

Interner Bericht
DESY F14-88-01
August 1988

AUFBAU UND TEST EINES SZINTILLATORTRIGGERSYSTEMS
FÜR DRIFTKAMMERN

von

Reinhold Reumann

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		Library
Zugang:	08. SEP. 1988	
Accession:		
Leihfrist:	7	days
Loan period:		

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“

AUFBAU UND TEST
EINES
SZINTILLATORTRIGGERSYSTEMS
FÜR
DRIFTKAMMERN

Experimentalphysikalische Diplomarbeit

vorgelegt von

REINHOLD REUMANN

II. Institut für Experimentalphysik

Universität Hamburg

24. Mai 1988

Abstract

Two trigger systems for tests of track-chambers and counters with cosmic ray muons were built and put into operation at DESY. They are used to test components of the H1 detector which is being installed at the new HERA electron-proton collider.

One of the systems includes a solenoid magnet of about 70 cm bore and 248 cm length providing a field of 0.6 Tesla. The system without a magnet allows for tests of devices with bigger external dimensions and has a maximum trigger area covering a surface of 60 cm by 250 cm.

In both systems plastic scintillators provide a fast trigger signal with a delay of 150 ns and a jitter of 5 ns respect to the particle crossing time. A lower plane of scintillators is used to require that the particles registered penetrate an equivalent of at least 17 cm of lead. Over 99% of the triggers corresponds to cosmic ray muons.

The set-up including the magnet provides at full acceptance 3.5 triggers per second. Only muons of more than about 0.5 GeV/c are included in this trigger. The system without a magnet provides up to 6 trigger per second, in this case for muons of more than about 0.35 GeV/c. These values were computed from known cosmic ray data and experimentally confirmed. For both systems the momentum spectrum of the accepted muons decrease with energy ($\approx E^{-2.8}$), the mean momentum being about 3.2 GeV/c with magnet and about 3.6 GeV/c without magnet, respectively.

Both devices have been installed in Hall 2 of the DESY synchrotron. The set-up including a magnet is placed in the path of one of the test beams of the electron synchrotron.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1 Motivation und Ziele der Arbeit	5
1.1 Der Speicherring HERA	5
1.2 Ereignisse bei HERA	6
1.3 Der H1-Detektor	8
1.4 Die zentrale Spurenkammer von H1	10
1.5 Ziel der Arbeit	12
2 Studien zum Entwurf der Apparatur	14
2.1 Die kosmische Höhenstrahlung	14
2.2 Funktionsweise von Plastikszintillatoren	18
2.2.1 Der Szintillationsprozeß	18
2.2.2 Auslese von Szintillatoren	20
2.3 Überlegungen zum Aufbau des Triggers	22
2.3.1 Geometrie des Full-Size-Prototypes	22
2.3.2 Aufbau für Tests ohne Magnetfeld	23
2.3.3 Aufbau für Tests mit Magnetfeld	24
2.4 Simulation	25
2.4.1 Optimierung ohne Magnetfeld	25
2.4.2 Optimierung mit Magnetfeld	28
3 Aufbau und Inbetriebnahme	31
3.1 Der Teststand ohne Magnetfeld	31
3.1.1 Mechanischer Aufbau	31
3.1.2 Elektronik	33
3.1.3 Arbeitspunkte der Photomultiplier	36
3.1.4 Einstellen der Elektronik	38
3.2 Der Teststand mit Magnetfeld	39
3.2.1 Mechanischer Aufbau	40
3.2.2 Elektronik	41
3.2.3 Streufeld des Magneten	43
4 Testmessungen und Ergebnisse	46
4.1 Messung der Eigenschaften des Szintillators	46

4.1.1 Laufzeit der Signale im Szintillator	46
4.1.2 Verluste im Szintillator	50
4.2 Überprüfung des Impulsspektrums	52
Zusammenfassung	56
A Anhang	57
A.1 Verwendete elektronische Bauelemente	57
A.2 Zuordnung der verwendeten elektronischen Bauelemente	58
Literaturverzeichnis	60
Danksagung	61

Einleitung

Die in den letzten Jahren in der Hochenergiephysik gewonnenen experimentellen Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit dem sogenannten Standardmodell, das im wesentlichen aus zwei Theorien besteht: den vereinten Theorien der elektromagnetischen und schwachen Kräfte und der Quantenchromodynamik QCD, also der Theorie des Quarkaufbaus der Materie. Der Nachweis der W- und Z-Bosonen hat die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung ausgezeichnet bestätigt. Die Phänomene der starken Kraft werden qualitativ gut durch die QCD beschrieben.

Trotzdem gibt es im Rahmen des Standardmodells noch viele offene Fragen. So enthält es noch über 20 Parameter, die nicht theoretisch bestimmt werden können, sondern gemessen werden müssen. Desweiteren liefert das Standardmodell unter anderem keine Begründung für die Existenz von drei sehr ähnlichen Teilchengenerationen, für die genaue Gleichheit der elektrischen Ladung der Protonen und der Elektronen und für gewisse Eigenschaften der schwachen Kräfte.

Unter den zahlreichen Vorschlägen, die bestehenden Probleme zu lösen, lassen sich zwei Hauptrichtungen finden: Zum einen wird eine Substruktur der bisher als elementar geltenden Quarks und Leptonen gefordert, zum anderen sollen die Probleme durch die Existenz einer höheren, sogenannten Supersymmetrie gelöst werden. Für keine dieser Richtungen gibt es bisher experimentelle Bestätigungen. Es wird jedoch vermutet, daß sich neue Erkenntnisse bereits bei Energien zeigen, die mit den zur Zeit im Bau befindlichen Beschleunigern erreicht werden können.

Eine dieser Anlagen entsteht am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg. Der neue Speicherring HERA soll bis 1990 fertiggestellt sein und bietet dann die Möglichkeit, Kollisionen von Elektronen und Protonen mit Energien im Schwerpunktsystem bis zu 314 GeV zu untersuchen. Dabei werden die Elektronen - aufgrund ihrer hohen Energie (kurze Wellenlänge) - im wesentlichen mit den einzelnen Quarks des Protons zusammenstoßen. Man erwartet dann also eine genauere Untersuchung der Quarkstruktur des Protons, die allerdings im Rahmen der QCD beschrieben werden muß. Außerdem können die Elektronen und die Quarks auch über die schwachen Kräfte wechselwirken, wofür HERA besonders geeignete Untersuchungsmethoden bietet. Die Energie der Elektron-Quark-Stöße wird so hoch sein, daß man eventuell heute noch nicht bekannte Teilchen entdecken kann und auch Träger von sehr schwachen Wechselwirkungen.

Die Untersuchungen an HERA sollen mit zwei Großexperimenten mit den Namen H1 und ZEUS durchgeführt werden, die von internationalen Kollaborationen gebaut und betrieben werden. Über 500 Physiker aus 80 Instituten beteiligen sich am Aufbau dieser beiden Experimente.

Die vorliegende Arbeit stellt einen Beitrag zur Vorbereitung eines der beiden geplanten Experimente (H1) dar. Diese Apparatur besteht aus mehreren Komponenten, in denen die Reaktionsprodukte der Elektron-Proton-Kollisionen erkannt und gemessen werden. Zur Rekonstruktion der Bahnen geladener Teilchen und zur Messung ihrer Impulse wird das H1-Experiment mit einer zentralen Spurenkammer (*central jet chamber*, CJC) ausgestattet. Um vorbereitende Messungen für den Bau der CJC insbesondere mit dem Prototyp, aber auch mit der fertigen CJC, durchführen zu können, war ein Teststand zu entwickeln. Dieser sollte mit einem Nachweissystem für Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung ausgestattet sein, so daß die Testmessungen unabhängig vom Betrieb der Beschleunigungsanlagen bei DESY durchgeführt werden können, weil die Teststrahlen wegen der Umbauten des Elektronensynchrotrons als Injektor für HERA nur für begrenzte Zeit zur Verfügung stehen.

Die Entwicklung und der Bau des Höhenstrahlen-Triggerteststandes ist Gegenstand dieser Arbeit. Dabei stand neben einer hohen Triggerrate und der Unterteilung der Nachweisfläche in Längs- und in Querrichtung vor allem die Optimierung eines Bleifilters zum sauberen Nachweis von Myonen im Mittelpunkt. Die Optimierung der Auslegung wurde mit Hilfe von Simulationsprogrammen vorgenommen. Die Rechnungen wurden für zwei Fälle durchgeführt:

1. Für einen Teststand ohne Magnetfeld
2. Für einen Teststand mit einem Solenoidmagnetfeld

Die Teststände wurden im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und vermessen.

Im ersten Kapitel soll auf die Motivation und die Eingliederung der Arbeit in die H1-Kollaboration eingegangen werden. Die Kapitel zwei und drei beschäftigen sich mit der Konstruktion und dem Aufbau des Teststandes. Im vierten Kapitel sollen die mit dem Triggersystem durchgeführten Testmessungen beschrieben werden, bevor eine Zusammenfassung die Arbeit abschließt.

Kapitel 1

Motivation und Ziele der Arbeit

In den folgenden Abschnitten soll der Rahmen der Arbeit dargestellt werden. Nach einer Beschreibung des Beschleunigersystems HERA wird auf die zu erwartenden physikalischen Ereignisse eingegangen. Es folgt eine Beschreibung der H1-Apparatur und speziell der zentralen Spurenkammer. Abschließend werden die Ziele der Arbeit erläutert.

1.1 Der Speicherring HERA

Die beim Deutschen Elektronensynchrotron DESY im Bau befindliche Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA besteht aus zwei getrennten Beschleunigersystemen, eines für Elek-

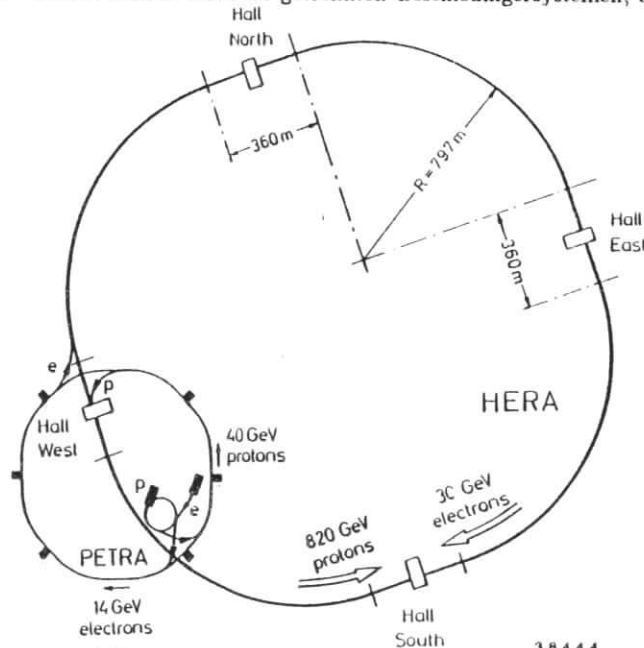


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA (Aus [5])

tronen und eines für Protonen, die in einem 6,3 km langen Ringtunnel installiert werden. Mit der Anlage können Elektronen auf Energien bis zu 30 GeV und Protonen auf bis zu 820 GeV beschleunigt werden. Die maximal erreichbare Energie der Elektronen ist durch die Synchrotronstrahlungsverluste und die der Protonen durch die Stärke der magnetischen Führungsfelder begrenzt.

An insgesamt vier Wechselwirkungszonen können die Teilchenstrahlen unter einem Winkel von 0° zur Kollision gebracht werden, so daß dort beim Elektron-Proton-Zusammenstoß Schwerpunktsenergien von 314 GeV erreicht werden.

Der Bau von HERA stellt eine technische Herausforderung dar. Ein supraleitendes Magnetsystem wird für den Protonen-Speicherring gebaut, denn das zur Führung der Teilchen in den Bögen notwendige Magnetfeld von 4,5 T kann auf herkömmliche Art praktisch nicht erreicht werden. Um die für den Betrieb der Anlage nötigen Eigenschaften der Führungsfelder zu erreichen, müssen hohe Präzisionsanforderungen beim Bau der Magnete gestellt werden. Supraleitende Hochfrequenz-Resonatoren aus Niob-Metall werden eingesetzt, um Energien von 30 GeV im Elektronenring zu erreichen.

Dies sind nur einige Beispiele an hochwertigen Technologien, die für HERA entwickelt wurden.

1.2 Ereignisse bei HERA

Die hohen Impulse, die die Elektronen und Protonen bei den Kollisionen haben, entsprechen Wellenlängen, die wesentlich kleiner sind als die Abmessungen des Protons. Die Elektronen "sehen" daher nicht die Protonen, sondern die Quarks, aus denen diese zusammengesetzt sind, so daß man HERA auch als *electron-quark-collider* bezeichnen kann. Da die Energien der Wechselwirkung zwischen den Quarks untereinander erheblich kleiner sind als die Kollisionsenergien zwischen den einfallenden Elektronen und den Quarks, kann man die bei HERA stattfindenden Stöße zwischen Elektronen und Quarks als quasi-freie Kollisionen betrachten.

Die Wechselwirkungen zwischen den Elektronen und Quarks können, nach unseren heutigen Vorstellungen, nur durch die elektroschwachen Kräfte verursacht werden. Als Austauschteilchen kommen hier nur Photonen (γ) oder die Feldquanten der schwachen Wechselwirkung (W^+ , W^- , Z^0) in Frage. Je nachdem, ob bei den Reaktionen ein geladenes (W^+ , W^-) oder neutrales Teilchen (Z^0 , γ) ausgetauscht wird, spricht man von geladenen (*charged currents*, CC) oder von neutralen Strömen (*neutral currents*, NC). Das nach der Kollision fortfliegende Lepton ist dabei im ersten Fall (CC) ein Neutrino, das im Detektor nicht nachgewiesen werden kann, im zweiten Fall (NC) handelt es sich um ein Elektron. Die Feynman-Graphen niedrigster Ordnung und die Ereignistopologien dieser Reaktionen zeigen die Abb. 1.2 und 1.3.

Die starke Kraft, die zwischen den Quarks wirkt, nimmt im Gegensatz zu den anderen bekannten Kräften mit dem Abstand stark zu. Dieses führt dazu, daß es nicht möglich ist, einzelne Quarks zu separieren. Beim Versuch Quarks aus dem Verband bestehender Teilchen zu lösen, entstehen Quark-Antiquark-Paare, die dann mit den ursprünglichen Quarks Dreierverbindungen (Baryonen) oder Quark-Antiquark-Verbindungen (Mesonen) bilden. Diese Teilchen, die bei den Kollisionen entstehen, werden aufgrund ihrer hohen Impulse in engen Kegeln, die man *jets* nennt, abgestrahlt.

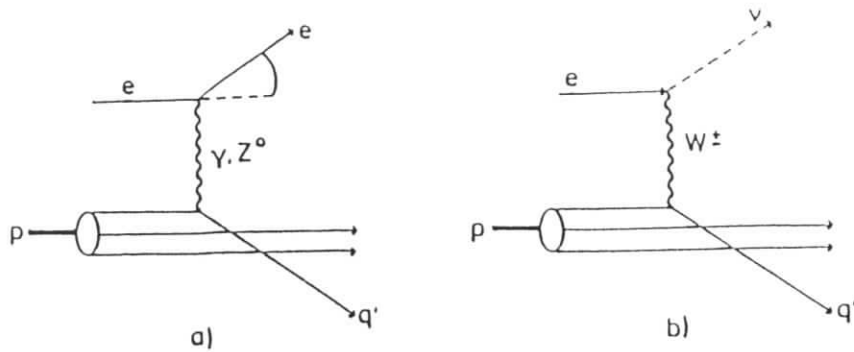


Abbildung 1.2: Diagramm für Neutral Current (a) und Charged Current (b) Streuung. (Aus [5])

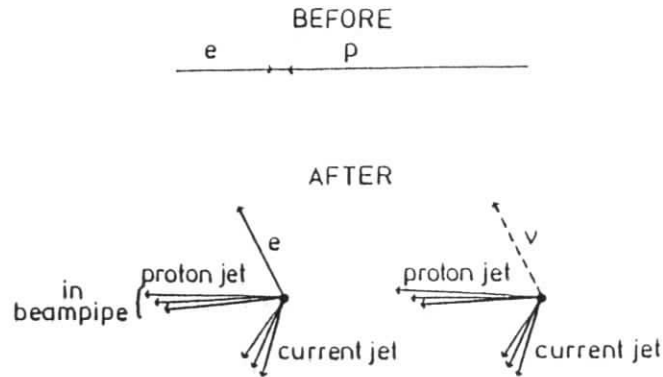


Abbildung 1.3: Topologien der tief inelastischen Streuereignisse bei HERA. (Aus [5])

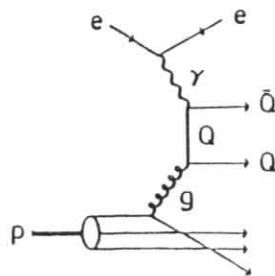


Abbildung 1.4: Quark-Antiquark-Produktion durch Photon-Gluon-Fusion. (Aus [5])

Bei den meisten der HERA-Ereignisse wird es sich allerdings um sogenannte Photoproduktion handeln, d.h. den Stößen zwischen Protonen und von Elektronen emittierten Photonen mit sehr kleinen Impulsüberträgen (Abb. 1.4). Dies ist zwar die Hauptquelle für die Erzeugung schwerer Quarks (über die sogenannte Photo-Gluon-Fusion), doch die Rate solcher Ereignisse ist so hoch, daß dieser Untergrund die Untersuchung der NC- und CC-Ereignisse erschwert.

Die innerhalb der Protonen zwischen den Quarks ausgetauschten Gluonen, befinden sich einen Teil der Zeit im Zustand eines virtuellen Quark-Antiquark-Paares. Diese werden als See-Quarks bezeichnet. Mit zunehmender Kollisionsenergie können auch Stöße mit diesen stattfinden. Der Einfluß der Kollisionen mit den See-Quarks auf die sogenannte Strukturfunktion des Protons, die man aus den Meßdaten ableitet, kann aus der QCD berechnet werden. Diese Berechnungen können erstmals mit HERA überprüft werden.

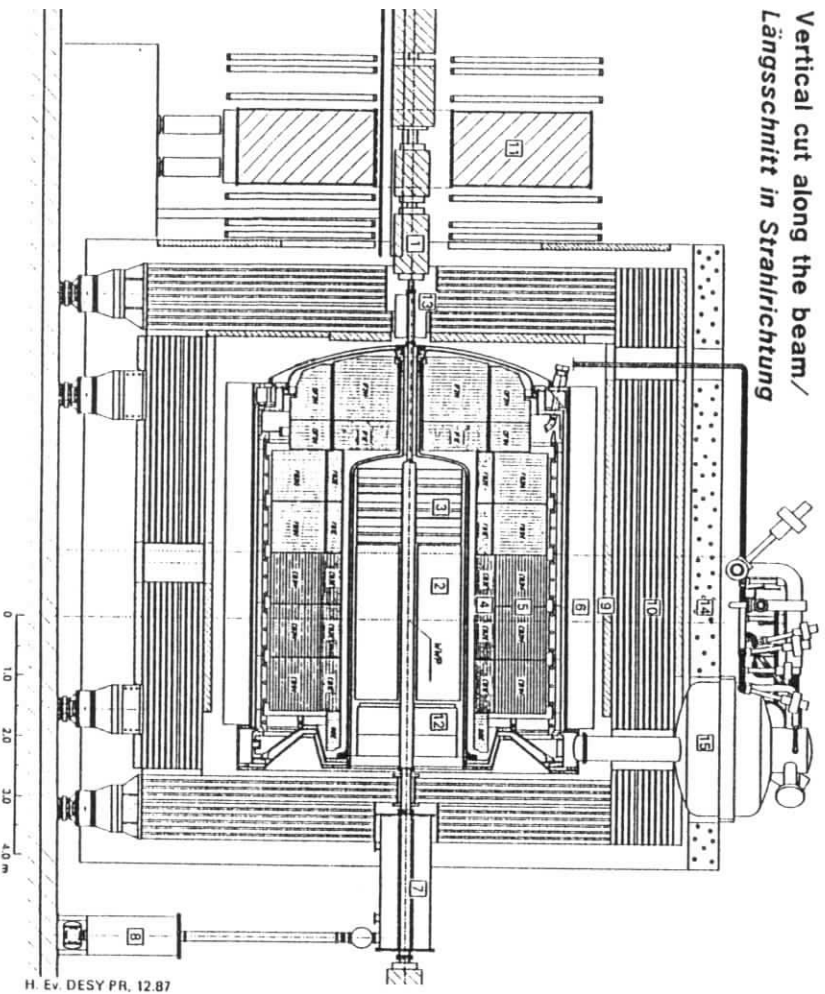
Es ist natürlich auch möglich, daß es in der Natur Reaktionen gibt, die durch das Standardmodell nicht beschrieben werden. Die e-p-Reaktionen bei HERA sind geeignet für die Erzeugung von Teilchen mit Elektronen-Quantenzahlen, die in einigen Theorien vorhergesagt werden, wie z.B. Leptoquarks oder skalare (supersymmetrische) Elektronen, die im Standardmodell nicht enthalten sind. Um Hinweise auf die "Neue Physik" zu finden, sucht man nach klaren Signaturen für solche "exotischen Prozesse", um sie von den herkömmlichen unterscheiden zu können.

