Inaugural - Dissertation

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Malte Hildebrandt
aus Konstanz

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Juni 1999

Entwicklung und Bau der Detektoren für das Innere Spurkammersystem bei HERA-B

Gutachter: Priv.-Doz. Dr. habil. Bernhard Schmidt
Prof. Dr. Johanna Stachel

DISSERTATION

submitted to the
Combined Faculties for the Natural Sciences and for Mathematics
of the Rupertus Carola University of
Heidelberg, Germany
for the degree of
Doctor of Natural Sciences

Development and construction of the detectors for the Inner Tracker at HERA-B

presented by
Diplom-Physicist: Malte Hildebrandt
born in: Konstanz

Heidelberg, 23. Juni 1999

Referees: Priv.-Doz. Dr. habil. Bernhard Schmidt
Prof. Dr. Johanna Stachel

Man muß etwas Neues machen, um etwas Neues zu sehen.

Georg Christoph Lichtenberg (1742 - 1799)

Entwicklung und Bau der Detektoren für das Innere Spurkammersystem bei HERA-B

Das Physikalische Institut der Universität Heidelberg ist an der Entwicklung und dem Bau des Inneren Spurkammersystems für das Experiment HERA-B am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg beteiligt. Das Innere Spurkammersystem ist ein hochauflösender Spurdetektor, der Teilchenflüssen von bis zu $2 \cdot 10^4/\mathrm{mm}^2\mathrm{s}$ und einer Strahlenbelastung von bis zu 1 Mrad/a (10 kGy/a) ausgesetzt ist. Zudem wird ein Teil der Detektoren in einem Magnetfeld von 0,85 T betrieben.
Im ersten Teil dieser Arbeit wurde ein Detektor aus szintillierenden Fasern untersucht. Dazu wurden zunächst Fertigungsverfahren für die Herstellung von Testdetektoren erarbeitet und anschließend die Lichtausbeute von szintillierenden und die Transparenz von klaren Fasern als Funktion der Strahlendosis gemessen.
Im zweiten Teil wurde zum einen der Betrieb von Gas-Mikrostreifen-Kammern mit GEM-Folie (GEM-MSGC) im Magnetfeld getestet. Dazu wurden bei einem Strahltest Effizienz, Streifenmultiplizität und Lorentzwinkel gemessen. Zum anderen wurde in Langzeitmessungen mit Röntgenstrahlung untersucht, welche Elektroden- und Baumaterialien sowie Klebstoffe im Langzeitbetrieb des Detektors nicht zu Alterung führen. Zudem wurden Bauverfahren und Produktionsabläufe für die Herstellung von 200 GEM-MSGC-Detektoren für HERA-B erarbeitet und durchgeführt.

Development and construction of the detectors for the Inner Tracker at HERA-B

The Institut of Physics of the University of Heidelberg takes part in the development and construction of the Inner Tracker of HERA-B at DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg.
The Inner Tracker is a position sensitive detector which will be exposed to a particle flux density up to $2 \cdot 10^4/\mathrm{mm}^2\mathrm{s}$ and to a radiation dose up to 1 Mrad/year (10 kGy/year), in addition some of the detectors have to run in a magnetic field of 0,85 T.
The first part of the thesis presented here describes studies on scintillating fibres. First, new procedures for the construction of test detectors were developed. Afterwards the light yield of the scintillating and the transparency of the clear fibres were measured as a function of radiation dose.
In the second part, the operation of Microstrip Gas Chambers with GEM-foil (GEM-MSGC) in a magnetic field was investigated. During a beam test efficiency, strip multiplicity and Lorentz angle were measured. In addition, long term measurements with x-rays were performed to study which materials and glues do not lead to ageing of the detector over long running periods. Finally, new construction methods as well as new production schemes for the production of 200 GEM-MSGCs for HERA-B were worked out.

Diese Arbeit ist im WWW unter folgender URL zu finden:
http://www.physi.uni-heidelberg.de/groups/herab/text/Diss_MHildebrandt.ps.gz

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Zur Zeit befindet sich eine neue Generation von Hochenergiephysik-Experimenten im Aufbau (HERA-B) oder in der Planung (LHC-Experimente). Die Ziele dieser Experimente sind im wesentlichen die Untersuchung der CP-Verletzung und ihre Beschreibung innerhalb (oder außerhalb) des Standardmodells sowie die Suche nach dem Higgs-Boson als Ursache für die Masse der Elementarteilchen.

Bei den Detektoren dieser Experimente werden besonders an die Spurkammersysteme hohe Anforderungen gestellt. Dabei stehen aufgrund der intensiven hadronischen Teilchenflüsse die Fragen der Strahlenhärte und der Langzeitstabilität der verwendeten Technologien im Vordergrund. HERA-B ist der erste Detektor, der unter solchen Bedingungen betrieben werden soll. Die Erfahrungen aus diesen Forschungs- und Entwicklungsarbeiten können also in die Planungen der großen Experimente beim LHC einfließen.

Das Spurkammersystem bei HERA-B ist in drei Subdetektorsysteme gegliedert. In unmittelbarer Nähe zum Wechselwirkungspunkt werden Silizium-Streifendetektoren für den Vertex-Detektor eingesetzt. Bei großen Abständen vom Strahl werden Honeycomb-Driftkammern für das Äußere Spurkammersystem verwendet. Der Bereich kleiner Abstände vom Strahlrohr wird von dem sogenannten Inneren Spurkammersystem abgedeckt, für das - ebenso wie für den Vertex-Detektor - ein Detektorkonzept mit sehr feiner Granularität erforderlich ist. Das Physikalische Institut der Universität Heidelberg ist an der Entwicklung und dem Bau dieses Inneren Spurkammersystems für HERA-B beteiligt.

Traditionell wurden bei den großen Kollisionsexperimenten für Spurkammersysteme dieser Art Driftkammern oder Vieldraht-Proportionalkammern verwendet. Die hohen Anforderungen bezüglich Occupancy, Granularität und Größe der Detektormodule lassen jedoch die Verwendung dieser Technologie für das Innere Spurkammersystem bei HERA-B nicht zu. Die Forschungs- und Entwicklungsarbeiten konzentrierten sich daraufhin auf die Gas-Mikrostreifen-Kammer (*Microstrip Gas Chamber*, MSGC), die als eine Weiterentwicklung der Vieldraht-Proportionalkammer eine neue Detektortechnologie darstellt. Bei der Entwicklung der Detektoren für HERA-B zeigte sich jedoch, daß die MSGC nicht für den Betrieb in intensiven Hadronenstrahlen geeignet ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei neue Konzepte für die Realisierung eines Inneren Spurkammersystems untersucht: Zum einen ein Detektor aus szintillierenden Fasern und zum anderen die Gas-Mikrostreifen-Kammer mit GEM-Folie (GEM-MSGC), die ihrerseits eine Weiterentwicklung der konventionellen MSGC darstellt.

Kapitel 1

Das HERA-B-Experiment

Im Jahre 1964 wurde die CP-Verletzung im K^0-$\overline{K}^0$-System entdeckt [Chr64], [Chr65]. Jedoch ist bis heute noch nicht geklärt, ob die CP-Verletzung ihre Ursache in der Mischung neutraler Teilchen hat oder ob direkt-CP-verletzende Zerfälle existieren. Die Meßgröße der CP-Verletzung im K-System ist durch die geringe Größe der beteiligten Mischungswinkel sehr klein und daher nur sehr schwer zu bestimmen.

Die Entwicklung der Teilchenbeschleuniger macht es nun möglich, das System der B-Mesonen zu betrachten. Hier sind die Mischungswinkel günstiger, und es werden wesentlich größere Effekte der CP-Verletzung erwartet.

1.1 Physik bei HERA-B

1.1.1 CKM-Matrix

Die Mischung der Quarks durch Abstrahlung von $W^{\pm}$-Bosonen wird beschrieben durch $g \cdot V_{ik}$, wobei g die Kopplungskonstante der Schwachen Wechselwirkung ist und V_{ik} die Amplitude beschreibt, mit der sich ein Quark i in ein Quark k umwandelt.

Im Standardmodell werden die neun möglichen Kopplungen in der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Mischungs-Matrix V_{CKM} (CKM-Matrix) [Cab63], [Kob73] zusammengefaßt:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{\mathrm{ud}} & V_{\mathrm{us}} & V_{\mathrm{ub}} \\ V_{\mathrm{cd}} & V_{\mathrm{cs}} & V_{\mathrm{cb}} \\ V_{\mathrm{td}} & V_{\mathrm{ts}} & V_{\mathrm{tb}} \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

Eine Forderung im Standardmodell besagt, daß die Mischungsmatrix V_{CKM} unitär sein muß, das bedeutet:

$$V_{\mathrm{CKM}} V_{\mathrm{CKM}}^{\dagger} = V_{\mathrm{CKM}}^{\dagger} V_{\mathrm{CKM}} = \mathbb{1} \tag{1.2}$$

wobei $V_{\mathrm{CKM}}^{\dagger}$ die komplex konjugierte Matrix ist.

Für die einzelnen Elemente der Matrix gilt dann:

$$\sum_j V_{ji} V_{jk}^* = \delta_{ik}. \tag{1.3}$$

Durch die Unitaritätsbeziehung und die Unbeobachtbarkeit der Quarkphasen reduziert sich die Zahl der unabhängigen Parameter der CKM-Matrix auf 4. Diese können interpretiert werden als drei Mischungswinkel der drei Quarkgenerationen untereinander und einer komplexen Phase.

Diese Phase ist die einzige Möglichkeit, CP-Verletzung in natürlicher Weise in das Standardmodell einzubauen. Für diesen Fall einer komplexen CKM-Matrix sind die Kopplungen von Quarks und Antiquarks nicht gleich, und es werden sowohl eine Zustandsmischung als auch direkte CP-Verletzung vorausgesagt.

Mit den experimentell beobachteten kleinen Mischungswinkeln hat sich als Näherungsform der CKM-Matrix die Wolfenstein-Parametrisierung [Wol83] mit den vier reellen und unabhängigen Parametern λ, A, ρ und η durchgesetzt:

$$V = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1-\rho-i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

mit $\lambda = \sin\theta_{Cabibbo} = 0{,}22$.

Die Wolfenstein-Parametrisierung ist eine Entwicklung in λ bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\lambda^3)$ und zeigt deutlich die hierarchische Struktur der einzelnen Elemente. Da λ klein ist, zeigt die Wolfenstein-Parametrisierung, daß die Diagonalelemente ungefähr 1 und die Nichtdiagonalelemente dagegen klein sind.

Da der Parameter η für die CP-Verletzung innerhalb des Standardmodells verantwortlich ist, gilt im folgenden das Interesse der Bestimmung dieses Parameters.

Aus $\left|\frac{\mathrm{V_{ub}}}{\mathrm{V_{cb}}}\right| = 0,08 \pm 0,15$ [PDG98] und $\lambda = \sin\theta_{Cabibbo} = 0,2205 \pm 0,0018$ [PDG98] erhält man jedoch nur eine gemeinsame Beziehung für ρ und η

$$\sqrt{(\rho^2+\eta^2)} = \left|\frac{\mathrm{V_{ub}}}{\mathrm{V_{cb}}}\right| \cdot \frac{1}{\lambda} \;=\; 0,36 \pm 0,09 \quad \text{[Ros97], [Sto96]},$$

und leider ist eine Einzelbestimmung der beiden Parameter nur innerhalb sehr großer Fehler möglich.

1.1.2 Das Unitaritätsdreieck

Wenn man die Unitaritätsbeziehung aus Gleichung (1.3) auf die erste und dritte Spalte der CKM-Matrix anwendet, erhält man folgende Beziehung:

$$V_{\mathrm{ud}} V_{\mathrm{ub}}^* + V_{\mathrm{cd}} V_{\mathrm{cb}}^* + V_{\mathrm{td}} V_{\mathrm{tb}}^* = 0 \tag{1.5}$$

Es gilt in guter Näherung $V_{\mathrm{ud}} \approx 1$, $V_{\mathrm{tb}} = 1$ und $V_{\mathrm{cd}} = -\lambda$, und damit folgt aus Gleichung (1.5):

$$V_{\mathrm{ub}}^* + V_{\mathrm{td}} = \lambda \; V_{\mathrm{cb}}^* \tag{1.6}$$

Diese Gleichung läßt sich geometrisch in der komplexen (ρ, η)-Ebene als sogenanntes Unitaritätsdreieck darstellen (Abbildung 1.1). In der hier gewählten Darstellung wurden die Längen mit dem Faktor $\frac{1}{|\lambda \cdot V_{\mathrm{cb}}|}$ skaliert, damit die beiden unteren Ecken des Dreiecks an den Punkten (0, 0) und (1, 0) liegen.

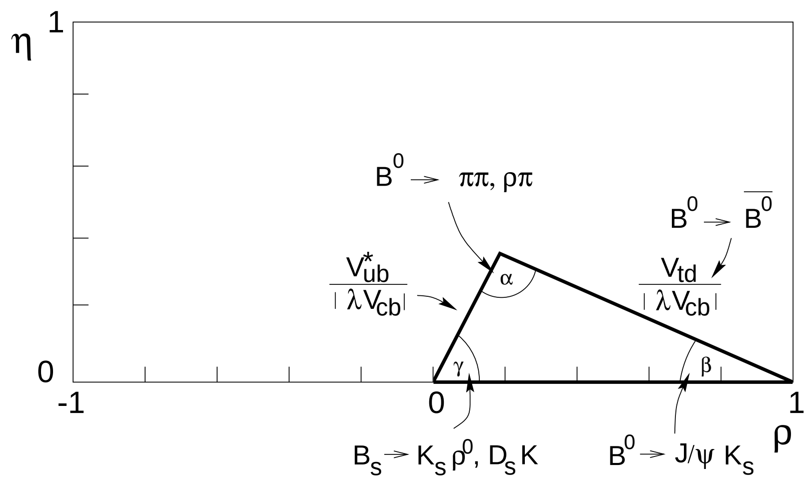

Abbildung 1.1: Das Unitaritätsdreieck der CKM-Matrix in der $(\rho,\ \eta)$-Ebene der Wolfenstein-Parametrisierung

CP-Verletzung ist im Standardmodell nur dann möglich, wenn $\eta \neq 0$ und damit die Fläche des Unitaritätsdreiecks ungleich Null ist. Für die CKM-Matrix bedeutet dies, daß in der oben gewählten Parametrisierung die Amplituden V_{ub} und V_{td} eine imaginäre Komponente haben.

Als Vorgriff auf den nächsten Abschnitt sei bereits hier erwähnt, daß die Meßgröße bei HERA-B $sin2\beta$ ist. Das Unitaritätsdreieck in Abbildung 1.1 zeigt, daß dann für $\beta \neq 0$ auch $\eta \neq 0$ sein muß.

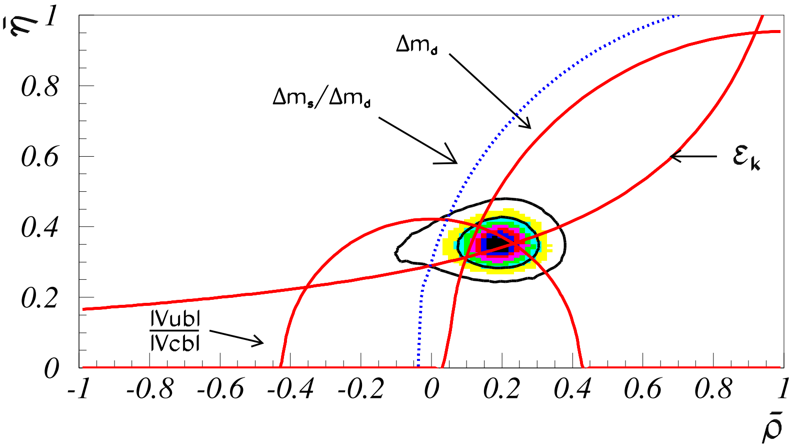

Abbildung 1.2: Die Position der Spitze des Unitaritätsdreiecks in der $\overline{\rho}$-$\overline{\eta}$-Ebene, aus [Par98]. Aufgetragen sind $\overline{\rho} = \rho(1-\frac{\lambda^2}{2})$ und $\overline{\eta} = \eta(1-\frac{\lambda^2}{2})$. Die schwarzen Linien geben den 68 % und den 95 % Vertrauensbereich an, wie er von den gegenwärtigen Daten und Analysen (graue und gepunktete Kurven) vorhergesagt wird.

Abbildung 1.2 zeigt die Position (η, ρ) der Dreiecksspitze, wo sie aufgrund von neuen Messungen und Analysen erwartet wird [Par98]. Danach liegt der Wert bei $\sin 2\beta = 0,73 \pm 0,08$.

Eine Analyse [OPA98] der OPAL-Kollaboration bei LEP am CERN (Genf) im Januar 1998 ergab nach der Auswertung von 24 Ereignissen $\sin 2\beta = 3,2^{+1,8}_{-2,0}(stat) \pm 0,5(syst)$.

Im September 1998 veröffentlichte die CDF-Kollaboration beim Tevatron am Fermilab (Chicago) eine Messung [CDF98], die ungefähr 200 Ereignisse beinhaltet und den Wert $\sin 2\beta = 1,8 \pm 1,1(stat) \pm 0,3(syst)$ ergibt. Im Februar 1999 folgte ein auf ungefähr 400 Ereignissen beruhendes vorläufiges Resultat [CDF99] mit $\sin 2\beta = 0,79^{+0,41}_{-0,44}(stat + syst)$.

Damit scheint aber zunächst fast nur die Aussage möglich, daß $0 < \sin 2\beta < 1$, wie man dies mathematisch im Standardmodell auch erwarten würde. Es bleibt damit HERA-B vorbehalten, den Wert von $\sin 2\beta$ genau zu messen, d. h. die Fehlergrenzen deutlich zu verkleinern, so daß eine signifikante Aussage über CP-Verletzung im Standardmodell möglich ist.

1.1.3 Messung der CP-Verletzung bei HERA-B

Die Anwendung der CP-Operation auf eine Quarkumwandlung durch die Schwache Wechselwirkung ist gleichbedeutend mit dem Übergang des Matrixelements V_{ik} in sein komplex-konjugiertes V^*_{ik}. Wenn also die Schwache Wechselwirkung invariant unter der CP-Transformation wäre, dann müßte die CKM-Matrix reell sein.

Ist an einem Prozeß der Schwachen Wechselwirkung jedoch nur ein einziges Matrixelement V_{ik} beteiligt, so tritt keine CP-Verletzung auf. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist dann nämlich proportional zu $V_{\text{ik}}V^*_{\text{ik}}$ und damit reell, da Quadrate immer reell sind. Nur durch die Überlagerung von zwei Amplituden kommt es zu CP-verletzenden Termen.

Darauf beruht die Messung der CP-Verletzung im System der neutralen B-Mesonen. Beobachtet wird dabei der Zerfall eines B^0-Mesons ($\overline{b}d$) in ein J/ψ-Meson ($\overline{c}c$) und ein $\mathrm{K_s^0}$-Meson ($\frac{1}{\sqrt{2}}(\overline{s}d + s\overline{d})$).
Dabei führen der direkte Zerfall

$$B^0 \rightarrow J/\psi \ K_s^0$$

und der Zerfall über eine vorausgegangene B^0-$\overline{B}^0$-Mischung

$$B^0 \rightarrow \overline{B}^0 \rightarrow J/\psi \ K_s^0$$

jeweils in den gleichen CP-Eigenzustand (Abbildung 1.3). Da jedoch nicht unterschieden werden kann, ob der Endzustand direkt oder über eine B^0-$\overline{B}^0$-Mischung erreicht wurde, interferieren diese beiden Reaktionszweige miteinander. Erst durch diese Interferenz, bei der sich die beiden Amplituden überlagern, kommt es zu einer beobachtbaren CP-Verletzung.

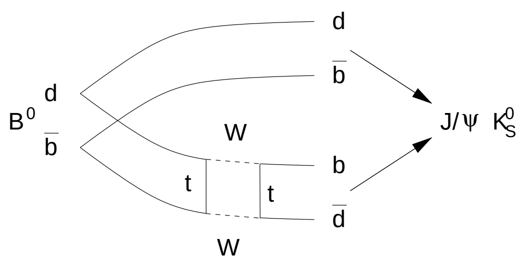

Abbildung 1.3: Die Interferenz zwischen dem direkten Zerfall (oberer Zweig) und dem Zerfall nach einer vorangegangenen $\mathrm{B}^0 \leftrightarrow \overline{\mathrm{B}}^0$-Umwandlung (unterer Zweig) erlaubt die Messung der CP-Verletzung. Die $\mathrm{B}^0 \leftrightarrow \overline{\mathrm{B}}^0$-Umwandlung wird dominiert durch den Austausch von top-Quarks.

Dieser Zerfall wird auch als der "goldene B-Zerfall" bezeichnet, denn er besitzt drei wesentliche Eigenschaften:

- Der Endzustand $\mathrm{J}/\psi + \mathrm{K_s^0}$ ist ein CP-Eigenzustand.
- Dieser Zerfall hängt direkt mit den fundamentalen Parametern der Schwachen Wechselwirkung zusammen, und es treten keine komplizierten Korrekturen und keine hadronischen Amplituden auf, die nur ungenau bekannt sind.
- Durch den Zerfall des J/ψ-Mesons in ein Leptonpaar ($\mathrm{e^+e^-}, \mu^+\mu^-$) und des $\mathrm{K_s^0}$-Mesons in ein $\pi^+\pi^-$-Paar besitzt der Endzustand eine charakteristische Signatur im Detektor (Abbildung 1.4).

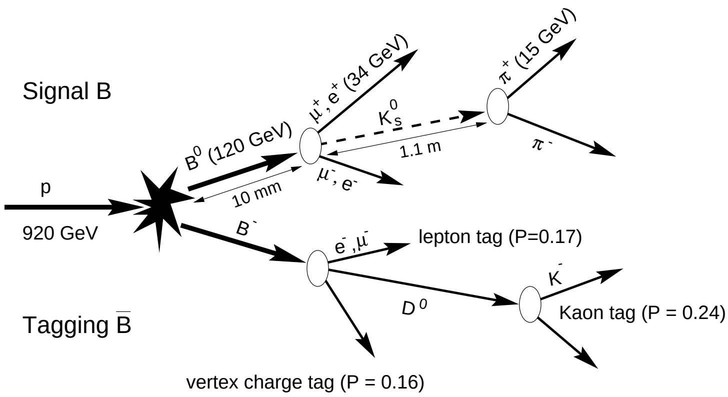

Abbildung 1.4: Der "goldene" B-Zerfall $\mathrm{B}^0 \to \mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K}^0_\mathrm{S}$. In einer pN-Kollision erzeugt das Proton am Drahttarget in seltenen Fällen ein Paar von B-Mesonen. Im "Signal-Pfad" zerfällt das B^0-Meson in ein J/ψ und ein K^0_S. Eingezeichnet sind die weiteren Zerfallsprodukte und die Energien der Teilchen. Im "Tagging-Pfad" wird das mit dem neutralen B-Meson gleichzeitig entstandene geladene B-Meson über Leptonen und K-Mesonen identifiziert.

Asymmetrie der Zerfallsraten

Bezeichnet man mit $\mathrm{N}(\mathrm{B}^0 \to f)$ die Zerfallsrate von B^0-Mesonen in den Endzustand f ($\mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K}^0_\mathrm{s}$) und mit $\overline{\mathrm{N}}(\overline{\mathrm{B}}^0 \to f)$ die Zerfallsrate von $\overline{\mathrm{B}}^0$-Mesonen in den gleichen Endzustand, so ergibt der CP-Verletzungsformalismus die folgende Asymmetrie A der beiden Zerfallsraten (siehe z. B. [ScP97], [HER94]):

$$A = \frac{\overline{N} - N}{\overline{N} + N} \propto \sin 2\beta \tag{1.7}$$

Es ist das Ziel von HERA-B, diese Asymmetrie zu entdecken und zu messen, um damit den Winkel β des Unitaritätsdreiecks bestimmen zu können !

B-Tagging

Die Messung der Asymmetrie besteht also darin, jeweils die B^0- und $\overline{\mathrm{B}}^0$-Mesonen zu zählen, die in den Endzustand $\mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K}^0_\mathrm{s}$ zerfallen.

Um zu entscheiden, ob im "Signal-Pfad" ein $\mathrm{B}^0(\overline{\mathrm{b}}\mathrm{d})$ oder ein $\overline{\mathrm{B}}^0(\mathrm{b}\overline{\mathrm{d}})$ zerfallen ist, bedient man sich des sogenannten B-Taggings (Abbildung 1.4).

Da bei der pN-Kollision am Target b-Quarks nur paarweise als b- und $\overline{\mathrm{b}}$-Quark produziert werden, muß es noch einen neutralen oder geladenen Partner zum B^0- bzw. $\overline{\mathrm{B}}^0$-Meson geben. HERA-B nutzt im "Tagging-Pfad" die semileptonischen Zerfälle des geladenen Partners, bei denen die Ladung des Leptons und des geladenen K-Mesons zwischen einem b-Quark mit

$$B^-(b\overline{u}) \rightarrow D^0(c\overline{u}) + l^- + \overline{\nu_l} \quad , \quad D^0(c\overline{u}) \rightarrow K^-(s\overline{u}) + ...$$

und einem $\overline{\mathrm{b}}$-Quark mit

$$B^+(\overline{b}u) \rightarrow \overline{D}^0(\overline{c}u) + l^+ + \nu_l \quad , \quad \overline{D}^0(\overline{c}u) \rightarrow K^+(\overline{s}u) + ...$$

unterscheidet.

Ereigniszahlen

Die Produktionsrate von B-Mesonen hängt ab vom Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}}$ für die $b\overline{b}$-Produktion. Dieser ist jedoch noch nicht exakt bekannt. Er wird sich aber durch die Erhöhung des Protonenimpulses bei HERA von 820 GeV/c auf 920 GeV/c gegenüber früheren Annahmen ebenfalls vergrößern. Für die Rechnung in Tabelle 1.1 wird $\sigma_{\mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}} = 20$ nb angenommen [HER94]. Dieser Wert kann aber durchaus um einen Faktor 2 variieren [Bon98].

Um eine Meßgenauigkeit für $\sin 2\beta$ von $\Delta \sin 2\beta \approx 0,1$ zu erreichen, müssen ungefähr 2500 Zerfälle $\mathrm{B}^0 \rightarrow \mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K}^0_\mathrm{s}$ identifiziert werden. Aus Tabelle 1.1 folgt, daß für diese gewünschte Meßgenauigkeit ein Jahr gemessen werden muß.

1.2 Der HERA-B-Detektor

Die Suche nach der Antwort auf die Frage der CP-Verletzung im B-System bildet zu Zeit einen der Schwerpunkte der experimentellen Hochenergiephysik. So befinden sich momentan mehrere Experimente im Aufbau, die sich explizit mit dieser Fragestellung beschäftigen: BaBar [BaB95] am SLAC in Stanford, BELLE [BEL95] am KEK in Tanashi bei Tokio und HERA-B [HER92], [HER94], [HER95] am DESY in Hamburg.

Auch bei dem zukünftigen Beschleuniger LHC am CERN in Genf wird neben der Suche nach “Neuer Physik” und dem Higgs-Teilchen auch die B-Physik einen Schwerpunkt bilden: Das Experiment LHCb [LHC95], [LHC98] befindet sich gerade in der Planungsphase.

Aber auch bereits laufende Experimente, die ursprünglich nicht für diese Fragestellung optimiert wurden, nehmen die CP-Verletzung in ihr Meßprogramm auf. So wollen die beiden Experimente CDF [CDF96] und D0 [D096] am Fermilab in Chicago nach dem Ausbau des Tevatron-Beschleunigers (1999) auch CP-Verletzung im B-System messen.

HERA-B wird die CP-Verletzung beim Zerfall der neutralen B-Mesonen untersuchen und dafür die notwendigen B-Mesonen durch Kollision der Protonen des HERA-Speicherrings mit den Nukleonen eines Draht-Targets erzeugen. Ein Teil der Detektorkomponenten ist bereits installiert. Die Komplettierung des Detektors soll im Jahre 1999 abgeschlossen werden.

σ_{inel}	13 mb
$\sigma_{\mathrm{b\overline{b}}}$	20 nb
$\Rightarrow \sigma_{\mathrm{b\overline{b}}}/\sigma_{\mathrm{inel}}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$
Targetrate	40 MHz
$\Rightarrow$ $\mathrm{b\overline{b}}$-Rate	60 Hz
Physik:	
Wahrscheinlichkeit ($\mathrm{b\overline{b}} \to \mathrm{B^0\overline{B}^0}$)	0,8
Verzweigungsverhältnis ($\mathrm{B^0} \to \mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K^0_S}$)	$5 \cdot 10^{-4}$
Verzweigungsverhältnis ($\mathrm{J}/\psi \to \mathrm{e^+e^-}$ bzw. $\mu^+\mu^-$)	0,06
Verzweigungsverhältnis ($\mathrm{K^0_s} \to \pi^+\pi^-$)	0,69
Detektor:	
Effizienz für Akzeptanz, Spurrekonstruktion, Trigger und Teilchenidentifikation	
für $J/\psi \to \mu^+\mu^-$	0,166
für $J/\psi \to e^+e^-$	0,085
$\Rightarrow$ Bruchteil der nachgewiesenen $\mathrm{B^0} \to \mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K^0_S}$	$4,2 \cdot 10^{-6}$
$\Rightarrow$ Anzahl $\mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K^0_S}$ pro 10^7s ($\approx$ 1 HERA-Jahr)	≈ 2500

Tabelle 1.1: Anzahl der identifizierten $\mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K^0_S}$ pro Jahr. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{b\overline{b}}$ wurde hier mit 20 nb [HER94], [Bon98] angenommen, so daß bei rund 10^6 inelastischen Wechselwirkungen durchschnittlich ein $b\overline{b}$-Paar erzeugt wird. Bei 40 MHz Targetrate bei HERA-B erhält man also eine $b\overline{b}$-Produktionsrate von rund 60 Hz. Die Verzweigungsverhältnisse der auftretenden Zerfälle sowie die Effizienz für Akzeptanz, Spurrekonstruktion, Trigger und Teilchenidentifikation [HER95] reduzieren die Nachweiswahrscheinlichkeit für $J/\psi\ K^0_s$ auf $4,2 \cdot 10^{-6}$. Nach einer Meßzeit von 10^7s ($\approx$ 1 HERA-Jahr) werden demnach ungefähr 2500 $\mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K^0_S}$ nachgewiesen.

1.2.1 Der HERA-Speicherring

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg werden Elektronen und Protonen in einer Reihe von Vorbeschleunigern auf hohe Energien gebracht und dann in der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA in zwei verschiedenen Ringen gespeichert (siehe Abbildung 1.5). Die Protonen haben dabei eine Energie von 920 GeV und die Elektronen von 27,5 GeV.

An zwei Stellen der 6,3 km langen Speicherringanlage werden die Protonen und die Elektronen mit einer Schwerpunktsenergie von über 300 GeV zur Kollision gebracht. Hier

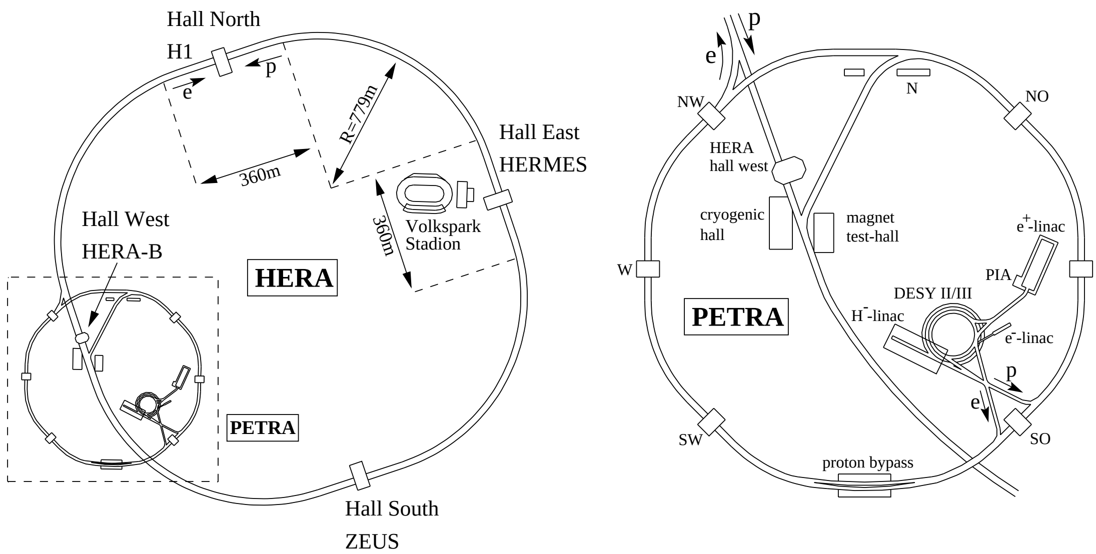

Abbildung 1.5: Der HERA-Speicherring am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg. Die Vorbeschleuniger PETRA und DESY sind rechts vergrößert abgebildet.

sind die Kollisionsexperimente "H1" und "ZEUS" aufgebaut, die mit ihren Universaldetektoren die Struktur des Protons und die Wechselwirkung von Elementarteilchen untersuchen. Das Experiment "HERMES" mißt die Spinverteilung der Quarks in den Nukleonen, indem der Elektronenstrahl longitudinal polarisiert und auf ein polarisiertes Gastarget geschossen wird.

Als zweites Strahl-Target-Experiment befindet sich in Halle West "HERA-B" im Aufbau. Dieses neue Experiment nutzt nur die Protonen von HERA, und das vorrangige Ziel ist es, die CP-Verletzung im System der neutralen B-Mesonen zu messen.

1.2.2 Der HERA-B-Detektor

Der HERA-B-Detektor ist ein magnetisches Vorwärtsspektrometer, dessen Aufbau sich klar aus dem Meßziel ergibt [HER92], [HER94], [HER95].

Wie bereits in Abschnitt 1.1.3 beschrieben, besteht die wesentliche Aufgabe dieses Detektors darin, den Zerfall des neutralen B^0- bzw $\overline{\mathrm{B}}^0$-Mesons in die Mesonen J/ψ und K^0_s zu beobachten und das zugehörige geladene B-Meson im sogannten B-Tagging zu identifizieren. Dafür müssen die B^0-Mesonen erzeugt und die Zerfallsprodukte $\mathrm{e}^\pm, \mu^\pm$, K^0_s und $\pi^\pm$ nachgewiesen werden. Um sicherzustellen, daß diese Teilchen auch tatsächlich aus dem Zerfall eines B-Mesons und den aus diesem Zerfall wiederum entstandenen Teilchen stammen, muß zusätzlich die Zerfallslänge des B^0-Mesons und damit der sogenannte Sekundärvertex bestimmt werden.

