1</sup> sein.

Wird ein Szintillatorzusatz wie PTP benutzt, dessen Emissionsmaximum außerhalb des Bereiches sichtbaren Lichtes liegt, muß das Basismaterial mit einem weiteren Zusatz dotiert werden, um das Emissionsspektrum des ersten Zusatzes an die von der Wellenlänge abhängige Sensitivität der Photokathode anzupassen. Das Absorptionsspektrum und das Emissionsspektrum dieses Wellenlängenschiebers überlappen teilweise, so daß es zu Eigenabsorptionen in der Faser kommen kann. Daher ist es sinnvoll, einen zusätzlichen Wellenlängenschieber zu vermeiden. Zusätze wie beispielsweise 3-HF<sup>2</sup> ermöglichen dies [Har85]. Einerseits überlappt ihr Absorptionsspektrum in ausreichendem Maße mit dem Emissionsspektrum des Basismaterials, andererseits besitzen sie den Vorteil, daß sie bereits selbst Szintillationslicht im Bereich des sichtbaren Lichtes abstrahlen.

Der genaue Aufbau szintillierender Fasern ist unterschiedlich. Während in Hodoskopen szintillierende Glas- oder Plastikfasern oder auch mit einer szintillierenden Flüssigkeit gefüllte Kapillaren verwendet werden, gelangen in der Kalorimetrie fast ausschließlich szintillierende Plastikfasern zum Einsatz. Deswegen beschränkt sich die vorliegende Arbeit auf diese Art von Fasern. Einen ausführlichen Überblick über die Eigenschaften szintillierender Fasern gibt J. Kirkby in der Referenz [Kir86]. Nähere Einzelheiten über den Szintillationsmechanismus sind in der Referenz [Bir67] angegeben.

Abbildung 6.2 zeigt in einem weiteren Querschnitt durch eine Faser parallel zur Faserachse, unter welchem Winkel bezüglich des Lotes auf die Grenzflächen Kern-Mantel und Mantel-Luft Licht noch totalreflektiert wird. Der Winkel  $\alpha_{KM}$  steht dabei für den Totalreflexionswinkel des Überganges Faserkern zu Fasermantel, während der Winkel  $\alpha_{ML}$  den Totalreflexionswinkel des Überganges Fasermantel zu Luft angibt. Dementsprechend muß das Licht unter einem Winkel  $\alpha_{KL}$  auf die Grenzfläche zum Mantelmaterial fallen, um noch an der Oberfläche der Faser totalreflektiert zu werden.

Es lassen sich in dieser zweidimensionalen Betrachtung somit drei Winkelbereiche festlegen, innerhalb derer das Licht an den Grenzflächen reflektiert bzw. aus der Faser herausgebrochen wird:

- $90^\circ > \alpha \geq \alpha_{KM}$ : Das Licht wird an der Grenzfläche Kern-Mantel totalreflektiert.
- $\alpha_{KM} > \alpha \geq \alpha_{KL}$ : Das Licht wird an der Grenzfläche Mantel-Luft totalreflektiert.
- $\alpha_{KL} > \alpha$ : Das Licht wird aus der Faser herausgebrochen bzw. an der Grenzfläche reflektiert.

---

<sup>1</sup>p-Terphenyl

<sup>2</sup>3-Hydroxyflavon

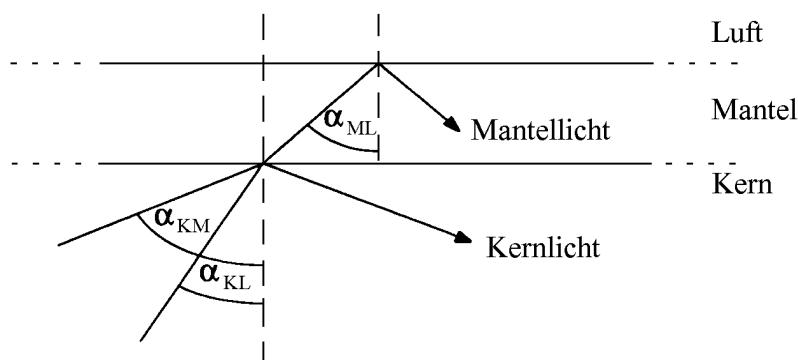


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der Bereiche der Totalreflexion in einer szintillierenden Faser.

Das Licht, welches durch eine szintillierende Faser geführt wird, kann in zwei Komponenten getrennt werden. Die erste Komponente, das sogenannte Kernlicht<sup>3</sup>, setzt sich aus Lichtstrahlen zusammen, die nur an der Grenzfläche Kern–Mantel reflektiert werden. Sobald jedoch das Licht auch an der Grenzfläche Mantel–Luft reflektiert wird, zählen diese Lichtstrahlen zur zweiten Komponente des Lichtes. Dieses wird auch als Mantellicht<sup>4</sup> bezeichnet. Es sei hier nochmals darauf hingewiesen, daß Licht nur dann als Kernlicht betrachtet wird, falls es nur an der Grenzfläche Kern–Mantel reflektiert wird. Mantellicht wird dagegen an beiden Grenzflächen oder nur an der Faseroberfläche reflektiert.

Die Abschwächungseigenschaften dieser beiden Komponenten sind sehr unterschiedlich. Dabei spielen Reflexionsverluste an der Oberfläche der Faser eine wesentliche Rolle. Beide Komponenten erfahren innerhalb des Faserkerns auch Absorptionsverluste. Die Abschwächung der Lichtintensität durch Absorption folgt keinem exakten exponentiellen Gesetz, da Licht mit einer kurzen Wellenlänge durch Eigenabsorption des ersten Zusatzes bzw. des Wellenlängenschiebers stärker als langwelliges Licht abgeschwächt wird. Die Größe dieses Effektes hängt jedoch von den gewählten Szintillatorzusätzen ab. Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 6.3 deutlich. Sie zeigt für zwei verschiedene Fasern das Fluoreszenzspektrum des am Faserende nachgewiesenen Szintillationslichtes in Abhängigkeit vom Entstehungsort der primären Emissionen [Amo90]. Die Anregung der Faser erfolgte dabei durch das UV–Licht einer Hg–Niederdruck–Dampfampe. In Abbildung 6.3a ist die Messung an einer Faser durchgeführt worden, die mit zwei Zusatzstoffen dotiert ist. Für kurze Wellenlängen nimmt die Intensität mit wachsendem Abstand der Anregungsquelle zum Photomultiplier stärker ab als bei langwelligem Licht ab. Im Fall b) ist nur ein Zusatz verwendet worden. Hier sind die Absorptionsverluste für Licht mit einer kurzen Wellenlänge mit denen des langwelligen Lichtes vergleichbar. Die stärkere Absorption kurzwelligeren Lichtes bedeutet einen stärkeren Abfall der Lichtintensität einer angeregten szintillierenden Faser auf den ersten Zentimetern der Faser. Wie F.G. Hartjes und R. Wigmans gezeigt haben [Har89], kann die effektive

<sup>3</sup>engl.: core light

<sup>4</sup>engl.: cladding light

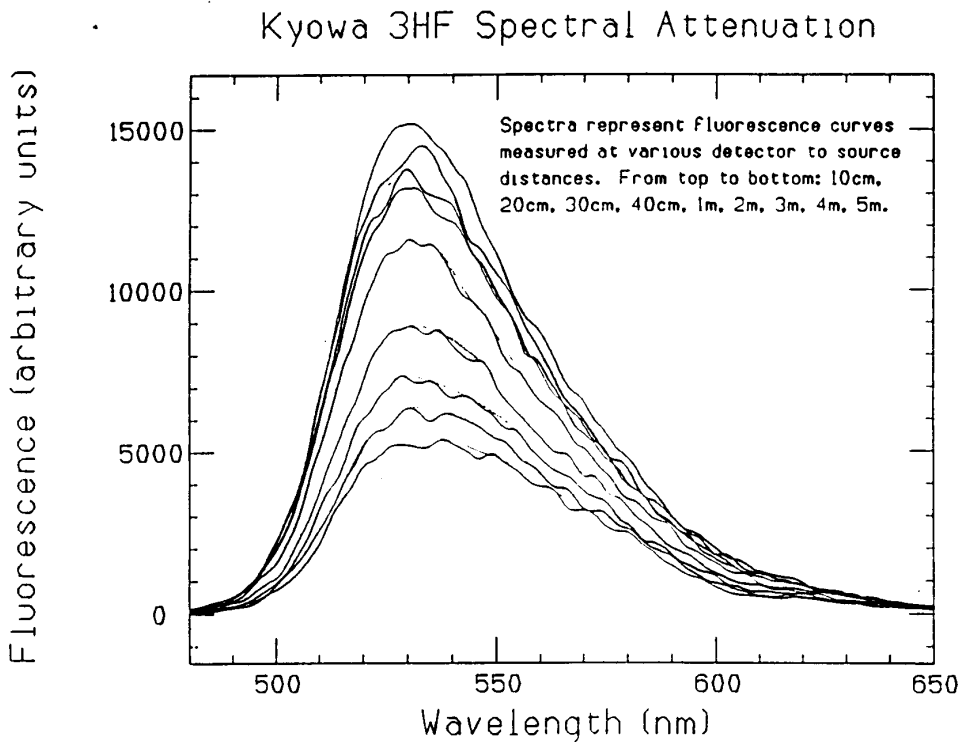
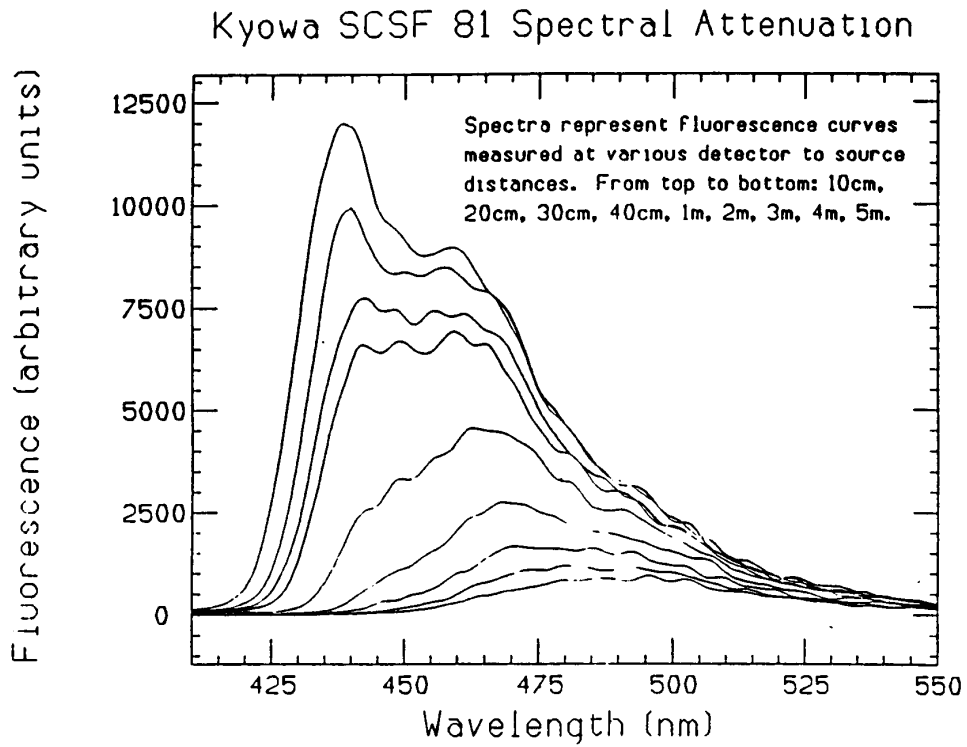


Abbildung 6.3: Fluoreszenzspektrum einer szintillierenden Faser a) mit zwei Zusätzen, b) mit einem Zusatz für verschiedene Abstände der Anregungsquelle zum Photomultiplier [Amo90].

Abschwächungslänge jedoch vergrößert werden, wenn mit Hilfe eines optischen Filters nur langwelliges Licht ausgelesen wird. Der Nachteil dieser Methode liegt jedoch in der wesentlich geringeren Intensität des gemessenen Lichtes.

Die zweite Gruppe von Prozessen, in denen das Licht abgeschwächt wird während es durch die Faser läuft, sind Reflexionen an den Grenzflächen der Faser. Die unterschiedliche Güte dieser Flächen führt jedoch zu unterschiedlich starken Reflexionsverlusten und beeinflusst somit die beiden Komponenten des Lichtes auf verschiedene Weise. Der Totalreflexionskoeffizient für die Grenzfläche zwischen Faserkern und Fasermantel beträgt nach Messungen von C. D'Ambrosio et al. [D'A91] etwa 0,99994 und hängt nur vom Produktionsprozeß der Fasern ab, während der Totalreflexionskoeffizient für die Faseroberfläche unterhalb von 0,995 liegen kann. Er variiert stark mit den äußeren Einflüssen auf die Faser. Hierzu zählen unter anderem Fingerabdrücke, Staub oder auch mechanische Beschädigungen der Faseroberfläche. Deswegen ist es, aufgrund der starken Variationen innerhalb einer Gruppe von Fasern, schwierig, für diesen Koeffizienten einen einzelnen Zahlenwert anzugeben.

Damit dominieren für das Mantellicht Reflexionsverluste an der Faseroberfläche die Abschwächung der Lichtintensität, während das Kernlicht innerhalb der Faser hauptsächlich Absorptionsverluste erfährt.

Für Photonen des Kernlichtes, die von Orten auf der Faserachse emittiert werden, läßt sich der relative Anteil  $F_K$  der in Richtung auf ein Faserende emittierten Photonen leicht abschätzen. Nach Integration über den Raumwinkel für den Bereich der Totalreflexion ergibt sich:

$$F_K = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{n_M}{n_K} \right). \quad (6.1)$$

Für das Mantellicht gilt:

$$F_M = \int_{90^\circ - \arcsin \frac{n_M}{n_K}}^{90^\circ - \arcsin \frac{n_L}{n_K}} \sin \theta d\theta \quad (6.2)$$

Mit einem Brechungsindex von 1,59 für Polystyrol als Kernmaterial und 1,49 für PMMA als Mantelmaterial ergeben sich damit Werte von  $F_K = 3,1\%$ ,  $F_M = 15,4\%$  und somit ein Wert von 4,97 für das Verhältnis  $F_M/F_K$ .

Abbildung 6.4 verdeutlicht noch einmal die unterschiedliche Abschwächung der beiden Komponenten des Lichtes. Sie zeigt eine Messung von Amos et al. [Amo90], in der die relative Lichtintensität der beiden Komponenten und die gesamte Lichtintensität in willkürlichen Einheiten gegen den Abstand des Entstehungsortes primärer Photonen und damit den Abstand der Anregungsquelle vom Photomultiplier aufgetragen ist. Der Photomultiplier diente dem Nachweis des Szintillationslichtes und war an einem Faserende über eine Polystyrolscheibe an die Faser gekoppelt. Mit Hilfe dieser Scheibe konnte das Mantellicht vom Kernlicht getrennt werden. Deutlich ist die wesentlich stärkere Absorption des Lichtes für einen Abstand der Anregungsquelle nahe dem Photomultiplier zu erkennen. Der Abbildung läßt sich ebenfalls entnehmen, daß wesentlich mehr Mantellicht als Kernlicht erzeugt wird. Dieser Sachverhalt konnte bereits weiter oben anhand der Gleichungen 6.1 und 6.2 demonstriert werden. Erst nach etwa 30 – 40 cm sind die Anteile etwa gleich groß. Typische Abschwächungslängen für diesen Bereich liegen bei etwa 1 m. Werden jedoch nur

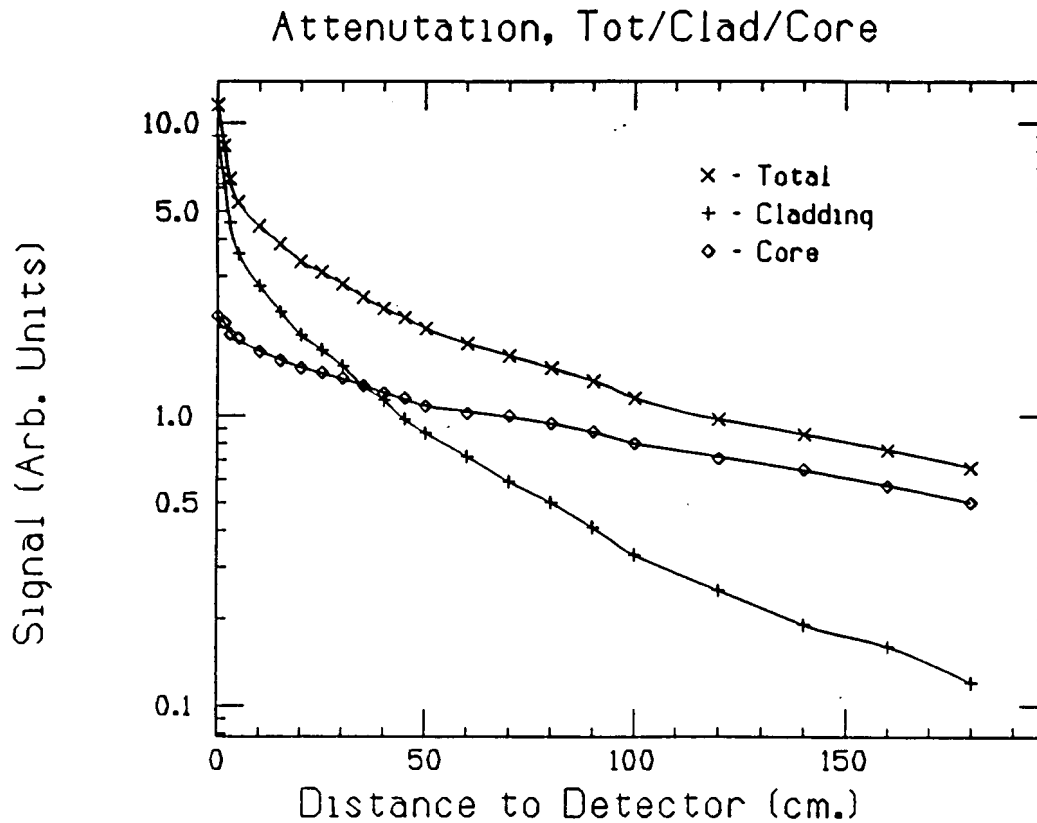


Abbildung 6.4: Darstellung der Intensität des Szintillationslichtes einer szintillierenden Faser für verschiedene Abstände der Anregungsquelle zum Photomultiplier und für die verschiedenen Komponenten des Szintillationslichtes [Amo90]. Das Wort „cladding“ ist der englische Ausdruck für Mantel und deutet auf die Abschwächungskurve des Mantellichtes hin. „core“ bedeutet Kern und bezieht sich auf die Abschwächungskurve des Kernlichtes.

Abstände Anregungsquelle–Photomultiplier größer als 1 m betrachtet, so erhöht sich die Abschwächungslänge auf etwa 2 – 3 m. Die Zahlenwerte, die in einer solchen Messung erhalten werden können, hängen daher nicht nur von dem gewählten Fasertyp, sondern auch von der wellenlängenabhängigen Sensitivität des Photomultipliers ab. Desweiteren beeinflusst auch der gewählte Bereich, in dem an die gemessene Kurve eine Exponentialfunktion angepaßt wird, den Zahlenwert der Abschwächungslänge [Amo90].