1.3 Der H1-Detektor

Die hohe Energie der Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Protonen bei HERA stellt besondere Anforderungen an die Eigenschaften der Nachweisanlagen. Die Nachweisapparaturen sollen den Wechselwirkungspunkt möglichst vollständig nach allen Richtungen umhüllen (man nennt dies "hohe Hermitizität"), um möglichst alle bei einer Reaktion auftretenden Teilchen zu erfassen, insbesondere um Ereignisse, bei denen die im Detektor nicht nachweisbaren Neutrinos auftreten, rekonstruieren zu können. Die Messungen setzen eine gute Energieauflösung voraus. Die Kalorimeter müssen in kleine Segmente unterteilt sein (man nennt dies "gute Granularität"), um die Energie einzelner Teilchen oder enger Jets messen zu können. Da den Leptonen bei den HERA-Ereignissen eine Schlüsselrolle zukommt, ist es von hohem Interesse, die Eigenschaften dieser Teilchen besonders gut zu erfassen.

Neben diesen Forderungen macht die Ereignistopologie (vgl. Abb. 1.3) einen asymmetrischen Detektoraufbau erforderlich. Auf Grund der Kinematik bei HERA findet man die Reaktionsprodukte mit hohen Wahrscheinlichkeiten in der Richtung der einfallenden Protonen.

Mit den genannten Vorgaben ist man zu folgendem Aufbau des H1-Detektors [6] gelangt, (die Abb. 1.5 zeigt einen vertikalen Schnitt parallel zur Strahlachse): Der Wechselwirkungspunkt ist von dem Spurenkammersystem umgeben (2), das sich aus der Jetkammer und den zwischenliegenden Z-Kammern zusammensetzt, und im Vorwärtsbereich (3) mit planaren und radialen Drahtanordnungen ergänzt wird. Es ist von einem Flüssig-Argon-Kalorimetersystem umgeben, das aus elektromagnetischen (4) und hadronischen (5) Kalorimetern mit Blei bzw. Stahlabsorbieren besteht, die in einem einzigen Kryostaten untergebracht sind. Eine supralei-



H. Ev. DESY PR. 12.87

- Experiment H1**
- 1 Beam pipe and beam magnets
Strahlrohr und Strahlmagnete
 - 2 Central tracking chambers
Zentrale Spurenkammern
 - 3 Forward tracking chambers and Transition radiators
Vorwärts-spurenkammern und Übergangstrahlungsmodul
 - 4 Electromagnetic calorimeter (lead)
Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)
 - 5 Hadronic calorimeter (stainless steel)
Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)
 - 6 Superconducting coil (1.2 T)
Supraleitende Spule (1.2 T)
 - 7 Compensating magnet
Kompensationsmagnet
 - 8 Helium cryogenics
Helium Kälteanlage
 - 9 Muon chambers
Myon-Kammern
 - 10 Instrumented Iron (iron stabs + streamer tube detectors)
Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten + Streamerrohren-Detektoren)
 - 11 Muon Toroid magnet
Myon-Toroid-Magnet
 - 12 Warm electromagnetic calorimeter
Warmes elektromagnetisches Kalorimeter
 - 13 Plug calorimeter (Cu, Si)
Vorwärts-Kalorimeter
 - 14 Concrete shielding
Betonabschirmung
 - 15 Liquid Argon cryostat
Flüssig Argon Kryostat

Abbildung 1.5: Der H1-Detektor. Vertikaler Schnitt entlang der Strahlachse.

tende Spule von 6m Durchmesser (6) sorgt für ein axiales Magnetfeld von 1,2T. Somit kann der Impuls geladener Teilchen durch die Krümmung der Bahn im Magnetfeld errechnet werden. Das zugehörige Eisenjoch (10) ist mit weiteren Nachweissystemen ausgestattet, um auch die Energie von Teilchen, die das Kalorimeter noch durchdringen, zu erfassen. Nur Myonen sind in der Lage, auch noch das Eisenjoch zu durchqueren. Die Nachweisgeräte außerhalb des Eisenjochs (9) dienen also der Identifikation von Myonen, die bei der Erkennung von Zerfällen exotischer Teilchen eine sehr wichtige Rolle spielen. In der Vorwärtsrichtung befindet sich außerdem noch ein toroidaler Eisenmagnet (11) zur Myonerkenntung.

1.4 Die zentrale Spurenkammer von H1

Das Spurenkammersystem von H1 dient zur Rekonstruktion der Bahnen geladener Teilchen. Es soll eine gute Impulsauflösung für Einzelspuren im unteren Energiebereich haben und die Trennung benachbarter Spuren sicherstellen. Es setzt sich zusammen aus zentralen Spurenkammern (*central tracking*) und Spurenkammern im Vorwärtsbereich (*forward tracking*). Im Zentralbereich werden die Messungen der Koordinate parallel zur Strahlachse (z) von den Z-Kammern übernommen. Die Koordinate senkrecht dazu ($r\phi$) wird mit der zentralen Spurenkammer (*central jet chamber CJC*) bestimmt.

Die CJC ist eine Driftkammer, also ein Strahlungsdetektor mit besonders guter Ortsauflösung. Driftkammern sind eine Weiterentwicklung der Proportionalkammern, die ursprünglich aus einer zylindrischen Kathode und einem Anodendraht bestanden, zwischen denen eine geeignete Hochspannung angelegt wurde. Ein durch die Kammer hindurchfliegendes geladenes Teilchen ionisiert das Kammergas entlang seiner Bahn. Die dabei entstandenen Elektronen und positiv geladenen Ionen werden im elektrischen Feld in Richtung auf die Anode bzw. Kathode beschleunigt. Die Driftgeschwindigkeit¹ ist bei einem bestimmten Gasdruck nur von der Feldstärke abhängig. Sie liegt für Elektronen bei etwa 40mm/ μ s (Feldstärke \approx 1 kV/cm), bei den Ionen ist sie um etwa drei Größenordnungen kleiner. Die von den Elektronen zwischen den Stößen aufgenommene kinetische Energie kann bei hohen elektrischen Feldstärken so groß werden, daß weitere Gasatome bei den Stößen ionisiert werden. Diese Lawinenbildung bezeichnet man als Gasverstärkung. Sie bewirkt, daß die am Draht ankommende Ladungsmenge um einen Faktor 10^3 bis 10^7 größer ist als die der Primäriodisation.

Driftkammern registrieren nicht nur den elektrischen Puls an der Anode, sondern zusätzlich die Zeitdifferenz zwischen der Durchgangszeit des Teilchens, die vom Beschleuniger vorgegeben wird, oder auf andere Art bekannt sein muß, und dem Eintreffen des Pulses an der Anode. Somit kann, mit geeigneten elektronischen Mitteln, die Bahn eines durchgegangenen Teilchens sehr genau rekonstruiert werden.

Die CJC besteht aus zwei getrennten Driftkammern, deren Zellstruktur in Abb. 1.6 wiedergegeben ist. Die beiden Ringe der Kammer enthalten (innen) 32 bzw. (außen) 48 Driftzellen. In jede dieser Zellen sind im inneren Ring 24 und im äußeren 32 Signaldrähte in einer Ebene gespannt, die gegen die radiale Richtung geneigt ist (vergl. auch Abb. 2.9). Zwischen zwei Signaldrähten befinden sich jeweils zwei Potentialdrähte zur Feldformung. Die Katho-

¹Aufgrund der Stöße mit den Molekülen des Kammergases stellt sich eine makroskopisch konstante Geschwindigkeit ein.

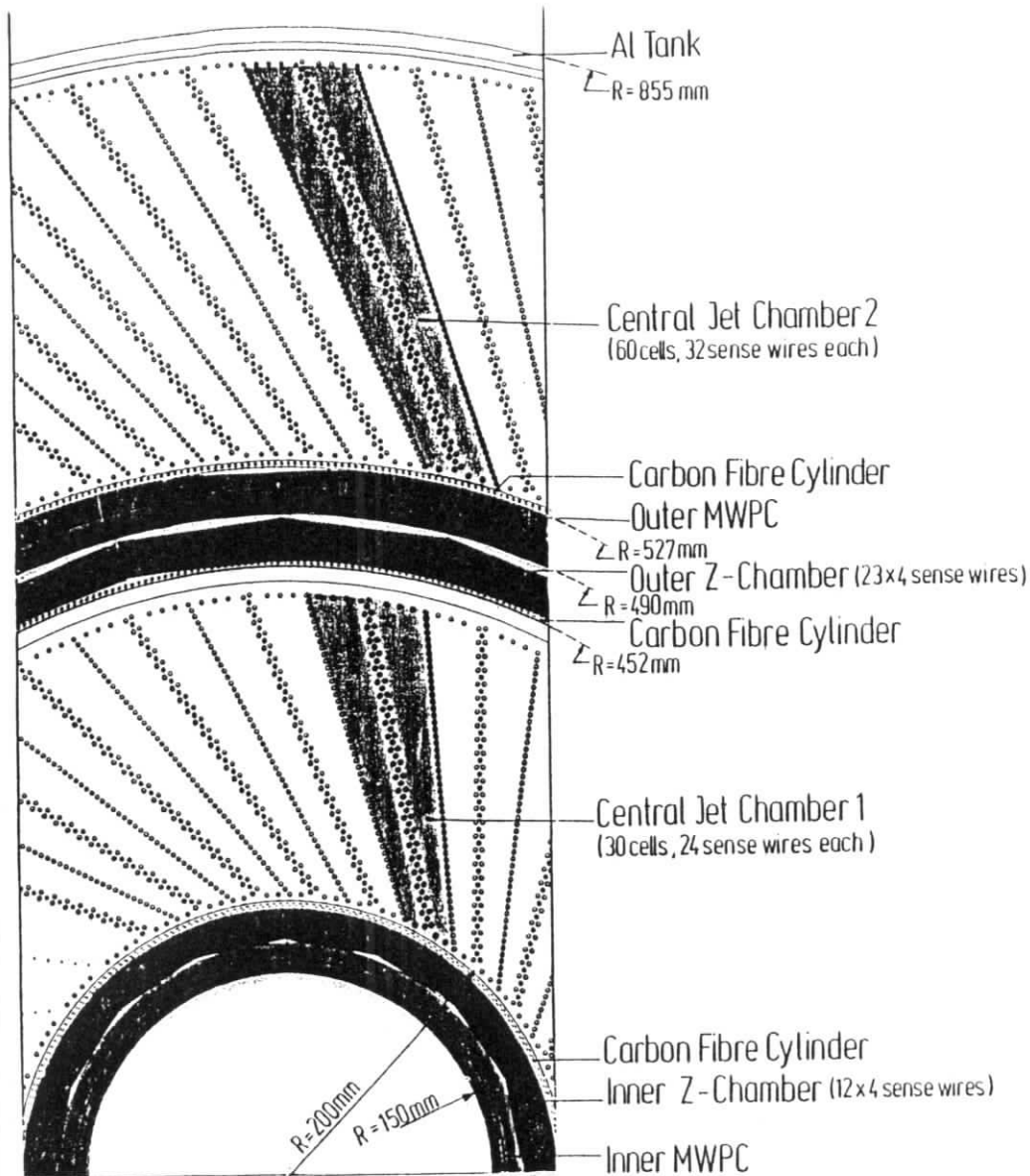


Abbildung 1.6: Zellstruktur der H1-Jetkammer (Aus [7])

denebenen werden ebenfalls durch Drähte gebildet und die an den Rändern auftretenden Inhomogenitäten durch zusätzliche Drähte kompensiert.

Von der Spule des Detektors wird ein Magnetfeld von 1,2 T erzeugt. Dies soll eine Genauigkeit der Impulsbestimmung von $\delta p/p^2 \approx 0,3\% \text{GeV}^{-1}$ mit der CJC ermöglichen [6]. Der durch das Magnetfeld auftretende Lorentzwinkel² soll durch die Neigung der Signaldrahtebenen [7], die je nach Radius zwischen $18,6^\circ$ und $41,2^\circ$ liegt, berücksichtigt werden. Man erreicht so, daß die Driftichtung im Gas annähernd senkrecht zur Spurrichtung (bei hochenergetischer Teilchen) verläuft, womit vor allem die Doppelspurauflösung verbessert wird. Die Tatsache, daß solche Spuren die Signaldrahtebenen mehrfach schneiden, führt zu sehr frühen Signalen (relativ zum Teilchendurchgang) und damit zu einer guten Kontrolle der Messungen und zu der Möglichkeit, aus diesen Signalen einen relativ schnellen Trigger (frühzeitige Ereigniserkennung) aufzubauen.

Durch die Auslese der Signaldrähte an beiden Enden kann man die Koordinate des Durchgangsortes parallel zu den Drähten (z) grob bestimmen. Dazu werden die Ladungsmengen verglichen, die an den beiden Drahtenden gemessen werden. Ihr Verhältnis ist proportional dem Verhältnis der von den Signalen durchlaufenen Drahtstrecken.

Die Auslese erfolgt mit empfindlichen Vorverstärkern und ultraschnellen Analog-Digital-Wandlern (*Flash-Analog-Digital-Converter, FADC*), die die Pulshöhe in Intervallen von 10 ns digitalisieren. Dies ergibt in Verbindung mit Algorithmen zur Pulsformanalyse eine Genauigkeit der Zeitmessung von wenigen Nanosekunden. Insgesamt lassen sich mit der CJC voraussichtlich folgende Genauigkeiten erreichen [6]:

- eine Ortsauflösung in $r\psi$ von $\sigma_z \approx 100 \mu\text{m}$
- eine Ortsauflösung in z von $\sigma_z \approx 25 \text{mm}$
- eine Doppelspurauflösung entsprechend $\sigma_{DH} \approx 2,5 \text{mm}$

1.5 Ziel der Arbeit

Eine wesentliche Voraussetzung für den Betrieb eines Meßgerätes ist, daß seine Eigenschaften genau bekannt sind und daß es gut geeicht ist. Die bei DESY entwickelten und gebauten Nachweisgeräte für Elementarteilchen werden in der Regel mit Elektronenstrahlen aus dem Synchrotron getestet. Durch die Vorbereitungen für den Betrieb von HERA, insbesondere durch den Einbau eines Protonen-Synchrotrons im gleichen Tunnel, ist der Betrieb des Elektronen-Synchrotrons nur in sehr eingeschränktem Maß möglich. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, einen Teststand zu entwickeln, mit dem Testmessungen unabhängig vom Betrieb eines Teilchenbeschleunigers durchgeführt werden können.

Die Größe der hier erläuterten Testapparatur hängt im wesentlichen von den Dimensionen eines Prototyps für die CJC ab, dem sogenannten *full-size-prototype*. Sie wurde jedoch so konstruiert, daß auch die gesamte CJC mit der Anlage getestet werden kann und daß sie

²Das Magnetfeld bewirkt, daß sich die Driftelektronen auf gekrümmten Bahnen bewegen (Lorentzkraft). Makroskopisch stellt sich jedoch im Mittel ein konstanter Winkel zwischen Driftweg der Elektronen und der Richtung des elektrischen Feldes ein, der Lorentzwinkel heißt. Er beträgt bei der CJC bei Verwendung von Xenon etwa 30° .

für Testmessungen mit jeder beliebigen Kammer, deren Abmessungen kleiner sind als die des *full-size-prototypes*, zur Verfügung steht. Eine wesentliche Anforderung ist die Selektion sauberer Spuren. Für die Testmessungen mit einer Driftkammer braucht man möglichst geradlinige Spuren einzelner Teilchen. In der kosmischen Höhenstrahlung in Meereshöhe sind hochenergetische Myonen in relativ großer Zahl vorhanden. Es ergibt sich somit die Möglichkeit, unabhängig vom Synchrotron geeignete Teilchen für Tests zu benutzen.

Als empfindliche Nachweisgeräte, die auch die Durchgangszeit mit genügender Genauigkeit liefern, wurden Plastiksintillatoren gewählt. Eine grobe Ortsauflösung der Testanlage ist durch die Aufteilung der gesamten Nachweisfläche möglich, so daß die Testmessungen unter bestimmten vorher einstellbaren Konditionen stattfinden können.

Da die CJC im späteren Meßbetrieb in einem Magnetfeld arbeitet, ist es notwendig, Testmessungen unter entsprechenden Bedingungen durchzuführen. Für diese Zwecke steht ein Magnet zur Verfügung, der ein Feld von 0,6 T (H1-Detektor: 1,2 T) bereitstellt. Da Tests sowohl mit als auch ohne Magnetfeld durchgeführt werden sollen, erschien es auch auf Grund der völlig verschiedenen mechanischen Bedingungen sinnvoll, zwei Apparaturen bereitzustellen. Einzelheiten die zum Aufbau der Anlagen beigetragen haben und Details der Teststände sollen in den folgenden Abschnitten diskutiert werden.

Kapitel 2

Studien zum Entwurf der Apparatur

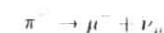
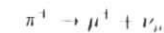
2.1 Die kosmische Höhenstrahlung

Eine Voraussetzung für den Betrieb der Testapparatur ist die Existenz der kosmischen Strahlung. Daher soll an dieser Stelle kurz darauf eingegangen werden.

Die kosmische Strahlung trifft aus dem All auf die obere Atmosphäre. Diese sogenannte "primäre" Strahlung besteht aus 86% Protonen, 12,7% α -Teilchen und 1,3% schwereren Kernen. Der Teilchenfluß im erdfernen Raum ist gleichmäßig auf alle Raumrichtungen verteilt. Die Anisotropie liegt für Teilchen mit Energien bis zu 10^{14} GeV unterhalb von 0,5%.

Beim Eintritt in die Erdatmosphäre kommt es zu Wechselwirkungen, die die Art und Stärke der kosmischen Strahlung in Meereshöhe beeinflussen. Ankommende Hadronen verlieren in der Atmosphäre Energie durch die starke Wechselwirkung mit den Kernen der vorhandenen Stickstoff- und Sauerstoffatome. Aus diesen Zusammenstößen resultieren in erster Linie Pionen, es entstehen aber auch Kaonen und Hyperonen. Ein Proton hat eine Wechselwirkungslänge von 80 g/cm^2 , so daß es auf seiner Bahn durch die Atmosphäre durchschnittlich zwölf Atomkerne trifft. Die in die Atmosphäre eintretenden schweren Kerne, werden dagegen in der Regel schon beim ersten Zusammenstoß, dessen Wahrscheinlichkeit weitaus höher ist (Wechselwirkungslänge: 20 g/cm^2) als bei Protonen, zerstört, so daß praktisch keine schweren Kerne den Erdboden erreichen. Es sind jedoch nicht die in die Atmosphäre eintretenden Protonen, die wir auf dem Erdboden als kosmische Strahlung messen, sondern im wesentlichen die bei den Wechselwirkungen eines Protons in der Erdatmosphäre entstehenden Sekundärteilchen (siehe Abb. 2.1).

Zunächst entstehen bei den Zusammenstößen der Protonen (bzw. schweren Kerne) mit den Kernen der Atome in der Atmosphäre weitere Hadronen. Diesen Teil der kosmischen Höhenstrahlung bezeichnet man als **hadronische Komponente**. Die darin vor allem enthaltenen geladenen Pionen zerfallen mit einer mittleren Halbwertszeit von $2,6 \cdot 10^{-8}$ s in Myonen und Neutrinos:



Obwohl die dabei entstehenden Myonen eine mittlere Lebensdauer von nur $2,2 \cdot 10^{-6}$ s haben, erreicht ein großer Teil von ihnen wegen ihrer hohen Energien und der damit zusam-

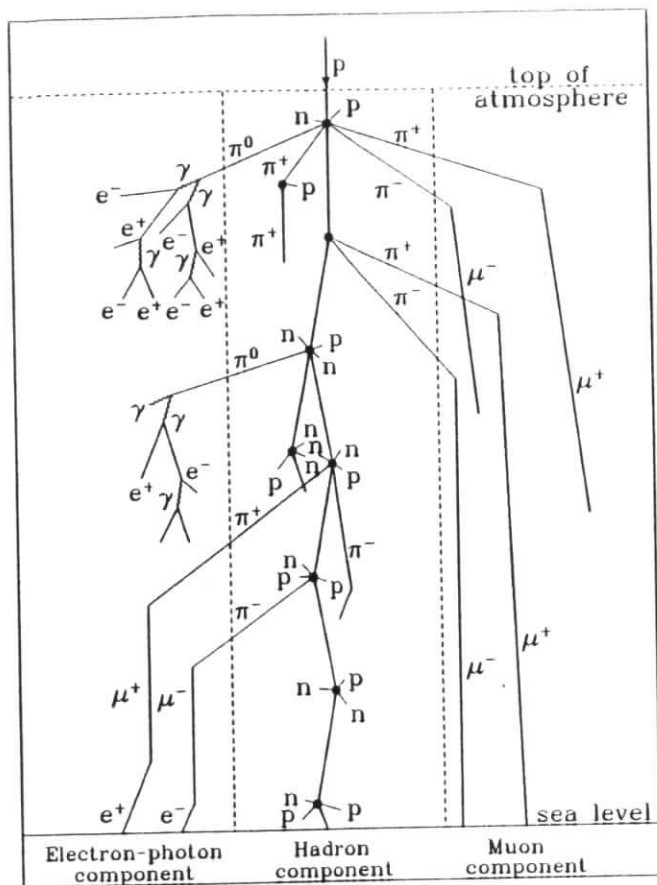


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Entwicklung der Teilchenproduktion in der Atmosphäre. (Aus [1])

menhängenden Zeitdilatation den Erdboden. Diesen Teil der kosmischen Strahlung bezeichnet man als **myonische Komponente** (siehe auch Abb. 2.2).

