Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Marcus Gottfried Ziegler
aus Heidelberg

März 1998

Untersuchungen von Detektorprototypen für das innere Spurkammersystem des HERA-B Experimentes

Die Diplomarbeit wurde von Marcus Ziegler ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Herrn Priv. Doz. Bernhard Schmidt

Abstract

Das Physikalische Institut der Universität Heidelberg ist im Rahmen des HERA-B Experimentes am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY/Hamburg) an der Entwicklung des Inneren Spurkammersystems beteiligt. Hier wird ein hochauflösender Spurdetektor benötigt, der bei einer Ereignisrate von 40 MHz hoher Strahlenbelastung ausgesetzt ist und Zählraten bis zu $2 \times 10^4 mm^{-2}s^{-1}$ bewältigen muß.
Im ersten Teil dieser Arbeit wurde untersucht, ob sich ein solcher Detektor aus szintillierenden Fasern herstellen läßt. Dazu wurden zum einen die Lichtausbeute verschiedener Fasern als Funktion der Strahlendosis untersucht, zum anderen wurden Fertigungsverfahren für die Herstellung der Detektoren erprobt. Prototypen wurden auch in HERA-B getestet.
Der ursprünglich für HERA-B geplante MSGC-Detektor wurde durch die Einführung der GEM-Folie entscheidend verbessert. Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde bei Labormessungen und einem Strahltest am Paul-Scherrer-Institut (Schweiz) gezeigt, daß keine Gasentladungen an den MSGC-Anoden mehr auftreten.
Die Effizienz und die Streifenmultiplizität einer GEM-MSGC bei Betrieb in einem starken Magnetfeld wurde bei einem Strahltest mit Positronen bestimmt.
Für GEM-MSGC Detektoren, die bei HERA-B eingesetzt werden, wurde das Baukonzept weiterentwickelt.

Studies on detectorprototypes for the inner-tracking-system of the Hera-B experiment

Within the HERA-B experiment at DESY (Deutschen Elektronen Synchrotron/Hamburg) the University of Heidelberg (Physikalisches Institut) is involved in developing the inner tracking system. Here, a high resolution tracking detector is needed which can stand high irradiation doses and particle flux up to $2 \times 10^4 mm^{-2}s^{-1}$ at an interaction rate of 40 MHz.
In the first part of this work the possibility of building a detector of scintillating fibres was researched. Here the light yield of different fibres as a function of iradiation dose was measured, and manufacturing technologies for building detectors were tested. Prototypes have also been tested at HERA-B.
The MSGC detector, which was originally intended for HERA-B, was improved significantly by introduction of the GEM foil. Laboratory experiments and a beamtest at Paul-Scherrer-Institut (Switzerland), showed, that no further gas discharges occurred at the MSGC anodes.
The influence of a strong magnetic field on the efficiency and stripmultiplicity of a GEM-MSGC was investigated with a positron beam.
The mechanical concept for the GEM-MSGC detectors, which were used at HERA-B, was developed further.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

1.1 Theorie zur Messung der CP-Verletzung 2
1.2 Meßprinzip bei HERA-B 3
1.3 Der HERA-B Detektor 4
1.4 Das innere Spurkammersystem 5

2 Der ITR als Faserdetektor **7**

2.1 Eigenschaften von Szintillatoren 7
2.2 Lichttransport in einer Faser 8
2.3 Aufbau eines Faserdetektors 10
2.4 Nachweis des Szintillationslichtes 12
2.5 Konstruktionsentwurf eines Faserdetektors 13

3 Aufbau eines Faser-Teststandes **15**

3.1 Bau von Detektorprototypen 15
3.2 Ankopplung des Detektors an den PM 17
3.3 Meßaufbau 20
3.4 Elektronische Auslese 21
3.5 Aufnahme eines Single-Elektron-Spektrums 22
3.6 Auswertung der PM-Signale 23
3.7 Zahl der Photoelektronen und Effizienz 24
3.8 Verspiegelung des Detektorendes 25
3.9 Bestrahlung der Fasern 26
3.10 Fehlerquellen der Meßwerte 27

4 Ergebnisse der Lichtausbeutemessungen **28**

4.1 Die untersuchten Materialien 28
4.2 Bestrahlungstests von szintillierenden Fasern 29
4.3 Bestrahlungstests von klaren Fasern 31
4.4 Kombination von szintillierenden- und klaren Fasern 33
4.5 Bestrahlung eines voll verklebten Detektors 33
4.6 Bestrahlung in N_2 - Atmosphäre 35

5 Fasertest bei HERA-B **36**
5.1 Testaufbau bei HERA-B 36
5.2 Programm zur Datenanalyse 39
5.3 Ergebnisse des HERA-B Testes 42
5.4 Diskussion der aufgenommenen Spektren 44

6 Zusammenfassung der Fasermessungen **48**

7 Funktionsweise einer GEM-MSGC **51**
7.1 Vieldrahtproportionalkammer 51
7.2 Prinzip einer MSGC 52
7.3 Sparks auf dem MSGC-Wafer 54
7.4 MSGC mit GEM-Folie 55

8 Fertigung einer GEM-MSGC **57**
8.1 Grundlegendes Baukonzept 57
8.2 Eigenschaften der verwendeten Klebstoffe 57
8.3 Kleben des Rahmens auf den MSGC-Wafer 59
8.4 Test und Handhabung der GEM-Folien 60
8.5 Klebung der Driftbox 62
8.6 Fertigstellen der GEM-MSGC 62

9 Kammertests bei niedrigen Raten **64**
9.1 Lorentzwinkel 64
9.2 Meßaufbau für den Strahltest 66
9.3 Auswertung der Daten 68
9.4 Effizienz der GEM-MSGC 69
9.5 Meßung der Lorentzwinkels 70
9.6 Streifen-Multiplizität 71

10 Kammertests bei hohen Raten **73**
10.1 Hochratentest mit Röntgenröhre 73
10.2 Schädigungen am Waferrand 74
10.3 Test mit Hadronenstrahlen am PSI 76
10.4 Ergebnisse des Detektorbetriebes 77
10.5 Mögliche Ursachen für GEM-Sparks 80

11 Zusammenfassung der GEM-MSGC Resultate **83**

Kapitel 1

Einleitung

Schaut man einen physikalischen Vorgang in einem Spiegel an, so glaubte man lange Zeit, daß es nicht möglich ist, zu unterscheiden, ob man den tatsächlichen oder den gespiegelten Prozeß betrachtet. Physikalisch bedeutet dies, daß ein Prozeß invariant (unveränderlich) unter einer Punktspiegelung (P-Transformation) ist. 1957 wurde entdeckt [WU], daß Vorgänge, bei denen die "Schwache Wechselwirkung" beteiligt ist, nicht invariant unter P-Transformation sind (P-Verletzung). Das Antineutrino, das z.B. bei einem β^--Zerfall emittiert wird, ist immer rechtshändig polarisiert. Würde man den β^--Zerfall gespiegelt betrachten, so müßte ein linkshändig polarisiertes Antineutrino entstehen. Dieses existiert aber nicht.

Man nahm daraufhin an, daß Prozesse der Schwachen Wechselwirkung immer noch invariant unter der Kombination aus C- und P-Transformation sind. Bei einer C-Transformation wird ein Teilchen in sein entsprechendes Antiteilchen überführt. Wandelt man das linkshändige Antineutrino des gespiegelten β^--Zerfalls in ein Neutrino um, so erhält man ein linkshändiges Neutrino. Dieses Teilchen gibt es wiederum.

Aber schon 1964 wurde bei dem Zerfall von neutralen K-Mesonen entdeckt, daß bei Prozessen der Schwachen Wechselwirkung auch die CP-Transformation keine Erhaltungsgröße ist [CH1]. Man spricht hier von CP-Verletzung.

Die Ursache der CP-Verletzung ist bis heute noch nicht geklärt worden. 1973 wurde aber von M. Kobayashi und T. Maskawa [KO] eine Theorie vorgeschlagen, bei der die Schwache Wechselwirkung unter gewissen Voraussetzungen automatisch CP-Verletzung liefert. Ob sich die beobachtete CP-Verletzung tatsächlich auf diese Weise erklären läßt, soll bei der Untersuchung des Zerfalls von B^0-Mesonen untersucht werden.

Die CP-Verletzung bei dem Zerfall von B^0-Mesonen zu beobachten, ist das Ziel des HERA-B Experimentes.

1.1 Theorie zur Messung der CP-Verletzung

Unter dem Einfluß der Schwachen Wechselwirkung wandelt sich ein u-, c- oder t-Quark in ein d-, s- oder b-Quark um. Für jede Umwandlung gibt es eine spezifische Amplitude V_{ik}, welche die Umwandlungswahrscheinlichkeit ausdrückt. Die neun möglichen Umwandlungen werden in der "Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Mischungsmatrix" (CKM-Matrix) zusammengefaßt:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Im Rahmen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik muß die CKM-Matrix unitär sein. Dadurch kann die Zahl der freien Parameter von neun auf vier reduziert werden und die Matrix durch drei reelle Winkel und eine imaginäre Phase dargestellt werden. Die im weiteren noch verwendete Unitaritätsbeziehung lautet:

$$V_{ud}V_{ub}^{*} + V_{cd}V_{db}^{*} + V_{td}V_{tb}^{*} = 0$$

Sie läßt sich als sogenanntes Unitaritätsdreieck in der komplexen Ebene veranschaulichen (s. Abb. 1.1). Alle drei Strecken müssen sich zu einem geschlossenen Dreieck ergänzen. Der

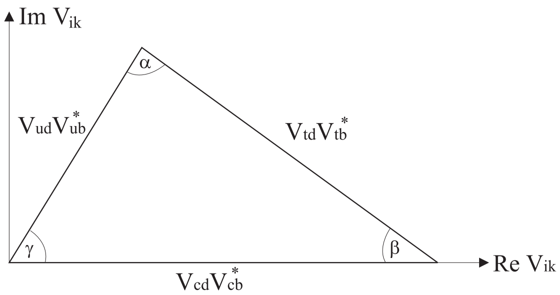

Abb. 1.1: Unitaritätsdreieck

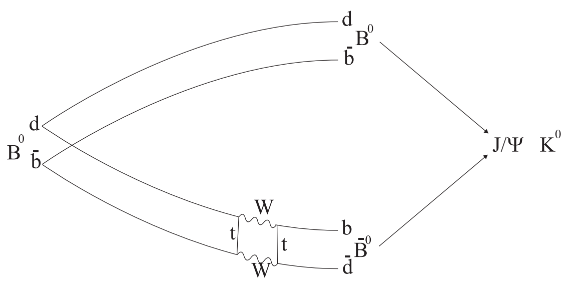

Abb. 1.2: CP-Verletzung beim B^0-Zerfall

Winkel β ist ein direktes Maß für die im HERA-B Experiment gesuchte CP-Verletzung. Ist der Winkel $\beta = 0$, so klappt das Dreieck zusammen und es existiert kein imaginärer Anteil in der CKM-Matrix.

Wendet man die CP-Operation auf einen Prozeß der Schwachen Wechselwirkung an, so läßt sich ihre Wirkung darauf reduzieren, daß die V_{ik} in das konjugiert-komplexe $V_{ik} \xrightarrow{CP} V_{ik}^{*}$ übergehen. Wäre die CKM-Matrix reell, so wäre die Schwache Wechselwirkung CP-Invariant. Das Auftreten eines Imaginärteils bedeutet aber eine CP-Verletzung.

Um im HERA-B Experiment die CP-Verletzung nachzuweisen, wird eine besondere Zerfallsreaktion der B^0-Mesonen herangezogen, nämlich der Zerfall eines B^0-Mesons ($\bar{b}d$) in ein J/Ψ-Teilchen ($c\bar{c}$) und ein K_s^0-Meson $(\bar{s}d + s\bar{d})/\sqrt{2}$. Bei der Reaktion $B^0 \to J/\Psi K_s^0$ tritt die CP-Verletzung nicht beim Zerfall des B^0-Mesons auf, sondern sie entsteht durch eine möglicherweise vorausgegangene $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ Teilchen-Antiteilchen-Umwandlung (s. Abb. 1.2). Da nicht unterschieden werden kann, ob der Endzustand direkt oder über

eine $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ erreicht worden ist, interferieren die beiden Reaktionswege. Erst diese Interferenz bewirkt eine beobachtbare CP-Verletzung.
Für den Winkel 2β ergibt sich aus dem Unitaritätsdreieck (s. Abb. 1.1) folgende Beziehung:

$$\sin 2\beta = Im\left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}}\right)$$

Hieraus ergibt sich [SC2] unter Verwendung des in Abb. 1.2 verdeutlichten Interferenzterms, daß es zur Bestimmung des Winkels β "nur" nötig ist, zu ermitteln, wie oft das B^0- und das $\bar{B}^0$-Meson in den Endzustand $J/\Psi K_s^0$ zerfällt:

$$\frac{\bar{N}(\bar{B}^0 \to f) - N(B^0 \to f)}{\bar{N}(\bar{B}^0 \to f) + N(B^0 \to f)} = \sin 2\beta \sin \Delta M t$$

Hier ist $\omega = \Delta M \sim 0,5ps^{-1}$ die Umwandlungsfrequenz im Interferenzterm, wobei ΔM die Massendifferenz zwischen dem kurzlebigen B_S^0-Meson und dem langlebigen B_L^0-Meson ist.
Dieser Zerfall wird auch als der "goldene" B-Zerfall bezeichnet, weil hier der seltene Fall vorliegt, daß eine Reaktion direkt und ohne komplizierte Korrekturen mit den fundamentalen Parametern der Schwachen Wechselwirkung zusammenhängt.

1.2 Meßprinzip bei HERA-B

In Abb. 1.3 ist eine Skizze des "goldenen" B-Zerfalls $B^0 \to J/\Psi K_s^0$ zu sehen. Ein hoch-

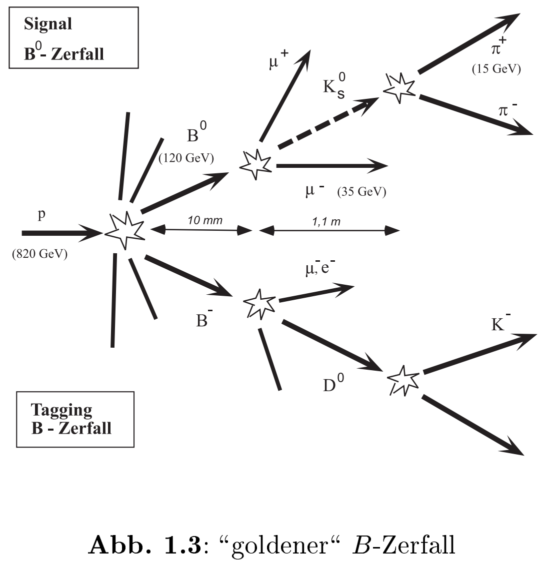

Abb. 1.3: "goldener" B-Zerfall

energetisches Proton trifft auf das Drahttarget und erzeugt ein Paar von B-Mesonen. Der erwünschte B^0-Zerfall findet in der Skizze im oberen Zweig statt. Das B^0-Meson zeichnet sich dadurch aus, daß es eine mittlere Wegstrecke von 10 cm durchfliegt, bevor es in diesem

Fall in ein J/Ψ und ein K_s^0 zerfällt. Die meisten anderen Teilchenspuren kommen direkt aus dem Targetdraht.
Von dem zerfallenen J/Ψ sind nur die entstandenen $\mu^\pm$ gezeichnet. Das K_s^0 zerfällt nach einer mittleren Wegstrecke von 1,1 m in $\pi^+\pi^-$. Die Zerfallsprodukte identifiziert man durch Impuls- und Energiemessung.
Wichtig ist nun herauszufinden, ob im oberen Zweig ein B^0 $(\bar{b}d)$ oder ein $\bar{B}^0$ $(b\bar{d})$ zerfallen ist. Dies wird mit dem sogenannten Taggingverfahren gemacht. Hier nutzt man aus, daß am Drahttarget immer ein b und $\bar{b}$ gemeinsam erzeugt werden. Man bestimmt nun den Quarkinhalt des im unteren Zweig zerfallenen B-Mesons, indem man seinen semileptonischen Zerfall beobachtet. Zerfällt ein $b \to c + e^-\bar{\nu}_e$, handelt es sich im oberen Zweig um ein B_0, zerfällt ein $\bar{b} \to c + e^+\nu_e$, handelt es sich um ein $\bar{B}_0$. Man muß also die Ladung des entstandenen Leptons bestimmen.

1.3 Der HERA-B Detektor

Das HERA-B Experiment wird beim Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg aufgebaut. Hierfür wird die letzte noch freie Wechselwirkungszone des HERA-Speicherrings genutzt. Das Experiment wird von einer internationalen Kollaboration durchgeführt, bei der ca. 250 Physiker aus 32 Instituten beteiligt sind.
Für HERA-B wird nur der Protonenstrahl, der eine Energie von derzeit 820 GeV besitzt, verwendet. Im Experiment werden mehrere Targetdrähte in den Randbereich des Protonenstrahls gefahren. Hier wechselwirken die hochenergetischen Protonen mit dem Drahttarget, wobei B-Mesonen entstehen. Deren Zerfall zu beobachten, ist die Aufgabe des HERA-B Spektrometers. Eine Skizze des HERA-B Experimentes ist in Abb. 1.4 zu sehen.
Nach dem Drahttarget durchfliegen die Teilchen den Vertexdetektor mit Silizium-Streifenzählern. Der weitere Verlauf der Teilchen wird, je nachdem ob sie dicht am Strahlrohr verlaufen (10-40 mrad) oder weiter außen (40-220 mrad), im Inner Tracker oder Outer Tracker verfolgt. Zur Impulsbestimmung ist ein starker Magnet vorhanden.
Zur Unterscheidung von K- und π-Mesonen dient ein RICH (Ring Imaging Cherenkov Counter) und für die Identifikation von Elektronen ein TRD (Transition Radiation Detector). Die Energiebestimmung wird über Schauerzähler (Elektronen, Gammastrahlen) und Myonfilter mit Drahtkammern (Myonen) durchgeführt.

Um eine statistisch verläßliche Aussage über die CP-Verletzung zu machen, benötigt man ca. 2500 der gewünschten Zerfälle. Daraus kann die erforderliche Wechselwirkungsrate und die Laufzeit des Experimentes berechnet werden.
Man geht von einer Erzeugungswahrscheinlichkeit der B^0-Mesonen von $\sim 10^{-6}$ aus. Das Verzweigungsverhältnis für den gewünschten Zerfallskanal liegt bei 3×10^{-5} und die Wahrscheinlichkeit, daß der Zerfall im Detektor nachgewiesen wird, liegt bei 9×10^{-2}. Das ergibt eine Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung und den Nachweis des Zerfalles von $2,7 \times 10^{-12}$. Für den HERA-B Detektor bedeutet dies, daß er insgesammt 10^{15} Ereignisse verarbeiten muß. Bei einer Bunch Crossing Rate von 10 MHz und der Forderung von

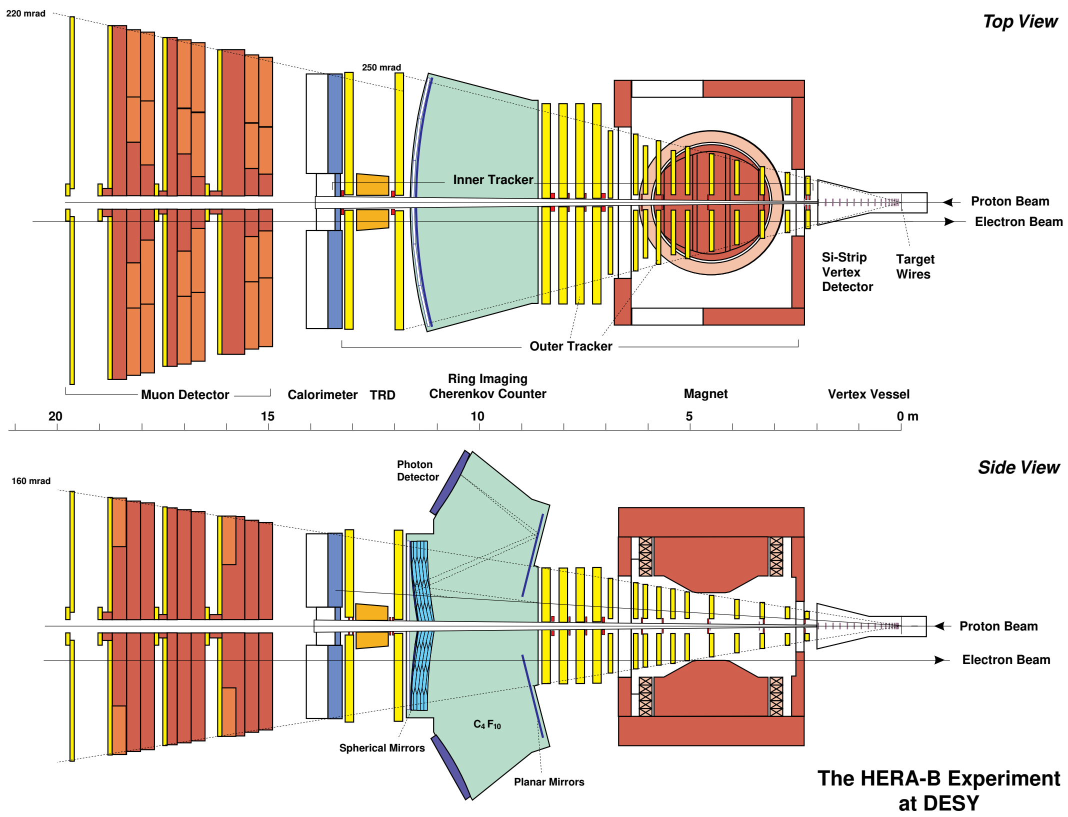

Abb. 1.4: Der HERA-B Detektor im Gesamtüberblick.

4 Ereignissen pro Bunch Crossing ergibt dies eine Wechselwirkungsrate von 40 MHz. Bei einer Jahreslaufzeit eines Beschleunigers von typisch 100 Tagen ergibt dies eine Laufzeit für das Experiment von 2-3 Jahren.
In der Verarbeitung der unglaublich großen Ereignisrate von 40 MHz liegt die Herausforderung des HERA-B Experimentes.

1.4 Das innere Spurkammersystem

Das innere Spurkammersystem, oder "Inner Tracker", hat die Aufgabe, Teilchenspuren, die nahe am Strahlrohr verlaufen, zu vermessen. Es wird von den Universitäten Heidelberg, Siegen und Zürich als Kollaboration entwickelt.
Das besondere am Inner Tracker ist, daß sehr große Teilchenflußdichten von $\sim 10^4 mm^{-2} s^{-1}$ verarbeitet werden müssen. Die Auflösung einer Inner Tracker Station soll in der Horizontalen $\Delta x \leq 100\ \mu m$ und in der Vertikalen $\Delta y \leq 1\ mm$ betragen.
Für den Bereich des Inner Tracker, der sich in Strahlrohrnähe befindet, werden extreme Strahlendosen von 1 Mrad pro Jahr erwartet. Diese dürfen über die Laufzeit des Experimentes von ca. 3 Jahren den Detektor nicht zerstören.

Die Planung sieht Detektoren von einer Größe von $25 \times 25\ cm^2$ vor, von denen jeweils vier Stück um das Strahlrohr angeordnet sind. Inner Tracker Stationen sollen an 10 verschiedenen Positionen entlang des Strahlrohrs zwischen Vertexdetektor und elektromagnetischem Kalorimeter montiert werden, wobei sich jede dieser Stationen aus mehreren Detektorlagen zusammensetzt.
Da die Einzeldetektoren nur eine Ortsauflösung entlang einer Koordinate (x-Achse) bieten, behilft man sich, indem man die Detektorlagen jeweils um einen Stereowinkel von ± 5 Grad gegeneinander dreht.
Eine Inner Tracker Station benötigt eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $\sim 95\%$ für ein minimal ionisierendes Teilchen (MIP).

Insgesamt werden für den Inner Tracker 184 Detektoren benötigt, die zusammen eine Fläche von etwa 17 m^2 abdecken. Damit müssen ca. 140.000 Kanäle ausgelesen werden.

Kapitel 2

Der ITR als Faserdetektor

Für den Inner Tracker des HERA-B Experimentes war ursprünglich ein MSGC-Detektor geplant [HE]. Es stellte sich aber im April 1996 bei einem Test am Paul Scherer Institut in der Schweiz heraus, daß auf Grund von elektrischen Überschlägen auf der MSGC Platte der Detektor, im bis dahin vorgesehenen Design, bei HERA-B nicht funktionieren kann [VI]. Eine ausführliche Beschreibung des MSGC-Detektors folgt ab Kapitel 7.
Man suchte nun nach einem anderen Konzept, einen Detektor mit entsprechenden Leistungsmerkmalen zu bauen. Die erfolgversprechende Lösung hierfür schien ein Detektor aus szintillierenden Fasern zu sein. Derartige Detektoren wurden schon mit Erfolg eingesetzt (siehe z.B. [CH2] [D0]). Deshalb erhofft man sich, einen Faserdetektor in einer vertretbaren Entwicklungszeit, bauen zu können.

2.1 Eigenschaften von Szintillatoren

Der Szintillator ist eines der ältesten Nachweisinstrumente für Teilchenstrahlen. Ursprünglich wurden geladene Teilchen dadurch nachgewiesen, daß sie beim Auftreffen auf einen Zinksulfid-Schirm Lichtblitze auslösten, die mit dem Auge registriert werden konnten.
Durchfliegt ein geladenes Teilchen ein Stück Materie, so werden die Atome ionisiert und angeregt. Diese angeregten Zustände zerfallen nach einer Zeit, die abhängig von der Lebensdauer des angeregten Zustandes ist. Bei dem Zerfall der angeregten Zustände wird die Energie in Form von Licht abgegeben.
Man unterteilt die Szintillatoren in anorganische- und organische Szintillatoren. Der Szintillationsmechanismus dieser Szintillatortypen ist grundlegend verschieden. Bei anorganischen Szintillatoren beruht der Szintillationsprozeß auf einem Effekt des Kristallgitters [NE]. Die Abklingzeiten der Szintillatoren unterscheiden sich sehr stark. So liegen z.B. die Abklingzeiten bei einem anorganischen Szintillator im Bereich von Mikrosekunden und die eines organischen Szintillators im Bereich von Nanosekunden.
Der Szintillator kann in Form eines Kristalles oder gelöst in einer Flüssigkeit vorliegen. Plastikszintillatoren gehören ebenfalls zu den flüssigkeits Szintillatoren, wobei jedoch das Lösungsmittel eine polymierbare Substanz ist. Besonders gut als Lösungsmittel ist Polystyrol geeignet.

Durchfliegt ein ionisierendes Teilchen den Szintillator, so werden hauptsächlich die Energieniveaus des Fluoreszenzstoffes (z.B. Polystyrol) angeregt. Im Zerfall der angeregten Zustände wird ultraviolettes Licht emittiert. Die Absorptionslänge dieses UV-Lichtes ist jedoch sehr kurz: Der Fluoreszenzstoff ist für sein eigenes Licht nicht transparent. Die Extraktion des Lichtes gelingt nur durch Beimischung eines zweiten fluoreszierenden Stoffes, der das primäre Fluoreszenzlicht absorbiert und Licht geringerer Frequenz isotrop reemittiert [GR]. Dabei ist darauf zu achten, daß das Emissionsspektrum des Polystyrols mit dem Absorptionsspektrum des Szintillationsfarbstoffes überlappt. Bei dem Szintillationsfarbstoff sollte der Wellenlängenbereich für die Absorbtion möglichst weit von dem Bereich der Emission entfernt sein (Stokes Shift), damit es auch hier zu geringer Selbstabsorbtion kommt.

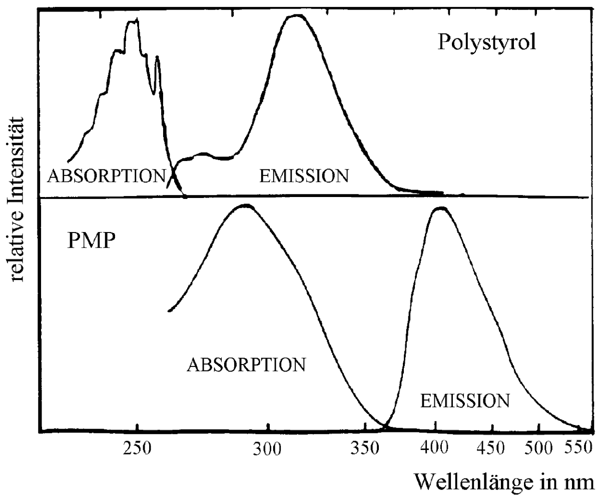

Abb. 2.1: Absorptions- und Emissionsbanden von Polystyrol und dem Szintillator PMP

In Abb. 2.1 ist dies am Beispiel des Szintillators PMP (1-Phenyl-3-mesityl-2-pyrazoline) gezeigt. Das Emissionsband des Polystyrols überlappt mit dem Absorbtionsband des PMP. Deutlich ist der ausgeprägte Stokes-Shift des PMP zu erkennen [LE].
Plastikszintillatoren haben den großen Vorteil, daß dem Szintillatormaterial eine beliebige Form gegeben werden kann. Sehr gebräuchlich ist es, Platten aus Szintillatormaterial anzufertigen oder auch lichtleitende Fasern daraus herzustellen. Für den Bau des HERA-B Inner Tracker kommt nur die Wahl solcher Lichtleiter-Fasern, die aus einem Kunststoff mit Szintillationsfarbstoff hergestellt sind, in Frage.

2.2 Lichttransport in einer Faser

Das Licht in einer szintillierenden Faser soll zum Weitertransport oder zur direkten Auslese an das Ende der Faser transportiert werden. Das Grundprinzip besteht darin, daß das Licht durch Totalreflexion in der Faser gehalten wird und sich über mehrfache Reflexion fortbewegen kann. Der Kern einer Faser besteht neben dem Farbstoff aus Polystyrol (PS). Polystyrol besizt einen Brechungsindex von n=1,59. Der Faserkern ist mit Polymethylmethacrylat (PMMA) n=1,49 ummantelt (Cladding). Dieses hat einen niedrigeren Brechungsindex als der Faserkern ($n_{Clad} < n_{PS}$). Licht, das mit einem kleineren Winkel

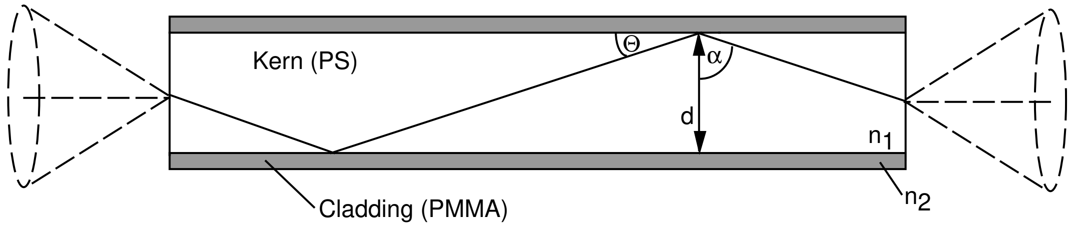

Abb. 2.2: Faser im Querschnitt. Durch die Brechungsindices bestimmter Akzeptanzkonus für den Lichteinfang

als dem Totalreflexionswinkel α auf den Kern - Cladding Übergang trifft, wird in die Faser zurückreflektiert. Hierbei gilt :

$$\sin\alpha = \frac{n_1}{n_2} = \sin(90 - \theta) = \cos\theta$$

Der Bruchteil des Lichtes, der in der Faser bleibt, beträgt bei isotroper Emission $t = 1 - (n_2/n_1)$. Für eine einfach ummantelte (single Cladded) Faser bedeutet dies, daß ungefähr 6,3% des entstandenen Lichtes in der Faser verbleibt. Dieser Anteil kann durch ein zweites Cladding (multi Cladded Faser) noch vergrößert werden. Das zusätzliche Cladding besteht aus einer Schicht fluoriertem PMMA, das einen Brechungsindex von n=1,42 besitzt. Durch die zweite Brechung innerhalb des Claddings wird der Totalreflexionswinkel verkleinert und der Anteil des nutzbaren Lichtes steigt auf 10,5%.

Das Licht, das nicht zurückreflektiert wird, durchquert allerdings auch andere parallel verlaufende Fasern. Dieses Licht wird von anderen Fasern im Idealfall nicht eingefangen, da es diese unter dem gleichen Winkel außerhalb des Akzeptanzbereiches durchquert. Abgesehen von Streueffekten trägt das ungenutzte Licht somit nicht zum Ansprechen benachbarter Fasern (Crosstalk) bei. Die Dicke des Claddings beträgt auf beiden Seiten der Faser ca. 6% des Durchmessers.