Diese Abschwächungseigenschaften beeinflussen nach Abschnitt 2.3.2 die Energieauflösung eines Spaghetti-Kalorimeters. Im Falle des BEMC-Upgrade-Projektes spielt dies für das geplante Spaghetti-Kalorimeter eine Rolle, da die Fasern in die Furchen der Bleiplatten eingeklebt werden sollen und der Kleber somit stark die Intensität des Mantellichtes bestimmt.

## 6.2 Energieverlust von Elektronen in szintillierenden Fasern

Wie bereits in Abschnitt 2.1.2 dargelegt wurde, wird der mittlere Energieverlust von Elektronen aufgrund von Ionisationen und Anregungen durch die Bethe–Bloch–Formel beschrieben, siehe Gleichung 2.7. Für die weitere Nutzung dieser Gleichung innerhalb der Simulation ist es wichtig, die materialabhängigen Parameter und die vom Impuls abhängige Dichtekorrekturfunktion  $\delta$  zu kennen. Die Größe  $\delta$  kann nach Sternheimer [Ste82] wie folgt berechnet werden:

$$\delta = 4,6052 \cdot \tilde{x} + C + a(\tilde{x}_1 - \tilde{x})^m \quad ,(\tilde{x}_0 \leq \tilde{x} \leq \tilde{x}_1)$$

$$\delta = 4,6052 \cdot \tilde{x} + C \quad ,(\tilde{x} \geq \tilde{x}_1)$$

mit

$$\tilde{x} = \log \left( \frac{p}{m_e c} \right) = \log (\gamma \beta)$$

Dabei sind  $p$  und  $m_e$  der Impuls und die Ruhemasse des einfallenden Elektrons.  $C, a, m, \tilde{x}_0$  und  $\tilde{x}_1$  sind materialabhängige Konstanten. Sie sind für Polystyrol und PMMA in Tabelle 6.1 zusammengestellt. Polystyrol dient in szintillierenden Fasern als Basismaterial des Faserkerns, während PMMA den Fasermantel bildet. Die obige Gleichung gibt allerdings nur den mittleren Energieverlust  $\langle \delta E \rangle$  an, welchen Elektronen gegebener Energie beim Durchqueren eines Materials der Dicke  $x$  erleiden, da die zum Energieverlust führenden Prozesse statistischer Natur sind. Die eigentliche Wahrscheinlichkeitsverteilung  $F(\delta E, x)$  wird durch die Elektronendichte des Materials und den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dE}$  bestimmt.  $F(\delta E, x)$  ist jedoch modellabhängig, so daß es für  $F(\delta E, x)$  eine Reihe von Parametrisierungen gibt.

Konstanten	Polystyrol	PMMA
$a$	0,3670	0,3996
$m$	2,724	2,606
$C$	-3,300	-3,330
$\tilde{x}_1$	2,2	2,2
$\tilde{x}_0$	0,1647	0,1824
$I$ [eV]	68,7	74,0
$\rho_0$ [g/cm <sup>3</sup> ]	1,060	1,190

Tabelle 6.1: Materialkonstanten der Dichtekorrekturfunktion für Polystyrol (Faserkern) und PMMA (Fasermantel) [Ste82]. In die Tabelle sind außerdem die Werte für das mittlere Ionisationspotential  $I$  und die Dichte  $\rho_0$  eingefügt.

Die grundlegende Arbeit stammt von L. Landau, nach dem diese Verteilung auch als „Landau-Verteilung“ bezeichnet wird. In der Simulation wird die Parametrisierung von P.V. Murthy und G.D. Demeester [Mur67] verwendet. Sie lautet:

$$F(\delta E, x) = \frac{0,762}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda^d + \exp(-\lambda))\right) \quad (6.3)$$

mit

$$\lambda = \frac{\delta E - \langle \delta E \rangle}{ax},$$

$$a = \frac{2\pi\epsilon^4 N_e}{m_e c^2 \beta^2},$$

$$d = 1 \quad \text{für } \lambda < 0,$$

$$d = 0,85 \quad \text{für } \lambda \geq 0.$$

$\langle \delta E \rangle$  ergibt sich dabei aus Gleichung 2.7 durch  $\langle \delta E \rangle = \frac{dE}{dx} \cdot x$ . Für die Berechnungen innerhalb der Simulation ist es ebenfalls wichtig, die Elektronendichte zu kennen. Es zeigt sich jedoch, daß es unnötig ist, diese Größe getrennt zu berechnen, da die Referenz [Ste82] einen Parameter  $\tilde{A}$  angibt, der proportional zur Elektronendichte ist:

$$\tilde{A} = \frac{2\pi N_e \epsilon^4}{m_e c^2 \rho_0} \quad (6.4)$$

Diese Größe hat für Polystyrol einen Wert von  $\tilde{A}=0,08255 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$  und für PMMA einen Wert von  $\tilde{A}=0,08281 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$ . Damit kann die Größe  $a$  vereinfacht geschrieben werden als

$$a = \frac{2\pi N_e \epsilon^4}{m_e c^2 \beta^2} = \frac{A\rho_0}{\beta^2}. \quad (6.5)$$

Für die weitere Nutzung der Bethe-Bloch-Formel stehen nun alle Werte zur Verfügung.

Zur Erzeugung des Szintillationslichtes wurde das Verhalten von Beta-Elektronen einer Strontium 90-Quelle simuliert. Das Zerfallsschema dieser Quelle ist in Abbildung 6.5 dargestellt.

Strontium 90 zerfällt mit einer Halbwertszeit von 28,5 Jahren in zwei Stufen durch Betazerfall in Zirkonium 90. Das Zwischenprodukt Yttrium 90 hat eine kürzere Halbwertszeit von 64,1 Stunden. Abbildung 6.6 zeigt das Spektrum der kinetischen Energie der aus den  $\beta$ -Zerfällen stammenden Elektronen. Die mittlere Energie pro Elektron beträgt 0,55 MeV.

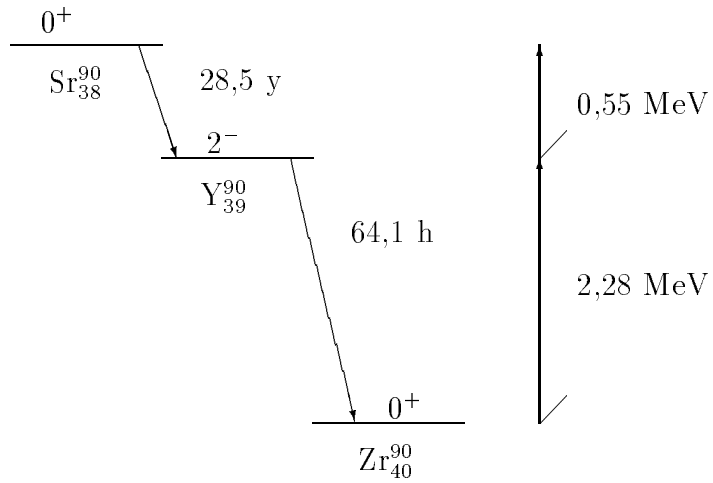


Abbildung 6.5: Zerfallsschema von Strontium 90 [NDG73].

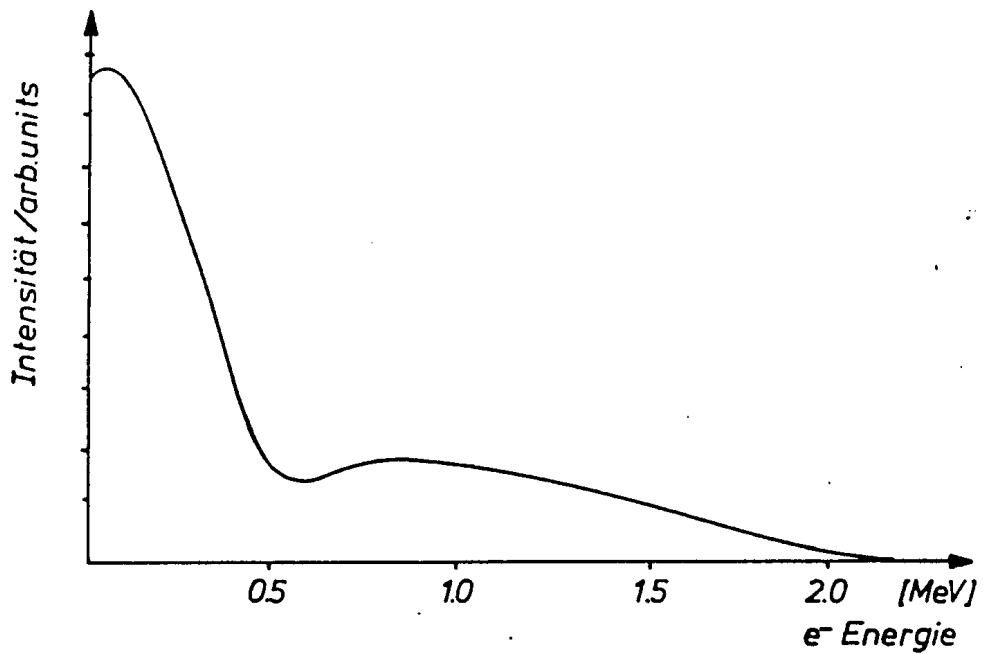


Abbildung 6.6: Spektrum der kinetischen Energie der aus Zerfällen einer Sr 90-Quelle stammenden Elektronen [Kai86].





# Kapitel 7

## Simulationen

Zur Untersuchung der Lichtleitung in einer szintillierenden Faser wurde ein Simulationsprogramm geschrieben. Mit dessen Hilfe wurde ein Programmzusatz entwickelt, der es ermöglicht, die optimale Form und Länge eines Lichtmischers in einem Spaghetti-Kalorimeter zu bestimmen. Die Erläuterung dieses Programmes sowie die durchgeführten Simulationen sind Gegenstand dieses Kapitels.

### 7.1 Simulation der Erzeugung von Szintillationslicht in einer szintillierenden Faser

Das Simulationsprogramm SCIFI beschreibt die Erzeugung und Leitung von Szintillationslicht in einer szintillierenden Faser. Da dem Programm kein spezielles Modell zugrundeliegt, kann es vielseitig eingesetzt werden. Zum einen können mit ihm Daten simuliert werden, die für einen Vergleich mit Testmessungen an einer einzelnen szintillierenden Faser herangezogen werden können. Zum anderen kann es auch zur Untersuchung von Spaghetti-Kalorimetern verwendet werden, wie es in der vorliegenden Arbeit geschehen ist. Ebenso bietet es die Möglichkeit, nach kleineren Änderungen des Programmcodes andere lichtleitende Systeme oder generell Lichtleiter zu untersuchen.

SCIFI ist ein FORTRAN-Programm, das auf zwei Teilen basiert. Im ersten Teil wird der Energieverlust von Elektronen und die Erzeugung von Szintillationslicht in einer szintillierenden Faser simuliert, während der zweite Teil die Lichtleitung innerhalb der Faser beschreibt.

Als Anregungsquelle der Faser wird eine Strontium 90-Quelle simuliert. Nähere Einzelheiten zu dieser Quelle wurden bereits in Kapitel 6 dargelegt. Innerhalb des Programmes wird angenommen, daß die Elektronen senkrecht zur Faserachse durch die Faser treten. Dabei werden folgende Effekte vernachlässigt:

- Vielfachstreuung der Elektronen, da der mittlere Ablenkwinkel von der ursprünglichen Flugrichtung bei  $0,11^\circ/\text{cm}$  liegt. Die Elektronen würden demnach auf einer Strecke von 1 mm, die einem typischen Faserdurchmesser entspricht, im Mittel nur um  $0,01^\circ$  abgelenkt.

- Bremsstrahlung, da die kinetische Energie der Elektronen sehr viel geringer als die kritische Energie  $E_c$  ist.
- Čerenkov-Strahlung.

Im Programm wird für die Erzeugung des Szintillationslichtes wie folgt vorgegangen:

Zunächst wird für ein Elektron nach dem Energiespektrum der angenommenen  $\beta$ -Quelle, welches in Abbildung 6.6 dargestellt ist, ein Wert für die kinetische Energie gewürfelt. Aus dieser lassen sich der Impuls  $p$  des Elektrons, die Größe  $\tilde{x}$  sowie der Wert der Dichtekorrekturfunktion  $\delta$  berechnen.

Das Elektron durchquert zunächst den Fasermantel und legt dabei die Strecke  $x_M$  zurück. Der mittlere Energieverlust  $dE/dx$  pro Wegstrecke, den das Elektron innerhalb des Mantels erfährt, berechnet sich nach Gleichung 2.7. Nach Multiplikation mit der Strecke  $x_M$  ergibt sich der Energieverlust  $\langle \delta E \rangle$ , welcher von der kinetischen Anfangsenergie des Elektrons subtrahiert wird. Auf ähnliche Weise wird für die Bestimmung des Energieverlustes im Faserkern vorgegangen. Die Strecke, die das Elektron innerhalb des Faserkerns zurücklegt, ist  $x_K$ . Dieser Wert berechnet sich aus der zu Beginn des Programmes festgelegten Verschiebung des Auftreffortes der Elektronen auf die Faser von der Faserachse. Hier wird allerdings nicht der mittlere Energieverlust benutzt, sondern der wahre Energieverlust nach der Verteilung  $F$ , siehe Gleichung 6.3, gewürfelt. Da der Faktor  $d$  in der Parametrisierung der Größe  $F$  zwei verschiedene Werte annehmen kann, muß zunächst entschieden werden, ob  $\delta E$  größer oder kleiner als  $\langle \delta E \rangle$  ist. Dazu werden die unterschiedlichen Flächeninhalte  $f_1$  und  $f_2$  unterhalb der Verteilung von  $F$  für  $\lambda < 0$  und  $\lambda \geq 0$  berechnet. Diese sind zu den Wahrscheinlichkeiten, mit denen Werte für  $\lambda < 0$  und  $\lambda \geq 0$  auftreten, proportional. Nun wird eine Zufallszahl erzeugt, die aus einer Gleichverteilung von Zufallszahlen zwischen 0 und 1 generiert wurde. Sie wird mit dem Verhältnis  $f_1/(f_1+f_2)$  verglichen. Ist sie größer, so gilt  $\lambda \geq 0$ . Ist sie dagegen kleiner, so wird  $\lambda < 0$  gesetzt. Nach dieser Entscheidung wird die Größe  $\delta E$  nach der Verteilung  $F$  gewürfelt und mit Hilfe dieses Wertes die kinetische Energie des Elektrons nach Durchgang durch den Faserkern ermittelt. Im anschließenden Schritt wird für die zweite Schicht des Mantels analog der Vorgehensweise für die erste Schicht verfahren.

Nach jedem Durchtritt des Elektrons durch eine der drei Schichten der Faser wird überprüft, ob es bereits seine gesamte kinetische Energie innerhalb der vorausgegangenen Faserschichten verloren hat. Tritt dieser Fall ein, so wird der weitere Programmablauf für das entsprechende Elektron angehalten und ein neues Elektron gewürfelt, da vorausgesetzt wird, daß die Elektronen die ganze Faser durchqueren, um beispielsweise von einem Triggerzähler nachgewiesen zu werden. Werden die Daten zu einem Experiment mit einer einzelnen szintillierenden Faser simuliert, kann die Schwelle für die kinetische Mindestenergie auch höher gesetzt werden. Dadurch wird berücksichtigt, daß der Triggerzähler Elektronen erst ab einer gewissen Energie nachweist.

Im letzten Schritt, der zur Simulation der Erzeugung des Szintillationslichtes führt, wird die Anzahl der Photonen berechnet, die durch die Anregung des Faserkerns erzeugt werden. Da nur dieser szintilliert, kann die entsprechende Anzahl aus dem Verhältnis  $\delta E(\text{Polystyrol})/E_P$  erhalten werden, wobei  $E_P$  die Energie angibt, die aufgebracht werden muß, um ein Photon zu erzeugen. Im Programm wird  $E_P$  ein typischer Wert von 100 eV zugewiesen [Phy92]. Der Ausdruck  $\delta E(\text{Polystyrol})/E_P$  wird zum Schluß in eine ganze Zahl umgewandelt.

## 7.2 Simulation der Lichtleitung in einer szintillierenden Faser

Der zweite Teil der Simulation beschreibt den Transport der erzeugten Szintillationsphotonen durch die szintillierende Faser. Zur Vereinfachung werden mehrere Idealisierungen angenommen:

- Der Brechungsindex des Kernmaterials und des Mantelmaterials besitzt unabhängig von der Wellenlänge des Szintillationslichtes einen festen Wert, d.h. die Dispersion wird vernachlässigt.
- Der Wert der Absorptionslänge des Szintillators ist ebenfalls unabhängig von der Wellenlänge des Szintillationslichtes, da es bei der Auslese der Photonen in der Simulation nur auf ihre Anzahl ankommt, nicht jedoch auf ihre Wellenlänge. Dabei wird angenommen, daß das die Verteilung des Spektrums des Szintillationslichtes der Empfindlichkeit der Photokathode angepaßt ist.
- Das Szintillationslicht wird durch einzelne Photonen beschrieben. Diese werden mit Hilfe der Gesetze der geometrischen Optik durch die Faser geführt.
- Die Grenzfläche Faserkern–Fasermantel besitzt für Totalreflexionen einen Reflexionskoeffizienten von genau 1, während dieser für die Faseroberfläche um einen Wert  $\varepsilon$  vermindert wird. Der Totalreflexionskoeffizient darf gleich 1 gesetzt werden, da als Faserdurchmesser ein Wert von 1 mm angenommen wird und damit Reflexionsverluste an der Grenzfläche Faserkern–Fasermantel zu vernachlässigen sind. Sie spielen nur für Fasern eines Durchmesser von beispielsweise 30  $\mu\text{m}$  eine Rolle [D'A91]. Der Parameter  $\varepsilon$  beschreibt die äußeren Einflüsse auf die Faseroberfläche wie Staub, mechanische Beschädigungen, Fingerabdrücke usw. . Da er für die gesamte Faser eingeführt wird, sind keine bestimmten Stellen der Faseroberfläche ausgezeichnet. Die Reflexionskoeffizienten werden aus den Fresnelschen Formeln berechnet.
- Die Faseroberfläche und die Faserenden sind nicht rauh, d.h. es treten an diesen Grenzflächen keine diffusen Reflexionen auf.

Abbildung 7.1 zeigt das Koordinatensystem, welches für die Simulation der szintillierenden Faser verwendet wird. Als Koordinaten werden kartesische Koordinaten verwendet, um einerseits keine Mehrdeutigkeiten in den Winkeln zu erhalten, falls Polarkoordinaten verwendet würden, und andererseits um das Programm für die Simulation anders geformter Lichtleiter offen zu halten. Dies hat sich im nachhinein für die Simulation eines quaderförmigen Lichtmischers als günstig erwiesen.