Den dritten Teil der kosmischen Strahlung stellt die **Elektron-Photon-Komponente** dar. Sie besteht zu einem kleinem Teil aus den Elektronen, die aus dem Myon-Zerfall resultieren:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

Der größte Teil setzt sich zusammen aus den Elektronen und Photonen, die beim Zerfall der

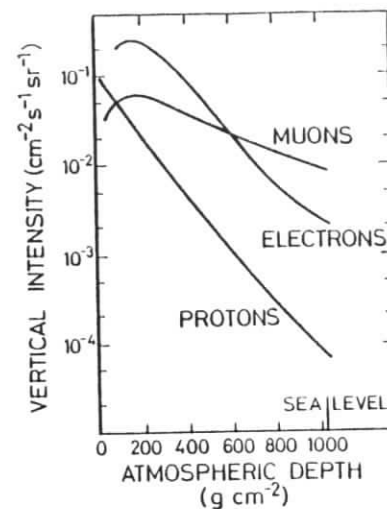


Abbildung 2.2: Höhenabhängigkeit der Hauptkomponenten der kosmischen Strahlung. (Aus [1])

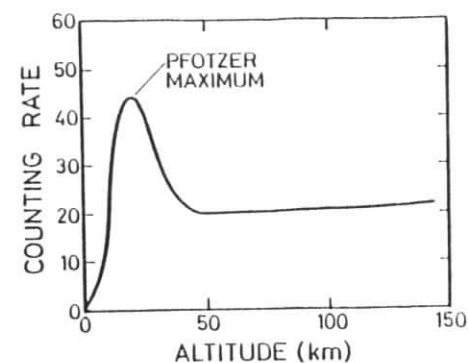


Abbildung 2.3: Höhenabhängigkeit der Stärke der kosmischen Strahlung. (Aus [3])

neutralen Pionen entstehen, die mit einer Lebensdauer von 10^{-16} s in zwei Photonen zerfallen

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

und den dann abwechselnd auftretenden Phänomenen der Paarerzeugung und Bremsstrahlung.

Auf diese Weise ist ein Proton in der Lage, einige Millionen sekundärer Teilchen zu erzeugen. Die Anzahl der Sekundärteilchen nimmt in den ersten 100 g/cm^2 der Atmosphäre stark zu, da auch diese weitere Teilchen erzeugen können, wenn sie über genügend Energie verfügen. Diesem Zuwachs an Teilchen wirkt die Absorptionsfähigkeit der Atmosphäre entgegen, sobald die Energie der Sekundärteilchen durch die Verteilung der Energie des Primärteilchens auf die Sekundärteilchen abnimmt. Dies führt zu einem Maximum der Teilchenzahl in einer Höhe von etwa 20 km (siehe Abb. 2.3). Der Einfluß der Atmosphäre auf den Teilchenstrom hängt neben der Lebensdauer auch stark von der Energie und der Art der einzelnen Teilchen ab. Es läßt sich jedoch berechnen, daß Teilchen mit einer Lebensdauer, die kleiner ist als 10^{-12} s, nicht in der Lage sind, den Erdboden zu erreichen.

Die Einflüsse des magnetischen Feldes der Erde bewirken eine Abhängigkeit der kosmischen Strahlung am Erdboden von der geographischen Breite. Die Sonnenaktivität beeinflusst den Teilchenfluß bis zu Energien von 20 GeV .

Myonen

Den größeren Teil ($\sim 75\%$) der kosmischen Strahlung am Erdboden stellen die Myonen dar. Das Impulsspektrum dieser Teilchen oberhalb $0,2 \text{ GeV}/c$ zeigt Abb. 2.4 [1]. Im Bereich unter

halb 1 GeV/c ist der Teilchenfluß relativ hoch, um dann schnell abzufallen und asymptotisch gegen Null zu gehen. Es zeigt sich aber auch, daß im Impulsbereich oberhalb 15 GeV/c noch etwa 4,7% der Teilchen zu finden sind. Das Impulsspektrum ist abhängig vom Zenithwinkel, unter dem die Teilchen einfallen. Dies soll hier nicht weiter diskutiert werden, da es keinen nennenswerten Einfluß auf den Betrieb der Testanlage hat.

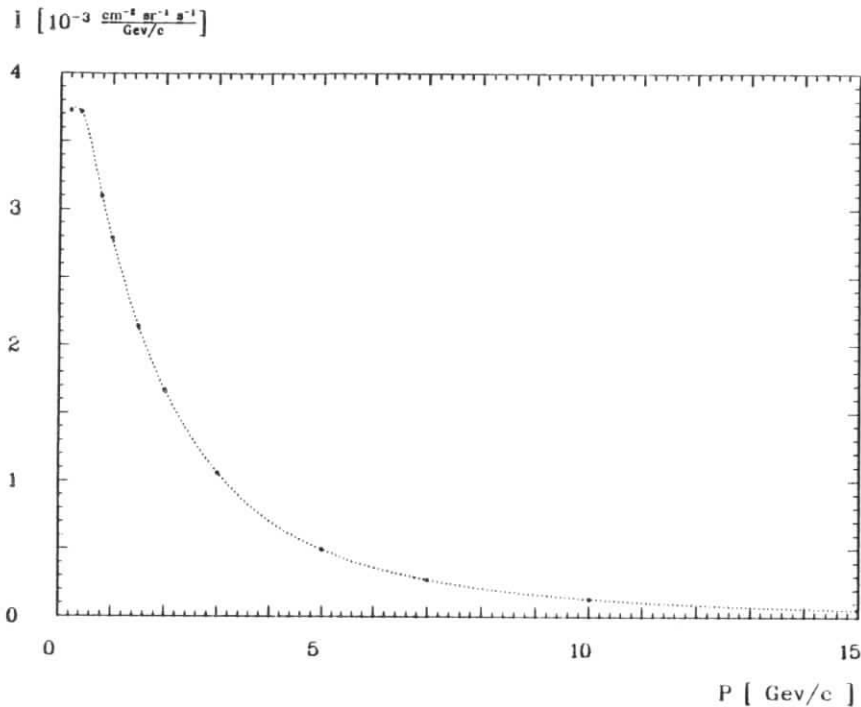


Abbildung 2.4: Differenzielles Impulsspektrum kosmischer Myonen im Impulsbereich $0,2 \text{ GeV}/c \leq p \leq 15 \text{ GeV}/c$

Der Gesamtfluß der Teilchen ist vom Zenithwinkel abhängig. Da vertikal einfallende Teilchen den kürzesten Weg durch die Atmosphäre zurücklegen, ist die Rate der senkrecht ankommenden Myonen ($I_{(0^\circ)}$) am größten. Sie nimmt mit zunehmendem Zenithwinkel Θ gemäß

$$I_{(\Theta)} = I_{(0^\circ)} \cdot \cos^n \Theta$$

ab, wobei n eine Funktion des Impulses ist. Der Mittelwert beträgt $n = 1,85 \pm 0,1$ [1].

Da die in die Atmosphäre eintretenden Primärteilchen überwiegend positiv geladen sind (83% Protonen, 17% Neutronen), werden am Erdboden mehr positive als negative Myonen

registriert. Das Ladungsverhältnis K_μ ist definiert zu

$$K_\mu = \frac{N_{(\mu^+)}}{N_{(\mu^-)}}$$

wobei $N_{(\mu^\pm)}$ die Anzahl der positiven bzw. negativen Myonen ist. Im Mittel stellt sich ein Ladungsverhältnis von $K_\mu \approx 1,28$ [2] ein.

2.2 Funktionsweise von Plastiksintillatoren

2.2.1 Der Szintillationsprozeß

Szintillatoren sind Materialien, in denen der Energieverlust durchgehender geladener Teilchen in Licht umgesetzt werden kann. Die stattfindenden Prozesse sind in [8] ausführlich beschrieben. Im folgenden soll die Entstehung von Licht beim Durchgang eines Teilchens durch einen Szintillator kurz diskutiert werden. Drei Mechanismen sind dabei von Bedeutung: Fluoreszenz, Phosphoreszenz und verzögerte Fluoreszenz. Da die beiden letzten zu sehr stark verzögerten und schwachen Signalen führen, werden Materialien bevorzugt, bei denen die Fluoreszenz dominiert. Dies ist besonders bei organischen Szintillatoren der Fall. Die Fluoreszenz stammt dabei aus Übergängen zwischen Energieniveaus eines einzelnen Moleküls, so daß es gleichgültig ist, in welchem physikalischen Zustand es vorliegt. Die Moleküle von Szintillatormaterialien besitzen bestimmte Symmetrieeigenschaften, die als π -Elektronenstruktur bekannt sind (Abb. 2.5).

Im Termschema finden sich Singulettzustände (S_0, S_1, \dots) und Triplettzustände (T_1, T_2, \dots)

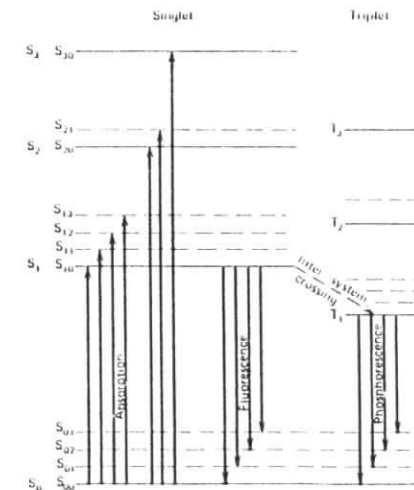


Abbildung 2.5: Energieniveaus eines organischen Moleküls mit π -Elektronenstruktur (Aus [8])

mit einer Potentialdifferenz von 3-4 eV. Durch Vibrationszustände unterteilt sich jedes Niveau in Unterzustände ($S_{00}, S_{01}, \dots, S_{10}, S_{11}, \dots$) deren Abstände etwa 0,15 eV betragen. Da die thermische Anregung bei Zimmertemperatur ($\approx 0,025$ eV) nicht ausreicht, um diese zu bevölkern, befinden sich die Szintillatormoleküle meist im Zustand S_{00} . Durch die Absorption der kinetischen Energie eines durchgehenden Teilchens¹ werden die Moleküle angeregt und gehen dann sehr schnell (Picosekunden) durch strahlungslose Konversion in das S_1 -Niveau über. Da Moleküle mit angeregten Vibrationszuständen sich nicht im thermischen Gleichgewicht mit ihren Nachbarn befinden, verlieren sie Energie, so daß sich nahezu alle angeregten Moleküle nach kurzer Zeit im S_{10} -Zustand befinden. Die Population dieser Moleküle zerfällt nun durch Übergänge in die Zustände des S_0 -Niveaus. Dabei wird Fluoreszenzlicht mit einer Intensität

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

abgestrahlt, wobei τ die Fluoreszenzzerfallszeit ist und nur einige Nanosekunden beträgt.

Einige Moleküle gehen durch *intersystem crossing* in den Triplettzustand T_1 über, der eine wesentlich größere Zerfallszeit hat ($\tau \approx 10^{-3}$ s). Die Übergänge von T_1 nach S_0 finden außerdem verzögert statt und haben die Abstrahlung von Licht mit größeren Wellenlängen zur Folge. Dies wird als Phosphoreszenz bezeichnet.

Durch erneute Anregung ist es einigen Molekülen möglich, vom T_1 -Zustand wieder in den S_{10} -Zustand zu gelangen. Das beim Übergang dieser Moleküle in das S_0 -Niveau frei werdende Licht wird als verzögerte Fluoreszenz bezeichnet.

Da die Differenz zwischen dem S_{10} -Zustand und den Zuständen des S_0 -Niveaus kleiner ist als die zwischen S_{00} und den angeregten Zuständen, können die Moleküle durch ihr Fluoreszenzlicht nicht erneut angeregt werden, so daß Szintillationsmaterialien für das eigene Fluoreszenzlicht weitgehend transparent sind (siehe Abb. 2.6).

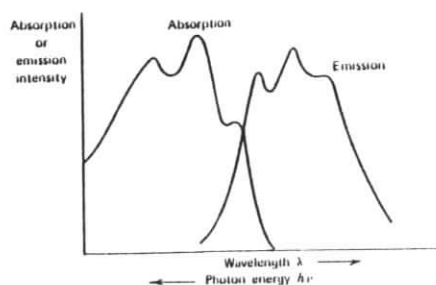


Abbildung 2.6: Absorptions- und Emissionsspektrum eines typischen organischen Szintillators mit dem in Abbildung 2.5 gezeigten Termschema (Aus [8]).

Um die Effektivität, d.h. das Verhältnis zwischen deponierter Energie und konvertiertem Licht, zu erhöhen, ist es vorteilhaft, Materialien zu verwenden, die möglichst wenig Energie durch strahlungslose Übergänge umsetzen.

¹Bei hochenergetischen Teilchen geschieht dies nicht direkt, sondern über die Produktion von Ausstoßelektronen.

Crystal	Scintillator Type	Density	Refractive Index		Melting	Light	Decay	Wave-	Content of Loading Element, % by wt	H/C No. of H Atoms/ No. of C Atoms	Principal Applications ^a
			Point, °C	% Anthracene ^b	Softening or Boiling Point, °C	Output, % Au-	Constant Main Component, ns	length of Maximum Emission, nm			
Crystal	Anthracene	1.25	1.62	217	100	30	447	0.715	γ, α, β, fast n	γ, α, β, fast n (P.S.D.), γ, etc.	
	Stilbene	1.16	1.626	125	50	4.5	410	0.858	γ, α, β, fast n		
Plastic	NE 102	1.032	1.581	75	65	2.4	423	1.104	γ, α, β, fast n dosimetry	γ, α, β, fast n, etc. ultra-fast timing solvent bondable	
	NE 105	1.037	1.58	75	46	-2.4	423	1.104	γ, α, β, fast n, etc.		
	NE 110	1.032	1.58	75	60	3.3	434	1.096	γ, α, β, fast n, etc.		
	NE 111	1.032	1.58	75	55	1.7	375	1.108	γ, α, β, fast n, etc.		
	NE 113	1.032	1.58	75	60	3.3	434	1.108	γ, α, β, fast n, etc.		
	NE 140	1.045	1.58	75	58	-2	425	Sn 5%	1.100		fast counting
	Pilot B	1.032	1.58	75	68	1.8	408	1.104	fast n, protons, electrons		
	Pilot F	1.032	1.58	75	64	2.1	425	1.100	ultra-fast timing		
	Pilot U	1.032	1.58	75	67	1.36	391	1.102	fast n, protons, electrons, large area applications		
	Pilot Y	1.032	1.58	75	60	3.1	432	1.102	fast n, protons, electrons, large area applications		

Tabelle 2.1: Eigenschaften einiger gebräuchlicher organischer Szintillatoren (Aus [8]).

Nach dem Durchgang eines Teilchens, das Energie abgibt, kommt es insbesondere bei organischen Szintillatoren, bei denen die Szintillationsmoleküle in eine große Zahl anderer Moleküle eingebettet sind, zunächst zu einem intermolekularen Energietransport, bevor der Szintillationsprozeß beginnt. Dies ist oft vorteilhaft, da eine große Zahl von Absorbermolekülen vorhanden sein kann, in der wenige Szintillationsmoleküle eingebettet sind. Manche Szintillatoren enthalten auch noch eine dritte Komponente, die Wellenlängenschieber. Ihre Funktion besteht darin, das Fluoreszenzlicht zu absorbieren und bei einer größeren Wellenlänge zu reemittieren, die so gewählt ist, das sie die Selbstabsorption im Szintillator minimiert und optimal an die Auslesegeräte (Photomultiplier) angepaßt ist.

Die Form der Lichtsignale wird durch Anregung (0,5 ns) und Zerfall der angeregten Zustände (1,5-2 ns) bestimmt. Die Breite beträgt einige hundert Picosekunden (FWHM)². Diese wird allerdings durch die Vielfachstreuung an den Grenzflächen, besonders bei großen Szintillatoren, stark vergrößert. Das Signal der verzögerten Fluoreszenz kommt erst einige hundert Nanosekunden später.

In der Testapparatur wurden Szintillatoren vom Typ NE 110 verwendet. Die wichtigsten Eigenschaften dieses Material sind in der Tabelle 2.1 zu finden.

2.2.2 Auslese von Szintillatoren

Das Auslesegerät eines Szintillators sollte einen möglichst großen Teil des beim Teilchendurchgang entstehenden Lichts auffangen. Da das Licht isotrop emittiert wird müßten alle Seiten eines Szintillators mit Auslesegeräten versehen sein. In der Regel werden jedoch alle Seiten, mit Ausnahme derjenigen, an der der Sensor angebracht ist, mit spiegelnden Abdeckungen versehen, die das Licht, welches nicht durch Totalreflexion an der Oberfläche gespiegelt wird, wieder in den Szintillator zurücklenken. Am Übergang zum Auslesegerät ist man dagegen bemüht, jegliche Reflexion zu vermeiden, weshalb die Szintillatormaterialien annähernd den gleichen Brechungsindex besitzen wie das Glas des Auslesegeräts. Dieser Übergang wird meist mit einem optischen Fett mit dem gleichen Brechungsindex aufgefüllt, damit auch keine Re-

²volle Breite auf halber Maximumhöhe: full width half maximum

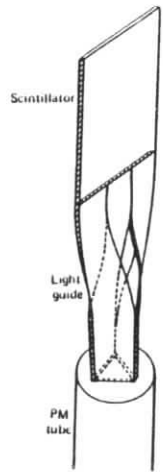


Abbildung 2.7: Verbindung eines Szintillators mit einem Photomultiplier über einen Lichtleiter (Aus [8])

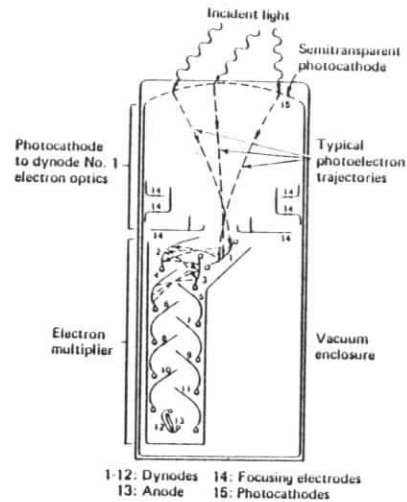


Abbildung 2.8: Grundelemente eines Photomultipliers (Aus [8])

flexionen an den Oberflächen von Zwischenräumen auftreten können.

Selbstverständlich muß die gesamte Apparatur vor dem normalen Raumlicht geschützt werden. Das geschieht meist durch Umwickeln mit schwarzer Pappe oder Folie, die durch mehrere Schichten lichtundurchlässigen Klebebands befestigt wird.

Da die Abmessungen von Szintillatoren oft so groß sind, daß sie nicht direkt ausgelesen werden können, verbindet man die Ausleseseite des Szintillators über sogenannte Lichtleiter mit dem Auslesegerät (Abb. 2.7).

Als Auslesegerät benutzt man in der Regel Photomultiplier. Diese setzen die eintreffenden Lichtsignale in meßbare elektrische Pulse um. Die typische Struktur eines Photomultipliers zeigt die Abbildung 2.8. Die beiden Hauptkomponenten sind die photoempfindliche Schicht (Photokathode) und der daran gekoppelte Elektronenvervielfacher. Die ankommenden Photonen schlagen aus der Photokathode Elektronen heraus. Da oft nur einige Photonen pro Signal ankommen, werden nur wenige niederenergetische Elektronen erzeugt. Die so entstehende Ladung ist nicht meßbar. Der Elektronenvervielfacher besitzt eine möglichst vorteilhafte Geometrie, um diese Photoelektronen zu sammeln und vervielfacht ihre Zahl an mehreren Photovervielfacher-Dynoden. Nach der Verstärkung besitzt ein typischer Puls etwa 10^7 - 10^{10} Elektronen, die an der Anode des Gerätes einen meßbaren Puls ergeben. Typische Photomultiplier verwandeln die sehr kurzen Lichtsignale des Szintillators in elektrische Signale die eine Anstiegszeit von nur einigen Nanosekunden haben und um 20-50 ns verzögert werden. Die Pulshöhe reicht zum Ansteuern der heute üblichen elektronischen Schaltungen aus.

In der aufgebauten Apparatur werden ausschließlich Photomultiplier vom Typ XP 2230/B

der Firma Valvo verwendet (Technische Daten siehe [10]). Die Szintillatoren würden über Lichtleiter, die das Licht um 90° umlenken, mit den Photomultipliern verbunden.

2.3 Überlegungen zum Aufbau des Triggers

2.3.1 Geometrie des Full-Size-Prototyps

Der FSP ist ein Prototyp der CJC mit nur drei aktiven Driftzellen, die denen der inneren Kammer der CJC (CJC1) entsprechen. Die Abbildung 2.9 zeigt die Drahtanordnung des Prototyps. Der Abstand der Endplatten ist mit 2315 mm vergleichbar mit dem der CJC (2230 mm). Mit dem Bau dieser Driftkammer sollen die Einzelheiten bei der Fertigung der Endplatten getestet und optimiert werden. Insbesondere geht es um die genaue Positionierung der Drähte, die Gasdichtigkeit, die elektrischen Kontakte und die Hochspannungsfestigkeit.