Das eingefangene Licht wird über $N = \cot\alpha L/d$ Reflexionen zum Faserende geleitet, wobei L die Faserlänge und d der Durchmesser sind. Der Faserdurchmesser definiert die Auflösung des Detektors, deshalb sollte der Durchmesser klein gehalten werden. Andererseits steigt damit aber auch die Zahl der nötigen Reflexionen. Durch Materialfehler an der Übergangsstelle Kern-Cladding kann hierbei der Reflexionskoeffizient q geringfügig verringert werden, wodurch Lichtverluste $I/I_0 = q^N$ entstehen. Die Reflexionslänge Λ_R gibt die Länge l an, auf der die Lichtintensität durch Reflexionen auf $I/I_0 = e^{-l/\Lambda_R}$ auf $1/e$ abgefallen ist. Λ_R kann parametrisiert werden [LE]:

$$\Lambda_R = \frac{1.5}{1-q} \frac{n_1}{\sin\Theta} d$$

Lichtverluste erhält man auch durch das eingebrachte Szintillatormaterial. Das vom Szintillator emittierte Licht kann vom Szintillator reabsorbiert werden und anschließend in eine beliebige Richtung emittiert werden. Daraus ergibt sich die Absorptionslänge Λ_A. Um diese Verluste gering zu halten, ist es wichtig, daß die Absorptions- und Emissionsbanden gut von einander getrennt sind (Stokes shift).
Durch kleine Dichteschwankungen im Kernmaterial kommt es zu Rayleigh Streuung, welche proportional zu λ^{-4} ist. Hierdurch kommt es auch zu einer Abschwächung des Lichtes. Diese wird durch die Abschwächungslänge Λ_{Sc} beschrieben. Bei Wellenlängen unterhalb von 400nm trägt dieser Effekt hauptsächlich zur gesamten Abschwächungslänge bei. Der

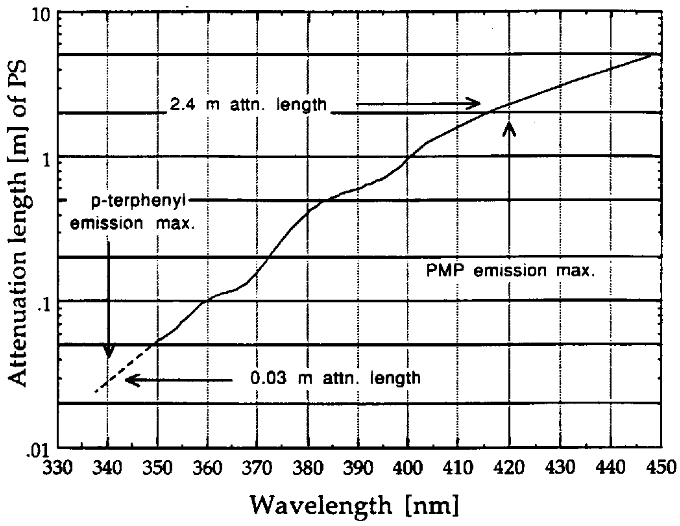

Abb. 2.3: Abschwächungslänge von PS. Man sieht den starken Abfall der Abschwächungslänge bei kurzen Wellenlängen [LE]

Verlauf der Abschwächungslänge in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Von diesem Standpunkt aus ist es günstiger, einen Szintillator zu verwenden, der bei einer größeren Wellenlänge emittiert.
Für die Gesamtabschwächungslänge (attenuation length) Λ ergibt sich:

$$\Lambda^{-1} = \Lambda_A^{-1} + \Lambda_R^{-1} + \Lambda_{Sc}^{-1}$$

2.3 Aufbau eines Faserdetektors

Bei den vorausgegangenen Simulationen, die zum Design des HERA-B Detektors geführt haben, wurde von einem MSGC-Inner Tracker ausgegangen. Hier hatte man konkrete Vorgaben, wie später die Auflösung, die Effizienz und die äußeren Abmessungen zu sein haben. Um möglichst viel von diesem Design übernehmen zu können, soll der Faserdetektor in den Punkten Auflösung, Effizienz und Abmessung einer MSGC möglichst ähnlich sein. Die ursprünglichen Überlegungen zu Streifenbreite und Pitch der Elektrodenstrukturen bei der MSGC wurden durch die Anforderungen des Experimentes bestimmt. Hierbei wurde ein Kompromiss zwischen Auflösung, Kanalzahl und Ocupancy getroffen.

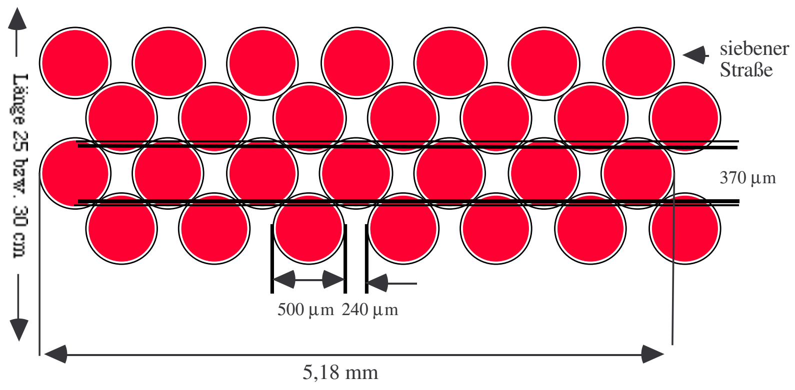

Abb. 2.4: Ausschnitt aus einem Detektor mit einer siebener Straße [SP]

Ein Detektor soll aus mehreren Lagen runder Fasern bestehen. Wenn ein Teilchen den Detektor durchquert, wird es in mehreren Fasern Licht produzieren. Um die Lichtausbeute des Detektors zu erhöhen, werden die Fasern, die bevorzugt gemeinsam Licht abgeben, auf einem Lichtleiter zusammengefaßt. Am besten eignen sich hierfür, die in jeder zweiten Lage übereinanderliegenden Fasern. Diese zusammengefaßten Fasern werden als Straße bezeichnet. So eine Straße soll analog zu den Anoden einer MSGC beim Durchgang eines Teilchens ein Signal liefern. Je nach gewählter Anzahl der Lagen und Faserdurchmesser kann die Auflösung und Lichtausbeute variiert werden. Bei einer MSGC beträgt der Abstand zwischen zwei Anoden 300 μm. Eine Straße im Detektor soll eine ähnliche Breite besitzen. Man entschied sich bei dem Design für einen Detektor aus 14 Lagen, bei dem jeweils die sieben übereinanderliegenden Fasern zusammengefaßt werden (s. Abb.2.4). Sieben Fasern lassen sich geometrisch besonders gut bündeln und auf einen Lichtleiter koppeln. Drei und vier Fasern liefern zu wenig Licht. Bei fünf und sechs Fasern wird viel Platz verschenkt und man muß einen unnötig großen Lichtleiter zum Ankoppeln verwenden.
Nach ersten Überlegungen entschied man sich für einen Faserdurchmesser von 500 μm. Diese Fasern wurden eingekauft, und alle folgenden Messungen wurden mit 500 μm Fasern durchgeführt. Spätere Überlegungen ergaben, daß die Aufteilung der Kanäle auf 64-Kanal Photomultiplier[1] bei 480 μm Durchmesser am besten aufgeht. Deshalb sollen bei HERA-B diese Fasern verwendet werden.
Wenn ein Teilchen durch das Cladding der Faser fliegt, erzeugt es hier kein Szintillationslicht. Ebenso ist es beim Durchgang durch die Zwischenräume der Fasern. Auf diese Weise entsteht eine Inhomogenität im Detektor, da das Teilchen, je nach dem, an welcher Stelle und unter welchem Winkel es den Detektor durchquert, eine unterschiedliche Wegstrecke im aktiven Bereich zurücklegt. Diese Inhomogenität kann man reduzieren, indem man die Fasern nicht einfach in der dichtesten Packung aneinander legt, sondern einen

[1] Nähre Informationen zum verwendeten Photomultiplier in Kapitel 2.4.

wohldefinierten Abstand zwischen den Fasern beibehält. Eine Computersimulation[2] er-

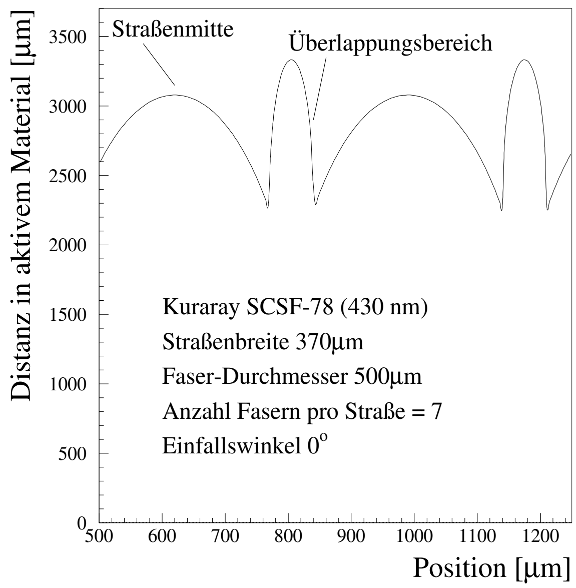

Abb. 2.5: Strecke in aktivem Material, die ein Teilchen durchquert, wenn es den Detektor senkrecht trifft

gab, daß diese Inhomogenität am geringsten ist, wenn man bei einem Faserdurchmesser von 500 μm einen Faserabstand von 740 μm einhält (s. Abb. 2.5). Dies entspricht dann einer Straßenbreite von 370 μm.

2.4 Nachweis des Szintillationslichtes

Die sieben szintillierenden Fasern einer Straße werden gemeinsam auf eine Lichtleiterfaser gekoppelt. Der Unterschied zwischen einer Lichtleiterfaser und einer szintillierenden Faser besteht darin, daß der Lichtleiterfaser kein Szintillationsfarbstoff zugesetzt ist, deshalb wird sie auch als klare Faser bezeichnet. Damit möglichst wenig Licht verloren geht, muß die Lichtleiterfaser mit ihrem Kern die gesamte Fläche der sieben Fasern abdecken. Ein Bündel von sieben 500 μm Fasern hat einen Durchmesser von 1,5 mm. Damit ergibt sich ein Durchmesser von 1,7 mm für die Lichtleiterfaser, da hier auf beiden Seiten 6% des Durchmessers für das Cladding abgezogen werden müssen.
Die Zahl der Photonen, die man aus dem Detektor zur Verfügung hat, ist sehr gering. Deshalb müssen sie möglichst effizient nachgewiesen werden. Ein Standardverfahren ist hier die Verwendung eines Photomultipliers (PM). Die Anstiegszeit eines PM-Signals beträgt

[2]Die Simulation wurde von Herrn Dr. Hans Bernd Dreis am Physikalischen Institut Heidelberg durchgeführt.

ca. 1 ns. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für blaues Licht (~ 450 nm) beträgt bei einem PM mit Bialkalikathode ca. 20%. Leider haben einzelne PM's einen großen Platzbedarf. Bei ungefähr 700 Auslesekanälen pro Detektorkomponente, ist dies nicht mehr mit einzelnen PM's zu bewerkstelligen. Man entschied sich deshalb für einen PM, der mehrere einzelne Kanäle besitzt. In der Summe aller Eigenschaften ist der 64-Kanal PM (Hamamatsu R5900-M64) von der Firma Hamamatsu [HA1] der geeignetste.

2.5 Konstruktionsentwurf eines Faserdetektors

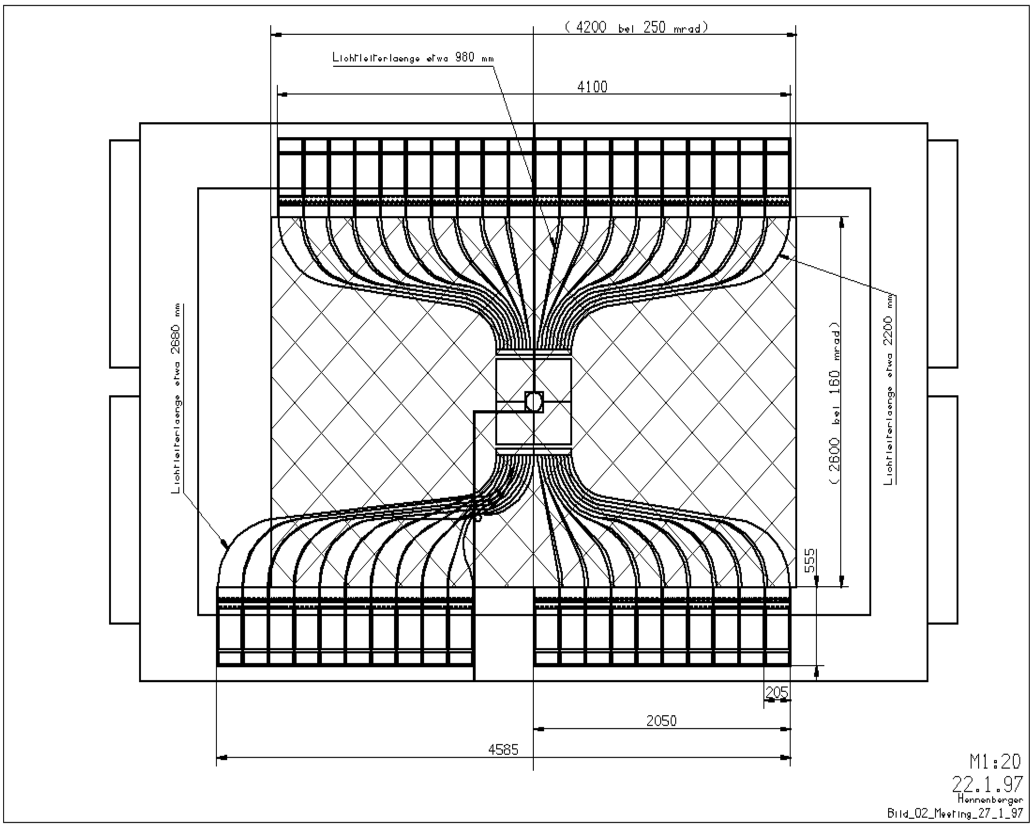

Abb. 2.6: Eine Detektorebene mit Lichtleitern und Photomultipliern

Trotz der Verwendung von 64-Kanal-Photomultipliern nehmen diese noch sehr viel Platz in Anspruch. Zudem stellt ein PM eine erhebliche Materialdicke für die im Experiment zu untersuchenden Teilchen dar. Die PM's müssen deshalb außerhalb des aktiven Bereiches des Experimentes untergebracht werden. Das Licht wird mit Lichtleiterfasern vom Detektor zu den PM's geführt. Je nachdem, an welcher Position sich der entsprechende PM befindet, müssen Strecken von 1-3 m überbrückt werden. Ein Entwurf [3] für eine De-

[3] gezeichnet von S. Hennenberger am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg

tektorlage ist in Abb. 2.6 gezeigt. Bei der Verlegung der Lichtleiter ist darauf zu achten, daß ein Biegeradius von 30 cm nicht unterschritten wird, sonst können Risse in der Faser entstehen, die den Lichttransport beeinträchtigen.
Im HERA-B Experiment befindet sich auch ein Magnet, der zur Impulsbestimmung der Teilchen dient. In dem Magneten befinden sich ebenfalls Inner Tracker Stationen. Die Effizienz der Photomultiplier wird jedoch von Magnetfeldern stark herabgesetzt. Wenn die Länge der Lichtleiter 3 m nicht überschreiten darf (Limit aufgrund des Lichtverlustes beim Transport) befinden sich die PM's bei allen denkbaren Lösungen immer noch so nah am Magneten, daß eine Abschirmung notwendig ist [HA2].

Kapitel 3

Aufbau eines Faser-Teststandes

Ob sich nach den in Kapitel 2 erörterten Gesichtspunkten ein Faserdetektor bauen läßt muss experimentell geklärt werden. Hier geht es hauptsächlich um die Effizienz des Detektors und seine Strahlenhärte, bei Teilchenraten, wie sie bei HERA-B vorkommen. Dies soll auf möglichst einfache Weise im Labor getestet werden.

3.1 Bau von Detektorprototypen

Die ersten Testdetektoren bestanden aus 6 Faserlagen, wobei die jeweils übereinanderliegenden drei Fasern zu einer Straße zusammengefaßt wurden (s. Abb. 3.1). Anfänglich lag hier die Grenze, die mit der im folgenden beschriebenen Fertigungstechnik erreicht werden konnte.

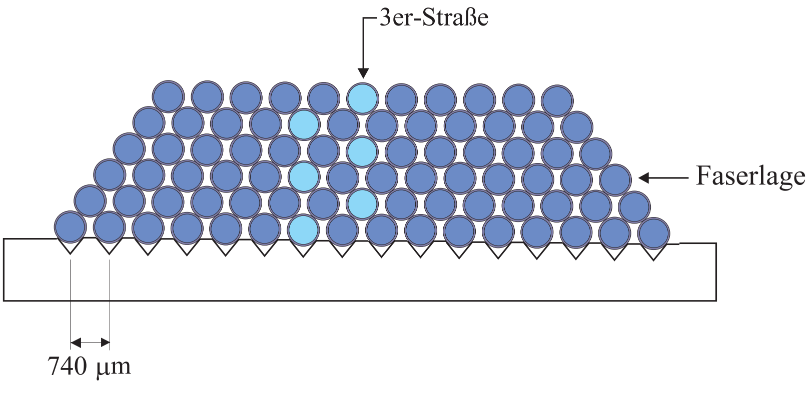

Abb. 3.1: Faserdetektor mit 3er-Straßen im Querschnitt

Als erstes wurden Versuche zur Auswahl eines geeigneten Klebstoffes durchgeführt. Hier war besonders darauf zu achten, daß der Klebstoff das Cladding der Fasern nicht angreift. Die ersten Versuche wurden mit einem dünnflüssigen Acryl-Kleber durchgeführt. Dieser Kleber hatte den Nachteil, daß er die Fasern am Detektorende nicht mit ausreichender

Festigkeit verband. Dieses Ende muß später überfräst werden, da es verspiegelt werden soll (s. Kap. 3.8). Bei der Betrachtung der überfrästen Stelle unter dem Mikroskop war zu sehen, daß die Fasern freigerüttelt wurden und das Cladding sich teilweise vom Faserkern löste. Ein weiterer Nachteil des Klebers bestand darin, daß er sehr dünnflüssig war und sich durch den Kapilareffekt die Fasern entlangzog. Dadurch war ein sauberes und definiertes Auftragen nicht möglich. Es wurden weitere Versuche mit einem Plexiglaskleber (Agovit 1900 der Firma Degussa) durchgeführt. Dieser verband die Fasern am zu überfräsenden Ende sehr gut. Das Cladding wurde beim Fräsen nicht beschädigt. Die Fasern ließen sich jedoch sehr schlecht kleben, da sich der Kleber sofort mit einer dicken Schicht um die Fasern legte, und diese Schicht fast in Sekundenschnelle sehr zäh wurde. Am besten eignete sich dann ein Acryl-Klarlack[1]. Dieser Lack hatte ein sehr gutes Fließverhalten, er zog sich nicht die Fasern entlang und legte sich auch nicht in einer dicken Schicht um die Fasern.
Um beim Bau des Detektors den gewünschten Faserabstand einhalten zu können, wurden in eine Aluminiumplatte Rillen mit einem Abstand von 740 μm gefräst. Am vorderen Ende der Platte befand sich ein aufgeklebtes Plexiglasplätchen, daß Rillen mit dem gleichen Abstand wie die Aluminiumplatte besaß (s. Abb. 3.2).

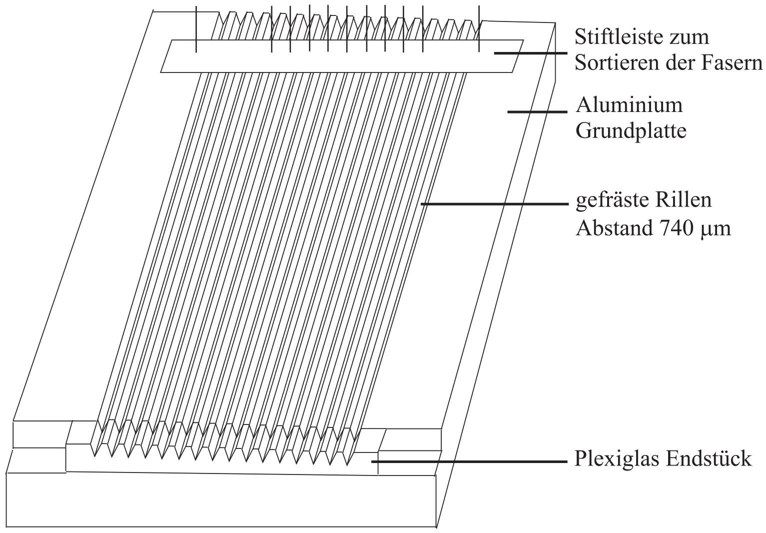

Abb. 3.2: Skizze der Klebevorrichtung zum Bau von Testdetektoren

In diese Rillen legte man die erste Faserlage. Mit einer Klebstoff-Dosiermaschine wurden in einem Abstand von ca. 2 cm dünne Klebstoff-Streifen (Acryl-Klarlack) über die Fasern gelegt. In einer zweiten Vorrichtung, die Rillen mit dem gleichen Abstand besaß, wurde die nächste Faserlage vorbereitet. Diese zweite Lage wurde auf einer Seite mit einer Klammer und auf der anderen Seite mit einem Klebestreifen fixiert. Hierdurch war es möglich, die Fasern anzuheben und definiert in die Lücken der ersten Lage zu legen. Nach leichtem Andrücken wurde der überschüssige Klebstoff mit einem Tuch abgewischt. Zum Fixieren

[1]Hochglanzlack Swing Color, Fa. BAHAG AG, Mannheim

der Fasern während des Trocknens wurden Aluminiumklötze auf die Fasern gelegt, und mit einer Schraubzwinge leicht angezogen. Nach dem Trocknen des Klebstoffes, wurde die nächste Lage in der gleichen Weise geklebt. So entstand ein pyramidenförmiger Aufbau aus sechs Schichten.
Beim Kleben wurde am hinteren Ende des Detektors ca. 1 cm nicht verklebt. Dort wurde, wie auch auf der Unterseite, ein Plexiglasplättchen mit Rillen aufgelegt. Dies diente zur nochmaligen Positionierung der Fasern. In die unverklebten Zwischenräume des Detektorendes wurde mit Hilfe einer Spritze Agovit 1900 eingespritzt.
Nach dem Aushärten des Klebstoffes, erfolgte die Behandlung der Oberfläche des Detektorendes. Hierführ wurde der Detektor auf einer Fräsmaschine aufgespannt. Zum Überfräsen wurde ein Einzahn- oder ein Diamantfräser verwendet. Der Vorschub wurde so gering wie möglich eingestellt. Trotz aller Sorgfalt mußte die Oberfläche nachpoliert werden. Hier wirkte sich aber nachteilig aus, daß der Faserkern und das Cladding unterschiedliche Härten besaßen. Nach zu starkem Polieren wurde das Cladding und der Faserkern verschieden stark abgetragen, und es kam zu einer reliefartigen Oberfläche. Die besten Oberflächen wurden mit einem Poliertuch, auf das Polierpaste für organische Gläser aufgetragen war, erreicht. Die Oberfläche durfte mit der Hand aber auch nur sehr kurz poliert werden.
Die verwendeten Fasern hatten eine Länge von 40 cm. Es wurden aber nur die ersten 20 cm verklebt. Die verbleibenden 20 cm dienten dazu, die Fasern flexibel auf die Lichtleiter zu koppeln. Es wurden jeweils die drei übereinanderliegenden Fasern zu einer Straße zusammengefaßt (hellgraue Fasern in Abb. 3.1) . Das Sortieren lief nach folgender Methode ab. Auf der Klebevorrichtung befand sich am hinteren Teil eine Leiste mit Stiften (s. Abb. 3.2). Zwischen diese Stifte wurden die Fasern sortiert. Bei der Klebung jeder Lage wurden gleich die zu einer Straße gehörenden Fasern zwischen die entsprechenden Stifte gelegt und mit Klebestreifen fixiert. Am Ende lagen in jedem Zwischenraum die drei Fasern, die zu einer Straße gehörten. Dies wurde aber nochmals getestet. Die drei Fasern der einen Seite wurden mit einer Lampe angestrahlt, und am anderen Ende des Detektors leuchteten sie dann gut sichtbar auf.
Zur besseren Handhabung und Halterung der Detektoren, wurden Plexiglasplättchen mit Agovit 1900 an die Enden des verklebten Bereiches des Detektors geklebt. Aufgrund des geringen Faserdurchmessers von 500 μm sind beim Bau eines Detektors Fingerspitzengefühl und Geduld unbedingt erforderlich.

3.2 Ankopplung des Detektors an den PM

Um den Detektor mit dem PM zu verbinden sind zwei Kopplungsstellen erforderlich, zum einen vom Detektor an die Lichtleiter und zum anderen von den Lichtleitern an den PM. Solche optischen Kopplungen sind sehr kritisch. Die aufeinandertreffenden Faserenden dürfen nicht gegeneinander verschoben sein und müssen senkrecht aufeinander treffen. Durch schlecht polierte Oberflächen an den zu koppelnden Faserenden erhält man Verluste durch Streuung. Aber auch bei guten Kopplungen rechnet man mit Verlusten von typisch 20%.
Die Ankopplung des Detektors an die Lichtleiter-Fasern wurde mit einer speziell dafür ent-

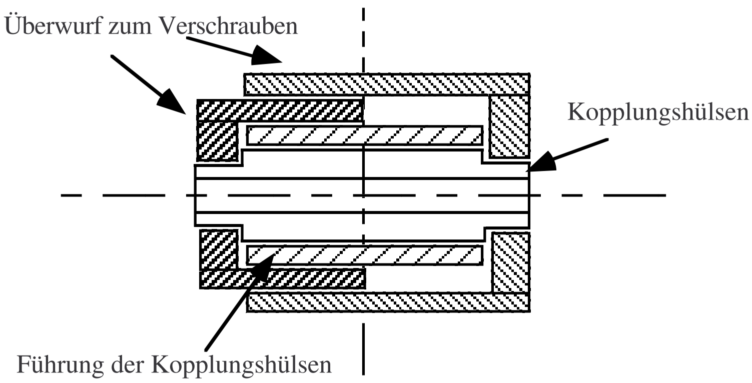

Abb. 3.3: Verschraubung zum Koppeln des Detektors an die Lichtleiter [SP]

wickelten Verschraubung vorgenommen (s. Abb. 3.3). Die drei Fasern des Detektors, die zu einer Straße gehören, wurden in eine Kopplungshülse gefädelt. Diese besaß eine Bohrung, durch die drei Fasern bei dichtester Packung gerade durchgeschoben werden konnten. Bei drei Fasern mit einem Durchmesser von 0,5 mm benötigte man eine Bohrung von 1,1 mm. Die Fasern wurden mit Agovit 1900 so eingeklebt, daß sie vorne aus der Kopplungshülse ein Stück überstanden. Die Lichleiterfaser wurde ebenfalls in eine Kopplungshülse geklebt, so daß sie leicht überstand. Hier benötigte man eine Bohrung von 1,3 mm Durchmesser, da die verwendeten Lichtleiter den gleichen Durchmesser hatten. Nach dem vollständigen Aushärten des Klebers erfolgte das Überfräsen und Pollieren der Faser-Oberfläche.
Die Kopplungshülse mit den drei szintillierenden Fasern und die Hülse mit der Lichtleiterfaser wurden in eine Führungshülse geschoben (s. Abb. 3.3). Diese Führungshülse sollte gewährleisten, daß die Fasern senkrecht aufeinander treffen. Mit einer Verschraubung wurden die Kopplungshülsen aneinander gedrückt. Die andere Seite der Lichtleiterfasern

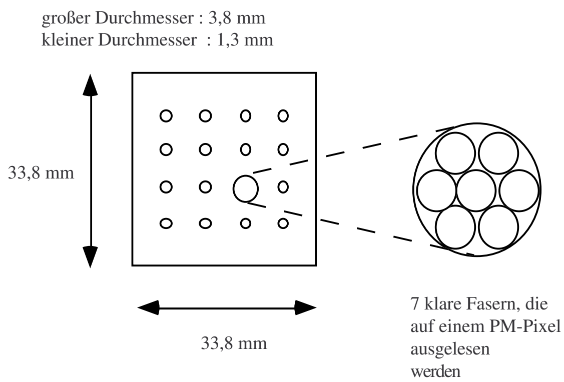

Abb. 3.4: Plexiglasblock mit eingeklebten Lichtleitern zum Ankoppeln an den PM [SP]

wurde an den Photomultiplier gekoppelt. Für unseren Testaufbau verwendeten wir einen

16 Kanal PM (Hamamatsu R5900-16) [HA1]. Dieser besaß eine quadratische Frontfläche mit 4 $\times$ 4 Pixeln. Die aktive Fläche eines Pixels ist 4 mm $\times$ 4 mm groß. Zum Ankoppeln diente ein Plexiglasblock, der genau vor den PM paßte und an den entsprechenden Stellen Bohrungen für die Fasern besaß (s. Abb. 3.4).

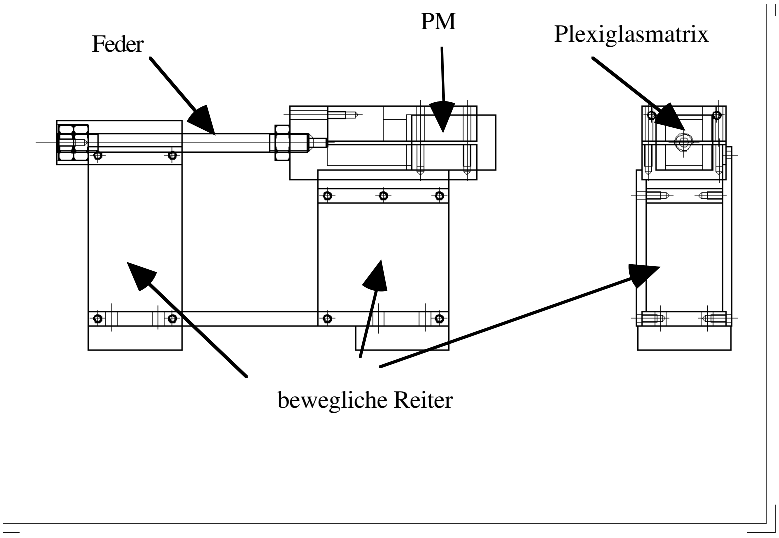

Abb. 3.5: Vorrichtung, um den Plexiglasblock mit den Fasern senkrecht auf den PM zu drücken

Man entschied sich, das Licht mehrerer Straßen auf einen PM-Pixel zu koppeln, denn es ging nicht um eine Spurrekonstruktion, sondern um die Bestimmung der Lichtausbeute. Es mußte nun nicht mehr genau eine Straße senkrecht in der Mitte getroffen werden, sondern es war egal, welche Straße in dem zusammengefaßten Bereich getroffen wurde, da das Licht sowieso auf den selben PM-Pixel geleitet wurde. Man entschied sich, sieben Lichtleiter (und damit sieben Straßen) zusammenzufassen, da sich sieben Fasern besonders gut bündeln lassen. Das Bündel hatte einen Durchmesser von 3,6 mm und paßte damit gut auf einen PM-Pixel von 4 mm $\times$ 4 mm. Dies ist aber nicht mit den sieben szintillierenden Fasern einer Detektorstraße bei dem späteren HERA-B Detektor zu verwechseln!
Die Lichtleiter wurden mit Agovit 1900 in eine Bohrung des Plexiglasblocks geklebt. Die Behandlung der Oberfläche erfolgte auf die gleiche Weise wie bei den Kopplungshülsen. Der Plexiglasblock mit den Fasern wurde mit Hilfe eines speziellen Führungsmechanismus auf den PM gedrückt (s. Abb. 3.5). Dieser Aufbau hatte den Vorteil, daß sich der Plexiglasblock sehr einfach wechseln ließ.

3.3 Meßaufbau

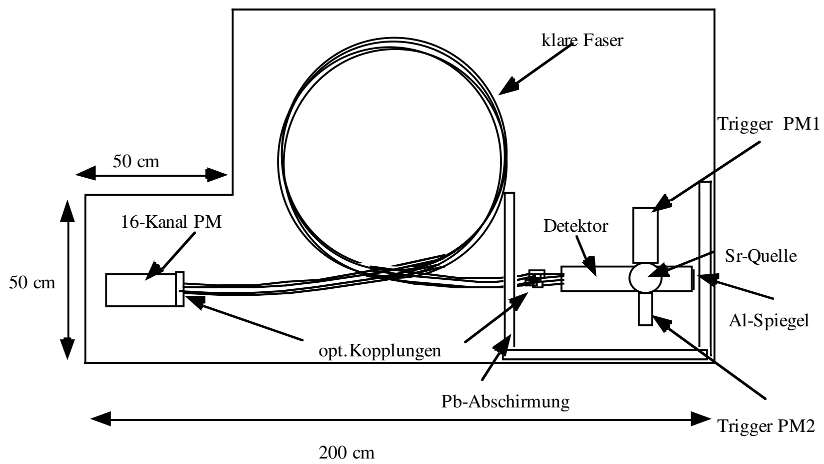

Abb. 3.6: Aufbau zum Testen der Faserdetektoren [SP]

Ziel der Messung war es, die Effizienz des Detektors unter möglichst realistischen Bedingungen zu testen. Die Auslese erfolgte deshalb über 3 m lange Lichtleiter. Dies ist die maximale Lichtleiterlänge, die bei HERA-B verwendet wird. Um zu vermeiden, daß Umgebungslicht von den Fasern eingefangen wird, befand sich der gesamte Aufbau in einer lichtdichten, mit schwarzem Samt ausgeschlagenen Holzkiste (s. Abb. 3.6).
Bei HERA-B sollen minimal ionisierende Teilchen (MIP's) nachgewiesen werden. Dies sind hochenergetische Teichen, deren Energieverlust pro Strecke $-dE/dx$ sehr gering ist. Um die MIP's im Labor zu simulieren, wurde eine Strontium Quelle verwendet. Strontium liefert Elektronen mit einer Energie von maximal 2.28 MeV. Diese haben ein p/Mc von 4,47 und zählen noch zu den MIP's.
Die Elektronen durchdrangen zuerst den Detektor und danach zwei Triggerszintillatoren. Diese wurden von PM's ausgelesen, welche in Koinzidenz geschaltet waren (s. Abb 3.7). Die Elektronen mußten, um den Trigger auszulösen, den Detektor und den ersten Szintillator durchfliegen und den zweiten Szintillator erreichen. Es mußte eine Wegstrecke von mindestens 5 mm im Plexiglas zurück gelegt werden. Der Energieverlust eines MIP's in Kohlenstoff (entspricht ungefähr dem Plexiglasszintillator) beträgt dE/dx=1,8 MeV/cm. Die Teilchen mußten demnach eine Energie von mindestens 0,9 MeV besitzen, um den Trigger auszulösen. Damit sollte verhindert werden, daß niederenergetische Elektronen aus der Quelle, die dann keine MIP's mehr waren, durch zu hohe Energiedeposition die HERA-B Verhältnisse nicht richtig simulierten.
Der erhöhte Energieverlust durch Vielfachstreuung im Detektor wurde im Mittel mit 10% abgeschätzt und damit vernachlässigt. Durch die zwei Szintillatoren in Koinzidenz sollte des weiteren verhindert werden, daß γ-Strahlung durch den Comptoneffekt den Trigger auslösen kann.