Der Aufbau einer szintillierenden Faser ist bereits in Kapitel 6 in den Abbildungen 6.1 und 6.2 dargestellt worden. Tabelle 7.1 faßt nun diejenigen Parameter zusammen, die innerhalb der Simulation konstant bleiben:

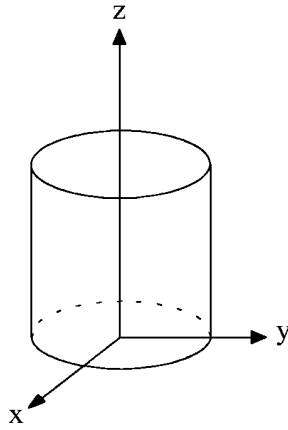


Abbildung 7.1: Darstellung des in der Simulation verwendeten Koordinatensystems.

Länge der Faser	50 cm
Durchmesser der Faser	1 mm
Durchmesser des Faserkerns	0,94 mm
Dicke des Fasermantels	0,03 mm
Brechungsindex $n_K$ des Faserkerns	1,59
Brechungsindex $n_M$ des Fasermantels	1,49
Faktor $\varepsilon$ für Oberflächenbeschädigungen	0,6%
Absorptionslänge $\lambda_{abs}$	1 m

Tabelle 7.1: Konstanten in der Simulation.

Die Faserlänge entspricht etwa der Tiefe des Rückwärtskalorimeters des H1-Detektors. Die Werte für den Faserdurchmesser und die Brechungsindizes sind Standardwerte einer Faser mit einem Polystyrolkern und einem Mantel aus PMMA. Diese Zusammensetzung wird beispielsweise in den Fasertypen SCSF-38<sup>1</sup> und SCSF-81<sup>2</sup> verwendet. Die Absorptionslänge  $\lambda_{abs}$  entspricht einem typischen Wert für die Absorptionslänge für die ersten 100 cm [Amo90]. Der Parameter  $\varepsilon$  ist nach Referenz [Don85] auf 0,6% festgelegt worden. Nach dieser Referenz wird eine durchschnittliche szintillierende Faser durch diesen Wert beschrieben.

### 7.3 Beschreibung des Simulationsprogrammes SCIFI

Die Simulation beginnt mit der Berechnung der Anzahl der erzeugten Photonen. Je nach Energie des einfallenden Elektrons wird eine bestimmte Anzahl von Photonen emittiert. Für jedes Photon wird danach der Startpunkt entlang der Bahn des einfallenden Elektrons und

<sup>1</sup>Kuraray International Corp.

<sup>2</sup>ebenfalls Kuraray Int. Corp.

die Bewegungsrichtung festgelegt, die isotrop gewürfelt werden, da das Licht im Szintillator isotrop abgestrahlt wird.

Diesen und den folgenden Programmablauf verdeutlicht Abbildung 7.2. Dargestellt sind die Flußdiagramme des Simulationsprogrammes für die Erzeugung und den Transport des Szintillationslichtes. Für jedes Photon wird wie folgt vorgegangen:

Nach der Bestimmung des Richtungsvektors wird dieser solange verlängert bzw.  $M$ -mal hintereinander gesetzt, bis der Endpunkt des Vektors auf einer Grenzfläche der Faser liegt. Da der Richtungsvektor als Einheitsvektor festgelegt wird, gibt der Parameter  $M$  die zurückgelegte Strecke des Photons bis zum Schnittpunkt mit der Grenzfläche an. Durch Summation der Parameter  $M$ , die sie für jeden weiteren Schnittpunkt ergeben, wird der innerhalb der Faser zurückgelegte Weg bestimmt.

Nun wird für diesen Schnittpunkt der normierte Normalenvektor der Grenzfläche mit einfachen differentialgeometrischen Mitteln berechnet und die Vorzeichen der Komponenten des Normalenvektors so gewählt, daß dieser von der Faser fortzeigt. Ist dies geschehen, läßt sich mit Hilfe des Skalarproduktes von Normalen- und Richtungsvektor der Einfallswinkel auf die Grenzfläche bestimmen. Je nach Wert dieses Winkels wird der Richtungsvektor des reflektierten oder des gebrochenen Photons berechnet. Liegt keine Totalreflexion vor, so wird der Reflexionskoeffizient für unpolarisiertes Licht über die Fresnelschen Formeln erhalten. Dabei kann dieser als die Wahrscheinlichkeit  $W_R$  interpretiert werden, mit der ein Photon reflektiert wird.

Um zu entscheiden, ob Reflexion oder Brechung vorliegt, wird eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 gewürfelt und mit dem Reflexionskoeffizienten verglichen. Ist sie größer, liegt Brechung vor, ist sie dagegen kleiner, so wird das Photon an der Grenzfläche reflektiert.

Der Verlust von Photonen an der Faseroberfläche durch die Oberflächenbeschädigungen wird über den Parameter  $\varepsilon$  festgelegt. Bei jeder Totalreflexion oder normalen Reflexion an der Faseroberfläche vermindert sich der Reflexionskoeffizient um den Wert  $\varepsilon$ . Für den entsprechenden Schnittpunkt an der Faseroberfläche wird dann eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 gewürfelt, die wiederum mit dem Reflexionskoeffizienten verglichen wird. Ist sie größer als dieser, so geht das Photon an der Faseroberfläche verloren, andernfalls wird der nächste Schnittpunkt mit einer Grenzfläche berechnet.

Die genannten Prozesse wiederholen sich solange, bis das Photon entweder vor einem Faserende die Faser verläßt oder es ein Faserende erreicht. Das Faserende, an dem die Photonen nachgewiesen werden, kann innerhalb der Simulation auch mit optischem Fett belegt sein, um die Kopplung der Faser an einen Photomultiplier mit Hilfe optischen Fettes zu simulieren. Für den Brechungsindex des Fettes wird ein Wert von  $n_F = 1,47$  angenommen. An den Faserenden wird auf bekannte Weise geprüft, ob Totalreflexion bzw. normale Reflexion oder Brechung vorliegt. Zudem wird entschieden, ob das Photon auf seinem Weg der Länge  $x$  durch die Faser absorbiert worden ist. Dazu wird wiederum eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 generiert, die im anschließenden Schritt mit der Größe  $\exp(-x/\lambda_{abs})$  verglichen wird. Dieser Ausdruck berücksichtigt das Lambert-Beersche-Absorptionsgesetz und kann als Wahrscheinlichkeit für die Nichtabsorption eines Photons aufgefaßt werden. In jedem Fall, in dem ein Photon die Faser verläßt oder absorbiert wird, wird es in der auswertenden Statistik verzeichnet.

Die Simulation ist sehr zeitaufwendig, da einzelne Photonen sich auf helizoiden Bahnen durch die Faser bewegen, dabei sehr oft reflektiert werden und so nur sehr langsam sich einem

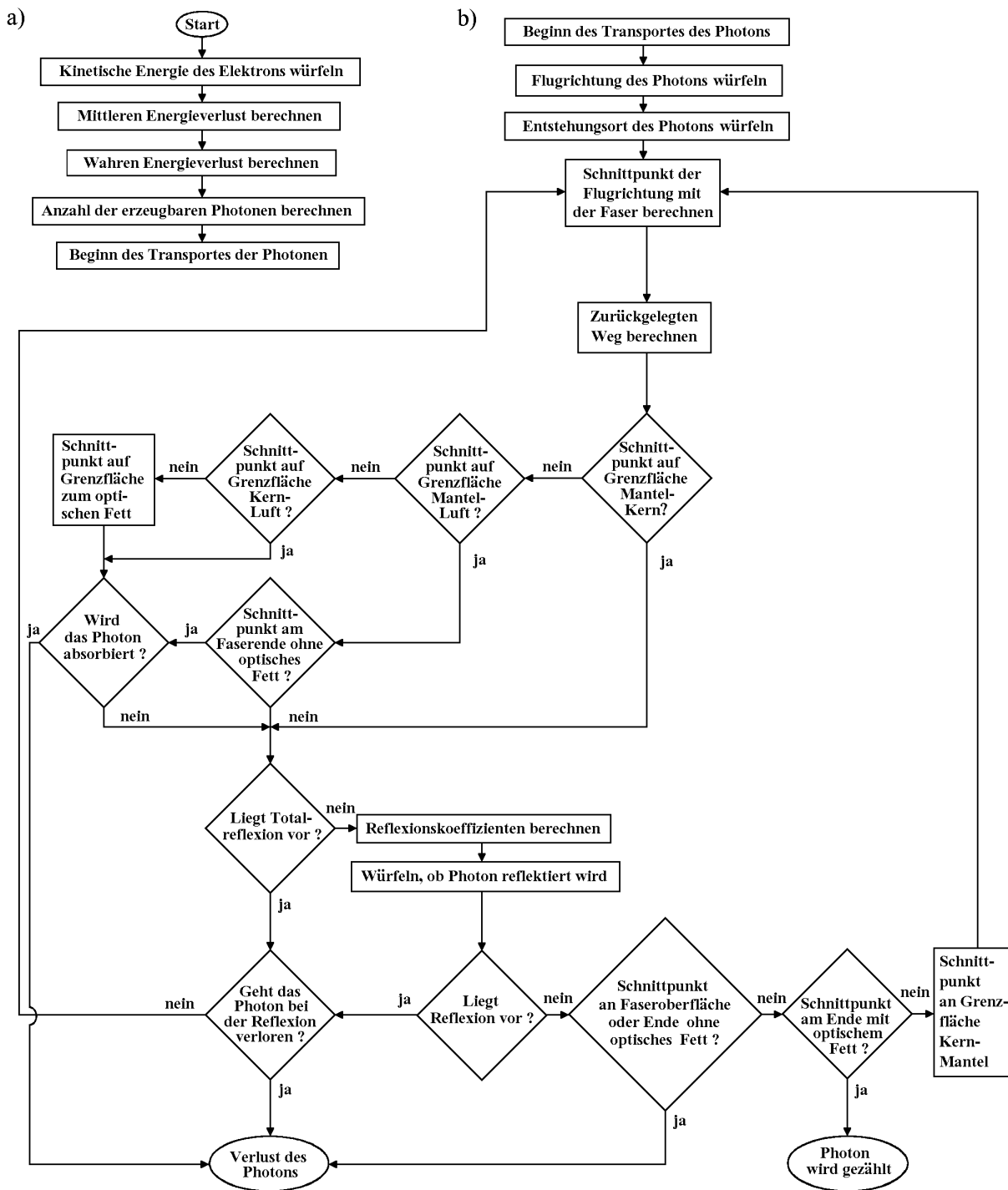


Abbildung 7.2: Flußdiagramme des Simulationsprogrammes SCIFI für die Erzeugung (a) und den Transport des Szintillationslichtes (b). Die Programmteile für die Steuerung des Programmes sind nicht dargestellt.

Faserende nähern. Auf einer Workstation des Typs IBM RISC System 6000/550 werden im Mittel etwa 0,017 Sekunden für den Transport eines Photons durch die Faser benötigt. Dieser Wert kann je nach Einschubort der Elektronen sich zu höheren oder niedrigeren Werten verändern. Da etwa 60000 - 70000 Photonen erzeugt werden sollen, werden nur 40 Elektronen simuliert, die im Mittel etwa 66000 Photonen erzeugen.

## 7.4 Einfluß der optischen Kopplung auf die Lichtausbeute

In diesem Abschnitt wird der Einfluß der optischen Kopplung auf die Lichtausbeute einer szintillierenden Faser untersucht, die an einen Photomultiplier gekoppelt ist. Dies ist für die Lichtausbeute eines Spaghetti-Kalorimeters von Bedeutung. Dazu wurden 40 Elektronen simuliert, die eine szintillierende Faser parallel zur x-Achse des Koordinatensystems nach Abbildung 7.1 und senkrecht zur Achse der Faser durchqueren. Hinter dem Faserende, an dem die Photonen nachgewiesen werden, befand sich Luft, der ein Brechungsindex von 1,0 zugeordnet wurde. In der Simulation wurde außerdem der Abstand  $z$  des Erzeugungsortes der Photonen zum ausgelesenen Faserende variiert und für diese Abstände die Anzahl  $N_{Kern}(z)$  der nachgewiesenen Photonen des Kernlichtes und die Anzahl  $N_{Mantel}(z)$  der ausgelesenen Photonen des Mantellichtes festgehalten. An die entsprechenden Wertepaare  $(N_{Kern}, z)$  und  $(N_{Mantel}, z)$  werden Ausgleichsfunktionen der Form

$$N_{Kern}(z) = N_{Kern}(0) \cdot \exp(-z/\lambda_K) \quad (7.1)$$

für das Kernlicht und

$$N_{Mantel}(z) = N_{Mantel}(0) \cdot \exp(-z/\lambda_M) \quad (7.2)$$

für das Mantellicht angepaßt. Für die Variablen  $\lambda_K$  und  $\lambda_M$  gilt

$$\lambda_K = \lambda_{abs}$$

und

$$\frac{1}{\lambda_M} = \frac{1}{\lambda_{abs}} + \frac{1}{\lambda_{refl}},$$

wobei  $\lambda_{refl}$  die durch die Größe  $\varepsilon$  festgelegte Abschwächung durch Reflexionen an der Faseroberfläche beschreibt.

Ein Maß für die optische Kopplung ist das Verhältnis  $N_{Mantel}(0)/N_{Kern}(0)$ . Für dieses Verhältnis wird aus den Parametern der Anpassungsfunktionen an die simulierten Daten ein Wert von etwa 1,4 berechnet. Um diesen Wert einzuordnen, wird zunächst der theoretische Wert betrachtet. Dieser kann jedoch nur für den Fall von Lichtstrahlen, die alle von einem Punkt auf der Faserachse beginnen, berechnet werden. Er beträgt nach der Theorie

$$R = \frac{\int_{90^\circ - \arcsin \frac{1}{n_K}}^{90^\circ - \arcsin \frac{n_M}{n_K}} \sin \theta d\theta}{\int_0^{90^\circ - \arcsin \frac{n_M}{n_K}} \sin \theta d\theta}, \quad (7.3)$$



falls alle Photonen, die ein Faserende erreichen, aus der Faser herausgebrochen werden. Mit den Werten der Brechungsindizes aus Tabelle 7.1 ergibt sich für  $R$  ein Wert von etwa 4,90. Zum besseren Vergleich wurden Photonen simuliert, die ebenfalls alle von einem Punkt auf der Faserachse starteten. Nach der Durchführung der obigen Anpassungen 7.1 bzw. 7.2 errechnet sich das Verhältnis  $R$  zu  $2,52 \pm 0,03$ . Die Werte unterscheiden sich also um einen Faktor von 2. Da Fehler in der Simulation des Transportes der Photonen durch weitere Rechnungen ausgeschlossen wurden, muß demnach dieser Faktor auf einen Effekt an den Faserenden zurückzuführen sein. Um den Grund für diese Diskrepanz zu finden, wird der Transport der Photonen an den Faserenden genauer betrachtet.

Kernlicht wird für Winkel größer als  $69,6^\circ$  totalreflektiert. Der Winkel wird dabei und im folgenden zwischen der Einfallrichtung des Lichtes und dem Lot auf die Grenzfläche gemessen. Trifft es nach der letzten Reflexion an der Grenzfläche Faserkern–Fasermantel auf das Faserende, so würde es hier für Winkel größer als  $39^\circ$  totalreflektiert werden. Der maximale Winkel, unter dem es auf das Faserende trifft, beträgt allerdings  $90^\circ - 69,6^\circ \simeq 20^\circ$ , so daß Photonen des Kernlichtes immer aus der Faser herausgebrochen werden. Folglich muß der Faktor durch den Transport der Photonen des Mantellichtes am Faserende entstehen. Dabei müssen zwei Fälle unterschieden werden. Im ersten Fall trifft das Mantellicht innerhalb des Mantels auf die Faseroberfläche. Der Winkel der Totalreflexion liegt hier bei etwa  $42^\circ$ . Mantellicht, welches an der Faseroberfläche gerade noch totalreflektiert wird, schließt mit dem Lot auf das Faserende einen Winkel von etwa  $48^\circ$  ein. Dementsprechend kann es also hier für einen begrenzten Winkelbereich Totalreflexion am Faserende geben. Da aber die Dicke des Fasermantels im Vergleich zum Faserkern relativ klein ist, sollte dieser Fall nur einen sehr geringen Bruchteil am Verlust von Mantellicht ausmachen.

Im zweiten Fall wird das Mantellicht an der Faseroberfläche reflektiert und danach in den Faserkern hineingebrochen. Anschließend trifft es auf das Faserende. Analog zu der obigen Verfahrensweise kann berechnet werden, daß das Mantellicht, falls es unter einem Winkel von etwa  $51^\circ$  auf die Grenzfläche Faserkern–Fasermantel trifft, gerade noch am Faserende totalreflektiert werden kann. Schließt der Richtungsvektor eines Photons des Mantellichtes mit dem Lot auf die Grenzfläche einen Winkel  $\alpha$  zwischen  $39^\circ \leq \alpha \leq 51^\circ$  ein, so tritt am Faserende Totalreflexion auf. Photonen, die in diesen Bereich fallen, tragen demnach hauptsächlich zu dem obigen Faktor 2 bei.

Im nächsten Schritt wird der Prozentsatz an Photonen des Mantellichtes berechnet, der an den Faserenden totalreflektiert wird. Zur Vervollständigung der Werte wird ebenfalls der Anteil des Kernlichtes am gesamten Licht und der Anteil der Photonen, die vor den Faserenden aus der Faser herausgebrochen werden, ermittelt. Unter Berücksichtigung der entsprechenden Grenzen für die Raumwinkel ergeben sich folgende Werte für meridionale Lichtstrahlen:

- Anteil der Photonen an allen erzeugten Photonen, die ohne eine vorausgehende Totalreflexion vor den Faserenden aus der Faser herausgebrochen werden: 62,89%;
- Anteil der Photonen des Kernlichtes an allen erzeugten Photonen: 6,29%;
- Anteil der Photonen des Mantellichtes an allen erzeugten Photonen: 30,82%;
- Anteil der Photonen des Mantellichtes an allen erzeugten Photonen, die an den Faserenden totalreflektiert werden und damit verloren gehen: 14,85%.

Damit verlassen 15,97% aller Photonen des Mantellichtes die Faser an den Faserenden. Für  $R$  ergibt sich somit ein Wert von  $R = 15,97\%/6,29\% = 2,54$ . Dieser Wert stimmt innerhalb des Fehlers sehr gut mit dem Wert aus der Simulation überein.

Innerhalb der Simulation besteht die Möglichkeit, die Faser über optisches Fett auszulesen. Diesem wird ein Brechungsindex von 1,47 zugewiesen. Mit dieser Bedingung liegen die Grenzwinkel der Totalreflexion an dem Faserende, welches ausgelesen wird, so, daß keine Totalreflexion für das Mantellicht an diesem Ende auftreten kann. In dieser Konfiguration wird die höchste Lichtausbeute erzielt. Die Grenze des Brechungsindex, unterhalb der noch Totalreflexion für Mantellicht auftreten kann, liegt bei 1,24. Daher ist es mit jeder Art optischen Fettes oder Zementes möglich, eine hohe Lichtausbeute zu erreichen.

Aufgrund dieser Überlegungen müssen die Fasern eines Spaghetti-Kalorimeters nicht über optisches Fett an das Lichtleitungssystem gekoppelt werden, da das Kernlicht von der Kopplung unbeeinflusst bleibt. Das Mantellicht kann dagegen bei einem Luftspalt zwischen den szintillierenden Fasern und dem Lichtleitungssystem nicht vollständig ausgelesen werden. Da die Fasern innerhalb eines Spaghetti-Kalorimeters, wie es für das neue Rückwärtskalorimeter vorgeschlagen wurde, zwischen die Bleiplatten geklebt werden sollen, wird auch das Mantellicht durch den Kleber in seiner Intensität stark abgeschwächt und spielt somit für die Lichtausbeute nur eine untergeordnete Rolle.