Mit dem FSP sollen nach seiner Fertigstellung diverse Tests durchgeführt werden. Die Größe wurde daher so gewählt, daß die Endplatten in einem vorhandenen zylinderförmigen Gastank untergebracht werden können. Dieser Tank hat einen Außendurchmesser von 690 mm und paßt so genau in den Magneten (vergl. Abschnitt 2.3.3) hinein, der zu Tests mit Magnet-

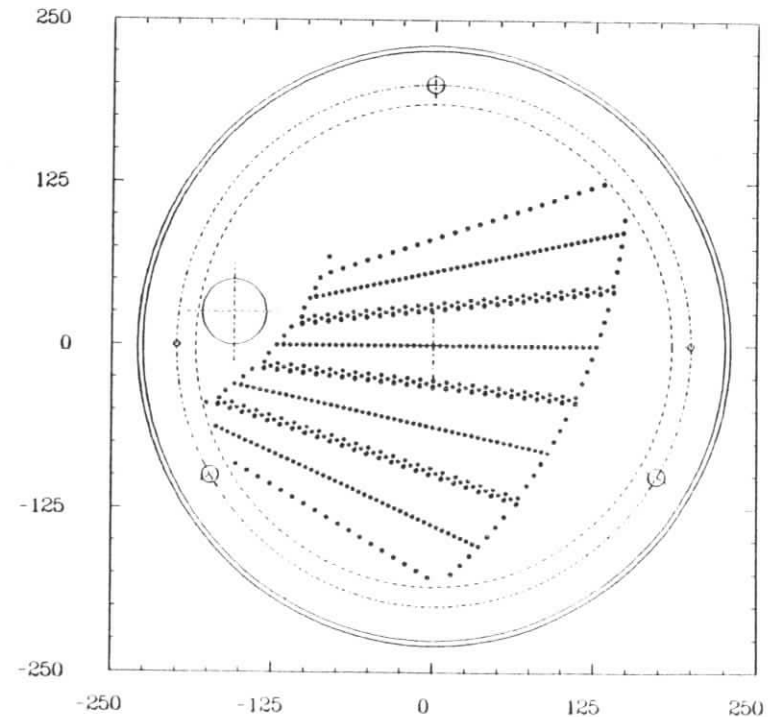


Abbildung 2.9: Zellstruktur des FSP der CJC (Aus [7])

feldern bereitsteht.

Um Tests mit dem Teststand durchführen zu können, wird in den FSP ein Zylinder mit einem Durchmesser von 50 mm eingebaut, der einen Plastikszintillator aufnehmen soll (In Abb. 2.9 links). Die Achse dieses Zylinders ist 168 mm von der Achse des Prototyps entfernt. Die Position wurde außerdem so gewählt, das die durch die Testanlage getriggerten Teilchen aus der kosmischen Strahlung die Kammer etwa so durchqueren wie es im späteren Meßbetrieb mit der CJC der Fall sein wird.

2.3.2 Aufbau für Tests ohne Magnetfeld

Für die Konstruktion dieses Teststandes waren in erster Linie die Abmessungen des FSP von Bedeutung. Somit war eine Länge der Apparatur von 2,5 m vorgegeben. Die Szintillatoren sollten in zwei Lagen über und unter der Kammer angebracht werden, um mit den auftretenden Koinzidenzen den Durchgang von Höhenstrahlungsteilchen registrieren zu können.

In der kosmischen Höhenstrahlung auf Meereshöhe sind neben Myonen auch Elektronen und in geringem Maße Protonen vorhanden. Elektronen erzeugen beim Durchgang durch Materie durch Bremsstrahlung und nachfolgende Elektron-Positron-Paarbildung Teilchenkaskaden (Schauer). Da dies zu einer großen Zahl eng benachbarter und oft sehr niederenergetischer Teilchen führt, sollte dieser Teil der kosmischen Strahlung von der Apparatur möglichst nicht erfaßt werden, da zum Testen von Driftkammern gerade einzelne Spuren am besten geeignet sind.

Die harte Komponente der kosmischen Strahlung durchdringt 15 cm Blei (167 g/cm^2) ($p > 0,35 \text{ GeV/c}$). Sie besteht zum größten Teil aus Myonen. Elektronenschauer werden dagegen in einer Schicht von 15 cm Blei (27 Strahlungslängen) vollständig absorbiert. Mit einer Schicht von 15 cm Blei ist es somit möglich, nahezu ausschließlich Myonen zu erfassen.

Die Abschirmung des gesamten Testaufbaus mit 15 cm Blei hätte erhebliche statische Probleme mit sich gebracht und wurde deshalb nicht ausgeführt. Eine weitere Variante, den Teststand statt mit Blei mit einem Beton-Absorber zu umgeben, scheiterte am Platzbedarf, da die Strahlungslänge von Blei erheblich kleiner ist als die von Beton und daher eine Wandstärke von mehr als 1 m notwendig geworden wäre. Eine dritte Variante wurde schließlich realisiert: Statt den gesamten Aufbau durch Blei abzuschirmen, dient dies nur dazu, die weiche Komponente der Höhenstrahlung vor den Szintillatoren unter der zu testenden Driftkammer herauszufiltern. Da zum Testen nur Koinzidenzen von oberen und unteren Zählern verwendet werden, können nur Teilchen, die den Absorber durchdringen, Signale auslösen. Diese Lösung hat den Vorteil, daß nur relativ wenig Absorbermaterial gebraucht wird, wodurch die mechanischen Probleme minimiert wurden. Die zu testende Driftkammer ist auf diese Weise allerdings der gesamten Höhenstrahlung ausgesetzt, so daß durch die weiche Komponente ein gewisser Untergrund vorhanden ist. Die Wahrscheinlichkeit der Überlappung eines weichen Schauers mit einer Szintillatorkoinzidenz ist bei der verwendeten Zeitauflösung relativ klein.

Um eine grobe Ortsauflösung zu gewährleisten, sollte die gesamte Nachweisfläche in mehrere kleine Flächen unterteilt sein. Auf diese Weise bietet die Testapparatur auch die Möglichkeit, nur Teilchenspuren mit bestimmten Richtungen auszuwählen.

Zur Optimierung des Aufbaus wurde ein Simulationsprogramm erstellt, das im nächsten Abschnitt beschrieben werden soll. Mit den hieraus gewonnenen Daten wurden der endgültige Aufbau des Triggers festgelegt und wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben realisiert.

2.3.3 Aufbau für Tests mit Magnetfeld

Um Tests auch innerhalb eines Magnetfeldes durchführen zu können, steht ein Solenoid bereit. Dieses erzeugt im Inneren ein axiales Magnetfeld von etwa 0,6 T. Die Abbildung 2.10 zeigt einen vertikalen Schnitt durch den Magneten parallel zu seiner Achse. Der Magnet besteht aus zwei getrennten Spulen (1), die durch Abstandshalter (2) auf ihren Positionen gehalten werden, wenn der Magnet eingeschaltet ist. Die Kupferwindungen der Spulen sind hohl, damit sie von Kühlwasser durchflossen werden können. Die radiale Dicke der Spulen beträgt 30,3 cm. Sie werden von einem 12 cm dicken Stahlmantel (3) umgeben, der zur Rückführung des Magnetfeldes dient.

Die Meßmethode der Testanlage sollte hier dieselbe sein wie für die Tests ohne Magnetfeld. Durch die Spule ändern sich die vorgegebenen Bedingungen allerdings stark. Da ein Teilchen, das registriert werden soll, 24 cm Stahl und 60,6 cm Kupfer durchdringen muß, ist hier kein zusätzliche Absorber nötig. Berücksichtigt man, daß die Windungen der Spule hohl sind, kommt man auf eine Gesamtzahl von 52,3 Strahlungslängen (Eisen: 13,6; Kupfer: 38,7). Dieser Wert liegt weit über den 27 Strahlungslängen, die einer Bleischicht von 15 cm Dicke

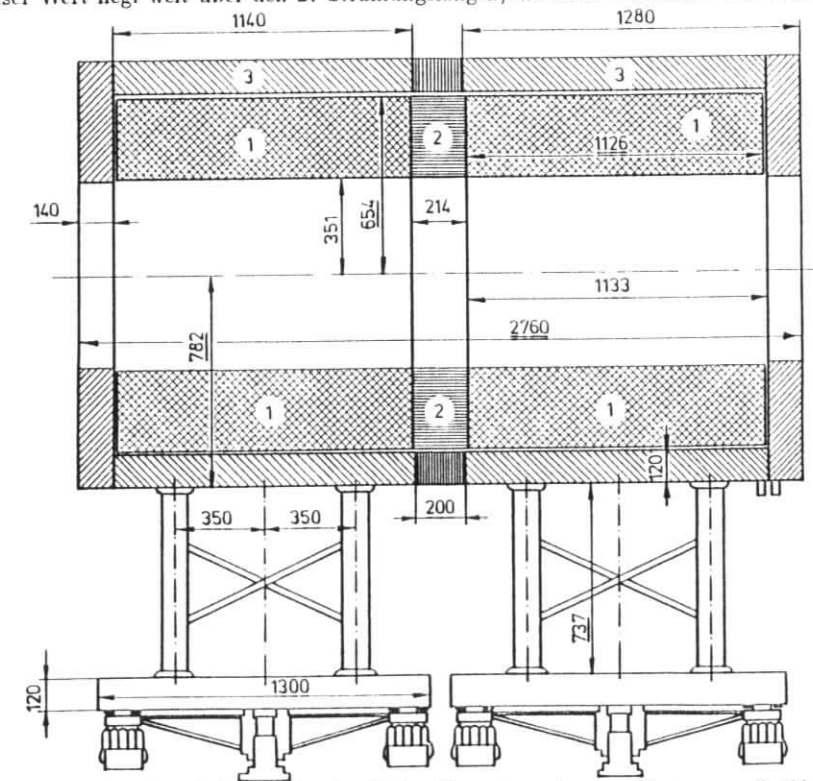


Abbildung 2.10: Vertikaler Schnitt durch den Magneten, der zum Testen von Driftkammern bereitsteht.

entsprechen. Da der Magnet als Absorber dient, muß die untere Szintillatorebene unter dem Magneten angebracht werden.

Mit den genannten Werten des Magneten wurde ein Simulationsprogramm erstellt, das auch im folgenden Abschnitt vorgestellt werden soll. Der endgültige Aufbau wird in Abschnitt 3.2 diskutiert.

2.4 Simulation

2.4.1 Optimierung ohne Magnetfeld

Für die Optimierung des Testaufbaus ohne Magnetfeld wurde ein Simulationsprogramm entwickelt. Ausgegangen wurde von zwei parallelen horizontalen Nachweisebenen. Dazwischen soll sich ein Absorbermaterial befinden, dessen minimale Dicke äquivalent zu 15 cm Blei ist. Es soll die Zählrate bestimmt werden, die bei einer vorgegebenen Größe der Anlage zu erwarten ist. Die Intensität der kosmischen Myonen in Abhängigkeit vom Zenithwinkel θ ist gegeben durch [1] (siehe auch Abschnitt 2.1, S. 17)

$$I(\theta) = I_{(0^\circ)} \cdot \cos^{1,85} \theta$$

Die Zählrate Z_μ berechnet sich daraus wie folgt:

$$Z_\mu = I_{(0^\circ)} \cdot \cos^{1,85} \theta \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta F$$

Dabei ist $\Delta\Omega$ das betrachtete Raumwinkelement und ΔF die von den Teilchen durchdrungene Fläche, deren Normale parallel zur Einfallsrichtung der Teilchen steht.

Betrachtet man zwei Flächenelemente ΔA_{unten} und ΔA_{oben} auf den entsprechenden Nachweisebenen, so ergibt sich die Intensität der kosmischen Myonen, die diese beiden Flächenelemente durchdringen wie folgt:

Die obere Fläche dient zur Bestimmung des erfaßten Raumwinkelements $\Delta\Omega$, das sich errechnet aus:

$$\Delta\Omega = \frac{\Delta A_{oben} \cdot \cos \theta}{r^2}$$

Dabei ist r der Abstand der Mittelpunkte der Flächenelemente ΔA_{oben} und ΔA_{unten} . Die Fläche ΔF ist die Projektion von ΔA_{unten} auf die Ebene senkrecht zur Einfallsrichtung der Teilchen.

$$\Delta F = \Delta A_{unten} \cdot \cos \theta$$

Für die Zählrate ΔZ_μ ergibt sich daraus:

$$\Delta Z_\mu = I_{(0^\circ)} \cdot \Delta A_{oben} \cdot \Delta A_{unten} \cdot r^{-2} \cdot \cos^{3,85} \theta$$

Bei den bisherigen Betrachtungen ist der Absorber noch außer Acht gelassen worden. Da hier von einer homogenen gleichmäßig dicken Schicht des Absorbermaterials parallel zu den Nachweisebenen ausgegangen werden soll, ist die Weglänge der Myonen im Absorber nur vom Zenithwinkel θ abhängig. Die Intensität der Teilchen unter dem Winkel θ ist daher neben der

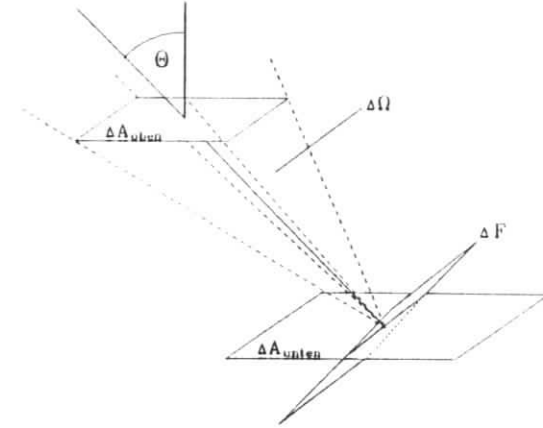


Abbildung 2.11: Skizze zur Definition der Größen

oben genannten Winkelabhängigkeit nur von der Weglänge der Teilchen im Absorbermaterial abhängig. Diese läßt sich aus der Dicke der Abschirmung d_0 und dem Winkel θ berechnen:

$$d = \frac{d_0}{\cos \theta}$$

Da die Abhängigkeit der Intensität vom Zenithwinkel nicht mit der Dicke des Absorbers korreliert, kann zunächst die Intensität vertikal einfallender Teilchen nach Durchdringen der Abschirmung ($I_{vertikal}$) bestimmt werden. Schräg einfallende Myonen legen einen größeren Weg durch das Absorbermaterial zurück, so daß $I_{vertikal}$ vom Winkel θ abhängig ist. Aus der Kenntnis des minimalen Impulses, der notwendig ist, um eine bestimmte Bleischicht zu durchdringen [9], und dem integralen Impulsspektrum der kosmischen Myonen [1] läßt sich die Abhängigkeit der Intensität von der Dicke des Absorbers bestimmen (Abb. 2.12).

Für jede Kombination von Flächenelementen kann die Zählrate daher wie folgt berechnet werden:

$$\Delta Z_\mu = I_{vertikal}(\theta) \cdot \Delta A_{oben} \cdot \Delta A_{unten} \cdot r^{-2} \cdot \cos^{3,85} \theta$$

Zur Bestimmung der zu erwartenden Zählrate der gesamten Apparatur ist nun nur noch über alle Flächenelemente zu summieren.

$$Z_\mu = \sum_{unten} \sum_{oben} I_{vertikal}(\theta) \cdot \Delta A_{oben} \cdot \Delta A_{unten} \cdot r^{-2} \cdot \cos^{3,85} \theta$$

Das erstellte Simulationsprogramm benutzt die beschriebene Methode zur Vorhersage der Zählrate für eine beliebige Anordnung. Mit der Größe der Flächenelemente läßt sich die Genauigkeit des errechneten Wertes beeinflussen, sie sollte daher möglichst klein sein. Wird

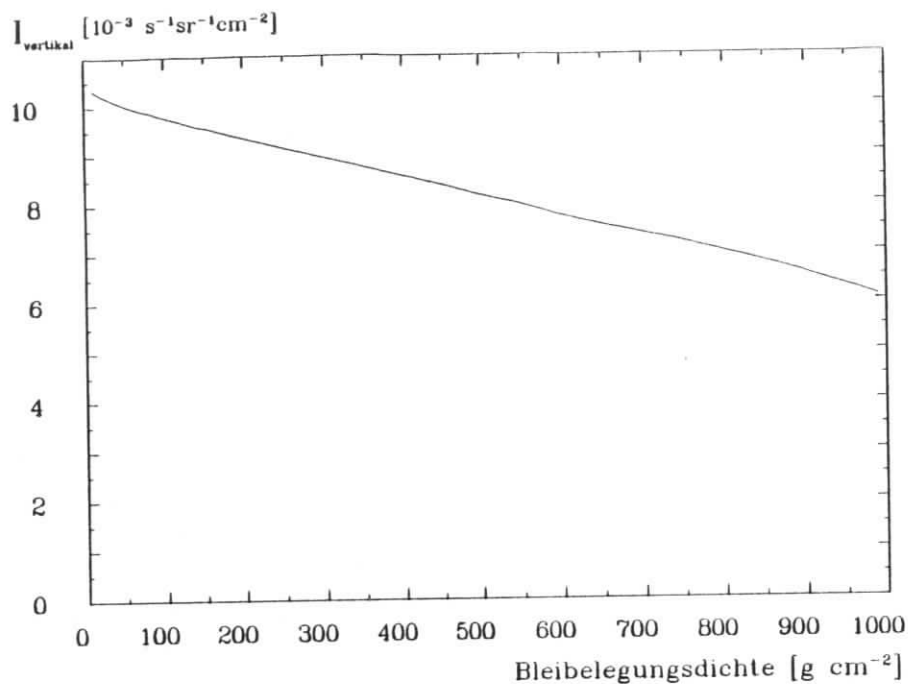


Abbildung 2.12: Verwendete Abhängigkeit der Intensität kosmischer Myonen von der Dicke des Blei-Absorbers

eine zu grobe Rasterung gewählt, erhält man aufgrund der Rechenmethode immer einen zu großen Wert für die Zählrate.

Zur Bestimmung der endgültigen Größe der Apparatur wurden verschiedene Testanordnungen simuliert und die zu erwartende Zählrate kosmischer Myonen berechnet. Die Maße der oberen Sintillatorenebene war durch die Größe des für die Szintillatoren vorgesehenen Zylinders mit 4 cm Breite und 2,5 m Länge³ festgelegt. Da Szintillatormaterial mit einer Breite von 30 cm verfügbar war, wurde die Breite in ganzen Vielfachen von 30 cm variiert. Als Abstand der Nachweisebenen wurde 70 cm angenommen. Die Resultate der Simulation favorisierten den Aufbau mit einer Breite von 60 cm für die untere Nachweisebene. Da mit dieser Anordnung eine Zählrate von 7,4 Myonen pro Sekunde erreicht wird, erschien es aus Gründen der Platzersparung nicht erforderlich, die Apparatur noch größer zu machen.

³Länge der gesamten Apparatur

2.4.2 Optimierung mit Magnetfeld

Für den Aufbau des Teststandes am Magneten wurde ein zweites Simulationsprogramm entwickelt. Da Teilchen mit unterschiedlichen Impulsen im Magnetfeld verschieden stark abgelenkt werden, kann die im vorherigen Abschnitt beschriebene Methode nicht angewendet werden. Die Simulation erfolgt daher mit einem sogenannten Monte-Carlo Programm. Darunter versteht man einen Algorithmus, der per Zufallszahl die Eigenschaften (Impuls, Ladungszeichen und Flugrichtung) eines Teilchens bestimmt, welches dann auf dem Weg durch die Apparatur verfolgt wird. Die Impulsverteilung entspricht dabei der in Abbildung 2.4, die Zenithwinkelverteilung verhält sich wie $\cos^{1,85} \theta$, der Azimutwinkel ist gleichverteilt und das Ladungsverhältnis ist mit $K_p = 1,28$ gegeben.

Die Simulation eines Teilchendurchgangs wird abgebrochen und mit einem "neuen Teilchen" begonnen, wenn

1. das Teilchen stecken bleibt ($p = 0$).
2. das Teilchen an einer Stirnseite der Spule angelangt ist.
3. der Zenithwinkel $\theta \geq 90^\circ$ ist.
4. die Nachweisebene über der Driftkammer bzw. in dem im FSP vorgesehenen Zylinder nicht getroffen wird.

Am Anfang der Simulation eines Teilchendurchgangs steht immer die Festlegung des Orts des Durchgangs durch eine über dem Magneten gelegene Ebene mit Hilfe zweier Zufallszahlen. Dann wird der Eintrittspunkt in den Magneten aus Ort, Zenith- und Azimutwinkel berechnet. Da sich das "Myon" von hier an im Eisen bewegt, das zur Rückführung des Magnetfeldes dient, muß neben dem Energieverlust durch Ionisation auch die Bahnkrümmung durch die Lorentzkraft berücksichtigt werden ($B \approx 0,43$ T). Dazu wird die Bahn des Teilchens in 1 cm lange Stücke aufgeteilt. Aus der Flugrichtung des Teilchens und seinem Impuls werden zunächst über die Bahnkrümmung die neuen Ortskoordinaten und die neue Flugrichtung berechnet. Anschließend bestimmt man die Verminderung des Impulses nach der Bethe-Bloch-Gleichung für die zurückgelegte Strecke von 1 cm. Mit den neuen Daten wird wieder von vorn begonnen. Diese Schritte werden so lange durchgeführt, bis das Teilchen das Eisen durchdrungen hat und in die Spule eintritt. Es wurde davon ausgegangen, daß das Magnetfeld hier zu vernachlässigen ist, so daß nur der Energieverlust in Kupfer berücksichtigt wird, die Flugrichtung der Teilchen aber gleich bleibt. Vom Eintritt in den Innenraum des Magneten an wird dann nur noch die Änderung der Bahn im Magnetfeld (0,6 T) berechnet.

Die Simulation des Durchgangs durch den unteren Teil der Spule und das Eisen wird wie oben beschrieben durchgeführt. Nach dem Austritt aus dem Magneten braucht nur noch berechnet zu werden, wo die untere Nachweisebene getroffen wird.