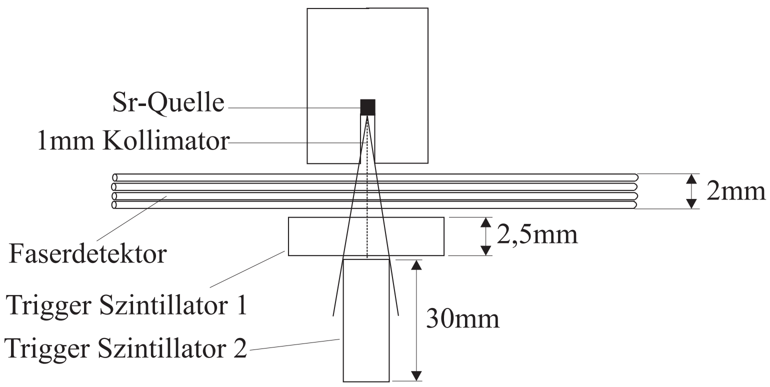

Abb. 3.7: Detektor von der Seite gesehen mit Quelle und den zwei Triggerszintillatoren

3.4 Elektronische Auslese

Aufgabe der Auslese ist es, ein Pulshöhenspektrum der Ausgangssignale des PM's aufzunehmen. Mit diesem Pulshöhenspektrum wird in der weiteren Auswertung die Effizienz des Detektors berechnet.

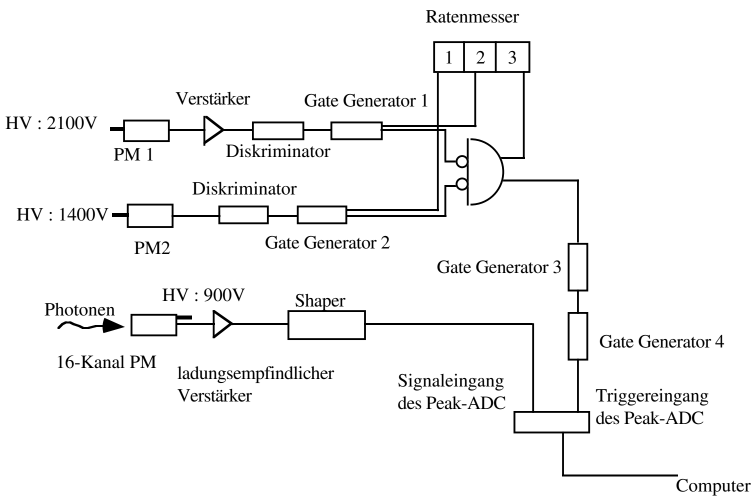

Abb. 3.8: Aufbau der Ausleseelektronik [SP]

Das Ausgangssignal des verwendeten PM's besitzt eine Pulshöhe von > 30mV und eine Anstiegszeit von ca. 1 ns. Um es mit der Peak-ADC weiter verarbeiten zu können, wird das Signal Verstärkt und mit einem Shaper integriert. Die Pulshöhe des Shaperausgangssignals ist dann proportional zu der Ladungsmenge in einem PM-Puls. Das Signal aus dem Shaper wird auf einen Peak-ADC gegeben. Dieser registriert die maximale Höhe des Signals. Der Peak-ADC ist in diesem Fall ein VME-Modul vom Type DL610. Die Auslese erfolgt mit Hilfe eines Computers und mit einem Programm zur Aufnahme des FADC Spektrums[2]. Das Startsignal für den Peak-ADC wird aus der Koinzidenzschaltung der zwei Szintillatoren abgeleitet.

3.5 Aufnahme eines Single-Elektron-Spektrums

Trifft ein Photon auf die Photokathode eines PM's, so wird mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit (der Quanteneffizienz der Photokathode) ein Elektron aus ihr herausgelöst und von den nachfolgenden Dynoden verstärkt. Dieses herausgelöste Elektron wird als Photoelektron bezeichnet. Das PM-Spektrum, das von einzelnen Photoelektronen ausgelöst wird, stellt eine wichtige Größe für die weitere Auswertung der Detektorsignale dar. Für die Aufnahme dieses "Single-Elektronen-Spektrums" ist es wichtig, daß das PM-Signal

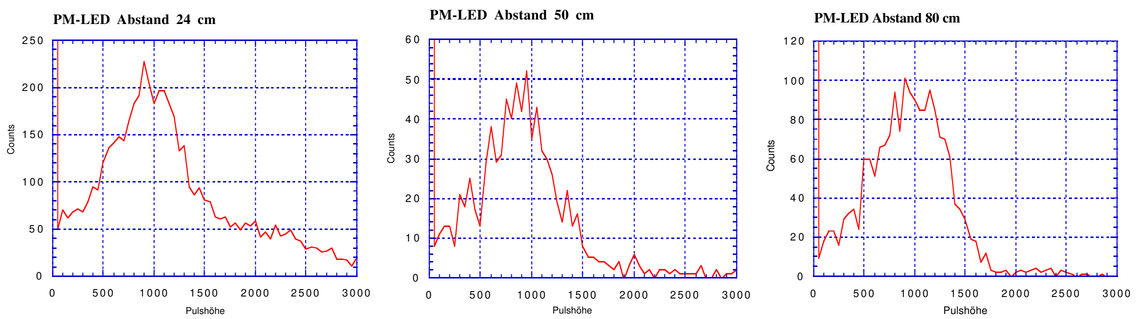

Abb. 3.9: Single-Elektron-Peaks bei verschiedenen Abständen zwischen LED und PM

jeweils von einem einzelnen Photoelektron ausgelöst wird.
Hierfür wurden auf den PM kurze, sehr schwache Lichtimpulse gegeben. Diese wurden mit einer Leuchtdiode erzeugt, auf die ein Spannungsimpuls angelegt wurde. Um das Nachleuchten der Leuchtdiode zu reduzieren, wurde sie gleich anschließend in Sperrichtung geschaltet.
Bei dem aufgenommenen Spektrum war ein charakteristischer Peak zu sehen. Seine Position und Breite änderte sich bei einem Vergrößern des Abstandes zwischen Leuchtdiode und PM nicht (s. Abb. 3.9). Es nahm nur die Zahl der registrierten PM-Pulse ab. Dies war ein Zeichen dafür, daß es sich um den Single-Elektronen-Peak handelte.
Bei den späteren Messungen wurde zur Bestimmung des Single-Elektronen-Peak's die Sr-Quelle über dem Detektor soweit dejustiert, daß sein aktiver Bereich fast nicht mehr getroffen wurde. Die Lichtmenge aus dem Detektor nahm stark ab und es ergab sich ein Single-Elektronen-Peak.

[2]Programm "FADC Readout and Analyse" wurde von Martin Feuerstak und Sebastian Hausmann am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg entwickelt

3.6 Auswertung der PM-Signale

Die Zahl der aus einer Photokathode ausgelösten Photoelektronen ist diskret. Die Individualprozesse, die zum Auslösen von Photoelektronen führen, sind voneinander unabhängig. Aus diesem Grund wird die Verteilung der Photoelektronen durch die Poissonstatistik beschrieben :

$$P(n,\mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}$$

P ist die Wahrscheinlichkeit, n Photoelektronen zu erzeugen, wenn im Mittel μ Photoelektronen entstehen.
Die Photoelektronen werden auf dem Weg zur folgenden Dynode beschleunigt, wo sie ihrerseitz wieder Sekundärelektronen auslösen. Auf diese Weise wird über 14 Dynoden das Eingangssignal verstärkt. Für die hier zu erfüllenden Anforderungen genügt es, das Ausgangssignal des Verstärkungsprozeßes durch eine Gaußverteilung zu beschreiben.
Da die Erzeugung eines Photoelektrons an der Photokathode poissonverteilt ist, wird das Ausgangssignal eines PM's durch eine Faltung von einer Gauß- mit einer Poissonfunktion beschrieben.

$$y(x) = a \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{one}} e^{\frac{-(x-m_{one}n)^2}{2\sigma_{one}^2 n}} P(n,\mu)$$

Hier ist:
m_{one} = Kanalzahl des Single-Elektron-Peaks
σ_{one} = Varianz des Single-Elektron-Peaks
n = Anzahl der Photoelektronen
Diese Funktion muß an das vom Peak-ADC aufgenommene PM-Spektrum angepaßt werden. Die anzufittenden Parameter sind die Amplitude a der Verteilung und die mittlere Zahl μ an Photoelektronen. Das Anfitten wurde mit dem Programm Mathematica[3] [4]durchgeführt. Damit das Programm zuverlässig läuft, muß die Position m_{one} und die Breite σ_{one} des Single-Elektronen-Peak's vorgegeben werden. Diese Werte sind spezifisch für einen PM und die an ihn angelegte Hochspannung.
An das aufgenommene Single-Elektronen-Spektrum (s. Kap. 3.5) wurde eine Gaußfunktion gefittet. Die dabei ermittelten Werte für den Mittelwert m_{one} und die Varianz σ_{one} wurden in das Mathematica-Progamm eingetragen. Jetzt war es möglich, aus einem aufgenommenem Impulshöhenspektrum die Zahl der im Mittel produzierten Photoelektronen zu bestimmen (s. Abb. 3.10).

[3]Mathematica: A System for Doing Mathematics by Computer/Stephan Wolfram; Wolfram Research Inc. 1988
[4]Das Auswerteprogramm wurde von B. Schmidt und M. Hildebrandt am Physikalischen Institut Heidelberg geschrieben

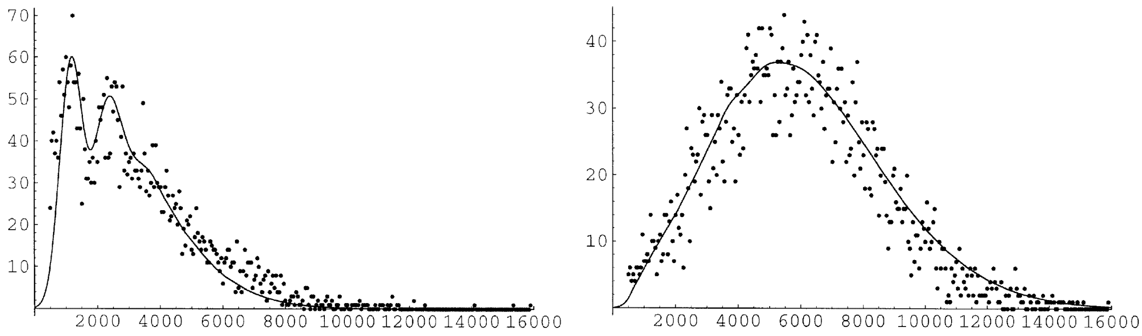

Abb. 3.10: PM-Spektrum (Punkte) mit Mathematica-Fit (durchgezogene Linie), für 2,25 PE (links) und 5,27 PE (rechts).

3.7 Zahl der Photoelektronen und Effizienz

Aus der Zahl der Photoelektronen läßt sich sehr einfach die Effizienz des Detektors berechnen. Mit der Zahl der Photoelektronen (PE) ist im Folgenden immer der Mittelwert μ der Poissonverteilung gemeint.
Die Ineffizienz des Dedektors ergibt sich aus $P_{(0)} = e^{-\mu}$. Dies gibt die Wahrscheinlichkeit an $n = 0$ Photoelektronen und somit kein Signal am PM zu erhalten.
Die Berechnung der Effizienz soll an einem Beispielwert von 2,4 Photoelektronen gezeigt werden. Eine Poissonverteilung mit einem Mittelwert von $\mu = 2.4$ ist in Abb. 3.11 gezeigt. Die Höhe jedes Balkens im Diagramm gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit man eine

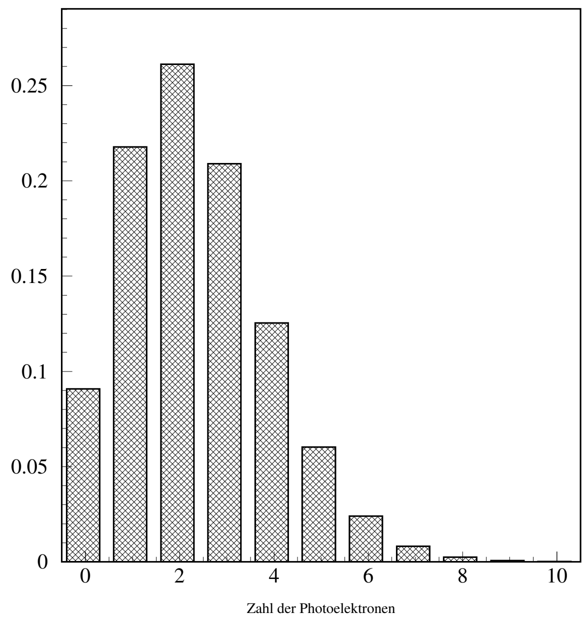

Abb. 3.11: Poissonverteilung mit einem Mittelwert von 2.4

bestimmte Zahl n an Photoelektronen erhält. Man erhält $n = 0$ PE mit einer Wahrscheinlichlkeit von 9,1%. Dies ist ein Maß für die Ineffizienz des Detektors. Daraus ergibt sich eine Effizienz von 90,9%.
In der nachfolgenden Tabelle ist für verschiedene mittlere Photoelektronenzahlen die daraus resultierende Effizienz des Detektors berechnt:

Mittlere Zahl der PE	1 PE	2 PE	3 PE	4 PE	5 PE
Effizienz	63,2%	86,5%	95,0%	98,2%	99,3%

3.8 Verspiegelung des Detektorendes

Licht, das in einer szintillierenden Faser erzeugt wird, breitet sich zu gleichen Teilen nach beiden Seiten in der Faser aus. Es ist aber nur eine Seite des Detektors an den PM angeschlossen. Damit würde man die Hälfte des von der Faser eingefangenen Lichtes nicht nutzen. Aus diesem Grund ist es sinnvoll eine Detektorseite zu verspiegeln.
Die Verspiegelung wurde an der überfrästen Detektorseite (s. Kap. 3.1) angebracht. Dazu wurde in einer dünnen Schicht optisches Fett[5] aufgetragen und ein spiegelndes Material durch Andrücken aufgeklebt. Getestet wurden folgende Materialien: ein mit Aluminium bedampftes Glas (planverspiegelt), bedampfte Hostafanfolie und Aluminiumfolie. Um einen Vergleich zwischen den Verspiegelungen zu bekommen, wurde jeweils die Zahl der Photoelektronen gemessen. Es wurde ein Detektor verwendet, der aus Kurarayfasern bestand (grüner Szintillator 3HF). Es ergaben sich folgende Ergebnisse:

Art der Verspiegelung	Zahl der Photoelektronen	Relativer Lichtgewinn
unverspiegelt	1,82 PE	1,00
hostafanverspiegelt	2,55 PE	1,40
planverspiegelt	2,64 PE	1,45
aluminiumverspiegelt	3,19 PE	1,75

Das beste Ergebnis wurde mit der Aluminiumfolie erzielt. Die Zahl der Photoelektronen konnte um den Faktor 1,75 erhöht werden. Diese Zahl schwankt aber um bis zu 15%, je nachdem wie das Stück Aluminiumfolie aufgedrückt wird. Sehr gute Ergebnisse erzielt man, wenn man etwas optisches Fett auf die Aluminiumfolie tupft und die Aluminiumfolie an das Detektorende drückt. Abschließend sollte man noch einmal kräftig mit dem Finger darüber streichen und es dann möglichst unberührt lassen. Auf diese Weise wurden alle zu messenden Detektoren verspiegelt.

[5]optisches Fett: Rhodorsil CAF 4, Rhone-Poulenc, F-69191 Saint-Fons Cedex

3.9 Bestrahlung der Fasern

Bei dem Betrieb von HERA-B soll eine Ereignisrate von 40 MHz benutzt werden. Die Teilchenspurdichte am Strahlrohr beträgt dabei ca. $10^4 s^{-1} mm^{-2}$, sie fällt mit einer 1/r Abhänigkeit nach außen ab. Damit wird der aktive Bereich des Inner Tracker an dieser Stelle einer Strahlenbelastung von ca. 1 Mrad/Jahr ausgesetzt. Um die dadurch verursachten Strahlenschäden abschätzen zu können, wurden die Detektoren mit einer Kobalt-60 Quelle bestrahlt[6]. Die Strahlenleistung der Quelle betrug 50 krad/h in 5 cm Abstand zur Quellenoberfläche. Kobalt-60 zefällt in einem β^- - Zerfall und liefert Elektronen mit einer Energie von bis zu 0,316 MeV. Die Strahlenschädigung wurde aber durch die gleichzeitig ausgesandten Photonen (Energien von 1,173 MeV und 1,333 MeV) verursacht.

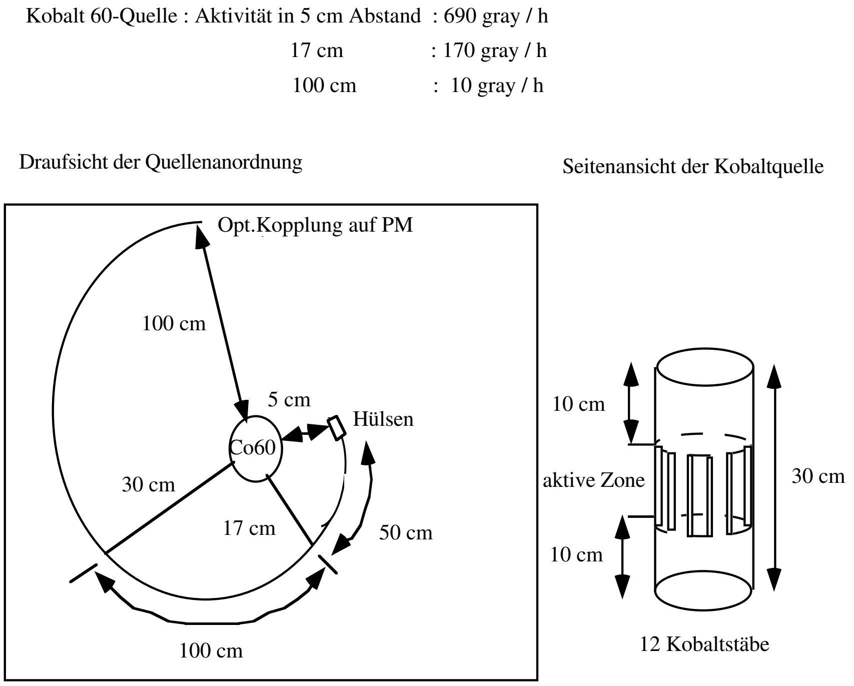

Abb. 3.12: Kobalt-60 Quelle der BASF mit Bestrahlungsgeometrie der klaren Fasern [SP]

Bei HERA-B findet ein intensiver Beschuß mit Hadronen statt. Es ist nicht klar, ob die Photonen aus der Kobaltquelle die gleiche Schädigung hervorrufen. Messungen zu Strahlenschäden an szintillierenden Fasern wurden auch durch das Institut für Hochenergiephysik in Zeuthen am Hahn-Meithner Institut in Berlin durchgeführt. Die Fasern wurden dort auch mit Protonen und Elektronen bestrahlt. Hier zeigten sich aber keine grundlegenden Unterschiede in den Strahlenschäden [AS1].
Die Kobalt-60 Quelle befand sich fahrbar unterhalb eines Tisches in einer Abschirmung und konnte mit einem externen Steuergerät über den Tisch gefahren werden. Die zu bestrah-

[6]Kobalt-60 Quelle, Isotopenlabor der Firma BASF in Ludwigshafen

lenden Detektoren standen in einem Abstand von 5 cm neben der Quelle. Die Detektoren wurden auf der gesamten Fläche gleichmäßig bestrahlt. Die klaren Fasern hingegen werden bei HERA-B auf ihrer Länge von bis zu 3 m stark unterschiedlichen Strahlenbelastungen ausgesetzt. Um dies dem Experiment möglichst realistisch nachzuempfinden, wurden die Fasern in einer Spiralbahn um die Quelle gelegt (s. Abb. 3.12).

3.10 Fehlerquellen der Meßwerte

Zum Testen der Detektoren wird eine Strontiumquelle verwendet. Diese befindet sich über dem Detektor und ist auf 1 mm kollimiert (s. Abb. 3.7). Vor jeder Messung muß die Quelle auf dem Detektor senkrecht zur Faserrichtung justiert werden, damit die mittleren Straßen möglichst gut getroffen werden. Mit Hilfe eines MCA (Multi Channal Analyser), der an ein Oszilloskop angeschlossen ist, kann sehr schnell ein Pulshöhenspektrum der PM-Signale aufgenommen werden. Die Quelle wird so justiert, daß das Maximum des aufgenommenen Pulshöhenspektrums bei einem möglichst hohen Kanal liegt. Ist die Quelle auf dem Detektor schlecht justiert, erhält man auf Grund der geringen Lichtausbeute ein Single-Elektron-Spektrum. Mit dieser Methode läßt sich die Quelle auf ca. 0,3 mm genau auf dem Detektor justieren. Durch diese Justierunsicherheit ergibt sich ein Meßfehler von 3,6% für die Bestimmung der Lichtausbeute.

Bei der Verspiegelung des Detektorendes mit Aluminiumfolie treten ebenfalls Abweichungen auf (s. Kap. 3.8). Durch Mittelung mehrerer Messungen ergab sich auf Grund des unterschiedlichen Anbringens der Aluminiumfolie, Schwankungen der Lichtausbeute von 9,3 %.

Als weitere Fehlerquelle wurden die optischen Kopplungen untersucht. Die Kopplungen zwischen Detektor und Lichtleiterfasern wurden mehrfach gelöst und wieder verschraubt. Dabei war allerdings kein Unterschied in der Lichtausbeute zu registrieren.

Aus diesen Betrachtungen ergibt sich ein Gesamtfehler für die Bestimmung der mittleren Photoelektronenzahl von 10 %. Dieser Fehler ist bei den folgenden Ergebnissen nicht mehr aufgeführt.

Kapitel 4

Ergebnisse der Lichtausbeutemessungen

Bei dem Bau eines Faserdetektors werden zwei Typen von Fasern verwendet, zum einen szintillierende Fasern, aus denen der eigentliche Detektor aufgebaut ist, und zum anderen Lichtleiterfasern (klare Fasern), die das im Detektor entstandene Licht zum Photomultiplier leiten. Es gibt verschiedene Hersteller, die Fasern anbieten. Diese Fasern haben dann unterschiedliche Szintillationsfarbstoffe und unterscheiden sich auch in der Verarbeitungsqualität. Ziel der folgenden Messungen war, herauszufinden, welche Fasern sich für das HERA-B Experiment am besten eignen. Im Besonderen geht es darum, die Lichtausbeute der Fasern zu bestimmen und wie sich unter Bestrahlung die Lichtausbeute der szintillierenden Fasern und die Transmissionseigenschaften der klaren Fasern verändern.

4.1 Die untersuchten Materialien

Folgende szintillierende Fasern wurden getestet:

Hersteller	Bezeichnung der Faser	Emissionsmaximum
Bicron	BCF-12	435 nm
Kuraray	SCSF-78M (Kuraray blau)	430 nm
Kuraray	3HF (1500)M (Kraray grün)	530 nm
Kuraray	PMP 450 (3000)M	450 nm
PolHiTech	0246B	460 nm

Alle szintillierenden Fasern haben ein Double Cladding und einen Durchmesser von 500 μm. Sie emittieren alle bis auf die Kuraray 3HF-Fasern im blauen Bereich. Hier hat der PM seine maximale Empfindlichkeit. Bei dem Licht der grün emittierenden Fasern von Kuraray ist die Empfindlichkeit des PM's bereits um die Hälfte reduziert. Der grüne 3HF-Farbstoff soll aber besonders strahlenhart sein. Zudem ist die Abschwächungslänge durch die Rayleigh-Streuung für grünes Licht größer als für blaues Licht (vgl. Kapitel 2.2), was bei der Verwendung von bis zu 3 m langen Lichtleitern vorteilhaft sein kann.

Folgende klare Fasern wurden getestet:

Hersteller	Bezeichnung der Faser
Bicron	BCF-98
Kuraray	Kuraray clear fibres
PloHiTech	PolifiOP-2-120

Alle getesteten klaren Fasern haben ein Double Cladding und einen Durchmesser von 1,2 mm.

4.2 Bestrahlungstests von szintillierenden Fasern

Aus den zu testenden Fasern wurde ein Detektor gebaut, der drei Fasern pro Straße besaß. Bei einem Detektor mit sieben Fasern pro Straße bereitet es Probleme, den Detektor und gleichzeitig die beiden Triggerszintillatoren zu durchleuchten. Des weiteren waren Detektoren mit 3er-Straßen einfacher zu bauen.
Alle sieben Straßen eines Detektors wurden über Lichtleiterfasern an einen PM-Pixel angeschlossen. Als Lichtleiter sind, wenn es nur um den Test der Detektoren ging, die Kuraray Clear Fibers mit einer Länge von 3 m verwendet worden. Mit dem im vorigen Kapitel beschriebenen Aufbau wurde ein Pulshöhenspektrum der PM-Impulse aufgenommen, aus dem mit Hilfe von Mathematica die mittlere Zahl an produzierten Photoelektronen berechnet wurde.

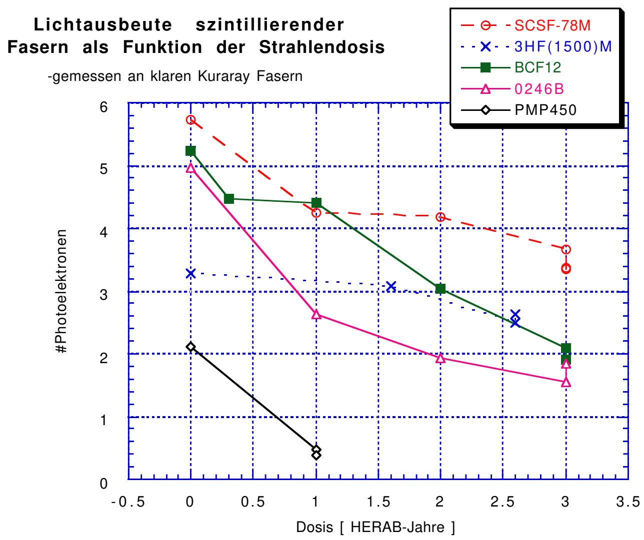

Abb. 4.1: Zahl der registrierten Photoelektronen der einzelnen Detektoren in Abhängigkeit von der Strahlendosis

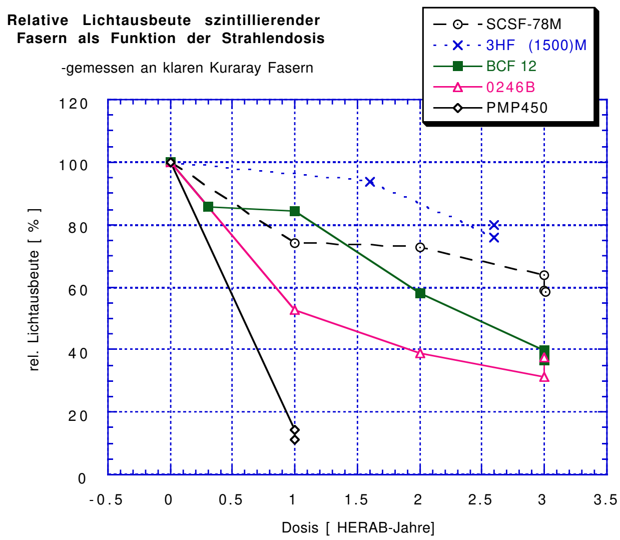

Abb. 4.2: Relative Lichtausbeute in Abhänigkeit der Strahlendosis. Die %-Angaben beziehen sich auf die Lichtausbeute des unbestrahlten Detektors.

In Abb. 4.1 ist die Zahl der registrierten Photoelektronen in Abhängigkeit von der verabreichten Strahlendosis gezeigt.
Die Messung der Lichtausbeute wurde nach der Bestrahlung so schnell wie möglich durchgeführt (maximal nach einem Tag). Es besteht aber die Möglichkeit, daß durch die Bestrahlung ein unbekannter chemischer Prozeß in der Faser begonnen hat, der über einen längeren Zeitraum die Faser verändert. Um dies festzustellen wurde die Lichtausbeute regelmäßig kontrolliert. Die Zeit, nach der die letzte Kontrollmesung durchgeführt wurde, ist hier für die verschiedenen Detektoren aufgelistet:

Fasertype	Zeit zwischen Bestrahlung und letzter Messung
SCSF-78M	31 Tage
3HF (1500)M	50 Tage
BCF 12	50 Tage
0246B	50 Tage
PMP 450	65 Tage

In der Abb. 4.1 ist die Lichtausbeute nach der letzten Messung durch den zweiten Punkt am Ende der Kurve gekennzeichnet. Innerhalb der Fehlergrenzen (s. Kap. 3.10) konnte keine zeitliche Änderung der Lichtausbeute festgestellt werden. Ein Effekt, der auf eine Erholung der Fasern rückschließen läßt, wurde nicht beobachtet.
In Abb. 4.2 ist die relative Abnahme der Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Strahlendosis aufgetragen. Die Zahl der Photoelektronen des unbestrahlten Detektors wurde auf 100% gesetzt. Damit kommt man für die einzelnen Fasertypen zu folgenden Ergebnissen:

- Kuraray SCSF-78M (Kuraray blau): Dieser Detektor lieferte im unbestrahlten Zustand die meisten Photoelektronen. Bei dem getesteten Detektor mit drei Fasern pro Straße ergaben sich 5,7 [1] Photoelektronen (PE). Nach einer Strahlenbelastung, die drei Jahren HERA-B entspricht, sank die Zahl der Photoelektronen auf 3,67 ab. Dies entspricht einem Abfall auf 64%. Im Vergleich zu den anderen Detektoren lieferte dieser nach der Bestrahlung immer noch die höchste Zahl an Photoelektronen.

- Kuraray 3HF (1500)M: Dieser, als einziger im grünen Bereich emittierende Detektor, hatte im unbestrahlten Zustand eine vergleichsweise geringe Photoelektronenausbeute von 3,3 PE. Der Szintillationsfarbstoff ist allerdings sehr strahlenhart. Nach einer Bestrahlung mit 2,6 HERA-B Jahren sank die Zahl der Photoelektronen nur auf einen Wert von 76%, dies entspricht 2,6 PE.

- Kuraray PMP 450: Die Zahl der Photoelektronen im unbestrahlten Zustand war sehr gering, 2,1PE. Bereits nach der Bestrahlung mit einem HERA-B Jahr sank die Zahl auf 0,5 PE.

- Bicron BCF 12: Der Detektor hatte im unbestrahlten Zustand eine relativ hohe Zahl von 5,3 Photoelektronen. Diese Zahl sank aber nach der Bestrahlung mit drei HERA-B Jahren auf 2,1 PE, dies waren 40% des unbestrahlten Wertes.

- PolHiTech 0246B: Im unbestrahlten Zustand lag die Zahl der Photoelektronen bei 5,0 PE. Nach drei HERA-B Jahren ist sie auf 1,5 PE abgefallen, das entspricht einem Abfall auf 31%.

4.3 Bestrahlungstests von klaren Fasern

Die Strahlenbelastung im HERA-B Experiment beeinflußt auch den Lichttransport in den klaren Fasern. Diese können getrübt werden. Wie die Bestrahlung der klaren Fasern vorgenommen wird, ist in Kapitel 3.9 beschrieben. Alle zu testenden klaren Fasern haben eine Länge von 3 m.
Für die Messung des Transmissionsverhaltens wurden die unbestrahlten sowie die bestrahlten klaren Fasern jeweils mit einem unbestrahlten Kuraray SCSF-78M als Referenzdetektor verbunden. Bei den einzelnen Messungen wurden also jeweils nur die klaren Fasern ausgetauscht.
Die gemessenen absoluten und relativen Photoelektronenzahlen sind in Abb. 4.3 zu sehen. Die klaren Fasern werden in 1 HERA-B Jahresschritten bestrahlt. Nach der letzten Bestrahlung (auf 3 HERA-B Jahre), wurden im Anschluß mehrere Messungen durchgeführt, um die zeitliche Entwicklung der Lichtausbeute zu verfolgen. Die letzte Messung wurde nach folgenden Zeiten durchgeführt: Kuraray Fasern nach 47 Stunden, Bicron Fasern nach 1154 Stunden und PolHiTech Fasern nach 1178 Stunden.