Das *Internal Target* bei HERA-B bilden zwei Gruppen aus je vier Drähten, die zu Quadraten aufgespannt sind und einzeln bewegt werden können. Um die notwendigen

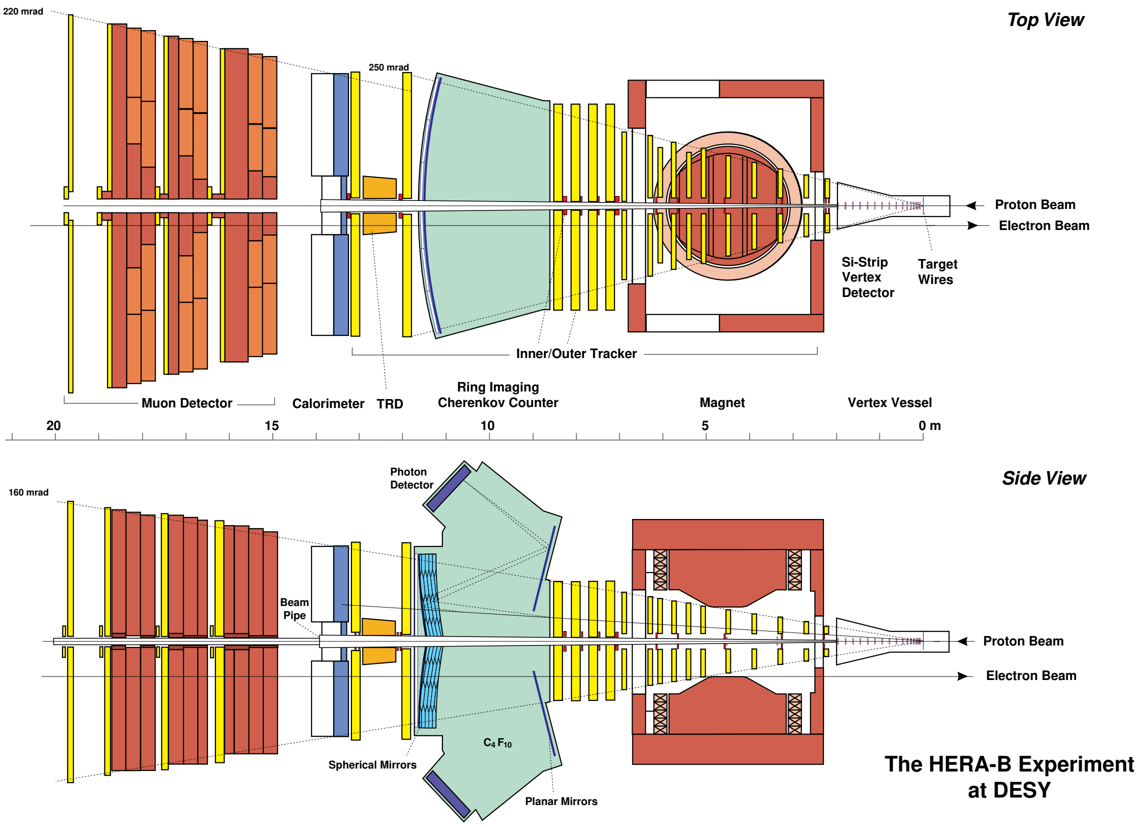

Abbildung 1.6: Der HERA-B-Detektor in Aufsicht und Seitenansicht. Das Vorwärtsspektrometer besteht aus den acht Drähten des Targets (*Target Wires*), mit denen die Protonen von rechts kommend kollidieren, dem Vertex-Detektor, den Inneren und Äußeren Spurkammern (*Inner/Outer Tracker*), dem Magneten, dem RICH-Zähler (*Ring Imaging Čerenkov Counter*) sowie dem elektromagnetischen *Kalorimeter* und dem *Myon-Detektor*.

Proton-Nukleon-Kollisionen zu erzeugen, werden die Drähte von außen langsam an den Protonenstrahl herangefahren. So werden nur die Protonen aus dem Randbereich der Teilchenpakete "abgeschöpft" und die Teilchenpakete selber bleiben unberührt, so daß die Luminosität der beiden Kollisionsexperimente H1 und ZEUS nicht beeinträchtigt wird.

Durch den Einsatz von acht Drähten wird erreicht, daß beim Vorbeiflug eines Protonenpakets durchschnittlich vier Wechselwirkungen stattfinden und diese auch räumlich separiert werden können. Da die Protonenpakete bei HERA mit einer Frequenz von 10 MHz das Target von HERA-B passieren, ergibt sich eine effektive Wechselwirkungsrate von 40 MHz, die vom Detektor verarbeitet werden muß.

Durch den hohen Impuls der HERA-Protonen fliegen die erzeugten Teilchen und deren Zerfallsprodukte in einem Kegel um die ursprüngliche Protonrichtung weiter. Die weiteren Subdetektorkomponenten von HERA-B sind so ausgelegt, daß sie in der Ebene der Ablenkung durch den Spektrometermagneten einen Öffnungswinkel von 220 mrad abdecken (Abbildung 1.6).

Zur Spurrekonstruktion werden der *Vertex-Detektor* sowie die *Inneren* und *Äußeren Spurkammern* verwendet. Der *Vertex-Detektor* hat die Aufgabe, den Sekundärvertex, also den Zerfallsort von $B^0 \rightarrow J/\psi \rightarrow l^+, l^-$ zu bestimmen. Um diese Anforderungen zu erfüllen, besteht der Vertex-Detektor aus Siliziummikrostreifen, die eine Ortsauflösung von 20 bis 30 μm ermöglichen.

Da die Teilchenzahldichte mit zunehmendem Abstand von der Strahlachse ungefähr mit $\frac{1}{r^2}$ abnimmt, werden zwei Spurkammersysteme unterschieden. Das *Innere Spurkammersystem* deckt einen Bereich von rund (50×50) cm^2 um das Strahlrohr ab. Durch diesen Bereich gehen etwa 50 % aller Spuren. Die hierbei verwendeten Gas-Mikrostreifen-Kammern mit GEM-Folie ermöglichen bei einem Rastermaß von 300 μm eine mittlere Varianz bei der Spurrekonstruktion von 80 μm. Eine ausführliche Beschreibung des Inneren Spurkammersystems folgt im nächsten Kapitel.

Das *Äußere Spurkammersystem* besteht aus sogenannten Honeycomb-Driftkammern, die im restlichen geometrischen Akzeptanzbereich des Experiments für die Spurrekonstruktion verantwortlich sind. Die Zellgröße der sechseckigen Röhrchen beträgt dabei im inneren Bereich 5 mm und außen 10 mm.

Um eine Ortsbestimmung des Teilchendurchgangs entlang der Streifen bzw. Drähte zu ermöglichen, sind die einzelnen Ebenen der Spurkammerdetektoren jeweils um einen festen Stereowinkel gegeneinander verdreht.

Einige Detektoren der Spurkammersysteme befinden sich in dem *Magneten*, der sich hinter dem Vertex-Detektor befindet und ein integriertes Feld von 2,2 Tm erzeugt. Durch die Ablenkung der geladenen Teilchen im Magnetfeld ist ihre Trennung nach Ladung und Impuls möglich.

Im Magneten befindet sich auch das *High-p_T-System*. Mit dieser Detekotorkomponente möchte sich HERA-B die Möglichkeit offen halten, den Winkel α des Unitaritätsdreiecks messen zu konnen: Das High-p_T-System leistet dann einen wesentlichen Beitrag bei der Identifizierung des Zerfalls $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Das High-$p_T$ -System besteht aus Gaspixel- und Straw-Tube-Kammern.

Für die Identifizierung der möglichen Zerfallskanäle und des Taggings ist eine Unterscheidung zwischen Kaonen, Pionen und Protonen notwendig.

Diese Trennung erfolgt durch den *Ring-Imaging-Čerenkov-Counter* (RICH). Durch den Öffnungswinkel des beim Teilchendurchgang erzeugten Čerenkov-Lichtkegels erhält man die Geschwindigkeit β des hindurchfliegenden Teilchens. Zusammen mit dem Impuls, den man aus den gekrümmten Bahnen im Magnetfeld ableitet, erhält man die gesuchte Masse des Teilchens. Durch die Wahl eines geeigneten "Radiator"-Mediums werden sehr geringe Čerenkov-Schwellen realisiert, und somit wird eine Trennung von Kaonen, Pionen und Protonen in einem großen Bereich ihres Impulsspektrums möglich.

Die Aufgabe des Übergangsstrahlungsdetektors (*Transition Radiation Detektor*, TRD) ist die Trennung von Elektronen und Hadronen mit dem Ziel, eine deutliche Reduktion des Hadron-Untergrunds zu erreichen. Der Übergangsstrahlungsdetektor ist aufgebaut aus Straw-Tube-Lagen, zwischen denen sich das Material zur Erzeugung der Übergangsstrahlung befindet.

Für die komplette Rekonstruktion des "goldenen B-Zerfalls" ist die Identifikation der Leptonen aus dem Zerfall des J/ψ-Teilchens und des geladenen B-Mesons aus dem Tagging notwendig.

Das *Elektromagnetische Kalorimeter* soll dabei die Elektronen, Positronen und Pionen aus den Endzuständen identifizieren und von den Hadronen trennen. Das System ist ein Sampling-Kalorimeter und besteht aus W-Ni-Fe- bzw. Blei-Absorbern, zwischen denen szintillierende Fasern zur Auslese eingelassen sind.

Den Abschluß des Detektors bildet das *Myon-System*. Abgeschirmt durch Blei- und Stahlbeton-Absorber, in denen Hadronen vollständig absorbiert werden, wird in Gas-Pixel-, Tube- und Pad-Kammern das $\mu^{\pm}$-Paar aus dem Zerfall des J/ψ-Mesons nachgewiesen.

Das Elektromagnetische Kalorimeter und das Myon-System spielen dabei für den Trigger von HERA-B eine entscheidende Rolle, denn sie liefern die notwendigen Vorabinformationen über Leptonkandidaten, die einen Zyklus über insgesamt vier mögliche Triggerstufen und die Rekonstruktion der Teilchenspuren bis zurück zum Target auslösen.

Kapitel 2

Das Innere Spurkammersystem

Bei HERA-B besteht das Spurkammersystem aus dem Vertex-Detektor, den Inneren und den Äußeren Spurkammern. Obwohl der vom Inneren Spurkammersystem abgedeckte Bereich nur klein ist, kommt ihm eine zentrale Bedeutung zu. Aufgrund des starken Lorentzboostes werden in ihm ebenso viele Spuren registriert wie in dem flächenmäßig viel größeren Äußeren Spurkammersystem.

An der Entwicklung und den Tests der Detektoren für das Innere Spurkammersystem sind das Physikalische Institut in Heidelberg, die Gesamthochschule Siegen und die Universität Zürich beteiligt.

2.1 Anforderungen an das Innere Spurkammersystem

Aus der physikalischen Fragestellung und dem Aufbau des HERA-B-Detektors ergeben sich folgende Anforderungen an das Innere Spurkammersystem und die dafür verwendeten Detektoren:

- Das Innere Spurkammersystem muß radiale Abstände zwischen 6 cm $\leq$ R $\leq$ 30 cm vom Strahl abdecken. Je nach Abstand vom Wechselwirkungspunkt entspricht dies einem Winkelbereich von 10 mrad bis maximal etwa 100 mrad.
- In diesem Bereich werden Teilchenflußdichten von bis zu $2 \cdot 10^4/\mathrm{mm}^2\mathrm{s}$ erwartet, die vom Detektor verarbeitet werden müssen.
- Durch die hohen integrierten Raten sind die Detektoren einer Strahlenbelastung von bis zu 1 Mrad/a (10 kGy/a) ausgesetzt. Bei einer geplanten Betriebszeit von 3 bis 5 Jahren müssen die Detektoren also extrem beständig gegen Strahlenschäden und Alterung sein.
- Die geforderte räumliche Auflösung beträgt in horizontaler (x-) Richtung (= Biegeebene des Magneten) $\leq 100\ \mu$m, in vertikaler (y-) Richtung $\leq$ 1 mm und in Richtung des Strahlrohres (z-Richtung) $\leq$ 3 mm.

- Der Detektor muß schnelle Signale liefern. Die Notwendigkeit einer schnellen Auslese ergibt sich aus der Bunch-Crossing-Frequenz bei HERA von 10 MHz und der Tatsache, daß das Innere Spurkammersystem auch Signale für den Trigger liefern soll.
- Um nicht mehr als 10 % der Level-1-Triggerrate zu verlieren, ist eine Effizienz einer Detektorlage von mindestens 96 % notwendig.
- Die *Occupancy* des Detektors soll bei 40 MHz Wechselwirkungsrate 10% nicht überschreiten. Dies erfordert bei einer mittleren Streifenlänge von 25 cm eine Granularität von $\leq 350\ \mu$m.
- Für eine effiziente Spurrekonstruktion der gesuchten Zerfallskanäle werden die Detektoren auf insgesamt 10 Stationen zwischen Vertex-Detektor und Myon-System verteilt sein. Je nach Station gibt es eine unterschiedliche Anzahl von Detektorebenen in den Winkelorientierungen 0°, $+5^\circ$ und -5°.
- Ein Teil der Detektoren des Inneren Spurkammersystems wird in einem Magnetfeld von 0,85 T betrieben. Es darf dabei zu keiner Einschränkung der physikalischen Funktionalität kommen. Beim Bau der Detektoren ist darauf zu achten, daß keine magnetischen Komponenten verwendet werden.
- Um die Impulsauflösung und Spurrekonstruktion möglichst wenig zu beeinträchtigen und γ-Konversion zu minimieren, muß die Materialdicke in Einheiten der Strahlungslänge gering sein. Dies gilt sowohl für den Detektor als auch für die Trage- und Befestigungsstrukturen.
- Da insgesamt 184 Detektoren für das Innere Spurkammersystem bei HERA-B benötigt werden, muß die Detektortechnologie eine “Massenproduktion” von rund 200 Detektoren innerhalb eines überschaubaren und realistischen Zeitrahmens und Personaleinsatzes erlauben.

2.2 Detektorentwicklungen und Gliederung der Arbeit

Im “Proposal” [HER94] und im “Design Report” [HER95] von HERA-B werden für das Innere Spurkammersystem Gas-Mikrostreifen-Zähler (*Microstrip Gas Chamber MSGC*) vorgesehen. Zu diesem Zeitpunkt ließen die veröffentlichten Testergebnisse (z. B. [CMS94], [RD28a], [RD28b]) die begründete Hoffnung zu, daß diese Technologie die Anforderungen bei HERA-B erfüllen kann.

Ende 1996 mußte jedoch aufgrund umfangreicher Tests und Untersuchungen [Vis96], [Hot97], [Bre97] festgestellt werden, daß MSGCs in ihrer herkömmlichen Konzeption nicht für den Betrieb in hadronischer Umgebung geeignet sind: Durch starkionisierende Teilchen ausgelöste Überschläge auf der Mikrostreifenstruktur führen zu einer Zerstörung der Leiterbahnstruktur und damit zu einem sukzessiven Ausfall des Detektors [Sch97].
Ein Einsatz der konventionellen MSGCs bei HERA-B ist somit nicht möglich!

Diese ernüchternde Feststellung führte zu umfangreichen Überlegungen über alternative Detektortechnologien, deren Realisierung innerhalb der physikalischen, mechanischen, zeitlichen und finanziellen Rahmenbedingungen möglich schien. Als Fazit dieser Bestandsaufnahme wurde beschlossen, für zwei mögliche Technologien ein intensives Forschungs- und Entwicklungsprogramm zu starten: für einen Detektor aus szintillierenden Fasern (siehe Kapitel 3) und für einen Gas-Mikrostreifen-Detektor mit GEM-Folie (siehe Kapitel 4 und 5).

Szintillierende Fasern

Eine Alternativlösung zur MSGC als ortsauflösendem Detektor ist ein Detektor aus szintillierenden Fasern, die über klare Fasern und Photomultiplier ausgelesen werden [Dre98a]. Durch die räumliche Anordnung der Subdetektorkomponenten bei HERA-B ist jedoch die Bauhöhe der Detektoren für das Innere Spurkammersystem stark limitiert. Die sich daraus ergebende geringe Dicke des szintillierenden Materials begrenzt die zu erwartende Lichtausbeute. Zudem können die Photomultiplier zur Auslese nicht direkt hinter den szintillierenden Fasern positioniert werden, sondern die Montage der Photomultiplier kann erst außerhalb des Akzeptanzbereichs des Äußeren Spurkammersystems erfolgen. Die Auslese der szintillierenden Fasern erfolgt dann über bis zu 3 m lange Lichtleiter (siehe Abbildung 2.1), die durch Absorption die sowieso schon geringe Lichtmenge noch reduzieren.

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit (Kapitel 3) wurden zunächst Fertigungsverfahren für den Bau von Testdetektoren und optischen Kopplungen erarbeitet und dann in einem neu aufgebauten Teststand die Lichtausbeute der szintillierenden sowie die Transparenz der klaren Fasern gemessen. Das vorrangige Interesse galt dabei der Frage nach der maximal erreichbaren Lichtausbeute und ihrer möglichen Verringerung durch Strahlenschäden in den szintillierenden und klaren Fasern aufgrund der Strahlenbelastung bei HERA-B. Dazu wurden die Fasern bei der Firma BASF [IsoLab] gemäß dem bei HERA-B erwarteten Strahlungsprofil mit einer Kobalt-Quelle bestrahlt. Die Forschungsarbeiten ergaben, daß ein Faserdetektor prinzipiell bei HERA-B einsetzbar ist. Die Alterungstests zeigten aber, daß bereits für akkumulierte Strahlendosen, die ungefähr einem Betriebsjahr bei HERA-B entsprechen, eine deutliche Verringerung der Lichtausbeute eintritt. Dies führt zu einer signifikanten Abnahme der Nachweiseffizienz.

Die GEM-MSGC

Parallel zu den Forschungen mit szintillierenden Fasern bahnte sich eine mögliche Lösung des Problems der Überschläge an der MSGC-Struktur an. Mit dem von F. Sauli vorgeschlagenen "Gas-Electron-Multiplier" (GEM) [Sau96], [Sau97], der in der MSGC wie ein Vorverstärker wirkt, kann die notwendige Gesamtgasverstärkung in zwei Stufen aufgeteilt werden. Dies erlaubt eine Reduzierung der Spannung an der Mikrostreifenstruktur und führt so zu Betriebsparametern, bei denen auch stark ionisierende Teilchen keine Überschläge an der Mikrostreifenstruktur verursachen.

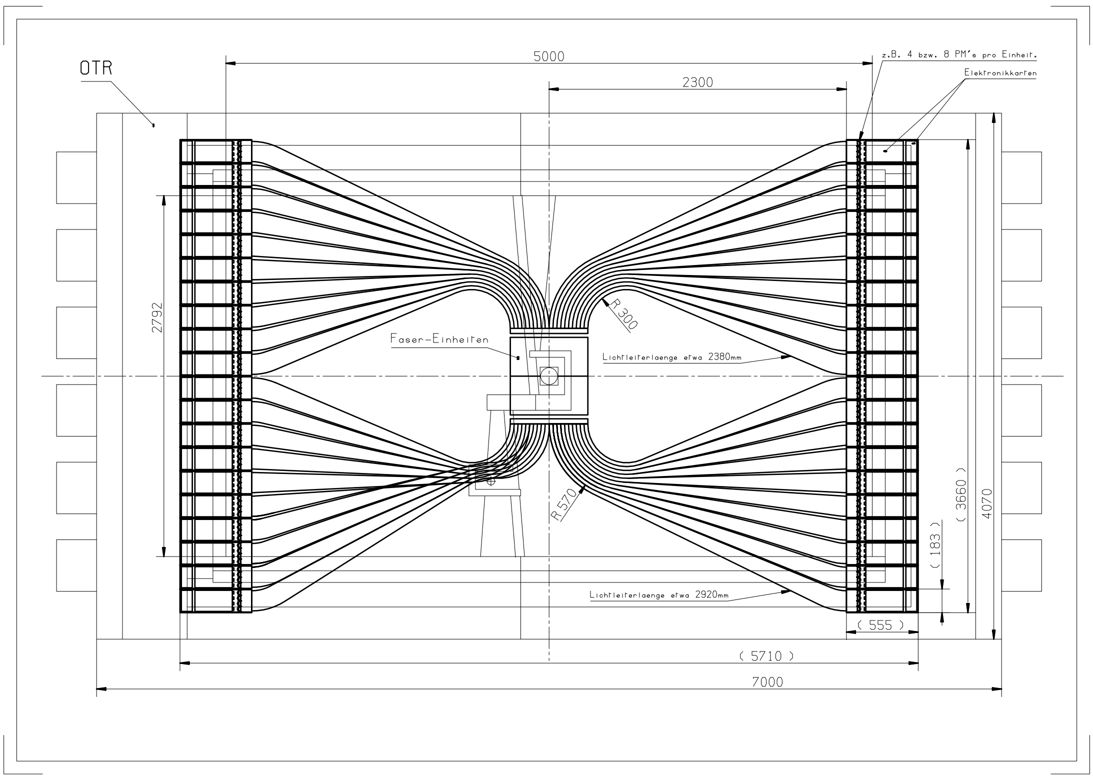

Abbildung 2.1: Konstruktionsentwurf einer Detektorebene des Inneren Spurkammersystems mit Lichtleitern und Photomultipliern. In der Mitte decken vier L-förmige Module aus szintillierenden Fasern den Akzeptanzbereich des Inneren Spurkammersystems um das Strahlrohr ab. Mit Lichtleitern wird das Licht zu den Photomultipliern geführt, die außerhalb des Akzeptanzbreich des Äußeren Spurkammersystem auf einem Rahmen montiert sind. Der asymmetrische Verlauf der Lichtleiter im linken unteren Quadranten wird durch die Elektronstrahlröhre von HERA verursacht (Zeichnung S. Hennenberger).

Im Labor konnte bereits im Frühjahr 1997 die prinzipielle Funktionalität dieser neuen GEM-MSGC bei niedrigen und hohen Raten gezeigt werden [Hot97],[Bre97].

Der zweite Teil dieser Arbeit (Kapitel 4) beschäftigt sich mit wesentlichen funktionalen Tests der GEM-MSGC. In einem Strahltest am Positron-Teststrahl T21 am DESY wurde das Betriebsverhalten der GEM-MSGC mit und ohne Magnetfeld untersucht. Dazu wurden für die Magnetfelder B = 0 und B = 0,85 T sowohl Effizienz und Streifenmultiplizität als auch Lorentzwinkel bei verschiedenen Detektorbetriebsparametern gemessen. Es konnte gezeigt werden, daß die GEM-MSGC ohne Einschränkung ihrer Funktionaliät im Magnetfeld eingesetzt werden kann. Die Erhöhung der Streifenmultiplizität von ungefähr 20 % durch den Lorentzwinkel bei der Drift der Elektronen ist für den Betrieb bei HERA-B tolerabel und könnte durch Drehung der Kammer vollständig kompensiert werden. Dies ist jedoch bei HERA-B nicht vorgesehen. Das Meßziel ist der Nachweis einer Asymmetrie von Zerfallszahlen, und so muß durch Umpolen des HERA-B-Magneten sichergestellt werden, daß es keine Detektorasymmetrie gibt. Dann jedoch würden die gedrehten GEM-MSGC Detektoren falsch orientiert sein.

Zum Test des Langzeitbetriebsverhaltens von GEM-MSGC-Detektoren wurden intensive Alterungsmessungen mit Röntgenstrahlung durchgeführt. Dabei wurde für verschiedene Elektroden- und Baumaterialien sowie Klebstoffe getestet, ob sie zu Alterung des Detektors führen. Es konnte erreicht werden, daß bis zu akkumulierten Ladungen von 16 mC/cm ($\approx$ 3,5 HERA-B Jahre) nahezu keine Alterung an der MSGC auftritt. Leichte Variationen der GEM-Verstärkung, vermutlich durch Aufladungseffekte des Kaptons, können zwar nicht vermieden werden, jedoch ist eine Anpassung der Gesamtgasverstärkung durch Variation der Betriebsspannungen möglich.

Bereits Mitte 1997 wurde entschieden, die GEM-MSGC für HERA-B als Standardlösung weiter zu verfolgen.

Der dritte Teil dieser Arbeit (Kapitel 5) beschäftigt sich mit der "Produktion" der Detektoren. Es wurden zum einen Fertigungsverfahren mit den dafür notwendigen Werkzeugen und Ablaufpläne erarbeitet und durchgeführt. Diese ermöglichen eine Produktionsrate von 10 Detektoren/Woche. Zum anderen wurden Testprozeduren installiert, mit denen sowohl die "Roh"-Materialien als auch die während der einzelnen Produktionsschritte fertiggestellten Komponenten getestet werden können. Erst wenn die fertigen Detektoren langsam auf Nominalbetriebsspannungen "konditioniert" sind, werden die Auslesechips kontaktiert und die Detektoren auf die Tragestrukturen montiert.

Kapitel 3

Szintillierende Fasern

Ein Szintillator hat bei dem Nachweisprozeß für ionisierende Strahlung im wesentlichen zwei Aufgaben: Er konvertiert die Anregung eines Festkörpers oder einer Flüssigkeit, die durch den Energieverlust eines ionisierenden Teilchens verursacht wurde, in sichtbares Licht und leitet dieses Licht, gegebenenfalls zusätzlich über einen Lichtleiter, zu einem optischen Empfänger. Früher war dieser Empfänger das menschliche Auge, das den beim Auftreffen eines geladenen Teilchens auf einen Zinksulfidschirm ausgelösten Lichtblitz registrierte (z. B. [Rut11]). Heute werden im wesentlichen Photomultiplier für den Nachweis des Lichtes verwendet.

Bei dem Szintillatormaterial unterscheidet man zwischen organischen Stoffen, anorganischen Kristallen und Gasen. Die Unterschiede ergeben sich zwangsläufig aus dem unterschiedlichen Material und den grundlegend verschiedenen Szintillationsmechanismen.

Die in der Detektorphysik weit verbreiteten Plastik-Szintillatoren gehören zu den organischen Szintillatoren: Die "aktiven" Komponenten werden dabei mit einem organischen Material zu einer polymerisierenden Substanz vermischt. So lassen sich Plastikszintillatoren in nahezu jeder beliebigen Form herstellen, z. B. auch als dünne Fasern (Durchmesser 100 - 1000 μm) aus extrudiertem oder gezogenem Polystyrol.

Eine feine Granularität, wie sie für einen ortsauflösenden Detektor des Inneren Spurkammersystems bei HERA-B erforderlich ist, läßt sich - bei der Verwendung von Szintillatoren - nur mit dünnen szintillierenden Fasern erreichen. Zudem besitzen organische Szintillatoren eine sehr kurze Abklingzeit (wenige ns), die eine Auslese mit hohen Raten und die Ableitung schneller Triggersignale erlaubt.

Der nächste Abschnitt beschränkt sich daher auf die physikalischen Grundlagen nur dieser Form der organischen Szintillatoren.

3.1 Physikalische Grundlagen

3.1.1 Lichtentstehung

Organische Szintillatoren sind meist Mischungen aus drei Komponenten: Durch den Energieverlust eines geladenen Teilchens beim Durchfliegen des Szintillators wird ein primärer Fluoreszenzstoff angeregt. Beim Zerfall dieser angeregten Zustände wird ultraviolettes Licht emittiert. Die Absorptionslänge dieses UV-Lichtes beträgt jedoch in den meisten durchsichtigen organischen Materialien nur einige mm [Kle92]. Der primäre Fluoreszenzstoff ist also für sein eigenes Licht nicht transparent. Die Extraktion eines Lichtsignals gelingt nur dadurch, daß ein zweiter fluoreszierender Stoff beigemischt wird, der das primäre Fluoreszenzlicht absorbiert und Licht geringerer Frequenz isotrop reemittiert. Man bezeichnet diese zweite Komponente als "Wellenlängen-Schieber". Dieser zweite Fluoreszenzstoff wird so ausgewählt, daß sein Absorptionsspektrum maximal mit dem Emissionsspektrum des ersten Fluoreszenzstoffes überlappt und der Wellenlängenbereich seiner Emission an die Empfindlichkeit der Photokathode angepaßt ist. Oft spielt auch die Beständigkeit gegen Strahlenschäden eine Rolle bei der Auswahl der Fluoreszenzstoffe.
Die beiden "aktiven" Komponenten des Szintillators werden mit einer polymerisierenden Substanz vermischt, um die gewünschte Geometrie dauerhaft zu erhalten.

In Abbildung 3.1 wird die Wellenlängenverschiebung am Beispiel von Polystyrol als primäres und PMP420* als sekundäres Fluoreszenzmaterial verdeutlicht.

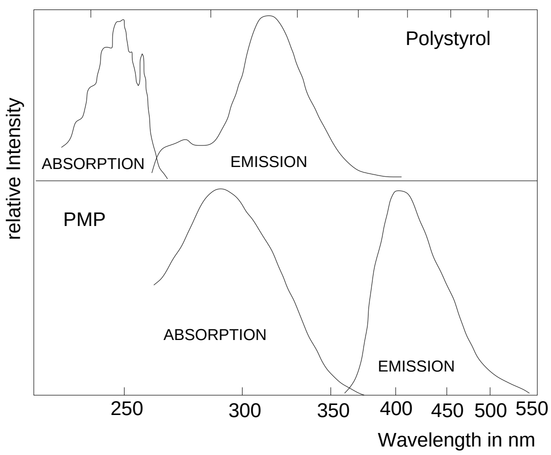

Abbildung 3.1: Absorptions- und Emissionsspektrum von Polystyrol und dem Szintillator PMP420, aus [Leu95].

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten szintillierenden Fasern verschiedener Hersteller basieren alle auf Polystyrol (PS) als primärer Fluoreszenzkomponente. Das Maximum des Emissionsspektrums liegt je nach weiterer Zusammensetzung des Szintillators im grünen (z. B. Kuraray 3HF 530 nm) oder blauen (z. B. Kuraray SCSF-78M 450 nm) Wellenlängenbereich.

*PMP420: 1-phenyl-3-mesityl-2-pyrazoline

3.1.2 Lichtausbreitung

Das bei einem Teilchendurchgang in einer szintillierenden Faser erzeugte Licht muß zum Nachweis zu einem optischen Empfänger gelangen. Das Grundprinzip dieser notwendigen Lichtleitung ist die Totalreflexion des Lichtes in der Faser.

Faseraufbau

In Abbildung 3.2 ist zur Verdeutlichung der Querschnitt einer szintillierenden Faser mit einfacher Ummantelung gezeigt.

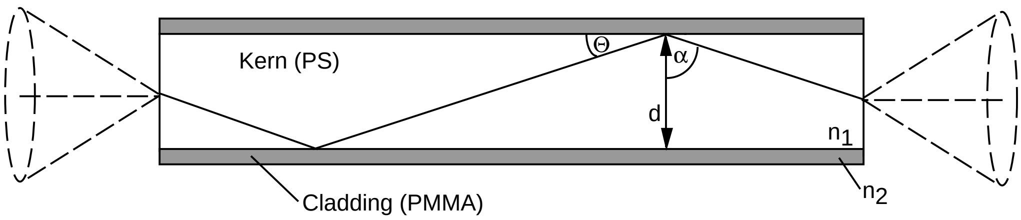

Abbildung 3.2: Querschnitt einer szintillierenden Faser, aus [Zie98]. Die Faser besteht aus einem Kern aus Polystyrol (PS) und ist ummantelt mit einer Schicht aus Polymethylmethacrylat (PMMA). Durch Totalreflexion an der Grenzschicht Kern-Ummantelung wird das Licht in der Faser weitergeleitet.

Der Kern (*Core*) besteht aus den auf Polystyrol (PS) basierenden Fluoreszenzkomponenten, die einen Brechungsindex von $n_{Core} = 1{,}59$ besitzen. Der Faserkern ist ummantelt mit einer Schicht Polymethylmethacrylat (PMMA). Dieses sogenannte *Cladding* besitzt mit $n_{Cladding} = 1{,}49$ einen geringeren Brechungsindex als der Kern, es gilt also: $n_{Cladding} < n_{Core}$.
Nach

$$\sin\alpha = \frac{n_2}{n_1} = \frac{n_{Cladding}}{n_{Core}} = \sin(90-\theta) = \cos\theta \tag{3.1}$$

wird Licht, das mit einem kleineren Winkel als dem Grenzwinkel α für Totalreflexion auf den *Core-Cladding*-Übergang trifft, in die Faser zurückreflektiert.

Der Bruchteil t des Lichtes, der bei isotroper Emission in der Faser bleibt, beträgt nach [Leu95]:

$$t_{single-cladding} = 1 - \frac{n_2}{n_1} = 1 - \frac{n_{Cladding}}{n_{Core}} \tag{3.2}$$

Mit den oben genannten Werten für n_{Core} und $n_{Cladding}$ aus [Kur97], [Bic97] ergibt sich, daß $6,3$ % des entstandenen Lichtes in der Faser verbleibt.
Dieser Anteil kann durch ein zweites Cladding mit einem wieder kleineren Brechungsindex noch erhöht werden. Dieses zweite Cladding besteht aus einer Schicht fluoriertem PMMA, das einen Brechungsindex von n = 1,42 besitzt. Damit erhöht sich der Bruchteil des in der

Faser verbleibenden Lichtes auf

$$t_{double-cladding} = \left(1 - \frac{n_{Cladding1}}{n_{Core}}\right) + \frac{n_{Cladding1}}{n_{Core}} \cdot \left(1 - \frac{n_{Cladding2}}{n_{Cladding1}}\right) \tag{3.3}$$

Nach dieser Gleichung erhöht sich durch diese zweite Grenzschicht der Anteil des in der Faser verbleibenden Lichtes auf $10,7$ %. Die obige Rechnung gilt jedoch nur für eine "ideale" Faser ohne Fehlstellen im Material, und so sind die Werte in der Realität etwas kleiner. Die Firma Kuraray gibt für ihre Fasern folgende *Trapping*-Effizienzen an [Kur97]: 3,25 % für *single cladded* und 5,35 % für *double cladded* Fasern. Die Steigerung der Lichtausbeute durch die zweite Ummanteltung um den Faktor 1,7 wird also tatsächlich erreicht und wurde in Messungen auch bestätigt [Bau94].

Zudem bietet das zweite Cladding auch einen mechanischen Schutz der Faser sowie des ersten Claddings gegenüber Beschädigungen oder Kratzern, die zu unwiederbringlichen Lichtverlusten führen.

Alle szintillierenden sowie klaren Fasern, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, besitzen ein *Double-Cladding*, dessen Dicke rund 6 % des Faserdurchmessers ausmacht.

Lichtverluste

Beim Lichttransport innerhalb der Faser kommt es durch Reflexion, Absorption und Streuung zu Lichtverlusten.