## 7.5 Simulation der Lichtleitung in einem an eine szintillierende Faser gekoppelten Lichtmischer

Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben wurde, wird die Energieauflösung eines Spaghetti-Kalorimeters nicht nur durch statistische Prozesse begrenzt, sondern auch von der Geometrie des Lichtsammlungssystems beeinflusst. Dabei können Inhomogenitäten durch eine positionsabhängige Transmission des Lichtes zum Photomultiplier die Energieauflösung verschlechtern. Dies kann durch eine optimierte Konstruktion des Lichtleiters minimiert werden.

Die Anforderungen, die für ein gut arbeitendes Spaghetti-Kalorimeter an das Lichtsammlungssystem gestellt werden, lassen sich daher wie folgt zusammenfassen:

- Das Szintillationslicht sollte gleichmäßig und gut gemischt auf die Photokathode geführt werden.
- Der Bruchteil des transmittierten Szintillationslichtes sollte —unabhängig von der transversalen Position eines Schauers— konstant sein.
- Das Lichtsammlungssystem sollte einen maximalen Anteil des Szintillationslichtes auf die Photokathode führen.

Das Mischen des Szintillationslichtes ist von großer Bedeutung, da beispielsweise die Photokathoden von Photomultipliern starke ortsabhängige Variationen in der Quantenausbeute aufweisen [Jan93]. Entsprechend dieser Anforderungen muß daher die Form und die Länge des Lichtmischer optimiert werden.

In Anlehnung an die Monte-Carlo-Rechnungen von E.C. Dukes und J. White [Duk90] wurde daher ein Monte-Carlo-Programm geschrieben, welches ein System aus einer szintillierenden

Faser und einem Lichtmischer beschreibt. Dieses Konzept vereinfacht die Simulationen, da eine vollständige Beschreibung eines Systems aus mehreren, auf einen Lichtmischer geführten szintillierenden Fasern mit einem erheblichen Aufwand verbunden wäre.

Mit Hilfe des Programmes SCIFI kann dabei die szintillierende Faser simuliert werden. Aufgrund der Möglichkeit, mit dieser Simulation auch andere lichtleitende Geometrien zu beschreiben, wurde dieses Programm ebenfalls für die Simulation des Lichtmischers eingesetzt. Dazu mußten nur die Routinen innerhalb des Programmes umgeschrieben werden, die die Geometrie der Faser beschreiben. Für die folgenden Monte-Carlo-Rechnungen wurden ein zylindrischer und ein quaderförmiger Lichtmischer simuliert. Beide sollen aus Plexiglas bestehen und eine ideale Oberfläche besitzen. Ihnen wird ein Brechungsindex von 1,49 zugeordnet. Der Durchmesser des zylindrischen Lichtmischers soll 25,4 mm betragen. Dieser ist nach dem Durchmesser des Photomultipliertyps festgelegt worden, welcher im neuen Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors eingesetzt werden soll [H1-93c]. Dieser ist vom Typ Hamamatsu R 3432-01. Der quaderförmige Lichtmischer soll so groß sein, daß ein ihm umschriebener Zylinder, der vier parallele Kanten berührt, ebenfalls einen Durchmesser von 25,4 mm besitzt. Die Seitenlänge seiner Querschnittsfläche, an die die Faser gekoppelt wird, beträgt dann 17,96 mm. Diese Fläche deckt die Photokathode des erwähnten Photomultipliers noch ab, da diese einen Durchmesser von 17,5 mm besitzt.

In der Simulation wird als äußere Umgebung Luft mit einem Brechungsindex von 1,0 angenommen. Das Ende des Lichtmischers, welches ausgelesen wird, soll mit optischem Fett bedeckt sein, um so die Ankopplung an einen Photomultiplier zu simulieren. Dies ist eine Änderung gegenüber der Simulation von E.C. Dukes et al. Die Photonen des Szintillationslichtes werden solange durch den Lichtmischer geführt, bis sie auf diese Fläche treffen. Werden sie dort reflektiert, so werden sie verworfen und im weiteren Programmverlauf nicht mehr berücksichtigt. Photonen, die an dieser Fläche aus dem Lichtmischer herausgebrochen werden, werden gezählt und die Koordinaten ihres Auftreffpunktes festgehalten.

Für die Parameter der Faser gelten die Werte aus Tabelle 7.1. Eine Ausnahme wird für die Faserlänge gemacht. Sie wird auf 5 cm verkürzt und der Abstand des Entstehungsortes der Photonen zum Lichtmischer auf 4 cm festgelegt. Zudem wird das Szintillationslicht nun nicht mehr entlang der Flugbahnen von Beta-Elektronen im Faserkern abgestrahlt, sondern isotrop von der Querschnittsfläche des Faserkerns emittiert. Dafür werden 60000 Photonen generiert.

Abbildung 7.3 zeigt, an welchen Stellen des Lichtmischers die Faser angekoppelt wird. In der Tabelle 7.2 sind nochmals alle verwendeten Größen zusammengestellt.

### 7.5.1 Analyse der Simulationsrechnungen

Zunächst wurde die totale Akzeptanz des Lichtmischers in Abhängigkeit von seiner Länge untersucht. Die Akzeptanz ist als das Verhältnis von nachgewiesenen Photonen zu der Anzahl der in den Lichtmischer eingetretenen Photonen definiert. Sie ist in Abbildung 7.4 für das Kernlicht und das Mantellicht für die verschiedenen Ankopplungspositionen und Lichtmischerformen in Abhängigkeit von der Länge des Lichtmischers dargestellt. Der zylindrische Lichtmischer zeigt für beide Komponenten des Lichtes die größten Variationen, wobei die Akzeptanz für eine zentrale Ankopplung der Faser an den Lichtmischer schlechter ist als für eine Ankopplung nahe am Rand des Lichtmischers. Dies rührt daher, daß im

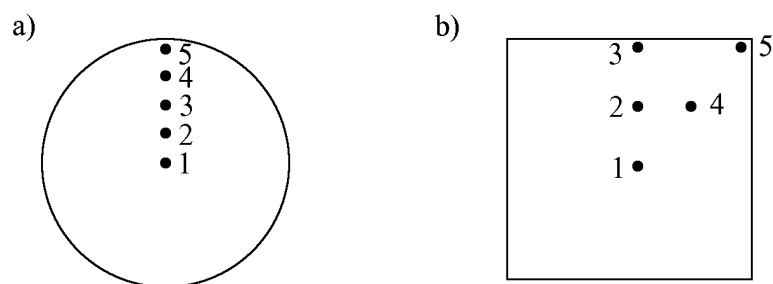


Abbildung 7.3: Darstellung der Querschnitte der beiden untersuchten Lichtmischer. Die nummerierten Punkte zeigen die unterschiedlichen Ankopplungspositionen der szintillierenden Faser an den Lichtmischer an.

Durchmesser des zylindrischen Lichtmischer	25,4 mm
Durchmesser des dem quaderförmigen Lichtmischer umschriebenen Zylinders	25,4 mm
Seitenlänge der Querschnittsfläche des quaderförmigen Lichtmischer	17,96 mm
Brechungsindex der Lichtmischer	1,49
Brechungsindex der Umgebung von Faser und Lichtmischer	1,0
Brechungsindex des optischen Fettes	1,47
Länge der szintillierenden Faser	5 cm
Abstand des Entstehungsortes der Photonen zum Lichtmischer	4 cm

Tabelle 7.2: Werte der in den Simulationsrechnungen verwendeten Parameter.

Falle der dezentralen Ankopplung am Rande des Lichtmischer mehr Photonen existieren, die auf einem helizoiden Weg durch den Lichtmischer fliegen und nicht wie in der zentralen Ankopplung sofort aus dem Lichtmischer herausgebrochen werden. Die genaue Variation der Akzeptanzen kann nicht bestimmt werden, da diese von der Stärke der Absorptions- und Reflexionsverluste innerhalb der Faser abhängt. Diesen Sachverhalt verdeutlicht Abbildung 7.5. In ihr ist die Akzeptanz bei zentraler Ankopplung an den quaderförmigen Lichtmischer für eine 50 cm lange Faser in Abhängigkeit vom Abstand  $D$  des Entstehungsortes der Photonen zum Lichtmischer dargestellt. Die Akzeptanz für das Kernlicht ist im Bereich des Fehlers konstant, während sich die Akzeptanz für das Mantellicht um etwa 25% unterscheidet. Dies läßt sich damit erklären, daß mit wachsendem Abstand des Entstehungsortes der Photonen zum Lichtmischer und damit mit wachsender zurückgelegter Strecke bestimmte Winkel, unter denen die Photonen des Mantellichtes an der Faseroberfläche reflektiert werden, durch Reflexionsverluste nicht mehr auftreten. Dadurch werden solche Photonen selektiert, die nahezu alle ausgelesen werden können.

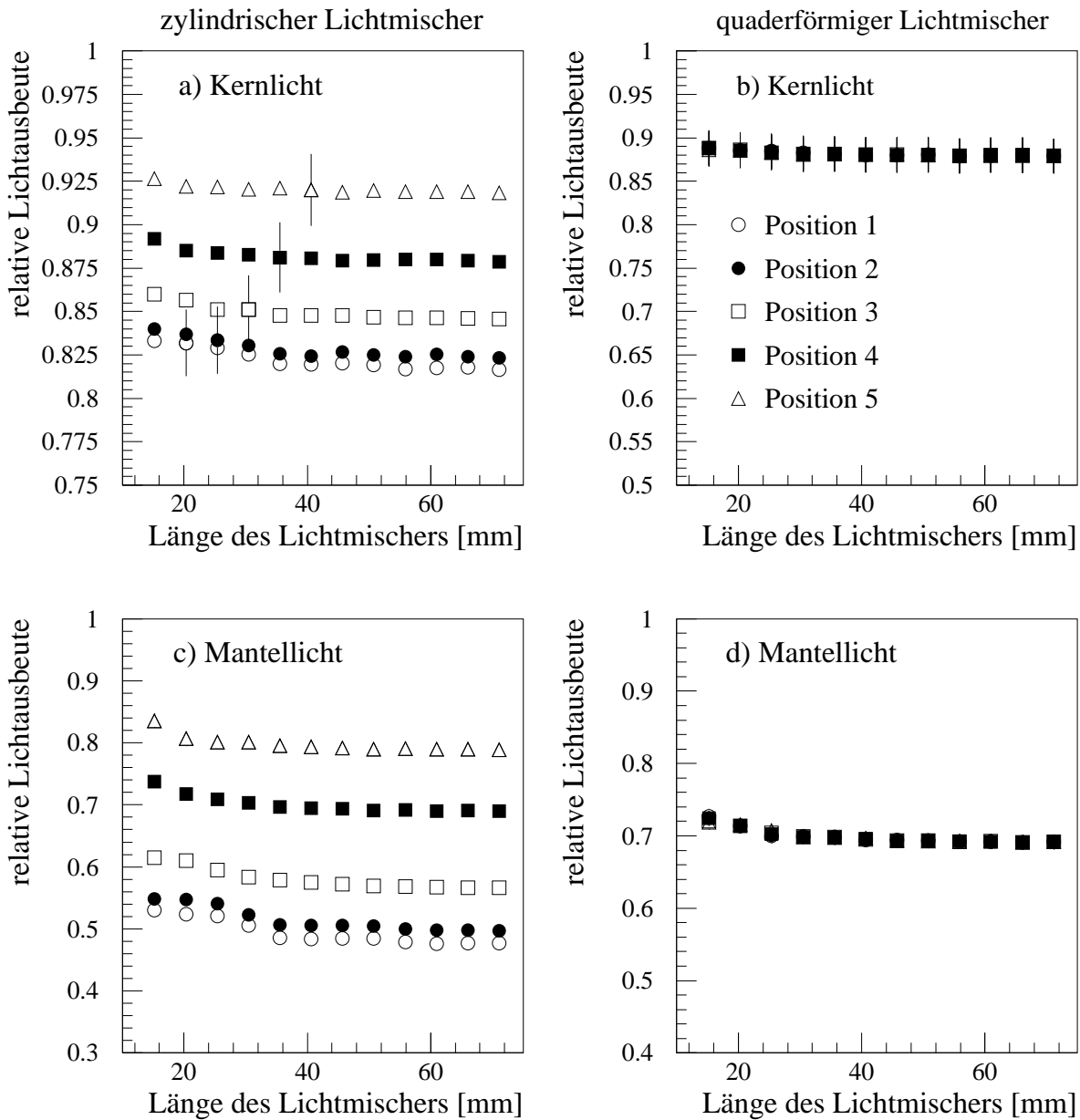


Abbildung 7.4: Abhängigkeit der Akzeptanz von der Länge des Lichtmischers für einen zylindrischen und einen quaderförmigen Lichtmischer. Die Legende in Abbildung 7.4b gilt auch für die anderen Diagramme. Sie bezieht sich auf die Ankopplungspositionen in Abbildung 7.3. Es sei darauf hingewiesen, daß sich die Punkte in den Abbildungen b) und d) so stark überlagern, daß sie nicht mehr zu unterscheiden sind.

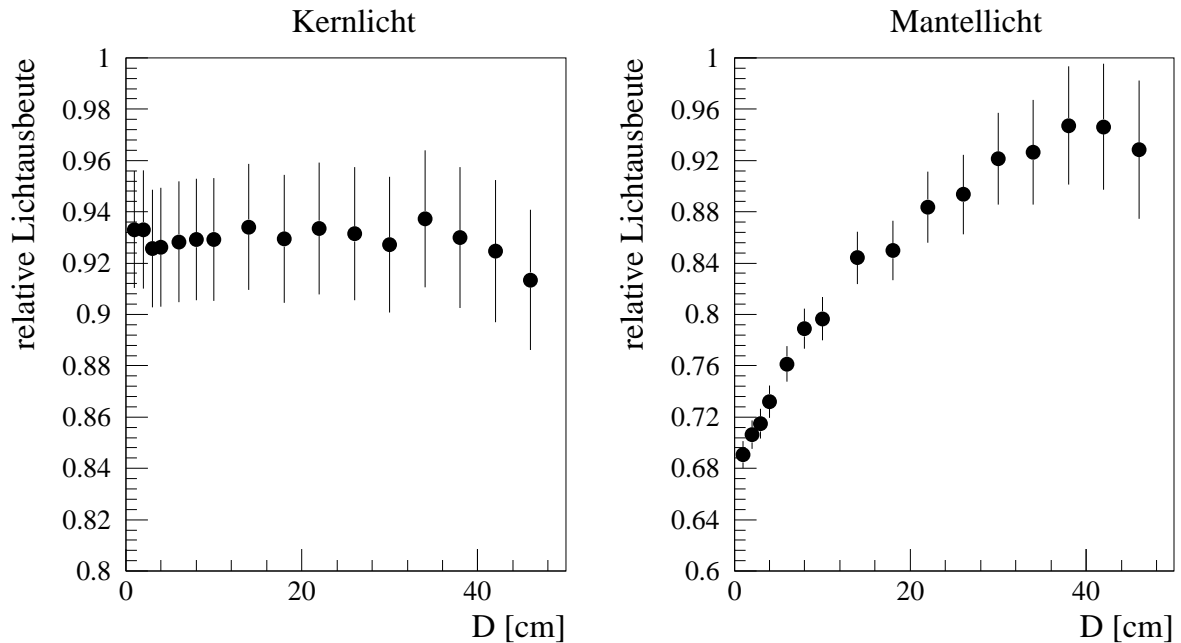


Abbildung 7.5: *Abhängigkeit der Akzeptanz des Kernlichtes und des Mantellichtes vom Abstand  $D$  des Entstehungsortes der Photonen zum Lichtmischer bei zentraler Ankopplung an den quaderförmigen Lichtmischer für eine 50 cm Faser.*

Auch das Kernlicht unterliegt ähnlichen Einflüssen, die sich jedoch erst bei einem festen Anregungsort und einer sich ändernden Faserlänge zeigen. Würde unter diesen Bedingungen die Absorptionslänge einen unendlich großen Wert annehmen, würde in diesem Fall die Akzeptanz nicht von der Position der Ankopplung abhängen. Wird jedoch die Absorptionslänge auf einen endlichen Wert gesetzt, so treten auch hier bestimmte Winkel nicht mehr auf. Im Falle eines Systems Faser-quaderförmiger Lichtmischer treten diese Effekte zwar auch auf, sie beeinflussen jedoch nicht die Variation der Akzeptanz in Abhängigkeit von der Position der Ankopplung der Faser an den Lichtmischer. Abbildung 7.4b bzw. 7.4d verdeutlicht, daß für den quaderförmigen Lichtmischer die Akzeptanz nahezu unabhängig von der Ankopplungsposition ist, eine Eigenschaft, die eine wesentliche Anforderung an einen Lichtmischer eines Spaghetti-Kalorimeters darstellt. Dabei ist zu beachten, daß sich die Werte für quaderförmigen Lichtmischer so stark überlagern, daß sie nicht mehr unterschieden werden können.

Zunächst muß jedoch überprüft auch überprüft werden, in welchem Maße die beiden Lichtmischer das Szintillationslicht der Faser mischen.