[1] Bei weiteren Messungen mit Detektoren der gleichen Fasersorte wurden sogar 6,4 Photoelektronen gemessen

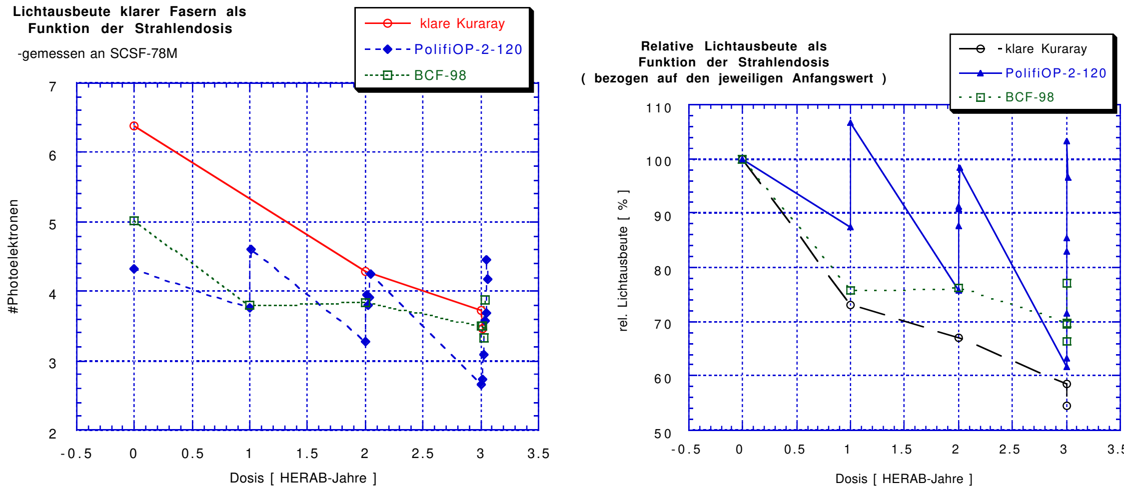

Abb. 4.3: Absolute und relative Photoelektronenzahlen der getesteten klaren Fasern

- Mit den klaren Kuraray Fasern im unbestrahlten Zustand wurde die höchste Photoelektronenzahl gemessen. Dieser Meßwert stimmt innerhalb des Fehlers mit dem Meßwert des andern SCSF-78M Detektors, der bei den Messungen mit unterschiedlichen szintillierenden Fasern verwendet wurde, überein. Nach 3 HERA-B Jahren Bestrahlung sinkt die Zahl der Photoelektronen auf 59% ab. Eine Wiederholungsmessung dieses Wertes nach einiger Zeit zeigte innerhalb des Fehlers keine Veränderung der Lichtausbeute, also keine Erholung.

- Die Bicron Fasern liefern im unbestrahlten Zustand eine deutlich geringere Photoelektronenausbeute als die Kuraray Fasern (79% des Kuraray Wertes). Diese Fasern werden aber durch die Bestrahlung nicht so sehr geschädigt. Die Zahl der Photoelektronen sinkt auf 69 % des unbestrahlten Wertes. Auch diese Fasern zeigten nach max. 1154 Stunden keine Veränderung der Lichtausbeute.

- Die PolHiTech Fasern liefern im unbestrahlten Zustand nur 68% der Photoelektronen der Kuraray Fasern. Nach der Bestrahlung mit einem HERA-B Jahr sank die Zahl der Photoelektronen auf 87% des Wertes der unbestrahlten Fasern. Nach einer Zeit von 72 Stunden stieg aber die Zahl der Photoelektronen wieder auf den vollen Wert an. Genauso verhielt es sich nach der zweiten Bestrahlung auf 2 HERA-B Jahre. Dieses Mal dauerte es allerdings 120 Stunden bis der Anfangswert erreicht war. Nach der dritten Bestrahlung dauerte es 770 Stunden bis zum Erreichen des Anfangswertes. Bei diesen Fasern wurde erstmals ein Effekt beobachtet, der als Recovery bezeichnet wird.

4.4 Kombination von szintillierenden- und klaren Fasern

Um eine Aussage darüber treffen zu können, wie hoch bei HERA-B die tatsächliche Lichtausbeute sein wird, wurde das Gesamtsystem aus szintillierenden Fasern und Lichtleiterfasern entsprechend bestrahlt. Als Material für den Detektor wurden die Kuraray SCSF-78M Fasern verwendet, diese zeigten die beste Lichtausbeute. Bei den klaren Fasern wurden die Kuraray und die PolHiTech Fasern verwendet. Nach der Bestrahlung mit einer Dosis,

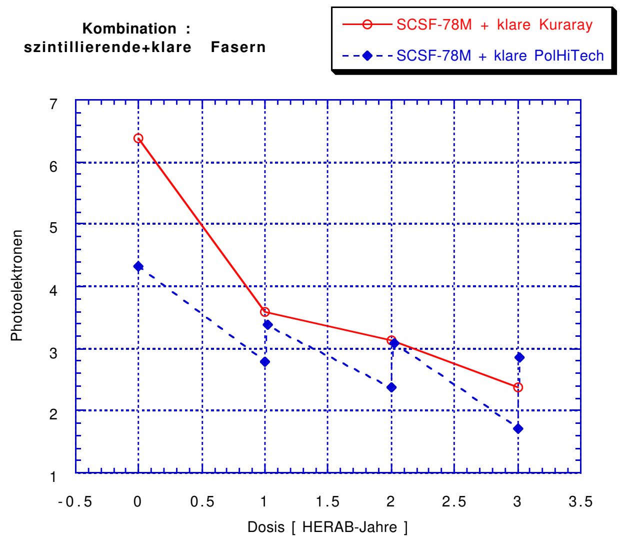

Abb. 4.4: Photoelektronenzahl des Gesamtsystems aus szintillierenden Fasern und Lichtleiterfasern als Funktion der Strahlendosis

die drei HERA-B Jahren entspricht, erhält man aus der Kombination Kuraray SCSF-78M + Kuraray klare Faser 2,4 Photoelektronen. Dies entspricht ungefähr dem Wert aus der Kombination Kuraray SCSF-78M + PolHiTech klare Fasern. Diese liefert direkt nach dem Bestrahlen 1,7 PE und nach dem Recovery der klaren Fasern 2,9 PE.

4.5 Bestrahlung eines voll verklebten Detektors

Es besteht die Möglichkeit, daß die Alterungseffekte der szintillierenden Fasern sich unter Luftabschluß verändern. Um dies zu testen, wurde ein Kuraray SCSF-78M Detektor auf eine andere Weise verklebt. Normalerweise wird der Klebstoff in schmalen Streifen quer zu den Fasern mit einem Abstand von ca. 2 cm aufgetragen. Der jetzt getestete Detektor wurde beim Bau auf der gesamten Fläche längs der Fasern mit Klebstoff eingestrichen. Dieser Klebstoff in den Faser-Zwischenräumen soll verhindern, daß die Fasern direkten Luftkontakt haben. Luft kann jetzt nur noch durch Permeation an die Fasern des Detektors gelangen. Des weiteren wurde dem Klebstoff weiße Acrylfarbe beigemischt, die Titandioxid als weißes Pigment enthält. Ungefähr 90% des in der Faser entstandenen Szintillationslichtes liegt mit seinem Emissionswinkel außerhalb des Akzeptanzkegels für einen Weitertransport in der Faser. Durch die weiße Verklebung soll dieses Licht wieder in die Faser zurückgestreut werden, und kann damit eventuell doch eingefangen werden. Man erhofft sich durch die weiße Farbe eine geringere Alterung aufgrund des Luftabschlusses und eine bessere Lichtausbeute durch das in die Faser zurückgestreute Licht.

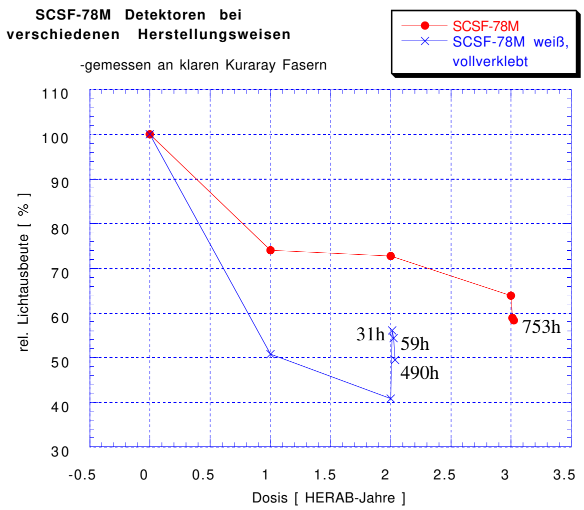

Abb. 4.5: Relative Lichtausbeute eines teilweise verklebten und eines voll verklebten Detektors

Bei der Messung der Lichtausbeute des unbestrahlten, weiß verklebten Detektors, ergab sich eine Photoelektronenzahl von 5,88. Der in Stegen verklebte Detektor lieferte im unbestrahlten Zustand 6,38 PE. Damit konnte nicht nachgewiesen werden, daß durch die weiße Farbe Licht in die Faser zurück gestreut wird. Bei dem weiß verklebten Detektor war die Lichtausbeute im unbestrahlten Zustand sogar schlechter.
Der weiß verklebte Detektor wurde zweimal mit einer Dosis bestrahlt, die einem HERA-B Jahr entspricht. Nach der Bestrahlung auf ein HERA-B Jahr war die relative Schädigung um 23% größer als bei dem in Stegen geklebten Detektor. Nach der Bestrahlung auf zwei HERA-B Jahre betrug die Differenz sogar 32% (s.Abb. 4.5). Um festzustellen, ob sich die Lichtausbeute des Detektors zeitlich verändert, wurden nach 31 Stunden, 59 Stunden und 490 Stunden Wiederholungsmessungen durchgeführt. Es zeigte sich, daß die Lichtausbeute wieder um ca. 15% anstieg. Der in Stegen verklebte Detektor hingegen, zeigte keine zeitlichen Erholungseffekte.

4.6 Bestrahlung in N_2 - Atmosphäre

Es soll getestet werden, ob sich eine Veränderung des Alterungsverhaltens ergibt, wenn der Detektor unter Luftabschluß bestrahlt wird. Der Detektor wurde zu diesem Zweck in einen Plastikschlauch verpackt, der mit Stickstoff gefüllt war. Der Detektor wurde also vielmehr unter Sauerstoffausschluß bestrahlt.

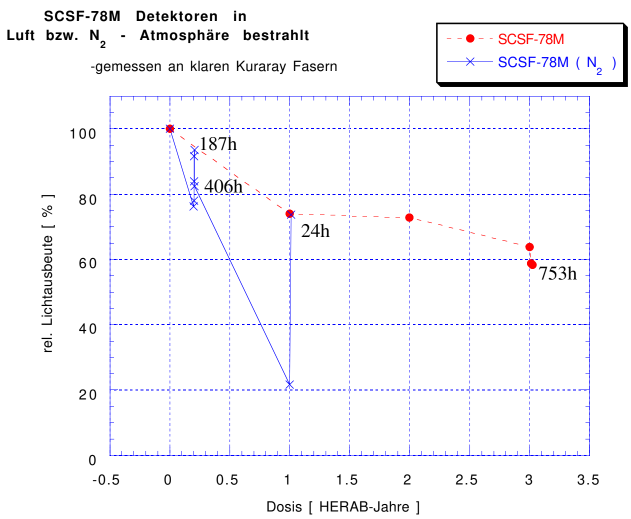

Abb. 4.6: Relative Lichtausbeute eines in Luft und in Stickstoff bestrahlten Detektors

Es wurden zwei Bestrahlungen durchgeführt: auf 0,2 HERA-B Jahre und auf 1 HERA-B Jahr. Nach jeder Bestrahlung wurde der Detektor aus dem mit Stickstoff gefüllten Schlauch entnommen, d.h. Luft (Sauerstoff) konnte wieder ungehindert an die Fasern gelangen.
Unmittelbar nach der zweiten Messung war die Lichtausbeute signifikant schlechter. Sie sank auf 21% der Lichtausbeute des unbestrahlten Detektors. Nach 24 Stunden stieg die Lichtausbeute wieder an. Sie stieg auf den Wert, den man erreicht, wenn man den gleichen Detektor unter Lufteinfluß bestrahlt (s. Abb. 4.6). Es war aber noch ein weiterer Effekt zu beobachten. Wenn man auf die Faserenden eines Detektors schaut, dann leuchten diese normalerweise mit einem blauen Licht. Nach der zweiten Bestrahlung, bei dem man den großen Verlust der Lichtausbeute beobachtete, leuchteten die Fasern mit einem grünen Licht. Nachdem der Detektor 24 Stunden an der Luft lag, leuchteten die Fasern wieder blau.
Die Messung mit dem voll verklebten und dem unter Stickstoff bestrahlten Detektor zeigen, daß die Schädigung größer ist, wenn der direkte Luftkontakt mit den Fasern verhindert wird.
Die Erholung des unter Stikstoff bestrahlten Detektors, nach dem der Luftkontakt wieder hergestellt wurde, deutet darauf hin, daß Luft (Sauerstoff) beim Recovery der Fasern eine große Rolle spielt. Interessant ist hierbei, daß sich der Detektor auf den Wert erholte, den die Faser bei einer Bestrahlung mit vollem Luftkontakt hat.

Kapitel 5

Fasertest bei HERA-B

Bei den Untersuchungen im Labor ging es hauptsächlich um die Lichtausbeute und die Strahlenhärte der verschiedenen Fasern. Es muß aber auch getestet werden, wie sich ein Faserdetektor mit 7er-Straßen unter den echten HERA-B Bedingungen verhält, insbesondere, wie hoch die Lichtausbeute für "echte" MIP's ist. Zu diesem Zweck wurden zwei Testdetektoren beim HERA-B Experiment aufgebaut und bei Targetraten von bis zu 40 MHz betrieben. Des weiteren wurde untersucht, wie hoch der Anteil an Cherenkov-Licht ist, das entsteht, wenn Teilchen durch die Lichtleiter fliegen.

5.1 Testaufbau bei HERA-B

Bei dem HERA-B Test wurden zwei Detektoren betrieben. Die Auslese erfolgte auch hier über 3 m lange Lichtleiter. Im Gegensatz zu den Tests im Labor, wo sieben Straßen zusammengefaßt auf einen PM-Pixel gekoppelt wurden, war hier jede Straße auf einen separaten PM-Pixel (Hamamatsu R5900-16) geführt.
An den PM waren zusätzlich zu den Lichtleitern, die Detektorstraßen auslesen, auch vier Lichtleiter angeschlossen, die nicht mit dem Detektor verbunden waren. Zwei der vier Lichtleiter wurden parallel zum Protonenstrahlrohr ausgelegt. Die anderen zwei Fasern lagen parallel zu den Fasern, die den Detektor auslesen.
Diese vier Fasern dienten dazu, festzustellen, ob und wieviel Cherenkov-Licht in den Lichtleitern entsteht. Cherenkov-Licht wird von geladenen Teilchen abgestrahlt, deren Geschwindigkeit größer ist als die lokale Phasengeschwindigkeit des Lichtes. Es wird in einem Kegel abgestrahlt, der einen halben Öffnungswinkel von $\theta_c = \arccos 1/n\beta$ besitzt. Wenn dieser Winkel innerhalb des Akzeptanzwinkels für den Lichteinfang in der Faser liegt, wird das Cherenkov-Licht in der Faser weitergeleitet. Auf diese Weise werden Lichtimpulse erzeugt, die nicht vom Detektor stammen.
Beide Testdetektoren waren, in Strahlrichtung gesehen, hintereinander angebracht. Teilchen, die den ersten Detektor durchquerten, hatten auch die Chance, den zweiten Detektor zu treffen (s. Abb. 5.2). Die Detektoren befanden sich unterhalb des Protonenstrahlrohres. Die Länge des aktiven Detektorbereiches betrug 20 cm. Jedoch waren nach dem Detektor noch 15 cm szintillierende Fasern vorhanden, bis die Kopplung auf Lichtleiter erfolgte.

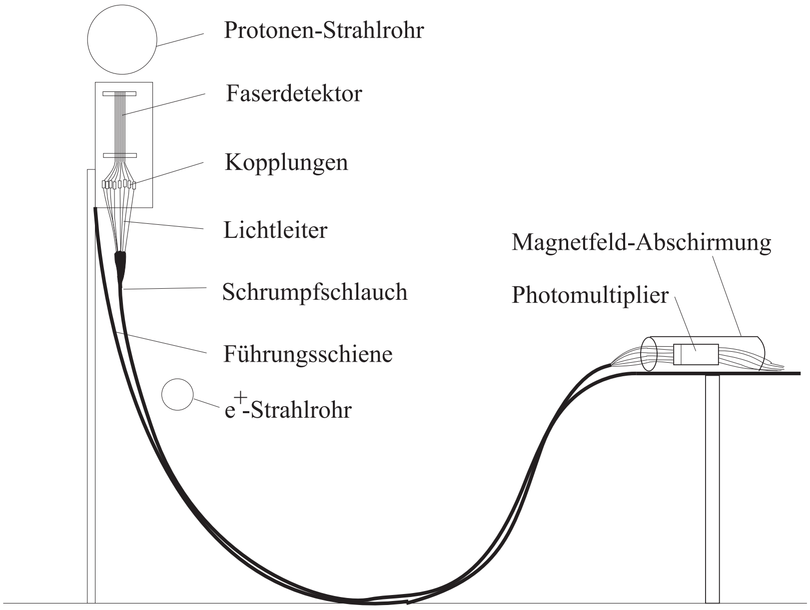

Abb. 5.1: Skizze des Aufbaus zum Test von zwei Faserdetektoren bei HERA-B

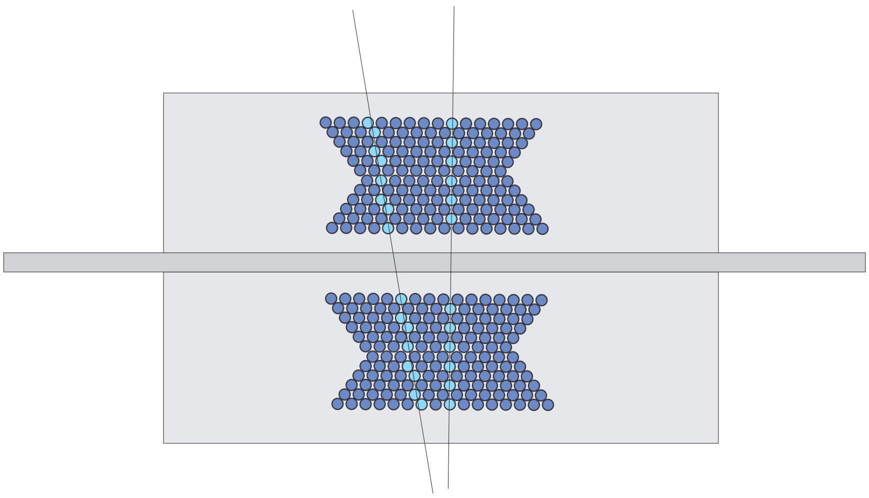

Abb. 5.2: Querschnitt der beiden Testdetektoren mit 2 Teilchenspuren

Die Lichtleiter wurden zur Führung auf einer Schiene befestigt. Hiermit wurde gleichzeitig der Biegeradius der Fasern eingehalten. Um die Fasern an den PM zu koppeln, wurden sie, wie beim Laboraufbau, in einen Plexiglasblock eingeklebt und überfräst.
Da sich der PM in der Nähe des HERA-B Magneten befand, unterlag er hier immer noch dem Streufeld des Magneten. Magnetische Felder setzen aber die Effizienz des PM's herab

[HA1]. Aus diesem Grund wurde er zur Abschirmung des Magnetfeldes in einem Rohr aus Weicheisen untergebracht.
Im Gegensatz zu den Laborversuchen, wo für die Messungen eine lichtdichte Box zur Verfügung stand, war der Aufbau hier dem Hallenlicht ausgesetzt. Aus diesem Grund mußte der gesamte Aufbau lichtdicht verpackt werden. Hierführ wurden die klaren Fasern durch einen schwarzen lichtundurchlässigen Schrumpfschlauch gefädelt. Die Detektoren und der PM waren mit schwarzer Plastikfolie und schwarzem Klebeband ummantelt.
Bei einem endgültigen Faserdetektor ist geplant, daß eine Detektorstraße sieben szintillierende Fasern enthält. Diese werden auf eine klare Faser mit einem Durchmesser von 1,7 mm gekoppelt. Leider standen zum Zeitpunkt des Testes keine Fasern mit einem Durchmesser von 1,7 mm zur Verfügung. Es wurde aus diesem Grund ein Detektor gebaut, der 6er-Straßen besitzt. Jeweils drei der sechs Fasern einer Straße wurden auf eine klare Faser mit einem Durchmesser von 1,2 mm gekoppelt. Das Licht einer Straße wird also auf 2 Lichtleiter verteilt. Am PM wurden beide Lichtleiter wieder auf einem PM-Pixel zusammengeführt.
Die Detektoren bestanden aus Kuraray SCSF-78M Fasern. Beim Bau erhielt man die sechs Fasern pro Straße, indem zwei Detektoren mit 3er-Straßen aufeinander geklebt wurden. Das Foto eines auf diese Weise gebauten Detektors ist in Abb. 5.3 zu sehen.

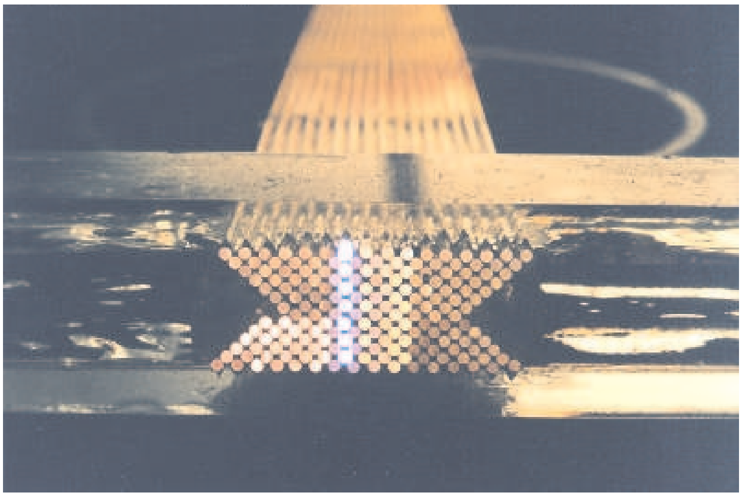

Abb. 5.3: Foto eines Detektors, der durch Aufeinanderkleben von zwei einzelnen Detektoren entstand. Hier nicht verwendet, da er 7er-Straßen besitzt.

Einer der zwei Testdetektoren wurde nachträglich mit weißer Acrylfarbe durchtränkt. Man erhoffte sich dadurch eine bessere Lichtausbeute. Die Labormessungen mit dem voll verklebten Detektor (s. Kapitel 4.5) waren zu diesem Zeitpunkt noch nicht abgeschlossen.
An die einzelnen Pixel des 16-Kanal PM's waren 2 × 6 Detektorstraßen und 4 einzelne Lichtleiterfasern angekoppelt. Die Auslese aller 16 Kanäle erfolgte über einen FADC (Fast Analog Digital Converter) vom Type DL 305.
Der FADC laß das PM-Signal ein und gab es digitalisiert in Form eines 6 Bit Wertes wieder

aus. Sobald ein Trigger erfolgte, laß der FADC mit einer Sampling-Frequenz von 100 MHz, 256 mal einen 6 Bit Wert aus. Man erhielt damit 256 Werte, die den zeitlichen Verlauf des Signals wiedergaben. Der zeitliche Abstand zwischen zwei ausgelesenen FADC-Werten entsprach 10 ns.
Das Triggersignal konnte direkt von einem PM-Kanal abgeleitet werden. Es war damit möglich, auf das Signal selbst zu triggern. Das zurückgelieferte Signal wurde mit einem Computer ausgelesen. Das Aufzeichnen der Daten auf die Festplatte erfolgte über das Programm "FADC Readout and Analyse"[1].

5.2 Programm zur Datenanalyse

Für die weitere Analyse werden die von dem Programm FADC Readout and Analyse abgespeicherten Daten ausgewertet. Hierführ wurde ein Programm in Fortran geschrieben, das die Roh-Daten auswertet.
In Abb. 5.4a ist ein aufgenommenes Event des PM-Kanals Nr. 10 gezeigt.
Mit dem Auge erkennt man sehr einfach, daß es sich um vier PM-Pulse handelt. Bei dem hohen Peak in einem Bin handelt es sich um einen Auslesefehler. Dieser ergibt sich bei dem Herausschreiben der Raw-Daten, es fehlt das Blank zwischen zwei Werten[2]. Lokalisiert werden diese Auslesefehler mit der Bedingung, daß der relative Abfall von einem Wert auf den nachfolgenden nicht größer als 2/3 sein darf. Im Falle eines Auslesefehlers wurde der falsche Wert mit dem nachfolgenden Wert überschrieben.
Von der Ausleseelektonik werden auch störende Signale, sogenannter Pickup, aufgefangen. Diese verursachen ein Rauschen in den aufgenommenen Daten. Dadurch können die PM-Pulse nicht zuverlässig lokalisiert werden. Besonders kritisch ist dies, wenn in der abfallenden Flanke eines PM-Pulses bereits ein zweiter Puls auftritt (wie auch im gezeigten Beispiel). Um diese Pulse besser vom Rauschen trennen zu können, werden die Daten geglättet.
Das Glätten der Daten wird mit einem sogenannten Gaußfilter vorgenommen. Da es sich hier aber um diskrete Werte handelt wird die Gaußverteilung durch eine Binomialverteilung angenähert. Ausgeführt wird die Glättung mit einer Glättungsmaske, dies fällt unter die Faltungsoperationen [JÄ]. Die Glättungsmaske (z.B. 1/2/1) wird mit einem Vektor, der als Einträge die Daten enthält, multipliziert. Dies ist hier an einem Beispiel gezeigt:

```
Daten:              2  2  3  2  6  2  3  2
                             *  *  *
Maske:                       1  2  1 => 16/4 = 4

Neuer Vektor:          2  3  3  4  3  3
```

Die Glättungsmaske wird an jede Stelle mit den Daten multipliziert, die drei einzelnen Zahlen werden aufsummiert und das Ergebnis zur Normierung mit 1/4 multipliziert. Das

[1] Das Programm FADC Readout and Analyse wurde von Martin Feuerstack-Raible und Sebastian Hausmann am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg entwickelt

[2] Bei der Version 2.4 des Programmes FADC Readout and Analyse ist dieser Fehler behoben

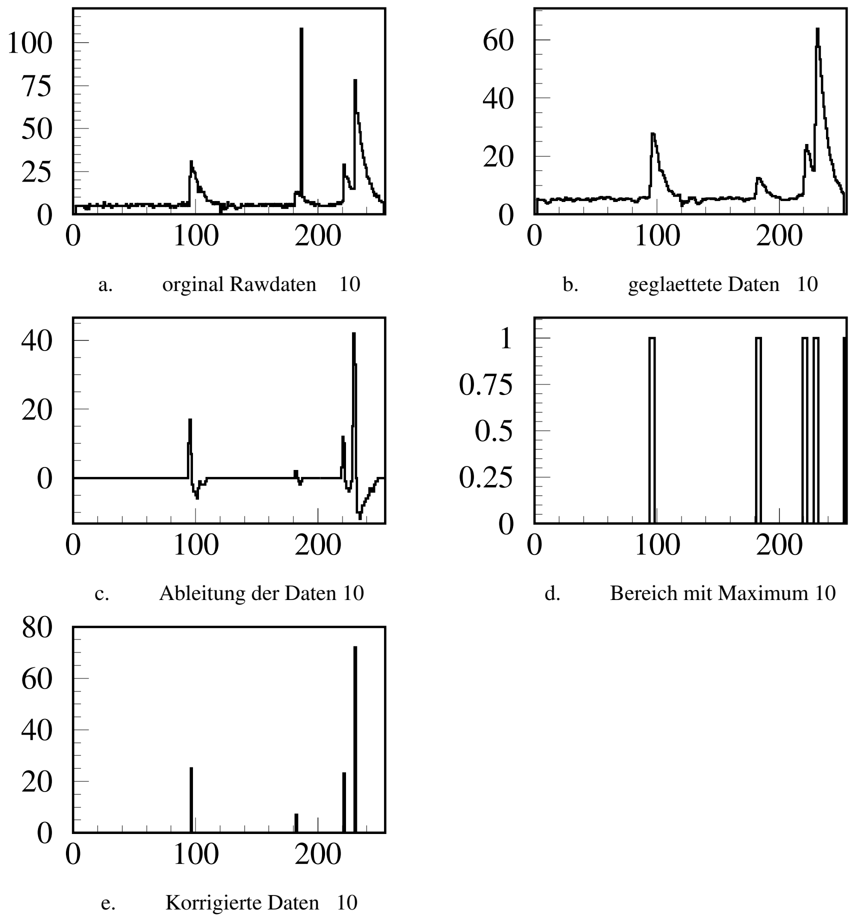

Abb. 5.4: Aufbereitung der Roh-Daten

Ergebnis wird in einen anderen Vektor eingetragen. Im Programmcode wird das folgendermaßen umgesetzt:

```
do k=1, 254
     Vneu(k) = ( Valt(k-1) + 2*Valt(k) + Valt(k+1) )/4
enddo
```

Die Koeffizienten für die Glättungsmaske können aus dem Paskalschen Dreieck abgeleitet werden:

```
  1                1
 1/2             1   1
 1/4           1   2   1          <= hier verwendet
 1/8         1   3   3   1
 1/16      1   4   6   4   1
```

Je nach gewählter Größe der Maske kann die Stärke der Glättung variiert werden. Des weiteren empfiehlt sich eine Maske mit einer ungeraden Anzahl an Koeffizienten zu wählen, da sonst der berechnete Wert zwischen zwei Zahlen eingetragen werden müßte.
Das Resultat der Glättung und der Korrektur der Auslesefehler ist in Abb. 5.4b gezeigt. Um gegen ein immer noch vorhandenes Rauschen der Baseline unempfindlich zu sein, wurden alle Werte, die unterhalb eines sog. Threshold-Wertes liegen, bei der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt.
Im nächsten Schritt wurde die erste Ableitung der Daten berechnet. Dies erfolgte wie auch bei der Glättung mit einer Faltungsmaske. Für eine diskrete Ableitungsmaske ergibt sich (-1/0/+1). Das Ergebnis der ersten Ableitung ist in Abb. 5.4c zu sehen. Die Position des Maximums eines PM-Pulses entspricht ungefähr dem Nulldurchgang der ersten Ableitung. Um das Maximum in den ungeglätteten Daten zu finden, wird um die Position des Nulldurchganges ein Bereich von vier Einträgen markiert. Der markierte Bereich ist in Abb. 5.4d zu sehen. Innerhalb dieses Bereiches wird in den ungeglätteten Daten der Maximalwert gesucht und herausgeschrieben, s. Abb. 5.4e. Jetzt sind die Daten so aufbereitet, daß sie einfach weiterverarbeitet werden können.

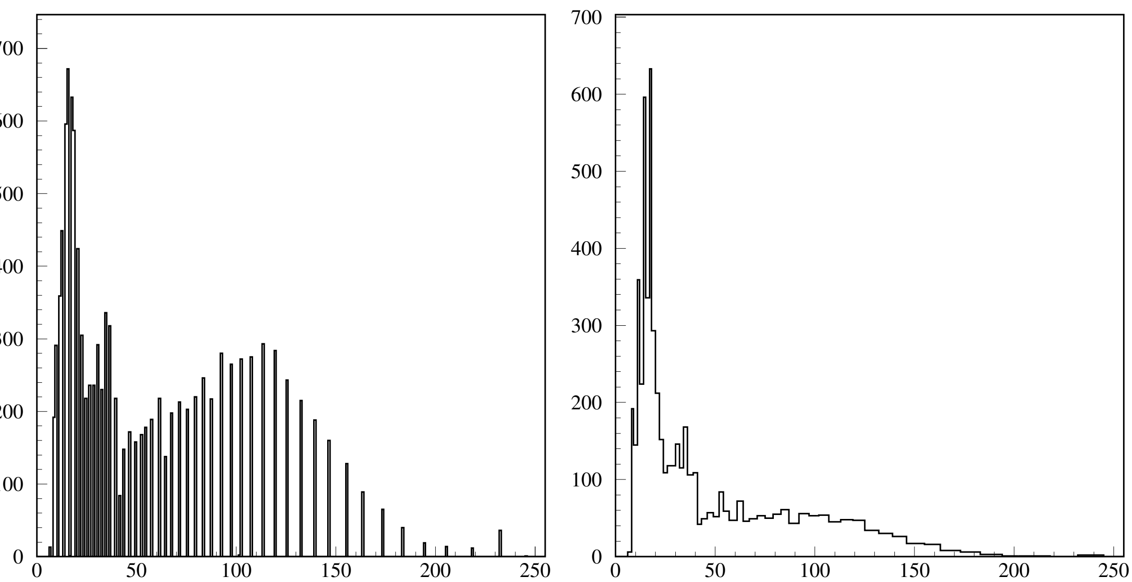

Abb. 5.5: Aufgetragen ist die Zahl der Einträge in Abhängigkeit von der FADC-Kanalnummer (=Pulshöhe). links: unkorrigiertes Spektrum; rechts: korrigiertes Spektrum

Das DL-305 Auslesesystem hat eine Auflösung von 6 Bit. Um den Dynamikbereich zu vergrößern, ist die Zuordnung der Kanäle nicht linear zur angelegten Spannung. Bei größeren Spannungen entspricht die Differenz zweier FADC-Werte einer größeren Spannungsdifferenz. Es besteht allerdings die Möglichkeit, die Daten linearisiert abzuspeichern. Jetzt sind die FADC-Werte proportional zu den angelegten Spannungen. Dadurch treten aber bei der Aufnahme eines Pulshöhenspektrums bei großen FADC-Werten Bereiche auf, die keine Einträge erhalten (s. Abb. 5.5). Einträge, die in diese Bereiche fallen, werden auf die entsprechenden direkten Nachbarkanäle verteilt. Um dies zu korrigieren, wurden die

Einträge auf die Lücken im Diagramm verteilt. Besitzt z.B. ein Kanal 12 Einträge und hat 2 Nachbarn, in die keine Einträge fallen, so bekommen alle 3 Kanäle 12 / 3 = 4 Einträge. Auf diese Weise entsteht das korrigierte Spektrum (s. Abb. 5.5).

5.3 Ergebnisse des HERA-B Testes

Für die Berechnung der Occupancy wurde ein Datensample ausgewertet, daß bei einer HERA-B Wechselwirkungsrate von 40 MHz aufgenommen wurde. Die Occupancy gibt an, wie groß die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß bei einem HERA-B Ereignis eine Straße im Detektor ein Signal liefert. Die Triggerung für das Auslesen des FADC erfolgte zufällig.