Wie im vorigen Abschnitt beschrieben beruht der Lichttransport innerhalb der Faser auf Totalreflexion. Aus Abbildung 3.2 erkennt man, daß bei einer Faser mit der Länge L und dem Durchmesser d das Licht über $N = \frac{L}{d} \cdot \cot\alpha$ Reflexionen zum Faserende geleitet wird. Dabei führen besonders Fehlstellen beim Übergang vom Kern zum *Cladding* oder Absplitterungen und feine Risse, die durch zu enges Biegen der Faser entstehen können, zu einer Verringerung des Reflexionskoeffizienten q (dabei $q < 1$), der dann über $I = I_0 \cdot q^N$ zu einer Verringerung der Lichtausbeute führt.
Um mechanische Beschädigungen durch zu enges Biegen zu vermeiden, gilt als Faustregel [Bäh97]: Biegeradius $\geq 1000 \cdot$ Faserradius

Absorptionsverluste entstehen, wenn das Emissionsspektrum des Szintillators mit seinem eigenen Absorptionsspektrum überlappt. Durch die Wahl eines geeigneten Wellenlängen-Schiebers können diese Verluste vermieden werden.

Die Verschiebung des Emissionsspektrums zu größeren Wellenlängen durch einen Wellenlängen-Schieber reduziert auch Streuverluste, die hauptsächlich durch Rayleighstreuung ($\propto \frac{1}{\lambda^4}$) an Störstellen oder Dichteschwankungen im Polystyrol verursacht werden.

3.1.3 Lichtleiter

Oft kann der optische Empfänger nicht unmittelbar an die szintillierenden Fasern gekoppelt werden, sondern das Szintillationslicht muß zunächst über Lichtleiter zum Nachweisgerät transportiert werden. Der Aufbau der im Rahmen dieser Arbeit dazu verwendeten klaren Fasern gleicht prinzipiell denen der *double-cladded* szintillierenden, wobei der Kern allerdings nur aus nichtszintillierendem Polystyrol besteht.

Die charakteristische Eigenschaft klarer Fasern ist die Transparenz, wobei die Abnahme der Lichtintensität nach der Weglänge l beschrieben wird durch

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{l}{\Lambda}}, \tag{3.4}$$

so daß nach der Abschwächungslänge Λ die Intensität auf 1/e abgefallen ist.

3.1.4 Photomultiplier

Als optischer Empfänger für das Szintillationslicht dient ein Photomultiplier (PM). Diese bieten die Möglichkeit hoher Verstärkung und schneller Signale. Der geringe Platz im Experiment läßt jedoch bei über 700 Kanälen pro Detektormodul den Einsatz von “konventionellen” Ein-Kanal-Photomultipliern nicht zu, sondern es müssen kompakte Multi-Kanal-Photomultiplier eingesetzt werden.

Die Firma Hamamatsu hat speziell für den Betrieb beim HERA-B-Experiment einen 64-Kanal-PM (Hamamatsu R5900-M64 [Ham97b]) entwickelt, bei dem jede Kathode eine Fläche von nur (2×2) mm^2 abdeckt. Dieser PM besitzt ein Eintrittsfenster aus Borosilikatglas, auf dessen Innenseite sich eine Bialkali-Photokathode befindet. In Abbildung 3.3 ist die Quanteneffizienz der Photokathode in Abhängigkeit der Wellenlänge angegeben.

Bei den Dynoden zur Elektronenvervielfachung handelt es sich um eine neu entwickelte Metallkanal-Dynodenstruktur. Dabei bilden hintereinanderliegende Metallplättchen einen linear fokussierenden 12-stufigen Dynodenkanal, so daß die an der Photokathode erzeugten Elektronen nur innerhalb eines Kanals bis zu einem Faktor 10^6 vervielfacht werden. Dadurch bleibt die wesentliche Information erhalten, an welcher Photokathode die Photo-Elektronen entstanden sind.

Zu Beginn der Untersuchungen war die Segmentierung in 64 Kanäle noch in der Entwicklung und nur eine Version mit 16 Kanälen verfügbar [Ham97a]. Dieses Exemplar unterscheidet sich nur durch die Fläche der Photokathode pro Kanal (hier (4×4) mm^2) von der für HERA-B vorgesehenen Version mit 64 Kanälen.

Die Kurve der Quanteneffizienz in Abbildung 3.3 spricht klar für die Verwendung von szintillierenden Fasern, die im blauen Wellenlängenbereich emittieren. Für die in Abschnitt 3.1.1 genannten szintillierender Fasern ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von nur 10 % für Kuraray 3HF (Emissionsmaximum 530 nm), dagegen aber von 20 % für Kuraray SCSF-78M (Emissionsmaximum 450 nm).

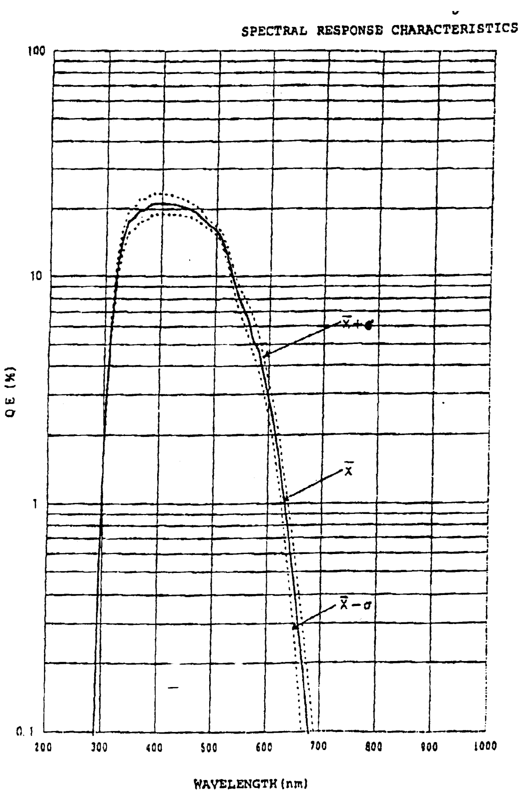

Abbildung 3.3: Nachweiswahrscheinlichkeit (Quanteneffizienz QE) als Funktion der Wellenlänge des 64-Kanal-Photomultipliers von Hamamatsu, aus [Ham97b].

Dagegen steht die Erfahrung, daß szintillierende Fasern mit grünen Farbstoffen beständiger gegen Strahlenbelastung sind (siehe nächster Abschnitt), und so bei langen Betriebszeiten sich die geringere Nachweiswahrscheinlichkeit gegenüber blauen Farbstoffen eventuell wieder ausgleichen könnte.

Es war ein Ziel dieser Untersuchungen, die Eigenschaften der Fasern zu messen, um entscheiden zu können, welche szintillierende Faser in der Kombination mit dem genannten PM für den Langzeitbetrieb bei HERA-B besser geeignet ist.

Wie in Kapitel 2.1 erwähnt, wird ein Teil der Detektoren des Inneren Spurkammersystems in einem Magnetfeld betrieben, und in den Bereichen, in denen die Photomultiplier montiert werden, ist das Magnetfeld nicht vernachlässigbar. PMs sind empfindlich gegenüber Magnetfeldern, und darum ist eine Abschirmung notwendig. Es ist aber möglich, mit einer passiven Abschirmung einen uneingeschränkten Betrieb der PMs zu erreichen [Hau97].

Homogenität

Eine wichtige Größe von Vielkanal-Photomultipliern ist die Variation der Kathodensensitivität von Pixel zu Pixel. Im Rahmen dieser Arbeit und zusätzlich von den Kollegen an der Universität Siegen wurden insgesamt sechs Exemplare des 16-Kanal-Photomultipliers der Firma Hamamatsu [Ham97b] getestet. Die von Hamamatsu für diese Exemplare angegebenen Schwankungen der Kathodensensitivität von ± 12 % konnten dabei bestätigt werden.

In Siegen wurden auch zwei handgefertigte Exemplare des 64-Kanal-Photomultipliers aus der Vorserienproduktion auf Homogenität untersucht. Dabei wurden Variationen des Verstärkungsfaktors um einen Faktor 4 und der Kathodensensitivität um bis zu einem Faktor 5 beobachtet. Bei der Verwendung dieser Photomultiplier für das Innere Spurkammersystem würde dies eine Einzelkalibration der ungefähr 130000 Kanäle des Inneren Spurkammersystems erfordern.

3.1.5 Strahlenschäden und Erholung

Ein großes Problem beim Langzeitbetrieb von szintillierenden und klaren Fasern sind Strahlenschäden. Besonders die Projektgruppen der Experimente, bei denen für Spurkammersysteme oder Sampling- Kalorimeter szintillierende und klare Fasern vorgesehen sind und die aufgrund der hohen Teilchenflüsse eine hohe Strahlenbelastung erwarten, berichten in mannigfaltiger Weise über ihre Beobachtungen, so z. B. die D0-Kollaboration am Fermilab und die Solenoid Detector Collaboration (SDC) beim damals noch geplanten Superconducting Super Collider (SSC).

Bei einem System aus szintillierenden und klaren Fasern äußern sich diese Strahlenschäden im wesentlichen durch eine Abnahme der mit dem optischen Empfänger gemessenen Lichtmenge. Diese Abnahme der Lichtmenge kann jedoch verschiedene Ursachen haben:

- Durch die Strahlenbelastung kann es zu einer teilweisen Zerstörung der szintillierenden Stoffe kommen, so daß sich die primäre Lichtausbeute verringert.
  Dieser Effekt scheint bei Teilchenbestrahlung jedoch nicht sehr ausgeprägt zu sein. Dagegen sind die Farbstoffe, die im grünen Wellenlängenbereich emittieren (z. B. 3HF) extrem UV-empfindlich. Deshalb dürfen der Bau der Detektoren und die weitere Handhabung nur bei Rotlicht stattfinden.
- Eine Abnahme der Abschwächungslängen hat ebenfalls eine Verringerung der Lichtausbeute zur Folge. Die gilt natürlich gleichermaßen für szintillierende wie auch klare Fasern, bei denen die Abnahme der Abschwächungslängen sehr stark ist.
  Die Abnahme der Abschwächungslänge ist stark wellenlängenabhängig und dabei deutlich ausgeprägter im blauen Wellenlängenbereich.

Sehr häufig wurde jedoch auch beobachtet, daß die Lichtmenge nach der Bestrahlung wieder zunimmt. Dieses Phänomen der Erholung (*recovery*) ist stark abhängig von

- der akkumulierten Dosis,
- der Zeit, in der diese Dosis verabreicht wurde, also der Dosisleistung, und
- der Atmosphäre, die die Fasern während und nach der Bestrahlung umgeben hat. Eine wichtige Rolle wird dabei dem Sauerstoff zugesprochen. Während er bei Bestrahlung zu stärkeren Schäden führen soll, wurde dagegen beobachtet, daß sich nach Beendigung der Bestrahlung Strahlenschäden bei Sauerstoffzufuhr besser erholen.

Eine ausführliche Darstellung der unterschiedlichen Messungen und vielfältigen Phänomene ist unter anderem zu finden in [Mar95], [Chu95], [RD195], [Jah95], [Wal95].

Die Auswertung dieser Veröffentlichungen läßt klar den Schluß zu, daß bei der erwarteten Strahlenbelastung bei HERA-B für einen Detektor aus szintillierenden und klaren Fasern mit einer deutlichen Abnahme der Lichtausbeute als Folge von Strahlenschäden zu rechnen ist. Es ist also ein weiteres Ziel dieser Arbeit, herauszufinden, ob mit einem solchen Detektor eine Betriebszeit von 2-3 Jahren realisiert werden kann.

Für die Erzeugung der Strahlenschäden wurden im Rahmen dieser Arbeit sowohl szintillierende als auch klare Fasern mit Photonen einer Co^{60}-Quelle der Firma BASF [IsoLab] bestrahlt. Diese Quelle erlaubt eine Bestrahlungsdosis von 50 krad/h (500 Gy/h) in einem Abstand von 5 cm. Um die Quelle herum ist genügend Platz vorhanden, um die 3 m klaren Fasern so zu positionieren, daß die relative Dosis dem erwarteten Bestrahlungsprofil bei HERA-B entspricht (siehe auch Abschnitt 3.8.4).

Es stellt sich hier die Frage, ob die Strahlenschäden, die durch γ-Bestrahlung verursacht werden, den erwarteten Strahlenschäden bei HERA-B entsprechen, denn hier findet eine Bestrahlung mit Hadronen und Neutronen statt.

Um diese Frage zu untersuchen, haben die Kollegen vom Institut für Hochenergiephysik DESY-Zeuthen Bestrahlungen von Fasern mit Protonen und Elektronen beim Hahn-Meitner-Institut Berlin durchgeführt. Es hat sich im Laufe der Untersuchungen gezeigt, daß die Schäden nach Langzeitbestrahlung identisch sind (siehe dazu [Dre98a] und [Asc98]). Die γ-Bestrahlung ist also repräsentativ für die bei Hadron-Bestrahlung verursachten Strahlenschäden.

3.2 Konzept eines Faser-Detektors bei HERA-B

Das Konzept für einen Faser-Detektor basiert auf den ursprünglichen Planungen für einen MSGC-Detektor, denn die Anforderungen in bezug auf Auflösung, Effizienz und äußere Abmessungen sind vom Experiment und der physikalischen Fragestellung vorgegeben und haben sich nicht geändert.

Abbildung 2.1 zeigt die typische Geometrie für eine Detektorebene mit den Detektormodulen im Bereich um das Strahlrohr und der Anordnung der Lichtleiter und Photomultiplier. Der zentrale Bereich um das Strahlrohr wird von vier L-förmigen Detektormodulen aus szintillierenden Fasern abgedeckt. Aufgrund der großen Materialdicke der Photomultiplier können diese jedoch nicht im Akzeptanzbereich des Äußeren Spurkammersystems, sondern erst auf einem weiter außen liegenden Rahmen befestigt werden. Dadurch wird es notwendig, diese Distanz von bis zu 3 m mit Lichtleitern zu überbrücken.

Abbildung 3.4 zeigt den Aufbau eines Detektormoduls, der gewählt wurde, um die Anforderungen an das Innere Spurkammersystem zu erfüllen: Der Detektor ist aufgebaut aus *double cladded* szintillierenden Fasern mit einem äußeren Durchmesser von 480 μm. Um eine ausreichende Lichtmenge zu erhalten, werden jeweils 7 Fasern in Richtung des Teilchendurchgangs hintereinander in einer Straße positioniert und zu einem Auslesekanal zusammengefaßt (siehe Abbildung 3.5). Die Fasern sind dabei mit einem Wiederholabstand von 340 μm so angeordnet, daß sich ein gewisser Überlapp benachbarter Straßen ergibt. Damit wird erreicht, daß alle Teilchen mit einem Winkel $\leq$100 mrad gegenüber der Richtung der Straßenachse mindestens 2,5 mm szintillierendes Material durchfliegen [Dre98a]. Ein Detektormodul hat mit dieser Geometrie insgesamt 704 auszulesende Straßen.

Die 7 Fasern einer Straße werden zusammengefaßt und auf einen Lichtleiter gekoppelt. Diese Kopplung geschieht mit Hilfe von Plexiglassteckern, in die die Fasern eingeklebt sind.

Bei den klaren Fasern handelt es sich ebenfalls um *double cladded* Fasern, die einen äußeren Durchmesser von 1,7 mm und je nach Position der Photomultiplier Längen zwischen 1 und 3,5 m haben. Angeordnet in der dichtesten Kugelpackung ergeben die Durchmesser der szintillierenden Fasern eine Rosette, deren Umkreis einen Durchmesser von 1,44 mm hat (siehe Abbildung 3.6). Dieser Umkreis, der sogar noch das *Double-Cladding* der szintillierenden Fasern einschließt, paßt genau auf den Kern des Lichtleiters, der einen Durchmesser von 1,50 mm hat.

Zudem gewährleistet ein maximaler Lichtleiterdurchmesser von 1,7 mm die Kopplung auf einen (2×2) mm^2 großen Pixel der PM-Photokathode mit weniger als 1 % Übersprechen auf den Nachbarpixel [Dre98a]. Für die Auslese ist der 64-Kanal-Photomultiplier R5900-M64 der Firma Hamamatsu [Ham97b] vorgesehen.

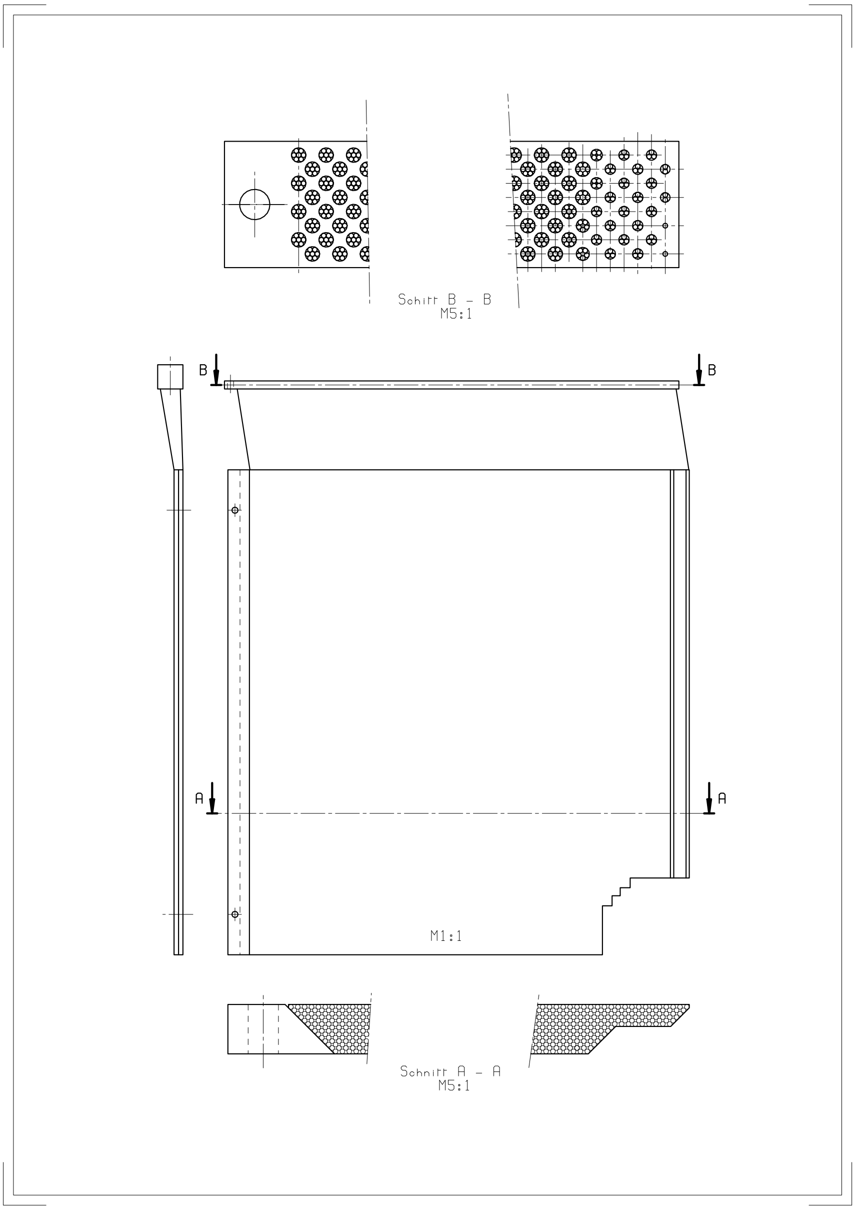

Abbildung 3.4: Geometrie eines Faser-Detektormoduls für HERA-B. In der Mitte ist das Modul mit dem Strahlrohrausschnitt dargestellt. Die Detailzeichnung oben (Schnitt B-B) zeigt den Stecker für die optische Kopplung von sieben szintillierenden Fasern auf eine klare. Die untere Zeichnung (Schnitt A-A) zeigt einen Querschnitt des Detektors mit der Anordnung der Fasern (Zeichnung S. Hennenberger).

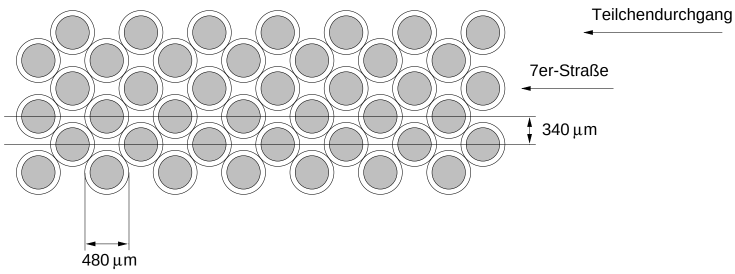

Abbildung 3.5: Ausschnitt aus einem Faser-Detektormodul mit 7er-Straßen-Geometrie. Die szintillierenden Fasern haben einen Durchmesser von 480 μm. Es werden 7 hintereinander liegende Fasern zu einer Straße zusammengefaßt. Durch die Anordnung der Fasern überlappen sich die Straßen, und es entsteht ein Wiederholabstand von 340 μm.

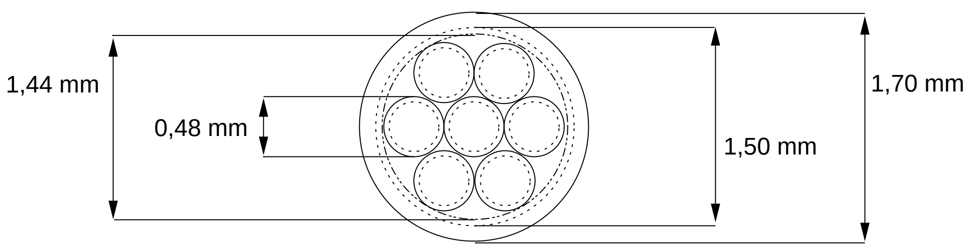

Abbildung 3.6: Kopplung der szintillierenden an die klaren Fasern bei HERA-B. Der Umkreis der szintillierenden Fasern (mit *Double-Cladding*) beträgt 1,44 mm und paßt in den Durchmesser von 1,50 mm des Kerns der klaren Fasern.

3.3 Bau von Testdetektoren

Für die Labortests wird als "Quelle" der minimalionisierenden Teilchen eine Strontium-Quelle verwendet, die Elektronen mit einer Energie von bis zu 2,3 MeV emittiert. Mit einem mittleren γ von $\frac{\overline{E}}{m_0} \approx \frac{1\ MeV}{0{,}5\ MeV} = 2$ ist die Bedingung für ein miminalionisierendes Teilchen ($\gamma \approx 3$) ausreichend erfüllt. Bei einem mittleren Energieverlust von $\frac{dE}{dx} \approx 1,8\frac{MeV}{cm}$ in Plastik [PDG98] darf die Materialdicke der Testdetektoren nicht zu dick sein, damit die Elektronen nicht im Szintillatormaterial abgestoppt werden. Der Energieverlust beim Abstoppen am Ende der Flugbahn (Bragg-Peak) ist deutlich höher, und so würde eine unrealistisch hohe Lichtausbeute vorgetäuscht. Zudem muß für die Ableitung des Triggersignals das Elektron den Testdetektor durchfliegen, um dann in einem Triggerszintillator noch ein Signal zu erzeugen (siehe Abschnitt 3.6.2).

Aus diesen Gründen bestehen die Testdetektoren nur aus sechs Faserlagen, bei denen jeweils die drei übereinanderliegenden Fasern zu einer Straße zusammengefaßt werden (siehe Abbildung 3.7).

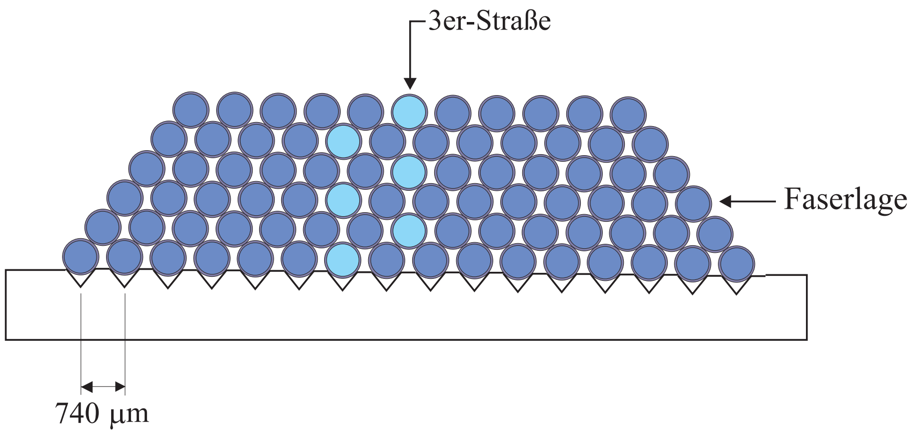

Abbildung 3.7: Querschnitt eines Faser-Testdetektors mit 3er-Straßen, aus [Zie98]. Der Detektor besteht aus sechs Faserlagen, wobei jeweils drei Fasern zu einer Straße zusammengefaßt sind. Um diese Faseranordnung beim Kleben zu erreichen, wird die unterste Lage in eine Aluminiumvorrichtung gelegt, in die Rillen mit einem Abstand von 740 μm gefräst sind.

Um eine gleichmäßige Anordnung der Fasern und einen reproduzierbaren Abstand der Straßen zu erreichen, wird der Faserdetektor schichtweise von unten beginnend aufgebaut und geklebt. Die unterste Lage wurde dabei auf einer Aluminiumplatte fixiert, in die kleine Rillen im Abstand von 740 μm gefräst sind. Diese Lage wurde mit Kleber bestrichen und dann die Fasern der nächsten Lage in die neu entstandenen Faserzwischenräume eingelegt (Abbildung 3.7).

Bei den Klebungen wurden zwei unterschiedliche Methoden durchgeführt. Um den Einfluß von Sauerstoff auf Strahlenschäden und Erholung zu untersuchen, wurden bei einigen Testdetektoren die Fasern komplett mit Klebstoff eingestrichen ("vollverklebt"), um so die Luftzufuhr an die Fasern vollständig zu unterbinden. Um dagegen eine mögliche

Begasung der Detektoren zu erlauben, werden bei anderen Testdetektoren beim Kleben nur schmale Streifen im Abstand von mehreren Zentimetern benetzt ("in Stegen verklebt").

Zum Kleben der Detektoren wurde ein Acryl-Klarlack der Firma BAHAG [BAH] verwendet. Das wesentliche Kriterium für den verwendeten Kleber ist - neben einer geeigneten Handhabung - die Forderung daß er das Cladding der Faser nicht anlöst. Diese mechanischen Beschädigungen führen zu Lichtverlusten.

Die Fasern waren rund 35 cm lang, jedoch wurden sie nur auf den ersten 20 cm verklebt. Die verbleibenden 15 cm wurden benötigt, um die szintillierenden Fasern flexibel an die klaren zu koppeln. Das Sortieren der zu einer 3er-Straße jeweils gehörenden Fasern erfolgte während des Auflegens der einzelnen Faserlagen, indem die "freien" Enden der Fasern gleich in das richtige Fach eines Kamms eingelegt wurden. Die drei Fasern eines Faches wurden dann in eine Messinghülse geklebt, die die spätere Kopplung an die klare Faser ermöglichte (siehe Abschnitt 3.4.1).

Das andere Ende der Fasern wurde beim Bau zunächst auch nicht verklebt. Erst nach dem Aushärten der sechs Lagen wurden die Zwischenräume am Ende mit dem Plexiglaskleber Agovit der Firma Degussa [Ago] ausgefüllt und gleichzeitig oben und unten ein kleines Plexiglasplättchen angeklebt. Dieses zusätzliche Einkleben gewährleistet die notwendige mechanische Stabilität für das Fräsen und Polieren dieses Endes des Detektors, ohne daß dabei Beschädigungen am Cladding auftreten.

Das Fräsen des Detektorendes erfolgt mit einem Diamantfräser bei geringst möglichem Vorschub der Maschine. Beim anschließenden Polieren wurden die besten Ergebnisse mit einem Poliertuch und Polierpaste für organische Gläser oder einer Polierscheibe und sogenannter "Schwabbelpaste" erzielt. Durch die unterschiedlichen Härten von Kern und Cladding der Fasern kann es dabei leicht zu ungleichmäßigem Abtragen und damit zu strukturierten Oberflächen kommen. Für eine spätere Verspiegelung dieses Detektorendes (siehe Abschnitt 3.8.3) ist jedoch eine glatte Oberfläche notwendig.

3.4 Optische Kopplungen

Das Auslesen der szintillierenden Fasern erfolgt über klare Fasern und einen Photomultiplier. Also sind für die Verbindung des Detektors mit dem optischen Empfänger zwei Kopplungsstellen notwendig.

Um die bei Kopplungen auftretenden Lichtverluste möglichst gering zu halten, müssen die beiden Faserenden genau aufeinander treffen und dürfen nicht verschoben sein. Die beiden Achsen der Fasern dürfen an der Kopplungsstelle keinen Winkel gegeneinander haben, sondern müssen eine Gerade bilden. Nur durch gut polierte Oberflächen gelingt es, die Verluste durch Streuung gering zu halten. Trotzdem ist auch bei guten optischen Kopplungen mit Verlusten von typischerweise 20 % zu rechnen.

3.4.1 Kopplung der szintillierenden an die klare Faser

Die drei szintillierenden Fasern, die zu einer 3er-Straße gehören, wurden in eine Kopplungshülse aus Messing etwas überstehend eingeklebt, abgefräst und poliert. Die für die Testdetektoren verwendeten Fasern haben einen Durchmesser von 0,5 mm. Bei dichtester Packung ergibt sich für den Umkreis, der nur das szintillierende Material einschließt, ein Durchmesser von 1,047 mm.

Die klare Faser, die ebenso in eine Messinghülse geklebt, abgefräst und poliert wurde, hat einen Durchmesser von 1,2 mm. Bei einer Dicke des Double-Claddings von insgesamt 12 % des Durchmessers ergibt dies für das Kernmaterial einen Durchmesser von 1,056 mm. Es ist also notwendig, diese Flächen genau zentriert aufeinanderzubringen. Dazu werden die beiden Hülsen in einer Führung mit einem verschraubbaren Überwurf aneinandergedrückt und fixiert (siehe Abbildung 3.8).

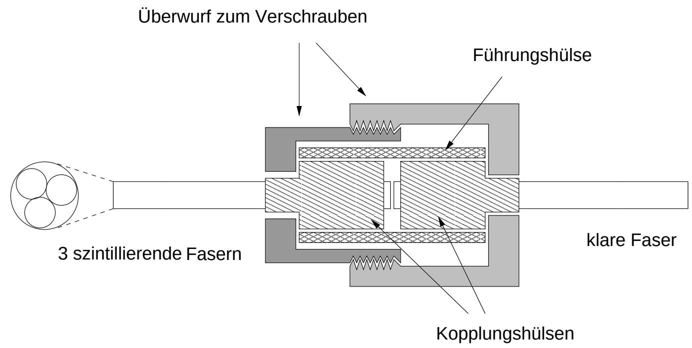

Abbildung 3.8: Querschnitt der Verschraubung zur Kopplung der szintillierenden an die klare Faser. Die drei szintillierenden Fasern einer 3er-Straße und die klare Faser wurden jeweils in eine Kopplungshülse geklebt, die Oberflächen wurden gefräst und poliert. Damit die beiden Messinghülsen zentriert aufeinander gedrückt werden, wurden sie durch eine Führungshülse fixiert und mit einem verschraubbaren Überwurf zusammengehalten.

3.4.2 Kopplung der klaren Faser an den Photomultiplier

Bei den Messungen im Labor wurde der 16-Kanal-Photomultiplier R5900-M16 H6568 [Ham97a] der Firma Hamamatsu verwendet. Dieser PM besitzt eine quadratische Frontfläche mit 4 × 4 separaten Photokathoden. Jede dieser Kathoden hat eine aktive Fläche von (4 × 4) mm^2. Zum Ankoppeln der klaren Fasern diente ein Plexiglasblock, der auf die Frontfläche des Photomultipliers gedrückt wurde und an den zu den Photokathoden korrespondierenden Stellen Bohrungen für die Lichtleiter besaß (Abbildung 3.9).

Da das Ziel der Labormessungen einzig die Lichtausbeute und nicht die Spurrekonstruktion war, wurden sieben Lichtleiter, also sieben 3er-Straßen eines Testdetektors, zu einem Bündel zusammengefaßt und auf einen PM-Pixel geleitet. Dieses Bündel hat einen Durchmesser von 3,6 mm und paßt damit gut auf einen Pixel von (4 × 4) mm^2. Aufgrund der engen Winkelbegrenzung durch die Geometrie der für das Auslesen aufgebauten Triggerszintillatoren wurde jedoch sichergestellt, daß nur bei Teilchen ausgelesen wurde, die

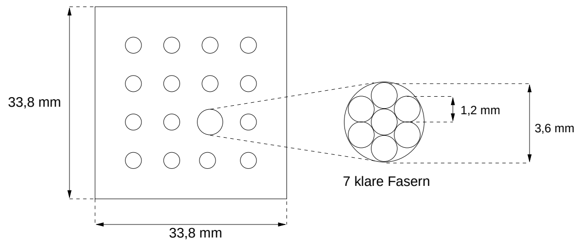

Abbildung 3.9: Plexiglasblock zur Kopplung der klaren Fasern an den Photomultiplier. Die Position der Löcher in dem Plexiglasblock, in die die klaren Fasern eingeklebt wurden, passen genau zu der Anordnung der Pixel auf der Photokathode des Photomultipliers. Es wurden 7 klare Fasern gebündelt und von einem Pixel des Photomultipliers ausgelesen.

nahezu geradlinig eine 3er-Straße durchflogen haben (siehe Abschnitt 3.6.2).

Damit wurde nur die Lichtausbeute aus einer 3er-Straße, also drei szintillierenden Fasern gemessen.

3.5 Abschätzung der Anzahl der Photoelektronen

Mit den Angaben der Hersteller über die primäre Lichtausbeute, die Abschwächungslängen von klaren und szintillierenden Fasern und den Erfahrungswerten von Kopplungsverlusten, läßt sich die für den Laborteststand erwartete Anzahl Photoelektronen n_{pe} abschätzen:

$$n_{pe} = n_\gamma \cdot \epsilon_{trapping} \cdot \epsilon_{Spiegel} \cdot \epsilon_{Ab\_sz} \cdot \epsilon_{Ab\_kl} \cdot \epsilon^2_{Kopplung} \cdot \epsilon_{QE} \tag{3.5}$$

mit

- n_γ = Anzahl der primär emittierten Photonen.
  Bei einem Faserdurchmesser von 0,5 mm ergeben sich nach Abzug des nichtszintillierenden *Cladding*-Materials und Gewichtung mit dem mittleren Durchmesser $\frac{\pi}{4}$ des Einheitskreises noch $3\cdot\frac{\pi}{4}\cdot(0{,}5 - 0{,}06)$ cm = 1,04 cm szintillierendes Material. Bei einem mittleren Energieverlust $\frac{dE}{dx} = 1{,}8\ \frac{MeV}{cm}$ können also 0,187 MeV zur Erzeugung des Szintillationslichtes umgesetzt werden. Mit einer Lichtausbeute von $\approx$ 8000 Photonen/MeV bei blauen Fasern werden folglich $n_\gamma \approx 1490$ Photonen bei dem Durchgang eines minimalionisierenden Teilchens erzeugt.
  Für grüne Fasern ist die Lichtmenge mit $\approx$ 7100 Photonen/MeV geringer, so daß hier nur $n_\gamma \approx 1320$ Photonen erzeugt werden.