Um einen Überblick über das Mischverhalten der Lichtmischer zu erhalten, sind in den Abbildungen 7.6 bis 7.9 die Auftrefforte der nachgewiesenen Photonen auf die Fläche des Lichtmischer mit dem optischen Fett dargestellt. Dies ist für drei verschiedene Ankopp-

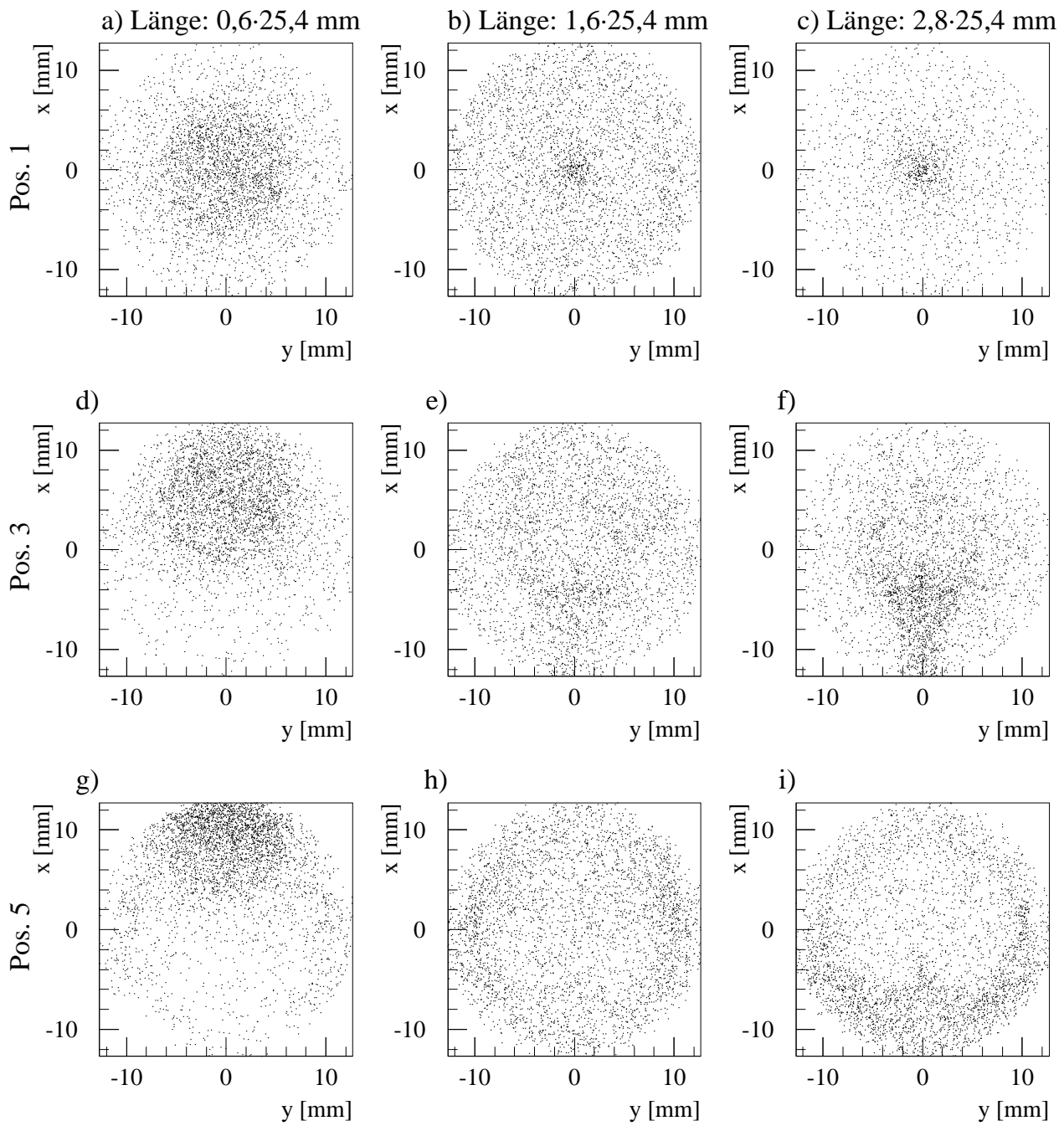


Abbildung 7.6: Verteilung der nachgewiesenen Photonen des Kernlichtes auf der Fläche, die mit optischem Fett bedeckt ist. Der Lichtmischer besitzt hier eine zylindrische Form. Die Positionen beziehen sich auf die Ankopplungspositionen in Abbildung 7.3a.

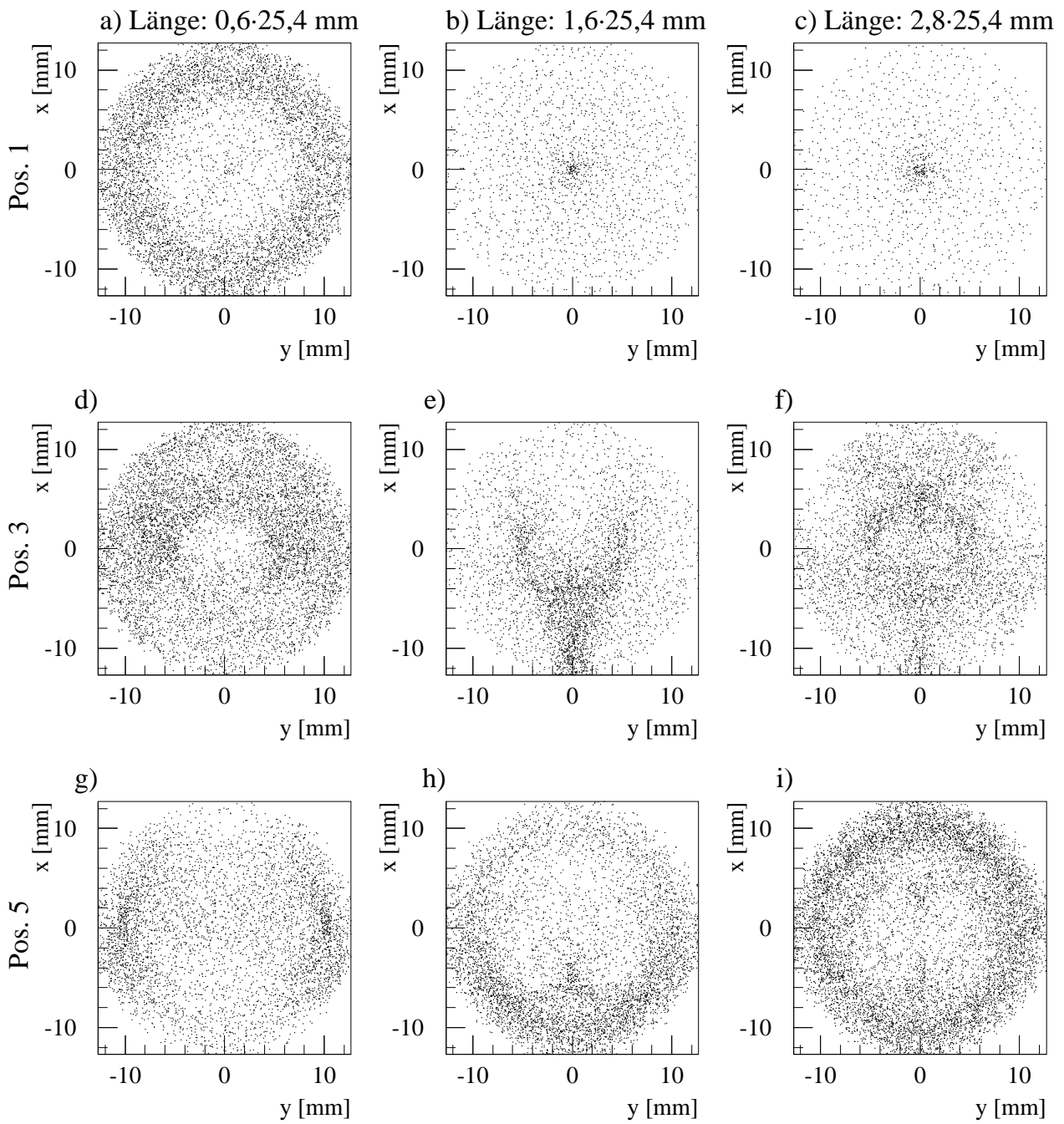


Abbildung 7.7: Verteilung der nachgewiesenen Photonen des Mantellichtes auf der Fläche, die mit optischem Fett bedeckt ist. Der Lichtmischer besitzt hier eine zylindrische Form. Die Positionen beziehen sich auf die Ankopplungspositionen in Abbildung 7.3a.



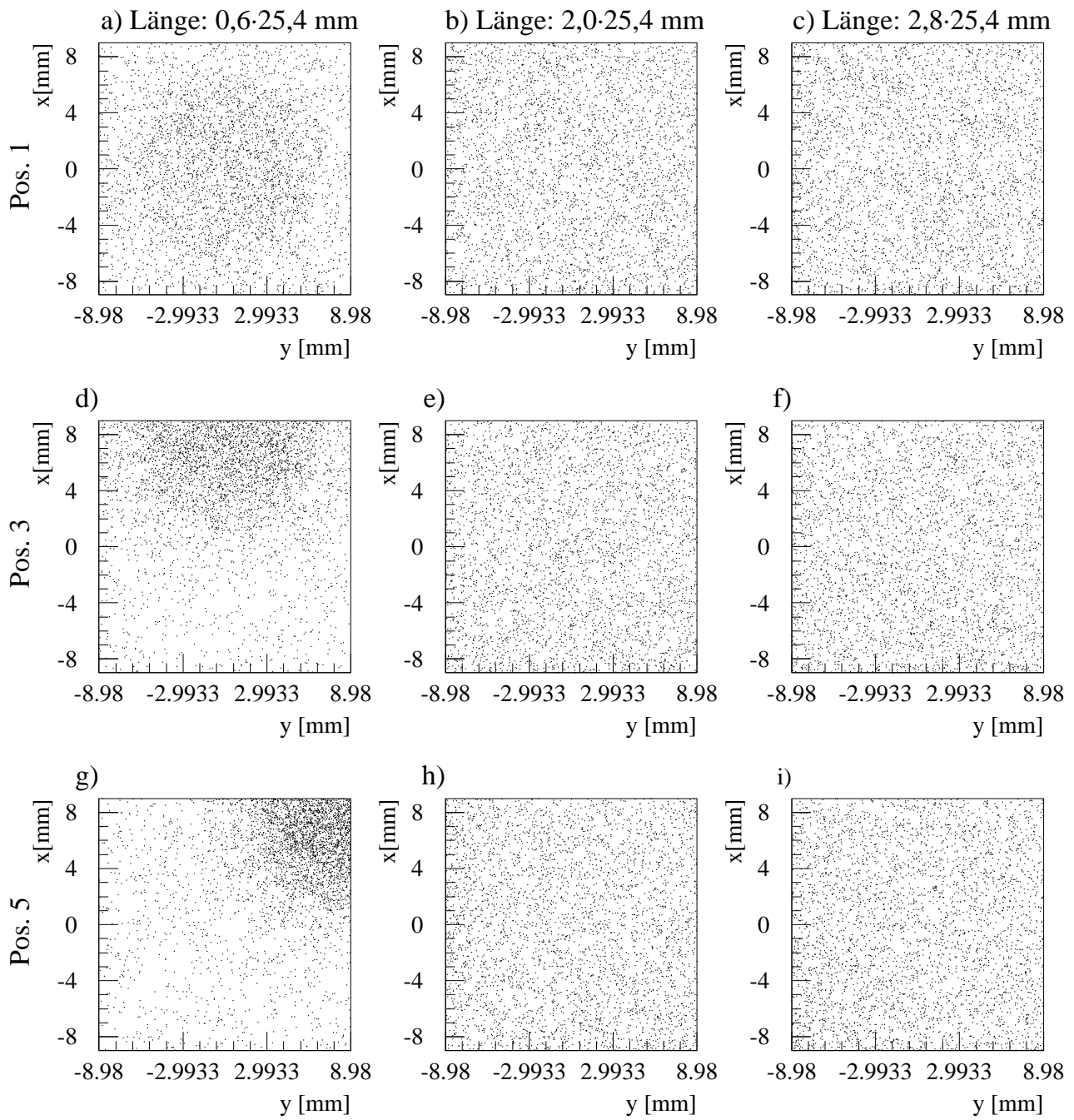


Abbildung 7.8: Verteilung der nachgewiesenen Photonen des Kernlichtes auf der Fläche, die mit optischem Fett bedeckt ist. Der Lichtmischer besitzt hier die Form eines Quaders. Die Positionen beziehen sich auf die Ankopplungspositionen in Abbildung 7.3b.

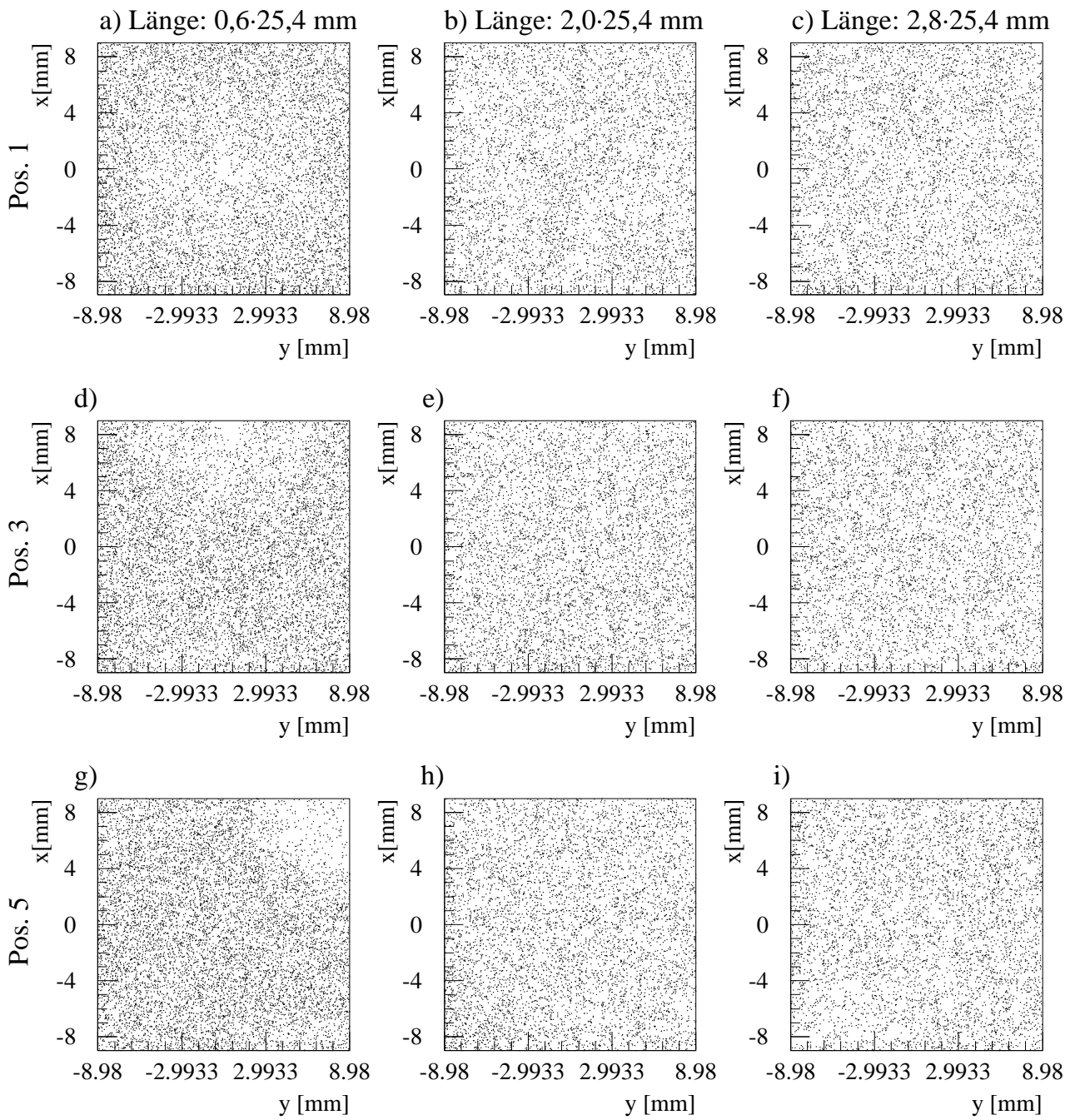


Abbildung 7.9: Verteilung der nachgewiesenen Photonen des Mantellichtes auf der Fläche, die mit optischem Fett bedeckt ist. Der Lichtmischer besitzt hier die Form eines Quaders. Die Positionen beziehen sich auf die Ankopplungspositionen in Abbildung 7.3b.

lungspositionen und drei verschiedene Längen der Lichtmischer geschehen. Während die Abbildungen 7.6 und 7.7 die Auftrefforte für das Kernlicht und das Mantellicht bei einem zylindrischen Lichtmischer darstellen, zeigen die Abbildungen 7.8 und 7.9 die Auftrefforte für die beiden Komponenten des Szintillationslichtes bei einem quaderförmigen Lichtmischer.

Für den zylindrischen Lichtmischer treten starke Inhomogenitäten auf, wogegen der quaderförmige Lichtmischer für Längen von  $2 \cdot 25,4$  mm und  $2,8 \cdot 25,4$  mm das Licht wesentlich besser mischt. Hier lassen sich mit bloßem Auge keine Unterschiede in der Gleichmäßigkeit der Verteilungen erkennen. Bei einer zentralen Ankopplung der Faser an den zylindrischen Lichtmischer existieren Fokussierungseffekte in den Verteilungen der Auftreffpunkte.

Die Größe der Inhomogenität in der Mischung des Szintillationslichtes kann durch einen  $\chi^2$ -Test abgeschätzt werden, der auch dazu benutzt werden kann, die Länge des Lichtmischer zu bestimmen, bei der die geringsten Inhomogenitäten und die geringste Abhängigkeit von der Ankopplungsposition existieren. Dazu werden zunächst die Endflächen der Lichtmischer in 16 Regionen unterteilt, die alle den gleichen Flächeninhalt besitzen, und die darin liegenden Photonen gezählt. Da die Anzahl der nachgewiesenen Photonen im Mittel bei etwa 3500 für das Kernlicht liegt, konnten die Flächen nicht weiter unterteilt werden, da sonst zu wenig Photonen in einer Region liegen würden. Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 7.10 die Unterteilungen für beide Lichtmischer dargestellt.

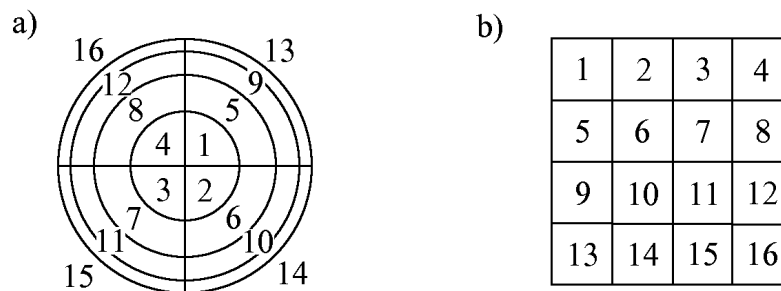


Abbildung 7.10: Unterteilung der Endflächen für den  $\chi^2$ -Test

Die Motivation dieser Methode ist recht einsichtig: falls die Mischung optimal ist, sollten die 16 Anzahlen der Photonen einer Poisson-Verteilung unterliegen, da auch für jede einzelne Region ebenfalls die Poisson-Statistik gilt. Treten Inhomogenitäten auf, so weicht die sich ergebende Verteilung von einer Poisson-Verteilung ab. Die Höhe der Abweichung ist dann ein Maß für die Inhomogenität.