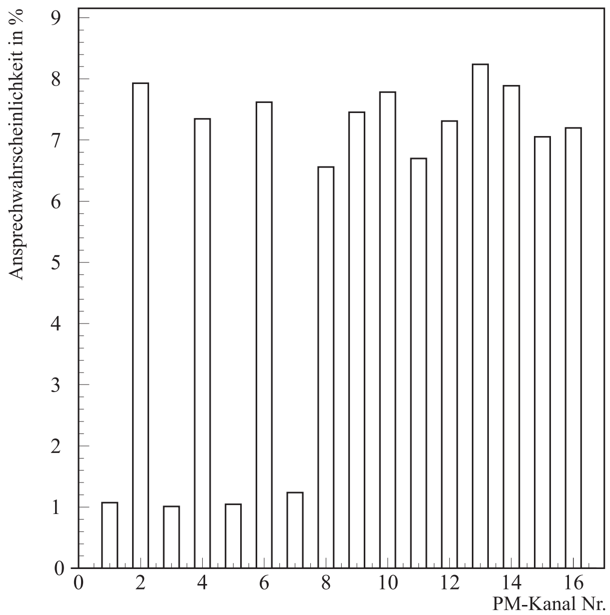

Abb. 5.6: Wahrscheinlichkeit für das Ansprechen eines PM-Kanals bei einem HERA-B Ereignis

Das Ergebnis der Berechnung der Occupancy der einzelnen PM-Kanäle ist in Abb. 5.6 zu sehen. Die PM-Kanäle, welche eine Detektorstraße auslesen, liefern alle bei 7 - 8 % der Ereignisse ein Signal. Daß die einzelnen Kanäle unterschiedlich oft ansprachen, ist in erster Linie auf Kanalvariationen des Auslesesystems zurückzuführen.
Die vier Lichtleiter, die mit keiner Detektorstraße verbunden sind (PM-Kanäle 1, 3, 5 und 7), sprechen bei ca. 1% der Ereignisse an. Wie die Lichtleiter ausgelegt waren (s.o.) wirkte sich nicht auf die Häufigkeit des Ansprechens der Kanäle aus.
Mit Hilfe der aufgenommenen Daten wurden ein Pulshöhenspektren der PM-Kanäle erstellt. In Abb. 5.7 ist das Spektrum eines PM-Kanals zu sehen, der eine Faserstraße des Detektors ausliest. Die meisten Einträge befinden sich um den FADC-Kanal Nr.15. Diese Einträge sind auf einzelne Photoelektronen zurückzuführen (Single-Photoelektronen-Peak). Des weiteren ist zu sehen, daß auch bei größeren Kanalzahlen Einträge vorhanden

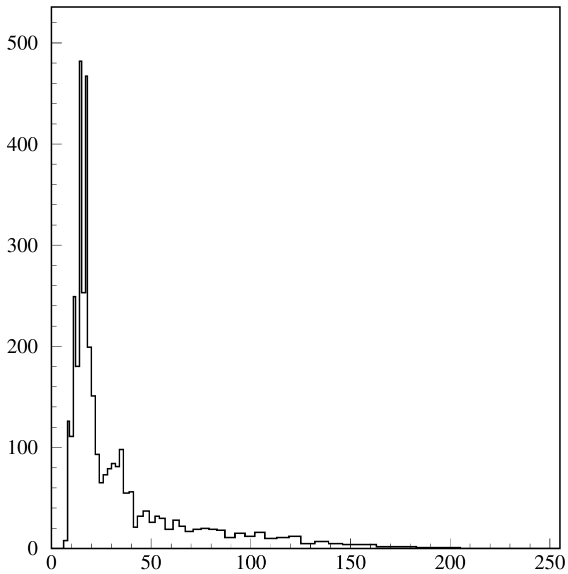

Abb. 5.7: Pulshöhenspektrum einer Detektorstraße

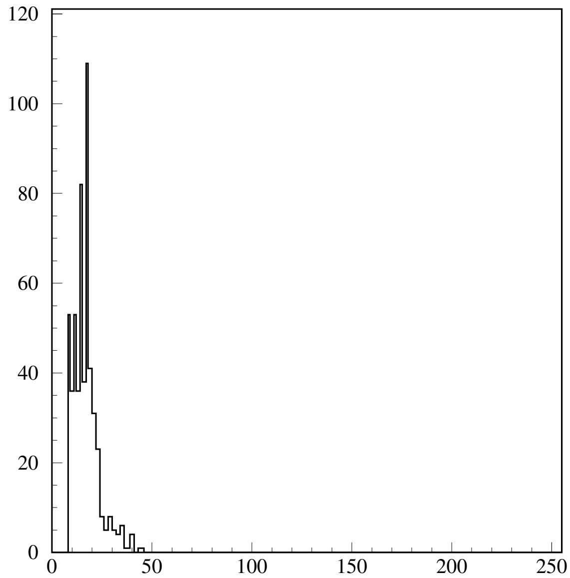

Abb. 5.8: Pulshöhenspektrum einer Lichtleiterfaser

sind. Dies bedeutet, daß das PM-Signal nicht nur von einzelnen Photoelektronen ausgelöst wird, sondern auch mehrere Photoelektronen wahrscheinlich sind.
Im Gegensatz dazu ist in Abb. 5.8 ist das Spektrum eines PM-Kanals zu sehen, der nur eine Lichtleiterfaser ausliest. Hier ist auch wieder der Single-Photoelektronen-Peak zu sehen, aber es gibt so gut wie keine Einträge bei höheren Kanalzahlen.

Bei den Fasertests im Labor (s. Kap. 4.2) ergab sich bei einem Detektor mit drei Fasern pro Straße (gleiche Fasern wie hier verwendet), eine Lichtausbeute von 6,4 Photoelektronen. Da die hier verwendeten Detektoren 6 Fasern pro Straße besitzen, erwartet man hier die doppelte Lichtausbeute, dies entspricht 12,8 Photoelektronen. Bei dem HERA-B Test waren keine Geräte vorhanden, mit denen die Flugbahn der Teilchen, die durch den Detektor fliegen, genau bestimmt werden konnten. Es war somit keine Aussage möglich, ob die Teilchen genau durch eine Detektorstraße geflogen sind oder ob sie mehrere Straßen getroffen haben. Für eine genauere Bestimmung der Lichtausbeute ist dies allerdings nötig. Durch eine Selektion der Daten soll dennoch eine Abschätzung der Lichtausbeute vorgenommen werden.
Zu diesem Zweck wurde ein Pulshöhenspektrum eines PM-Kanals aufgenommen, in dem nur Einträge vorgenommen wurden, wenn die Teilchen möglichst gerade durch die entsprechende Detektorstraße flogen. Für die benachbarten Straßen wurde verlangt, daß hier keine Signale vorhanden sind. In der gegenüberliegenden Straße des anderen Detektors wurde aber ein Signal verlangt. Das auf diese Art entstandene Pulshöhenspektrum ist in Abb. 5.9 zu sehen.
Zur Ermittlung der Anzahl der Photoelektronen wurde mit Hilfe von Mathematica eine Poisson-Verteilung an das Pulshöhenspektrum angepaßt. Es ergab sich eine Zahl von

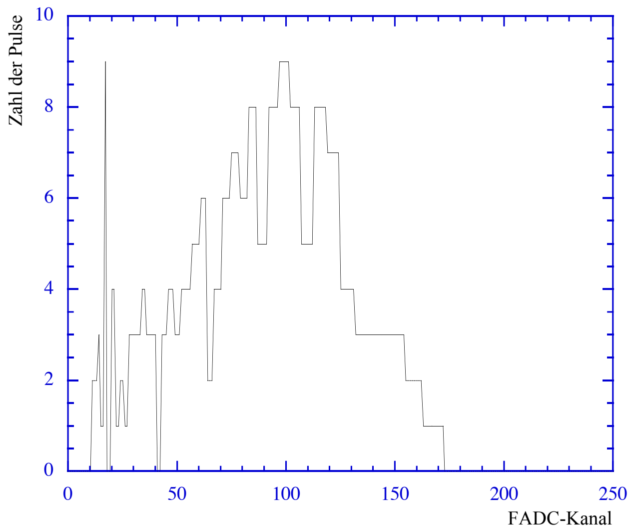

Abb. 5.9: Spektrum einer Faserstraße von möglichst senkrecht durch den Detektor laufenden Teilchen

5,6 Photoelektronen. Dieses Verfahren ist nicht dazu geeignet, eine sichere Aussage über die Zahl der Photoelektronen treffen zu können, es ist vielmehr als eine Abschätzung gedacht.
Bei der Messungen mit der Strontiumquelle und Detektoren mit 3er-Straßen ergaben sich 6,3 PE. Extraploliert man dieses Ergebnis, auf 6er-Straßen, so ergeben sich 12,8 PE. Diese Drifferenz zu den hier gemessenen 5,6 PE ist wahrscheinlich darauf zurück zu führen, daß die Elektronen der Strontiumquelle die bei HERA-B vorkommenden MIP's nicht richtig simulieren. Die Vielfachstreuung im Detektor oder die ionisierende Wirkung der Elektronen wurde unterschätzt.
Die im Labor gemessenen relativen Abnahmen der Lichtausbeute nach Bestrahlungen der Fasern sind aber immernoch übertragbar. Die 5,6 PE bei einer 6er-Straße, entsprechen 6,5 PE bei einer 7er-Straße. Somit ergibt sich nach der Bestrahlung der Kombination aus einem Detektor mit 7er-Straßen und Lichtleitern nach 3 HERA-B Jahren eine Zahl von 2,4 PE.

5.4 Diskussion der aufgenommenen Spektren

Die Teilchen, die im Faserdetektor nachgewiesen werden sollen, fliegen nicht immer senkrecht durch den Detektor. Dadurch kann ein Teilchen in mehreren Detektorstraßen Licht erzeugen. Zwei Straßen werden z.B. auch getroffen, wenn ein Teilchen senkrecht durch den Überlappungsbereich zwischen zwei Detektoren fliegt. Dies soll an Hand der Abb. 5.10 verdeutlicht werden.
Die insgesamt entstehende Lichtmenge wird davon nicht beinflußt, da die Wegstrecke im aktiven Detektorbereich näherungsweise nicht vom Durchgangsort und Winkel des Teil-

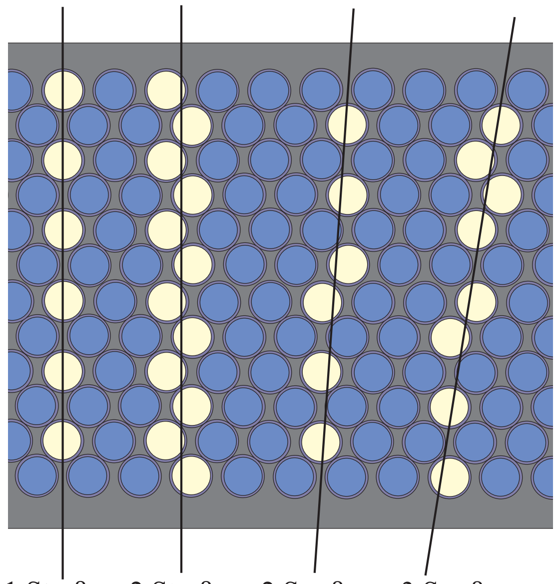

Abb. 5.10: Je nach Winkel und Durchgangsort der Teilchen verteilt sich die gleiche Lichtmenge auf unterschiedlich viele Straßen

chens abhängt (s. Abb. 2.5). Das entstandene Licht wird nur auf mehrere Detektorstraßen verteilt. Somit ergibt sich für jeden auftretenden Winkel eine spezifische mittlere Zahl an entstehenden Photoelektronen pro Straße. Das Pulshöhenspektrum eines Detektors, der bei HERA-B betrieben wird, ist eine Überlagerung von Poissonverteilungen mit verschiedenen Mittelwerten. Gewichtet werden die Poissonverteilungen mit der Winkelverteilung der Teilchenspuren.
Auf diese Weise entsteht das Pulshöhenspektrum einer Detektorstraße (s. Abb. 5.7). Für eine Poissonverteilung ist der Abfall der Pulshöhe am Ende des Spektrums zu flach (FADC-Kanal 70-110).
Das Entstehen eines solchen Spektrums soll an Hand der Überlagerung von zwei Poissonverteilungen nochmals verdeutlicht werden. Als Beispiel ist in Abb. 5.11 eine Poissonverteilung mit einem Mittelwert von 0,5 PE gezeigt und in Abb. 5.12 eine mit einem Mittelwert von 5,0 PE. Durch eine Addition der beiden Verteilungen mit verschiedenen Gewichtungsfaktoren (70% : 30%) ist die in Abb. 5.13 gezeigte Verteilung entstanden. Diese entspricht qualitativ dem Verlauf eines Pulshöhenspektrums einer Detektorstraße.
In den Abbildungen der Poissonverteilungen ist im Gegensatz zu den aufgenommenen Pulshöhenspektren die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von n=0 PE mit eingezeichnet. Diese Einträge konnten bei der Messung nicht aufgenommen werden, da nicht unterschieden werden kann, ob das Licht aus dem Detektor kein Photoelektron auslöste (= Eintrag bei $n = 0$) oder ob der Detektor einfach nicht getroffen wurde.

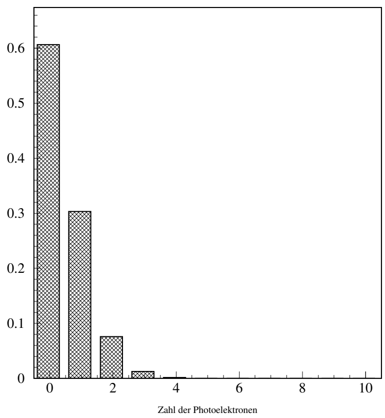

Abb. 5.11: Poissonverteilung mit Mittelwert $\mu = 0{,}5$

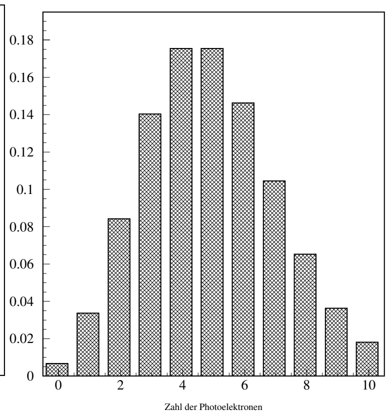

Abb. 5.12: Poissonverteilung mit Mittelwert $\mu = 5{,}0$

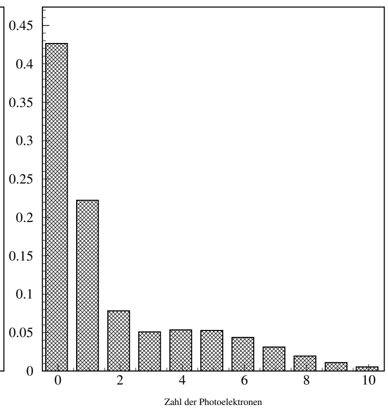

Abb. 5.13: Addition mit Gewichtung 70:30

Das Pulshöhenspektrum einer Lichtleiterfaser, die nicht an eine Faserstraße angeschlossen ist (s.Abb. 5.8), setzt sich ebenfalls aus mehreren Poissonverteilungen zusammen. Die Mittelwerte dieser Verteilungen sind größtenteils kleiner als eins, da das Spektrum nur einen Single-Elektron-Peak aufweist.
Um die Signale aus dem Detektor, von den Lichtsignalen die durch Cherenkov-Licht in den Fasern entstehen, trennen zu können, wäre es denkbar, die Schwelle für die Auslese so hoch zu setzen, daß diese nicht durch Single-Photoelektronen ausgelöst werden kann. Hier tritt das Problem auf, daß es nicht einfach ist, zuverlässig nur die Single-Photoelektronen herauszuschneiden. Bei einer Poissonfunktion mit einem Mittelwert von z.B. 0,5 PE, existiert immer noch eine Chance von 9% mehr als n=1 PE bei der Messung zu bekommen. Bei diesen Betrachtungen wurde nicht berücksichtigt, daß die Poissonfunktion noch mit einer Gaußfunktion gefaltet werden muß (s. Kap. 3.6).
Im idealisierten Fall von Teilchen, die nur eine Detektorstraße treffen, würde ein Detektor nach 3 HERA-B Betriebsjahren noch 2,4 PE pro Straße liefern (s. Kap. 4.4). Wenn die Auslese nicht auf Single-Photoelektronen anspricht, dann hätte der Detektor noch eine Effizienz von 70%.
Verteilt sich das im Detektor entstandene Licht auf zwei Straßen, so werden von jeder Straße im Mittel 1,2 PE erzeugt. Damit läge die Wahrscheinlichkeit für das Ansprechen einer Straße bei 34%. Insgesamt erhält man eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 56% für den Nachweis eines Signals in einer der beiden Straßen.
Betrachtet man das aufgenommene Spektrum einer Detektorstraße in Abb. 5.7 und schneidet alle Ereignisse ab, die unterhalb der FADC-Kanal Nr. 45 liegen (ab dieser Pulshöhe sind keine Ereignisse mehr durch das Cherenkov-Licht vorhanden), so sieht man schon mit dem Auge, daß durch diesen Schnitt mindestens 2/3 der Signale verloren gehen.
Durch eine aufwendigere Ausleseelektronik könnte das Problem des mehrfachen Abschneidens der Single-Photoelektronen, umgangen werden. Die PM-Signale von benachbarten Straßen, die ein Signal liefern, müßten aufsummiert werden. Das Wegschneiden der

Single-Photoelektronen kann dann von dem aufsummierten Signal erfolgen.

Die Unterscheidung zwischen Cherenkov-Licht und Licht, das aus dem Detektor stammt, über den Unterschied der Pulshöhen durchzuführen, bringt viele Probleme mit sich. Eine andere Möglichkeit besteht darin, es über die unterschiedlichen Wellenlängen durchzuführen. Die Wellenlänge des Cherenkov-Lichtes liegt überwiegend im blauen Bereich. Bei Verwendung der Kuraray 3HF (1500)M Fasern, deren Emissionsmaximum bei 530 nm liegt (grün), ist es möglich, durch einen Gelb-Grün-Filter nur das Licht aus dem Detektor auf den PM gelangen zu lassen. Dies müßte aber noch genauer untersucht werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung der Fasermessungen

Im Labor wurde die Lichtausbeute von Faserdetektoren mit Hilfe einer Strontiumquelle ermittelt. Es wurden Detektoren mit szintillierenden Fasern verschiedener Hersteller gefertigt, die jeweils drei Fasern pro Detektorstraße besaßen. Bei diesen Messungen schnitten die Kuraray SCSF-78M Fasern am besten ab, sie lieferten sowohl im unbestrahlten Zustand als auch nach der Bestrahlung mit einer Dosis, die 3 HERA-B Betriebsjahren entspricht, die meisten Photoelektronen.
Ebenso wurden auch Lichtleiterfasern getestet. Diese hatten bei allen Messungen eine Länge von 3 m. Hier lieferten die "Kuraray clear fibres" und die "PolHiTech PolifiOP-2-120" Fasern die besten Ergebnisse.
Bei der Auslese eines Kuraray SCSF-78M Detektors mit 3 m langen Lichtleitern ergaben sich in Abhänigkeit von der Bestrahlung (Detektor und Lichtleiter) folgende Lichtausbeuten:

verwendete Lichtleiter	unbestrahlt	1 HERA-B J.	2 HERA-B J.	3 HERA-B J.
Kuraray clear fibres	6,4 PE	3,6 PE	3,2 PE	2,4 PE
PloHiTech PolifiOP-2-120	4,3 PE	3,4 PE	3,1 PE	2,9 PE

Bei den verwendeten PolHiTech PolifiOP-2-120 Fasern wurde ein Effekt, der als Recovery bezeichnet wird, beobachtet. Die Lichtausbeute stieg nach dem Bestrahlen der Fasern im Laufe der Zeit wieder an. Die Zeit nach der kein weiterer Anstieg der Lichtausbeute meßbar war, lag nach der Bestrahlung auf 1 HERA-B Jahr bei 72 Stunden und nach der Bestrahlung auf 3 HERA-B Jahre bei 770 Stunden.
Die Bestrahlung von Kuraray SCSF-78M Detektoren wurde auch unter Luftabschluß untersucht. Der Luftabschluß wurde zum einen durch eine Vollverklebung des Detektors und zum anderen durch Bestrahlen des Detektors in einem mit Stickstoff gefüllten Schlauch realisiert. Die Lichtausbeute nach der Bestrahlung war hier deutlich geringer als ohne Luftabschluß. Nach Wiederherstellung des Luftkontaktes des unter Stickstoff bestrahlten Detektors, stieg die Lichtausbeute sogar wieder an. Dies läßt die Vermutung

zu, daß der Luftsauerstoff sich positiv auf das Alterungsverhalten und das Recovery der Fasern auswirkt.

Bei dem Test von Faserdetektoren im HERA-B Experiment stellte sich heraus, daß von den Lichtleiterfasern Cherenkov-Licht eingefangen wird. Bei der Auslese einer Detektorstraße wird ungefähr 1/7 der registrierten PM-Pulse durch das Cherenkov-Licht verursacht. Bei der Aufnahme eines Pulshöhenspektrums des entstandenen Cherenkov-Lichtes ergibt sich ein Single-Photoelektron-Spektrum. Um die Cherenkov-Signale von den Detektor-Signalen trennen zu können, müßte eine Schwelle gesetzt werden, die Cherenkov-Signale (Single-Elektron-Signale) abschneidet.
Bei der Bestimmung der Lichtausbeute ergab sich bei dem HERA-B Test eine Zahl von 5,6 Photoelektronen beim Durchgang eines Teilchens durch einen Detektor mit 6 Fasern pro Detektorstraße. Leider lassen sich die bei den Labormessungen mit Elektronen einer Strontiumquelle gemessenen 6,4 PE bei einem Detektor mit 3 Fasern pro Straße nicht auf 12,8 PE bei einem Detektor mit 6 Fasern pro Straße extrapolieren, da die Strontiumquelle die bei HERA-B vorkommenden Teilchen nicht richtig simuliert.
Extrapoliert man den Wert von 5,6 PE für eine 6er-Straße auf eine7er-Straße, so würden sich 6,5 PE ergeben. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis vom IfH Zeuthen. Sie ermittelten bei einem Elektronenstrahltest 6,2 PE an einem SCSF-78M Detektor mit 7er-Straßen [AS2].
Bestrahlt man den Detektor und die Lichtleiter mit einer Dosis, die 3 HERA-B Jahren entspricht, so liefert der Detektor noch 2,4 PE. Würde man die Schwelle für ein Signal so hoch setzen, daß die Auslese nicht auf Single-Elektronen reagiert, so hätte der Detektor eine Effizienz von 70%. Dies gilt allerdings nur, wenn die Teilchen genau eine Detektorstraße treffen. Trifft ein schräg durch den Detektor laufendes Teilchen, z.B. 2 Straßen, so werden in jeder Straße 1,2 PE registriert. Nach Abschneiden der Single Elektronen würde sich eine Wahrscheinlichkeit von 56% für den Nachweis des Teilchens ergrgeben. In einem solchen Fall würde ein Faserdetektor nicht die HERA-B Anforderungen an die Effizienz erfüllen.

Kapitel 7

Funktionsweise einer GEM-MSGC

Mit einer GEM-MSGC sollen Spuren geladener Teilchen nachgewiesen werden. Zum Nachweis nutzt man zum einen die ionisierende Wirkung solcher Teilchen in Gasen und zum anderen die Gasverstärkung durch Stoßionisation von Elektronen bei großen elektrischen Feldstärken aus. Diese Gasverstärkung findet an der GEM-Folie (Gas Elektron Multiplication) und auf der MSGC-Platte (Micro Strip Gas Chamber) statt. Die Funktionsweise einer MSGC soll anhand einer Vieldrahtproportionalkammer verdeutlicht werden.

7.1 Vieldrahtproportionalkammer

Eine Vieldrahtproportionalkammer entspricht einer Lage von Proportionalzählrohren ohne trennende Zwischenwände. Durchfliegt ein geladenes Teilchen ein Gas, so gibt es längs seiner Flugbahn Energie in Form von Anregung und Ionisation der Atome ab. Wird an die Zähldrähte eine positive Spannung angelegt, so werden die durch Ionisation freigesetzten Elektronen von den Zähldrähten eingesammelt. Wählt man aber sehr kleine Zähldrahtdurchmesser oder steigert die elektrische Feldstärke durch eine höhere Betriebsspannung, so kommen wegen der 1/r - Abhängigkeit des elektrischen Feldes, die driftenden Elektronen in Zähldrahtnähe in Bereiche großer Feldstärke (s. Abb. 7.1 a). Wenn die Elektronen zwischen zwei Stößen mit Gasatomen, also auf der freien Weglänge, genügend Energie aus dem Feld aufnehmen, um ihrerseits ionisieren zu können, kommt es zur Gasverstärkung durch Lawinenbildung (b). Sind diese Ladungsträger einmal erzeugt, driften die Elektronen- und Ionenwolken auseinander (c). Die Elektronenwolke driftet zum Draht hin und breitet sich aufgrund der Diffusion der Ladungsträger etwas aus und bildet entsprechend der Ankunftsrichtung der primären Elektronen eine unsymmetrische Dichteverteilung um den Draht herum (d). Die Ionenwolke entfernt sich radial und driftet zur Kathode (e) [GR].
Werden durch ein ionisierendes Teilchen N_0 Primärelektronen erzeugt und gelangen durch Lawinenbildung N_s Sekundärelektronen zum Zähldraht, so gibt das Verhältnis

$$A = \frac{N_s}{N_0}$$

den Gasverstärkungsfaktor A, oder kurz "Gain" genannt, an.
Zähldrähte haben typische Durchmesser von 10 μm bis 30 μm. Bei langen und dicht ge-

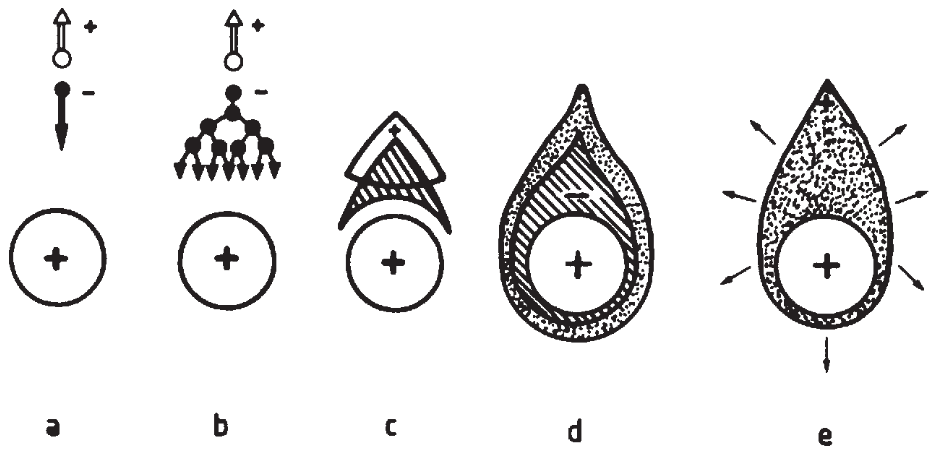

Abb. 7.1: Zeitliche und räumliche Entwicklung einer Elektronenlawine [GR].

spannten Anodendrähten tritt durch elektrostatische Abstoßung, eine Bewegung aus der Solldrahtposition auf. Durch den Abstand, mit dem die Drähte gespannt werden können, wird die Granularität des Detektors begrenzt. Werden Gasdetektoren mit einer noch besseren Granularität benötigt, kommen MSGC's zum Einsatz. Eine MSGC entspricht einer miniaturisierten Vieldrahtproportionalkammer, bei der die Dimensionen etwa um den Faktor zehn reduziert sind. Neben der guten Ortsauflösung sind die kurzen Driftwege ein weiterer Vorteil der MSGC. Hierdurch wird die Totzeit des Detektors herabgesetzt und er kann größere Raten verarbeiten.

7.2 Prinzip einer MSGC

Der Unterschied zu einer Drahtkammer besteht darin, daß die Anoden- und Kathodenstruktur aus Metall (z.B. Gold oder Aluminium) durch Ätz- oder Lift-off-Verfahren auf ein Substrat (meist dünne Glasplatte) aufgebracht wird. Eine Prinzipskizze einer MSGC ist in Abb. 7.2 gezeigt. Zwischen dem Kammerdeckel, der gleichzeitig als Driftelektrode dient und den Anoden wird ein Driftfeld von ca. 10 kV/cm angelegt. Ein Teilchen, das durch das Gasvolumen zwischen Driftdeckel und dem Galssubstrat mit den Leiterbahnen (MSGC-Wafer) fliegt, erzeugt hier Elektronen und Ionenpaare (Primärionisation). Die Elektronen driften analog zur Driftkammer entlang der Feldlinien des Driftfeldes zu den Anoden.
Durch das Anlegen einer Kathodenspannung wird erreicht, daß die Driftfeldlinien, die auf den Anoden enden, stärker verdichtet werden. Gelangen die Primärelektronen in den Bereich der Anoden, kommt es hier zu einer Gasverstärkung. Die erreichbaren Gasverstärkungen bewegen sich im Bereich von A = 4000. Das verstärkte Signal kann über die Anoden ausgelesen werden.

In Abb. 7.3 ist der simulierte Verlauf der Feldlinien in einer MSGC gezeigt. Hier ist zu erkennen, daß auch Feldlinien zwischen Anode und Kathode enden. Dadurch kommt

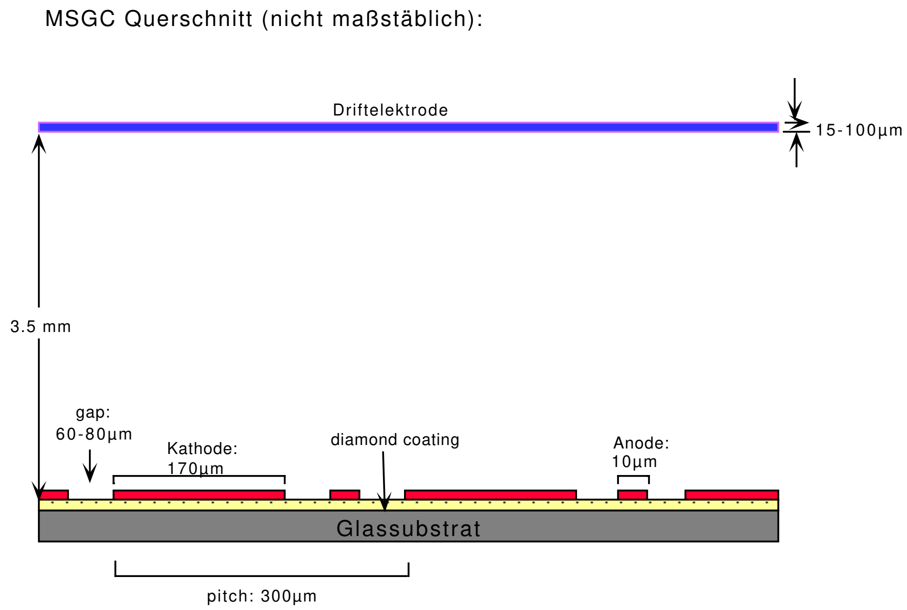

Abb. 7.2: Querschnitt einer MSGC [BR]

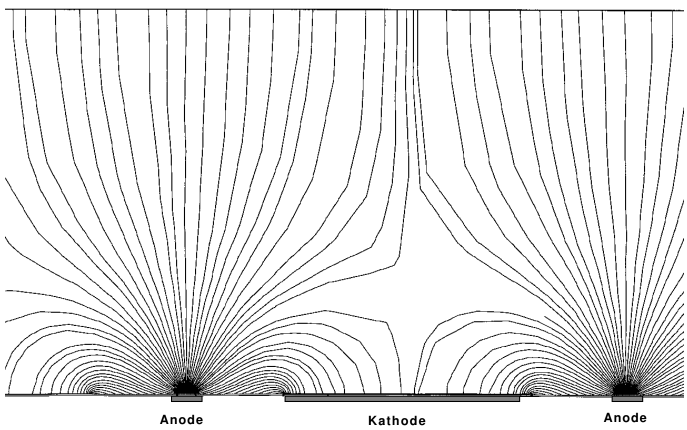

Abb. 7.3: Feldlinienverlauf an den Elektroden einer MSGC [BR]

es zu einer Ansammlung von Elektronen auf dem Substrat, falls dieses nicht leitend ist. Durch spontanen Ladungsausgleich kommt es zu Instabilitäten im Betrieb der Kammer. Als beste Lösung für dieses Problem erwies es sich, die Glasplatten vor dem Aufbringen der Leiterstrukturen mit einer amorphen Kohlenstoffschicht zu überziehen (Diamond Coating) [HO]. Diese hat einen geringen Widerstand $10^{14} - 10^{15}\Omega/Quadrat$, über den die Ladung abfließen kann.