- $\epsilon_{trapping}$ = *Trapping*-Effizienz für *double cladded* szintillierende Fasern, $\epsilon_{trapping} = 0{,}0535$

- $\epsilon_{Spiegel}$ = Steigerung der Lichtausbeute, die durch Verspiegeln der Enden der szintillierenden Fasern des Detektors erreicht wird (siehe Abschnitt 3.8.3). Der im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Wert ist $\epsilon_{Spiegel} = 1{,}75$.

- ϵ_{Ab_sz} = Abschwächung durch Absorption in den szintillierenden Fasern.
Mit einer Abschwächungslänge von $\Lambda = 4$ m und einer Länge der szintillierenden Fasern von 0,4 m erhält man eine Transmission von $\epsilon_{Ab\_sz} = e^{(-0{,}4/4)} = 0{,}91$.

- ϵ_{Ab_kl} = Abschwächung durch Absorption in den klaren Fasern.
Die Länge der klaren Fasern beträgt 3 m, und so ergibt sich bei einer Abschwächungslänge $\Lambda = 10$ m eine Transmission $\epsilon_{Ab\_kl} = e^{(-3/10)} = 0{,}74$.

- $\epsilon_{Kopplung}$ = Effizienz der optischen Kopplung.
Durch die Kopplung der szintillierenden Fasern an die klaren und die anschließende Kopplung der klaren Fasern an den Photomultiplier geht $\epsilon_{Kopplung} = 0{,}8$ quadratisch in Gleichung (3.5) ein.

- ϵ_{QE} = Quanteneffizienz der Photokathode.
Für eine Bialkali-Photokathode beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit für blaues Licht ungefähr 20 % und für grünes Licht ungefähr 10 %.

Mit diesen Zahlen erwartet man bei den Labortests folgende Anzahl von Photoelektronen:
$n_{pe} = 11{,}9$ für Fasern, die im blauen Wellenlängenbereich emittieren.
$n_{pe} = 5{,}3$ für Fasern, deren Emission im grünen Wellenlängenbereich liegt.

3.6 Messung der Lichtausbeute im Labor

Ziel der Messungen ist die Bestimmung der Lichtausbeute von szintillierenden Fasern und der Transparenz von klaren Fasern als Funktion der Bestrahlungsdosis.

Die zu diesem Zweck gebauten Testdetektoren bestehen aus 6 Faserlagen, wobei jeweils drei Fasern mit einem Durchmesser von 500 μm zu einer Straße und damit einem Auslesekanal zusammengefaßt sind.

Diese Auslesestraße wurde grundsätzlich an eine 3 m lange klare Faser mit einem Durchmesser von 1,2 mm gekoppelt und dann von dem Photomultiplier ausgelesen.

So wurden genau die Faserlängen vorgesehen, die für eine Realisierung bei HERA-B notwendig wären. Um zusätzlich auch die Biegungen der klaren Faser bei ihrer Verlegung auf einer Ebene des Inneren Spurkammersystems bei den Messungen mit zu berücksichtigen, wurden die klaren Fasern in einem großen Kreis verlegt.

3.6.1 Meßaufbau

Abbildung 3.10 zeigt einen Blick in die Kiste mit dem Meßaufbau zum Testen der Faserdetektoren. Hinter einer Abschirmung aus Blei wird der Testdetektor aus szintillierenden Fasern mit einer Strontium-Quelle bestrahlt. Das Szintillationslicht wird über 3 m lange klare Fasern, die in einem großen Bogen verlegt sind, zum Photomultiplier geleitet. Dort werden alle sieben klaren Fasern, die jeweils eine 3er-Straße des Detektors auslesen, auf einen Pixel des Photomultipliers gekoppelt.
Unter dem Testdetektor befinden sich zwei weitere Szintillatoren, die zur Ableitung eines Triggersignals für die Auslese dienen.

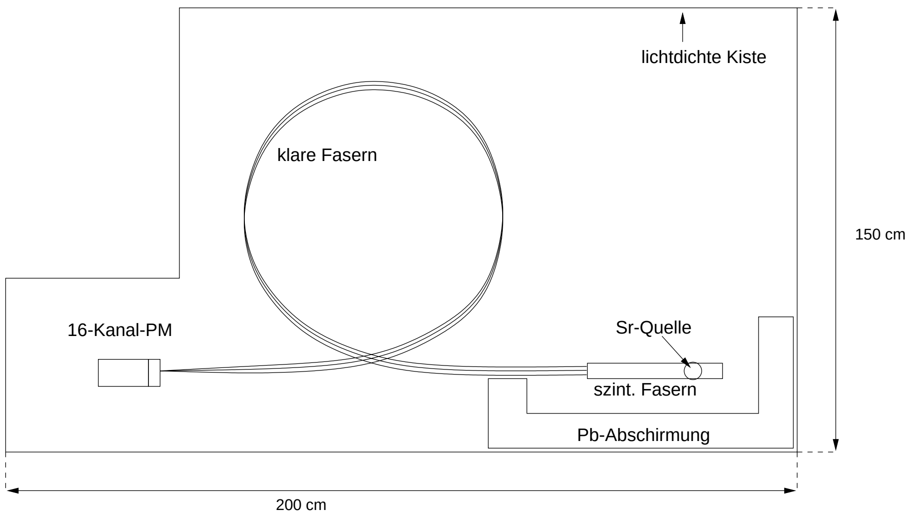

Abbildung 3.10: Meßaufbau zum Testen der Faserdetektoren. In einer lichtdichten Kiste befinden sich die Testdetektoren aus szintillierenden Fasern, die klaren Lichtleiter und der 16-Kanal-Photomultiplier. Zur Erzeugung des Szintillationslichts werden die Detektoren mit Elektronen einer Sr-Quelle bestrahlt.

Um zu vermeiden, daß Umgebungslicht von den Fasern eingefangen wird oder auf den Photomultiplier trifft, befand sich der gesamte Aufbau in einer lichtdichten, mit schwarzem Samt ausgekleideten Kiste.

Damit beim Wechsel von Testdetektoren oder klaren Fasern nicht das Licht der Raumbeleuchtung die UV-empfindlichen Farbstoffe der grünen Fasern zerstört, wurden die Lampen im Labor mit einem Rotfilter abgedeckt. So wurde auch vermieden, daß beim Öffnen der Kiste durch das Auftreffen von kurzwelligem Licht auf die Photokathode hohe Photoströme ausgelöst wurden. Bereits wenige Minuten nach Schließen der Kiste waren die Anregungen der Photokathode abgeklungen, und die Messungen konnten durchgeführt werden.

3.6.2 Trigger

Zur Erzeugung des Szintillationslichtes werden die Detektoren mit Elektronen einer Strontium-Quelle bestrahlt. In Abbildung 3.11 ist der Aufbau zum Ableiten des Triggersignals für die Auslese zu sehen.

Die durch eine Blende an der Quelle kollimierten Elektronen durchdringen zunächst die szintillierenden Fasern des Testdetektors. Zur Auslösung eines Triggersignals müssen die Elektronen dann aber sowohl im Triggerszintillator 1 als auch 2 ein Signal erzeugen. Nur bei Koinzidenz dieser beiden Signale wurde der Detektor ausgelesen.

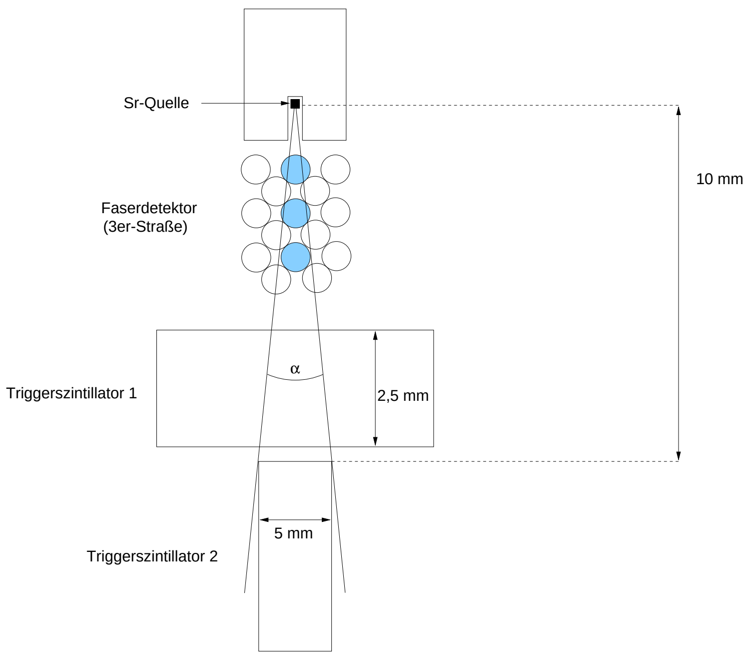

Abbildung 3.11: Geometrie und Anordnung der Triggerszintillatoren. Die Elektronen der Sr-Quelle müssen zunächst den Detektor und den Triggerszintillator 1 durchfliegen, bevor sie den Triggerszintillator 2 erreichen. Nur bei koinzidenten Signalen aus Triggerszintillator 1 und 2 wird der Detektor ausgelesen.

Durch diese Bedingung müssen die Elektronen also mindestens 5 mm Plastik durchfliegen, um ein Triggersignal auszulösen. Bei einem mittleren Energieverlust $\frac{dE}{dx} = 1{,}8\ \frac{MeV}{cm}$ benötigen die Elektronen dafür mindestens eine Energie von 0,9 MeV.
Durch diese Koinzidenzbedingung wird das niederenergetische Spektrum der Sr-Quelle abgeschnitten und verhindert, daß γ-Strahlung durch Compton-Effekt in nur einem Triggerszintillator bereits ein Auslesen auslöst.

Die Breite des Triggerszintillators 2 und sein Abstand von der Sr-Quelle definieren den Öffnungswinkel α des Kegels, in dem die Elektronen den Detektor durchfliegen und geometrisch noch den Triggerszintillator 2 erreichen können, um damit ein Triggersignal auszulösen: $\frac{\alpha}{2} = \arctan(\frac{2{,}5\ mm}{10\ mm}) = 14°$
Mit dem kleinen Öffnungswinkel und dem minimalen Abstand des Testdetektors von der Sr-Quelle wird erreicht, daß im wesentlichen nur eine 3er-Straße von den Elektronen durchflogen wird.

Vielfachstreuung im Detektor

Durch die Vielfachstreuung in den Fasern durchfliegen die Elektronen das szintillierende Material nicht immer nur geradlinig, sondern werden durch das Coulomb-Kernfeld abgelenkt. Beim Zurücklegen längerer Wegstrecken im Szintillator wird natürlich auch die Lichtausbeute größer.

Wird eine gaußförmige Verteilung der auf eine Ebene projizierten Winkelverteilung bei der Vielfachstreuung eines Teilchens angenommen, so ist der halbe Öffnungswinkel für den 98 %-Bereich gegeben durch [PDG98]

$$\theta_0 = \frac{13,6MeV}{\beta cp} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right] , \tag{3.6}$$

mit
p = Impuls des durchfliegenden Teilchens,
βc = Geschwindigkeit des Teilchens,
z = Ladung des Teilchens und
$\frac{x}{X_0}$ = Dicke des Streumediums in Einheiten der Strahlungslänge.

Für die Meßbedingungen im Labor und mit der Forderung durch die Triggerszintillatoren, daß $E_{e^-} \geq 0{,}9$ MeV, ergibt sich mit $x = 0{,}15$ cm, $X_0 = 42{,}9$ cm und $\beta cp \geq 0{,}665$ MeV ein Öffnungswinkel des 98 %-Bereichs von $\theta_0 \leq 0{,}949$ rad $= 54°$.

Die unter diesem Winkel fliegenden Teilchen verlassen die zentralen 3er-Straße und fliegen in die Nachbarstraße. Da bei den Testdetektoren insgesamt 7 nebeneinanderliegende 3er-Straßen auf einem PM-Pixel zusammengefaßt sind, wird alles so entstandene Licht registriert.
Bei Vernachlässigung der freien Faserzwischenräume und des Claddings ergibt sich, verglichen mit der Distanz d bei ungestreutem Durchgang, für die Weglänge d' bei maximaler

Ablenkung durch Vielfachstreuung mit $d' = \frac{d}{\cos(\theta_0/2)}$ eine um 12 % längere Flugstrecke innerhalb von szintillierendem Material.

Teilchen, die unter diesem Winkel das Bündel aus szintillierenden Fasern verlassen, erfüllen jedoch nicht mehr die geometrische Bedingung für das Erreichen des zweiten Triggerszintillators.
Somit sollte die zusätzliche Lichtausbeute aufgrund längerer Flugstrecken im Szintillator durch Vielfachstreuung deutlich unter 12 % liegen.

3.6.3 Auslese

Ziel des elektronischen Auslesens ist die Aufnahme eines Pulshöhenspektrums der Ausgangssignale des Photomultipliers. Dieses Ausgangssignal ist proportional zur Anzahl der an der Photokathode erzeugten Photoelektronen.

Das Ausgangssignal des PMs wird zunächst verstärkt und mit einem *Shaper* integriert. Die Pulshöhe des Shapersignals ist dann proprotional zu der Ladungsmenge des ursprünglichen PM-Pulses. Das Shapersignal wird anschließend von einem Peak-ADC DL610 [DL610] ausgelesen, der die maximale Höhe des Signals registriert. Die weitere Verarbeitung erfolgt mit einem Macintosh-Computer und dem Programm "FADCReadout&Ana" [Feu].

Linearität

Zur Verifizierung der Linearität des Peak-ADCs wurden mit einem Pulser wohldefinierte Spannungspulse auf den Eingang des ADCs gegeben und die Kanalzahl des ADCs registriert. Für Eingangssignale im Bereich von 0,2 - 4,0 V und Kanalzahlen zwischen 600 und 15000 ist der Peak-ADC linear (für eine ausführliche Darstellung dieser Messung siehe [Spo97]).

3.6.4 Der 16-Kanal Photomultiplier

Single-Photoelektron-Spektrum

Eine wichtige Funktion für die Auswertung der aufgenommenen Pulshöhenspektren (siehe Kapitel 3.7) spielt das sogenannte Single-Photoelektron-Spektrum. Dies entsteht gerade dann, wenn aus der Photokathode nur ein einziges Elektron herausgelöst wird und dieses dann in der Dynodenstruktur des Photomultipliers verstärkt wird.

Zur Erzeugung eines Single-Photoelektron-Spektrums wurden mit einer Leuchtdiode kurze und sehr schwache Lichtpulse auf einen Pixel des Photomulipliers gegeben. In Abbildung 3.12 sind die aufgenommenen Spektren zu sehen.

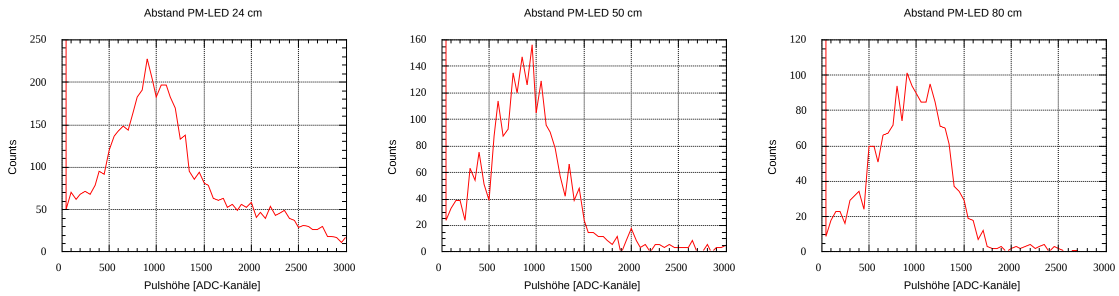

Abbildung 3.12: Single-Photoelektron-Spektren, aufgenommen bei unterschiedlichen Abständen der Leuchtdiode vom Photomultiplier.

Im linken Spektrum ist deutlich ein Maximum bei Kanal 1000 zu sehen. Um sicher zu gehen, daß es sich hier tatsächlich um ein Single-Photoelektron-Spektrum handelt, wurde der Abstand der Leuchtdiode vom Photomultiplier sukzessive vergrößert. Dabei änderte sich nicht die Lage und Breite des Peaks, sondern nur die Zahl der registrierten Pulse bei gleicher Meßzeit. Es handelt sich also hier tatsächlich um das Single-Photoelektron-Spektrum.

Für die genaue Bestimmung der Lage und Breite des Peaks, die später in die Auswertung der Multi-Photoelektron-Spektren eingehen, wurden Single-Photoelektron-Spektren mit Testdetektoren aufgenommen. Dafür wurde die Sr-Quelle soweit dejustiert, daß die ausgelesenen Fasern nur noch am Rand getroffen wurden und so nur ein Single-Photoelektron-Spektrum gemessen wurde.

Untergrund

Bei 900 V Beschleunigungsspannung an der Dynodenstruktur erwartet man beim Photomultiplier nach [Ham97b] bei einer Verstärkung von $2 \cdot 10^4$ einen Dunkelstrom von 2 nA. Um zu messen, welche Untergrundrate sich dadurch ergibt, wurde der Photomultiplier ohne Fasern ausgelesen und dabei auf das PM-Signal selbst getriggert. Die mittlere Ereignisrate von ungefähr 1 Hz ist gegenüber der Koinzidenzrate von ungefähr 1 kHz bei Messungen mit der Sr-Quelle vernachlässigbar. Die Bestimmung des Untergrunds, z. B. durch Höhenstrahlung, bei angekoppelten szintillierenden und klaren Fasern ergab eine Rate von 0,0035 Hz. Bei der Auswertung der Multi-Photoelektron-Spektren müssen also keine derartigen Korrekturen durchgeführt werden.

3.7 Auswertung der Multi-Photoelektron-Spektren

Die Erzeugung der Photoelektronen an der Photokathode des PMs ist ein diskreter Prozeß, wobei die Individualprozesse voneinander unabhängig sind. Die Verteilung der Photoelektronen wird daher durch die Poissonstatistik beschrieben:

$$P(n,\mu) = \frac{\mu^n \cdot e^{-\mu}}{n!} \tag{3.7}$$

Dabei ist P die Wahrscheinlichkeit, n Photoelektronen zu erzeugen, wenn im Mittel μ Photoelektronen entstehen.

Die einzelnen Photoelektronen werden auf dem Weg zur jeweils nächsten Dynode aufgrund der angelegten Betriebsspannung des Photomultipliers beschleunigt und können so dort weitere Sekundärelektronen freisetzen. Das Signal nach diesem Verstärkungsprozeß wird durch eine Gaußverteilung beschrieben.
Das Ausgangssignal des Photomultipliers ist also eine Überlagerung von Gaußkurven, deren Amplituden poissonverteilt sind. Mathematisch entspricht dies der Faltung einer Gauß- mit einer Poissonfunktion:

$$y(x) = a \sum_{n=0}^{n_{max}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{single}} e^{\frac{-(x-nx_{single})^2}{2n\sigma_{single}^2}} \cdot P(n,\mu) \quad , \tag{3.8}$$

mit
x_{single} = Kanalzahl des Single-Elektron-Peaks
σ_{single} = Breite des Single-Elektron-Peaks
n = Anzahl der Photoelektronen
$P(n,\mu)$ = Poissonverteilung aus Gleichung (3.7).

Diese Funktion $y(x)$ muß an das Pulshöhenspektrum des Photomultipliers angepaßt werden. Dabei sind die Amplitude a und die mittlere Photoelektronenzahl μ die freien Parameter. Die Werte für die Kanalposition x_{single} und die Breite σ_{single} werden aus der Anpassung einer Gaußfunktion an das Single-Photoelektron-Spektrum übernommen (siehe Abschnitt 3.6.4).
Bei mittleren Photoelektronenzahlen zwischen 2 und 6 ist es ausreichend, für die Anpassung die Summe in Gleichung (3.8) bei $n_{max} = 15$ abzubrechen.

Das Anpassen einer Gaußfunktion an das Single-Photoelektron-Spektrum und der Funktion $y(x)$ aus Gleichung (3.8) an des Multi-Photoelektron-Spektrum wurde mit dem Programm Mathematica [Mat88] durchgeführt. Die Abbildung 3.13 zeigt zwei Beispiele für die Auswertung der Multi-Photoelektron-Spektren.

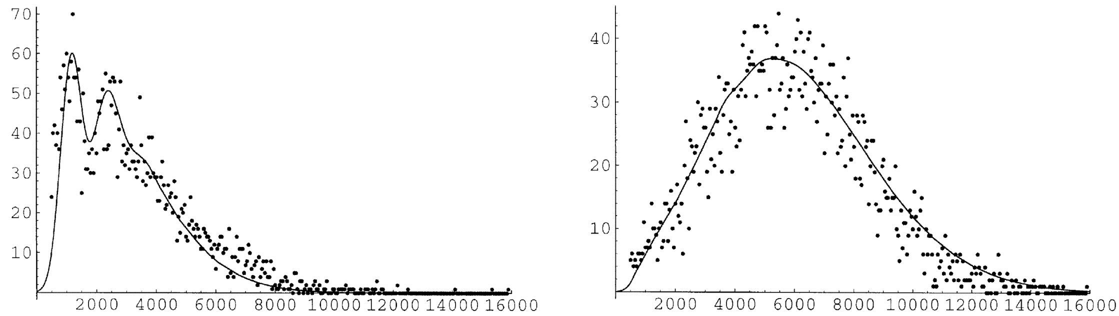

Abbildung 3.13: Multi-Photoelektron-Spektren (Punkte) mit Mathematica-Anpassung (durchgezogene Linie) für 2,3 (links) und 5,3 Photoelektronen (rechts). Aufgetragen sind die Anzahl der Einträge als Funktion des ADC-Kanals.

3.8 Zusammenhang zwischen Zahl der Photoelektronen und Effizienz

Aus dem Mittelwert μ der Piossonverteilung, also der mittleren Anzahl der registrierten Photoelektronen, läßt sich die Effizienz des Detektors berechnen.

Ist der Photomultiplier und das Auslesesystem tatsächlich sensitiv auf Single-Photoelektron-Ereignisse, dann ist die Effizienz die Summe aller Wahrscheinlichkeiten $P(n,\mu)$ mit $n \geq 1$:

$$\epsilon = \sum_{n=1}^{\infty} P(n,\mu) = 1 - P(0,\mu) \tag{3.9}$$

Dabei ist $P(0,\mu)$ die Wahrscheinlichkeit, $n = 0$ Photoelektronen und damit kein Ausgangssignal am Photomultiplier zu erhalten.

Werden für die eindeutige Identifikation bestimmter Ereignisse mindestens 2 Photoelektronen verlangt, so beginnt die Summe in Gleichung (3.9) bei $n = 2$ und die Effizienz wird bei gleichem Mittelwert μ im Vergleich zur Effizienz in Gleichung (3.9) kleiner.

3.9 Ergebnisse der Messungen der Lichtausbeute

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Lichtausbeutemessungen im Labor vorgestellt.

Für die Messungen wurde grundsätzlich folgender Aufbau verwendet:

- Die unterschiedlichen Testdetektoren bestanden aus 40 cm langen *double cladded* szintillierenden Fasern mit einem Durchmesser von 500 nm.
- Der Detektor war aufgebaut aus sechs Faserlagen, wobei die drei jeweils untereinanderliegenden Fasern zu einer 3er-Auslesestraße zusammengefaßt waren.
- Das Ende der Fasern wurde mit Aluminiumfolie verspiegelt (siehe Abschnitt 3.8.3).
- Das Szintillationslicht wurde durch Bestrahlung mit einer Sr-Quelle erzeugt, wobei sich die Quelle 5,5 cm vom verspiegelten Ende der Fasern entfernt befand.
- Das Szintillationslicht wurde über 3 m lange Lichtleiter, die in einem großen Kreis verlegt sind, zu einem Pixel des 16-Kanal-Photomultipliers geleitet. Die Lichtleiter waren ebenfalls *double cladded* und hatten einen Durchmesser von 1,2 mm.
- Für die Auslese diente immer derselbe Pixel des 16- Kanal-Photomultiplier H6568 der Firma Hamamatsu. Es wurde ein Pixel mit schlechter Photokathodensensitivität verwendet, so daß die Messungen immer eine untere Schranke der möglichen Lichtausbeute liefern.

3.9.1 Meßfehler

Der experimentelle Fehler für die gemessene Anzahl n_{pe} von Photoelektronen setzt sich aus folgenden Faktoren zusammen:

- Die Sr-Quelle wurde bei jeder Messung über dem Testdetektor neu justiert. Dazu wurde mit einem Vielkanalanalysator (*Multi Channel Analyser*), der direkt an ein Oszilloskop angeschlossen war, ein Pulshöhenspektrum aufgenommen und die Quelle so justiert, daß das Maximum bei einem möglichst hohen Kanal lag.
  Die genaue Auswertung von Spektren, die mit denselben Fasern aber jeweils nach neuer Justierung aufgenommen wurden, ergab einen Meßfehler durch unzureichende Reproduzierbarkeit der Justierung von 4 %.
- Aufgrund der jeweils für eine Messung neu angebrachten Verspiegelung ergab sich ein Fehler von 10 %.
- Versuche zur Reproduzierbarkeit der optischen Kopplungen ergaben einen Fehler ≤ 1 %.

Damit ergibt sich für die Messungen ein experimenteller Fehler von 11 %. Der Übersicht halber sind die Fehlerbalken in den graphischen Darstellungen der Meßwerte nicht eingetragen.

3.9.2 Übersicht der untersuchten Materialien

Untersucht wurden folgende *double cladded* szintillerende Fasern, die in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen emittieren:

Hersteller	szintillierende Faser	Wellenlänge
Kuraray	SCSF-78M	450 nm
Kuraray	PMP450	450 nm
Bicron	BCF12	440 nm
PolHiTech	0246B	460 nm
Kuraray	3HF (1500)M	540 nm
Bicron	BCF60	530 nm

Tabelle 3.1: Übersicht der untersuchten szintillierenden Fasern.

Als Lichtleiter wurden folgende *double cladded* klare Fasern (Lichtleiter) getestet:

Hersteller	Lichtleiter
Kuraray	Clear Fibre
Bicron	BCF98
PolHiTech	PolifiOP-2-120

Tabelle 3.2: Übersicht der untersuchten Lichtleiter

3.9.3 Lichtausbeute von szintillierenden Fasern

Die Verspiegelung der Faserenden

Das Licht, das in einer szintillierenden Faser erzeugt wird, breitet sich zu gleichen Teilen in beide Richtungen der Faser aus. Da jedoch nur an einer Seite mit dem Photomultiplier ausgelesen wird, würde man so nur die Hälfte des entstandenen Lichtes nutzen.
Um eine höhere Lichtausbeute zu erzielen, wurden die nichtausgelesenen Enden der Fasern verspiegelt. Dazu wurde in Vorversuchen jeweils auf das gefräste und polierte Ende des Detektors mit optischem Silikonfett [Rho] entweder aluminiumbeschichtete Hostafanfolie, aluminiumbeschichtetes Glas oder Aluminium-Haushaltsfolie geklebt.

- Bei Verwendung der aluminiumbeschichteten Hostafanfolie erhöhte sich die gemessene Lichtausbeute gegenüber der unverspiegelten Messung um den Faktor 1,40.
- Mit dem aluminiumbeschichteten Glasplättchen steigerte sich die Lichtausbeute um den Faktor 1,45.

- Die besten Resultate wurden jedoch mit schlichter Aluminium-Haushaltsfolie erzielt. Hier wurde eine reproduzierbare Erhöhung der Lichtausbeute um einen Faktor 1,75 beobachtet.

Lichtausbeute der szintillerenden Fasern

Für die folgende Messung der Lichtausbeute (Anzahl Photoelektronen n_{pe}) verschiedener szintillierender Fasern wurde das Licht immer über dieselben 3 m langen klaren Fasern (Kuraray Clear Fibre) ausgelesen.

szintillierende Faser	**Lichtleiter**	n_{pe}
Kuraray SCSF-78M (450 nm)	Kuraray Clear Fibre	6,1
Bicron BCF12 (440 nm)	Kuraray Clear Fibre	5,2
PolHiTech 0246B (460 nm)	Kuraray Clear Fibre	5,0
Kuraray PMP450 (450 nm)	Kuraray Clear Fibre	3,4
Kuraray 3HF (1500)M (540 nm)	Kuraray Clear Fibre	3,3
Bicron BCF60 (530 nm)	Kuraray Clear Fibre	3,3

Tabelle 3.3: Lichtausbeute szintillierender Fasern. Die Testdetektoren wurden immer über 3 m lange Lichtleiter (Kuraray Clear Fibre) ausgelesen.

Die Fasern Kuraray SCSF-78M liefern mit Abstand die höchste Anzahl Photoelektronen. Eine ebenfalls hohe Anzahl Photoelektronen liefern die Fasern Bicron BCF12 und PolHiTech 0246B. Die Fasern Kuraray 3HF (1500)M und Bicron BCF60, die beide im grünen Wellenlängenbereich emittieren, liefern eine deutlich geringere Anzahl Photoelektronen. Dies ist mit der geringeren Menge primär erzeugter Photonen des Szintillators und der geringeren Quanteneffizienz des Photomultipliers im grünen Wellenlängenbereich zu erklären.

Transparenz der klaren Fasern

Für den Vergleich der unterschiedlichen Transmissionseigenschaften der klaren Fasern wurde für die folgende Messung immer derselbe Detektor aus Kuraray SCSF-78M Fasern verwendet. Tabelle 3.4 zeigt die deutlich unterschiedliche Transparenz der verschiedenen Lichtleiter.

Die unterschiedliche Transparenz wird bei unbestrahlten Fasern hervorgerufen durch verschieden starke Absorptions- und Streuverluste in der klaren Faser. Diese Verluste werden im wesentlichen durch produktionsbedingte Fehlstellen und Dichteschwankungen im Material verursacht.
Die Lichtleiter von Kuraray besitzen offensichtlich die beste Qualität - sie sind aber auch die teuersten.

szintillierende Faser	**Lichtleiter**	n_{pe}
Kuraray SCSF-78M	Kuraray Clear Fibre	6,1
Kuraray SCSF-78M	Bicron BCF98	5,0
Kuraray SCSF-78M	PolHiTech PolifiOP-2-120	4,3

Tabelle 3.4: Transparenz der untersuchten Lichtleiter.

3.9.4 Bestrahlung der Fasern

Bei dem Betrieb von HERA-B wird bei einer Ereignisrate von 40 MHz eine Teilchenflußdichte von $2{\cdot}10^5 \frac{1}{r_\perp^2} \frac{1}{\mathrm{mm^2 s}}$ erwartet, wobei $r_\perp$ der radiale Abstand vom Strahl ist. Durch die radiale Abnahme wird auch die Strahlenbelastung aufgrund der integrierten Teilchenraten nach außen hin abnehmen. Dies soll bei den Untersuchungen im Labor berücksichtigt werden.

Im Akzeptanzbereich des Inneren Spurkammersystems erwartet man eine Strahlenbelastung von 1 Mrad/a (10 kGy/a). Dies ist der Bereich, in dem sich die szintillierenden Fasern befinden.

Die klaren Fasern werden im Bereich der optischen Kopplungen an die szintillierenden Fasern einer Stahlenbelastung von 300 krad/a und im Bereich der optischen Kopplung an die Photomultiplier von 4,5 krad/a ausgesetzt sein.

Für die Messungen wurden die Fasern mit einer Co^{60}-Quelle der Firma BASF [IsoLab] bestrahlt. Die Strahlenschäden werden verursacht durch die beim Zerfall ausgesandten Photonen mit Energien von 1,173 und 1,333 MeV. Die Dosisleistung beträgt dabei in 5 cm Abstand 690 Gy/h, in 17 cm 170 Gy/h und in 100 cm noch 10 Gy/h (1 Gy = 100 rad).

Die Abstände der Fasern von der Quelle und die Dauer der Bestrahlung wurden so gewählt, daß die Strahlendosis Vielfachen der bei HERA-B erwarteten Jahresdosis entspricht.
Die szintillierenden Fasern wurden dazu in einem Abstand von 5 cm bestrahlt. Die Dosis von 1 Mrad (äquivalent 1 HERA-B-Jahr) wurde so in 14,5 h akkumuliert.
Die 3 m langen klaren Fasern wurden in einer Spirale mit Abständen zwischen 5 cm und 100 cm um die Quelle ausgelegt, so daß die Dosiswerte für ein HERA-B-Jahr in 4,5 h akkumuliert wurden.

Die Messung der Lichtausbeute wurde jeweils 2 h nach Beendigung der Bestrahlung durchgeführt.

3.9.5 Bestrahlungstests von szintillierenden Fasern

Szintillierende Fasern in Stegen verklebt

In Abbildung 3.14 ist die mittlere Anzahl Photoelektronen als Funktion der Bestrahlung aufgetragen.

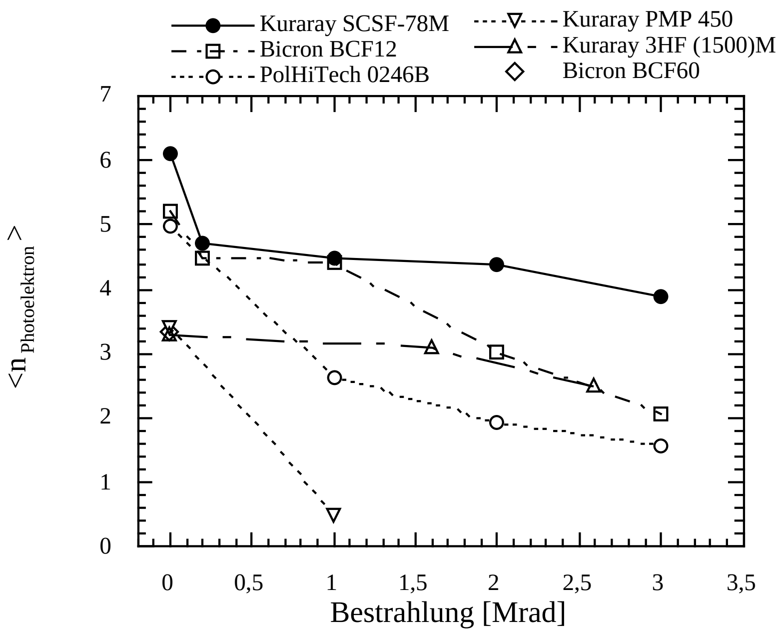

Abbildung 3.14: Anzahl der gemessenen Photoelektronen als Funktion der Strahlendosis. Als Lichtleiter wurden immer die gleichen unbestrahlten klaren Fasern von Kuraray verwendet.

Die prozentuale Abnahme der Lichtmenge als Folge der Bestrahlung wird deutlicher in Abbildung 3.15, in der die relative Lichtausbeute als Funktion der Bestrahlung dargestellt ist.

Die Messungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Kuraray SCSF-78M: Dieser Detektor lieferte im unbestrahlten Zustand mit 6,1 Photoelektronen die größte Lichtausbeute. Nach einer Bestrahlung von 3 Mrad sank die Lichtmenge zwar auf 64 % ab, aber absolut lieferte der Detektor mit 3,9 Photoelektronen immer noch die größte Lichtausbeute.