Die Abbildungen 7.11 bis 7.14 geben einen quantitativen Überblick über die Verteilung der Photonen an den Enden der Lichtmischer. In ihnen sind die Photonenzahlen gegen die entsprechende Region für drei verschiedene Ankopplungspositionen und drei verschiedene Längen der Lichtmischer aufgetragen. Die gestrichelten Linien geben die Mittelwerte der Photonenzahlen für die einzelnen Regionen wieder. Bei einer idealen Mischung des Lichtes sollten die Werte im Rahmen der Poisson-Statistik um den Mittelwert verteilt sein. Die Abbildungen verdeutlichen, daß dies besonders für den zylindrischen Lichtmischer nicht der

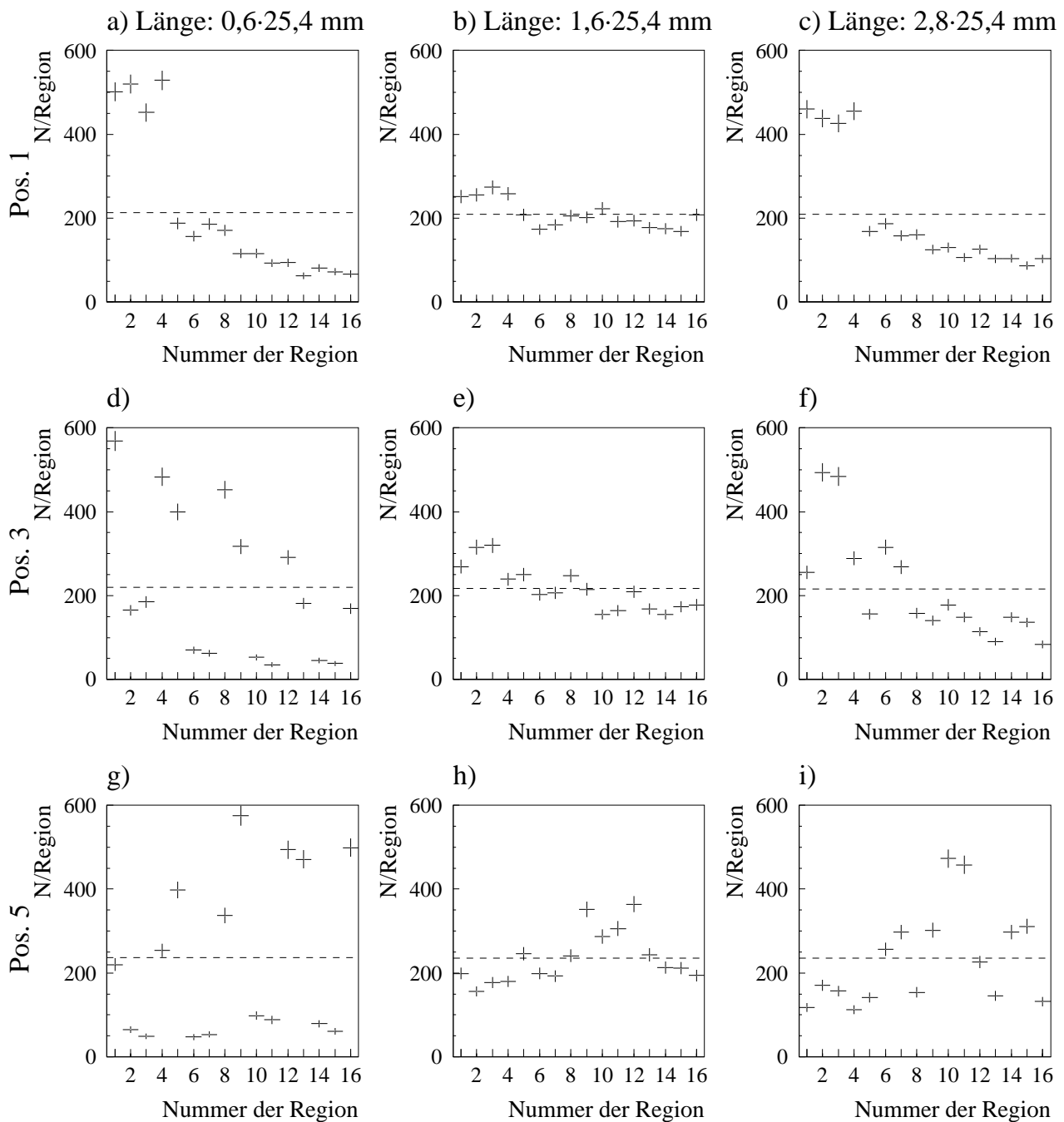


Abbildung 7.11: Anzahl der Photonen des Kernlichtes in den Regionen 1 – 16 für den zylindrischen Lichtmischer bei drei verschiedenen Längen und Ankopplungspositionen. Diese beziehen sich auf die Positionen in Abbildung 7.3a.

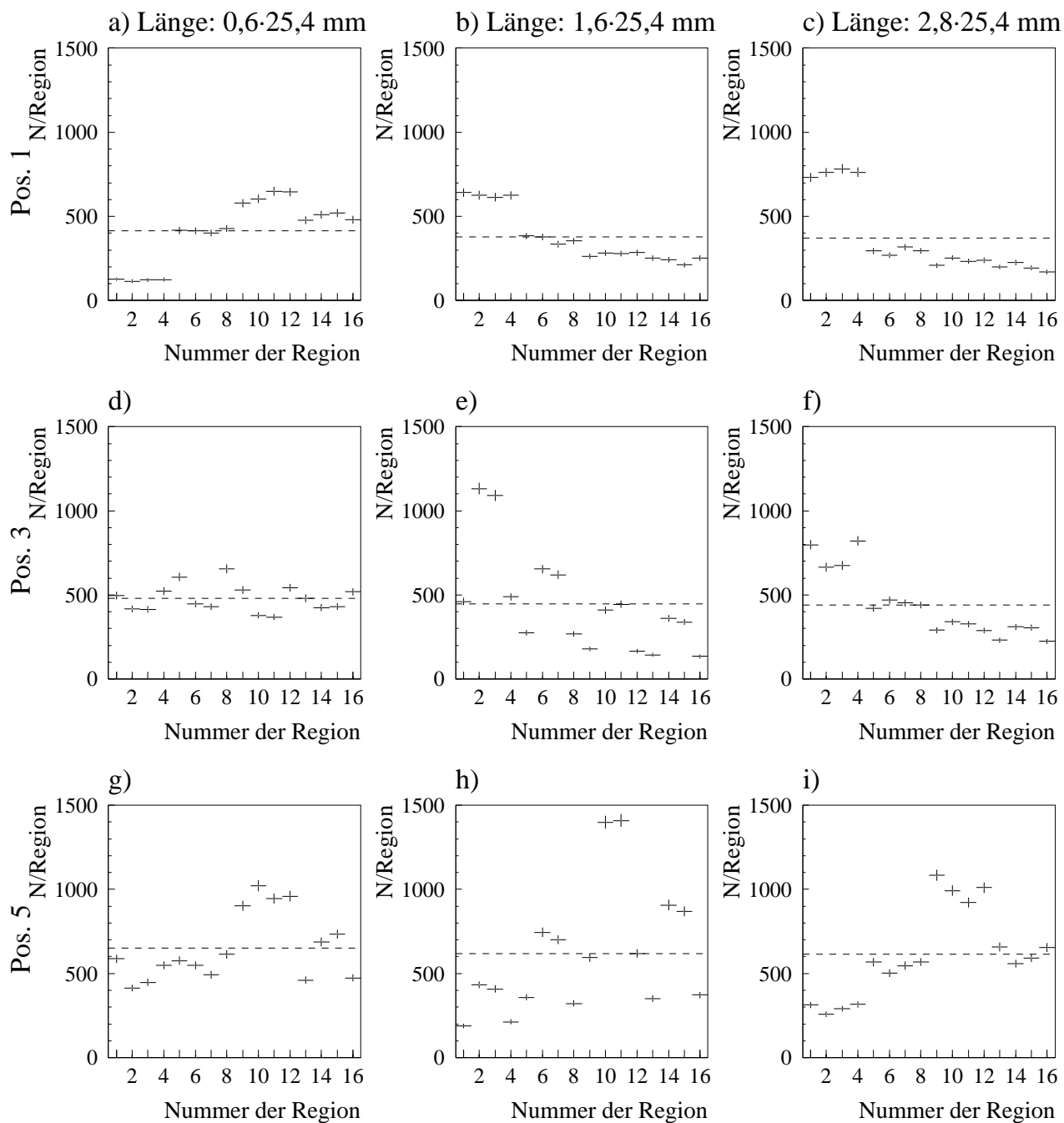


Abbildung 7.12: Anzahl der Photonen des Mantellichtes in den Regionen 1 – 16 für den zylindrischen Lichtmischer bei drei verschiedenen Längen und Ankopplungspositionen. Diese beziehen sich auf die Positionen in Abbildung 7.3a.

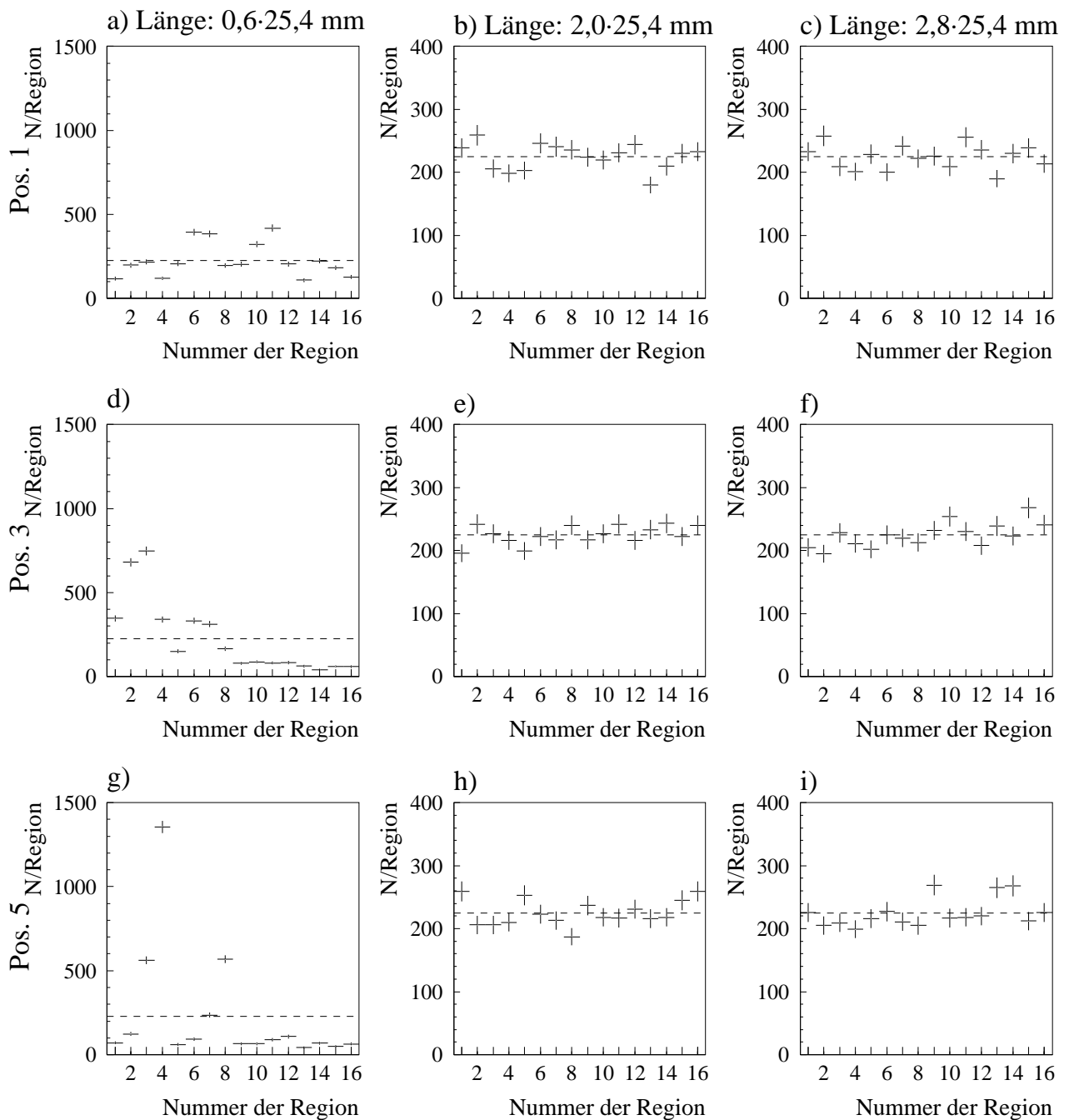


Abbildung 7.13: Anzahl der Photonen des Kernlichtes in den Regionen 1 – 16 für den quadratischen Lichtmischer bei drei verschiedenen Längen und Ankopplungspositionen. Diese beziehen sich auf die Positionen in Abbildung 7.3b.

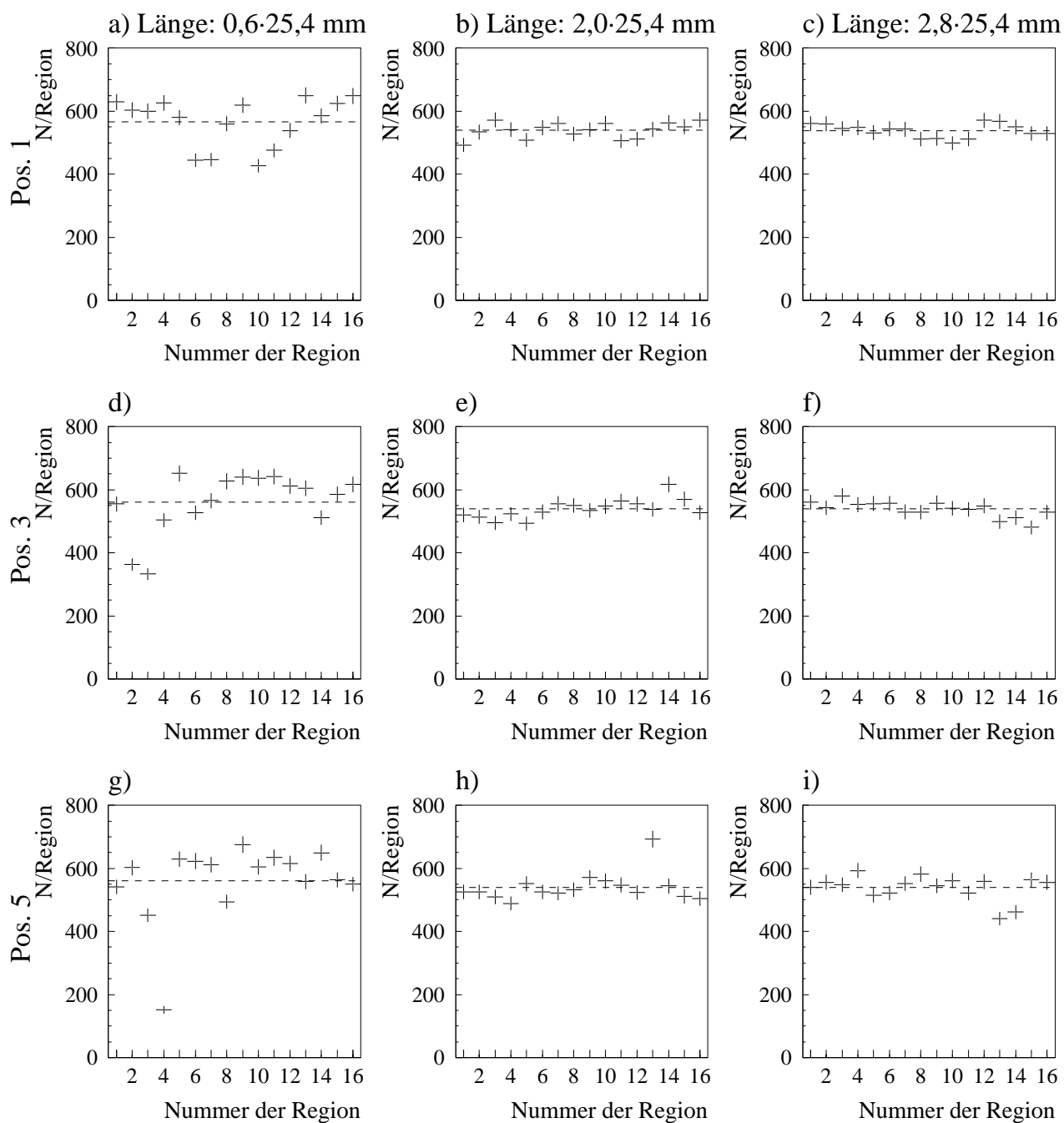


Abbildung 7.14: Anzahl der Photonen des Mantellichtes in den Regionen 1 – 16 für den quaderförmigen Lichtmischer bei drei verschiedenen Längen und Ankopplungspositionen. Diese beziehen sich auf die Positionen in Abbildung 7.3b.

Fall ist. Der  $\chi^2$ -Test gibt nun ein Maß für die Abweichungen an. Für jeden Lichtmischer wurde daher die Größe

$$\frac{\chi^2}{n} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{16} \frac{(x_i - \mu)^2}{\mu} \quad (7.4)$$

mit

$n$  = Anzahl der Freiheitsgrade = Anzahl der Regionen - 1

$x_i$  = Anzahl der Photonen in einer Region

$\mu$  = mittlere Anzahl von Photonen in einer Region

in Abhängigkeit von der Ankopplungsposition der Faser an den Lichtmischer bestimmt. Zusätzlich wird der Test auch für verschiedene Längen durchgeführt. Die Abbildungen 7.15 und 7.16 zeigen die berechneten Werte getrennt für das Mantellicht und das Kernlicht für beide Lichtmischer.

Die Werte für  $\chi^2/n$  liegen für den zylindrischen Lichtmischer unabhängig von seiner Länge fast alle oberhalb von 10, während für den quaderförmigen Lichtmischer die Werte für Längen größer als 2·25,4 mm in einem Bereich zwischen 1 und 3 liegen. Auch hier zeigen sich wiederum bessere Mischeigenschaften des quaderförmigen Lichtmischer. An dieser Stelle sei angemerkt, daß eine halblogarithmische Skala gewählt worden ist, um die großen Unterschiede in den  $\chi^2/n$ -Werten besser darstellen zu können. Daher erscheinen manche Variationen mit der Ankopplungsposition bei einer bestimmten Länge zwar gleich groß, würden aber bei einer linearen Skala relativ verschieden sein.

Die Bedingungen, die an den Wert für die optimale Länge gestellt werden, sind folgende:

- Die Variation der Werte für die Größe  $\chi^2/n$  durch verschiedene Ankopplungspositionen sollte minimal werden.
- Werden die  $\chi^2/n$ -Werte für das Kernlicht und das Mantellicht verglichen, so sollten auch hier bei der optimalen Länge die Unterschiede so gering wie möglich sein.
- Der  $\chi^2/n$ -Wert sollte für die optimale Länge nahe 1 liegen.