7.3 Sparks auf dem MSGC-Wafer

Im April 1996 wurden bei einem Test am Paul-Scherrer-Institut (PSI) in Villigen/Schweiz, drei MSGC Prototypen von 10×10 mm^2 unter HERA-B ähnlichen Bedingungen getestet. Die Kammern wurden einem Pionenstrahl mit Teilchenimpulsen von 150 MeV/c und 1/3 der HERA-B Intensität ausgesetzt.
Hier stellte sich heraus, daß Überschläge, sogenannte "Sparks", auf dem MSGC-Wafer zwischen Anode und Kathode induziert wurden. Nach wenigen Stunden waren viele der Anodenstreifen durchtrennt und lieferten kein Signal mehr. Bei der anschließenden Betrachtung des MSGC-Wafers unter dem Mikroskop konnten massive Beschädigungen der Anoden und Kathoden beobachtet werden (s. Abb. 7.4). Ausgelöst werden diese Über-

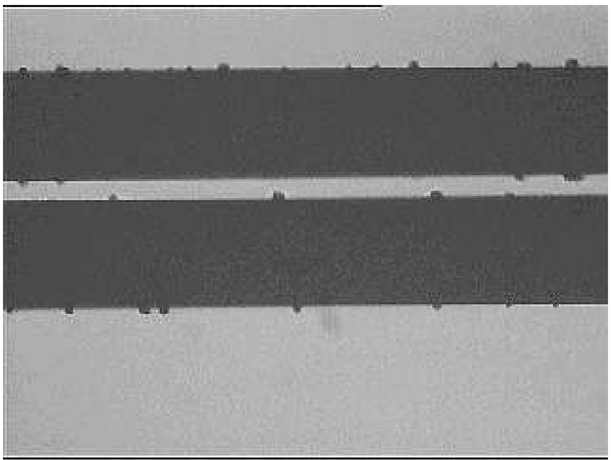

Abb. 7.4: Aufnahme von Sparkschäden "Mäusefraß" an Anode und Kathode

schläge durch hochionisierende Teilchen, die sehr viel Elektronen und Ionen im Bereich zwischen den Anoden und Kathoden erzeugen. Der Prozeß kann dadurch erklärt werden, daß bei dem Bestrahlen mit Hardronen, Kernbruchstücke aus dem Glasträger (Spallation) und dem Gasraum freigesetzt werden. Dieser Effekt tritt bei Röntgenstrahlung nicht auf. Das Sparken konnte auch im Labor reproduziert werden. Hierfür wurde Radon in das Zählgas gemischt, das bei dem Zerfall α-Teilchen lieferte. α-Teilchen haben ein ähnlich hohes Ionisationsvermögen wie Kernbruchstücke. Die verursachten Schäden glichen denen, wie sie am Pionenstrahl des PSI verursacht worden sind. In der folgenden Zeit wurden Versuche durchgeführt, die Sparkschäden herabzusetzen. Dies wurde durch Fertigung der Anoden- und Kathodenstruktur aus anderen Metallen (bis jetzt wurde Gold verwendet) oder durch Überziehen der Kathodenränder mit einer Polyimid-Schicht (Advanced Passivation) versucht. Eine ausführliche Untersuchung des Sparkproblems befindet sich in [BR].
Leider blieben diese Versuche erfolglos. Aus diesem Grund wurde nach einer Möglichkeit gesucht, den Inner-Tracker nicht auf MSGC Basis herzustellen. Im Anschluß daran wurden die Studien zu einem Faserdetektor durchgeführt, die in Kap. 2 - 6 ausführlich dargestellt werden.

In der MSGC-Technologie wurden unterdessen weitere Fortschritte gemacht. Hier scheint es, daß durch Einführung der GEM-Folie das Sparkproblem gelöst werden kann.

7.4 MSGC mit GEM-Folie

Im November 1996 wurde von F. Sauli et al. der Gas Electon Multiplier (GEM) vorgestellt [SA]. Ein GEM besteht aus einer 50 μm dicken Kapton -Folie, die auf Ober- und Unterseite eine ca. 15 μm dicke Kupferschicht besitzt. In die gesamte GEM-Folie werden Löcher geätzt, die einen Abstand von 100 μm - 200 μm besitzen. Eine Aufsicht auf eine GEM-Folie ist in Abb. 7.5 gezeigt. Die Folie wird zwischen Kammerdeckel und MSGC-Wafer

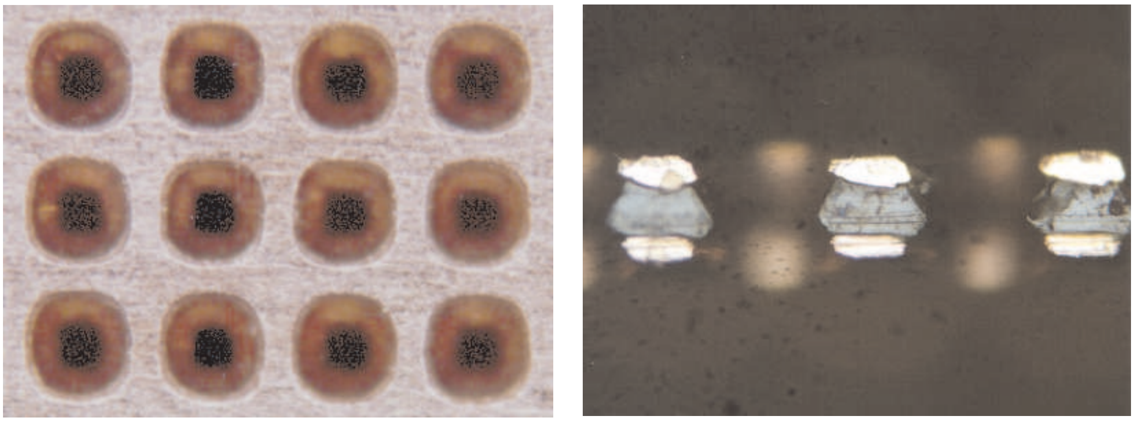

Abb. 7.5: Mikroskopische Aufnahmen einer GEM-Folie. links Aufsicht; rechts Schnitt durch eine GEM-Folie

gespannt (s. Abb. 7.6). Zwischen Ober- und Unterseite wird eine Spannungsdifferenz von ca. 500 V angelegt, diese wird als GEM-Spannung bezeichnet.
Durch das zusätzliche Feld der GEM-Spannung, welches die GEM-Löcher durchdringt, wird das Driftfeld im Bereich der GEM-Löcher eingeschnürt, wodurch eine Erhöhung der Feldstärke verursacht wird. Elektronen, die im Bereich zwischen GEM-Folie und Driftdeckel freigesetzt werden, driften aufgrund des angelegten Driftfeldes durch die GEM-Löcher, wo durch die große Feldstärke Gasverstärkung stattfindet.
Der Vorteil besteht nun darin, daß die Gasverstärkung auf zwei Bereiche verteilt wird. Für die Gesamtverstärkung gilt:

$$A_{gesamt} = A_{GEM} \times A_{MSGC-Wafer}$$

Soll z.B. eine Gesamtverstärkung von $A_{gesamt} = 3000$ erreicht werden, so kann durch eine Verstärkung an der GEM-Folie um $A_{GEM} = 20$, die Verstärkung auf dem MSGC-Wafer auf nur $A_{MSGC-Wafer} = 150$ eingestellt werden. Hierfür wird eine niedrigere Kathodenspannung benötigt. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit für Sparks auf dem MSGC-Wafer um 10^4-10^5 reduziert.

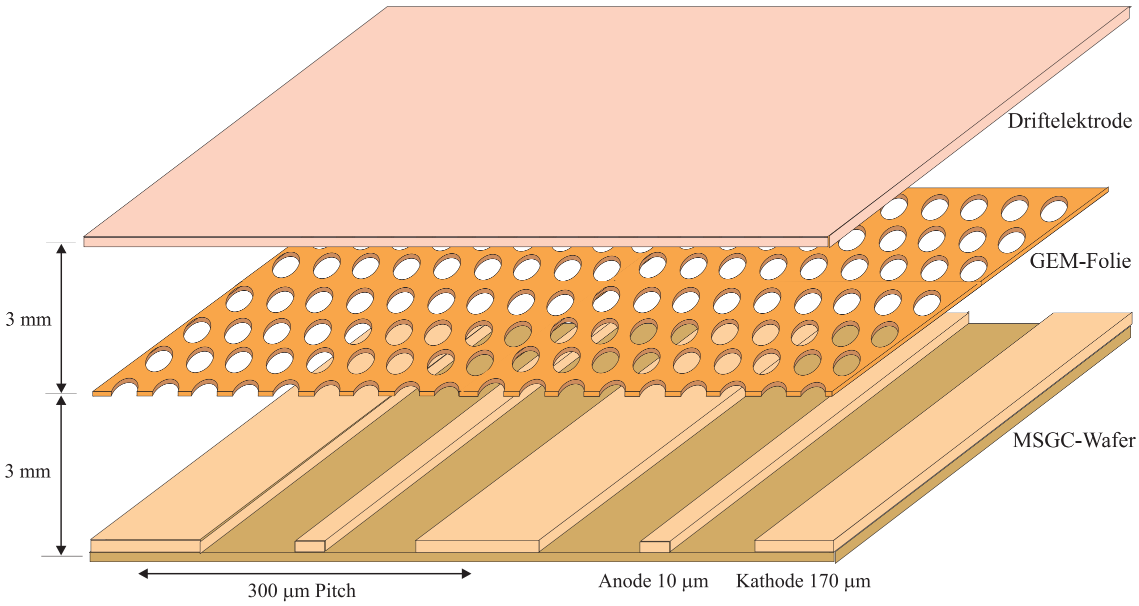

Abb. 7.6: Schematische Darstellung einer GEM-MSGC

Kapitel 8

Fertigung einer GEM-MSGC

Die Hauptbestandteile einer GEM-MSGC sind der MSGC-Wafer und die GEM-Folie. Dies sind äußerst empfindliche Komponenten. Wie diese Einzelteile zusammen mit den Kammerrahmen zu einem fertigen Detektor verklebt werden, wird im folgenden Kapitel beschrieben.

8.1 Grundlegendes Baukonzept

Eine GEM-MSGC kann man sich als einen sandwichartigen Zusammenbau von einem MSGC-Wafer, einer GEM-Folie und dem Kammerdeckel (Driftelektrode) vorstellen (s. Abb. 8.1). Der Abstand der "Schichten" beträgt jeweils 3 mm. Erreicht wird dies durch zwei Rahmen. Diese Rahmen erfüllen mehrere wichtige Eigenschaften. Sie sind die tragende Struktur einer GEM-MSGC und geben ihr ihre Stabilität. Des weiteren entsteht beim Kleben der Rahmen eine luftdichte Box. Durch die Rahmen, die im Inneren hohl sind, wird gleichzeitig das Zählgas zu- und abgeleitet.
Bei dem Bau einer Kammer werden zuerst zwei Komponenten gefertigt. Die eine Komponente besteht aus dem 1. Rahmen, der auf den MSGC-Wafer geklebt wird. Die andere Komponente, die sogenannte Driftbox, besteht aus der GEM-Folie, dem 2. Rahmen und dem Kammerdeckel. Abschließend werden beide Hälften zusammengeklebt. Damit stellt die GEM-MSGC ein geschlossenes Gasvolumen dar.
Alle Klebevorgänge werden in einem staubfreien Raum der Reinraumklasse 100 durchgeführt.

8.2 Eigenschaften der verwendeten Klebstoffe

Die zum Bau einer GEM-MSGC verwendeten Klebstoffe müssen besondere Anforderungen erfüllen. Eine der wichtigsten Eigenschaften ist hier die UHV-Tauglichkeit (Ultra Hoch Vakuum). Durch ein Ausgasen des Klebstoffes kann es ansonsten beim Betrieb der Kammer zu Alterungseffekten (Aging) kommen. Weiterhin müssen die Klebstoffe eine gute Hochspannungsfestigkeit (HV-Festigkeit) besitzen. Unter dem Kammerrahmen müssen 600 V

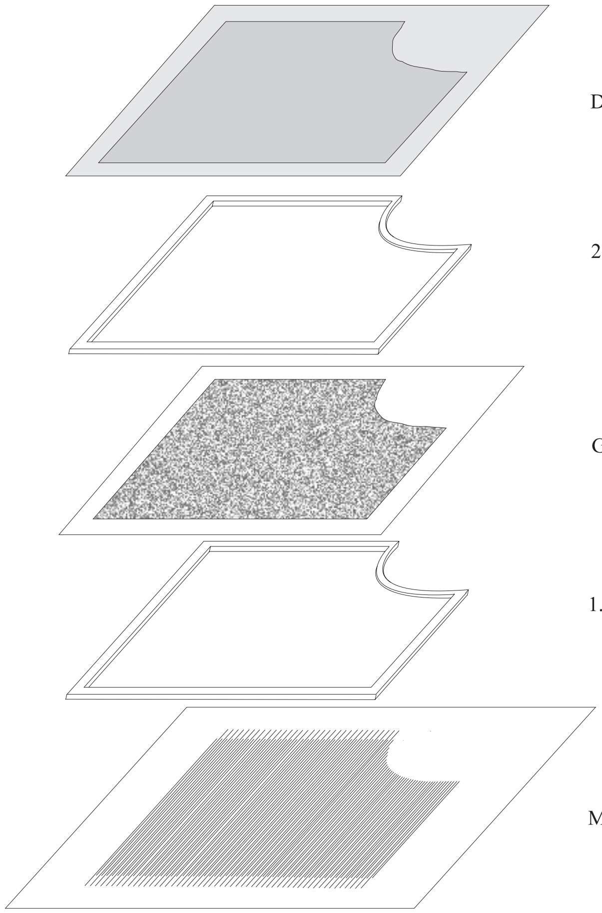

Abb. 8.1: Komponenten einer GEM-MSGC, die zusammengeklebt werden müssen.

Kathodenspannung bei einem Abstand von 300 μm sicher isoliert werden. Diese Eigenschaften dürfen sich nach einer Strahlendosis, der 5 HERA-B Betriebsjahren entspricht (ca. 5 Mrad), nicht verschlechtern.
Nach dem Test verschiedener Klebstoffe [HO] entschied man sich bei dem Bau von GEM-MSGC's die folgenden Produkte zu verwenden:

- Polytec H-72[1] ist ein Epoxidharz Klebstoff. Er besitzt ein sehr gutes Fließverhalten und läßt sich gut verarbeiten. Zum vollständigen Aushärten und zum Erlangen der vollen HV-Festigkeit muß er für ca. 2 Stunden auf 60 Grad Celsius erhitzt werden.

- Stycast 1266[2] ist ebenso ein Epoxidharz Klebstoff. Nach dem Anrühren ist er sehr dünnflüssig. Das Aushärten erfolgt innerhalb von ca. 8 Stunden bei Raumtemperatur.

[1] Polytec H-72, Fa. Polytec GmbH, D-76337 Waldbronn
[2] Stycast 1266, Fa. GRACE N.V. 2260 Westerlo-Belgium

8.3 Kleben des Rahmens auf den MSGC-Wafer

Das Kleben des Kammerrahmens auf den MSGC-Wafer muß mit besonderer Sorgfalt durchgeführt werden. Der Klebstoff darf nicht unter dem Rahmen hervorquellen und auf den MSGC-Wafer laufen (s. Abb. 8.2). Befindet sich Klebstoff auf dem MSGC-Wafer,

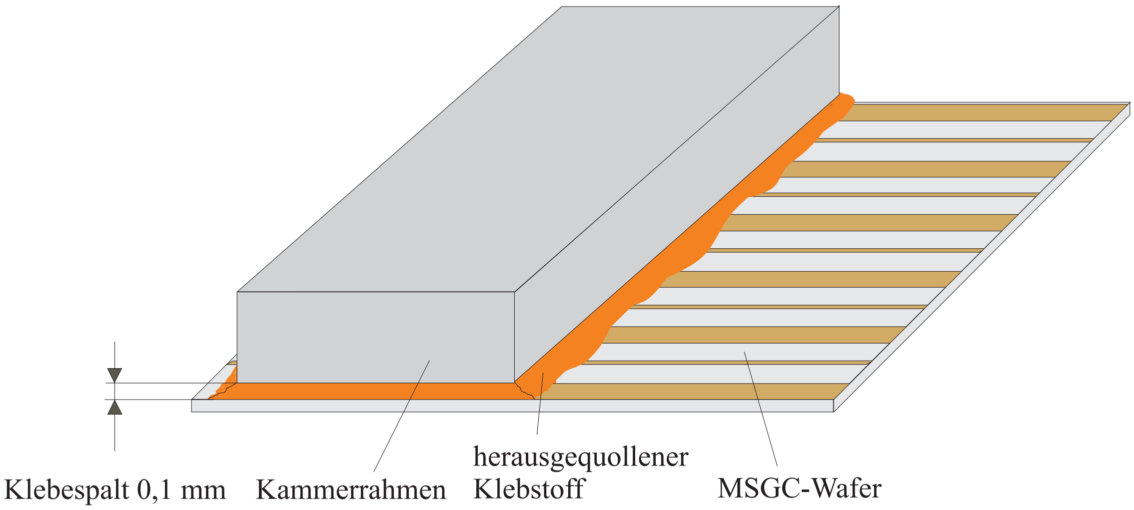

Abb. 8.2: Seitenansicht eines Rahmens, der auf einen MSGC-Wafer geklebt ist.

lädt sich dieser sich während des Betriebes der Kammer auf. Diese Aufladung führt zu hohen lokalen Feldern, welche Entladungen verursachen können. Hierdurch werden die Leiterbahnen auf dem MSGC-Wafer zerstört. Eine Möglichkeit dieses Problem zu umgehen wird in Kap. 10.2 untersucht.

Beim Auftragen des Klebstoffes auf den MSGC-Wafer muß der Klebstoff so dosiert werden, daß dieser beim Auflegen des Rahmens genau bis zum Rand des Rahmens läuft. Dies stellt ein großes Problem dar. Alle Versuche, per Hand mittels Pinsel oder Dosierspritze den Klebstoff in ausreichender Genauigkeit aufzutragen, schlugen fehl. Aus diesem Grund entschied man sich, den Auftrag mittels einer Klebemaschine vorzunehmen. Die Klebemaschine[3] (s. Abb 8.3) entspricht einem x,y,z-Fahrtisch, mit dem eine Spritze mit Dosiernadel über das Werkstück bewegt werden kann. Die Dosierung aus der Spritze wird mit Druckluft vorgenommen. Die Programmierung der Klebemaschine erfolgt über einen PC mit Hilfe des Programmes "Fluidmove". Es können Linien und Kreisbögen einprogrammiert werden, die anschließend mit der Dosiernadel abgefahren werden.

[3]Klebemaschine Asymtek, Gesellschaft für Löttechnik mbH, D-75123 Pforzheim

Abb. 8.3: Foto der verwendeten Klebemaschine

Um den gewünschten Klebstoffauftrag zu erhalten, können mehrere Parameter variiert werden:
1. die Geschwindigkeit, mit der sich die Dosiernadel über das Werkstück bewegt,
2. der Druck, mit dem die Spritze angesteuert wird,
3. der Durchmesser der verwendeten Dosiernadel,
4. die Höhe, in welcher sich die Dosiernadel über das Werkstück bewegt.

Diese Parameter müssen für jede Breite einer Klebung und Art des verwendeten Klebstoffes individuell durch Vorversuche neu ermittelt werden.
Es wurden Klebeversuche mit Stycast 1266 und Polytec H-72 durchgeführt. Bei dem Klebstoff Polytec H-72 trat das Problem auf, daß sich beim Aushärten im Ofen der Verbund aus Rahmen und MSGC-Wafer stark wölbte. Aus diesem Grund entschied man sich, bei dieser Klebung Stycast 1266 zu verwenden, da dieser bei Raumtemperatur härtet und keine Wölbungen beobachtet wurden.
Nach dem Auftrag des Klebstoffes auf den MSGC-Wafer, wird dieser, mit Hilfe einer extra dafür angefertigten Führungsvorrichtung, auf den Kammerrahmen gesetzt.

8.4 Test und Handhabung der GEM-Folien

Eine GEM-Folie besteht, wie in Abschnitt 7.4 beschrieben, aus einer 50 μm dicken Kapton-Schicht, die auf beiden Seiten mit Kupfer beschichtet ist. In diese Folie werden Löcher geätzt. Beide Kupferseiten sind aber immer noch durch das Kapton, welches einen

sehr guten Isolator darstellt, getrennt. Bei dem Anlegen der GEM-Spannung von ca. 500 V sollte daher kein Strom durch die GEM-Folie fließen.
Bei dem Bau der ersten GEM-MSGC's ist es jedoch sehr häufig vorgekommen, daß die GEM-Folie einen Kurzschluß hatte. Der Widerstand lag im Bereich einiger Ω. Eine GEM-Folie besitzt ca. 10^6 GEM-Löcher. Verursacht nur ein Einziges davon einen Kurzschluß, so wird der gesamte Detektor unbrauchbar. Um fehlerhafte GEM-Folien rechtzeitig, d.h. vor dem Einbau, aussortieren zu können, wird eine Vorrichtung verwendet, in der die GEM-Folien getestet werden können.
Für den Test der 10 cm $\times$ 10 cm großen GEM-Folien steht eine Edelstahl-Box zur Verfügung. Diese kann mit einer Vakuumpumpe evakuiert und anschließend mit Zählgas (Ar/DME 50/50) gefüllt werden. Durch das Evakuieren wird sehr schnell eine fast reine Zählgasatmosphäre erzeugt, ohne daß langes Spülen erforderlich ist. Hierdurch wird die GEM-Folie unter möglichst realistischen Bedingungen getestet. Das Zählgas hat weiterhin den Vorteil, daß im Falle eines Überschlages zwischen GEM-Oberseite und GEM-Unterseite, durch den fehlenden Sauerstoff, keine Verbrennungsrückstände in den GEM-Löchern bleiben.
Zum Testen der GEM-Folien, die bei HERA-B eingesetzt werden sollen (25 cm $\times$ 25 cm), steht eine Plexiglas-Box zur Verfügung, die mit Stickstoff gespült werden kann.
Als Spannungsquelle wird ein Hochpannungsgerät mit Tripschutz verwendet. Bei einem Überschlag in der GEM-Folie, der sich durch einen sprunghaften Anstieg Stromes äußert, unterbricht das Gerät ab $\sim$ 100 nA die Stromzufuhr. Für eine Strombegrenzung, befindet sich weiterhin ein Schutzwiderstand von 56 MΩ vor der GEM-Folie. Die Strommessung erfolgt über einen Strommesser mit einer Genauigkeit von $\pm$ 0,1 nA.
Die GEM-Folien haben folgende Anforderungen zu erfüllen: Bei dem langsamen Steigern der GEM-Spannung auf einen Wert von 500 V (Bereich der Betriebsspannung) darf es zu keinen Überschlägen kommen. Wenn die Spannung mindestens 15 min gehalten wird, erfüllen die GEM-Folien die Anforderungen an die Hochspannungsfestigkeit. Des weiteren soll der Strom in der GEM-Folie einen Wert von 10 nA nicht überschreiten. Dies entspricht einem Widerstand von 50 GΩ.
Die Tests der ersten GEM-Folien lieferten sehr schlechte Ergebnisse. Sehr oft kam es schon bei einer Spannung von 200 V zu einem Überschlag in der GEM-Folie. Bei dem erneuten Versuch die Spannung anzulegen, stieg der Strom bei ca. 50 V dauerhaft auf einen Wert von 100 nA.
Dies war meist auf Verunreinigungen (Staub) in den GEM-Löchern zurückzuführen. An den Verunreinigungen ist es zu frühzeitigen Entladungen gekommen. Durch das Einbrennen der Verunreinigung bei einem Überschlag entstand eine dauerhafte Verbindung zwischen GEM-Oberseite und GEM-Unterseite.
Abhilfe schafft hier kräftiges Abblasen der GEM-Folien mit trockenem Stickstoff aus einer Gasflasche. Dies muß unbedingt vor dem erstmaligen Anlegen von Hochspannung an die GEM-Folie geschehen.
Auf diese Weise behandelte GEM-Folien hielten immer eine Spannung von 500 V. Lag der Strom bei einer Spannung von 500 V in einem Bereich von 5 nA - 10 nA, so konnten durch nochmaliges Abblasen Werte von bis zu 1 nA erreicht werden.

8.5 Klebung der Driftbox

Die GEM-Folie soll über eine Fläche von 25 cm $\times$ 25 cm einen Abstand von 3 mm zum MSGC-Wafer besitzen. Es ist wichtig, daß durch Anlegen der Betriebsspannungen der Kammer, sich die GEM-Folie nicht biegt. Aus diesem Grund muß sie möglichst gut gespannt auf den Kammerrahmen aufgeklebt werden. Hierzu wird die GEM-Folie mit Klebeband-Streifen auf einen Aluminiumrahmen gespannt. Dieser Spannrahmen muß so groß sein, daß er über den Kammerrahmen gelegt werden kann.
Für das Kleben des Rahmens auf die GEM-Folie kann Polytec H-72 verwendet werden, da hier durch das Aushärten im Ofen keine Verformungen auftreten. Durch die geringe Aushärtezeit von 2 Stunden bei 60^{0}C wird durch Verwendung von Polytec H-72 bei diesem Produktionsschritt Zeit gespart. H-72 kann mit Hilfe eines Dosiergerätes und Dosierspritze per Hand auf den Rahmen aufgetragen werden. Hier sind die Anforderungen an den Klebstoffauftrag nicht so hoch wie bei der Klebung des Rahmens auf den MSGC-Wafer.
Die aufgespannte GEM-Folie wird auf den Kammerrahmen, auf den der Klebstoff aufgetragen ist, gelegt und mit einer Glasplatte angedrückt. Nach dem Aushärten des Klebstoffes wird der Kammerrahmen mit einem Skalpell von dem Spannrahmen getrennt.
Nach dem Kleben und Aushärten im Ofen muß die HV-Festigkeit der GEM-Folie erneut getestet werden. Hier lag bei einer Spannung von 500 V der GEM-Strom in der Regel bei nur noch $\sim$ 0,2 nA.
Der Driftdeckel (Driftelektrode) besteht aus einer Polyimid-Folie, die auf einer Seite mit Kupfer beschichtet ist. Der Driftdeckel wird mit Klebeband-Streifen auf eine Glasplatte gespannt. Auf die andere Seite des Rahmens, auf den schon die GEM-Folie aufgeklebt ist, wird Polytec H-72 aufgetragen. Der Rahmen wird auf den Driftdeckel gelegt und mit Hilfe einer Glasplatte angedrückt. Nach 2 Stunden Härtezeit im Ofen ist die Driftbox fertig.

8.6 Fertigstellen der GEM-MSGC

Auf den MSGC-Wafer mit dem aufgeklebten Rahmen muß nun die Driftbox befestigt werden. Hierfür wird auf den Rahmen mit Hilfe der Klebemaschine Stycast 1266 aufgetragen. Das Zusammenführen der beiden Hälften erfolgt wieder mit Hilfe der Führungsvorrichtung (s. Abb. 8.4).
Des weiteren muß der MSGC-Wafer mit der Ausleseelektronik und der Zuführung der Kathodenspannung verbunden werden. Die Verbindung erfolgt mittels einer Polyimid-Folie, auf der sich entsprechende Leiterbahnen befinden. Für das Aufkleben der Polyimid-Folie auf den MSGC-Wafer wird ein sogenannter Z-Bond-Klebstoff verwendet. Dieser enthält etwa 60 μm große Kupferpartikel, die bei großem Anpreßdruck eine leitende Verbindung in Richtung des Druckes, zwischen den Leiterbahnen der Polyimid-Folie und denen des MSGC-Wafers herstellen. In den Richtungen senkrecht zur Druckrichtung, isoliert der Klebstoff. Das Z-Bonden wird von der Universität Siegen mit einer speziell dafür entwickelten Maschine durchgeführt.
Das Einkleben der Gaszuführungen in dafür vorgesehene Bohrungen im Kammerrahmen

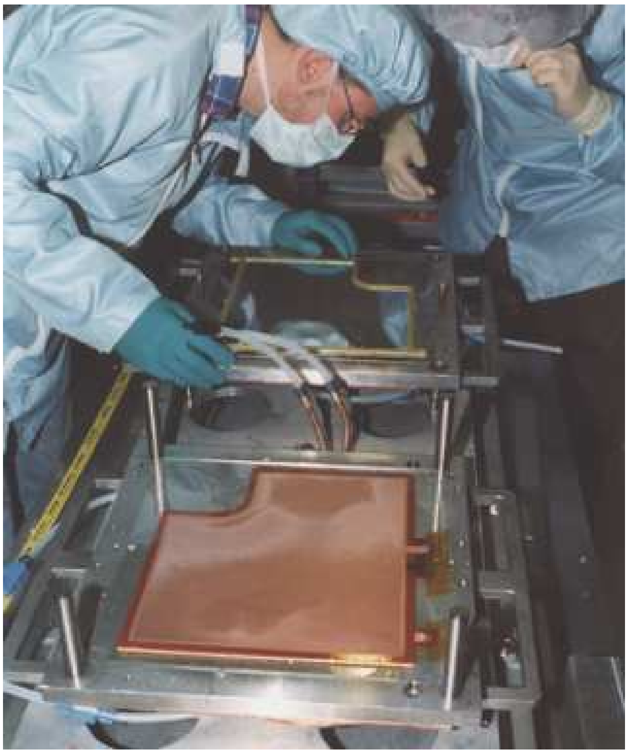

Abb. 8.4: Ausrichten des MSGC-Wafer mit dem aufgeklebtem Rahmen auf der Führungsvorrichtung. Die Driftbox (unten im Bild) ist schon ausgerichtet.

erfolgt mit dem Klebstoff Torr Seal[4]. Die Hochspannungskabel für die Driftspannung , GEM-Oben- und GEM-Unten-Spannung werden an die dafür vorgesehenen Laschen der Folien angelötet. Zur Isolierung werden die Lötstellen mit Epoxydharz[5] eingegossen.

[4]Torr Seal, FA. Varian, D-70565 Stuttgart-Vaihingen

[5]UHU Plus Schnellfest, Fa. UHU GmbH, D-77813 Bühl (Baden)

Kapitel 9

Kammertests bei niedrigen Raten

Um einen GEM-MSGC Detektor bei HERA-B einsetzen zu können, muß geklärt werden, ob dieser auch die HERA-B Anforderungen erfüllt. Hier geht es im Besonderen um die Effizienz des Detektors und wie diese sich unter dem Einfluß eines starken Magnetfeldes (B = 0,85 T) verändert. Das Verhalten unter Einwirkung eines Magnetfeldes muß mit untersucht werden, da sich auch bei dem HERA-B Experiment vier Inner Tracker Station im Spektrometermagneten befinden werden.
Die Untersuchungen wurden beim DESY in Hamburg mit Hilfe eines Positronenstrahls durchgeführt. Hier stand auch ein Magnet zur Verfügung, so daß gleichzeitig die Effizienz des Detektors in einem Magnetfeld untersucht werden konnte.

9.1 Lorentzwinkel

Durchfliegt ein geladenes Teilchen eine GEM-MSGC, so erzeugt es längs seiner Flugbahn Primärionisation. Durch das angelegte Driftfeld driften die Elektronen aufgrund des elektrischen Feldes in Richtung MSGC-Wafer. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist abhängig von der vorhandenen Feldstärke und der verwendeten Gasmischung. Gemessene Werte von Driftgeschwindigkeiten z.B. für Ar/DME 50/50finden sich in [OE].
Läuft ein Teilchen durch den Detektor, so entspricht der Bereich des MSGC-Wafers, auf den Ladungen treffen, der Projektion der Spur des Teilchens auf den Wafer. Für den Fall eines senkrecht durch den Detektor laufenden Teilchens ist dies in Abb. 9.1 skizziert. Verbreitert wird der Bereich auf dem Wafer, der von Elektronen getroffen wird, nur durch das Auseinanderlaufen der Elektronen während der Driftbewegung.
Wird ein Magnetfeld angelegt, das senkrecht zur Driftrichtung der Elektronen verläuft, so wirkt auf die Elektronen eine zusätzliche Kraft, die senkrecht zur Driftgeschwindigkeit angreift. Die Lorentz Kraft, bezeichent hierbei die Gesamtkraft, die auf die Elektronen wirkt. Sie wird beschrieben durch:

$$\vec{F_L} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Der Winkel zwischen dem Elektrischen Feld und der Lorentzkraft wird als Lorentzwinkel

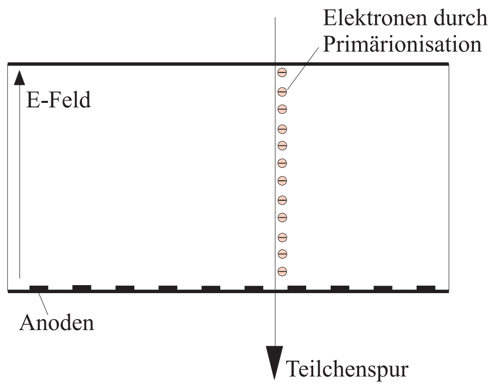

Abb. 9.1: Im elektrischen Feld driften die Elektronen senkrecht in Richtung MSGC-Wafer

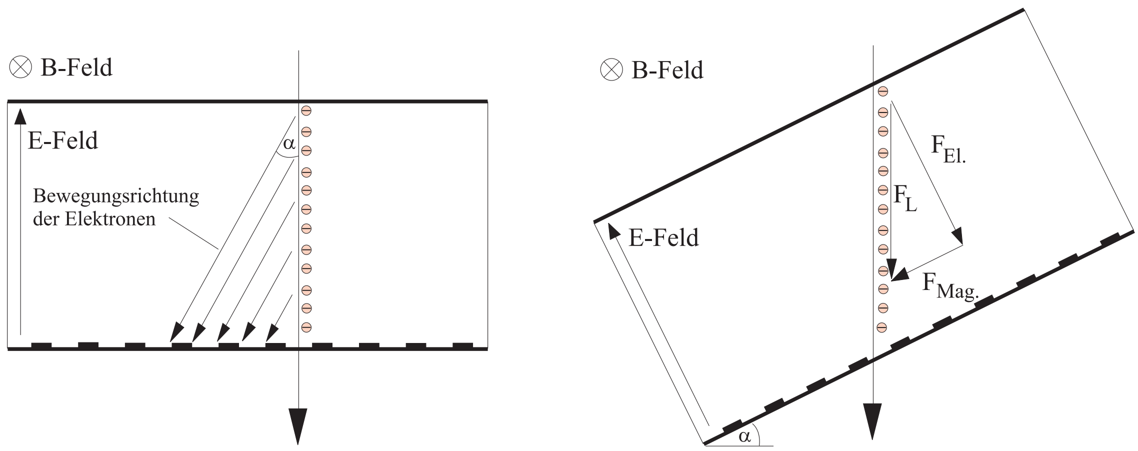

Abb. 9.2: links: Durch das vorhandene $\vec{B}$-Feld laufen die Elektronen unter dem Winkel α auf den Wafer zu, und es sprechen mehr Anoden an; rechts: durch Drehen der Kammer um den Winkel α verbreitert sich das Signal nicht.