- Kuraray 3HF (1500)M: Im unbestrahlten Zustand hatte dieser Detektor eine Lichtausbeute von nur 3,3 Photoelektronen. Der Szintillationsfarbstoff ist allerdings sehr strahlenhart. Dies zeigt die Abnahme der Lichtausbeute um nur 24 % nach einer Bestrahlung von 2,6 Mrad.

- Kuraray PMP450: Da die Lichtausbeute bereits nach Bestrahlung mit 1 Mrad von

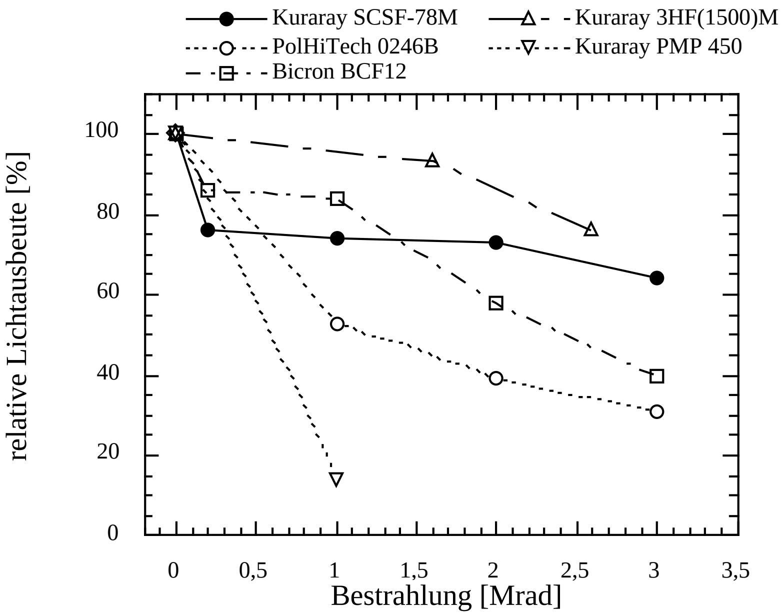

Abbildung 3.15: Relative Lichtausbeute als Funktion der Strahlendosis. Als Lichtleiter wurden immer die gleichen unbestrahlten klaren Fasern von Kuraray verwendet.

3,4 auf 0,5 Photoelektronen abgefallen war, wurde keine weitere Bestrahlung vorgenommen.

- Bicron BCF12: Im unbestrahlten Zustand wurde mit 5,3 Photoelektronen eine vergleichsweise hohe Lichtausbeute gemessen. Diese fiel jedoch nach 3 Mrad auf 40 % des ursprünglichen Wertes ab.
- PolHiTech 0246B: Auch hier lag die Lichtausbeute mit 5,0 Photoelektronen zu Beginn hoch. Durch die Bestrahlung mit 3 Mrad sank der Wert jedoch auf 1,6 ab.
- Bicron BCF60: Aufgrund der geringen Lichtausbeute von nur 3,3 Photoelektronen im unbestrahlten Zustand wurde aus Zeitgründen keine weitere Bestrahlung durchgeführt.

Bei allen Detektoren konnte auch nach Wartezeiten von bis zu 1560 Stunden keine Erholung der Strahlenschäden und damit auch keine Erhöhung der Lichtausbeute beobachtet werden.

Trotz der Abnahme um 36 % lieferte der Detektor aus Kuraray SCSF-78M auch nach einer Strahlungsdosis von 3 Mrad mit 3,9 Photoelektronen die höchste Lichtausbeute. Darum wurden alle weitere Untersuchungen ausschließlich mit diesen szintillierenden Fasern durchgeführt.

Voll verklebte szintillierende Fasern

Um den Einfluß von Luft auf die Schäden durch Bestrahlung und eine mögliche Erholung zu untersuchen, wurden die Detektoren in zwei unterschiedlichen Weisen geklebt (siehe auch Kapitel 3.3). Üblicherweise wurde der Klebstoff nur in schmalen Streifen im Abstand von ca. 2 cm aufgetragen. Um zu verhindern, daß Sauerstoff an die Fasern gelangt, wurden bei einem Detektor die Fasern beim Kleben entlang der gesamten Länge mit Klebstoff bestrichen und außerdem von außen damit eingepinselt. Zusätzlich wurde dem Klebstoff weiße Acrylfarbe beigemischt, die Titandioxid als weißes Pigment enthält. Da fast 95 % des in der Faser entstandenen Szintillationslichtes nicht im Akzeptanzkegel für den Weitertransports durch Totalreflexion liegen, sollte mit der weißen Farbe versucht werden, diese Licht eventuell doch wieder in die Faser zurückzustreuen.

Die Messungen der beiden unbestrahlten Detektoren zeigte jedoch, daß durch die weiße Farbe im Vergleich zu dem in Stegen verklebten Detektor keine Erhöhung der Lichtausbeute erzielt werden konnte.

Die relativen Lichtausbeuten in Abbildung 3.16 zeigen zudem deutlich eine stärkere Abnahme der gemessenen Photoelektronen nach der Bestrahlung bei dem vollverklebten Detektor. Selbst nach einem leichten Anstieg der Lichtausbeute von 40 % auf 50 % des ursprünglichen Wertes nach 500 h konnte die Lichtausbeute des nur in Stegen verklebten Detektors nicht erreicht werden.

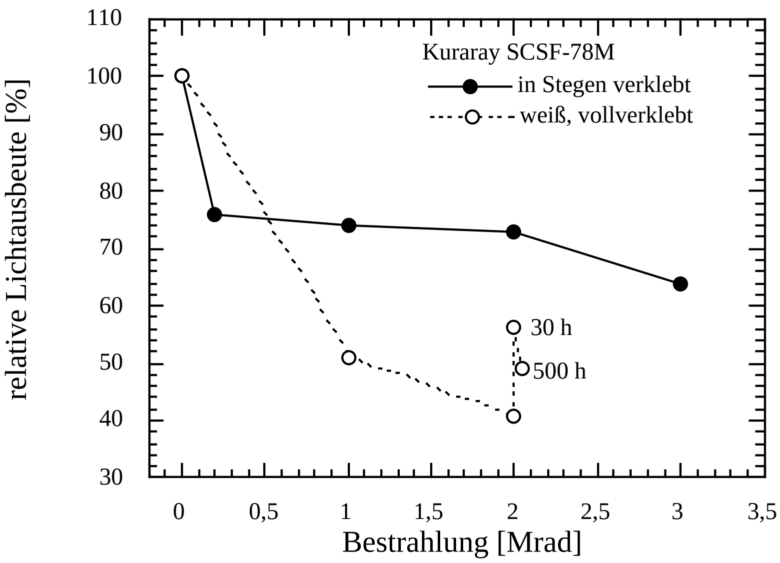

Abbildung 3.16: Relative Lichtausbeute eines in Stegen und eines voll verklebten Detektors aus Kuraray SCSF-78M Fasern. Der voll verklebte Detektor zeigte auch nach einer leichten Erholung eine deutlich geringere Lichtausbeute.

Bestrahlung in N_2-Atmosphäre

Um die Auswirkungen des Luftabschlusses nur während der Bestrahlung zu untersuchen, wurde ein Detektor in einer N_2-Atmosphäre bestrahlt. Dazu wurde dieser vor der Bestrahlung in einen Plastikschlauch gesteckt, der dann mit Stickstoff gefüllt wurde. In zwei Bestrahlungsschritten wurde der Detektor mit 0,2 und 1 Mrad bestrahlt. Nach jedem dieser Bestrahlungsschritte wurde der Detektor aus dem Schlauch ausgepackt und die Lichtausbeute gemessen. So konnte also jeweils nach der Bestrahlung wieder ungehindert Luft an die in Stegen verklebten Fasern gelangen.

Nach dem ersten Bestrahlungsschritt war die Abnahme der Lichtausbeute in beiden Fällen vergleichbar. Unmittelbar nach der zweiten Bestrahlung sank die Lichtausbeute jedoch auf 20 % des ursprünglichen Wertes. Schaute man auf die offenen Faserenden am Ende des Detektors, so leuchteten diese nicht wie üblich blau, sondern grün-bräunlich. Nach 24 h Erholung an Luft leuchteten die Fasern wieder bläulich, und auch die Lichtausbeute war wieder auf den nach dieser Bestrahlung erwarteten Wert angestiegen. Hier tritt offenbar eine Erholung auf, für deren Zustandekommen der Luftsauerstoff von entscheidender Bedeutung ist.

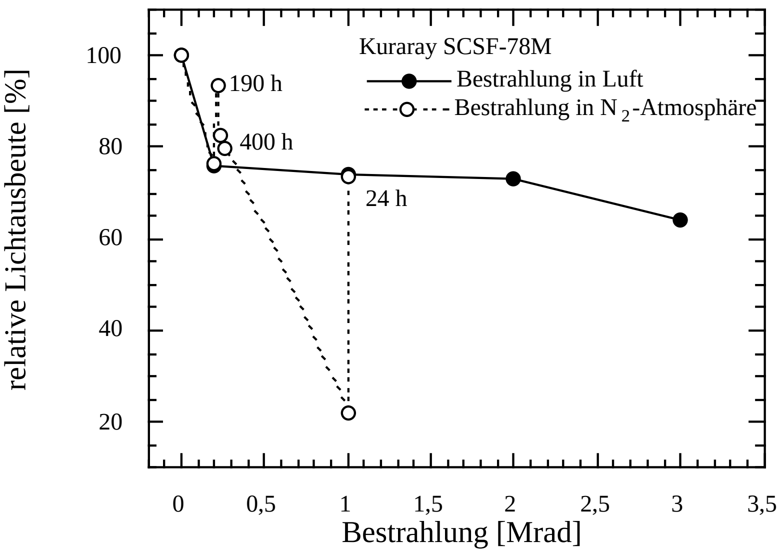

Abbildung 3.17: Relative Lichtausbeute eines in Luft und eines in N_2-Atmosphäre bestrahlten Detektors. Während der Bestrahlung befand sich der eine Detektor in einem mit Stickstoff gefüllten Plastikschlauch. Für die Messungen der Lichtausbeute wurde der Detektor wieder ausgepackt, so daß wieder Luft an die Fasern gelangen konnte.

Zusammenfassung der Bestrahlungstests von szintillierenden Fasern

Die Messungen an den szintillierenden Fasern lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Die szintillierenden Fasern Kuraray SCSF-78M besitzen sowohl vor als auch nach jedem Bestrahlungsschritt die höchste Lichtausbeute.
- Luftausschluß während der Bestrahlung, sei es durch Vollverklebung des Detektors oder durch Verpacken in einer N_2-Atmosphäre, führt zu größeren Strahlenschäden.
- Nach Bestrahlung der nur in Stegen verklebten Detektoren in Luft wird bei keinem der verschiedenen Detektoren eine Erholung der Strahlenschäden beobachtet.

3.9.6 Bestrahlungstests von klaren Fasern

Für die Messung der Transparenz der klaren Fasern wurden die folgenden Messungen grundsätzlich mit einem unbestrahlten Detektor aus Kuraray SCSF-78M Fasern als Referenzdetektor durchgeführt. Für die einzelnen Messungen wurden also jeweils nur die klaren Fasern ausgetauscht.
Die klaren Fasern wurden in Schritten von 1 Mrad bestrahlt. In Abbildung 3.18 ist die gemessene Anzahl Photoelektronen als Funktion der Bestrahlung dargestellt.

Das Auslesen der szintillierenden Fasern mit den Lichtleitern von Kuraray liefert mit 6,1 Photoelektronen die größte Lichtausbeute. Diese geht jedoch bereits nach einer Bestrahlung mit 1 Mrad deutlich herunter. Die Abnahme nach den weiteren Bestrahlungseinheiten ist nur gering.

Ein sehr interessantes Verhalten zeigen die klaren Fasern von PolHiTech. Mit 4,3 Photoelektronen ist die ursprüngliche Lichtausbeute erheblich geringer als bei der Auslese mit Lichtleitern von Kuraray. Nach den einzelnen Bestrahlungsschritten zeigen die Lichtleiter von PolHiTech zunächst eine deutliche Abnahme der Transparenz. Nach einer gewissen Zeit steigt die Lichtausbeute jedoch wieder auf den ursprünglichen Wert von 4,3 Photolelektronen. Diese dazu notwendigen "Erholungszeiten" steigen mit der Bestrahlung an. Sind nach einer HERA-B-Jahresdosis nur 72 h notwendig, um den alten Wert wieder zu erreichen, so erhöhen sich diese Zeiten auf 120 h nach zwei und 770 h nach drei Jahresdosen.

Besonders deutlich wird dieses Phänomen der Erholung bei den Lichtleitern von PolHiTech, wenn man die relative Lichtausbeute als Funktion der Bestrahlung aufträgt (Abbildung 3.19). Nach den oben genannten Erholungszeiten erreicht die klare PolHiTech-Faser wieder den vollen Wert ihrer ursprünglichen Transparenz.

Eine Bestrahlung der klaren Fasern in N_2-Atmosphäre führt wie schon bei den szintillierenden Fasern zu ausgeprägteren Strahlenschäden.

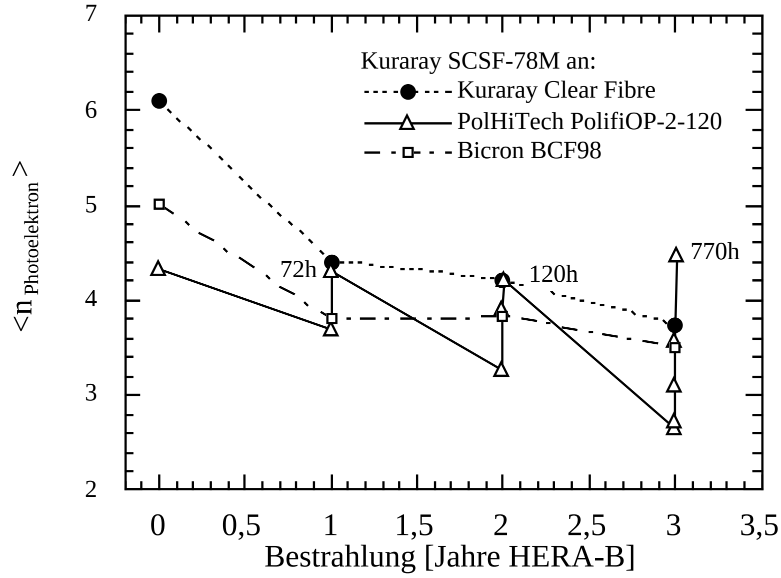

Abbildung 3.18: Transparenz klarer Fasern als Funktion der Bestrahlung. Nach jedem Bestrahlungsschritt wurde die Lichtausbeute mehrmals gemessen, um gegebenenfalls auftretende Erholungseffekte zu messen. Für die Messung der Photoelektronenzahl wurde immer derselbe unbestrahlte Detektor aus Kuraray SCSF-78M Fasern verwendet.

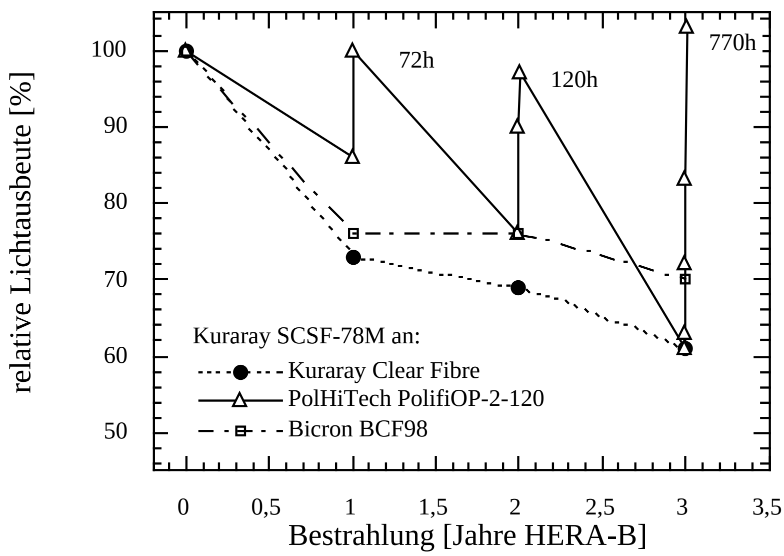

Abbildung 3.19: Relative Lichtverluste bei Transmission in klaren Fasern als Funktion der Bestrahlung. Für die Messung der relativen Lichtausbeute wurde immer derselbe unbestrahlte Detektor aus Kuraray SCSF-78M Fasern verwendet.

Zusammenfassung der Bestrahlungstests von Lichtleitern

Die Untersuchungen der klaren Fasern ergeben folgendes Bild:

- Die klaren Fasern der Firma Kuraray zeigen die beste Transparenz. Zusammen mit den szintillierenden Fasern Kuraray SCSF-78M erhält man mit 6,1 Photoelektronen die höchste Lichtausbeute bei unbestrahlten Fasern. Durch die Bestrahlung der Lichtleiter mit einer, zwei und drei HERA-B-Jahresdosen reduziert sich die Anzahl der gemessenen Photoelektronen auf 73 %, 69 % und 61 % des ursprünglichen Wertes.

- Bei der Messung mit den Lichtleitern der Firma PolHiTech erhält man im unbestrahlten Fall eine Lichtmenge von 4,3 Photoelektronen. Nach den einzelnen Bestrahlungsschritten wird zunächst eine deutlich geringere Lichtmenge gemessen, aber nach einiger Zeit haben sich die klaren Fasern wieder soweit erholt, daß der ursprüngliche Wert von 4,3 Photoelektronen immer wieder erreicht wird. Dieser Wert entspricht interessanterweise genau der Anzahl Photoelektronen, die mit Lichtleitern von Kuraray nach den einzelnen Bestrahlungsschritten beobachtet werden.
  Durch den deutlich günstigeren Preis stellen sie daher durchaus eine Alternative zu den Lichtleitern von Kuraray dar.

- Die Lichtleiter der Firma Bicron liefern mit 5,0 Photoelektronen eine deutlich niedrigere Lichtausbeute als die Messung mit den Lichtleitern von Kuraray. Nach Bestrahlung liegt die Zahl der gemessenen Photoelektronen ebenfalls unter den Werten, die man mit Kuraray Lichtleitern mißt und auch unter den Werten, die die PolHiTech Lichtleiter nach Erholung erreichen.

3.9.7 Meßergebnisse für die Kombination von szintillierenden und klaren Fasern

Bei den Messungen an den szintillierenden beziehungsweise den klaren Fasern wurde jeweils die andere Faserkomponente nicht bestrahlt. Für die tatsächliche Lichtausbeute des Gesamtsystems müssen natürlich die Strahlenschäden an beiden Komponenten berücksichtigt werden.

Abbildung 3.20 zeigt die Lichtausbeute als Funktion der Bestrahlung, wobei hier sowohl szintillierende als auch klare Fasern bestrahlt wurden. Es wurde nur der Detektor aus Kuraray SCSF-78M Fasern benutzt und für die Auslese die Lichtleiter von Kuraray und PolHiTech verwendet.

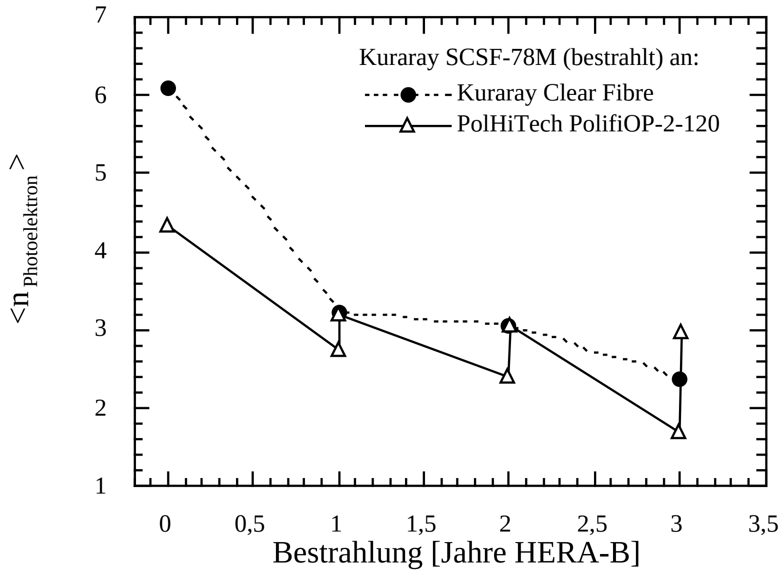

Abbildung 3.20: Anzahl der gemessenen Photoelektronen als Funktion der Strahlendosis bei szintillierenden und klaren Fasern.

Nach einer Bestrahlung, die drei Betriebsjahren entspricht, sank bei einem System aus Kuraray SCSF-78M und Kuraray Clear Fibre die Lichtmenge von 6,1 auf 2,4 Photoelektronen.
Bei der Kombination aus Kuraray SCSF-78M und PoliHiTech PolifiOP-2-120 wurden nach anfänglich 4,3 Photoelektronen nach der gleichen Bestrahlung zunächst nur 1,7 Photoelektronen gemessen. Nach der Erholung der klaren Fasern stieg die Lichtmenge sogar auf 2,9 Photoelektronen an.

3.9.8 Fazit der Labormessungen

Die Messungen der Lichtausbeute im Labor gaben klar den Anlaß zu der Hoffnung, daß ein Faserdetektor bei HERA-B auch nach Lichtverlusten von 55 % durch Strahlenschäden an szintillierenden und klaren Fasern genügend Licht liefert, um eine ausreichende Effizienz auch nach einer Betriebszeit von 3 Jahren zu gewährleisten.

Die Tests im Labor ließen aber auch mehrere Fragen unbeantwortet:

- Sind die durch die Bestrahlung bei der BASF verursachten Strahlenschäden eine realistische Simulation der im Betrieb bei HERA-B auftretenden Schäden?
  Die Testdetektoren und Lichtleiter wurden mit einer Dosisleistung von typisch 50 krad/h bestrahlt. Es kann nicht ausgeschlossen werden, daß Strahlenschäden beim Betrieb in HERA-B, wo eine Dosisleistung von 0,4 krad/h erwartet wird, grundsätzlich anders aussehen. Diese Frage kann jedoch nur bei einem tatsächlichen Langzeitbetrieb bei HERA-B beantwortet werden.

- Wie groß ist die Lichtausbeute für einen Detektor mit "HERA-B-Geometrie" im Betrieb mit hochenergetischen Teilchen?
  Skaliert man für die beste Kombination aus szintillierenden und klaren Fasern die Zahl der gemessenen Photoelektronen mit dem Verhältnis des szintillierenden Materials pro Auslesestraße in beiden Geometrien, so erwartet man bei sieben Fasern 14 Photoelektronen für unbestrahlte Fasern. Legt man die durchgeführten Alterungsmessungen zugrunde, so reduziert sich diese Zahl nach drei Jahren Betrieb auf immerhin noch 5,5 Photoelektronen. Diese Zahlen stellen jedoch eine optimistische Abschätzung dar, denn durch die Vielfachstreuung des niederenergetischen Elektrons der Sr-Quelle ist der effektive Weg innerhalb der szintillierenden Fasern größer als bei einem hochenergetischen Teilchen.

- Wie groß sind die Signale, die durch Čerenkovlicht in den klaren Fasern erzeugt werden, und wie häufig treten diese auf?
  Die bis zu 3 m langen klaren Fasern, die das Szintillationslicht von den Detektormodulen zu den Photomultipliern leiten, überdecken den Akzeptanzbereich des Äußeren Spurkammersystems, in dem immer noch eine hohe Teilchenflußdichte herrscht. Das in den klaren Fasern erzeugte Čerenkovlicht, dessen Öffnungswinkel innerhalb des Akzeptanzbereichs für den Lichteinfang in der klaren Faser liegt, wird zum Photomultiplier geleitet und dort als Signal registriert. Um bei häufig auftretenden Signalen dieser Art dadurch "vorgetäuschte" Teilchendurchgänge zu unterdrücken, müssen durch eine angepaßte Schwelle diese Signale abgeschnitten werden. Da dadurch natürlich auch Signale aus "echten" Teilchendurchgängen abgeschnitten werden, sinkt die Effizienz des Detektors.

Die Beantwortung der letzten beiden Punkte stand im Vordergrund eines Tests bei HERA-B.

3.10 Messungen bei HERA-B

3.10.1 Testaufbau

Für den Test bei HERA-B wurden zwei Faserdetektoren aus Kuraray SCSF-78M mit 6 Fasern pro Auslesestraße gebaut. Dafür wurden jeweils zwei Testdetekoren mit 3er-Straßen aufeinandergeklebt und die beiden übereinander liegenden 3er-Straßen zu einer 6er-Straße zusammengefaßt. Abbildung 3.21 zeigt den Querschnitt durch die Fasergeometrie und die Anordnung der beiden Detektoren bezüglich der Teilchenflugbahnen. Die Detektoren wurden mittels eines Ständers direkt unter dem Protonenstrahlrohr aufgebaut, so daß die szintillierenden Fasern tatsächlich im Akzeptanzbereich des Inneren Spurkammersystems positioniert waren.

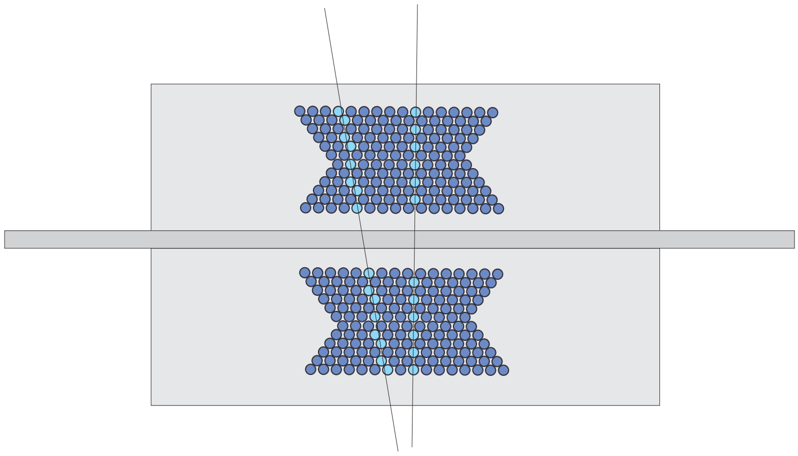

Abbildung 3.21: Faserdetektor mit 6er-Straßen für Test bei HERA-B, aus [Zie98]. Dazu wurden zwei Faserdetektoren mit 3er-Straßen aufeinandergeklebt und die beiden übereinanderliegenden 3er-Straßen zu einer 6er-Straße zusammengefaßt. Bei HERA-B wurde mit zwei solchen Testdetektoren gemessen.

Die 6 Fasern einer Auslesestraße wurden auf zwei Lichtleiter gekoppelt und von einem Pixel des 16-Kanal-Photomultipliers ausgelesen. So war sichergestellt, daß tatsächlich nur die Lichtmenge einer 6er-Straße von einem Kanal des Photomultipliers registriert wurde.

Zusätzlich zu den Lichtleitern, die die Detektorstraßen auslasen, wurden noch vier weitere Lichtleiter am Photomultiplier angeschlossen, die nicht mit szintillierenden Fasern verbunden waren. Diese vier Lichtleiter dienten der Beantwortung der Fragestellung, ob und wieviel Čerenkovlicht in den klaren Fasern entsteht.
Dazu wurden zwei Lichtleiter senkrecht und zwei parallel zu den Teilchenflugbahnen bei HERA-B ausgelegt. Als Lichtleiter wurden nur die klaren Fasern von Kuraray verwendet.

Der Testaufbau befand sich in der Nähe des HERA-B-Magneten, und deshalb wurde der Photomultiplier zur Abschirmung in einem Rohr aus Weicheisen untergebracht.

Im Gegensatz zu den Labortests, bei denen der gesamte Versuchsaufbau in der lichtdichten Holzkiste gegen einfallendes Streulicht geschützt war, mußten bei diesem Testaufbau beide Detektoren, die Lichtleiter und der Photomultiplier einzeln gegen das Hallenlicht geschützt werden. Dazu wurden die Detektoren und der Photomultiplier mit schwarzer "Silofolie" und schwarzem Klebeband umhüllt und die Lichtleiter in lichtundurchlässigen Schrumpfschlauch gefädelt.

Die Auslese der 16 Kanäle des Photomultipliers erfolgte mit einem FADC vom Typ DL 305 [DL305], wobei das Triggersignal direkt von einem Kanal des Photomultipliers abgeleitet wurde. Die Aufzeichnung der Daten erfolgte wiederum mit einem Macintosh-Computer und dem Programm "FADCReadout&Ana" [Feu].

3.10.2 Ergebnisse

Für die Photomultiplierkanäle, die mit einer Detektorstraße verbunden waren, ergab die Auswertung [Zie98] folgende Resultate:

- Bei 7-8 % aller Ereignisse liefern die Kanäle ein Signal. Dies beinhaltet sowohl das Szintillationslicht aus den sechs szintillierenden Fasern als auch das Čerenkovlicht, das in den zwei klaren Fasern entstanden ist.
- Lichtausbeute: Die Auswertung der Multi-Photoelektron-Spektren ergibt eine mittlere Lichtausbeute von ungefähr 5,6 Photoelektronen für eine 6er-Straße. Dies ist eine geringere Lichtausbeute, als bei den Labormessungen mit einer Sr-Quelle aus einer 3er-Straße erzielt wird.
  Die Messung bei HERA-B ist jedoch konsistent mit der Bestimmung der Lichtausbeute eines Prototypen mit HERA-B-Geometrie der Firma Kuraray, der von den Kollegen des Instituts für Hochenergiephysik DESY-Zeuthen untersucht wurde. Bei einem Test mit Elektronen (3 GeV) erhielten sie aus einer 7er-Straße nur 6,2 Photoelektronen [Asc98].

Die Kanäle, die nur mit einem Lichtleiter verbunden waren, lieferten folgende Werte:

- Bei ca. 1 % aller Ereignisse lieferten diese Kanäle ein Signal.
- Spektren: Die dabei registrierten Spektren sind im wesentlichen Single-Photoelektron-Spektren, es wurden jedoch auch Spektren von zwei Photoelektronen gemessen. Dabei wurden keine Unterschiede festgestellt, ob die Lichtleiter parallel oder senkrecht zur Teilchenflugbahn ausgelegt waren.

Um den Anteil der Signale durch Szintillationslicht unter diesen Versuchsbedingungen zu erhalten, müssen also von den 7-8 % noch $2 \cdot 1$ % abgezogen werden. Die Dicke des szintillierenden Materials bei diesem Test entspricht der Dicke des szintillierenden Materials bei dem vorgesehenen Faserdetektor mit original HERA-B-Geometrie. Der gemessene Anteil von Ereignissen durch Szintillationslicht kann also auch bei einem Betrieb mit original HERA-B-Geometrie erwartet werden.
Der Anteil an Čerenkovlicht skaliert aber mit der Querschnittsfläche der klaren Fasern. Da bei diesem Test klare Fasern mit einem Durchmesser von 1,2 mm verwendet wurden, bei

der HERA-B-Geometrie aber klare Fasern mit einem Durchmesser von 1,7 mm vorgesehen sind, wird sich der Anteil an Čerenkovlicht jedoch verdoppeln. Damit werden aber bei einem Faserdetektor mit HERA-B-Geometrie fast 40 % der Signale durch Čerenkovlicht ausgelöst.

3.11 Bewertungen der Faseruntersuchungen

Für HERA-B war ein Faserdetektor vorgesehen, der aus szintillierenden Fasern mit einem Durchmesser von 0,48 mm und klaren Fasern mit einem Durchmesser von 1,7 mm aufgebaut ist. Für die Auslese mit einem Vielkanal-Photomultiplier wurden jeweils 7 hintereinander liegende szintillierende Fasern zu einer Auslesestraße zusammengefaßt und auf einen Pixel des Photomultipliers geleitet.

Die Tests im Labor zeigten, daß mit der Kombination aus den szintillierenden Fasern Kuraray SCSF-78M und den klaren Fasern Kuraray Clear Fibres die höchste Lichtausbeute erzielt werden konnte. Durch Strahlenschäden sowohl an szintillierenden als auch klaren Fasern reduziert sich die gemessene Lichtmenge auf 53 % nach dem ersten, auf 47 % nach dem zweiten und auf 39 % nach dem dritten Betriebsjahr.

Messungen mit einem Prototypen der original HERA-B-Geometrie bei einem Teststrahl mit hochenergetischen Teilchen ergaben für eine 7er-Straße im Gegensatz zu den Erwartungen nach den Labortests eine Lichtausbeute von nur 6,2 Photoelektronen. Legt man die im Labor beobachtete Verringerung der Lichtausbeute durch Strahlenschäden zugrunde, so reduziert sich die Lichtmenge bereits nach dem ersten Betriebsjahr auf 3,3 Photoelektronen.

Ein Strahltest bei HERA-B zeigte, daß die Zahl von Signalen, die hauptsächlich durch Čerenkovlicht in den klaren Fasern, aber auch durch niederenergetische Teilchen und Übersprechen verursacht werden, sehr groß ist. Da dies meist Single-Photoelektron-Signale sind, müssen für eine effiziente Spurrekonstruktion und Ableitung von Triggersignalen mindestens 2 Photoelektronen für ein minimalionisierendes Teilchen verlangt werden. Bei dieser Schwelle erlaubt zwar die Lichtausbeute zu Beginn eine Detektoreffizienz von 99 %, jedoch schon nach einem Betriebsjahr fällt diese auf 84 % ab.

Aufgrund dieser Erkenntnisse und der Unsicherheit über die bei HERA-B tatsächlich auftretenden Strahlenschäden konnte ein sicherer Betrieb eines Faserdetektors bei HERA-B nicht garantiert werden. Zudem würde die Realisierung dieses Projekts im Vergleich zu einem GEM-MSGC-Detektor zu Mehrkosten in zweistelliger Millionenhöhe führen.

Da sich mittlerweile die GEM-MSGC-Technologie als vielversprechend erwiesen hatte, wurde entschieden, die Technologie eines Faser-Detektors für HERA-B nicht weiter zu verfolgen.

Kapitel 4

Die GEM-MSGC

Die Gas-Mikrostreifen-Kammer (*Microstrip Gas Chamber*, MSGC) ist eine Weiterentwicklung der Vieldraht-Proportionalkammer [Cha70] und wurde 1988 erstmals von A. Oed zum Nachweis von Neutronen vorgestellt [Oed88].

Dabei werden in der MSGC die Drähte der Vieldraht-Proportionalkammer durch feine Leiterbahnen ersetzt, die auf einem geeigneten Substratmaterial mit Hilfe von lithographischen Methoden aufgebracht sind. Industrielle lithographische Verfahren erlauben die Herstellung von wenige Mikrometer breiten Leiterbahnstreifen, und dies ermöglicht eine deutlich feinere Granularität auch bei großen Strukturen im Vergleich zu Vieldraht-Proportionalkammern. Hier sind aufgrund der elektrostatischen Abstoßung z. B. bei einem Drahtabstand von 1 mm nur maximale Drahtlängen von wenigen Zentimetern möglich.