Unter Berücksichtigung dieser Forderungen läßt sich abschätzen, daß die genaue Länge für den zylindrischen Lichtmischer etwa zwischen 40 und 50 mm bei einem Durchmesser von 25,4 mm liegt. Eine genaue Untersuchung zeigt, daß für eine Länge von 1,6·25,4 mm der Wert für  $\chi^2/n$  etwa  $11,0 \pm 5,5$  für das Kernlicht und  $203 \pm 26$  für das Mantellicht beträgt, wobei der Fehler die Variation durch die unterschiedlichen Ankopplungspositionen berücksichtigt. Bei einer Lichtmischerlänge von 1,8·25,4 mm ergibt sich  $\chi^2/n$  zu  $22,0 \pm 5,5$  für das Kernlicht und zu  $178 \pm 47$  für das Mantellicht. Der relative Fehler ist hier um einen Faktor 2 kleiner. Andererseits liegt hier der Mittelwert für  $\chi^2/n$  höher, weshalb hier die Inhomogenitäten größer sind. Da sich für eine Länge von 2·25,4 mm der Fehler für beide Komponenten des Lichtes wieder vergrößert, liegt der optimale Wert der Lichtmischerlänge zwischen 1,6·25,4 mm und 1,8·25,4 mm. So muß also ein Kompromiß gefunden werden, der die Vorteile einer guten Homogenität der Lichtmischung mit den Vorteilen einer nahezu positionsunabhängigen Lichtmischung abwägt. Für den quaderförmigen Lichtmischer ist für die beiden Komponenten des Lichtes der Wert der optimalen Lichtmischerlänge unterschiedlich. Während dieser für das Kernlicht bei 2·25,4 mm liegt, beträgt der optimale Wert für das Mantellicht 1,8·25,4



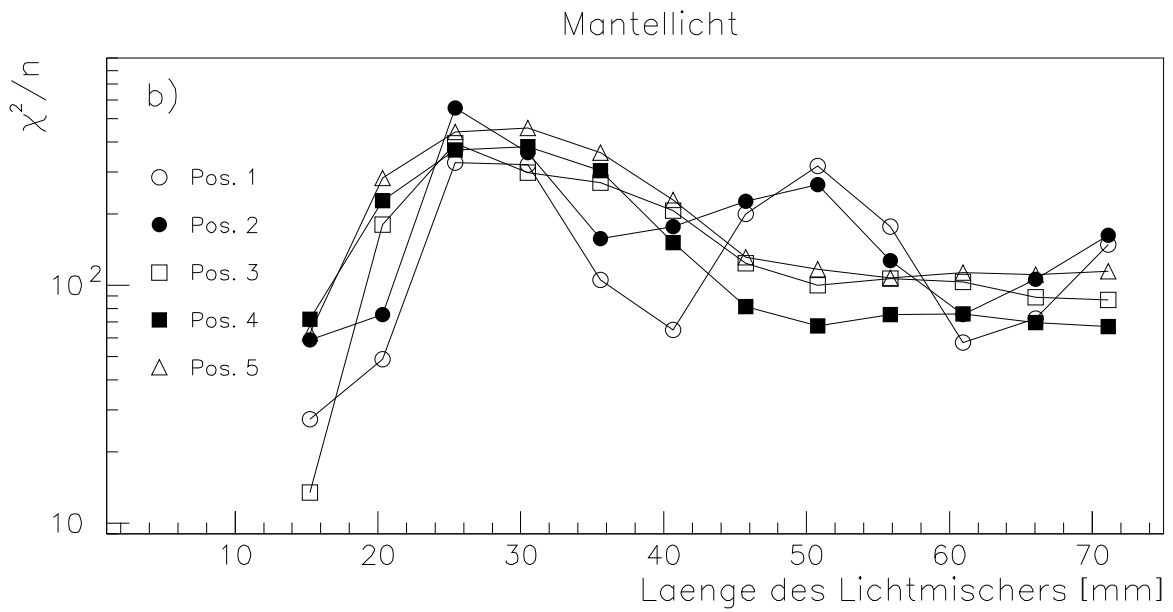
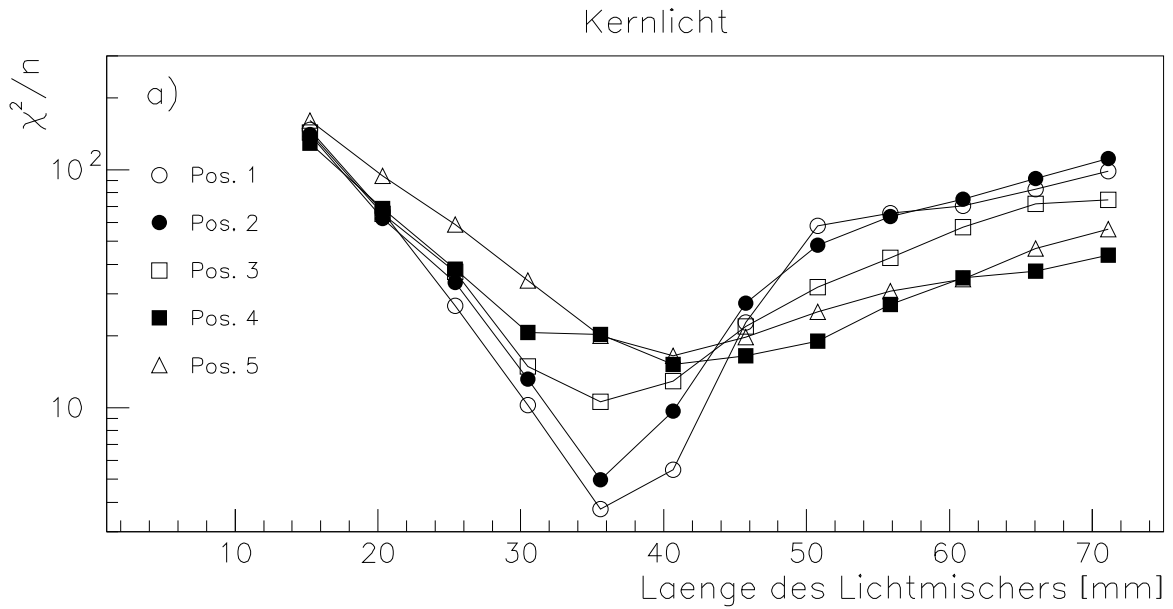


Abbildung 7.15: Abhängigkeit des  $\chi^2/n$ -Wertes von der Länge des zylindrischen Lichtmischers und verschiedenen Positionen der Ankopplung der Faser für das Mantellicht und das Kernlicht. Die Werte wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit mit Geraden verbunden.

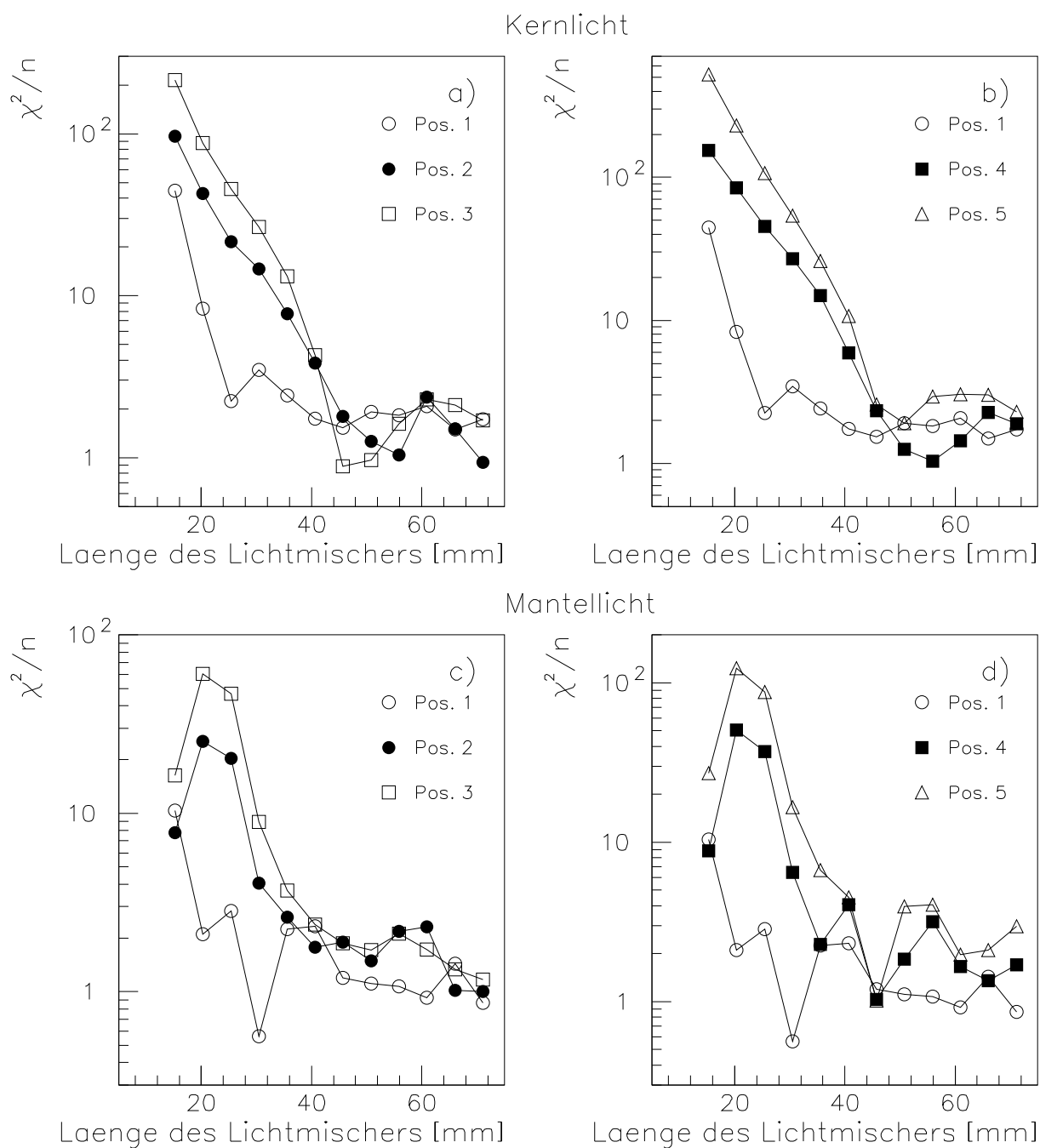


Abbildung 7.16: Abhängigkeit des  $\chi^2/n$ -Wertes von der Länge des quaderförmigen Lichtmischers und verschiedenen Positionen der Ankopplung der Faser für das Mantellicht und das Kernlicht. Die Werte wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit mit Geraden verbunden. Aus diesem Grunde sind auch verschiedene Positionen getrennt dargestellt.

mm. In beiden Fällen wird der kleinste relative Fehler für  $\chi^2/n$  und der beste  $\chi^2/n$ -Werte erreicht. Er beträgt für das Kernlicht  $\chi^2/n = 1,44 \pm 0,48$  und für das Mantellicht  $\chi^2/n = 1,45 \pm 0,44$ . Da das Mantellicht in seiner Intensität durch einen Kleber beeinflusst werden würde, müßte der optimale Wert für die Länge des Lichtmischers durch das Kernlicht festgelegt werden. Sie müßte also zweimal so lang wie der Durchmesser des umschriebenen Zylinders gewählt werden. Anders ausgedrückt beträgt die optimale Länge für einen quaderförmigen Lichtmischer eines Spaghetti-Kalorimeters  $\sqrt{8} \cdot S$ , wobei S die Seitenlänge der Fläche, die an den Photomultiplier stößt, angibt.

Der Wert für die optimale Lichtmischerlänge ist etwas größer als der, den E.C. Dukas et al. gefunden haben. Sie geben einen Faktor von 1,9 an. Allerdings ist nicht näher bekannt, wie dieser Wert gefunden wurde.

Die obige Analyse zeigt deutlich, daß ein quaderförmiger Lichtmischer einem zylindrischen Lichtmischer für ein Spaghetti-Kalorimeter in jeder Hinsicht vorzuziehen ist.

Ein letztes Argument, welches dieses Ergebnis unterstreicht, wird im folgenden aufgezeigt. Es gibt auch einen Grund an, warum zylindrische Lichtmischer das Licht ungleichmäßiger auf die Photokathode führen.

Abbildung 7.17 stellt die Anzahl der Reflexionen dar, die die Photonen des Kernlichtes bzw. des Mantellichtes innerhalb eines quaderförmigen Lichtmischers erfahren. Selbst für die Ankopplungspositionen 1 und 5 ändert sich der Mittelwert der Verteilung nur sehr gering und die Form der Verteilung bleibt ebenfalls nahezu gleich.

Für einen zylindrischen Lichtmischer ändern sich der Mittelwert der Anzahl der Reflexionen und die Verteilungen deutlich, wie Abbildung 7.18 zeigt. Da ein Lichtmischer keine ideale Oberfläche besitzt, würden durch Reflexionsverluste zusätzliche Inhomogenitäten in der Führung der Photonen auftreten, die von der Ankopplungsposition der Faser abhängen. Das Licht von Fasern, die nahe des Randes des Lichtmischer positioniert sind, würde in seiner Intensität wesentlich stärker abgeschwächt werden als Szintillationslicht, welches von zentral angekoppelten Fasern in den Lichtmischer gelangt.

Zusammenfassend läßt sich also feststellen, daß ein zylindrischer Lichtmischer das Szintillationslicht von szintillierenden Fasern schlechter mischt als ein quaderförmiger Lichtmischer. Daher ist dieser dem zylindrischen Lichtmischer vorzuziehen. Die optimale Länge für einen solchen Lichtleiter beträgt etwa  $2 \cdot d$ , wobei d den Durchmesser eines ihm umschriebenen Zylinders angibt, der vier seiner Kanten berührt. Aufgrund der obigen Analyse läßt sich schließen, daß ein Lichtmischer das Szintillationslicht gut mischen wird, falls er nur eine geringe Symmetrie aufweist. Daher würden dreieckige Lichtmischerformen sicherlich das Szintillationslicht noch besser mischen als quaderförmige Lichtleiter.

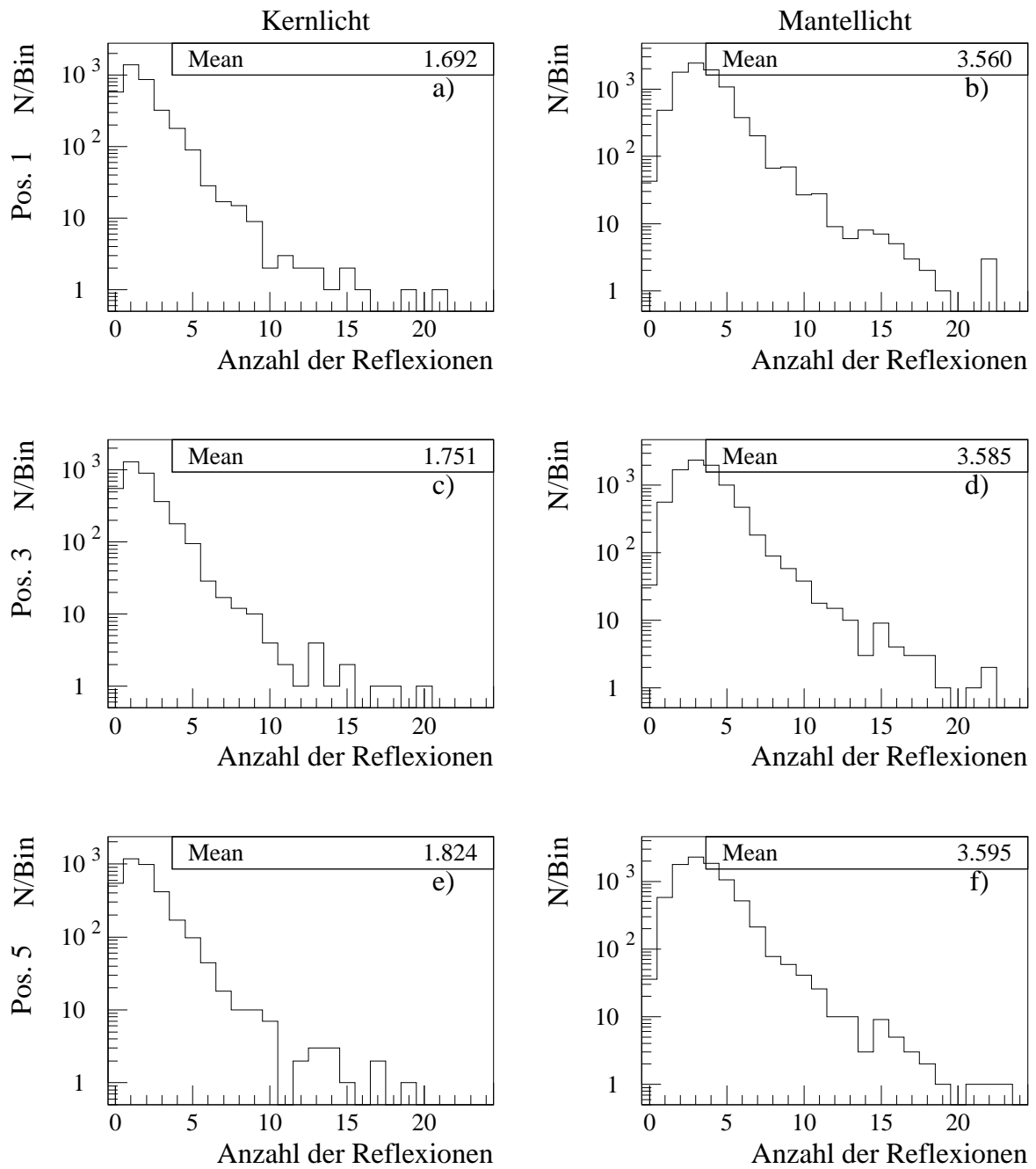


Abbildung 7.17: Verteilung der Anzahl der Reflexionen in einem quaderförmigen Lichtleiter für verschiedene Ankopplungspositionen.

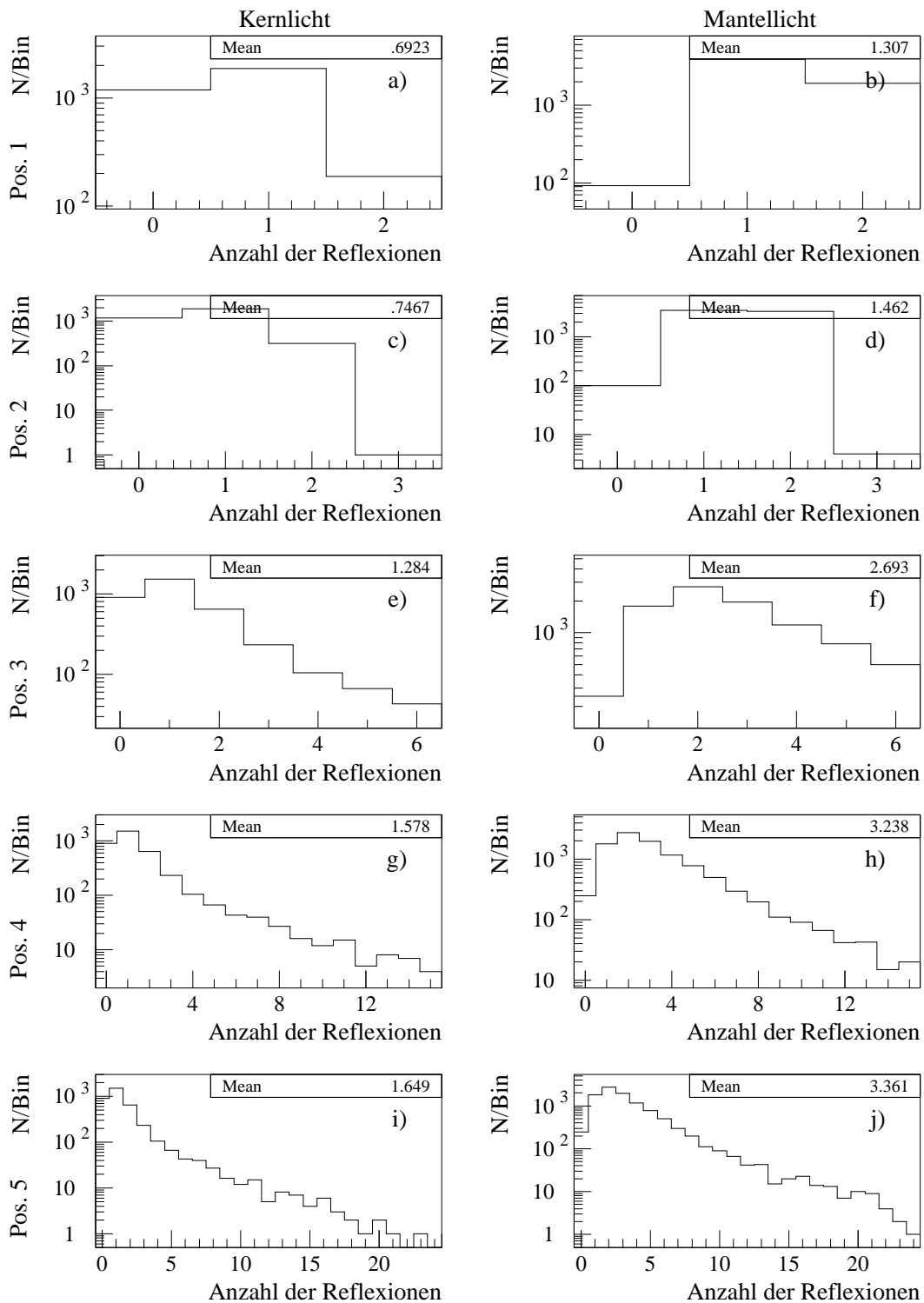


Abbildung 7.18: Verteilung der Anzahl der Reflexionen in einem zylindrischen Lichtmischer für verschiedene Ankopplungspositionen.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt einen Teil der Voruntersuchungen, die im Rahmen des BEMC-Upgrade-Projektes durchgeführt wurden. Dieses Projekt sieht ein neues Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors vor [H1-93c]. Hierfür existieren zwei Möglichkeiten, ein inhomogenes Spaghetti-Kalorimeter und ein homogenes Kalorimeter aus  $\text{PbF}_2$ -Kristallen. In beiden Fällen muß die Elektron-Pion-Trennung ausreichend hoch sein, wie in Kapitel 3 motiviert wurde. Um erste Informationen zu diesem Aspekt zu erhalten, wurde ein Modul aus vier  $\text{PbF}_2$ -Kristallen mit einem Positronen- und einem Pionenstrahl für Energien zwischen 1 und 7 GeV bzw. 1 und 10 GeV am europäischen Kernforschungszentrum CERN untersucht. Für diese Messungen war es auch wichtig, das Verhalten von Hadronen in Bleifluorid genauer kennenzulernen, da Bleifluorid ein neues Kalorimetermaterial ist und dessen Eigenschaften bezüglich Hadronen noch nicht ausreichend untersucht worden sind.