α_L bezeichnet. Für diesen Winkel gilt :

$$\tan \alpha_L = \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{\vec{E}} \psi$$

In der Formel der "naiven" Superposition von Elektrischerkraft und Lorentzkraft zugefügte magnetische Ablenkkoeffizient ψ ist für eine Korrekte Beschreibung des Lorentzwinkels notwendig (s. [SC1] und darin aufgeführte Referenzen). Dabei beschreibt ψ die Tatsache, daß die driftenden Elektronen aufgrund des $\vec{E} \times \vec{B}$-Feldes nicht mehr einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung gehorchen. Der magnetische Ablenkkoeffizient ist im allgemeinen eine Funktion von $\vec{E}$- und $\vec{B}$-Feld und kann in der Praxis stark von 1 abweichende Werte annehmen.

Bei einem GEM-MSGC Detektor, der in einem Magnetfeld betrieben wird, driften die bei der Primärionisation entstandenen Elektronen nicht senkrecht auf den MSGC-Wafer zu, sondern unter dem Winkel α_L. Dadurch wird der Bereich auf dem MSGC-Wafer, auf den sich die Elektronen verteilen, vergrößert (s. Abb. 9.2 links).
Für den Betrieb einer GEM-MSGC bedeutet dies, daß durch das angelegte Magnetfeld mehr Anoden ein Signal liefern. Hierdurch wird die Auflösung des Detektors herabgesetzt. Dieser Effekt kann kompensiert werden, in dem der Detektor um den Winkel α_L gedreht wird. Die Lorentzkraft verläuft nun wieder parallel zu der Flugbahn des durch den Detektor laufenden Teilchens (s. Abb. reflorges rechts).
Neben der Effizienz des Detektors wurde bei dem Strahltest gleichzeitig untersucht, ob die Kompensation des Lorentzwinkels durch Drehen des Detektors vorgenommen werden kann. Die Möglichkeit, den Detektor um einen definierten Winkel zu drehen, war ausschlaggebend für die Konstruktion des Meßaufbaus.

9.2 Meßaufbau für den Strahltest

Die Messungen wurden am e-Teststrahl T21 beim DESY in Hamburg durchgeführt. Hier standen Positronen mit einer Energie von 3 GeV zur Verfügung.

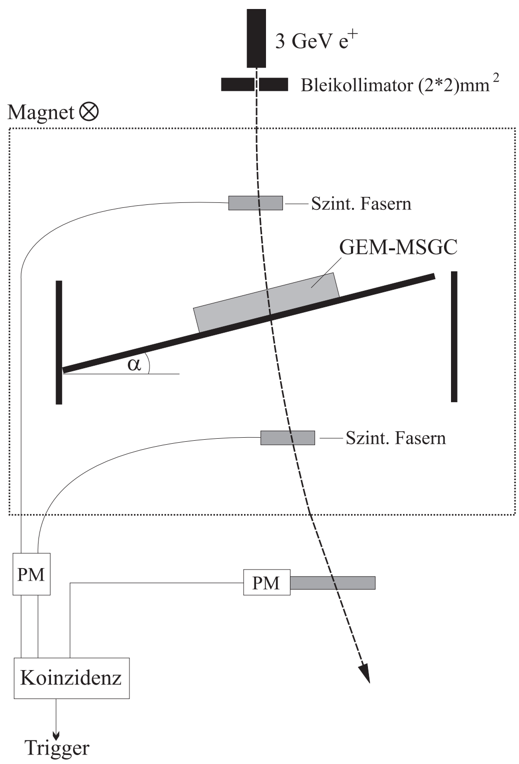

Abb. 9.3: Skizze des Aufbaus bei dem e^+-Strahltest

Die Flugbahn der Positronen lief durch einen Dipolmagneten, der auf eine Feldstärke von 0,85 T eingestellt werden konnte. Der Magnet besaß eine Öffnung von ca. 40 cm Höhe und 80 cm Breite. In dieser Öffnung wurde die GEM-MSGC aufgebaut. Der Aufbau wurde so ausgelegt, daß der Detektor um einen definierten Winkel gedreht werden konnte.
Um die Effizienz des Detektors messen zu können, war es wichtig, die Flugbahn der Positronen in anderen Detektoren zu verfolgen (Alignement). Dies wurde mit Hilfe der beiden Faserdetektoren, die bei dem HERA-B Test (s. Kap. 5) eingesetzt wurden, durchgeführt. Es befand sich jeweils ein Faserdetektor vor und hinter der GEM-MSGC (s. Abb.9.3). Der aktive Bereich der Faserdetektoren besaß eine Länge von ca. 30 cm. Die Länge des aktiven Bereiches der GEM-MSGC hingegen betrug nur 9 cm. Somit war es möglich, daß Teilchen in beiden Faserdetektoren registriert wurden, die aber nicht die GEM-MSGC durchquerten. Aus diesem Grund wurde der Positronenstrahl durch einen 2mm $\times$ 2mm Kollimator begrenzt und auf die Mitte der Kammer ausgerichtet. Zusätzlich wurde ein dritter Szintillator angebracht, der etwa die Detektorfläche abdeckte. Für den Start der Auslese wurde eine Koinzidenz aus allen drei Szintillatoren verlangt.
Die GEM-MSGC besaß einen Wafer mit einer Größe von 10 cm $\times$ 10 cm. Sowohl der

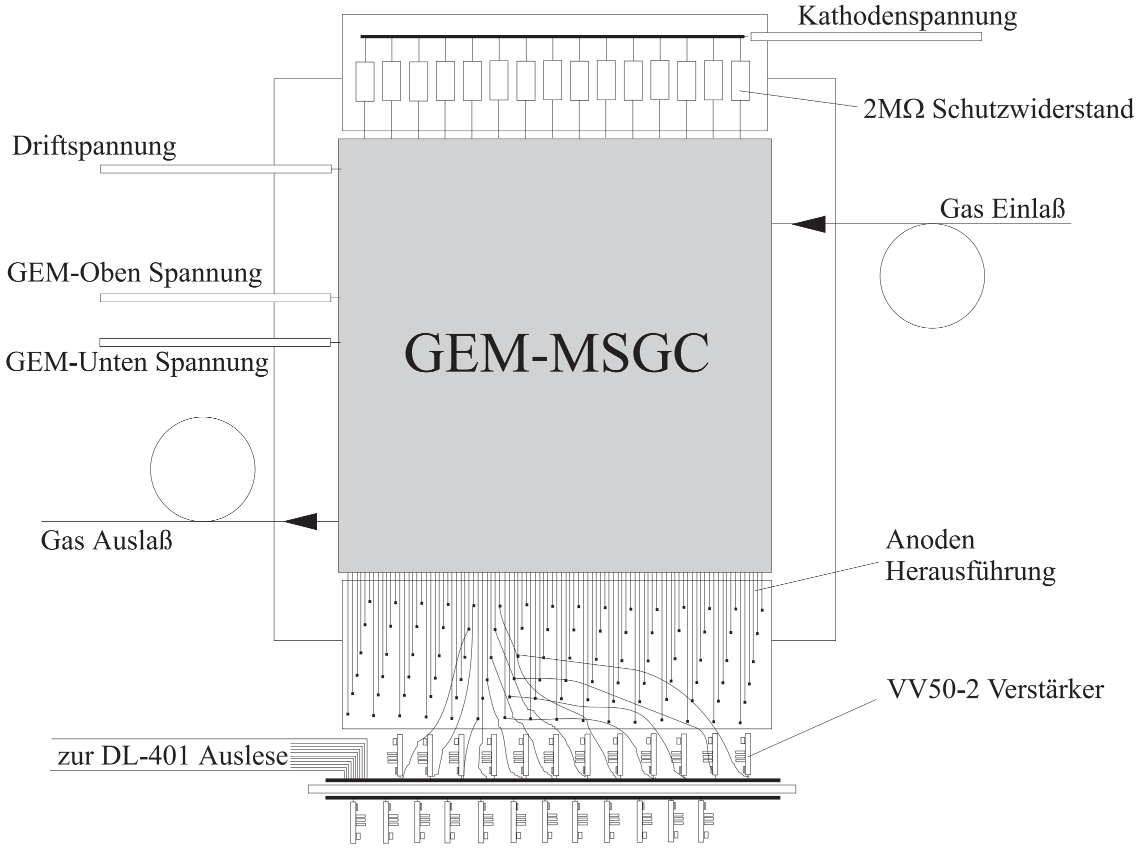

Abb. 9.4: Beschaltung der GEM-MSGC

Abstand zwischen Wafer und GEM-Folie als auch zwischen GEM-Folie und Driftdeckel betrug 3 mm. Bei dem Detektor bestand weiterhin die Möglichkeit jede Anode einzeln auszulesen. Eine Skizze mit der Beschaltung der GEM-MSGC befindet sich in Abb. 9.4. Die Anoden wurden einzeln über dünne Drähte mit einem VV50-2 Verstärker verbunden. Diese waren an einen 8 Bit FADC vom Type DL-401 angeschlossen.

9.3 Auswertung der Daten

Das Einlesen und Auswerten der Daten wurde mit einem ähnlichen Verfahren wie bei dem HERA-B Test der Faserdetektoren (s. Kap.5.2) durchgeführt. Auf Grund der geringen Ereignisrate vom maximal 1 kHz wurde bei jedem Auslesezyklus nur ein Ereignis erwartet. Dies vereinfachte die Suche nach Kammerpulsen sehr stark. Zum Auffinden der Pulse wurde von jedem Auslesecyclus der Maximalwert, aus allen 22 ausgelesenen Anoden gesucht und geprüft, ob er über einem festgelegten Schwellenwert liegt.

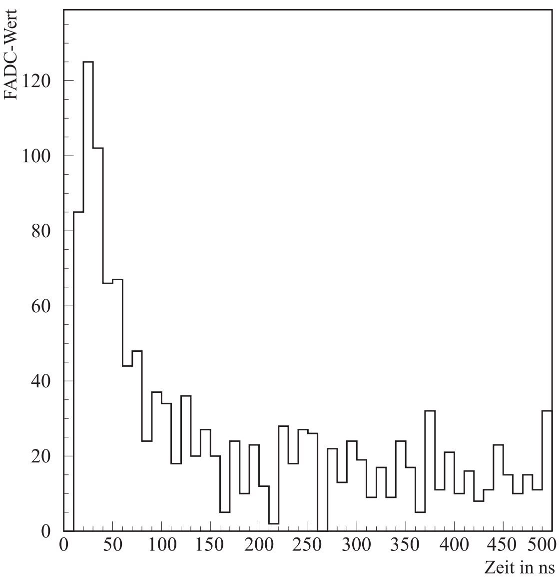

Abb. 9.5: Vom FADC aufgezeichneter Puls einer GEM-MSGC

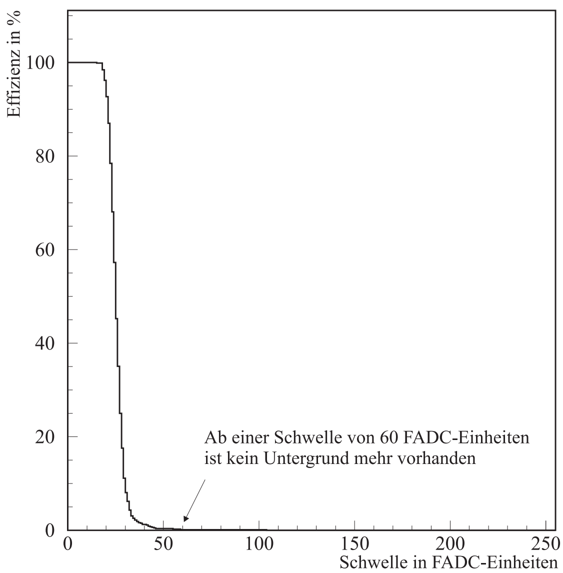

Abb. 9.6: Schwelle für den Untergrund, aus Daten ohne Detektorpulse

In Abb. 9.5 ist ein typischer Detektor-Puls zu sehen, wie er vom FADC aufgezeichnet wurde. Leider wurde von der Ausleseelektronik ein hochfrequentes Rauschen mit großer Amplitude eingefangen. Dies ist nach dem Detektorpuls zu erkennen. Um die Rauschamplitude zu verkleinern, wurden die Daten geglättet (s. Kap.5.2). Die breiteren Detektorpulse wurden davon praktisch nicht beeinflußt.
Um die Signale sicher vom Rauschen trennen zu können, wurde mit einem Datensample die Effizienz des Detektors in Abhänigkeit vom Schwellenwert aufgenommen. Hier wurden aber nur von der Kolonne aus 50 Werten pro Ereignis, die drei letzten berücksichtigt. In Abb. 9.5 wären dies die Werte zwischen 480 ns und 500 ns. In diesem Bereich befanden sich keine Detektorpulse mehr. Das Ergebnis ist in Abb. 9.6 aufgetragen. Es sind praktisch

keine Pulse durch das Rauschen vorhanden, die größer als 60 FADC-Einheiten sind. Dieser Wert soll als Schwelle für Bestimmung der Effizienz genommen werden.
Der verwendete FADC besitzt eine Auflösung von 8 Bit, was einem Maximalwert von 255 entspricht. Dieser Wert wird bei einer Eingangsspannung von 160 mV erreicht. Der Verstärkungsfaktor des VV50-2 wurde auf 15 mV/fC eingestellt. Schneidet man Signale unterhalb von 60 FADC-Einheiten ab, so entspricht das einer Ladung von 2,5 fC oder 16.000 Elektronen. Bei HERA-B hofft man durch kürzere Signalwege und einer besseren Ausleseelektronik (HELIX-128 Chip), die Schwelle auf 10.000 Elektronen herabsetzen zu können.

9.4 Effizienz der GEM-MSGC

Die Effizienz der GEM-MSGC wurde mit und ohne Magnetfeld getestet. Bei dem Betrieb des Detektors mit Magnetfeld ist darauf zu achten, daß der Positronenstrahl auch im Magnetfeld abgelenkt wird (s. Abb. 9.3). Der Winkel, unter dem der Strahl den Detektor trifft, wurde dirch die Verschiebung der Triggerszintillatoren zu 3^0 berechnet. Zum Ausgleich dieses Effektes wurde der Detektor entsprechend um 3^0 gedreht, dies galt daraufhin für alle Messungen mit Magnetfeld als neuer Nullpunkt.
Die GEM-MSGC wurde mit zwei verschiedenen Zählgasmischungen betrieben. Es handelte sich um Argon + Dimethylether mit einem Mischungsverhältnis von 50/50 und 80/20.

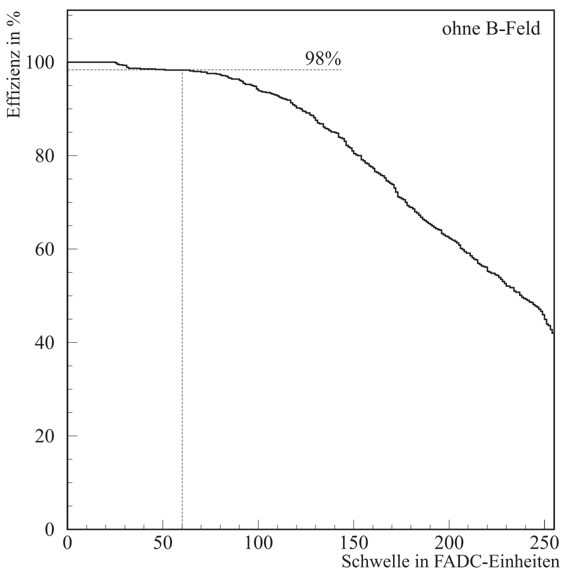

Abb. 9.7: Effizienz des Detektors ohne Magnetfeld in Abhängigkeit von der gesetzten Schwelle.

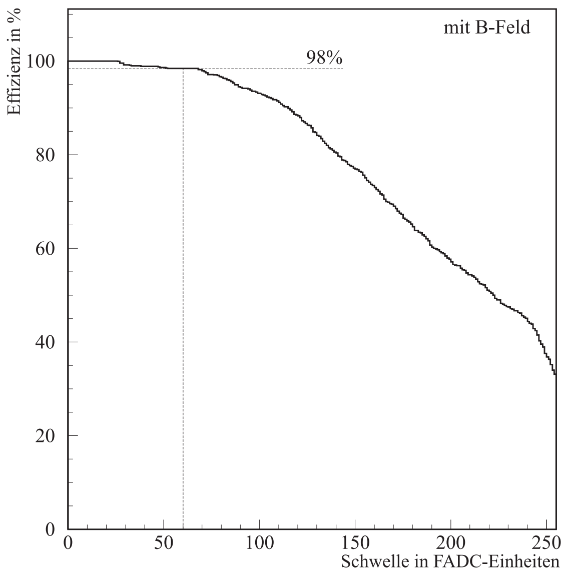

Abb. 9.8: Effizienz des Detektors mit Magnetfeld in Abhängigkeit von der gesetzten Schwelle.

Für eine Gasmischung Ar/DME 50/50, Driftspannung 4000 V, Kathodenspannung 540 V und GEM-Spannung von 510 V, ist in den obigen Abbildungen die Effizienz in Abhängigkeit von der Schwelle gezeigt. Ohne angelegtes Magnetfeld in Abb.9.7 mit angelegtem

Magnetfeld in Abb. 9.8. Der Drehwinkel des Detektors wurde jeweils auf die Entsprechende 0^0-Marke eingestellt.
Bei einer Schwelle von 60 FADC-Einheiten lag die Effizienz mit und ohne Magnetfeld bei 98%. Wie auch bei der Gasmischung von Ar/DME 80/20 blieb die Effizienz unbeeinflußt vom angelegten Magnetfeld. Bei dem Betrieb des Detektors ist darauf zu achten, daß die Gasverstärkung so gewählt wird, daß die Detektorpulse sich deutlich vom Rauschen abheben.

9.5 Meßung der Lorentzwinkels

Wie in Abschnitt 9.1 beschrieben, wird durch Anlegen eines Magnetfeldes die Anzahl der Anoden vergrößert, die ein Signal liefern. Dadurch sinkt das Auflösungsvermögen des Detektors. Durch Drehen des Detektors um den Lorentzwinkel kann der Einfluß des Magnetfeldes kompensiert werden. Zur Bestimmung des Lorentzwinkels wird die Streifen-Multiplizität bei verschiedenen Winkeln gemessen. Die Streifen-Multiplizität mißt die Zahl der benachbarten Anoden, die ein Signal oberhalb der Schwelle liefern. Bei Erreichen des Lorentzwinkels besitzt die Streifen-Multiplizität ein Minimum (s. Abb. 9.9).

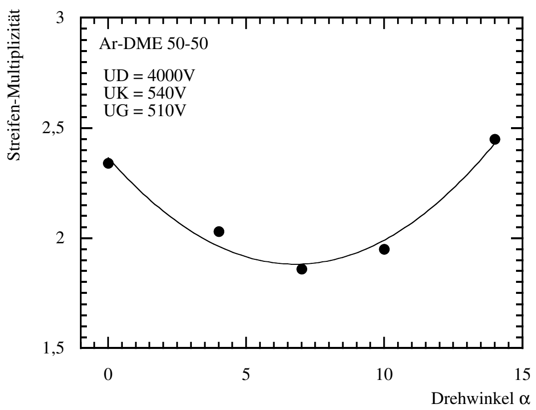

Abb. 9.9: Experimentelle Bestimmung des Lorentzwinkels durch Drehen der Kammer und bestimmen des Minimums der Streifen-Multiplizität

Auf die gleiche Weise wurden für zwei Gasmischungen und je zwei Driftspannungen die Lorentzwinkel bestimmt. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

Ar/DME	Drift-Sp.	Kathoden-Sp.	GEM-Sp.	Lorentzwinkel
50/50	4000 V	540 V	510 V	7,5
50/50	5000 V	540 V	510 V	6,0
80/20	3000 V	450 V	400 V	9,0
80/20	4000 V	420 V	420 V	7,0

9.6 Streifen-Multiplizität

Der Vergleich der Streifen-Multiplizität mit und ohne Magnetfeld bei $\alpha = 0^0$ und mit Magnetfeld bei kompensiertem Lorentzwinkel sind in Abb. 9.10 gezeigt.

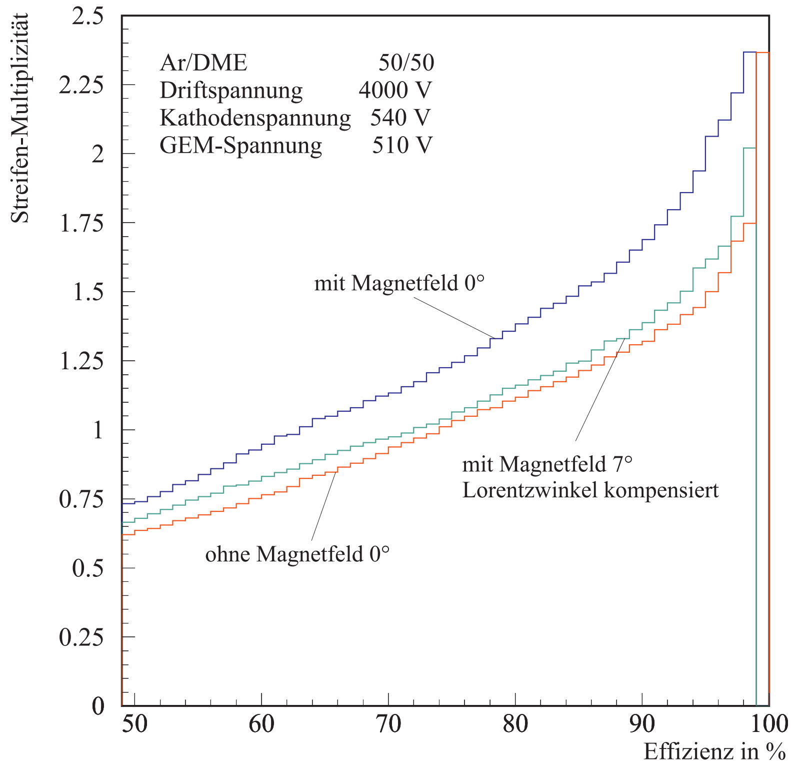

Abb. 9.10: Streifen-Multiplizitäten unter verschiedenen Bedingungen

Die Streifen-Multiplizität des Detektors im Magnetfeld bei kompensiertem Lorentzwinkel steigt nur leicht gegenüber der ohne äußeres Magnetfeld an. Wird der Lorentzwinkel nicht kompensiert, so steigt die Streifen-Multiplizität von 1,75 auf 2,35 an, bei 98% Detektoreffizienz. Eine Detektoreffizienz von 98% erhält man allerdings bei Schwellen-Werten im Bereich von 30 bis 70 FADC-Einheiten (s. Abb. 9.7). In Abb. 9.10 ist jeweils die niedrigste Streifen-Multiplizität aufgetragen, die mit der entsprechenden Effizienz erreicht werden kann.
Die Streifen-Multiplizität in Abhängigkeit von der gesetzten Schwelle ist in Abb. 9.11 zu sehen. Bei einer Schwelle von 0 FADC-Einheiten sprechen alle 22 FADC-Kanäle an. Bei einer Schwelle von 60 FADC-Einheiten liegt die Streifen-Multiplizität ohne Magnetfeld bei 2,1 und mit Magnetfeld bei 2,6.
Vergrößert man die Gasverstärkung der GEM-MSGC, so steigt damit auch die Streifen-Multiplizität an. Zwischen Effizienz und Auflösung muß somit ein Kompromiß gefunden werden.

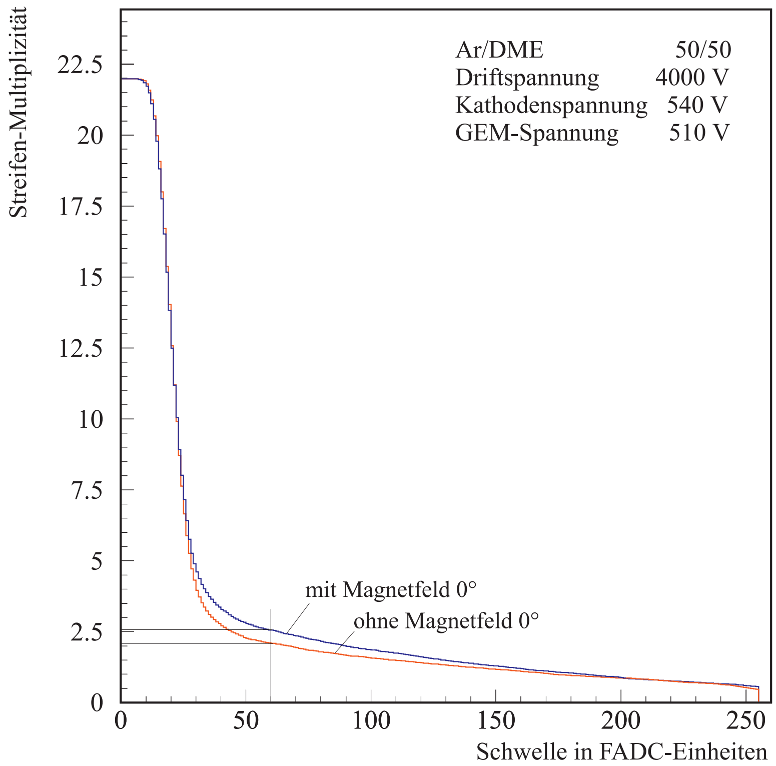

Abb. 9.11: Streifen-Multiplizitäten in Abhängigkeit der angelegten Schwelle

Kapitel 10

Kammertests bei hohen Raten

Bei dem HERA-B Experiment soll der Zerfall von 2500 "Goldenen-Ereignissen" beobachtet werden. Um dies zu erreichen, muß das HERA-B Experiment drei Jahre lang bei einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz betrieben werden. Dabei rechnet man mit typisch 100 Betriebstagen, an denen der HERA-Speicherring pro Jahr in Betrieb ist.
Eine Wechselwirkungsrate von 40 MHz entspricht bei dem inneren Spurkammersystem am Strahlrohrbereich einer Teilchendichte von $\sim 10^4 mm^{-2} s^{-1}$. In einem Betriebsjahr akkumuliert der Detektor dabei eine Strahlendosis von 1 Mrad. Für einen Gasdetektor sind dies ungewöhnlich hohe Anforderungen. Aus diesem Grund ist es unbedingt erforderlich, das Detektorverhalten auch unter hohen Raten und bei langen Bestrahlungszeiten zu untersuchen.
Die Bestrahlungstests bei hohen Raten wurden sowohl mit einer Röntgenröhre als auch an einem Hadronenstrahl durchgeführt.

10.1 Hochratentest mit Röntgenröhre

Für den Test von Detektoren steht im Physikalischen Institut der Universität Heidelberg eine Röntgenröhre zur Verfügung. Hier können Langzeitmessungen mit hohen Raten durchgeführt werden. Der zu testende Detektor wird in einem Abstand von ca. 0,5 m vor der Röntgenröhre montiert. Eine detaillierte Beschreibung des Hochratenmeßstandes befindet sich in [HO].
Die Beschaltung des Detektors entspricht im Wesentlichen der in Abb. 9.4 gezeigten Beschaltung vom e-Strahltest. Hier liegt bei der Auslese allerdings der Schwerpunkt nicht bei der Aufnahme von einzelnen Detektorpulsen, sondern es wird der zeitliche Verlauf des Gasverstärkungsfaktors aufgezeichnet. Der Verstärkungsfaktor der GEM-Folie und des MSGC-Wafers kann durch Einzelmessungen getrennt bestimmt werden. Weiterhin können Überschläge (Sparks) zwischen Anode und Kathode oder in der GEM-Folie registriert werden. Hierfür wird ein Kondensator an die Spannungszuführung für Kathode bzw. GEM-Folie angeschlossen. Durch den Spannungsabfall bei einem Spark kann mit Hilfe eines Verstärkers ein Puls am Kondensator abgegriffen werden.
Um die Wirkung hochionisierender Teilchen, wie sie auch im HERA-B Experiment

vorhanden sind, zu simulieren, wird dem Zählgas Radon beigemischt, das bei seinem Zerfall α-Teilchen emittiert. Hierfür wird das Zählgas durch einen Behälter geleitet, in dem sich natürliches Thorium befindet, das in Radon zerfällt.

Mit dem Hochratenmeßstand kann über einen Zeitraum von ca. einer Woche ein Betriebsjahr im HERA-B Experiment simuliert werden. Hierbei wird hauptsächlich das Alterungsverhalten der Detektoren getestet. So wurden bei unterschiedlichen Prototypen z.B. Schwankungen des Verstärkungsfaktors in der GEM-Folie und Ablagerungen auf den Anoden entdeckt. Darauf soll hier jedoch nicht eingegangen werden.

10.2 Schädigungen am Waferrand

Betrachtete man GEM-MSGC Detektoren, die mit hohen Raten betrieben worden sind, so war sehr heufig an den Stellen, wo der Kammerrahmen auf den MSGC-Wafer geklebt wurde, beschädigte Anoden zu erkennen. Die Beschädigungen befanden sich an den Stellen, an denen überschüssiger Klebstoff der Rahmenklebung auf den MSGC-Wafer gelaufen war. Eine Skizze mit einem auf den MSGC-Wafer geklebten Rahmen ist in Abb. 8.2 zu sehen. Je mehr Klebstoff auf den MSGC-Wafer gelaufen war, desto größer waren auch die Beschädigungen. Ein Foto des Randbereiches mit beschädigten Anoden ist in Abb. 10.1 zu sehen.

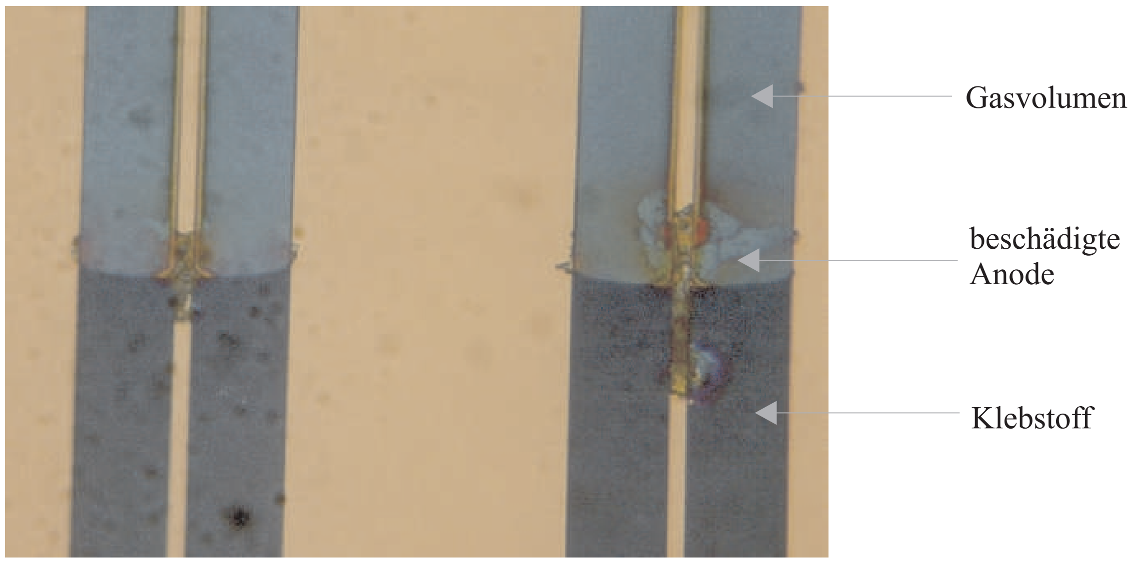

Abb. 10.1: Foto mit beschädigten Anoden

Befindet sich Klebstoff auf dem MSGC-Wafer, dann beginnt sich dieser während des Betriebes aufzuladen. Bei den dadurch verursachten Entladungen können die Leiterbahnen auf dem MSGC-Wafer zerstört werden. Man versucht dieses Problem durch einen sehr

sauberen Klebstoffauftrag (s. Kap. 8.3) einzuschränken.
Der Bereich, an dem die Kathoden enden und die Anoden nach außen geführt werden, wurde bisher als kritische betrachtet. Da hier eine Leiterstruktur endet befürchtete man Feldüberhöhungen, die Sparks auslösen. Aus diesem Grund sollte der Bereich mit einem hochspannungsfesten Klebstoff unter dem Kammerrahmen geschützt werden (Passivierung).
Um herauszufinden, ob dies wirklich erforderlich ist, wurde ein MSGC-Detektor ohne GEM-Folie gebaut, bei dem die Kathoden- und Anodenenden sich im Gasvolumen des Detektors befinden. Der Bereich, in dem Gasverstärkung stattfindet, endete ca. 3 mm vor dem Kammerrahmen. Die Anoden und Kathodenenden lagen somit nicht unter einer Passivierung.