4.1 Notwendigkeit der Verwendung einer GEM-MSGC

Eine "konventionelle" MSGC besteht aus drei Baugruppen:

- Auf einem Substrat ist die Mikrostreifenstruktur aufgebracht. Diese besteht aus sehr schmalen Anodenstreifen und breiten Kathodenstreifen, die mit einem Abstand abwechselnd angeordnet sind.
- Auf dem Substrat befindet sich außen herum ein Rahmen, der den Abstand zwischen Substrat und Driftkathode und damit die Höhe des Gasraums festlegt.
- Die Driftelektrode bildet den Deckel und schließt das Gasvolumen.

Im Gasraum werden durch ionisierende Strahlung Elektronen erzeugt, die dann entlang der Feldlinien zu den Anoden driften. Im Driftraum herrscht ein annähernd homogenes elektrisches Feld. Erst im Bereich der Anoden wird das Feld stark inhomogen und die Feldstärken so hoch, daß die Elektronen genügend kinetische Energie bekommen, um ihrerseits durch Stoß ionisieren zu können. Es kommt zu einem lawinenartigen Vervielfältigungsprozeß, der sogenannten Gasverstärkung. Bei einer "konventionellen" MSGC muß die gesamte für die Signalerzeugung notwendige Gasverstärkung im Feld der Anoden erzeugt werden.

Für die Detektoren des Inneren Spurkammersystems bei HERA-B wurden sowohl im "Proposal" [HER94] als auch im "Design Report" [HER95] diese MSGCs vorgesehen. Die zu dieser Zeit veröffentlichten Ergebnisse verschiedener Forschungsgruppen (z. B. [CMS94], [RD28a], [RD28b]) deuteten darauf hin, daß MSGCs die Anforderungen eines Langzeitbetriebes bei HERA-B erfüllen könnten.

Im Rahmen der Entwicklung der Detektoren für HERA-B wurde bei umfangreichen Tests und Untersuchungen [Vis96], [Hot97], [Bre97] jedoch festgestellt, daß MSGCs in ihrer herkömmlichen Konzeption nicht für den Betrieb in hadronischer Umgebung geeignet sind: Um eine typische Gasverstärkung von 4000 zu erreichen (siehe Kapitel 4.3), ist die Felderstärke zwischen Anoden und Kathoden auf dem Substrat so groß, daß starkionisierende Teilchen, wie z. B. Hadronen oder Kernbruchstücke aus dem Substrat, Überschläge zwischen Anoden- und Kathodenstreifen auslösen können. Diese Überschläge zerstören die Anoden, und es kommt zu einem sukzessiven Ausfall des Detektors [Sch97].

Eine Weiterentwicklung der konventionellen MSGC ist die GEM-MSGC. Mit dem von F. Sauli vorgeschlagenen "Gas-Electron-Multiplier" (GEM) [Sau96], [Sau97], der in der MSGC wie ein Vorverstärker wirkt, kann die Gesamtgasverstärkung in zwei Stufen aufgeteilt werden. Dies erlaubt eine Reduzierung der Spannung und damit der Gasverstärkung an der Mikrostreifenstruktur, so daß sich die Wahrscheinlichkeit für Überschläge durch starkionisierende Teilchen um mehrere Größenordnungen reduziert.

4.2 Aufbau und Funktionsprinzip der GEM-MSGC

Aufbau

Für die systematischen Untersuchungen in dieser Arbeit wurden GEM-MSGCs verwendet, die eine Größe von $5'' \times 5''$ besaßen. Erst nach Abschluß dieser Tests wurde mit dem Bau von sogenannten *full-size* GEM-MSGCs begonnen, die eine Größe von rund (30×30) cm^2 und die original HERA-B-Geometrie mit Strahlrohrausschnitt besitzen (siehe Kapitel 5). Abbildung 4.1 zeigt den Aufbau einer GEM-MSGC, wie sie im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden.

- Das Substrat der Testdetektoren besteht aus 0,3 mm dickem, alkalifreiem Glas DESAG AF45 [DES]. Aus Stabilitätsgründen wurde für die *full-size* Substrate die Glasdicke auf 0,4 mm erhöht.

- Auf dem Glas befindet sich eine ungefähr 0,08 μm dicke Schicht aus amorphem Kohlenstoff (*diamond-like coating*), um der Oberfläche einen definierten Widerstand von etwa $2 \cdot 10^{14}$ $\Omega/\Box$ zu geben. Dies ist notwendig, um im Langzeitbetrieb bei

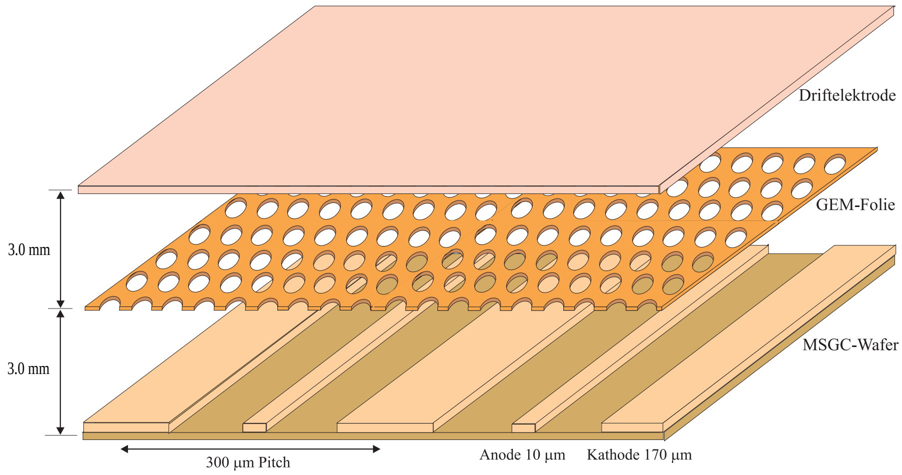

Abbildung 4.1: Aufbau einer MSGC mit GEM-Folie, aus [Dre98b].

hohen Raten Aufladungseffekte auf dem Glas und damit eine Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung zu vermeiden.
Alle Substrate der Testdetektoren wurden von der Firma SURMET [SUR] mit einem solchen Coating beschichtet.

- Auf das beschichtete Glassubstrat wird im lithographischen *Lift-Off*-Verfahren die 500 nm dicke Elektrodenstruktur aufgebracht. Die Anoden haben eine Breite von 10 μm und die Kathoden von 170 μm. Der Abstand zwischen Anode und Kathode beträgt 60 μm, so daß sich ein Wiederholabstand von Anode zu Anode, der sogenannte *Pitch*, von 300 μm ergibt.
  Im Rahmen dieser Arbeit wurden als Elektrodenmaterial Gold und Aluminium auf ihre Beständigkeit im Langzeitbetrieb getestet (siehe Abschnitt 4.6.4).
  Das Aufbringen der Mikrostreifen-Struktur erfolgte bei der Firma IMT [IMT], die notwendigen Zeichnungen für die verschiedenen Belichtungsmasken wurden von P. Robmann von der Universität Zürich erstellt.

- Auf der Rückseite des Substrats befindet sich eine leitende Schicht, die sogenannte *Backplane*. Sie verbessert die Signalausbreitung und stellt gleichzeitig eine Abschirmung gegen Einkopplungen dar.
  Bei den Testkammern wurde dafür meist Leitsilber verwendet. Für die *full-size* MSGCs bei HERA-B soll eine dünne, selbstklebende Aluminiumfolie eingesetzt werden.

- Auf dem Substrat befindet sich ein 3 mm hoher Rahmen, der zum einen das Gasvolumen zur Seite abschließt und zum andern als mechanische Halterung für die GEM-Folie dient. Die Bauhöhe dieses Rahmens definiert also den Abstand der GEM-Folie von dem Substrat und damit den sogenannten Transferraum (*transfer gap*).
  Um die Bauhöhe zu reduzieren, dabei aber keine Ladung aus der Primärionisation zu verlieren (siehe unten), wurde bei den *full-size* GEM-MSGCs für HERA-B die

Höhe des Transferraums auf 2,8 mm verkleinert.

- Im Gasraum ist die GEM-Folie gespannt. Es handelt sich dabei um eine 50 μm dicke Kapton-Folie, die auf beiden Seiten mit Kupfer beschichtet ist. Die Dicke der Kupferschicht beträgt entweder 15 μm oder 7 μm (siehe auch Kapitel 4.4). Sowohl in das Kupfer als auch in das Kapton sind je nach Geometrie Löcher mit einem Durchmesser zwischen 50 und 150 μm geätzt, so daß die GEM-Folie bei einer richtigen elektrischen Beschaltung für driftende Elektronen nahezu vollständig transparent ist.
  In dieser Arbeit wurden der Einfluß verschiedener Loch-Geometrien auf die sogenannte GEM-Verstärkung (= Gasverstärkung in der GEM-Folie, siehe Abschnitt 4.4.3) und das Verhalten der GEM-Folie in Langzeit-Hochratentests untersucht (siehe Abschnitt4.6.7).
  Alle GEM-Folien wurden in der galvanischen Werkstatt [STW] am CERN geätzt.

- Ein weiterer 3 mm hoher Rahmen definiert den Abstand zum Driftdeckel und damit die Höhe des sogenannten Driftraums (*drift gap*). Nur die Elektronen der Primärionisation aus diesem Gasraum werden sowohl in der GEM-Folie als auch an der MSGC gasverstärkt und erzeugen das Signal. Somit bestimmt die Höhe des Driftraumes die Anzahl der Primärelektronen.

- Der Deckel schließt das Gasvolumen nach oben hin ab und dient gleichzeitig als Driftelektrode. Üblicherweise wurde hierfür eine Kaptonfolie mit einer Dicke von 100 μm verwendet, die einseitig mit 17 μm Kupfer beschichtet ist.

- Die MSGC ist mit einem Zählgas gefüllt, das bei einem Teilchendurchgang die notwendige Primärionisation erlauben und einen sicheren "Zählbetrieb" gewährleisten muß. Der Detektor wird bei Atmosphärendruck betrieben.
  Im Rahmen dieser Arbeit wurden Tests mit Ar/DME (50/50) und Ar/CO_2 (70/30) durchgeführt.

Funktionsprinzip

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens werden die Atome und Moleküle des Zählgases ionisiert. Die im Driftraum entstandenen Elektronen driften aufgrund des angelegten elektrischen Feldes in Richtung der Anoden, passieren aber auf diesem Weg zunächst die GEM-Folie (siehe Abbildung 4.2).

Die Driftfeldlinien werden im Bereich der GEM-Löcher zusammengeschnürt, so daß stark inhomogene Felder entstehen. Das Zusammenschnüren der Driftfeldlinien wird erreicht, indem zwischen der oberen und unteren Kupferschicht der GEM-Folie eine Potentialdifferenz angelegt wird (siehe Abbildung 4.3). Durch die großen Feldstärken in einem GEM-Loch werden die Elektronen beim Durchfliegen so beschleunigt, daß sie weitere Elektronen durch Stoßionisation erzeugen. Es findet also bereits hier in der GEM-Folie Gasverstärkung statt. Bei den Tests in dieser Arbeit wurde bei der elektrischen Beschaltung der GEM-MSGC durch einen Spannungsteiler erreicht, daß das mittlere Potential der

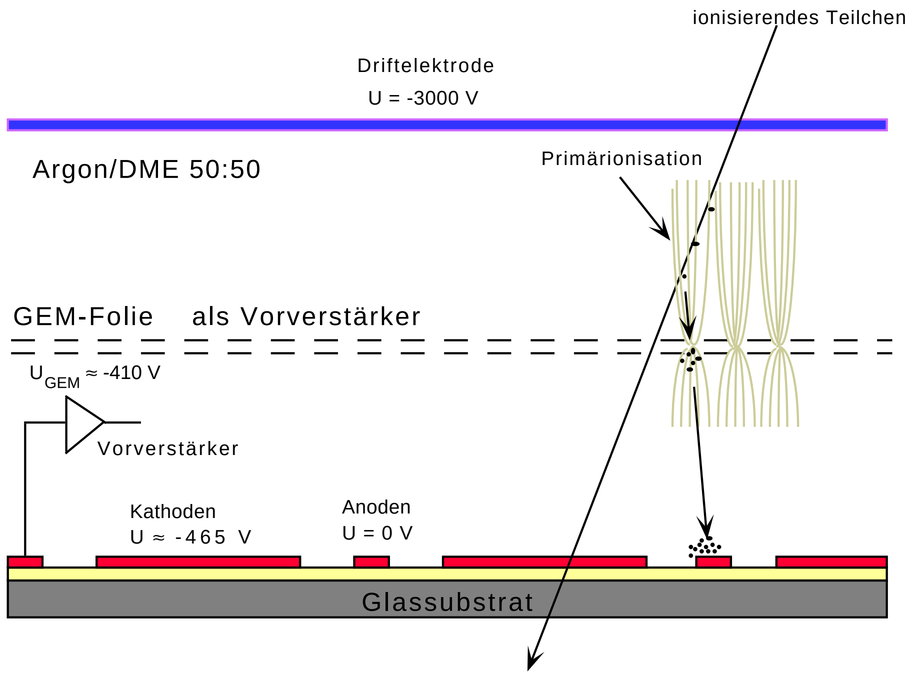

Abbildung 4.2: Signalerzeugung in einer GEM-MSGC, aus [Hau98]

GEM-Folie auf $\frac{1}{2} \cdot U_{Drift}$ lag. Für den Betrieb der *full-size* GEM-MSGCs wurde die neu entwickelte GEM-Verteiler-Box A344 [A344] so ausgelegt, daß die Felder E_{Drift} und $E_{Transfer}$ gleich groß sind. Dabei wird berücksichtigt, daß das MSGC-Substrat nicht auf Anodenpotential ("Masse") liegt, sondern auf einem Potential zwischen Anoden und Kathoden. Da der Zwischenraum zwischen Anoden und Kathoden den Potentialunterschied linear herunterteilt, wurde für die Berechnung des mittleren Potentials des Substrats jeweils zu den Breiten der Streifen zwei mal die halbe Breite des Zwischenraumes addiert. Damit ergibt sich das mittlere Potential: $\frac{(10+2 \cdot 30)\ \mu\mathrm{m}}{300\ \mu\mathrm{m}} \cdot 0\ \mathrm{V} + \frac{(170+2 \cdot 30)\ \mu\mathrm{m}}{300\ \mu\mathrm{m}} \cdot (-465\ \mathrm{V}) \approx -360\ \mathrm{V}$. Das Substrat liegt auf einem mittleren Potential von $0,77 \cdot U_K$. Damit die Feldstärken für die Felder E_{Drift} und $E_{Transfer}$ gleich groß sind, liegt das mittlere Potential der GEM-Folie auf $0,56 \cdot U_D$.

Anschließend driften die Elektronen weiter zu der Anode, wo im inhomogenen Feld zwischen Anode und Kathoden (siehe Abbildung 4.4) wiederum Gasverstärkung stattfindet. Die Gasverstärkung an den Anoden hängt dabei exponentiell von der Kathodenspannung U_K und schwach linear von der Driftspannung U_D ab [Vis96], [Bre97]. Die Elektronen sammeln sich auf der Anode und fließen in die angeschlossenen Verstärker ab.

Die Gasverstärkung wird also in zwei makroskopisch voneinander getrennte Bereiche aufgeteilt. Wenn man annimmt, daß es keine Rückwirkungen der beiden Gasverstärkungszonen aufeinander gibt und beide Gasverstärker linear arbeiten, dann gilt

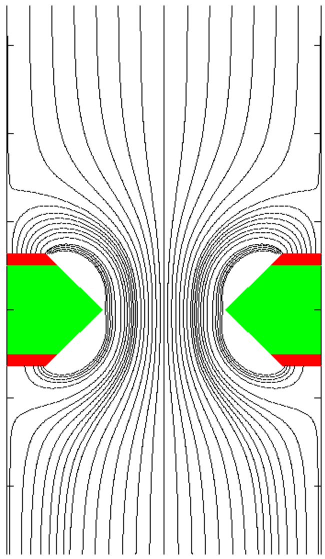

Abbildung 4.3: Feldlinienverlauf in einem GEM-Loch, Simulation von P. Cwetanski.

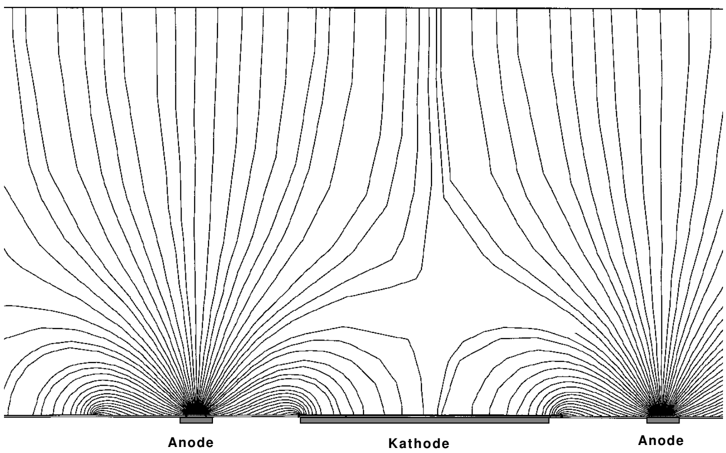

Abbildung 4.4: Feldlinienverlauf zwischen Anode und Kathode auf dem MSGC-Substrat, aus [Bre97].

für die Gesamtgasverstärkung A_{gesamt}:

$$A_{gesamt} = A_{GEM} \cdot A_{MSGC} \tag{4.1}$$

Für eine Gesamtgasverstärkung von 4000 reicht bereits eine GEM-Verstärkung $A_{GEM} = 20$, so daß an der MSGC nur eine Verstärkung $A_{MSGC} = 200$ notwendig ist. Damit kann die Wahrscheinlichkeit für Überschläge an der MSGC durch starkionisierende Teilchen um mehrere Größenordnungen reduziert werden.

4.3 Bestimmung der Gasverstärkung

Werden von einem ionisierenden Teilchen insgesamt N_0 Primärelektronen erzeugt und gelangen nach der Lawinenbildung N_s Sekundärelektronen zur Anode, so ist die Gasverstärkung A definiert als:

$$A = \frac{N_s}{N_0} \tag{4.2}$$

Primärelektronen N_0

Die Bestimmung der MSGC- und GEM-Verstärkung wurden im Labor entweder mit einer Fe^{55}-Quelle (E_γ = 5,9 keV) oder im Hochratenmeßstand mit Cu-K$_\alpha$-Röntgenstrahlung (E_γ = 8,0 keV) durchgeführt.

Da Photonen vollständig absorbiert werden, steht jeweils die gesamte Energie E_γ zur Erzeugung von Primärelektronen zur Verfügung. Mit einer notwendigen mittleren Energie (W-Wert) von W = 25 eV zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares in den verwendeten Zählgasmischungen, erhält man eine Primärionisation von

$$N_0^{Fe-55} = \frac{E_\gamma^{Fe-55}}{W} \approx 236\ e^- \text{ und}$$
$$N_0^{Cu-K_\alpha} = \frac{E_\gamma^{Cu-K_\alpha}}{W} \approx 320\ e^-.$$

Sekundärelektronen N_s

Der Vorverstärker an den Anoden integriert die ankommenden Ladungen über eine bestimmte Zeit und liefert dann ein Ausgangssignal, dessen Höhe proportional zur integrierten Ladung ist. Mit dem Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers läßt sich dann aus der registrierten Pulshöhe die Ladung und damit die Anzahl N_s von Sekundärelektronen berechnen.

Ist jedoch während der Integrationszeit noch nicht die gesamte Ladung aus der Sekundärionisation in den Verstärker geflossen, dann sieht man nur einen Bruchteil der tatsächlichen Gasverstärkung. Man spricht in diesem Fall von der sogenannten sichtbaren Gasverstärkung (*visible gain*). Da die driftenden Ionen sich nur im hohen Feld der Anode schnell bewegen, dann aber wieder langsam werden, erhält man nur bei einer sehr langen Integrationszeit die totale Gasverstärkung (*total gain*). Damit sich jedoch bei einem Hochratenbetrieb zwei aufeinanderfolgende Ereignisse nicht überlagern, ist die Integrationszeit üblicherweise nur sehr kurz.

Für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurde der VV50-Vorverstärker [VV50] verwendet, der eine Integrationszeit von etwa 25 ns hat. Das Verhältnis von Gesamtgasverstärkung und sichtbarer Gasverstärkung beträgt 2.

Alle Angaben in dieser Arbeit geben die totale Gasverstärkung an.

Notwendige Gasverstärkung

Der Wert für die notwendige Gasverstärkung wird im wesentlichen durch die Diskriminatorschwelle der Ausleseelektronik bestimmt. Eine Simulation, in die die Primärionisation, die Form der Ladungsverteilung, Verstärkungsfluktuationen und die Verteilung der Ladung auf mehrere Anodenstreifen eingehen, ergibt bei einer gefordeten Effizienz des Detektors von 95 % für das Verhältnis der Schwelle (in Anzahl Elektronen) zu der Gesamtgasverstärkung (in Anzahl Elektronen) den Wert 3 [Sch96b].

Die Messungen an dem für die GEM-MSGCs von HERA-B entwickelten Auslesechip Helix128 [Hel128] ergaben ein elektronisches Gesamtrauschen des Chips von ungefähr 12000 Elektronen. Es wird angestrebt, dieses Rauschen in neuen Entwicklungsstufen des Chips auf den ursprünglich angestrebten Wert von 6000 Elektronen reduzieren zu können.

Liegt die Diskriminatorschwelle direkt oberhalb des Rauschens, so ist für eine Effizienz der GEM-MSGC von mindestens 95 % eine Gasverstärkung von mindestens $\frac{12000}{3} = 4000$ notwendig.

4.4 Die GEM-Folie

4.4.1 Aufbau und Herstellung

Die GEM-Folie ist eine beidseitig metallisierte Polyimidfolie, in die mittels eines photolithographischen Verfahrens eine regelmäßige Lochgeometrie geätzt ist. Ausgangsmaterial für die Produktion ist eine 50 μm dicke Kaptonfolie, die beidseitig mit 15 μm Kupfer beschichtet ist.

Im ersten Schritt wird die Lochstruktur in beide Kupferflächen der Folie geätzt. Hierfür kommt es auf eine exakte Ausrichtung der beiden Masken für Ober- und Unterseite an, damit später die Löcher im Kapton gerade und nicht schräg durch die Folie verlaufen. Als Maske für das Kaptonätzen dient nämlich die Lochstruktur im Kupfer, wobei hier mit der speziellen Ätzlösung Ethylendiamin gearbeitet wird, die nur das Kapton ätzt. Das Kapton wird von beiden Seiten geätzt, so daß eine doppelt-konische Lochform entsteht (siehe Abbildung 4.5).

Durch das Ätzen nach der oben beschriebenen Prozedur beginnt das Kaptonloch direkt am Rand des Kupferloches (siehe Abbildung 4.5 links). Dabei kann es jedoch vorkommen, daß kleine Kupferspitzen in das Loch hineinragen. Dies führte in einigen Fällen zu einer verminderten Spannungsfestigkeit und so zu instabileren Betriebseigenschaften aufgrund von Überschlägen zwischen den Kupferschichten der Ober- und Unterseite. Dies wird durch ein zweites Ätzen des Kupfers verhindert (*double copper etching*). Dadurch wird erreicht, daß der Kupferrand weiter vom Kaptonloch entfernt ist. Zusätzlich wird insgesamt die Dicke der Kupferschicht von ursprünglich 15 μm auf ungefähr 7 μm reduziert und so die Strahlungslänge der Folie verringert. Dieses Verfahren wurde von F. Sauli und den Mitarbeitern der galvanischen Werkstatt vom CERN erarbeitet.

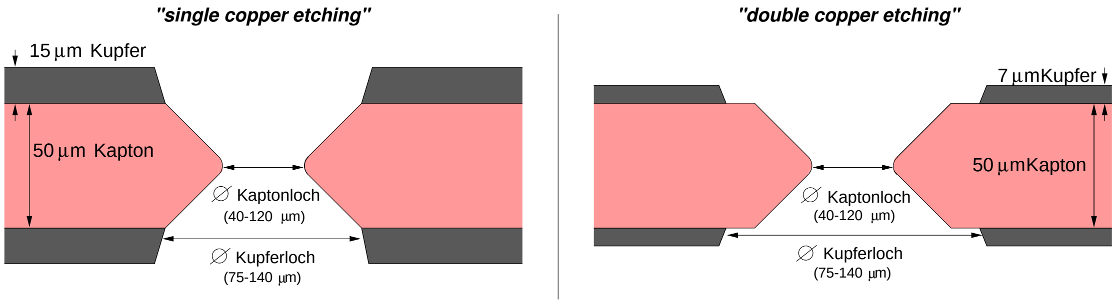

Abbildung 4.5: Querschnitt durch ein Loch einer GEM-Folie. Zur Herstellung der Lochstruktur wird zunächst das Kupfer geätzt. Diese Löcher bilden die Maske für das Kaptonätzen. Durch das Ätzen von beiden Seiten der Folie ensteht die doppelt-konische Lochform. Bei einem zweiten Kupferätzen (*double copper etching*) wird der Kupferlochdurchmesser vergrößert, so daß der Kupferrand nicht am Rand des Kaptonloches liegt. Zum anderen wird durch das nochmalige Ätzen die Dicke des Kupfers von 15 μm auf ungefähr 7 μm reduziert.

Eine systematische Vermessung der Löcher hat gezeigt, daß die Durchmesser innerhalb einer Folie bis zu 10 % variieren können.

Die GEM-Verstärkung ist bei fester Spannung zwischen GEM-Ober- und Unterseite im wesentlichen eine Funktion der Lochgeometrie und dabei umgekehrt proportional zur Lochgröße des Kaptonloches (siehe Abschnitt 4.4.3).
Ein Einfluß der Lochanordnung (in Reihen oder versetzt) oder der Lochstruktur (rund oder quadratisch) (siehe Abbildung 4.6) auf die GEM-Verstärkung konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht festgestellt werden.

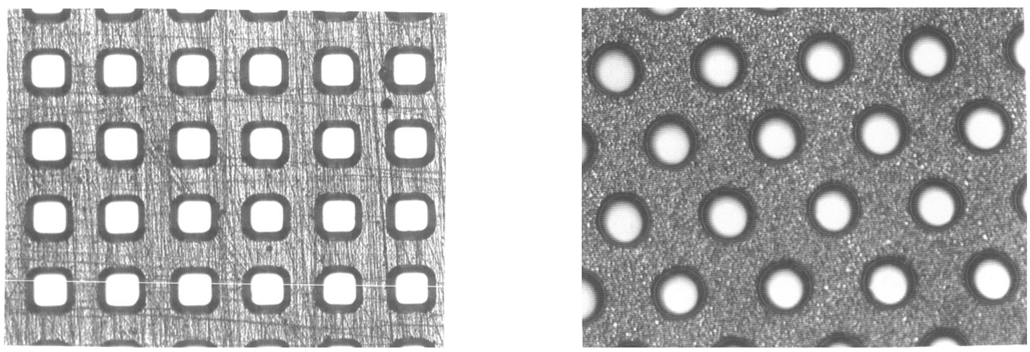

Abbildung 4.6: GEM-Folien mit unterschiedlichen Lochformen und Anordnungen. Im linken Bild sind die Löcher der GEM-Folie (#46) quadratisch und in Reihen angeordnet. Bei einer GEM-Folie der Y-Serie (rechtes Bild) sind die Löcher rund und versetzt angeordnet (*staggered*). In beiden Bildern ist deutlich die Kupferoberfläche (grau), die Kaptonoberfläche im Lochkegel (dunkler Rand) und das Kaptonloch (heller Bereich) zu erkennen. Die begrenzte Tiefenschärfe des Mikroskops erlaubt nicht die richtige Fokussierung auf den gesamten Kaptonrand. So erscheint der helle Bereich des Kaptonlochs im Vergleich zum Durchmesser des Kupferlochs zu groß.

4.4.2 HV-Test und Konditionierung

Die feinen Strukturen der GEM-Folie sind sehr empfindlich. Bereits kleine produktionsbedingte Fehlstellen, wie z. B. überstehende Kupferspitzen oder Reste von Photoresist in den Löchern, führen zu einer geringeren Spannungsfestigkeit zwischen GEM-Ober- und Unterseite. Häufige Funkenüberschläge an solchen Schwachstellen können sogar zu dauerhaften Kurzschlüssen zwischen Ober- und Unterseite führen. Das gleiche gilt für Staub und kleine Partikel, die sich an oder in den Löchern festsetzen können.
Aus diesem Grund darf die Handhabung der GEM-Folie nur im Reinraum unter staubfreien Bedingungen erfolgen!

Um Ausfälle von Detektoren durch defekte GEM-Folien im Vorfeld zu vermeiden, wurde jede Folie vor dem Einbau auf ihre Hochspannungsfestigkeit getestet.
Da Überschläge in Luft oft Verbrennungsrückstände hinterlassen, die sich dann bei weiteren Überschlägen zu Kurzschlüssen entwickeln können, wurden diese Tests in einer Stickstoffatmosphäre durchgeführt. Dafür wurde die GEM-Folie mit Kaptonklebeband auf einen Aluminiumrahmen gespannt, mit Stickstoff abgeblasen und in eine Box gestellt, die dann mit Stickstoff gespült wurde. Für einen erfolgreichen HV-Test dürfen bei einer Potentialdifferenz zwischen Ober- und Unterseite von 500 V keine Überschläge stattfinden, und der Strom muß kleiner als 5 nA sein.

Die Erfahrung hat gezeigt, daß bei einem schnellen Erhöhen der Spannung bereits bei deutlich kleineren Spannungen als 500 V Überschläge in den GEM-Löchern auftreten können. Es ist deshalb sehr wichtig, die GEM-Folie für diesen HV-Test und vor allem für den Betrieb ausreichend zu "konditionieren". So wurden zunächst über bis zu 12 Stunden nur 300 V angelegt und erst dann innerhalb von 2 Stunden die Spannung in Schritten von 50 V sukzessive auf 500 V erhöht.
Mit dieser Prozedur konnte ein deutlich stabileres Betriebsverhalten der GEM-Folien erreicht werden.

4.4.3 Lochgeometrie und GEM-Verstärkung

Das wesentliche Kriterium für den Betrieb der GEM-Folie als "Vorverstärker" ist die Gasverstärkung als Funktion der angelegten Potentialdifferenz ΔU_{GEM} zwischen Ober- und Unterseite.

Die GEM-Verstärkung A_{GEM} bei ΔU_{GEM} ergibt sich aus dem Verhältnis der Gesamtgasverstärkungen einer GEM-MSGC für den Betrieb mit ΔU_{GEM} und $\Delta U_{GEM} = 0$ V:

$$A_{GEM}(\Delta U_{GEM}) = \frac{A_{gesamt}(\Delta U_{GEM})}{A_{gesamt}(\Delta U_{GEM} = 0\ V)} \tag{4.3}$$

Folgende GEM-Geometrien wurden untersucht:

Loch-abstand	**Kupferloch-durchmesser**	**Kaptonloch-durchmesser**	**Lochform, Anordnung, Produktionsserie**
200 μm	140 μm	80 μm	quadratisch, in Reihen, #39, #46
140 μm	100 μm	40 μm	rund, in Reihen
200 μm	140 μm	120 μm	rund, *staggered*, C-Serie
140 μm	120 μm	70 μm	rund, *staggered*, L#L-Serie
140 μm	75 μm	45 μm	rund, *staggered*, X-Serie
140 μm	95 μm	55 μm	rund, *staggered*, *double etching*, Y-Serie (HERA-B-Geometrie)

Tabelle 4.1: Charakteristika der untersuchten GEM-Geometrien

In Abbildung 4.7 ist die GEM-Verstärkung als Funktion der Potentialdifferenz ΔU_{GEM} dargestellt. Die Messungen wurden in der Zählgasmischung Ar/DME (50/50) bei einem Driftfeld von $E_{Drift} = 6,7\ \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ und jeweils vor dem Start der Hochratenbestrahlung mit einer Fe-Quelle durchgeführt. Es war also noch nicht zu u. U. auftretenden Aufladungseffekten oder einer Alterung der GEM-Folie und dadurch zu einer Veränderung der GEM-Verstärkung gekommen.

Die verschiedenen Lochgeometrien stellen unterschiedliche "Entwicklungsstufen" in der anwendungsorientierten GEM-Forschung dar, die sich in der Zusammenarbeit mit F. Sauli und dessen Kontakten zur galvanischen Werkstatt am CERN ergaben.
Zunächst bestand das Interesse darin, eine große Verstärkung bei minimaler Potentialdifferenz ΔU_{GEM} zu erzielen. Dies konnte mit sehr kleinen Kaptonlöchern auch erreicht werden. Durch die dadurch deutlich unterschiedlichen Durchmesser von Kupfer- und Kaptonloch ergeben sich jedoch sehr konische Löcher mit großen Flächen freien Kaptons im Lochkegel. Der Hochratenbetrieb im Labor in Heidelberg hat jedoch gezeigt, daß bei Geometrien mit viel freier Kaptonfläche durch Aufladungseffekte Variationen der Gasverstärkung von bis zu einem Faktor 2 als Funktion der Zeit in der GEM-Folie auftreten können. Durch den mit wachsendem Abstand vom Strahlrohr abnehmenden Teilchenfluß könnte es jedoch durch die inhomogene Bestrahlung im aktiven Bereich einer GEM-MSGC zu stark unterschiedlichen Aufladungen und dadurch zu variierenden Gasverstärkungen innerhalb eines Detektormoduls kommen.

Die sogenannte HERA-B-Geometrie stellt einen Kompromiß aus erreichbarer Verstärkung, Betriebssicherheit durch möglichst geringe Potentialdifferenz und Reduzierung der unerwünschten Aufladungseffekte dar. Abbildung 4.8 zeigt die GEM-Verstärkung für diese Geometrie mit einem Lochwiederholabstand von 140 μm, einem Durchmesser des Kupferloches von 95 μm und des Kaptonlochs von 55 μm. Die Lochanordnung ist versetzt (*staggered*), das Kupfer ist zweimal geätzt (*double copper etching*).
Zum Vergleich wurden hier die GEM-Verstärkungen in den Zählgasmischungen Ar/DME (50/50) und Ar/CO_2 (70/30) gemessen. Die Messungen zeigen, daß in der Zählgasmischung Ar/DME (50/50) bei einer vorgesehenen GEM-Verstärkung von 20-30 bei

ΔU_{GEM} = 360-380 V noch ausreichend Reserve zu höheren Spannungen besteht.
In der Zählgasmischung Ar/CO_2 (70/30) sind ungefähr 10 % höhere Spannungen notwendig, um die gleichen GEM-Verstärkungen zu erreichen.