Die Rate der kosmischen Myonen mit einem Impuls von mehr als 0,2 GeV/c beträgt $I_{(t)} = 1,57 \cdot 10^{-2} \frac{1}{v \cdot cm^2}$. Mit der Größe der Fläche, von der die Berechnungen ausgehen, läßt sich die Rate der Myonen, die diese durchdringen, bestimmen. Die Multiplikation mit dem Verhältnis der Zahl von zufällig erzeugten Teilchen zur Zahl der mit dem unteren Zähler registrierten ergibt die zu erwartende Zählrate der Apparatur.

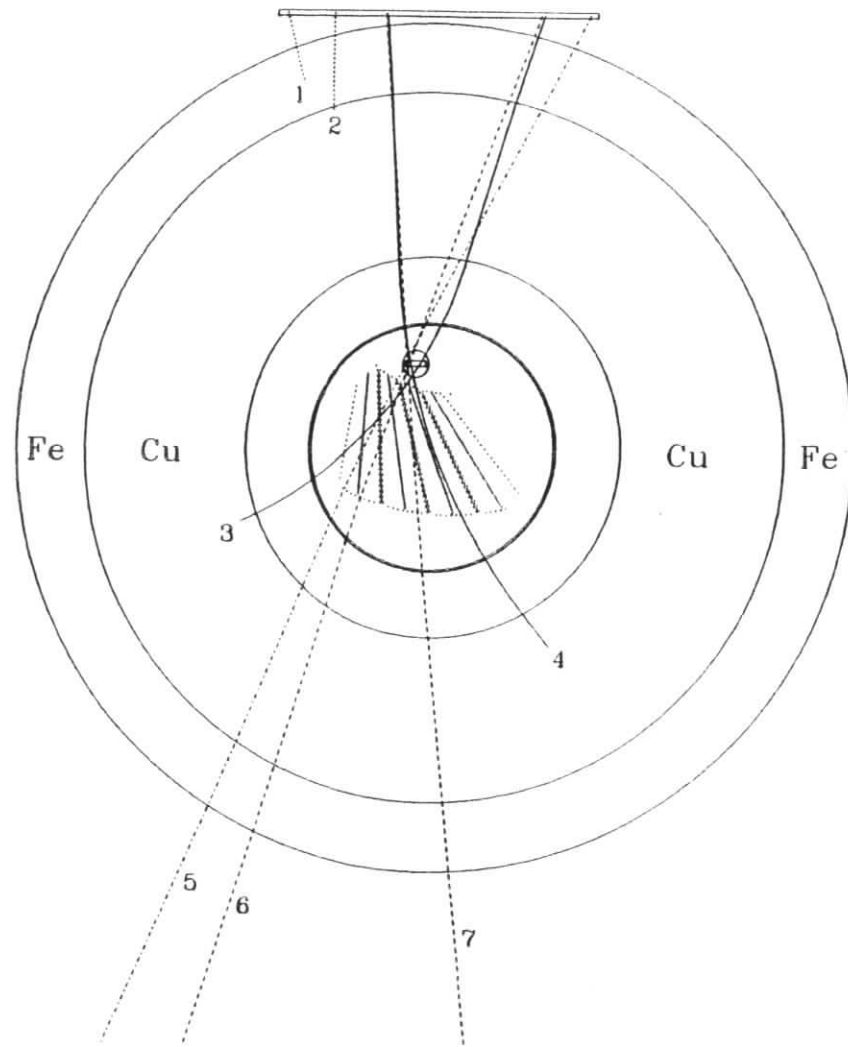


Abbildung 2.13: Querschnitt durch den Magneten mit simulierten Teilchendurchgängen.

Die Abbildung 2.13 zeigt die schematische Darstellung eines Querschnitts durch den Magneten mit dem FSP im Innenraum. Über dem Magneten wurde die Fläche eingezeichnet, die als Ausgangsfläche für die Simulation dient. Die obere Nachweisebene der Testapparatur befindet sich in dem dafür vorgesehenen Zylinder im Prototyp.

Außerdem zeigt die Abbildung eine Auswahl simulierter Spuren. Die Teilchen 1 und 2

blieben bereits im Eisen bzw. Kupfer der Spule stecken. 3 und 4 hatten eine Energie die zwar ausreicht, den oberen Teil des Magneten zu durchdringen, nicht aber den unteren. Die Spuren 5, 6 und 7 stammen von Teilchen, deren Impuls ausreichte, den gesamten Magneten zu durchqueren. Bei der Betrachtung solcher Spuren fällt auf, daß die Bahn dieser Teilchen nur in Ausnahmefällen stark gekrümmt ist. Man kann also annehmen, daß Myonen, die nicht im Magneten stecken bleiben, ihn auf annähernd geradem Wege durchqueren. Für die mit dem Simulationsprogramm optimierte Anordnung der Zähler errechnet sich eine Zählrate von etwa drei Myonen pro Sekunde (vergl. Abschnitt 3.2.1).

Kapitel 3

Aufbau und Inbetriebnahme

3.1 Der Teststand ohne Magnetfeld

In diesem Abschnitt soll die aufgebaute Apparatur für die Tests ohne Magnetfeld beschrieben werden. Zunächst wird die Anordnung von Zählern und Abschirmung erläutert. Danach folgt eine Beschreibung der verwendeten Elektronik und ihrer Eichung.

3.1.1 Mechanischer Aufbau

Wie bereits oben dargestellt, besteht die Apparatur im wesentlichen aus zwei parallelen horizontalen Nachweisebenen. Dazwischen befindet sich ein Bleiabsorber. Die Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung der aufgebauten Testanlage.

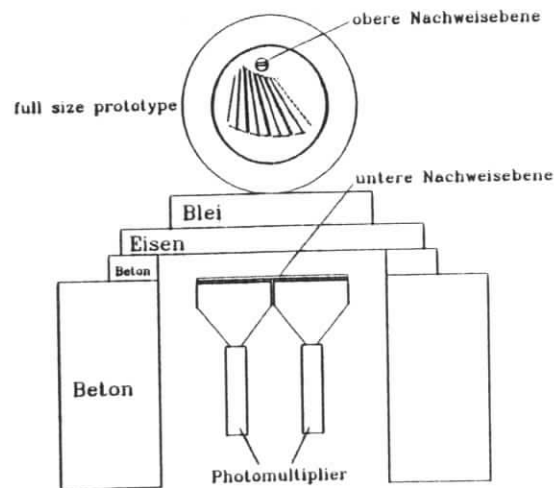


Abbildung 3.1: Vertikaler Schnitt durch die Apparatur zum Testen ohne Magnetfeld

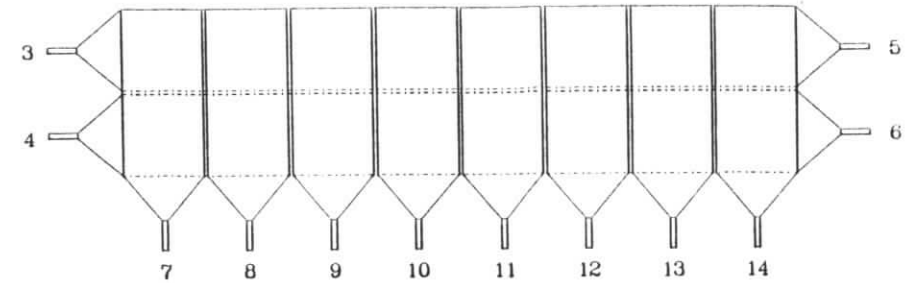


Abbildung 3.2: Einteilung der unteren Nachweisebene

Für den Aufbau wurden Szintillationsmaterial vom Typ NE110 und Photomultiplier der Bauart XP 2230/B verwendet.

Die Szintillatoren und Photomultiplier der unteren Nachweisebene werden durch ein dafür konstruiertes Gestell gehalten. Da sie mit rechtwinklig gebogenen Lichtleitern miteinander verbunden sind, ergibt sich eine Höhe der unteren Lage der Szintillatoren von 80 cm. Darüber ist in einer Höhe von 90 cm eine 10 cm starke Eisenplatte angeordnet, auf der das Blei der Absorptionsschicht ruht. Sie ist auf insgesamt 6 Betonquadern gelagert. Die Dicke dieser Eisenplatte entspricht bereits 5,7 Strahlungslängen, so daß die Bleischicht nur noch 21,3 Strahlungslängen dick sein muß, um insgesamt eine Abschirmung von 27 Strahlungslängen zu erreichen, mit der die weiche Komponente der Höhenstrahlung weitgehend absorbiert wird. Dies würde einer Dicke des Bleis von 11,8 cm entsprechen. Da nur Bleiezegel mit einer Dicke von 2,5 cm und 5 cm verfügbar waren, wurde eine Dicke von 12,5 cm (22,3 Strahlungslängen) gewählt. Die Bleischicht wurde auf der gesamten Länge von 2,5 m und einer Breite von 80 cm über der unteren Nachweisebene angeordnet. Die Höhe der oberen Szintillatoren ist durch die Maße des FSP vorgegeben. Sie liegt 52 cm über der Bleischicht und damit 85 cm über der unteren Nachweisebene. In den vorgesehenen Zylinder werden zwei Szintillatoren von 4 cm Breite und 1,5 m Länge eingeführt, so daß sie sich in der Mitte auf einer Länge von 0,5 m überlappen. Damit ist die obere Ebene in drei Teile unterteilt, je nachdem ob der rechte, der linke oder beide Zähler ansprechen. Für den Test anderer Kammern können die oberen Zähler mit einer geeigneten Vorrichtung auf einer beliebig wählbaren Höhe über dem Blei montiert werden.

Um eine grobe Ortsauflösung auch für die untere Nachweisebene zu gewährleisten, ist diese in 16 Flächen unterteilt. Diese sind dadurch gegeben, daß zwei jeweils 30 cm breite Szintillatoren auf der gesamten Länge von 2,5 m nebeneinander angeordnet sind, auf denen insgesamt 8 Szintillatoren quer dazu liegen, die jeweils 30 cm breit und 60 cm lang sind. Die Überlappung von jeweils zwei dieser Zähler ergibt dann eine der 16 Teilflächen (Abb. 3.2).

Der Abstand zweier benachbarter Szintillatoren ist durch die Stärke ihrer lichtdichten Verpackung bestimmt und beträgt etwa 1,4 cm, so daß zwischen den einzelnen Teilflächen jeweils einen Lücke dieser Breite vorhanden ist. Da für den Nachweis einzelner Durchgänge von kosmischen Teilchen nur Koinzidenzen, also das gleichzeitige Ansprechen von Längs-

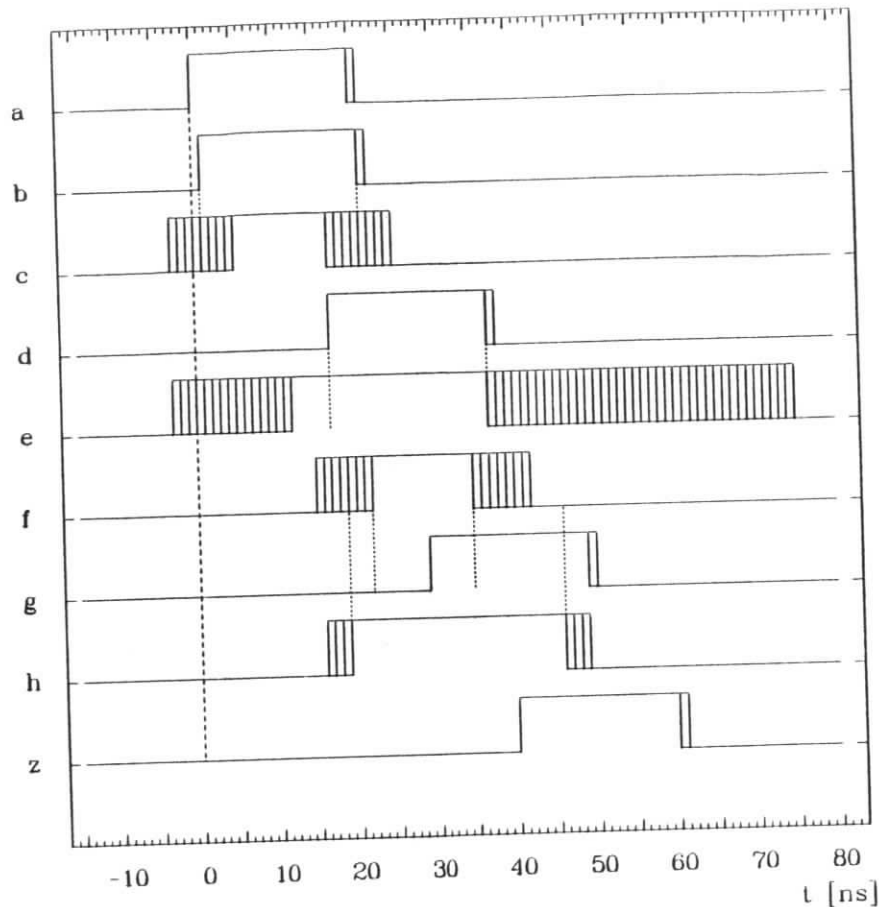


Abbildung 3.6: Laufzeit-Diagramm der Signale in der Ausleseelektronik

fliegen. Diese stellen aber nur etwa 6% der gesamten Nachweisfläche dar.

Der Gesamtausgang der unteren Nachweisebene wird nun noch über ein UND mit dem Ausgang der oberen verknüpft, so daß nur Teilchen registriert werden, die beide Nachweisebenen getroffen haben.

Die im Schaltbild angegebenen Kabellängen resultieren aus vergleichenden Laufzeitmessungen der Signale mit einem Oszilloskop und den in Abschnitt 4.1.1 diskutierten Laufzeiten im Szintillator. Die Abbildung 3.6 zeigt die zeitliche Abfolge der Signale an den mit a-h und z gekennzeichneten Punkten der Schaltung. Um eine möglichst gute Zeitauflösung zu erhalten, werden die Zähler mit den geringsten zeitlichen Schwankungen, also die kurzen Querzähler (7-14), zur Bestimmung der Durchgangszeit eines Teilchens benutzt. Die Signale dieser Zähler werden so verzögert, daß sie immer als letzte an den logischen Schaltelementen

ankommen und somit keine Verzögerungen aufgrund von Laufzeitunterschieden der Signale anderer Zähler auftreten können.

Ein weiterer Zähler (15) ist neben der Apparatur positioniert. Er sorgt für ein veto-Signal, wenn er gemeinsam mit einem der Szintillatoren 7-14 einen Teilchendurchgang registriert. Dies dient dazu große Schauer der Höhenstrahlung, die auch Myonen enthalten können, auszuschließen, da in diesem Fall nicht ein einzelnes sondern eine ganze Reihe von Teilchen die Apparatur durchdringen.

Für eine später geplante Auslese mit einem Computer können die Diskriminatoren an eine Bitbox angeschlossen werden, die dann registriert, welcher der Zähler den Durchgang eines Teilchens angezeigt hat.

3.1.3 Arbeitspunkte der Photomultiplier

Die Effektivität der Photomultiplier ist stark von ihrer Betriebsspannung abhängig. Sie sind erst von einer bestimmten Spannung an in der Lage, Lichtsignale in elektrische Pulse umzusetzen. Bei den verwendeten Geräten (XP 2230B) beginnt dies bei einer Betriebsspannung von etwa 1300 V. Mit steigender Spannung wird ein Photomultiplier empfindlicher, d.h. er kann immer schwächere Lichtsignale registrieren. Da man bemüht ist, möglichst alle Signale aus dem Szintillator zu erfassen, sollten die Geräte so empfindlich wie nur möglich sein, also bei einer sehr hohen Spannung arbeiten. In den oberen Spannungsbereichen beginnen Photomultiplier allerdings sehr stark zu rauschen, d.h. sie produzieren viele Zufallssignale. Daher sollte der Arbeitspunkt eines Photomultipliers so gewählt werden, daß das Rauschen so gering wie möglich und die Effektivität des Gerätes so hoch wie möglich ist.

Um die richtige Betriebsspannung zu ermitteln, werden zwei Szintillatoren übereinandergelegt. Einer der Photomultiplier wird mit seiner Arbeitsspannung versorgt, die Betriebsspannung des anderen wird variiert. Für jede Spannung ermittelt man die Zahl der Koinzidenzen dieser beiden Zähler, denn nur wenn man gleichzeitige Signale beider Zähler betrachtet, werden Signale, die durch Rauschen der Geräte entstehen, weitgehend ausgeschlossen. Die Abbildung 3.7 zeigt die auf diese Weise gewonnene Eichkurve eines Photomultipliers der aufgebauten Apparatur. Die Zählrate wurde für Betriebsspannungen zwischen 1,7 kV und 2,35 kV in 50 V-Schritten bestimmt. Die Felderbalken geben die statistischen Fehler wieder.

Im Bereich unterhalb etwa 1,9 kV ist ein deutlicher Anstieg der Rate zu erkennen. Hier steigt die Empfindlichkeit des Photomultipliers mit zunehmender Spannung. Oberhalb von 1,9 kV ist keine weitere Zunahme der Zählrate mehr zu beobachten. In diesem Bereich registriert der Photomultiplier alle Teilchen, die auch im anderen Szintillator meßbare Signale verursachen. Eine weitere Erhöhung der Betriebsspannung über 2,4 kV hinaus führt dann wieder zu einem Ansteigen der Koinzidenzrate, da das Rauschen so stark wird, daß es zu Koinzidenzen zwischen den Rauschsignalen der beiden Photomultiplier kommt.

Die Betriebsspannung der Geräte sollte also so klein wie nur möglich gewählt werden, um das Rauschen so gering wie möglich zu machen. Andererseits muß die Spannung so groß sein, daß alle Signale registriert werden. Dies ist gerade dann der Fall, wenn ein Arbeitspunkt relativ nahe an der abfallenden Kante des Plateaus der Eichkurve gewählt wird. Für die in Abbildung 3.7 gezeigte Kurve ist dies der Bereich zwischen 2 kV und 2,05 kV.

Für jeden der verwendeten Photomultiplier wurde nach diesem Verfahren eine Eichkurve

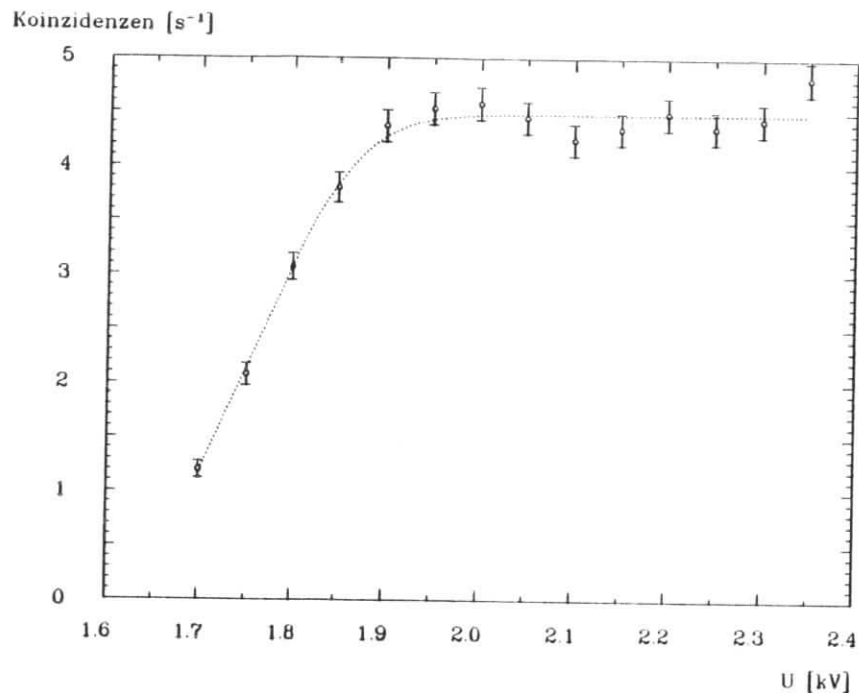


Abbildung 3.7: Eichkurve eines Photomultipliers

Photomultiplier	Betriebsspannung [kV]	Photomultiplier	Betriebsspannung [kV]
1	2,15	9	1,70
2	2,20	10	1,85
3	2,05	11	1,70
4	2,15	12	1,75
5	2,15	13	1,85
6	2,05	14	1,75
7	1,75	15	2,00
8	1,75		

Tabelle 3.1: Arbeitsspannungen der Photomultiplier

aufgenommen. Die daraus gewonnenen Arbeitsspannungen der einzelnen Geräte sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Für den Fall, daß ein Photomultiplier ausfällt, sind Reservegeräte vom gleichen Typ vorhanden. Vor dem Einsatz ist dann allerdings nach dem oben aufgezeigten Verfahren die Arbeitsspannung zu ermitteln und die Schwellenspannung des angeschlossenen Diskriminators wie im folgenden Abschnitt beschrieben einzustellen.

3.1.4 Einstellen der Elektronik

Die von den Photomultipliern ausgehenden Signale werden in der in Abbildung 3.5 dargestellten Schaltung verarbeitet. Dazu ist es notwendig, die ankommenden Pulse zunächst in Rechtecksignale umzuwandeln. Diese Aufgabe wird von den Diskriminatoren erfüllt. Sie geben immer dann einen Rechteckpuls ab, wenn die Eingangsspannung einen bestimmten Schwellenwert übersteigt. Mit der Einstellung dieser Schwelle kann man also Signale, die kleiner sind als diese Spannung herausfiltern. Da es sich bei den meisten kleinen Pulsen um Rauschen handelt, kann auf diese Weise eine wirkungsvolle Rauschunterdrückung erreicht werden.