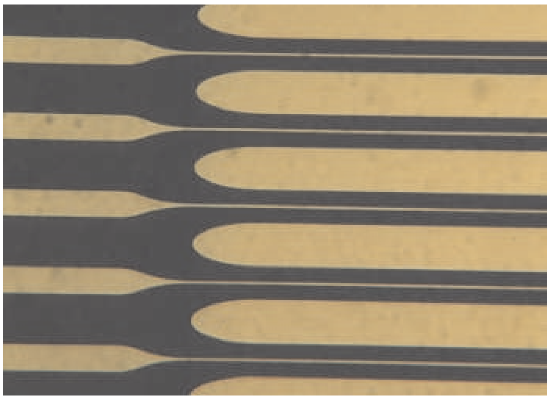

Abb. 10.2: Foto mit Kathodenenden

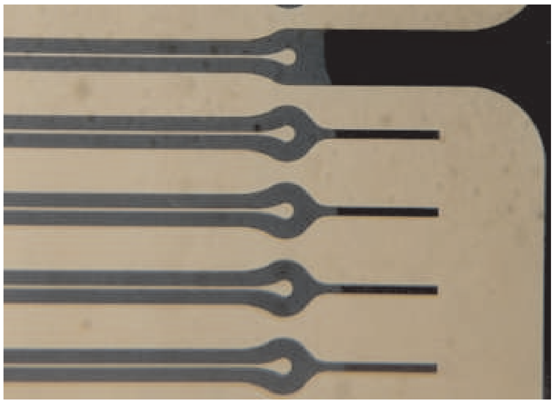

Abb. 10.3: Foto mit Anodenenden

Auf die Vorverstärkung durch die GEM-Folie, zum Schutz des MSGC-Wafer, wurde verzichtet, da dieser möglichst stark belastet werden sollte.
Bei dem Betrieb des Detektors wurden mit der Röntgenröhre Raten erzeugt, die einer bis zu 18-fachen HERA-B Rate entsprechen. Für die Berechnung der Rate wird die pro Zentimeter aufgenommene Ladung mit der bei HERA-B auftretenden Ladung pro Zentimeter ins Verhältnis gesetzt. Zusätzlich wurde Radon in das Zählgas gemischt, um die schädigende Wirkung hochionisierender Teilchen zu simulieren.
Unter diesen Bedingungen lief der Detektor mit einer Driftspannung von 2500 V (da Bauhöhe nur 3 mm) und einer Kathodenspannung von 550 V mehrere Stunden. Als Zählgas wurde Ar/DME 50/50 verwendet. Der Gasverstärkungsfaktor betrug hier 1100. Bei 10-facher HERA-B Rate wurde die Gasverstärkung auf 4400 erhöht. Hier registrierte die Spark-Detektion Überschläge zwischen Anode und Kathode mit einer Rate von 0,3 / min. Dies war auch zu erwarten, da aufgrund der fehlenden GEM-Vorverstärkung die Gasverstärkung an den Anoden (4400) so hoch war, daß mit hoher Rate Überschläge durch α's induziert werden konnten.
Nach dem Betrieb wurde der MSGC-Wafer mit dem Mikroskop untersucht. An Kathoden und Anoden konnten die erwarteten Sparkschäden beobachtet werden. Die bestrahlten Kathoden- und Anodenenden, zeigten jedoch keine Beschädigungen (s. Abb. 10.2

und 10.3). Ebenso waren keine Schäden im Bereich des Kammerrahmens vorhanden. Damit wurde gezeigt, daß es möglich ist, den Bereich, an dem die Gasverstärkung endet, in das Gasvolumen des Detektors zu verlegen, ohne auf passivierende Klebstoffe zurückgreifen zu müssen. Es treten keine Beschädigungen an Anoden oder Kathoden im Bereich des Kammerrahmens mehr auf.

10.3 Test mit Hadronenstrahlen am PSI

Nach umfangreichen Tests mit Röntgenstrahlung und α-Teilchen, wurde ein Test mit einem Pionen- und Protonen-Strahl am PSI (Paul Scherrer Institut, Villigen Schweiz) durchgeführt. Hierfür wurden zwei GEM-MSGC Detektoren gebaut. Das Design der Detektoren entsprach im wesentlichen demjenigen, das auch für das spätere HERA-B Experiment verwendet wird. Die Auslese sollte, wie im späteren Experiment auch, über Helix Chips erfolgen.

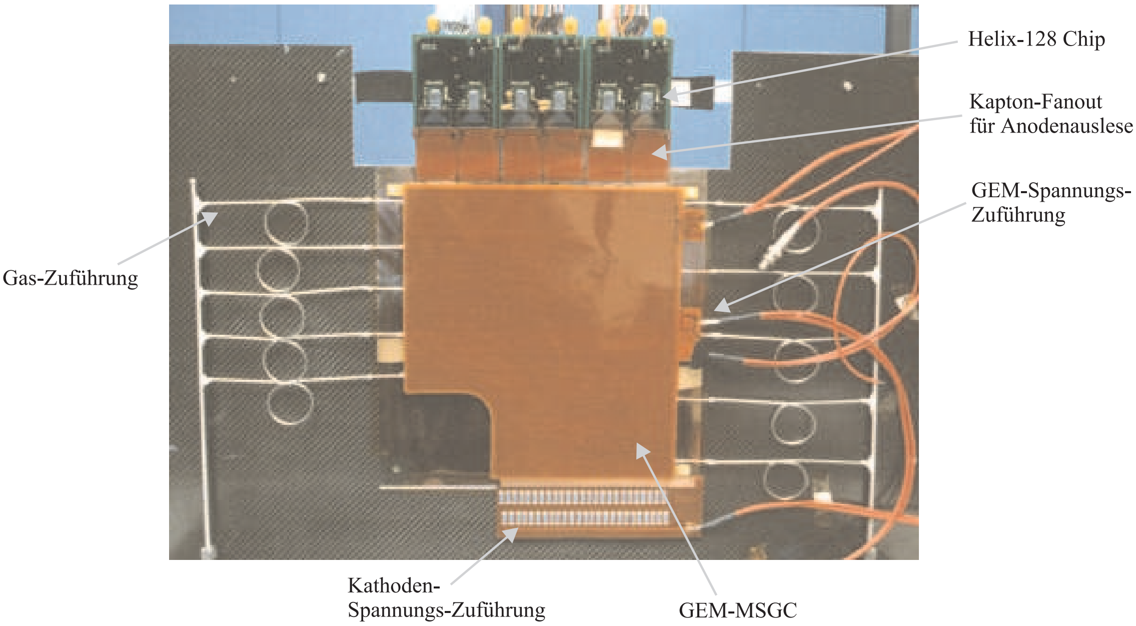

Abb. 10.4: Foto einer Komplett angeschlossenen GEM-MSGC

Ein Foto eines fertig angeschlossenen Detektors ist in Abb. 10.4 zu sehen. An der Detektorunterseite war eine Kaptonfolie mit Schutzwiderständen von 1 MΩ angebracht, welche zur Verteilung der Kathodenspannung diente. An der Detektoroberseite befanden sich drei Helixboards, die jeweils mit zwei Helix-128-2.0S Chips bestückt waren. Bei den Helixboards und den Helix Chips handelte es sich um Prototypen, die in einer zweiten Version verbessert werden.

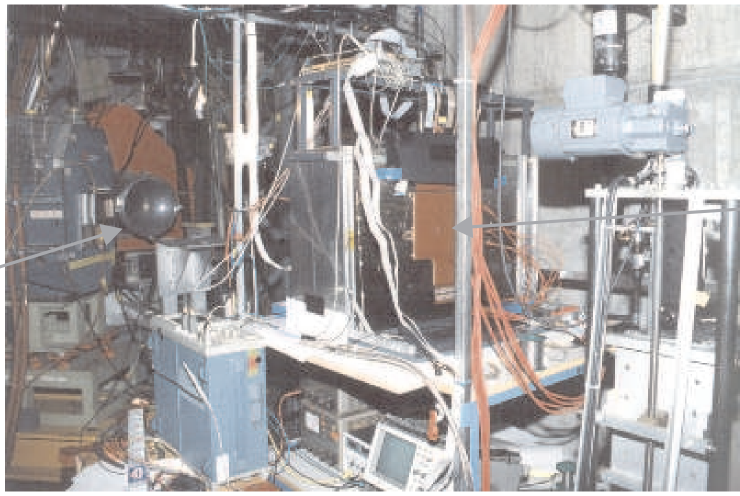

Abb. 10.5: Aufbau am PSI

Am PSI ist es leider nicht gelungen, die GEM-MSGC über den Helix Chip auszulesen. Man entschied sich aber dennoch, den Detektor im Strahl zu betreiben, und die Ströme, die in den Detektor fließen, zu überwachen.
Ein Foto des Aufbaus am PSI ist in Abb. 10.5 zu sehen.

10.4 Ergebnisse des Detektorbetriebes

Vor dem ersten Strahlbetrieb wurde die Hochspannungsfestigkeit des Detektors getestet. Hierfür wurden die nominellen Betriebsspannungen angelegt und die Ströme beobachtet. Hierbei sind nie Entladungen oder Stromschwankungen beobachtet worden.
Der Strahl am PSI lieferte Pionen und Protonen mit einer Energie von 350 MeV. Mittels zweier gekreuzter Szintillatoren wurde die Halbwertsbreite des Strahles zu 6 cm in x-Richtung (horizontal) und zu 6 cm in y-Richtung (vertikal) bestimmt. Die Szintillatoren wurden weiterhin zur Bestimmung der Teilchenrate verwendet.
Im folgenden wurden verschiedene Bereiche des Detektors bestrahlt und die Detektorströme aufgezeichnet.
In Abb. 10.6 ist der aufgenommene Stromverlauf bei Bestrahlung der Detektormitte gezeigt. Die Rate betrug hier $2,5 \times 10^4 mm^{-2} s^{-1}$. Bei einer Kathodenspannung von 540 V und einer GEM-Spannung von 472 V ergab sich ein Gasverstärkungsfaktor von $A_{ges} = 400 \times 15 = 6000$. Dieser Wert liegt etwa 50% über der für HERA-B geplanten Gasverstärkung.

In großen zeitlichen Abständen wurden mit dem Strommesser Überschläge in der GEM-Folie registriert. Hierbei stieg der Strom auf die GEM-Folie kurzzeitig stark an. Eine kapazitive Sparkdetektion für Kathodensparks, wie sie bei dem Aufbau im Röntgenbunker zur Verfügung stand, wurde hier nicht eingesetzt.

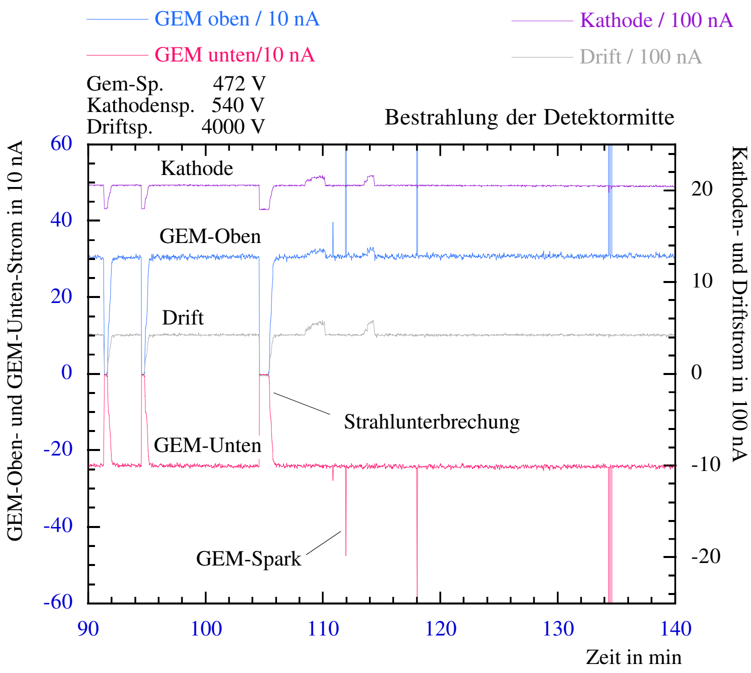

Abb. 10.6: Aufgezeichnete Ströme beim Bestrahlen der Detektormitte

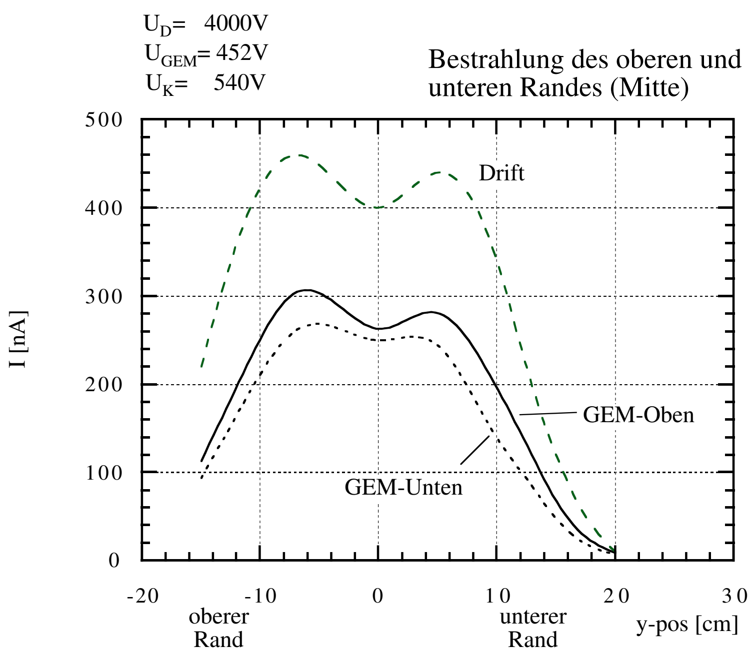

Abb. 10.7: Ströme in Abhängigkeit von der Strahlhöhe

Bei einem Vorausgegangenen PSI-Test im April 1996, wo eine 10 cm × 10 cm MSGC ohne GEM-Folie getestet wurde, konnte bei einem Kathoden-Spark, ein Anstieg im Kathodenstrom von mindestens 50 nA registriert werden [VI]. Durch den größeren MSGC-Wafer, fließt über das Coating auch ein größerer Kathodenstrom, wodurch für den Strommesser ein unempfindlicher Meßbereich als bei dem vorausgegangenen PSI-Test gewählt werden mußte. Ein sprunghafter Stromanstieg um 50 nA hätte dennoch auch hier registriert werden können. Man kann daher davon ausgehen, daß es zu keinen Kathoden-Sparks auf dem MSGC-Wafer gekommen ist.
Bei einer Bestrahlung des oberen und unteren Randes, wie auch in der Detektormitte, zeigten die Ströme ein sehr ruhiges Verhalten. Die aufgezeichnete Stromstärke in Abhänigkeit von der Strahlhöhe ist in Abb. 10.7 zu sehen.
Zum Bestrahlen des seitlichen Detektorrandes konnte der Strahl, mit Hilfe eines Magneten im Strahlengang, in horizontaler Richtung abgelenkt werden. Beim Fahren des Strahles in den Randbereich, traten vermehrt Sparks in der GEM-Folie auf. In Abb. 10.8 sind die aufgezeichneten Ströme beim Fahren in Richtung Detektorrand zu sehen. Hier ist deutlich der Anstieg der GEM-Sparkrate im Randbereich zu erkennen.

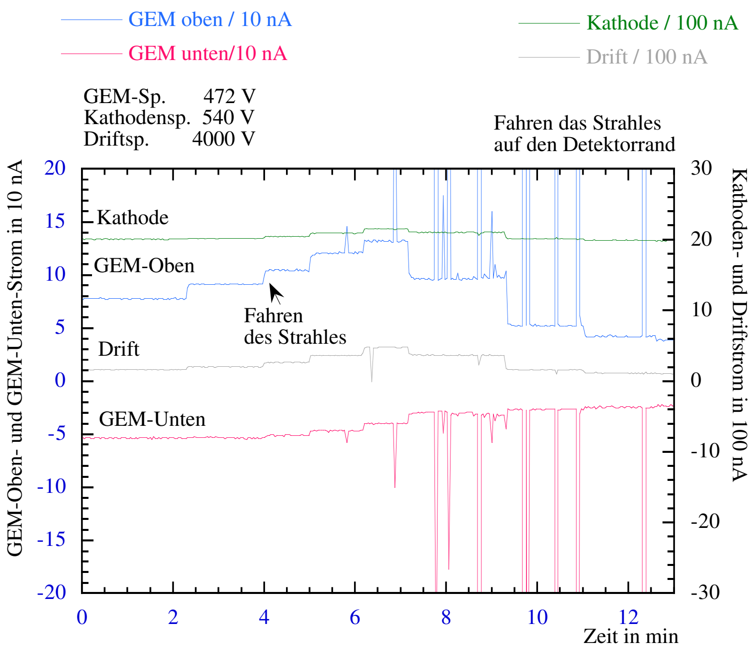

Abb. 10.8: Aufgezeichnete Ströme bei dem Fahren das Strahles von der Detektormitte über den Sweitlichen Rand hinaus. Jeder Sprung im GEM-Oben-Strom bedeutet eine Bewegung von 2 cm - 3 cm in Richtung Detektorrand.

Zusätzlich änderte sich am äußeren Rand das Verhältnis zwischen GEM-Oben- und GEM-Unten-Strom sehr stark. War im mittleren Bereich das Verhältnis $I_{oben}/-I_{unten} \approx 1$, so stieg am seitlichen Rand der GEM-Oben-Strom an und der GEM-Unten-Strom fiel ab (s. Abb. 10.9). Hier wurden Verhältnisse von bis zu $I_{oben}/-I_{unten} \approx 10$ erreicht.

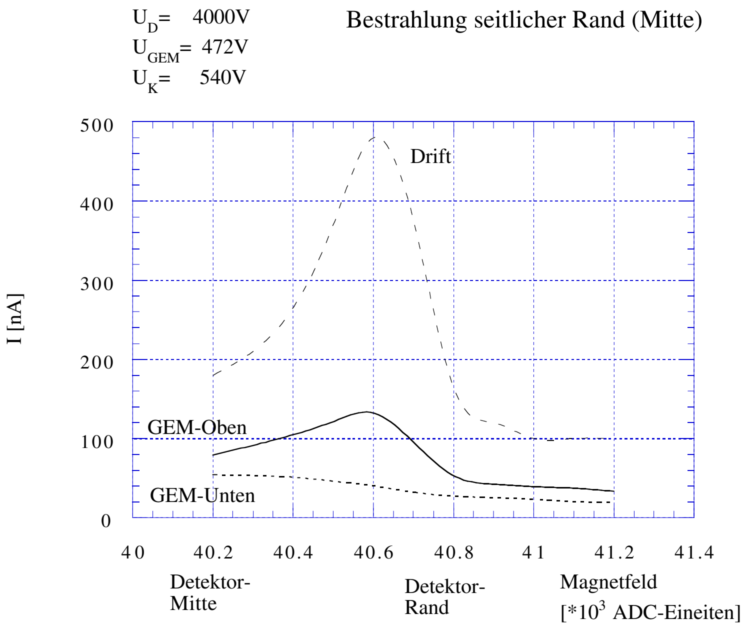

Abb. 10.9: Gemessene Ströme in Abhängigkeit vom eingestellten ADC-Wert, der Stromsteuerung für den Ablenkmagneten

10.5 Mögliche Ursachen für GEM-Sparks

Das Auftreten von GEM-Sparks am seitlichen Rand war überraschend. Bei der Betrachtung einer GEM-Folie, wie sie auch in die getestete GEM-MSGC eingebaut wurde, waren am linken und rechten Detektorrand sowie um den Strahlrohrausschnitt eine Reihe mit GEM-Löchern zu sehen, die kleiner als die restlichen Löcher auf der Folie waren (s. Abb. 10.10).
Diese kleineren GEM-Löcher sind auf Fehler bei der Produktion der Maske, die zur Herstellung der GEM-Folien dient, zurückzuführen.
Kleinere GEM-Löcher haben eine größere Gasverstärkung zur Folge. Durch diese läßt sich der Anstieg des Driftstromes am Randbereich erklären. Durch die hohe Gasverstärkung in den GEM-Löchern stieg möglicherweise auch die Anzahl der GEM-Sparks.
Ob der Anstieg der Gasverstärkung und die vermehrten GEM-Sparks wirklich auf die kleineren GEM-Löcher zurückzuführen ist, müssen weitere Tests zeigen.

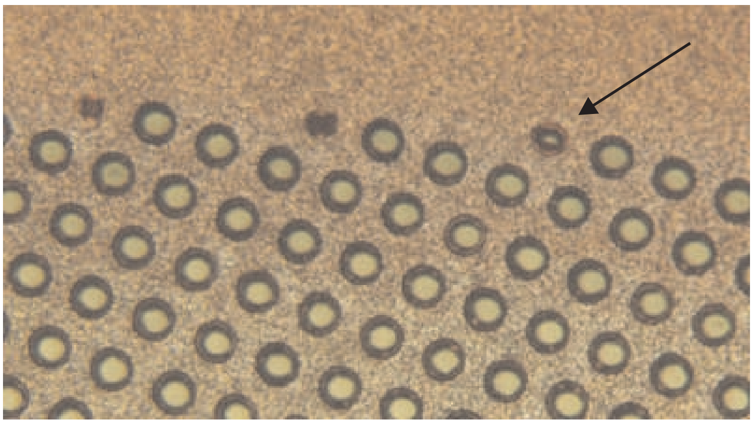

Abb. 10.10: Foto mit kleineren GEM-Löchern am Strahlrohrausschnitt

Kapitel 11

Zusammenfassung der GEM-MSGC Resultate

Für die Produktion von GEM-MSGC Detektoren mit einer Größe von 25 cm × 25 cm, wurde das Fertigungsverfahren weiterentwickelt. Hier gelang es durch die Verwendung einer Klebemaschiene, den Klebstoffauftrag so definiert vorzunehmen, daß Aufladungseffekte im Detektor durch überschüssigen Klebstoff nicht mehr vorhanden waren.
Anhand von Testdetektoren konnte gezeigt werden, daß es nicht nötig ist, den Bereich der Anoden- und Kathodenenden unter dem Kammerrahmen durch einen HV-festen Klebstoff zu passivieren. Dieser Bereich kann in das Gasvolumen des Detektors verlegt werden, wodurch am Kammerrahmen keine beschädigten Anoden mehr auftreten.
Es wurde ein Test mit 10 cm × 10 cm großen GEM-MSGC Detektoren an einem Positronenstrahl (DESY/Hamburg) durchgeführt. Gleichzeitig konnte der Betrieb im Magnetfeld untersucht werden.
Die Effizienz der GEM-MSGC betrug 98%. Bei dem Betrieb des Detektors unter einer Magnetfeldstärke von 0,85 T konnten keine Einbußen der Effizienz festgestellt werden.
Bei einer Gasmischung von Ar/DME 50/50 und Betriebsspannungen, in einem Bereich, wie sie auch im späteren Experiment verwendet werden, lag die Streifen-Multiplizität ohne Magnetfeld bei 1,75 und mit Magnetfeld ohne Kompensation des Lorentzwinkels bei 2,35. Wurde durch Drehen des Detektors der Lorentzwinkel kompensiert, so sank die Streifen-Multiplizität wieder auf den Wert, der ohne Magnetfeld gemessen wurde.
Ein GEM-MSGC Detektor, der vom Aufbau im wesentlichen dem für HERA-B geplanten Detektor entspricht, wurde bei einem Hadronenstrahl am Paul Scherrer Institut (Villigen/Schweiz) getestet. Hier zeigte sich, daß GEM MSGC Detektoren auch dem intensiven Beschuß mit Hadronen standhalten. Bei einer Teilchenrate von $2,5 \times 10^4 mm^{-2}s^{-1}$ und einem Gasverstärkungsfaktor von 6000 wurden keine Kathodensparks registriert. Bei dem Bestrahlen des seitlichen Detektorrandes stieg die GEM-Sparkrate, was wahrscheinlich auf einen Produktionsfehler der GEM-Folien zurückzufüren ist.
Insgesamt betrachtet ist die GEM-MSGC Technologie soweit fortgeschritten, daß sie im HERA-B Experiment eingesezt werden kann.

Abbildungsverzeichnis

1.1 Unitaritätsdreieck 2
1.2 CP-Verletzung beim B^0-Zerfall 2
1.3 “goldener“ B-Zerfall 3
1.4 Der HERA-B Detektor im Gesamtüberblick. 5

2.1 Absorptions- und Emissionsbanden von Polystyrol und dem Szintillator PMP 8
2.2 Faser im Querschnitt. Durch die Brechungsindices bestimmter Akzeptanzkonus für den Lichteinfang 9
2.3 Abschwächungslänge von PS. Man sieht den starken Abfall der Abschwächungslänge bei kurzen Wellenlängen [LE] 10
2.4 Ausschnitt aus einem Detektor mit einer siebener Straße [SP] 11
2.5 Strecke in aktivem Material, die ein Teilchen durchquert, wenn es den Detektor senkrecht trifft 12
2.6 Eine Detektorebene mit Lichtleitern und Photomultipliern 13

3.1 Faserdetektor mit 3er-Straßen im Querschnitt 15
3.2 Skizze der Klebevorrichtung zum Bau von Testdetektoren 16
3.3 Verschraubung zum Koppeln des Detektors an die Lichtleiter [SP] 18
3.4 Plexiglasblock mit eingeklebten Lichtleitern zum Ankoppeln an den PM [SP] 18
3.5 Vorrichtung, um den Plexiglasblock mit den Fasern senkrecht auf den PM zu drücken 19
3.6 Aufbau zum Testen der Faserdetektoren [SP] 20
3.7 Detektor von der Seite gesehen mit Quelle und den zwei Triggerszintillatoren 21
3.8 Aufbau der Ausleseelektronik [SP] 21
3.9 Single-Elektron-Peaks bei verschiedenen Abständen zwischen LED und PM 22
3.10 PM-Spektrum (Punkte) mit Mathematica-Fit (durchgezogene Linie), für 2,25 PE (links) und 5,27 PE (rechts). 24
3.11 Poissonverteilung mit einem Mittelwert von 2.4 24
3.12 Kobalt-60 Quelle der BASF mit Bestrahlungsgeometrie der klaren Fasern [SP] 26

4.1 Zahl der registrierten Photoelektronen der einzelnen Detektoren in Abhängigkeit von der Strahlendosis 29

4.2 Relative Lichtausbeute in Abhänigkeit der Strahlendosis. Die %-Angaben beziehen sich auf die Lichtausbeute des unbestrahlten Detektors. 30
4.3 Absolute und relative Photoelektronenzahlen der getesteten klaren Fasern . 32
4.4 Photoelektronenzahl des Gesamtsystems aus szintillierenden Fasern und Lichtleiterfasern als Funktion der Strahlendosis 33
4.5 Relative Lichtausbeute eines teilweise verklebten und eines voll verklebten Detektors 34
4.6 Relative Lichtausbeute eines in Luft und in Stickstoff bestrahlten Detektors 35

5.1 Skizze des Aufbaus zum Test von zwei Faserdetektoren bei HERA-B 37
5.2 Querschnitt der beiden Testdetektoren mit 2 Teilchenspuren 37
5.3 Foto eines Detektors, der durch Aufeinanderkleben von zwei einzelnen Detektoren entstand. Hier nicht verwendet, da er 7er-Straßen besitzt. 38
5.4 Aufbereitung der Roh-Daten 40
5.5 Aufgetragen ist die Zahl der Einträge in Abhängigkeit von der FADC-Kanalnummer (=Pulshöhe). links: unkorrigiertes Spektrum; rechts: korrigiertes Spektrum 41
5.6 Wahrscheinlichkeit für das Ansprechen eines PM-Kanals bei einem HERA-B Ereignis 42
5.7 Pulshöhenspektrum einer Detektorstraße 43
5.8 Pulshöhenspektrum einer Lichtleiterfaser 43
5.9 Spektrum einer Faserstraße von möglichst senkrecht durch den Detektor laufenden Teilchen 44
5.10 Je nach Winkel und Durchgangsort der Teilchen verteilt sich die gleiche Lichtmenge auf unterschiedlich viele Straßen 45
5.11 Poissonverteilung mit Mittelwert $\mu = 0{,}5$ 46
5.12 Poissonverteilung mit Mittelwert $\mu = 5{,}0$ 46
5.13 Addition mit Gewichtung 70:30 46

7.1 Zeitliche und räumliche Entwicklung einer Elektronenlawine [GR]. 52
7.2 Querschnitt einer MSGC [BR] 53
7.3 Feldlinienverlauf an den Elektroden einer MSGC [BR] 53
7.4 Aufnahme von Sparkschäden “Mäusefraß“ an Anode und Kathode 54
7.5 Mikroskopische Aufnahmen einer GEM-Folie. links Aufsicht; rechts Schnitt durch eine GEM-Folie 55
7.6 Schematische Darstellung einer GEM-MSGC 56

8.1 Komponenten einer GEM-MSGC, die zusammengeklebt werden müssen. . . 58
8.2 Seitenansicht eines Rahmens, der auf einen MSGC-Wafer geklebt ist. 59
8.3 Foto der verwendeten Klebemaschine 60
8.4 Ausrichten des MSGC-Wafer mit dem aufgeklebtem Rahmen auf der Führungsvorrichtung. Die Driftbox (unten im Bild) ist schon ausgerichtet. . 63

9.1 Im elektrischen Feld driften die Elektronen senkrecht in Richtung MSGC-Wafer 65

9.2 links: Durch das vorhandene $\vec{B}$-Feld laufen die Elektronen unter dem Winkel α auf den Wafer zu, und es sprechen mehr Anoden an; rechts: durch Drehen der Kammer um den Winkel α verbreitert sich das Signal nicht. 65
9.3 Skizze des Aufbaus bei dem e^+-Strahltest 66
9.4 Beschaltung der GEM-MSGC 67
9.5 Vom FADC aufgezeichneter Puls einer GEM-MSGC 68
9.6 Schwelle für den Untergrund, aus Daten ohne Detektorpulse 68
9.7 Effizienz des Detektors ohne Magnetfeld in Abhängigkeit von der gesetzten Schwelle. 69
9.8 Effizienz des Detektors mit Magnetfeld in Abhängigkeit von der gesetzten Schwelle. 69
9.9 Experimentelle Bestimmung des Lorentzwinkels durch Drehen der Kammer und bestimmen des Minimums der Streifen-Multiplizität 70
9.10 Streifen-Multiplizitäten unter verschiedenen Bedingungen 71
9.11 Streifen-Multiplizitäten in Abhängigkeit der angelegten Schwelle 72

10.1 Foto mit beschädigten Anoden 74
10.2 Foto mit Kathodenenden 75
10.3 Foto mit Anodenenden 75
10.4 Foto einer Komplett angeschlossenen GEM-MSGC 76
10.5 Aufbau am PSI 77
10.6 Aufgezeichnete Ströme beim Bestrahlen der Detektormitte 78
10.7 Ströme in Abhängigkeit von der Strahlhöhe 78
10.8 Aufgezeichnete Ströme bei dem Fahren das Strahles von der Detektormitte über den Sweitlichen Rand hinaus. Jeder Sprung im GEM-Oben-Strom bedeutet eine Bewegung von 2 cm - 3 cm in Richtung Detektorrand. 79
10.9 Gemessene Ströme in Abhängigkeit vom eingestellten ADC-Wert, der Stromsteuerung für den Ablenkmagneten 80
10.10 Foto mit kleineren GEM-Löchern am Strahlrohrausschnitt 81

Literaturverzeichnis

[AS1] E. C. Aschenauer,
Final Results on materials and radiation hardness tests; DESY Zeuthen; Vortrag auf dem HERA-B Meeting am 25.4.1997 in Heidelberg

[AS2] E.C. Aschenauer et al.
Development of Scintillating Fiber Detector Technology for High Rate Particle Tracking; DESY 97-174; September 1997

[BR] C. Bresch,
Diplomarbeit; Physikalisches Institut der Universität Heidelberg; 1997

[CH1] J.H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 138

[CH2] P. Annis, et al., NIM A 367, 367 (1995)

[D0] A.D. Bross, Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.) 44, 12 (1995)

[GR] C. Grupen,
Teilchendetektoren; BI-Wissenschaftsverlag; 1993

[HA1] Datenblätter der Firma Hamamatsu
Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH; Arzbergerstr. 10; D-82211 Herrsching

[HA2] S. Hausmann,
Internal Note on the Simulation of Magnetic Flux Density in the Area of the Photomultipliers of the Inner Tracker at HERA-B; Physikalisches Institut der Universität Heidelberg; March/April 1997

[HE] Hera-B,
An Experiment to study CP-Violation in the B-System using an internal target at the HERA-Proton Ring; DESY-PRC 95/01; January 1995

[HO] T. Hott,
Entwicklung und Test großflächiger MSGC's für das Innere Spurkammersystem von Hera-B; Doktorarbeit; Physikalisches Institut der Universität Heidelberg; 1997

[JÄ] B. Jähne,
Digitale Bildverarbeitung; 3. Aufl. Springer Verlag, 1993

[KO] M. Kobayashi and K. Maskawa, Prog.Theor. Phys. 49 (1973) 652

[LE] H. Leutz,
Scintillating fibres; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 364 (1995) 422-448

[NE] H. Neuert,
Kernphysikalische Meßverfahren; Verlag G. Braun, Karlsruhe

[OE] E. Oettinger, M. Hildebrandt and B. Schmidt
Electron drift Velocity and Townsend coefficient in DME based gas mixtures; Physikalisches Institut der Universität Heidelberg; 1998

[SA] F. Sauli, et al.
CERN-PPE/96-177

[SC1] B. Schmidt,
Habilitationsschrift; Physikalisches Institut der Universität Heidelberg; 1991

[SC2] W. Schmidt-Parzefall
HERA-B Ein Neues Experiment bei DESY; Phys. Bl. 53 (1997) Nr.4

[SP] Sponsel, Andrea
Staataexamensarbeit; Physikalisches Institut der Universität Heidelberg; 1997

[ST] A. Stellberger,
Aufbau und Test eines mit Photodioden ausgelesenen Faserkalorimeters; Diplomarbeit; Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg; März 1995

[VI] S. Viesbeck,
Diplomarbeit; Physikalisches Institut der Universität Heidelberg; 1996

[WU] C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105(1957) 1413

Herzlichen Dank ...

- Herrn Priv. Doz. Dr. B. Schmidt für die Betreuung der Arbeit und das sehr erlebnisreiche Jahr in der Inner Tracker Gruppe.
- Herrn Prof. P. Bock für die Übernahme der Zweitkorrektur.
- Herrn Prof. F. Eisele für die interessanten Seminare.
- Herrn Dr. H.-B. Dreis für die schnelle Hilfe bei jedem Problem.
- Herrn Dipl.- Phys. M. Hildebrandt für seine Hilfsbereitschaft und die schöne Zeit bei den Strahltests.
- Der gesamten HERA-B Gruppe für das motivierende Arbeitsklima und die angenehme Zusammenarbeit.
- Ganz besonders meinen Eltern, die mich während des Studiums sehr unterstüzt haben.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

(Unterschrift)