Der Aufbau und die Datennahme dieser Testmessungen sind in der vorliegenden Arbeit detailliert beschrieben worden. Für eine weitere Nutzung der Daten in einer Untersuchung bezüglich der Trennung von Elektronen und Pionen war es notwendig, die aufgezeichneten Signale zu verstehen und solche Teilchen zu verwerfen, die das Modul nicht wie gewünscht zentral trafen. Wie gezeigt werden konnte, war dies auf Vielfachstreuung in einem Szintillationszähler zurückzuführen. Da zum Zeitpunkt der Analyse noch keine Driftkammerinformationen über die Spur der Teilchen vorlagen, mußte eine andere Methode entwickelt werden. Sie berücksichtigt die Anzahl der pro Ereignis gesetzten Anodendrähte sowie die Anzahl der am häufigsten gesetzten Anodendrähte der Driftkammer. Durch die Wahl geeigneter Schnitte konnten so nahezu saubere, gaußförmige Positronensignale erhalten werden.

Die Testmessungen haben bestätigt, daß minimalionisierende Teilchen mit Bleifluorid nachgewiesen werden können. Das Maximum des Signals dieser Teilchen liegt deutlich vom Pedestal getrennt bei etwa 200 MeV, so daß ebenfalls möglich ist, auf minimalionisierende Teilchen zu triggern.

Ein weiterer wichtiger Punkt der Analyse war die Untersuchung der Elektron-Pion-Trennung. Sie beschränkte sich aufgrund der geringen Anzahl der Kristalle innerhalb des  $\text{PbF}_2$ -Moduls auf einfache Verfahren, die in Abhängigkeit von der Energie der eingeschossenen Teilchen durchgeführt werden konnten. Die höchste Trennung  $T$  ergab sich mit  $T=525$  für Pionen einer Energie von 5 GeV und Elektronen einer Energie von 5 GeV bei einer Elektronenausbeute von 99,7%. Dabei wurden nur die Energiespektren der Teilchen zugrundegelegt. Unter Berücksichtigung der lateralen Ausdehnung hadronischer und elektromagne-

tischer Schauer in Bleifluorid konnte bei einer Elektronenausbeute von 99% eine Trennung von  $T=2$  erreicht werden. Trotz der geringen Größe des Moduls wurde dabei die unterschiedliche Entwicklung der durch Pionen und Elektronen ausgelösten Schauer deutlich. Die obigen Zahlen zur Trennung von Pionen und Elektronen geben noch nicht den endgültigen Wert der Trennung wieder, da Pionen in einem größeren Modul höhere Beiträge liefern würden, andererseits die transversale Entwicklung von Schauern stärker in die Elektron-Pion-Trennung einbezogen werden könnte. Hier sind also weitere Untersuchungen mit mehr Kristallen notwendig.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde zunächst ein Monte-Carlo-Programm erläutert, mit dem sich die Erzeugung und der Transport von Szintillationsphotonen in einer szintillierenden Faser simulieren läßt. Es wurde mit Hilfe von Simulationsrechnungen gezeigt, daß die Lichtausbeute für das Kernlicht unabhängig von der Art der optischen Kopplung an einen Photomultiplier ist. Wird zwischen Photomultiplier und Faser ein Luftspalt gelassen, so wird die Hälfte des Mantellichtes innerhalb der Faser an den Faserenden totalreflektiert und steht somit in der Auslese des Szintillationslichtes nicht mehr zur Verfügung.

Der letzte Abschnitt der Arbeit behandelte die Simulation eines an eine szintillierende Faser gekoppelten Lichtmischers, wie er in Spaghetti-Kalorimetern eingesetzt werden muß. Durch Simulationsrechnungen wurde seine optimale Form und Länge für eine gleichmäßige Mischung des Szintillationslichtes bestimmt. Danach mischen quaderförmige Lichtleiter mit einer Länge  $2 \cdot d$  das Licht am besten. Die Größe  $d$  gibt dabei den Durchmesser eines Zylinders an, der dem quaderförmigen Lichtmischer umschrieben wird.

# Literaturverzeichnis

- [Aco90] Acosta, D., et al.  
*Results of prototype studies for a spaghetti calorimeter*  
Nucl. Instr. Meth. **A294** (1990) 193
- [Aco91] Acosta, D., et al.  
*Electron-pion discrimination with a scintillating fiber calorimeter*  
Nucl. Instr. Meth. **A302** (1991) 36
- [Ale87] Alekhin, S.I., et al.  
*Compilation of cross sections 4*  
CERN-HERA 87-01 (1987)
- [Ama81] Amaldi, U.  
*Fluctuations in Calorimetry Measurements*  
Phys. Scripta **23** (1981) 409
- [Amo90] Amos, N.A., et al.  
*Optical attenuation length measurements of scintillating fibers*  
Nucl. Instr. Meth. **A297** (1990) 396
- [And90] Anderson, D.F., et al.  
*Lead fluoride: An ultra-compact Cherenkov radiator for em calorimetry*  
Nucl. Instr. Meth. **A290** (1990) 385
- [App92a] Appuhn, R.D., und A. Lindner  
Mitteilung an die PbF<sub>2</sub>-Gruppe der H1-Kollaboration (1992)
- [App92b] Appuhn, R.D., private Mitteilung (1992)
- [Bab79] Babaev, A., et al.  
*Properties of electromagnetic and hadronic showers measured with liquid argon calorimeters*  
Nucl. Instr. Meth. **160** (1979) 409
- [Bak84] Bak, J.  
*An experimental investigation of channeling radiation produced by 2 to 55 GeV/c electrons and positrons*  
Thesis, Universität Aarhus (1984)



- [Bak85] Bak, J., et al.  
*Channeling radiation from 2 to 55 GeV/c electrons and positrons*  
 Nucl. Phys. **B 254** (1985) 491
- [Bar74] Baroncelli, A.  
*Study of total-absorption counters for very-high-energy particles*  
 Nucl. Instr. Meth. **118** (1974) 445
- [Bar91] Bartels, J., und J. Feltesse  
*QCD at low  $x$ : Summary*  
 Proceedings of the HERA Workshop 131–146  
 W. Buchmüller, G. Ingelman (Herausgeber), DESY (1991)
- [Bat70] Bathow, G., et al.  
*Measurement of the Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV*  
 Nucl. Phys. **B 20** (1970) 592
- [Bät88] Bätzner, K., et al.  
*Secondary beams for tests in the PS East Experimental Area*  
 PS/PA/EP/Note 88-26
- [Bet30] Bethe, H.  
*Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*  
 Ann. d. Phys. **5** (1930) 325
- [Bir67] Birks, J.  
*The Theory and Practice of Scintillation Counting*  
 Pergamon Press (1967)
- [Blo32] Bloch, F.  
*Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen*  
 Zeitschr. f. Phys. **81** (1932) 363
- [Col90] Colombo, M.  
*Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssigargon-Kalorimeter des H1-Detektors*  
 Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990)
- [Dag92] Dagoret, S., private Mitteilung (1992)
- [Dal68] Dally, E.B., und R. Hofstadter  
*High energy  $\gamma$ -ray detector with good resolution*  
 Rev. Sci. Instr. **39** (1968) 658  
*A lead fluoride Čerenkov shower counter*  
 IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-15 (3)** (1968) 76

- [D'A91] D'Ambrosio, C., et al.  
*Reflection losses in polystyrene fibers*  
 Nucl. Instr. Meth. **A306** (1991) 549
- [Don85] Donker, J.P.  
*Untersuchungen an szintillierenden Lichtleitfasern und Halbleiterphotodioden für das Ausbauprogramm des ARGUS-Detektors*  
 Diplomarbeit, Universität Dortmund (1985)
- [Duk90] Dukes, E.C., und J. White  
*Monte Carlo Results on the Design of Light Guides for Scintillating Fiber Calorimeters*  
 Proc. of the first int. conference on calorimetry in high energy physics  
 FNAL, Batavia (1990)
- [Fab85] Fabjan, C.W.  
*Calorimetry in High-Energy Physics*  
 CERN-EP/85-54 (1985)
- [Fab89] Fabjan, C.W., und R. Wigmans  
*Energy Measurement of Elementary Particles*  
 CERN-EP/89-64 (1989)
- [Fel87] Feltesse, J.  
*Measurements of Inclusive Differential Cross Sections*  
 Proceedings of the HERA Workshop 33-57  
 R.D. Peccei (Herausgeber), DESY (1987)
- [Fla83] Flaminio, V., et al.  
*Compilation of cross sections, Vol. I,  $\pi^+$  and  $\pi^-$  induced reactions*  
 CERN/HERA 83-01 (1983)
- [Gab76] Gabriel, T.A., et al.  
*Calculated performance of iron-argon and iron-plastic calorimeters for incident hadrons with energies of 5 to 75 GeV*  
 Nucl. Instr. Meth. **134** (1976) 271
- [Gri83] Gribov, L.V., et al.  
*Semihard Processes in QCD*  
 Phys. Rep. **100** (1983) 1
- [Ham93] Hamamatsu Photonics  
 Mitteilung an V. Korbel (1993)
- [Har85] Harrah, L.A., und C.L. Renschler  
*Reduction of reabsorption effects in scintillators by employing solutes with large Stokes shifts*  
 Nucl. Instr. Meth. **A235** (1985) 41

- [Har89] Hartjes, F.G., und R. Wigmans  
*Scintillating plastic fibers for hadron calorimetry*  
 Nucl. Instr. Meth. **A277** (1989) 379
- [H1-89] H1 Calorimeter Group  
*Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter*  
 DESY 89-022 (1989)
- [H1-92a] BEMC Group  
*The H1 Backward Electromagnetic Calorimeter (BEMC)*  
 H1 08/92-233 (1992)
- [H1-92b] H1-Collaboration  
*Letter of Intend to Upgrade the Backward Region of the H1 Detector*  
 H1 09/92-243 (1992)
- [H1-93a] H1-Collaboration  
*Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies*  
 Phys. Lett. **B 299** (1993) 374
- [H1-93b] H1-Collaboration  
*Observation of Deep Inelastic Scattering at Low  $x$*   
 Phys. Lett. **B 299** (1993) 385
- [H1-93c] H1-Collaboration  
*Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector*  
 PRC 93/02 (1993)
- [Hei27] Heisenberg, W.  
*Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*  
 Zeitschr. f. Phys. **43** (1927) 172
- [Hei44] Heitler, W.  
*Quantum Theory of Radiation*  
 Oxford University Press, Second Edition (1944)
- [HER88] HERA-Bulletin Nr. 13 (1988)
- [Her90] Hertzog, D.W., et al.  
*A high-resolution lead/scintillating fiber electromagnetic calorimeter*  
 Nucl. Instr. Meth. **A294** (1990) 446
- [Hut92] Hutter, H., private Mitteilung (1992)
- [Jan93] Janoth, J.  
*Untersuchungen zum Verhalten von Photomultipliern in Magnetfeldern mit Feldstärken bis zu 2 Tesla*  
 Diplomarbeit, Universität Dortmund (1993)

- [Kai86] Kaiser, M.  
*Untersuchungen zur Strahlenschädigung in organischen Szintillatoren und szintillierendem Glas*  
 Diplomarbeit, Universität Dortmund (1986)
- [Kir86] Kirkby, J.  
*Today and tomorrow for scintillating fiber (scifi) detectors*  
 Proc. Workshop INFN Eloisatron Project on Vertex Detectors, Erice (1986)  
 CERN-EP/87-60
- [Leo87] Leo, W.R.  
*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*  
 Springer (1987)
- [Ler86] Leroy, C., et al.  
*An experimental study of the contribution of nuclear fission to the signal of uranium calorimeters*  
 Nucl. Instr. Meth. **A252** (1986) 4
- [Lon75] Longo, E., und I. Sestili  
*Monte Carlo Calculation of Photon-Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass*  
 Nucl. Instr. Meth. **128** (1975) 283
- [Mol47] Molière, G.  
*Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen*  
 Zeitschr. f. Naturforsch. **2a** (1947) 133 und Zeitschr. f. Naturforsch. **3a** (1948) 78
- [Mur67] Murthy, P.V., und G.D. Demeester  
*The use of gas proportional counters to distinguish protons from pions in the cosmic radiation at energies of near or greater than 100 GeV*  
 Nucl. Instr. Meth. **56** (1967) 93
- [NDG73] Nuclear Data Group  
*Nuclear Level Schemes  $A=45$  through  $A=257$*   
 Academic Press New York, London (1973)
- [Nel85] Nelson, W.R., et al.  
*The EGS4 Code System*  
 SLAC-report-265, Stanford Linear Accelerator Center (1985)
- [Ott53] Ott, K.  
*Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten*  
 Kosmische Strahlung  
 W. Heisenberg (Herausgeber), Springer Verlag (1953)
- [Phy92] American Physical Society  
*Review of Particle Properties*  
 Phys. Rev. **D 45** (1992)

- [Ran72] Ranft, J.  
*Estimation of radiation problems around high energy accelerators using calculations of the hadronic cascade in matter*  
 Particle Accelerators **3** (1972) 129
- [Rau78] Rauschnabel, K.  
*Messung elektromagnetischer und hadronischer Schauer mit Flüssigargon-Kalorimetern*  
 Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1978)  
 KfK-Ext. 3/78-5, Mai 1978, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [Ros52] Rossi, B.  
*High Energy Physics*  
 Prentice Hall (1952)
- [Rut11] Rutherford, E.  
*The Scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  Particles by Matter and the Structure of the Atom*  
 Phil. Mag. **21** (1911) 669
- [Sax91] Saxon, D.H.  
*The HERA Physics Programme*  
 DESY 91-101 (1991)
- [Sch83] Schenk, H.  
*Untersuchungen an den Endcap-Schauerzählern des ARGUS-Detektors*  
 Diplomarbeit, Universität Dortmund (1983)
- [Seg65] Segrè, E.  
*Nuclei and Particles*  
 W. A. Benjamin (1965)
- [Spi93] Spielmann, S.  
 Diplomarbeit, Universität Dortmund, in Vorbereitung
- [Ste52] Sternheimer, R.M.  
*The Density Effect for the Ionisation Loss in Various Materials*  
 Phys. Rev. **88** (1952) 851
- [Ste82] Sternheimer, R.M., et al.  
*Density effect for the ionisation loss of charged particles in various substances*  
 Phys. Rev. **B 26** (1982) 6067
- [Val92] Valkov, S.  
 Mitteilung an die PbF<sub>2</sub>-Gruppe der H1-Kollaboration (1992)
- [Wal92] Walther, A., private Mitteilung (1992)

- [Weg91] Wegner, A.  
*Monte Carlo Studies of Electron and Pions in the backward Area with an additional Streamer Tube Layer*  
H1 01/91–160 (1991)
- [Wig87] Wigmans, R.  
*On the energy resolution of uranium and other hadron calorimeters*  
Nucl. Instr. Meth. **A259** (1987) 389
- [Zei92] Zeitnitz, C.  
*Entwicklung und Test eines mit Siliziumdetektoren instrumentierten Presamplers für den H1-Detektor*  
Dissertation, Universität Hamburg (1992)
- [Zeu92] ZEUS-Collaboration  
*A measurement of  $\sigma_{tot}(\gamma p)$  at  $\sqrt{s}=210$  GeV*  
Phys. Lett. **B 293** (1992) 465

# Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die interessante Themenstellung und die Förderung dieser Arbeit.

Herr Prof. Dr. H. Kolanoski hat freundlicherweise die Aufgabe der Zweitkorrektur übernommen.

Weiterhin bedanke ich mich bei den Mitgliedern des Lehrstuhles EV der Abteilung Physik an der Universität Dortmund für ihre freundliche Aufnahme in ihren Kreis und ihre stetige Hilfsbereitschaft. Insbesondere Andreas Kosche war immer ein wertvoller Ansprechpartner.

Dr. Axel Lindner gebührt mein zweifacher Dank. Er hat nicht nur den größten Teil dieses Manuskriptes sehr sorgfältig gelesen, sondern hat auch nach den Testmessungen durch hilfreiche Anregungen zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen.

Dr. Albin Walther und Harald Hutter bin ich für die Überlassung der simulierten Daten in Kapitel 5 dieser Arbeit dankbar.

Ebenso möchte ich mich bei Prof. Dr. E. Barrelet, Prof. Dr. F. Kovacs, Prof. Dr. F. Moreau und Prof. Dr. R. Zitoun bedanken, die uns die Testmessungen am CERN ermöglicht haben.

Desweiteren gilt mein Dank Dr. R.D. Appuhn, Dr. V. Korbelt und Prof. Dr. K.H. Meier, für die gute Zusammenarbeit während der Analyse der Teststrahlendaten.

Für sein Verständnis während der langen, arbeitsamen Nächte in der Schlußphase dieser Arbeit möchte ich mich auch bei meinem Bruder Hartmut bedanken.

Schließlich möchte ich auch meinen Eltern danken, die mir das Studium ermöglicht und mir während des Entstehens dieser Arbeit immer hilfreich zur Seite gestanden haben.

Diese Arbeit wurde mit Mittel des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Nummer 054DO51P gefördert.