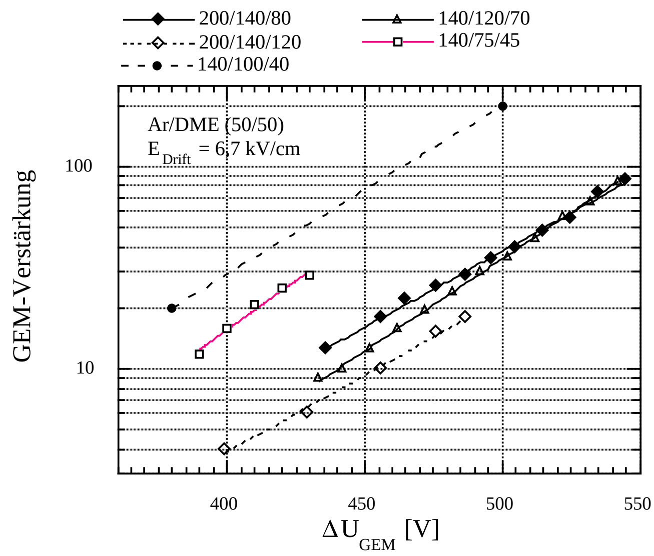

Abbildung 4.7: GEM-Verstärkung als Funktion der Potentialdifferenz ΔU_{GEM} für verschiedene Lochgeometrien. Die Zahlenkombination 200/140/80 kennzeichnet die Lochgeometrie mit einem Wiederholabstand (*Pitch*) von 200 μm, einem Durchmesser des Kupferlochs von 140 μm und des Kaptonlochs von 80 μm.

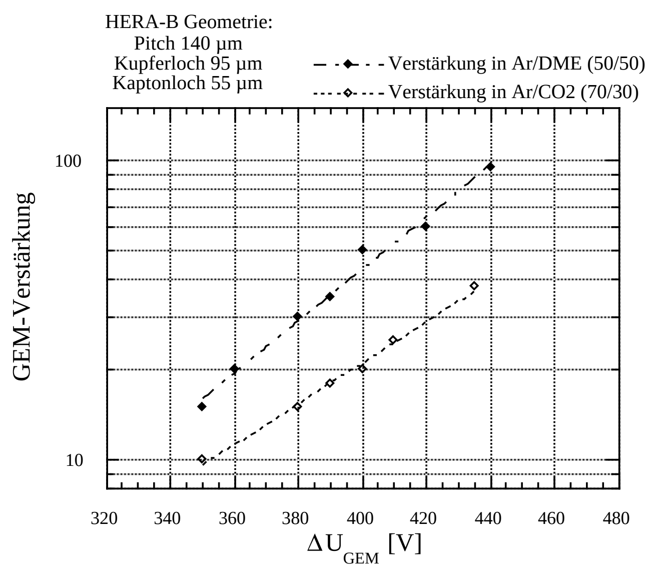

Abbildung 4.8: GEM-Verstärkung als Funktion der Potentialdifferenz ΔU_{GEM} für die sogenannte HERA-B-Geometrie.

4.5 Betrieb der GEM-MSGC im Magnetfeld

Da einige Detektoren des Inneren Spurkammersystems bei HERA-B in einem Magnetfeld mit einer Stärke von 0,85 T betrieben werden, muß die verwendete Detektortechnologie auch einen effizienten und sicheren Betrieb im Magnetfeld gewährleisten.

Bei einem Test am Strahl T21 am DESY in Hamburg wurde mit hochenergetischen Positronen das Betriebsverhalten der GEM-MSGC untersucht. Ein regelbarer Elektromagnet ermöglichte die Bestimmung der Effizienz für verschiedene Magnetfelder und die Messung des Lorentzwinkels für verschiedene Zählgasmischungen und Betriebsparameter.

4.5.1 Lorentzwinkel

Bewegte Ladungen im $\vec{E} \times \vec{B}$-Feld

Auf bewegte Ladungen in einem Magnetfeld wirkt die sogenannte Lorentzkraft $\vec{F}_L$. Diese ablenkende Kraft läßt sich darstellen als Vektorprodukt

$$\vec{F}_L = q\ \vec{v} \times \vec{B}, \tag{4.4}$$

wobei $\vec{v}$ die Geschwindigkeit der Ladungen und $\vec{B}$ das Magnetfeld ist.

Bewegen sich die Ladungen aufgrund der auf sie in einem elektrischen Feld $\vec{E}$ wirkenden elektrischen Kraft

$$\vec{F}_{el} = q\vec{E} \tag{4.5}$$

und steht ein Magnetfeld $\vec{B}$ senkrecht zum elektrischen Feld $\vec{E}$, so wirkt auf die Ladungen die Gesamtkraft

$$\vec{F}_{\vec{E}\times\vec{B}} = q\ (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \tag{4.6}$$

Diese Beschreibung gilt ganz allgemein. Für Teilchen, die mit der Umgebung nicht oder nur wenig wechselwirken, ergibt sich daraus eine Spiralbewegung. Hingegen für driftende Elektronen, deren Bewegung durch die Wechselwirkung mit Gasatomen und Gasmolekülen bestimmt wird, ergibt sich eine Gleichgewichtsbewegung, bei der der Energiegewinn durch Beschleunigung zwischen zwei Stößen und der Energieverlust durch Stöße ausgeglichen ist, und die Elektronen einen konstanten Geschwindigkeitsvektor haben.

Der Winkel zwischen der Driftrichtung und dem elektrischen Feld wird als Lorentzwinkel α_L bezeichnet. Für diesen Winkel gilt:

$$\tan \alpha_L = \frac{|\vec{v}||\vec{B}|}{|\vec{E}|} \cdot \psi \tag{4.7}$$

Die in dieser Formel der schlichten Superposition von elektrischer Kraft und Lorentzkraft hinzugefügten magnetischen Ablenkfunktion ψ ist für eine korrekte Beschreibung des

Lorentzwinkels bei der Drift einer Ladungswolke notwendig (siehe z. B. [Sch91]). Die magnetische Ablenkfunktion ψ beschreibt dabei die Tatsache, daß die driftenden Ladungen nicht mehr einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung gehorchen. Im allgemeinen ist ψ eine Funktion von $\vec{E}$- und $\vec{B}$-Feld und kann stark von 1 abweichende Werte annehmen [Kun92], [Sch93].

Betrieb der MSGC im $\vec{B}$-Feld

Durchfliegt ein geladenes Teilchen das Zählgas der MSGC, so erzeugt es längs seiner Flugbahn durch Ionisation Elektronen. Aufgrund des angelegten elektrischen Driftfeldes $\vec{E}$ driften die Elektronen in Richtung des MSGC-Substrats. Die Driftgeschwindigkeit v ist dabei abhängig von der Zählgasmischung und der elektrischen Feldstärke.

Abbildung 4.9 zeigt den senkrechten Durchgang eines Teilchens und die erzeugten Elektronen längs der Flugbahn. Der Bereich des Substrats, auf den die Elektronen treffen, ist die Projektion der Spur des ursprünglichen Teilchendurchgangs, die nur durch Diffusion der Elektronen während des Driftens verbreitert ist.

Wird die MSGC in einem Magnetfeld betrieben, das senkrecht zum elektrischen Driftfeld verläuft, so wirkt auf die driftenden Elektronen die Lorentzkraft, die senkrecht zur Driftbewegung angreift und die driftenden Elektronen um den Lorentzwinkel α_L gegenüber der Richtung des elektrischen Feldes ablenkt.

Wie in der linken Zeichnung von Abbildung 4.10 zu sehen ist, driften die Elektronen nicht senkrecht auf das MSGC-Substrat zu, sondern unter dem Winkel α_L. Dadurch wird der Bereich vergrößert, in dem Elektronen auf dem Substrat ankommen. Es werden also mehr Anodenstreifen ein Signal registrieren, und die Streifenmultiplizität wird sich erhöhen. Unter der Streifenmultiplizität versteht man die Anzahl nebeneinanderliegender Anodenstreifen, die bei einem Ereignis ein Signal registrieren.

Dreht man aber den Detektor insgesamt um den Winkel α_L, wie dies in der rechten Zeichnung in Abbildung 4.10 dargestellt ist, so läßt sich diese Verbreiterung komplett kompensieren, da dann wieder die Driftrichtung parallel zur Flugbahn des durch den Detektor fliegenden Teilchens ist. Auf diesem Prinzip basiert die Messung des Lorentzwinkels im Magnetfeld, die bei den Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Die GEM-MSGC wird gegenüber dem Teilchenstrahl solange gedreht, bis beim Drehwinkel α_L die Streifenmultiplizität minimal ist. Bei den Messungen konnte dadurch nahezu wieder die Streifenmultiplizität erreicht werden, die bei einem Betrieb ohne Magnetfeld gemessen wurde.

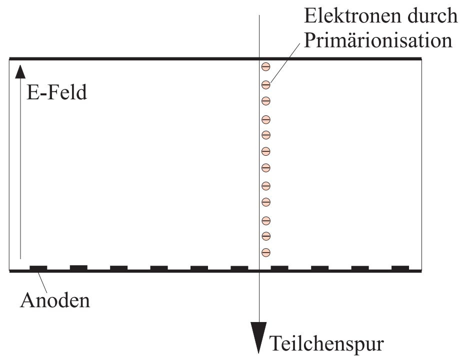

Abbildung 4.9: Betrieb einer MSGC ohne zusätzliches Magnetfeld. Die längs der Flugbahn eines ionisierenden Teilchens entstandenen Elektronen driften aufgrund des angelegten Driftfeldes senkrecht in Richtung des MSGC-Substrats (Zeichnung M. Ziegler).

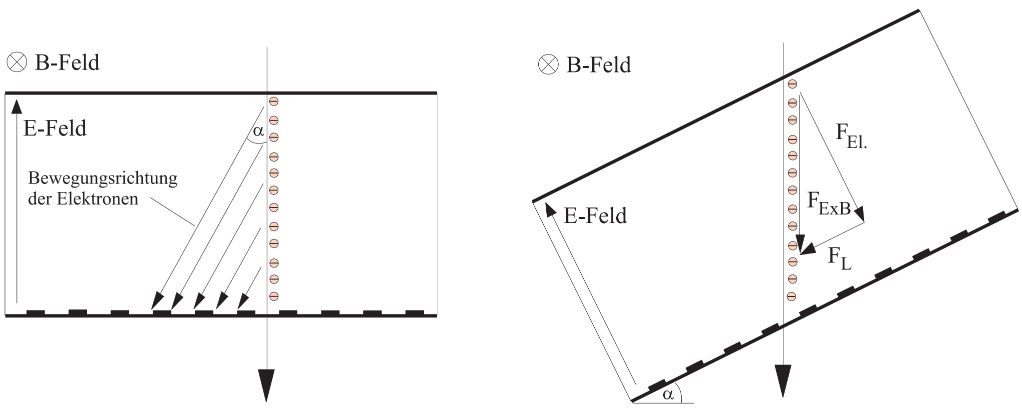

Abbildung 4.10: Betrieb einer MSGC im Magnetfeld. Das linke Bild zeigt die Ablenkung der driftenden Elektronen durch die Lorentzkraft. Dies führt zu einem breiteren Bereich, in dem die Elektronen auf das MSGC-Substrat auftreffen. Wird der Detektor um den Lorentzwinkel α_L gedreht (rechtes Bild), so wird die Verbreiterung kompensiert, da die Driftrichtung dann parallel zur Flugbahn des ionisierenden Teilchens ist (Zeichnung M. Ziegler).

4.5.2 Meßaufbau

Die Messungen wurden am Positron-Teststrahl T21 am DESY in Hamburg durchgeführt. In dem Testareal befand sich ein Dipolmagnet, zwischen dessen beiden Polschuhen der Strahl hochenergetischer Positronen hindurchflog.
Neben der Anpassung an den im Magneten maximal vorhandenen Platz sollte durch den mechanischen Aufbau die Möglichkeit einer reproduzierbaren Drehung der Kammer zur Messung des Lorentzwinkels gewährleistet werden.

Halterung und Triggerszintillatoren

Abbildung 4.11 zeigt in einer Draufsicht den mechanischen Aufbau, der zwischen die beiden Pole des Magneten geschoben wurde. Die GEM-MSGC befand sich auf einem schwenkbaren Arm, der die Drehung um einen wohldefinierten Winkel erlaubte. Da durch die Drehbewegung der Detektor immer ein bißchen aus dem Strahl gefahren wurde, konnte dies durch Verschieben der GEM-MSGC längs des Armes ausgeglichen werden.

Um die Flugbahn der Positronen zu bestimmen und ein Triggersignal zum Auslesen des Detektors abzuleiten, wurden drei Szintillatoren aufgestellt und in Koinzidenz geschaltet. Jeweils 30 cm vor und hinter der GEM-MSGC befanden sich zwei Detektoren aus szintillierenden Fasern. Diese Detektoren waren noch unbestrahlte Testdetektoren aus der Faserforschung (siehe Kapitel 3). Es wurden hier jeweils sieben nebeneinanderliegende Straßen ausgelesen, die einen Wiederholabstand von 0,370 mm besitzen. Damit erhält man eine Breite der aktiven Fläche von jeweils 2,7 mm, die somit deutlich kleiner als die aktive Fläche in der GEM-MSGC war. Hier wurden nämlich 36 Anodenstreifen ausgelesen, und bei einem Anodenwiederholabstand von 0,3 mm erhält man hier eine Breite von 10,8 mm. 2 m hinter diesem Aufbau befand sich ein weiterer Szintillator mit einer Fläche von $(20 \times 20)\ \mathrm{cm}^2$. Für die Bestimmung der Effizienz der GEM-MSGC wurde eine Koinzidenz aller drei Szintillatoren verlangt.

Bei einem Betrieb mit Magnetfeld muß berücksichtigt werden, daß der Positronenstrahl ebenfalls im Magnetfeld abgelenkt wird. Nun fliegt der Positronenstrahl nicht mehr senkrecht durch die GEM-MSGC. Um wieder einen senkrechten Durchgang des Positronenstrahls durch den Detektor zu erreichen, muß die GEM-MSGC um den Ablenkwinkel des Strahls gedreht werden. Der Ablenkwinkel des Positronenstrahls im Magnetfeld wurde durch Verschieben des zweiten Szintillators zu 3° ausgemessen. Dieser Wert wurde immer beim Betrieb mit Magnetfeld als neuer Nullpunkt der Winkelskala angesetzt.

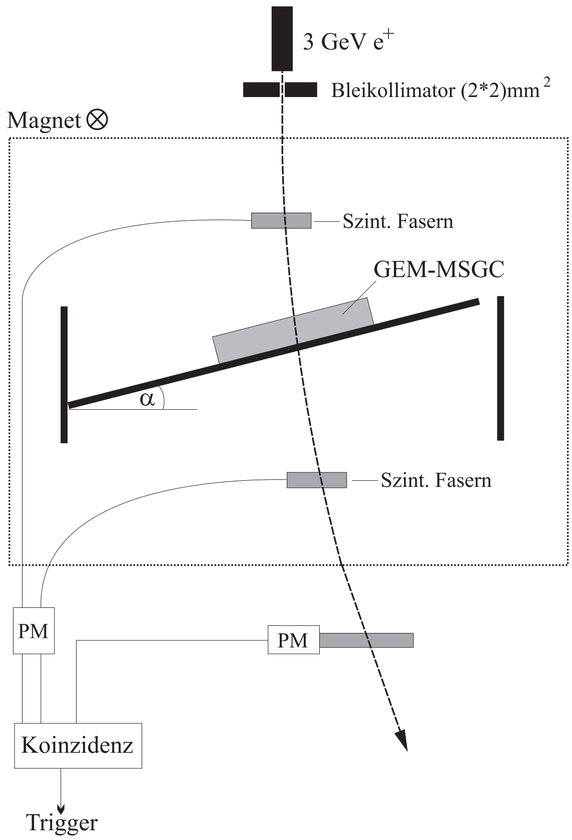

Abbildung 4.11: Meßaufbau für den Magnetfeldtest, aus [Zie98]. Die GEM-MSGC war auf einem schwenkbaren Arm befestigt, so daß die Streifenmultiplizität als Funktion des Drehwinkels α gemessen werden konnte. Vor und hinter der GEM-MSGC befanden sich insgesamt drei Szintillatoren, von denen mit einer Koinzidenzschaltung das Triggersignal zum Auslesen des Detektors abgeleitet wurde.

Testdetektor und Auslese

Bei der verwendeten GEM-MSGC handelte es sich um einen Detektor mit den in Kapitel 4.2 beschriebenen Aufbau und Abmessungen und sogenannter Einzelstreifenauslese. Dabei wurden insgesamt 36 nebeneinanderliegende Anodenstreifen ausgelesen. Die von VV50-Vorverstärkern [VV50] verstärkten Signale wurden von 9 Modulen des 4-Kanal 8-Bit FADCs DL401 [DL401] verarbeitet. Die Steuerung der Auslese sowie die Analyse und das Speichern der Daten auf Festplatte erfolgte wiederum auf einem Macintosh-Computer und dem Programm "FADCReadout&Ana" [Feu].

Die eingebaute GEM-Folie (#39) besaß quadratische Löcher (Kupferlochdurchmesser 140 μm, Kaptonlochdurchmesser 80 μm), die mit einem Wiederholabstand von 200 μm in Reihen angeordnet waren. Betrieben wurde die GEM-MSGC mit einer Mischung aus Argon und Dimethylether (DME). Um die Eigenschaften verschiedener Mischungsverhältnisse (50/50 und 80/20) zu studieren, wurden die beiden Gaskomponenten vor Ort gemischt.

4.5.3 Effizienz der GEM-MSGC

Bei dem Strahltest wurde die Effizienz bei einem Betrieb ohne und mit Magnetfeld von B = 0,85 T gemessen. Die Effizienz ist dabei definiert als das Verhältnis der Anzahl der registrierten Ereignisse in der GEM-MSGC zu der Anzahl der Triggersignale, die aus der Koinzidenz der drei Triggerszintillatoren abgeleitet wurden und das Auslesen der GEM-MSGC starteten.

In Abbildung 4.12 ist als Beispiel die Effizienz als Funktion der Schwelle für den Betrieb in Ar/DME (50/50), einer Driftfeldstärke von E_{Drift} = 6,7 kV/cm, einer Kathodenspannung von -540 V und einer Potentialdifferenz an der GEM-Folie von 540 V gezeigt. In der Experimentierhalle befand sich auch ein Linearbeschleuniger, der eine Menge hochfrequenter Störungen verursachte. Die in Abbildung 4.12 eingezeichnete Schwelle von 60 FADC-Einheiten entspricht der oberen Grenze dieser eingefangenen Störungen (*pick up*). Diese Schwelle ergab sich aus einer Auswertung der jeweils letzten Zeitbins der aufgenommenen Datensätze, in denen der Detektorpuls bereits abgeklungen war. Die Auslese erfolgte mit dem 8-Bit FADC DL401 [DL401], der seinen maximalen Wert 255 bei einer Eingansspannung von 160 mV erreicht. Bei einem Verstärkungsfaktor des verwendeten VV-50 Vorverstärkers [VV50] von 15 mV/fC entsprechen 60 FADC-Einheiten einem Wert von 2,5 fC bzw. 16000 Elektronen.

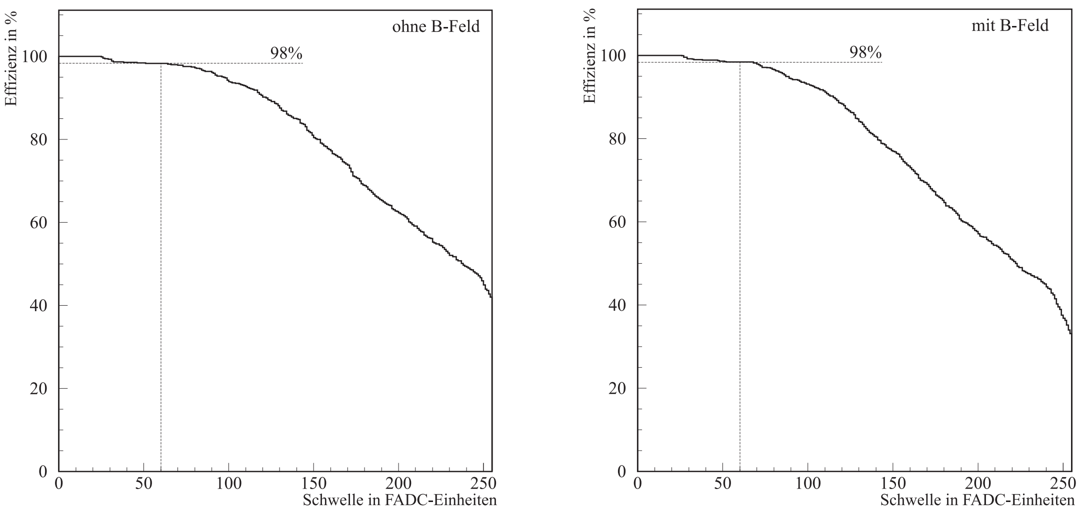

Abbildung 4.12: Effizienz einer GEM-MSGC bei einem Betrieb ohne (linkes Bild) und mit Magnetfeld (rechtes Bild). Betrieben wurde der Detektor mit der Zählgasmischung Ar/DME (50/50), E_{Dirft} = 6,7 kV/cm, U_K = -540 V und ΔU_{GEM} = 540 V. Der schnellere Abfall der Effizienz für den Betrieb im Magnetfeld hat seine Ursache in der höheren Streifenmultiplizität.

Bei der Schwelle von 60 FADC-Einheiten lag die Effizienz der GEM-MSGC im Betrieb ohne und mit Magnetfeld bei 98 %. Dies galt auch für die Zählgasmischung Ar/DME (80/20).

Es gibt also keine Einschränkungen der Funktionalität der GEM-MSGC bei einem Betrieb im Magnetfeld!

4.5.4 Lorentzwinkel

Die Messung des Lorentzwinkels basiert auf der Abhängigkeit der Streifenmultiplizität von dem Drehwinkel α der MSGC gegenüber der Richtung des Teilchendurchgangs (siehe Abbildung 4.10). Die Streifenmultiplizität ist dabei im folgenden definiert als die Anzahl nebeneinanderliegender Anodenstreifen, deren Signal größer als eine festgelegte Schwelle ist.

Abbildung 4.13 zeigt die Streifenmultiplizität als Funktion des Drehwinkels α für die Zählgasmischung Ar/DME (50/50) und die Driftfeldstärke $E_{Drift} = 6{,}7$ kV/cm. Das Minimum der Streifenmultiplizität wird erreicht, wenn der Drehwinkel α gerade dem Lorentzwinkel α_L entspricht. Für den Nullpunkt der Winkelskala wurde die Kammer bereits um 3° gedreht, so daß der im Magnetfeld seinerseits abgelenkte Positronenstrahl wieder senkrecht durch die GEM-MSGC flog (siehe Abbildung 4.11). In Tabelle 4.2 sind die Messungen des Lorentzwinkels für die Zählgasmischungen Ar/DME (50/50) und (80/20) und verschiedene Driftfelder zusammengefaßt.

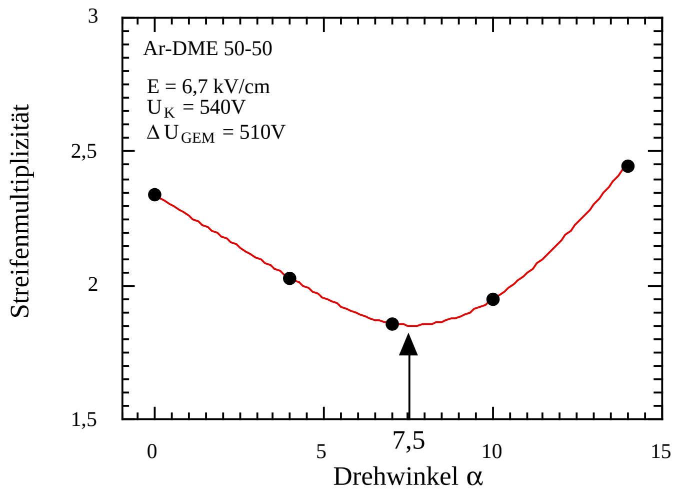

Abbildung 4.13: Messung der Streifenmultiplizität als Funktion des Drehwinkels α. Für den Nullpunkt der Winkelskala wurde der Detektor um 3° gedreht, so daß der Positronenstrahl, der ebenfalls im Magnetfeld abgelenkt wurde, wieder senkrecht durch die GEM-MSGC flog.

Aus Gleichung (4.7) läßt sich die magnetische Ablenkfunktion berechnen. Voraussetzung ist neben den Werten des Lorentzwinkels die Kenntnis der Driftgeschwindigkeit v_{Drift} der Elektronen im elektrischen Feld. Diese Messungen wurden im Rahmen dieser Arbeit an den Meßapparaturen "VD60-Experiment" und "Hochfeld-Experiment" der Arbeitsgruppe Gasforschung durchgeführt und in [Oet98] zusammengefaßt.

In Tabelle 4.2 sind die gemessenen Werte der Driftgeschwindigkeit v_{Drift} und des Lorentzwinkels α_L sowie die daraus berechneten Werte der magnetischen Ablenkfunktion ψ zusammengetragen.

Zählgas	$\boldsymbol{E_{Drift}}$	$\boldsymbol{v_{Drift}(E_{Drift}, B=0)}$	$\boldsymbol{\alpha_L\ (B=0,85\ T)}$	$\boldsymbol{\psi}$
Ar/DME (50/50)	8,3 kV/cm	5,25 cm/μs	$6,0^\circ$	1,96
	6,7 kV/cm	5,17 cm/μs	$7,5^\circ$	2,00
Ar/DME (80/20)	6,7 kV/cm	4,27 cm/μs	$7,0^\circ$	2,26
	5,0 kv/cm	4,24 cm/μs	$9,0^\circ$	2,19

Tabelle 4.2: Transportparameter für die Zählgasmischungen Ar/DME (50/50) und (80/20) und die Driftfeldstärken 5,0 , 6,7 und 8,3 kV/cm.

4.5.5 Streifenmultiplizität

Die Streifenmultiplizität ist wiederum definiert als die Anzahl nebeneinanderliegender Anodenstreifen, deren Signal größer als eine festgelegte Schwelle ist. Damit ist die Streifenmultiplizität zunächst eine Funktion der Schwelle. Mit der obigen Beziehung zwischen Effizienz und Schwelle erhält man die Streifenmultiplizität als Funktion der Effizienz des Detektors.

Bei einem Betrieb im Magnetfeld erhöht sich die Streifenmultiplizität durch die Ablenkung der driftenden Elektronen auf ihrem Weg zu den Anodenstreifen. Abbildung 4.14 zeigt die Abhängigkeit der Streifenmultiplizität von der Effizienz als Beispiel für die angegebenen Betriebsparameter. Aufgeführt sind hier die Streifenmultiplizitäten bei einem Betrieb ohne Magnetfeld ("ohne Magnetfeld 0°"), mit Magnetfeld, aber ohne Kompensation durch Drehung des Detektors ("mit Magnetfeld 0°"), und bei Drehung des Detektors um den gemessenen Lorentzwinkel ("mit Magnetfeld 7°, Lorentzwinkel kompensiert").

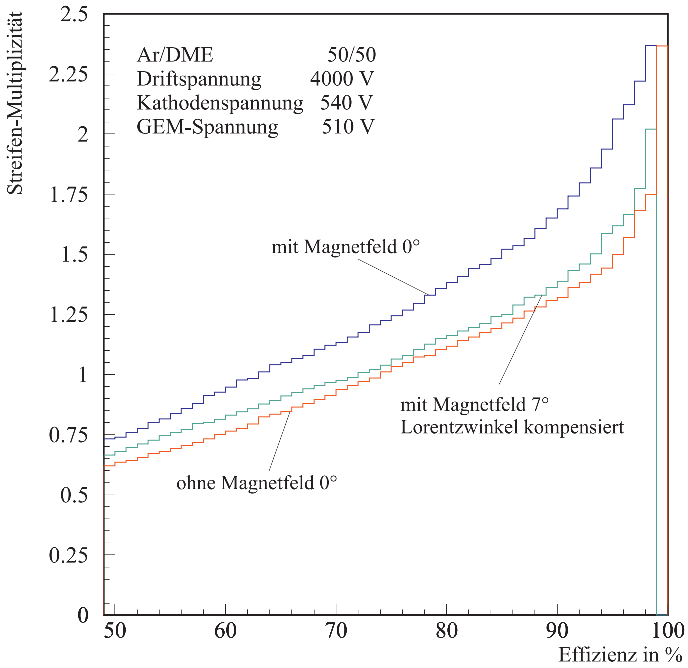

Abbildung 4.14: Streifenmultiplizitäten einer GEM-MSGC mit 6 mm Bauhöhe als Funktion der Effizienz. Eingezeichnet sind die Multiplizitäten für den Betrieb ohne Magnetfeld ("ohne Magnetfeld 0°"), für den Betrieb im Magnetfeld, aber nicht gedrehtem Detektor ("mit Magnetfeld 0°"), und für den Fall der Kompensation des Lorentzwinkels durch Drehung des Detektors um den Winkel α_L ("mit Magnetfeld 7°, Lorentzwinkel kompensiert").

Durch Drehung des Detektors um den Winkel α_L läßt sich die Verbreiterung des Signals nahezu vollständig kompensieren. Eine solche Kompensation ist jedoch bei HERA-B nicht vorgesehen. Das Meßziel ist hier der Nachweis einer Asymmetrie bei B- und $\overline{B}$-Zerfällen. Da die Identifikation des zerfallenen B-Mesons über die Ladungsvorzeichen von Leptonen aus dem Zerfall des assoziierten B-Mesons im Tagging-Pfad erfolgt, ist die Messung abhängig von der Ablenkung im Magnetfeld. Durch Umpolen des HERA-B-Magneten muß sichergestellt werden, daß es keine Detektorasymmetrie gibt. Dann jedoch würden die gedrehten GEM-MSGC Detektoren falsch orientiert sein. Für den vorgesehenen Betrieb bei HERA-B sind also die Meßwerte ohne Magnetfeld und mit Magnetfeld bei nicht gedrehtem Detektor von Interesse.

Eine Zusammenfassung dieser Streifenmultiplizitäten bei Effizienzen von 95 % und 98 % in Ar/DME (50/50) und Ar/DME (80/20) sind in Tabelle 4.3 und 4.4 aufgeführt. Es läßt sich festhalten, daß bei einem Betrieb mit Ar/DEM (50/50) die Erhöhung der Streifenmultiplizität durch das Magnetfeld im Hinblick auf den Betrieb bei HERA-B tolerabel ist. Die Streifenmultiplizität bei einem Betrieb mit Ar/DME (80/20) ist jedoch schon ohne Magnetfeld sehr hoch.

Vergleich mit früheren Messungen mit einer MSGC ohne GEM-Folie

Bereits im April 1996, also noch vor Verwendung von GEM-Folien, wurde bei einem Strahltest am Paul-Scherrer-Institut (PSI) in Villigen (Schweiz) die Streifenmultiplizität einer herkömmlichen MSGC gemessen, wobei die Elektrodenstruktur ebenfalls einen Wiederholabstand von 300 μm besaß. Bei einer Bauhöhe von 3,3 mm und einer Driftfeldstärke von $E_{Drift} = 10{,}0$ kV/cm wurde bei einer Effizienz von 98 % eine Streifenmultiplizität von 1,44 gemessen [Vis96].

Die Streifenmultiplizität hängt ab von der transversalen Diffusion der Elektronen während der Drift zu den Anodenstreifen. Die Verbreiterung durch Diffusion ist dabei proportional zu $\sqrt{d}$ des Driftweges d [Hux74].

Der Vergleich mit den gemessenen Werten bei einer GEM-MSGC mit einer Bauhöhe von 6,0 mm zeigt, daß die dort gemessenen höheren Werte sich mit der Diffusion aufgrund der fast verdoppelten Bauhöhe erklären lassen. Zudem erwartet man durch die GEM-Folie mit einem Lochwiederholabstand von 100 μm und einem Wiederholabstand der Anodenstreifen von 300 μm keine signifikante Verbreiterung der driftenden Elektronenwolke.

Betriebsparameter	**Effizienz**	**Streifenmultiplizität** (B = 0 T)	(B = 0,85 T)
Ar/DME (50/50)	95 %	1,70	1,90
E_{Drift} = 8,3 kV/cm			
U_K = 540 V			
ΔU_{GEM} = 510 V	98 %	1,85	2,10
Ar/DME (50/50)	95 %	1,60	2,05
E_{Drift} = 6,7 kV/cm			
U_K = 540 V			
ΔU_{GEM} = 510 V	98 %	2,05	2,35

Tabelle 4.3: Streifenmultiplizitäten einer GEM-MSGC mit 6 mm Bauhöhe bei Betrieb in Ar/DME (50/50). Für die Messung der Streifenmultiplizitäten bei dem Betrieb im Magnetfeld wurde keine Kompensation des Lorentzwinkels α_L vorgenommen.

Betriebsparameter	**Effizienz**	**Streifenmultiplizität** (B = 0 T)	(B = 0,85 T)
Ar/DME (80/20)	95 %	2,40	2,90
E_{Drift} = 6,7 kV/cm			
U_K = 420 V			
ΔU_{GEM} = 420 V	98 %	2,70	3,35
Ar/DME (80/20)	95 %	2,30	-
E_{Drift} = 5,0 kV/cm			
U_K = 450 V			
ΔU_{GEM} = 420 V	98 %	2,60	-

Tabelle 4.4: Streifenmultiplizitäten einer GEM-MSGC mit 6 mm Bauhöhe bei Betrieb in Ar/DME (80/20). Für die Messung der Streifenmultiplizitäten bei dem Betrieb im Magnetfeld wurde keine Kompensation des Lorentzwinkels α_L vorgenommen. Da eine Verwendung der Zählgasmischung Ar/DME (80/20) für HERA-B nicht vorgesehen ist, wurden aus Zeitgründen bei einer Driftfeldstärke von E_{Drift} = 5,0 kV/cm keine Daten beim Betrieb mit Magnetfeld aufgenommen.

4.6 Alterungsmessungen mit GEM-MSGCs

Im Akzeptanzbereich des Inneren Spurkammersystems wird bei einer Ereignisrate von 40 MHz eine Teilchenflußdichte von $2 \cdot 10^5 \frac{1}{\mathrm{r}_\perp^2} \frac{\mathrm{MIPs}}{\mathrm{mm}^2\mathrm{s}}$ erwartet (MIP = Minimum Ionising Particle), wobei $r_\perp$ der radiale Abstand vom Strahl ist. Innerhalb eines Betriebsjahres werden die Detektoren durch die integrierten Raten einer Strahlenbelastung von bis zu 1 Mrad/a (10 kGy/a) ausgesetzt.

Bei einer geplanten Betriebszeit von mehreren Jahren müssen die Detektoren also sehr beständig gegen Strahlenschäden sein.

4.6.1 Hochraten- und Alterungstests

Bei einem Testbetrieb unter nominellen Teilchenflüssen lassen sich aber die Betriebseigenschaften und mögliche Veränderungen nur in "Echtzeit" studieren. Dies ist natürlich für die im späteren Experiment vorgesehenen Betriebszeiten im Labor nicht durchführbar.