Um die auf den entsprechenden Photomultiplier abgestimmte Schwellenspannung eines Diskriminators zu bestimmen, mißt man die Koinzidenzrate zweier Szintillatoren. Die Photomultiplier werden dabei mit ihrer Arbeitsspannung betrieben¹. Die Schwellenspannung eines Diskriminators wird nun variiert und zu jedem Spannungswert die zugehörige Koinzidenzrate gemessen. Man beginnt bei einer geringen Schwelle, so daß alle durchgehenden Teilchen registriert werden. Erhöht man die Schwelle, so erreicht man irgendwann die Span-

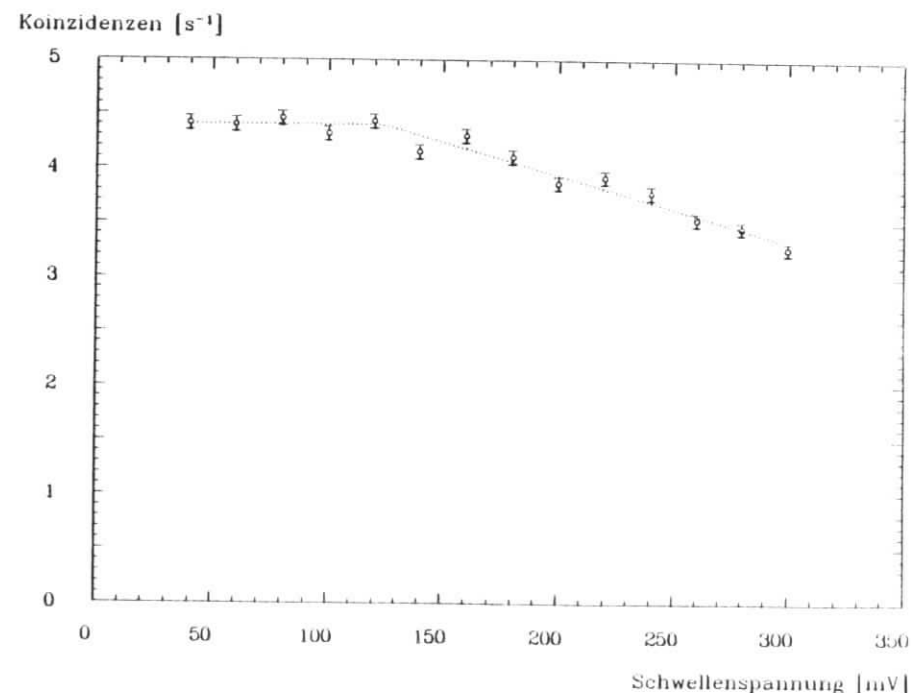


Abbildung 3.8: Eichkurve eines Diskriminators vom Typ 623 (LeCroy)

¹ Mit der Betriebsspannung verändert sich auch die Größe der ausgehenden Pulse, so daß der Diskriminator dann jeweils anders eingestellt werden muß.

nung der kleinsten Signale, die von Teilchendurchgängen stammen. Eine weitere Anhebung führt zu einem Rückgang der Zählrate, da jetzt neben den Rauschpulsen auch immer größere Signale vom Diskriminator nicht mehr umgesetzt werden können.

Die Abbildung 3.8 zeigt die Eichkurve eines Diskriminators der aufgebauten Apparatur. Die Schwellenspannungen wurden zwischen 40 mV und 300 mV in Schritten von 20 mV variiert. Die bei den entsprechenden Spannungswerten ermittelten Zählraten sind in der Abbildung wiedergegeben. Unterhalb von 120 mV ist bei den verschiedenen Schwellenspannungen keine Veränderung der Zählrate zu erkennen. Erst bei den folgenden Werten ist ein deutlicher Rückgang der Koinzidenzrate zu beobachten. Stellt man die Schwellenspannung also größer als 120 mV ein, so werden nicht nur Pulse des Rauschens sondern auch Signale von Teilchendurchgängen unterdrückt.

Der Arbeitspunkt eines Diskriminators sollte so hoch wie möglich gewählt werden, damit das Rauschen des Photomultipliers optimal unterdrückt wird. Andererseits muß die Schwellenspannung so gering wie nötig sein, damit alle Signale vom Diskriminator konvertiert werden können. Die Schwellenspannung des Diskriminators, dessen Eichkurve in Abbildung 3.8 wiedergegeben ist, wurde auf 110 mV festgelegt.

Für jeden der verwendeten Diskriminatoren ist nach dem beschriebenen Verfahren eine Eichkurve gemessen worden, aus der dann der Arbeitspunkt bestimmt wurde. Die ermittelten Schwellenspannungen der Diskriminatoren sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Diskriminator	Schwellenspannung [mV]	Diskriminator	Schwellenspannung [mV]
1	290	9	50
2	260	10	45
3	80	11	55
4	120	12	70
5	110	13	60
6	170	14	95
7	80	15	50
8	60		

Tabelle 3.2: Schwellenspannungen der Diskriminatoren

Die Länge der von den Diskriminatoren ausgegebenen Rechtecksignale läßt sich ebenfalls variieren. Damit sich Signale vom selben Teilchendurchgang aufgrund von Laufzeitunterschieden in den verschiedenen Szintillatoren nicht verfehlen, wurde eine Signallänge von 20 ns eingestellt, die Länge der Signale, die von den Zählern 3 bis 6 stammen, beträgt 40 ns. Die verwendeten logischen Schaltelemente geben mit Ausnahme des Veto-Signals, das eine Länge von 40 ns hat, ebenfalls Signale mit einer Länge von 20 ns aus.

3.2 Der Teststand mit Magnetfeld

In diesem Abschnitt soll der Aufbau einer Testapparatur für Tests einer Driftkammer im Magnetfeld mit kosmischer Strahlung beschrieben werden. Dem Aufbau liegen die in Abschnitt 2.3.3 diskutierten Überlegungen zu Grunde. Die Anlage ähnelt der in Abschnitt 3.1 beschrie-

benen Apparatur, ein Bleiabsorber fehlt hier jedoch, da der Magnet bereits als Absorber dient.

3.2.1 Mechanischer Aufbau

Für den Testaufbau am Magneten sind die Maße der Apparatur weitgehend durch die Form des Solenoiden vorbestimmt. Die Nachweisebene oberhalb der Driftkammer wird wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben durch zwei 1,5 m lange und 4 cm breite Plastikszintillatoren gebildet. Sie überlappen sich in der Mitte auf einer Länge von 1 m.

Unterhalb des Magneten steht nur wenig Raum für die Nachweisebene zur Verfügung, da er auf insgesamt sechs Säulen ruht, von denen jeweils drei untereinander verbunden sind. Ein Einbau von Szintillatoren ist nur oberhalb dieser Verstrebrungen möglich, so daß die untere Nachweisebene etwa 10 cm unter dem unteren Rand des Eisenmantels eingebaut wurde.

Abbildung 3.9 zeigt die Lage der Nachweisebenen relativ zum Magneten. Da der Platz für die Szintillatoren horizontal durch die sechs Säulen eingeschränkt wird, steht insgesamt eine Fläche von 1,9 m Länge und 70 cm Breite zur Verfügung. Um diese Fläche abzudecken, wurden sechs Plastikszintillatoren wie in Abbildung 3.10 gezeigt zwischen den Säulen des Magneten positioniert. Vier dieser sechs Zähler haben jeweils eine Länge von 1,3 m, die beiden mittleren eine Länge von 1,2 m. Die Breite beträgt bei allen 30 cm.

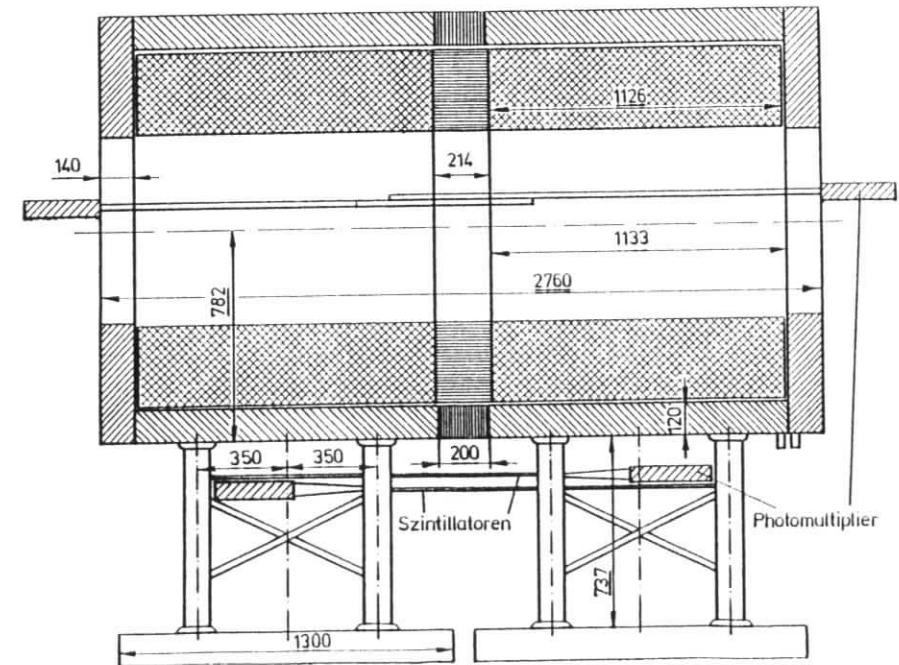


Abbildung 3.9: Lage der Nachweisebenen des Aufbaus für Tests mit Magnetfeld

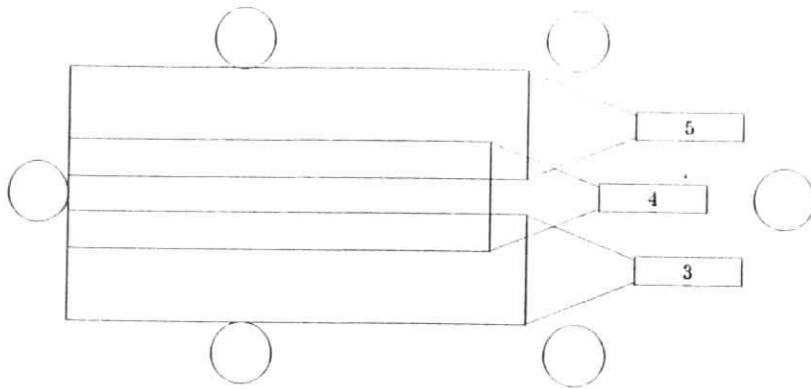


Abbildung 3.10: Lage der Plastikszintillatoren der unteren Nachweisebene (Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind hier nur drei der sechs Szintillatoren eingezeichnet. Die anderen drei liegen entsprechend seitenverkehrt.).

6,0 %	6,4 %		6,0 %
5,5 %	0,7 %	3,8 %	0,7 %
9,5 %	5,7 %		9,5 %
6,5 %	0,7 %	4,6 %	0,7 %
7,0 %	7,6 %		7,0 %

Abbildung 3.11: Verteilung der kosmischen Myonen über die untere Nachweisebene des in Abb. 3.9 gezeigten Aufbaus bei einem Magnetfeld von 0,6 T

Für diese Anordnung wurde mit dem in Abschnitt 2.4.2 beschriebenen Simulationsprogramm eine zu erwartende Zählrate von etwa 3 Myonen pro Sekunde errechnet. Die ankommenden Myonen verteilen sich wie in Abbildung 3.11 dargestellt über die einzelnen Teilflächen der unteren Nachweisebene.

3.2.2 Elektronik

Die Elektronik dieses Aufbaus gleicht weitgehend der für den Teststand ohne Magnetfeld. Die verwendeten Bauelemente sind im Anhang aufgeführt. In der Abbildung 3.12 ist das

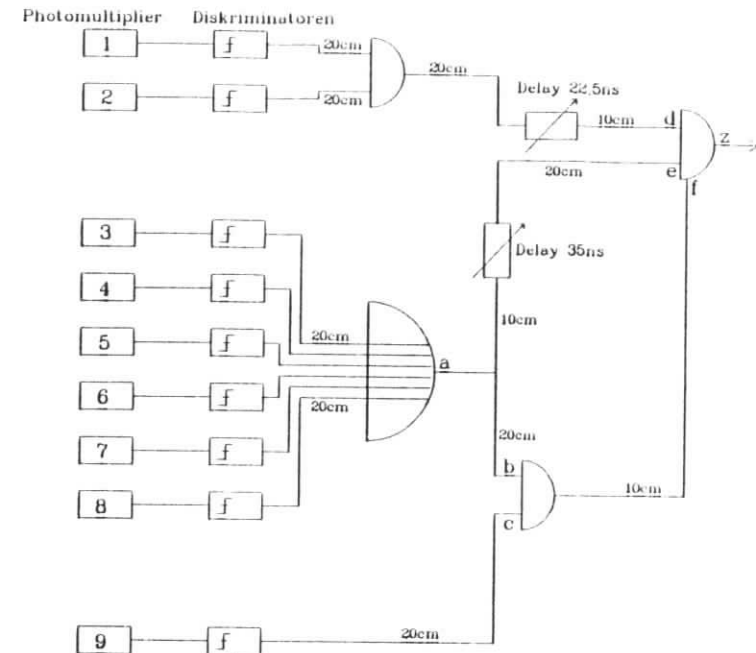


Abbildung 3.12: Blockschaltbild der Ausleseelektronik

Photomultiplier	Betriebsspannung	Schwellenspannung
	[kV]	[mV]
1	1850	60
2	1850	80
3	2000	70
4	2150	40
5	2000	70
6	2000	40
7	2000	50
8	2000	70
9	2000	50
10	2000	40

Tabelle 3.3: Arbeitsspannungen der Photomultiplier und Diskriminatoren

Blockschaltbild der aufgebauten Schaltung wiedergegeben. Die Verbindungskabel zwischen den Photomultipliern und der Ausleseelektronik haben auch hier eine Länge von 10,4m. Die Zähler 1 und 2 bilden die obere Nachweisebene, während die untere aus den Zählern 3 bis 8 besteht. Zähler 9 dient als Veto-Zähler, um zu verhindern, daß Schauer getriggert werden.

Zähler 10 ist als Reserve vorhanden und getestet, so daß ein defekter Szintillator jederzeit schnell ersetzt werden kann. Die Abbildung 3.13 zeigt das zugehörige Laufzeitdiagramm.

Die Arbeitspunkte der Photomultiplier und der Diskriminatoren wurden nach dem in den Abschnitten 3.1.3 und 3.1.4 beschriebenen Verfahren bestimmt. Sie sind in der Tabelle 3.3 zusammengestellt. Die Länge der Rechtecksignale, die von den einzelnen elektronischen Schaltelementen abgegeben werden, beträgt 20 ns, mit Ausnahme der Koinzidenz der Zähler 1 und 2 (30 ns) und des Gate-Signals (60 ns).

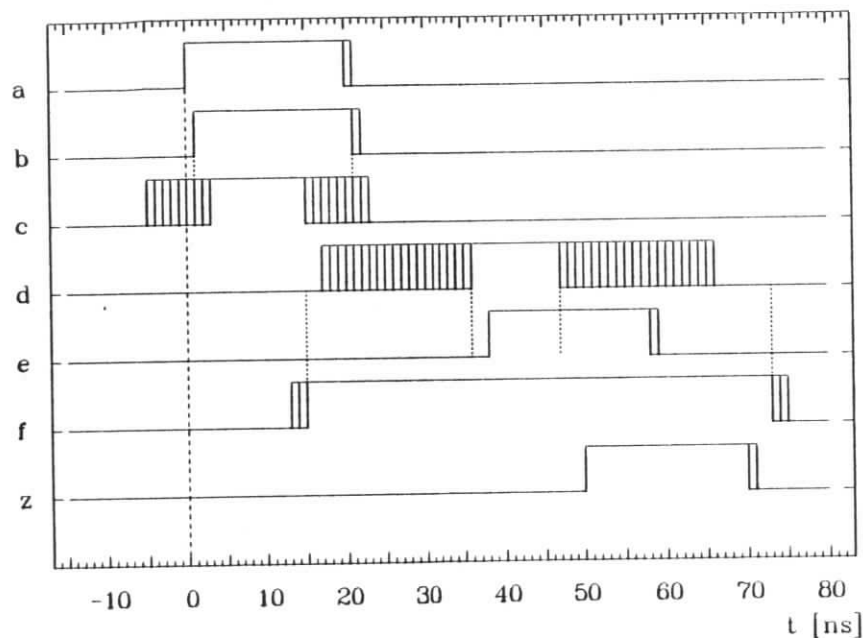


Abbildung 3.13: Laufzeit-Diagramm der Signale in der Ausseelektronik

3.2.3 Streufeld des Magneten

Für den Betrieb der Photomultiplier ist es außerordentlich wichtig, das Streufeld des Magneten relativ genau zu kennen, da ihre Funktionsfähigkeit durch Magnetfelder stark herabgesetzt wird. Die Abbildung 3.14 zeigt die Effektivität des Elektronenervielfachers der verwendeten Photomultiplier in Abhängigkeit vom anliegenden Magnetfeld.

Das Streufeld des Solenoiden wurde daher in den Bereichen vermessen, in denen die Photomultiplier angeordnet sind. Die Meßergebnisse in der y-z Ebene in einem Abstand von 90 cm unterhalb der Magnetachse sind in Abbildung 3.15 dargestellt. Die Vektoren geben die

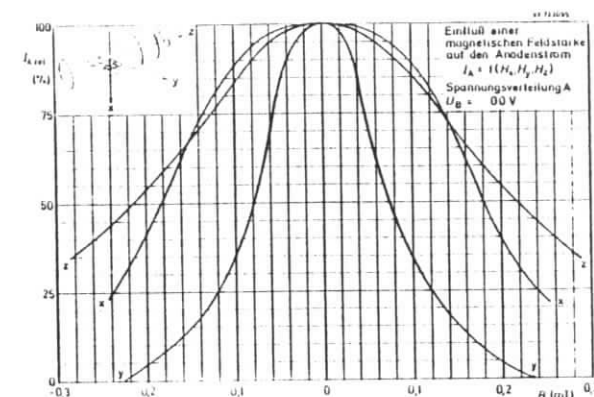


Abbildung 3.14: Einfluß der magnetischen Feldstärke auf den Anodenstrom (Aus [10])

Projektion des Streufeldes auf die y-z-Ebene nach Richtung und Stärke an ($1 \text{ cm} \equiv 1 \text{ mT}$). Die Richtungen sind dabei wie folgt definiert:

X vertikal, senkrecht zur Magnetachse nach oben

Y horizontal, senkrecht zur Magnetachse

Z parallel zur Magnetachse, wobei die Armatureseite des Magneten auf der negativen Z-Halbachse liegt

Die Koordinaten x,y und z bilden ein rechtshändiges Koordinatensystem. Sie wurden so gewählt, daß sie genau der Definition in der Abbildung 3.14 entsprechen.

Die Messungen ergaben an verschiedenen Punkten die folgenden maximalen Magnetfeld-Komponenten:

$$B_{x,max} = 0,74 \text{ mT}; \quad B_{y,max} = 0,91 \text{ mT}; \quad B_{z,max} = 2,40 \text{ mT};$$

Die verwendeten Gehäuse für die Photomultiplier enthalten einen μ -Metall-Mantel, der das äußere Magnetfeld stark abschirmt. Messungen innerhalb der Gehäuse ergaben Werte für das Magnetfeld im Inneren, die mindestens um einen Faktor 100 kleiner waren als außerhalb. Die Photomultiplier können somit ohne nennenswerte Verluste auch im Streufeld des Magneten betrieben werden.

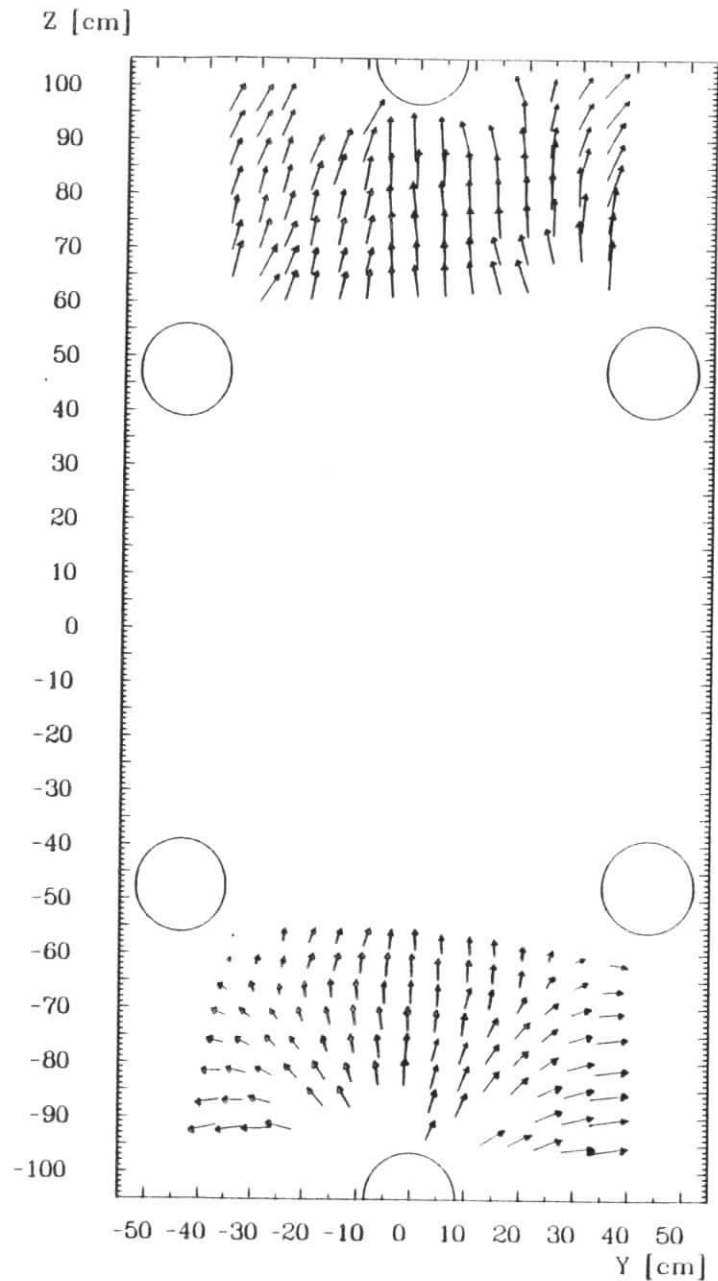


Abbildung 3.15: Horizontale Projektion des Streufeldes

Kapitel 4

Testmessungen und Ergebnisse

Nachdem der Aufbau der Anlagen beschrieben wurde, sollen in diesem Kapitel einige wichtige Eigenschaften der Szintillatoren und die mit der Apparatur gemachten Testmessungen diskutiert werden. Es ist insbesondere von Bedeutung, die Laufzeit von Lichtsignalen in den Plastikszintillatoren zu kennen. Außerdem stellt sich die Frage, wie groß die Entfernung zwischen dem Durchgangsort des Teilchens und dem Photomultiplier sein darf, damit alle erzeugten Lichtsignale erfaßt werden können, denn durch die Reflexion an den Grenzflächen verlieren die Signale an Intensität.

Diese beiden Fragen werden im ersten Abschnitt dieses Kapitels diskutiert. Der zweite Abschnitt beschäftigt sich mit dem Impulsspektrum der kosmischen Myonen, das mit der aufgebauten Apparatur gemessen wurde.

4.1 Messung der Eigenschaften des Szintillators

4.1.1 Laufzeit der Signale im Szintillator

Um die Laufzeit der Signale im Szintillator messen zu können, braucht man eine definierte Strecke, an deren Anfang bei einem Teilchendurchgang ein Startsignal gegeben wird. Am Ende der Strecke wird von dem dort eintreffenden Lichtpuls ein Stoppsignal ausgelöst.

Für diese Messung wurde auf einem der querliegenden Szintillatoren durch den Überlapp mit einem zusätzlichen Szintillator (15) eine Fläche von etwa 10 cm Länge und 1,5 cm Breite wie in Abbildung 4.1 dargestellt festgelegt. Diese Fläche hat einen definierten Abstand zum Photomultiplier 6. Passiert ein Teilchen die abgetrennte Fläche, so spricht der Photomultiplier 10 unmittelbar an und gibt so das Startsignal für die Laufzeitmessung. Das Stoppsignal wird durch das Ankommen der Photonen am Photomultiplier 6 ausgelöst.

Start- und Stoppsignale werden über einen *time to pulseheight converter* auf einen Vielkanalanalysator gegeben. Abbildung 4.2 zeigt das Blockschaltbild dieses Aufbaus. Es ist hier noch anzumerken, daß der Vielkanalanalysator nur dann ein *gate*-Signal bekommt, also nur dann messen kann, wenn tatsächlich ein Teilchendurchgang stattgefunden hat, d.h. die Zähler 1, 2, 6, 10 und 15 gleichzeitig angesprochen haben. Das *gate* für den Diskriminator des Zählers 6 ist notwendig, damit das Stoppsignal auch wirklich von dem Teilchendurchgang stammt und nicht durch ein anderes Teilchen, das an irgendeiner anderen Stelle im Szintillator einen Lichtpuls auslöst, gegeben wird. Die zeitliche Folge der Impulse in der Elektronik ist in der Abbildung 4.4 dargestellt.

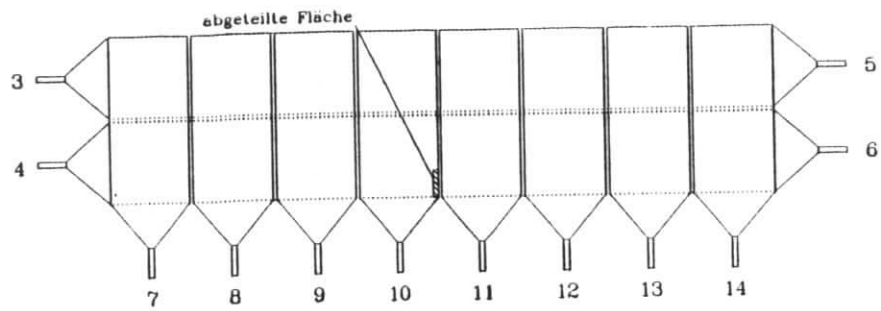


Abbildung 4.1: Lage der Meßfläche für die Laufzeitmessung

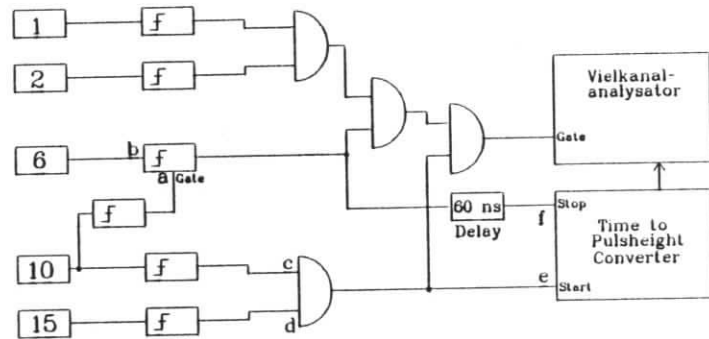


Abbildung 4.2: Blockschaltbild der Elektronik für die Laufzeitmessung

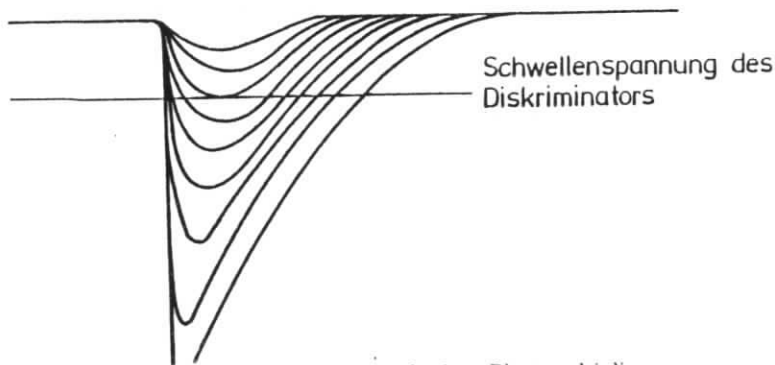


Abbildung 4.3: Form der Signale eines Photomultipliers

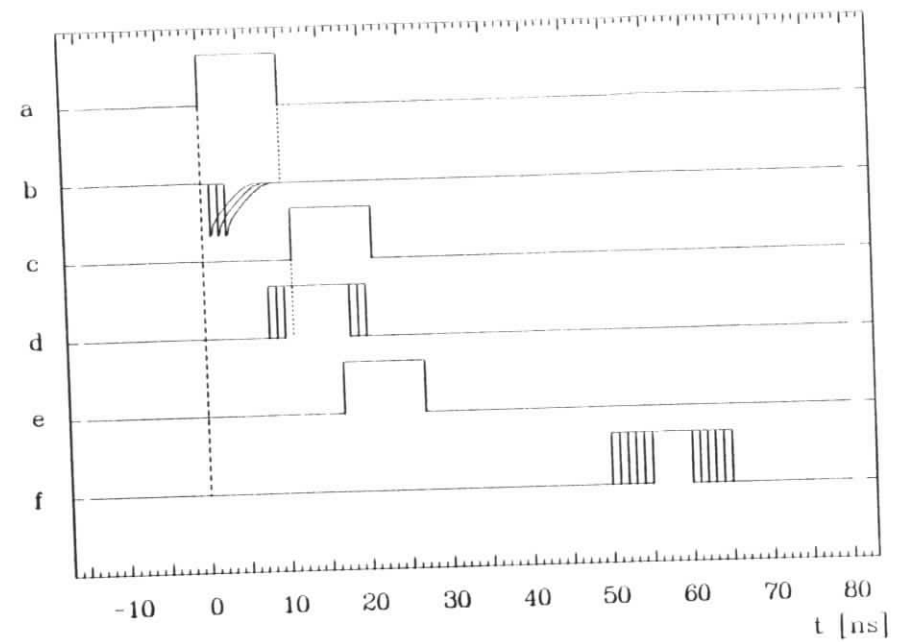


Abbildung 4.4: Laufzeit-Diagramm der Signale in der Elektronik für die Laufzeitmessung

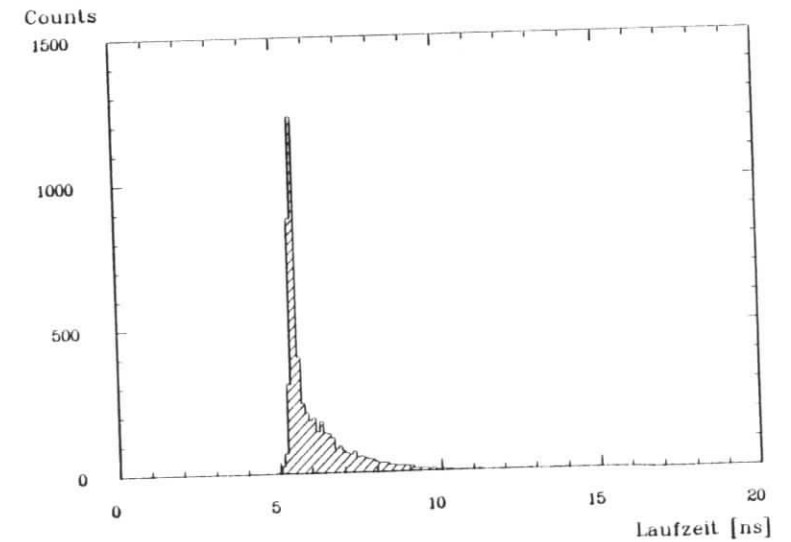


Abbildung 4.5: Laufzeitverteilung der Signale bei einer Entfernung von 1,25 m

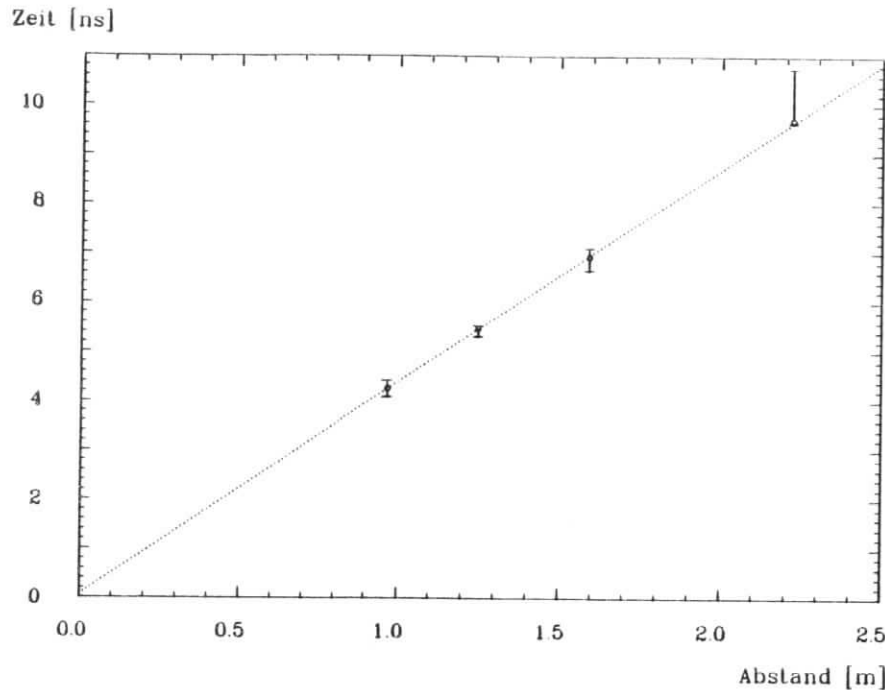


Abbildung 4.6: Signallaufzeit im Plastiksintillator

Die Abbildung 4.5 zeigt das Meßergebnis für eine Entfernung von 1,25 m, d.h. es wurde hier mit den Zählern 1, 2, 6, 10 und 15 gearbeitet. Die Form der gemessenen Verteilungen zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Länge der Meßstrecke. Bei einer kurzen Strecke ist die Verteilung schmal und sehr hoch, um bei zunehmender Entfernung flacher und breiter zu werden. Dies liegt an der Abschwächung der Signalintensität beim Durchgang durch den Szintillator (vergl. Abschnitt 4.1.2), denn starke Lichtsignale lösen im Photomultiplier ein starkes steiles Signal aus, während schwache Lichtsignale zu relativ langsam ansteigenden Signalformen führen (Abb. 4.3). Da der Diskriminator jedoch nur auf die Eingangsspannung reagiert, spricht er bei einem starken Signal früher an als bei einem schwachen.

Für die Bestimmung der Laufzeit liefern die schnellen Signale somit die genaueren Werte. Daher wurde hier immer das Maximum der Verteilung zur Bestimmung des Zeitwertes benutzt. Abbildung 4.6 zeigt die vier Meßwerte. Die Fehlerbalken geben jeweils die Breiten der gewonnenen Verteilungen auf halber Höhe wieder. Sie sind asymmetrisch auf Grund der Asymmetrie der gewonnenen Laufzeitverteilungen (vergl. Abb. 4.5). Die Werte zeigen deutlich, daß ein gut als linear zu bezeichnender Zusammenhang zwischen der Länge der Meßstrecke und der zugehörigen Laufzeit des Signals besteht. Legt man eine Gerade durch die gewonnenen Werte, so ergibt sich aus der Geradensteigung eine mittlere Signalgeschwindigkeit von $23,2 \frac{\text{cm}}{\text{ns}}$ oder $2,32 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

4.1.2 Verluste im Szintillator

Das beim Durchgang eines Teilchens entstehende Licht wird isotrop emittiert. Da der Lichtleiter, der den Szintillator mit dem Photomultiplier verbindet, nur an einem sehr kleinen Teil der Oberfläche angebracht ist, werden die meisten Photonen nicht direkt sondern über mehrfache Reflexionen an den Oberflächen des Szintillators dorthin gelangen können. Dies ist mit Verlusten verbunden, so daß jeweils nur ein Teil der emittierten Lichtquanten den Photomultiplier erreicht.

Da die Zahl der Reflexionen mit zunehmender Entfernung des Durchgangsortes eines Teilchens vom Photomultiplier steigt, ist die Abschwächung der Lichtsignale von dieser Entfernung abhängig. Von einem bestimmten Abstand an werden die Lichtsignale so stark abgeschwächt, daß die schwächsten Signale die Ansprechschwelle des danach geschalteten Diskriminators nicht mehr erreichen. Ziel dieser Messung ist es, diesen Effekt der Abschwächung zu quantifizieren.

Zu diesem Zweck wurde die in Abbildung 4.7 dargestellte Schaltung aufgebaut. Die Zähler 1 und 2 werden immer dann von einem *gate*-Signal angesteuert, wenn ein Teilchen durch die Testfläche geflogen ist. Dies ist dann der Fall, wenn von den Photomultipliern 1 oder 2 und 4 oder 6 gleichzeitig ein Signal kommt. Außerdem muß dann auch der betrachtete querliegende Szintillator (hier 7) gleichzeitig einen Teilchendurchgang registrieren. Das *gate*-Signal bewirkt, daß nur dann gezählt werden kann, wenn ein Teilchen die Testfläche passiert hat.

Mit Zähler 1 werden alle Koinzidenzen der Photomultiplier 6 und 7 registriert. Da auf dem Weg durch den langen Szintillator bis zu der Seite, auf der der Lichtleiter angebracht ist, Signale abgeschwächt bzw. absorbiert werden, ist es möglich, daß dieser Zähler weniger Durchgänge registriert, als tatsächlich stattgefunden haben. Als Kontrolle, wie hoch die Gesamtzahl der durch die Testfläche geflogenen Teilchen ist, dient der Zähler 2. Die beschriebene Messung wurde mit allen querliegenden Szintillatoren durchgeführt und dann noch einmal mit dem Photomultiplier 4 (statt 6) wiederholt.

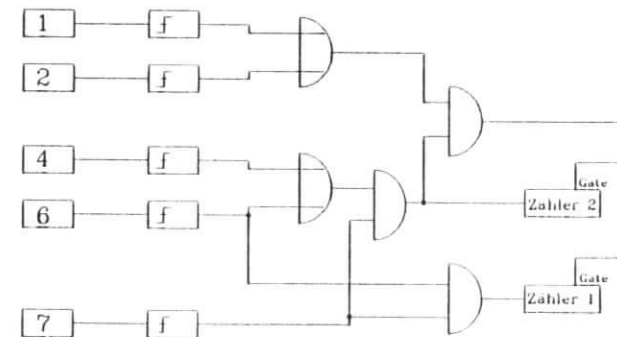


Abbildung 4.7: Blockschaltbild der Elektronik für die Messung der Effizienz der verwendeten Szintillatoren

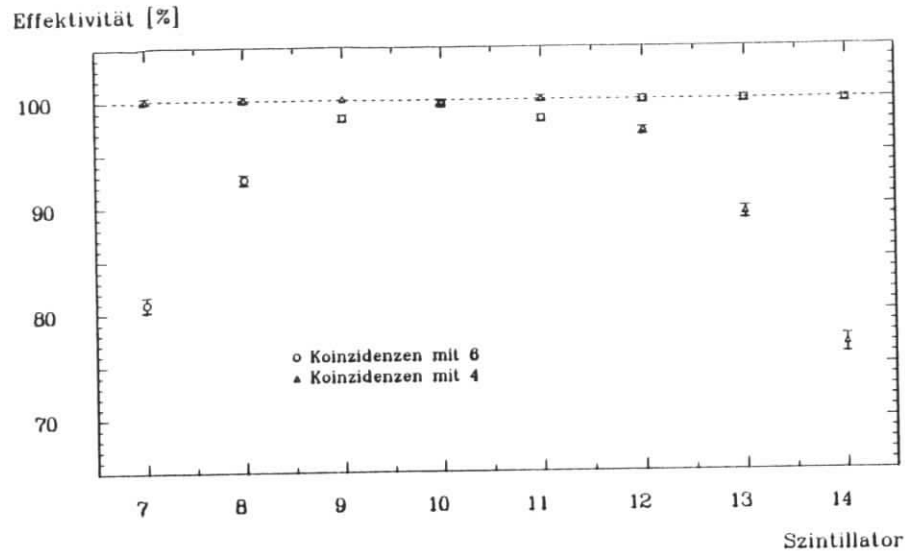


Abbildung 4.8: Abschwächungskurve eines 30 cm breiten und 1 cm dicken Szintillators mit lose anliegender Verkleidung

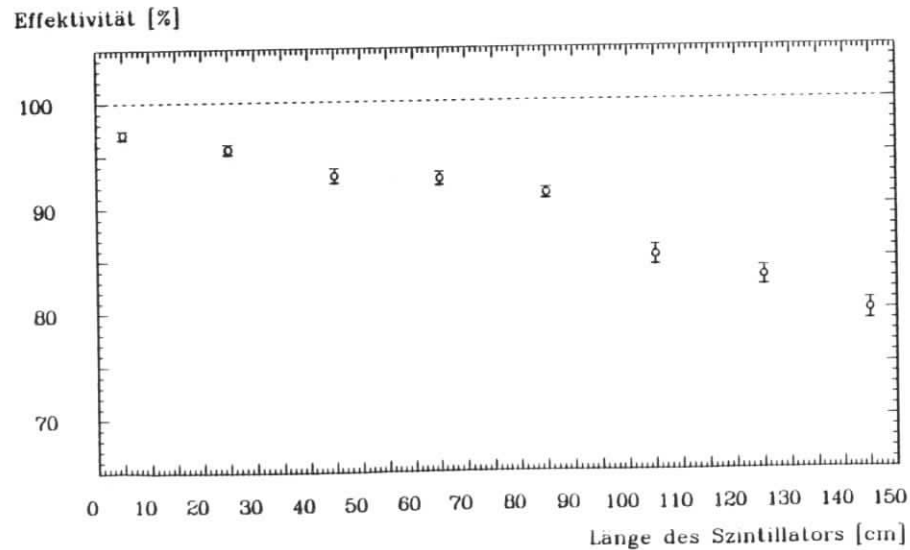


Abbildung 4.9: Abschwächungskurve eines 4 cm breiten und 1 cm dicken Szintillators mit fest anliegender Verkleidung

Die Abbildung 4.8 zeigt die Ergebnisse der beiden Meßreihen. Aufgetragen wurde für jeden der querliegenden Szintillatoren (7-14) der Anteil der von Zähler 1 registrierten Teilchendurchgänge in Bezug auf die Zahl, die von Zähler 2 registriert wurde.

Es ist deutlich zu erkennen, daß die Werte der nächstgelegenen Szintillatoren bei etwa 100 % liegen. Bei größerem Abstand sinkt die Zahl der registrierten Koinzidenzen jedoch. Aus der Abbildung läßt sich ablesen, daß dieser Abfall etwa mit dem sechsten Szintillator beginnt. Dies bedeutet, daß bis zu einer Entfernung von 1,5 m von der Seite gemessen, an der ausgelesen wird, mehr als 99% der Teilchendurchgänge vom Photomultiplier erfaßt werden.

Die gleiche Untersuchung wurde auch für die 4 cm breiten Szintillatoren der oberen Nachweisebene durchgeführt. Hier diente ein beweglicher Szintillator (15) zur Definition des Meßortes. Er wurde in Schritten von jeweils 20 cm verschoben, so daß sich insgesamt acht Meßwerte ergaben. Diese sind in Abb. 4.9 dargestellt. Verglichen mit den breiten Szintillatoren zeigt sich hier ein wesentlich größerer Verlust in den Szintillatoren, der wahrscheinlich auf die weitaus größere Zahl von Reflexionen der Signale auf dem Weg von Entstehungsort des Lichts bis zum Photomultiplier und auf eine weniger gute Umwicklung mit reflektierender Aluminiumfolie zurückzuführen ist. Es fällt auf, daß der Verlust von Signalen, die von Teilchendurchgängen stammen bei diesen Szintillatoren wesentlich früher einsetzt als bei den breiten Zählern. Im Simulationsprogramm wurden diese Verluste nicht berücksichtigt, so daß die berechneten Werte je nach Anordnung noch berichtigt werden müssen.

Werden diese schmalen Szintillatoren nicht im Ganzen, sondern nur in Teilbereichen genutzt, so ist darauf zu achten, daß diese Teilflächen möglichst nahe am Photomultiplier liegen, um eine geringe Verlustrate zu gewährleisten.

4.2 Überprüfung des Impulsspektrums

Abschließend soll hier noch die Aufnahme des Impulsspektrums der kosmischen Myonen diskutiert werden. Für die Messung wurden zwei Nachweisflächen, die durch den Überlapp von Szintillatoren definiert waren, senkrecht übereinander aufgebaut. Die obere entstand durch den Überlapp der Szintillatoren 1 und 2 und hatte eine Größe von $4 \times 10 \text{ cm}^2$, die Größe der unteren betrug $10 \times 12 \text{ cm}^2$ und wurde durch die Szintillatoren 10 und 15 festgelegt. Der Abstand der Nachweisebenen betrug 74 cm. Dieser Aufbau sollte sicherstellen, daß die Dicke des Absorbermaterials für alle nachgewiesenen Myonen gleich ist. Durch die Abmessungen der beiden Nachweisflächen ist dieses natürlich nur bedingt gegeben. Es läßt sich jedoch erreichen, daß die Teilchen, die unter dem maximal möglichen Zenithwinkel einfallen, nur einen um 1,5% längeren Weg durch das Blei zurücklegen als solche, die es vertikal durchqueren. Bei der Wahl der Größe der Nachweisflächen wurde außerdem darauf geachtet, daß eine ausreichende Zählrate gewährleistet war und die Messungen in einem vernünftigen Zeitrahmen stattfinden konnten. Mit den so gewählten Abmessungen wurde für jede Einzelmessung eine Meßzeit von 48 Stunden nötig.

Der Nachweis von Teilchen aus Schauern der kosmischen Höhenstrahlung, der zu einer erhöhten Zählrate geführt hätte, konnte dadurch ausgeschlossen werden, daß die Zähler nur dann einen Teilchendurchgang registrieren konnten, wenn die Szintillatoren 10 und 11 nicht gleichzeitig ansprachen.

Mit der beschriebenen Anordnung wurden insgesamt neun Einzelmessungen durchgeführt.

Durch die jeweilige Dicke des Blei-Absorbers, die in Schritten von 2,5 cm erhöht wurde, war ein minimaler Impuls festgelegt, den Teilchen haben mußten, um den Absorber zu durchdringen.

Die auf diese Weise aufgenommenen Zählraten wurden mit Hilfe der Gleichung

$$I_{(0^\circ)} = \frac{Z_\mu}{A_{\text{unten}} \cdot A_{\text{oben}}} \cdot r^2$$

umgerechnet, wobei mit Z_μ die Zählrate, mit A die Größen der Nachweisflächen und mit r deren Abstand in die Berechnung der integralen Intensität $I_{(0^\circ)}$ eingehen. (vergl. Abschnitt 2.4.1). Die aus den Meßwerten ermittelten Intensitäten wurden mit den aus [1] bekannten Daten verglichen. Berücksichtigt man die Verluste in den Szintillatoren der oberen Nachweisebene, die jeweils nur 80% der durchgehenden Teilchen erfassen, da nur ihre äußersten Spitzen überlappten (vergl. Abb. 4.9), so liegen die Meßwerte durchschnittlich etwa 8% unter diesen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß es noch weitere abschwächende Einflüsse auf den Fluß der Myonen gibt wie z.B. die Decke des Labors und weitere Verluste in den Geräten, die hier aber nicht berücksichtigt wurden.

Da der betrachtete Impulsbereich relativ klein ist, kann man die Kurve in diesem Bereich durch eine Gerade annähern. Im Impulsintervall von 0,36 bis 0,63 GeV/c ergibt sich aus den

in der Literatur [1] genannten Werten eine Steigung von $2,23 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2} / \text{GeV}/c$. Die lineare Approximation der gemessenen Werte ergibt in diesem Intervall eine Steigung von $(2,05 \pm 0,76) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2} / \text{GeV}/c$.

In Abbildung 4.10 sind die Meßwerte normiert auf einen Wert von $5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ dargestellt. Die eingezeichnete Kurve gibt die Steigung des Impulsspektrums [1] im gezeigten Intervall wieder.

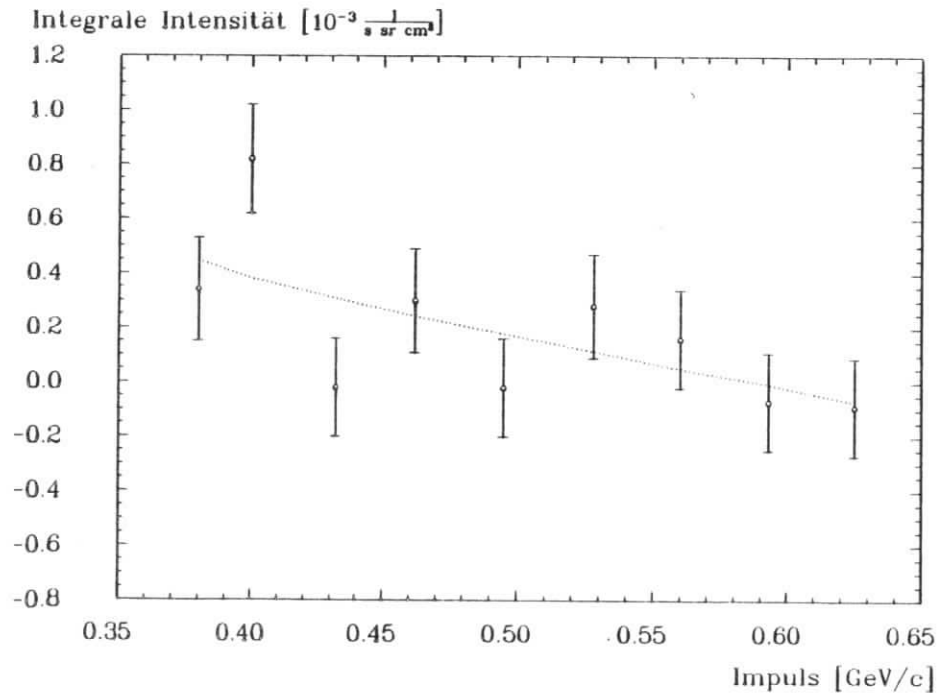


Abbildung 4.10: Integrales Impulsspektrum der kosmischen Myonen normiert auf $5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2}$

Zusammenfassung

Es wurde eine Apparatur entwickelt, die es ermöglicht, Tests von Spurendetektoren unabhängig vom Betrieb eines Teilchenbeschleunigers durchzuführen. Dazu werden die hochenergetischen Myonen der kosmischen Höhenstrahlung benutzt. In dieser Strahlung sind am Erdboden etwa 950 Myonen pro m^2 und pro Minute enthalten. Durch einen geeigneten Absorber, dessen Dicke mindestens 27 Strahlungslängen betragen muß, erreicht man eine weitgehende Abschirmung der in der Höhenstrahlung enthaltenen Elektronen und Photonen. Mehr als 99% der Teilchen, die einen solchen Absorber durchdringen, sind Myonen.

Das in Meereshöhe gemessene Impulsspektrum der Myonen zeigt eine hohe Intensität unterhalb von 1 GeV/c und fällt darüber schnell ab, um sich asymptotisch Null zu nähern. 4,7% der Teilchen haben jedoch Impulse von mehr als 15 GeV/c. Die Zahl der einfallenden Myonen ist von der Einfallsrichtung abhängig. Sie ist proportional zum $\cos^{1,85}$ des Zenithwinkels.

Zwei Apparaturen wurden entwickelt, mit denen Tests mit oder ohne Magnetfeld durchgeführt werden können. Die Größe der Testanlagen wurde so gewählt, daß Tests mit dem *full-size-prototype* der zentralen Jetkammer des H1-Detektors für HERA oder kleineren Kammern möglich sind. Der Nachweis der kosmischen Myonen erfolgt jeweils über zwei parallele horizontale Nachweisebenen, die von Plastikszintillatoren gebildet werden. Die Nachweiszähler liegen jeweils oberhalb und unterhalb der zu testenden Kammer. Der Absorber befindet sich zwischen der Kammer und der unteren Nachweisebene.

Die Apparatur für Tests ohne Magnetfeld besteht aus einer $2,5\text{ m} \times 0,6\text{ m}$ großen unteren Nachweisebene. Insgesamt 10 Szintillatoren bilden diese Fläche und unterteilen sie in 16 $30 \times 30\text{ cm}^2$ große Teilflächen. Der darüber angeordnete Absorber besteht aus einer 10 cm dicken Eisenplatte, auf die eine 12,5 cm dicke Schicht aus Bleiziegeln gestapelt wurde (insgesamt 28 Strahlungslängen), so daß der Minimalimpuls der Myonen, die der Absorber durchdringen etwa 0,36 GeV/c beträgt. Zwei 1,5 m lange und 4 cm breite Szintillatoren sind in einem Gestell frei beweglich montiert, wodurch die Größe der oberen Nachweisebene der zu testenden Kammer angepaßt werden kann.

Nutzt man die volle Größe der Apparatur, wie dies bei Tests des *full-size-prototypes* notwendig ist, so erreicht man eine Zählrate von sechs Myonen pro Sekunde.

Einen zweite Apparatur wurde an dem in der Experimentierhalle II am DESY-Synchrotron stehenden Testsolenoid (0,6 T) angebracht. Die Nachweisebenen liegen hier oberhalb (beim *full-size-prototype* innerhalb) und unterhalb des Magneten. Die Größe der unteren Nachweisfläche ist durch die Füße, auf denen der Magnet steht, auf $1,9\text{ m} \times 0,7\text{ m}$ beschränkt und wird mit insgesamt sechs Plastikszintillatoren abgedeckt. Die Größe der oberen Zähler gleicht der der Apparatur ohne Magnetfeld ($1,5\text{ m} \times 4\text{ cm}$). Ein zusätzliche Absorber ist hier nicht notwendig, weil das Eisen und das Kupfer des Magneten bereits eine Dicke von 52,3 Strah-

lungslängen haben, so daß der Impuls der Myonen 0,4 GeV/c übersteigen muß, damit sie ihn durchdringen können. Die Zählrate mit der vollen Apparatur liegt hier daher niedriger als beim Teststand ohne Magnetfeld und beträgt etwa drei Myonen pro Sekunde.

Für beide Anordnungen stehen Simulationsprogramme zur Verfügung, mit denen die Auswahl der Szintillatorkombinationen optimiert werden kann.

Für den ersten Fall (ohne Magnetfeld) wurde ein Programm entwickelt, das über Raumwinkелеlemente summiert und so die zu erwartende Zählrate errechnet. Die Größe der parallel liegenden Zähler, ihre horizontale und vertikale Lage zueinander, die Dicke der zwischenliegenden Abschirmung (Blei) und das Raster, das der Berechnung zu Grunde liegt, sind frei wählbar.

Die Simulation des Aufbaus am Magneten erfolgt mit einem Monte-Carlo-Programm, das Teilchen mit der entsprechenden Impuls-, Winkel- und Ladungsverteilung generiert. Das Programm berücksichtigt neben dem Energieverlust der Teilchen im Eisen und Kupfer des Magneten ein Magnetfeld von 0,6 T im Innenraum und von -0,43 T im Eisenmantel. Die Lage und Größe der Nachweiszähler ist auch hier frei wählbar.

Die mit den Simulationsprogrammen errechneten Werte ergaben eine relativ gute Übereinstimmung mit den ermittelten Meßwerten.

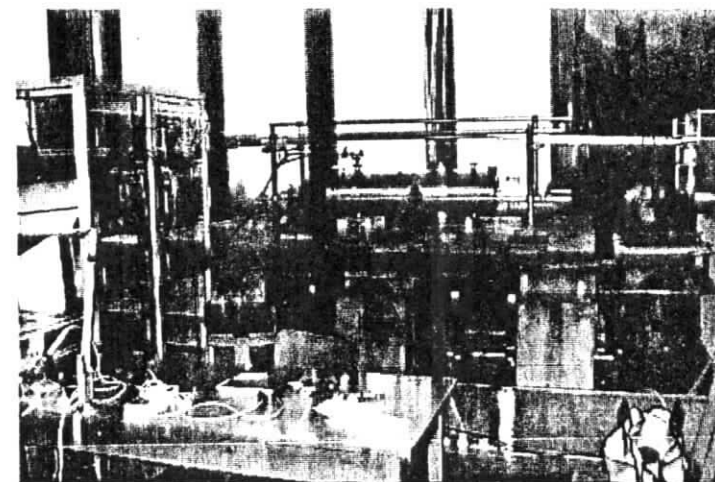


Abbildung 4.11: Ansicht der Testapparatur ohne Magnetfeld in Betrieb

Anhang A

A.1 Verwendete elektronische Bauelemente

Aufbau ohne Magnetfeld

Gerät	Hersteller	Modell	Serien-Nr.
High Voltage Power System	LeCroy	HV 4032 A	57560
Octal Discriminator	LeCroy	623 B	54722
Octal Discriminator	LeCroy	623 B	54711
Logic Fan-In/Fan-Out	LeCroy	429 A	60371
Logic Fan-In/Fan-Out	LRS	429	31458
Quad Coincidence	LRS	622	58897
Quad Coincidence	LRS	622	40930
Delay 2,5..66 ns	Borer&Co	361	435
Delay 2,5..66 ns	Borer&Co	361	412

Aufbau mit Magnetfeld

Gerät	Hersteller	Modell	Serien-Nr.
High Voltage Power System	LeCroy	HV 4032 A	53967
Octal Discriminator	LeCroy	623 B	53009
Octal Discriminator	LRS	623	30446
Logic Fan-In/Fan-Out	LeCroy	429 A	60370
Quad Coincidence	LRS	622	41555
Quad Coincidence	LRS	622	33504
Delay 2,5..66 ns	SEN	FF 290	0885
Delay 2,5..66 ns	SEN	FF 290	0887

A.2 Zuordnung der verwendeten elektronischen Bauelemente

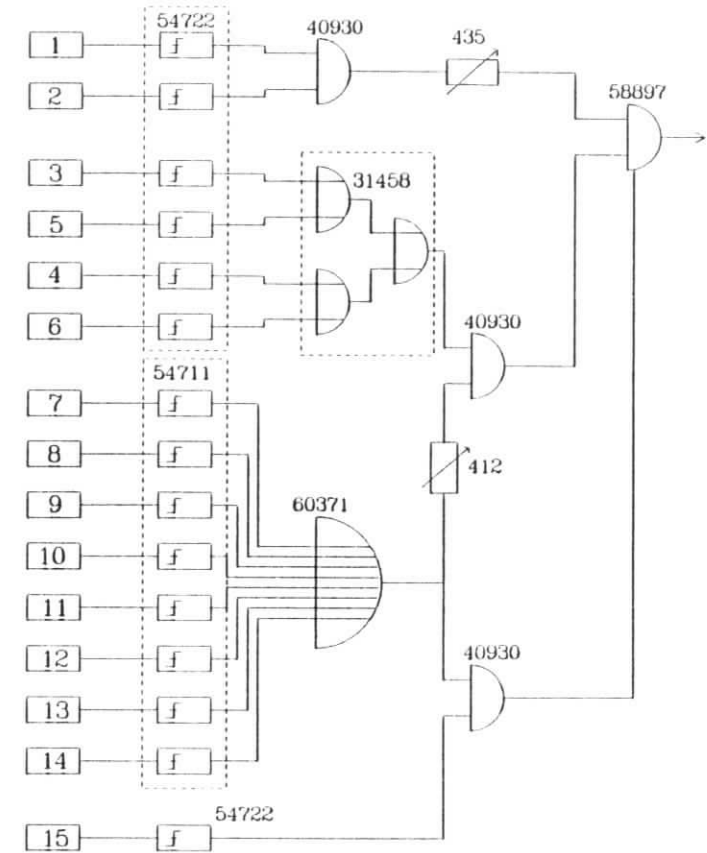


Abbildung A.1: Verwendete Bauelemente (Serien-Nr.) in der Schaltung für den Aufbau ohne Magnetfeld.

Literaturverzeichnis

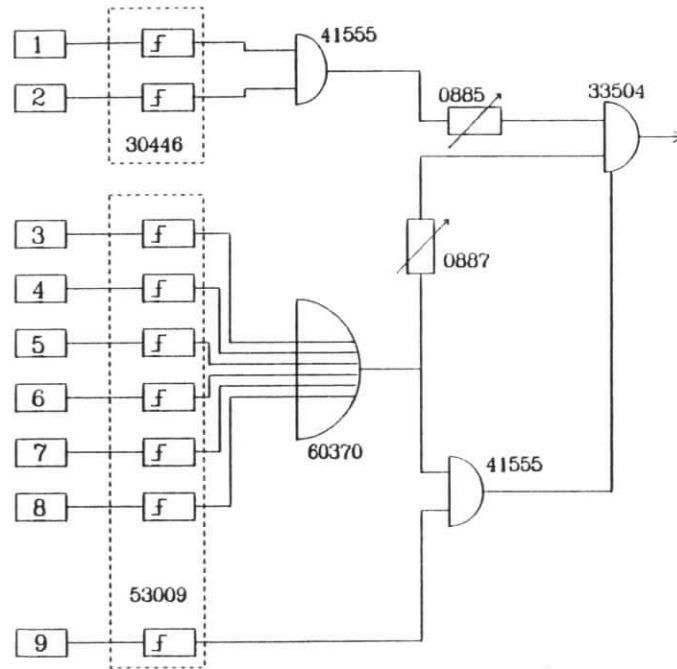


Abbildung A.2: Verwendete Bauelemente (Serien-Nr.) in der Schaltung für den Aufbau mit Magnetfeld.

- [1] Allkofer, O. C., *Cosmic Rays on Earth* Physik Daten/Physics data 25-1 1984, Fachinformationszentrum Karlsruhe, 1984
- [2] Allkofer, O. C., *Introduction to Cosmic Radiation*, Karl Thiernig, München, 1975
- [3] Wolfendale, A. W., *Cosmic Rays*, Charles Birchall & Sons Ltd., Liverpool and London, 1963
- [4] Wolfendale, A. W., *Cosmic Rays on Earth*, Adlard and Son Ltd., Dorking, Surrey, Great Britain, 1973
- [5] G. Wolf, *HERA: Physics, Machine and Experiments*, DESY preprint 86-089 (1986)
- [6] H1 Collaboration, *Technical Proposal for the H1-Detector*, Hamburg 1986
- [7] H1 Collaboration, *Technical Progress Report*, Hamburg 1987
- [8] Knoll, Glenn F., *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, New York, 1979
- [9] Particle Data Group, M. Aguilar-Benitez et al., *Review of Particle Properties*, Physics Letters 170B, April 1986
- [10] VALVO Handbuch, *Fotoervielfacher 1978-79*

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Spitzer für das interessante Thema, die Einbindung der Arbeit in das H1-Projekt sowie für seine freundliche Unterstützung recht herzlich bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. P. Waloschek. Die Zusammenarbeit mit ihm hat mit viel Freude bereitet; er hat in vielen freundschaftlichen Diskussionen zum Konzept dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Dr. P. Steffen danke ich für seine Unterstützung bei der Realisierung der Apparaturen.

Bei allen Mitgliedern der Gruppe F14 möchte ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken. Die ständige Hilfsbereitschaft der Herren J. Ahme, M. Feindt, H. Fenner, J. Harjes, J.-H. Peters und E. Schennit insbesondere bei allen Problemen mit dem Rechner-system haben zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Herrn E. Schennit danke ich außerdem für die Einführung in die Funktionsweise von Driftkammern.

Schließlich möchte ich mich noch bei den Herren H.-J. Seidel und B. Mahlke für ihre tatkräftige Hilfe beim Aufbau der Apparaturen, bei Herrn U. Kühnel für die Beschaffung vieler elektronischer Bauelemente und bei Fräulein H. Evers für die Unterstützung bei der Anfertigung einiger Graphiken bedanken.