Um also in kürzeren Zeitabschnitten die geplanten Betriebszeiten zu simulieren, müssen die Alterungstests im Labor beschleunigt werden. Dazu wird mit einer Röntgenröhre bestrahlt, deren Photonenfluß ein Vielfaches des später im Experiment auftretenden Teilchenflusses ermöglicht. Als Maß für die simulierte Betriebszeit gilt dann die auf der Anode pro Zentimeter akkumulierte Ladung. Für eine GEM-MSGC mit einer Gesamtgasverstärkung von 4000, einer durchschnittlichen Betriebszeit bei HERA-B von 10^7 s/a und einem mittleren Teilchenfluß von $1 \cdot 10^4$ MIPs/mm^{2}s ergibt sich eine Ladungsakkumulation von ungefähr 5 mC/cm pro Betriebsjahr.

4.6.2 Was bedeutet Alterung?

Die Alterung von Gasdetektoren beim Betrieb mit ionisierender Strahlung ist ein immer wieder heiß diskutiertes Thema im Detektorbau. Die Prozesse, die zur Alterung (*ageing*) führen, sind sehr komplex. Darum sind verschiedene Experimente zur Alterung nur schwer vergleichbar, da Alterungsphänomene von sehr vielen Parametern abhängen und jedes Experiment andere Parametersätze verwendet. Eine Extrapolation auf andere Bedingungen ist nur sehr bedingt möglich.
Daraus ergibt sich klar die Notwendigkeit, Alterungsuntersuchungen unter den jeweils experimentspezifischen Rahmenbedingungen durchzuführen.

Unter dem Phänomen Alterung versteht man ganz allgemein eine Verschlechterung der Detektoreigenschaften, so z. B. folgende Beobachtungen:

- Die Pulshöhe des Ausgangssignals des Gasdetektors fällt mit fortschreitender Betriebszeit ab.
- Die Energieauflösung des Detektors wird schlechter.

- Es fließt auch ohne Bestrahlung ein Strom zwischen Driftkathode und Anoden.

Ein detailliertes und wirklich quantitatives Verständnis der Alterungsprozesse gibt es (noch?) nicht. Trotzdem lassen sich aus dem Betrieb von Vieldrahtproportional- und Driftkammern in den letzten Jahrzehnten einige Schlußfolgerungen entnehmen (siehe z. B. [VaV86], [Kad90]):

- Die Lawinenbildung beim Gasverstärkungsprozeß kann als Mikroplasmaentladung betrachtet werden. In diesem Plasma werden die Zählgase und vorhandene Verunreinigungen zum Teil zersetzt, so daß es zur Bildung von teilweise recht aggressiven Radikalen kommt. Diese freien Radikale können sich zu langen Molekülketten verbinden (Polymerisation) und sich dann auf den Elektroden ablagern. Diese Ablagerungen reduzieren das elektrische Feld z. B. an der Anode, und damit nimmt die Gasverstärkung bei gleicher Spannung ab.

- Verunreinigungen, die diesen Prozeß unterstützen, können bereits im Kammergas vorhanden sein oder auch durch Ausgasen von Baumaterialien oder Komponenten des Gassystems in die Kammer gelangen. Dies sind z. B. Halogene aus PVC-Schläuchen und GFK (glasfaserverstärkter Kunstoff), kohlenstoffhaltige Polymere aus "Öl-Bubblern" oder Silizium aus Gummidichtungen, Schläuchen, Fetten ("Silikonfett") und G10-Material (glasfaserverstärktes Epoxydharz). Hier reichen schon Verunreinigungen von wenigen ppm, um signifikante Alterungserscheinungen auszulösen.

Neben dem grundsätzlichen Versuch, diese Quellen der Verunreinigung und zur Polymerisation neigende Zählgase (z. B. Kohlenwasserstoffe) zu vermeiden, wird in der Literatur aber auch von "Verunreinigungen" gesprochen, die Alterungsphänomene vermeiden oder verlangsamen:

- Gaszusätze aus organischen Verbindungen mit Gruppen, die Sauerstoff enthalten, neigen weniger zur Polymerisation. Der atomare Sauerstoff bildet in Reaktionen mit Kohlenwasserstoffen stabile, leicht flüchtige Moleküle (CO, CO_2, H_2O, H_2), die aus dem Detektor gespült werden. Diese Verbindungen sind z. B. H_2O, Alkohole, Methylal und Dimethylether (DME) $(CH_3)_2O$. Mit DME wurden bereits vielversprechende Alterungsmessungen durchgeführt [Bou94], [Boi96], [Bec94].
  Da DME zudem mit einer hohen Primärionisation, hohe Driftgeschwindigkeit und guten Eigenschaften als Quencher geeignete Zählgaseigenschaften besitzt, wurde eine Mischung aus Argon und Dimethylether im Verhältnis 1:1 als Zählgasmischung für den Betrieb der GEM-MSGCs gewählt.

- Durch Wasserdampfzusatz wird die Leitfähigkeit schon vorhandener Verunreinigungen verbessert und damit die Lebensdauer des Detektors erhöht. Die Verbesserung der Leitfähigkeit gilt natürlich nicht nur für mögliche Ablagerungen, sondern für alle Oberflächen von Isolatoren im Gasvolumen, wie z. B. das GFK-Rahmenmaterial, das Kapton der GEM-Folie oder die Kleberränder.

Im Rahmen der Untersuchungen des Hochraten-Betriebsverhalten der GEM-MSGC wurde zur Vermeidung von elektrischen Überschlägen in der GEM-Folie und an der Klebestelle des Rahmens auf das MSGC-Substrat dem Zählgas Wasserdampf in einer Konzentration von 0,3 % beigemischt. Die Überschläge konnten tatsächlich vermieden verden, der Wasserdampfzusatz führte aber zu erheblicher Anodenalterung (siehe Abschnitt 4.6.5).

Wie repräsentativ sind beschleunigte Alterungsmessungen mit Röntgenstrahlen?

Für die Interpretation von beschleunigten Alterungsmessungen durch hohe Photonenflüsse einer Röntgenröhre sind einige Punkte zu bemerken:

- Die Konversion eines Cu-K_α-Photons erzeugt ungefähr 320 Primärelektronen und damit rund 10 mal mehr als ein minimalionisierendes Teilchen beim Durchfliegen des 3 mm hohen Gasvolumens des Driftraumes (siehe Kapitel 4.3 und 4.6.5). Betreibt man die GEM-MSGC mit den für die später vorgesehene Gasverstärkung erforderlichen Betriebsspannungen an der GEM-Folie und an den Kathoden, so ist die Ionendichte in der Lawine bei einem Betrieb mit Röntgenstrahlen ebenfalls 10 mal höher als bei minimalionisierenden Teilchen.
  Ist die aller Ansicht nach für Alterung verantwortliche Polymerisationsrate proportional zur Radikaldichte, die ihrerseits proportional zur Elektronendichte in der Lawine sein wird, dann ist bei Röntgenbestrahlung die Belastung deutlich höher.

- Auch bei einer Beschleunigung der Alterungsmessung durch Erhöhung des Teilchenflusses ist die Ionendichte in Anodennähe höher als bei nominellem Teilchenfluß. Damit steigt auch wieder die Radikaldichte und die Polymerisationsrate. Es ist nicht offensichtlich, ob ein höherer Gasfluß durch den Detektor dies wieder ausgleichen kann, da die Ionen und Radikale in der Gasverstärkungslawine nicht ausreichend langlebig sind, um sich durch den Gasfluß nennenswert zu bewegen. Nur langlebige Komponenten wie Fragmente oder Verunreinigungen, die durch Ausgasen oder in der Lawine selbst erzeugt werden, können durch den Gasfluß aus dem Detektorvolumen gespült werden. Durch eine Erhöhung des Gasflusses ist außerdem nicht sichergestellt, daß auch tatsächlich das Gas im Detektor häufiger ausgetauscht wird. Durch die Bildung von Wirbeln oder Strömungen können Bereiche entstehen, in denen das Gas nur wenig ausgetauscht wird.

- Aufgrund der unterschiedlichen Energiedeposition durch Konversion von Photonen und durch den Energieverlust von minimalionisierenden Teilchen ist die Strahlenbelastung im Material verschieden.
  So ist z. B. die lokale Energiedeposition in der *diamond-like Coating*-Schicht bei Konversion eines Photons deutlich höher als der Energieverlust eines minimalionisierenden Teilchens. Durch die geringe Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen in der dünnen Kohlenstoffschicht ist jedoch die Flächenbelastung der Schicht bei gleichem Teilchenfluß mit minimalionisierenden Teilchen um eine Größenordnung höher.

Durch die Strahlenbelastung gegebenenfalls verursachte Veränderungen der *Coating*-Schicht, die zu Veränderungen der Feldstruktur zwischen Anoden und Kathoden führen, können also im Experiment anders sein als bei den Labortests.
Kommt es durch Bestrahlung zu einem verstärkten Ausgasen von Verunreinigungen aus den Baumaterialien, so sind auch hier Unterschiede zwischen Labortests und Experiment möglich.

- Es war bisher allgemein üblich, nur jeweils kleine Flächen von wenigen Quadratmillimeter des Detektors zu bestrahlen. Sollte dieser Bereich durch Anodenalterung geschädigt sein, so bleiben dann genügend andere unbestrahlte Bereiche für weitere Tests, ohne daß durch einen neuen Testdetektor wieder andere Parametersätze berücksichtigt werden müssen. Neuere Untersuchungen in unserer Arbeitsgruppe zeigen jedoch, daß eine Bestrahlung auf kleiner Fläche im Vergleich zu großflächiger Bestrahlung ein zu optimistisches Bild des Alterungsverhaltens geben können [Ric99].

Also können Alterungsmessungen mit Röntgenstrahlen im Labor nur der erste Schritt sein. Es ist notwendig, auch eine großflächige und intensive Bestrahlung mit Teilchen, z. B. am Paul-Scherrer-Institut, Villigen (Schweiz), durchzuführen. Dies macht jedoch nur dann Sinn, wenn die Tests im Labor zu keiner Alterung der Detektoren führten.

Ziel der Alterungsmessungen

Das Ziel der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Alterungsmessungen war es demnach, diejenigen Materialien und Kleber zu finden, die bei einem Langzeitbetrieb mit Ar/DME (50/50) und Hochratenbestrahlung mit Röntgenstrahlen zu keiner Alterung führen.

In diesem Sinne sind die in den Abschnitten 4.6.4 bis 4.6.10 aufgeführten Erkenntnisse keine chronologische Ergebnisfolge, sondern die Zusammenfassung aus vielen unterschiedlichen Tests.

4.6.3 Meßaufbau für Alterungstests

Die Alterungsmessungen wurden am sogenannten Hochratenmeßstand durchgeführt. Hier steht eine Röntgenröhre zur Verfügung, die eine intensive Bestrahlung ermöglicht. Eine ausführliche Beschreibung dieses Teststandes ist in [Hot97] zu finden, im folgenden werden nur die für die Alterungsmessungen relevanten Komponenten noch einmal erwähnt und vorgenommene Veränderungen beschrieben.

Röntgenröhre

Die Röntgenröhre ist eine Mikrofokus-Röntgenröhre der Firma Feinfocus [Feinf]. Mit Beschleunigungsspannungen von bis zu 160 kV und Anodenströmen von bis zu 1,1 mA können Flußdichten von bis zu 10^7 K_α-Photonen/mm^{2}s erreicht werden. Betrieben wurde die Röntgenröhre immer mit einer Kupferanode und typischerweise mit einer Beschleunigungsspannung von 37 kV. Da die Röhre für Anodenströme kleiner als 0,2 mA über längere Zeit nicht stabil arbeitet, wurde die GEM-MSGC in einem Abstand von ungefähr 80 cm montiert, so daß für den Hochratenbetrieb Ströme von 0,4-0,8 mA notwendig waren. Durch einen verstellbaren Bleikollimator wurde der bestrahlte Bereich der GEM-MSGC festgelegt.

Gassystem

Für die Versorgung der GEM-MSGC mit Zählgas wurde ein hochreines Gassystem aus Edelstahlkomponenten verwendet. Neben Rohren, flexiblen Schläuchen, Klemmring-Verschraubungen, Faltenbalgventilen und Druckminderern aus Edelstahl wurden nur O-Ringe aus Kalrez benutzt. Dieses Material verursacht keine Ausgasungen und ist vor allem beständig gegen DME.

Für die Alterungsmessungen wurde der Silikonöl-Bubbler am Auslaß entfernt. Dadurch soll vermieden werden, daß Silikonöldämpfe trotz der 10 m langen Abgasleitung doch in die GEM-MSGC zurückdiffundieren.

Interne α-Quelle

Das Zählgas kann mit α-Teilchen angereichert werden. Durch die hohen Energiedepositionen dieser Teilchen kann so ein Betrieb mit starkionisierenden Teilchen auch im Labor simuliert werden.

Die in einem Bypass eingebaute sogenannte interne α-Quelle besteht aus einem Edelstahltopf, der ungefähr 10 g Thoriumpulver enthält. Beim Zerfall des Thoriums entsteht Radon, das mit dem Zählgas in das Detektorvolumen der GEM-MSGC gelangt und mit einer Halbwertszeit von 56 s unter Emission eines α-Teilchens zerfällt. Damit läßt sich eine α-Rate von etwa 10 Hz für vier zusammengefaßte Anodenstreifen erzielen.

H_2O-Reservoir

Um elektrische Überschläge in der GEM-Folie und am Kleberrand der Übergangsstelle zwischen Substrat und Rahmen versuchsweise zu vermeiden und so einen stabileren Detektorbetrieb zu gewährleisten, wurde der Zählgasmischung in einigen Fällen 0,3 % Wasserdampf beigemischt.

Dazu wurde in das Gassystem in einem separat zu öffnenden und schließenden Bypass ein Gefäß mit Reinst-Wasser eingebaut. Dieses Gefäß wurde in das Kühlbad eines Kryostaten gestellt, und so konnte über die Kühlbadtemperatur des Kryostaten der Dampfdruck über dem Wasser bzw. Eis in dem Topf eingestellt werden. Das Zählgas strömte bei geöffnetem Bypass über das Wasser bzw. das Eis und wurde dabei mit dem Verhältnis von Dampfdruck zu Umgebungsdruck mit Wasserdampf angereichert.

Auslese

Die bei der Konversion eines Photons im Zählgas entstandene Ladung verteilt sich aufgrund des kleinen Wiederholabstandes auf mehrere Streifen. Um eine Energieauflösung zu erhalten, wurde deshalb die GEM-MSGC nicht in Einzelstreifenauslese betrieben, sondern es wurden jeweils vier nebeneinanderliegende Anodenstreifen zu einer 4er-Gruppe zusammengefaßt. Diese Veroderung findet bereits auf dem MSGC-Substrat statt, wo außerhalb des aktiven Bereichs jeweils vier Anodenstreifen zu einem Auslesekanal zusammengeführt werden.

Die Anoden wurden wieder mit dem VV50-Vorverstärker [VV50] ausgelesen. Um sowohl die Gesamtgasverstärkung als auch die einzelnen Gasverstärkungen an der GEM-Folie und der MSGC-Struktur getrennt messen zu können, wurden Vorverstärker mit einem Konversionsfaktor von 1,2 mV/fC oder 15 mV/fC verwendet. Die verstärkten Signale wurden von einem 8-Bit FADC DL401 [DL401] mit einer Taktfrequenz von 100 MHz digitalisiert. Die Ableitung der Triggersignale zur Auslese der FADCs erfolgte über einen 16-Kanal Diskriminator DL504 [DL504]. Hier wurden auch die Signalraten der einzelnen Kanäle von einem 4-Kanal-Ratenmesser DL635-1 [DL635] gemessen.

Das Auslesen der FADCs und des Ratenmessers, eine *Online*-Analyse und die Speicherung der Daten erfolgte wieder mit einem Macintosh-Computer und dem Programm "FADCReadout&Ana" [Feu]. Bei der *Online*-Analyse der Daten interessieren bei Langzeitmessungen vor allem das Pulshöhenspektrum und die zeitliche Entwicklung der *Peak*-Position. Eine ausführliche Beschreibung des Programms mit allen *Online*-Analyseschritten ist in [Hau98] zu finden.

4.6.4 Elektrodenmaterial der MSGC

Anforderungen

An das Leiterbahnmaterial für die Elektrodenstruktur auf dem MSGC-Substrat werden im wesentlichen folgende Anforderungen gestellt:

- Um bei Anodenlängen von bis zu 28 cm Länge noch schnelle Signale zu erhalten, muß der elektrische Widerstand klein sein.
- Das Material muß für die Verarbeitung in einem lithographischen Verfahren geeignet sein. Dies bezieht sich sowohl auf eine Möglichkeit der Auftragung durch vorherige Verdampfung als auch auf die erreichbare Qualität z. B. der Leiterbahnkanten.
- Das Material darf sich nicht negativ auf den Langzeitbetrieb des Detektors auswirken. Es darf also keine Alterung auftreten.
- Das Material sollte mechanisch robust sein. Dies ermöglicht eine intensivere Reinigung des Glassubstrats von Seiten des Herstellers IMT [IMT], aber auch eine erhöhte Beständigkeit bei auftretenden elektrischen Überschlägen während des Betriebs.

Als Elektrodenmaterialien wurden im Rahmen dieser Arbeit Gold und Aluminium verwendet. Das sehr robuste Material Chrom wurde aufgrund des hohen elektrischen Widerstandes für einen Anodenstreifen (Chrom gesputtert 270 kΩ/m, Chrom aufgedampft 1,5 MΩ/m) nicht weiter in Betracht gezogen (siehe auch [Bre97]).

- Eine Goldanode besitzt mit 10 kΩ/m einen sehr geringen Widerstand. Jedoch ist Gold sehr weich und daher anfällig für Beschädigungen während der Reinigungsprozeduren nach der Beschichtung. Zudem sind Goldstrukturen nicht resistent bei elektrischen Überschlägen: Nahezu jeder Überschlag führte zu einer sichtbaren Beschädigung oder gar zum Unterbruch der Anode.
- Aluminium ist mechanisch deutlich robuster und erlaubt so eine bessere Reinigung der Struktur. Zudem bietet es eine größere Beständigleit gegenüber elektrischen Überschlägen. Der elektrische Widerstand liegt nur wenig über dem von Gold.
  In der Literatur über Alterungsphänomene wird jedoch bereits erwähnt, daß Aluminium nur bedingt als Kathodenmaterial geeignet ist (z. B. [Kad90]).

Ergebnisse der Alterungsuntersuchungen

Aluminium erwies sich in den Langzeittests mit Röntgenbestrahlung als nicht geeignet. Sowohl bei einem Betrieb mir Ar/CO_2 (70/30) als auch mit Ar/DME (50/50) wurde nach akkumulierten Ladungen, die weniger als einem HERA-B-Jahr entsprachen, eine deutliche Abnahme der Pulshöhe beobachtet. Eine anschließende optische Inspektion der geöffneten GEM-MSGC zeigte deutliche Schäden an den Aluminium-Kathoden.

Abbildung 4.15 zeigt die Elektrodenstruktur nach dem Betrieb mit Ar/CO_2 (70/30) und einer Ladungsakkumulation auf der Anode von 2,7 mC/cm. Dies entspricht einer Betriebszeit von ungefähr einem halben HERA-B-Jahr. Die Pulshöhe war im Laufe der Bestrahlung auf 30 % des ursprünglichen Wertes gefallen. Die Gesamtgasverstärkung zu Beginn der Langzeitmessung betrug 3600, wobei die Potentialdifferenz an der GEM-Folie so gewählt war, daß dort mit einem Faktor 10 vorverstärkt wurde. Das Driftfeld betrug 7,5 kV/cm. Bestrahlt wurde eine Fläche von 350 mm^2 mit einem Teilchenfluß von $8 \cdot 10^3$ Photonen/mm^2s. Durch die 10fach höhere Primärionisation eines Cu-K_α-Photons verglichen mit einem minimalionisierenden Teilchen (MIP), entspricht dies, bezogen auf die Ladungsakkumulation, einem Teilchenfluß von $8 \cdot 10^4$ MIPs/mm^2s. Der Gasfluß betrug 10 ml/min. In Abbildung 4.15 sind auf den Kathoden deutlich Blasen zu erkennen, die jedoch nur im bestrahlten Bereich auftraten (linkes Bild). Im rechten Bild sind die Blasen vergrößert zu sehen. Vereinzelt konnte es sogar vorkommen, daß diese Blasen aufgeplatzt waren und das Material in den Transferraum ragte.

Abbildung 4.16 zeigt die Schäden an Aluminiumkathoden nach einem Betrieb mit Ar/DEM (50/50) und einer Ladungsakkumulation von 4,7 mC/cm: Die Kathoden sind übersät mit kleinen Kratern. Die Pulshöhe war im Laufe des Betriebes auf 80 % des Anfangswertes abgefallen. Die Gasamtgasverstärkung betrug 5000, wobei auch hier wieder eine GEM-Verstärkung von 10 eingestellt war. In diesem Fall wurde eine Fläche von 150 mm^2 mit einer Teilchenrate von $20 \cdot 10^3$ Photonen/mm^2s ($= 20 \cdot 10^4$ MIPs/mm^2s) bestrahlt.

Bewertung

Die deutliche Abnahme der Gasverstärkung schon bei vergleichsweise geringen Betriebszeiten und die beobachteten Schäden auf den Aluminiumkathoden zeigen, daß Aluminium nicht als Elektrodenmaterial geeignet ist. Unter vergleichbaren Bedingungen traten bei Goldelektroden keine Alterungserscheinungen des Detektors und keine derartigen Schäden auf. Daraufhin wurde entschieden, die MSGC-Substrate der GEM-MSGCs für HERA-B mit Gold-Elektroden beschichten zu lassen.

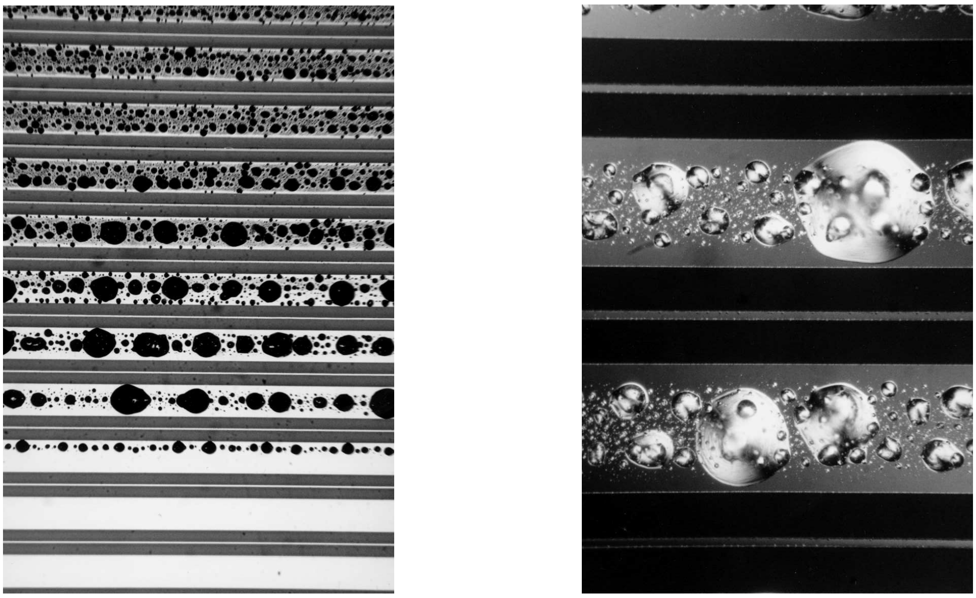

Abbildung 4.15: MSGC-Elektrodenstruktur aus Aluminium nach Hochratenbestrahlung und Betrieb mit Ar/CO_2 (70/30). Auf beiden Bildern sind die Anoden (schmale Streifen) und die Kathoden (breite Streifen) zu erkennen. Auf den Kathoden haben sich kleine und große Blasen gebildet. Diese Schädigungen traten jedoch nur im bestrahlten Bereich auf. Im linken Bild ist der Übergang zu dem nicht bestrahlten Teil des Detektors zu erkennen. Das rechte Bild zeigt eine Vergrößerung aus dem geschädigten Bereich. Betrieben wurde die GEM-MSGC mit einer MSGC-Verstärkung von 360 und einer GEM-Verstärkung von ungefähr 10. Bestrahlt wurde der Detektor mit einem Teilchenfluß von $8 \cdot 10^3$ Photonen/mm^{2}s. Die Ladungsakkumulation auf der Anode betrug 2,7 mC/cm. Die Pulshöhe war auf 30 % des ursprünglichen Wertes abgefallen.

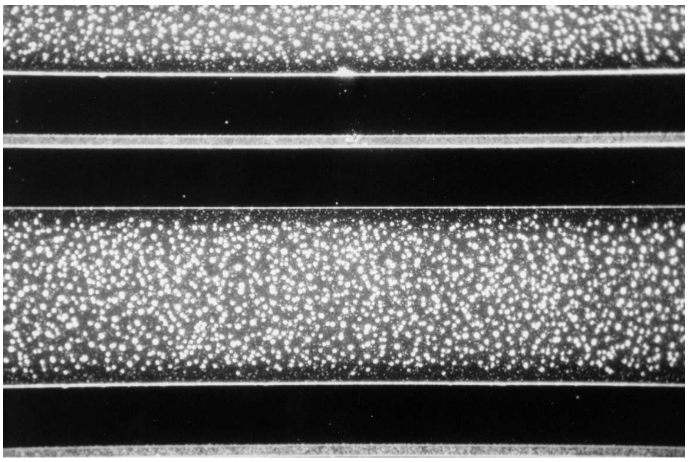

Abbildung 4.16: MSGC-Elektrodenstruktur aus Aluminium nach Hochratenbestrahlung und Betrieb mit Ar/DME (50/50). Die Kathoden (breite Streifen) sind übersät mit kleinen Kratern. Die Verstärkung an der MSGC-Struktur betrug 500, an der GEM-Folie wurde mit dem Faktor 10 vorverstärkt. Bestrahlt wurde der Detektor mit einem Teilchenfluß von $20 \cdot 10^3$ Photonen/mm^{2}s, die Ladungsakkumulation betrug 4,7 mC/cm. Die Pulshöhe war auf 80 % des ursprünglichen Wertes abgefallen.

4.6.5 Zählgas

Anforderungen

Folgende Eigenschaften spielen bei der Auswahl eines geeigneten Zählgases für den Betrieb der GEM-MSGCs bei HERA-B eine Rolle:

- Das Zählgas muß vor allem eine ausreichende Betriebssicherheit garantieren. Elektrische Überschläge zerstören die feine Mikrostreifenstruktur aus Gold und müssen deshalb vermieden werden.
  Um die seitliche Ausbreitung der Vervielfachungslawine zu minimieren und damit mögliche Überschläge zu vermeiden, muß die Molekülgaskomponente einen großen Wirkungsquerschnitt für die Absorption der in der Lawine auch entstehenden UV-Photonen, die ihrerseits Lawinen auslösen können, besitzen. Des weiteren sollen inelastische Wirkungsquerschnitte der Rotations- und Schwingungsanregungen des Moleküls die mittlere Energie der driftenden Elektronen begrenzen. Die Molekülgaskomponente muß also ein guter *Quencher* sein.
- Das Zählgas muß beständig gegen Alterung sein und darf durch den Kontakt mit anderen Baumaterialien des Detektors keine Alterung verursachen.
- Das Zählgas sollte eine hohe Primärionisation haben, damit die zur Signalregistrierung notwendige Gasverstärkung möglichst klein sein kann.
- Damit die Driftzeit bei einer Bauhöhe von 6 mm klein ist, soll das Gas eine schnelle Driftgeschwindigkeit v für Elektronen besitzen. Selbst bei einem bereits hohen Wert von $v = 5$ cm/μs ergibt sich eine Driftzeit von rund 120 ns. Bei einer Wechselwirkungsrate von 10 MHz bei HERA bedeutet dies, daß noch nicht alle Ladung an den Anoden gesammelt ist, bevor der nächste Teilchendurchgang stattfindet.
- Die transversale Diffusion bestimmt die Streifenmultiplizität und damit die *Occupancy* und die Auflösung des Detektors. Sie sollte daher klein sein.
- Wird der Detektor zusätzlich in einem Magnetfeld betrieben, so ist ein kleiner Lorentzwinkel wünschenswert, der nur eine geringe Erhöhung der Streifenmultiplizität bewirkt (siehe Kapitel 4.5).

Warum Ar/DME (50/50)?

Nach den bisher gesammelten Erfahrungen stellt die Zählgasmischung Ar/DME (50/50) einen sehr guten Kompromiß für die oben genannten Forderungen dar.

Durch den hohen Anteil an DME ist diese Gasmischung jedoch brennbar. Aus diesem Grund werden hohe Sicherheitsanforderungen für den Betrieb bei HERA-B gestellt [Hei99].
Daher erscheint die Verwendung der nichtbrennbaren Gasmischung Ar/CO_2 (70/30) für die GEM-MSGCs des Inneren Spurkammersystems als eine attraktive Alternative. Diese

Gasmischung wurde vorwiegend von der Gruppe von F. Sauli (CERN, Schweiz) für den Betrieb von GEM-MSGCs verwendet. Umfangreiche Messungen der Überschlagswahrscheinlichkeiten an der MSGC-Struktur als Funktion der Kathodenspannung bei einem Betrieb der GEM-MSGC in Ar/CO_2 (70/30) ergaben jedoch, daß die Häufigkeit von Überschlägen in dieser Zählgasmischung deutlich höher ist als in Ar/DME (50/50).
Die quantitativen Messungen [Ric99] wurden von C. Richter im Rahmen ihrer Dissertation durchgeführt. Die deutlich höhere Überschlagsrate in Ar/CO_2 (70/30) gegenüber Ar/DME (50/50) wurde auch im Rahmen dieser Arbeit quantitativ beobachtet.

Damit erfüllt die Mischung Ar/CO_2 (70/30) nicht die Forderung nach einer ausreichenden Betriebssicherheit und wurde nicht weiter als Zählgasmischung für die GEM-MSGCs verwendet.

Im folgenden wird auf einige Eigenschaften der Zählgasmischung Ar/DME (50/50) eingegangen.

Primärionisation

Bei der Ionisation des Zählgases durch ein geladenes Teilchen ist zwischen der primären Ionisation und der Gesamtionisation zu unterscheiden.

Bei der primären Ionisation handelt es sich um die primär beim Teilchendurchgang erzeugten Elektron-Ion-Paare, die aufgrund des mittleren Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ durch Ionisation und Anregung entstanden sind. Diese Elektronen können jedoch so viel Energie besitzen, daß sie ihrerseits durch Ionisation noch weitere Elektronen freisetzen können. Erst die Sekundärelektronen zusammen mit den primären Elektronen bilden die Gesamtionisation.
Die Ladung Q pro Länge L der Gesamtionisation ist gegeben durch

$$\frac{Q}{L} = \overline{N}_p \; e \; \overline{n} \quad , \tag{4.8}$$

mit
$\overline{N}_p$ = mittlere Zahl primärer Ionisationen (*Cluster*),
e = Elementarladung,
$\overline{n}$ = mittlere Zahl von Elektronen pro Cluster.

a) **mittlere Primärionisation $\overline{N}_p$**
$\overline{N}_p$ hängt vom mittleren Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ und damit von der Energie des durchfliegenden Teilchens ab. Für Elektronen und Positronen kann $\overline{N}_p$ nach [Rie72] und [Sch96a] parametrisiert werden durch:

$$\overline{N}_p = 4\pi \left(\frac{h}{mc}\right) N_{Gas} \left\{ C\frac{1}{\beta^2} + M^2 \left[\frac{1}{\beta^2} ln \left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2}\right) - 1\right]\right\} \tag{4.9}$$

mit
N_{Gas} = Gasdichte in der Einheit $\frac{Teilchen}{cm^3}$,
β = Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten von c
C, M = gasspezifische Konstanten, die von [Rie72] für eine große Anzahl von Gasen gemessen wurden.

Aus der allgemeinen Gasgleichung

$$p\ V = N\ k\ T \tag{4.10}$$

erhält man

$$N_{Gas} = \frac{N}{V} = \frac{p}{k\ T}\ . \tag{4.11}$$

Mit den Normalbedingungen p_n = 1,01325 · 10^5 Pa und T_n = 273,15 K folgt für N_{Gas} allgemein:

$$N_{Gas} = 2,6868 \cdot 10^{19} \frac{1}{cm^3} \cdot \left(\frac{p}{p_n}\right) \cdot \left(\frac{T_n}{T}\right) \tag{4.12}$$

b) **mittlere Clustergröße $\overline{n}$**
Die Clustergrößenverteilung $w(n)$ wurde von [Fis91] für die wichtigsten Edelgase und Molekülgase im Hinblick auf die Verwendung als Zählgase gemessen. Die Messungen zeigen, daß $w(n)$ für die untersuchten Kohlenwasserstoffe (CH_4, C_2H_6, C_3H_8, i-C_4H_{10}) praktisch gleich ist. Darum wurde für Dimethylether (DME) ebenfalls dieser Wert angenommen.
Für n $\geq$ 20 gilt $w(n) \propto \frac{1}{n^2}$, und so wurde für die Berechnung von $\overline{n}$ die Clustergrößenverteilung $w(n)$ für n = 1-100 berücksichtigt. Damit erhält man für Argon $\overline{n}$ = 2,31 und für DME $\overline{n}$ = 1,67.

In Tabelle 4.5 sind die Werte für die Zählgasmischung Ar/DME (50/50) zusammengefaßt. Bei der Berechnung dieser Werte wurden Effekte, die durch die Gasmischung entstehen, nicht berücksichtigt. Dazu gehört z. B. der Penning-Effekt, der auftritt wenn der metastabile Anregungszustand einer Gaskomponente energetisch höher liegt als die Ionisationsenergie der anderen Gaskomponente. Der Penning-Effekt tritt immer in Mischungen aus einem Edelgas und molekularen Gasen auf. Durch ihn kann die Zahl der primär erzeugten Ladungsträger erhöht werden. Messungen zeigen, daß dieser Effekt jedoch kleiner als 20 % ist [Kra91].

	Ar	DME	Ar/DME (50/50)
$\overline{N}_p$	22,29 $\frac{e^-}{cm}$	60,87 $\frac{e^-}{cm}$	41,6 $\frac{e^-}{cm}$
$\overline{n}$	2,31	1,67	-
$\overline{N}_{gesamt}$	51,49 $\frac{e^-}{cm}$	101,66 $\frac{e^-}{cm}$	76,6 $\frac{e^-}{cm}$

Tabelle 4.5: Primärionisationen für Argon und Dimethylether. Es sei angemerkt, daß sich für die Mischung Ar/DME (50/50) die mittlere Gesamtionisation als gewichtetes Mittel der mittleren Gesamtionisationen der einzelnen Gaskomponenten ergibt und sich nicht aus dem Produkt der gemittelten mittleren Primärionisation und einer "gemittelten" Clustergröße berechnet. Bei der Berechnung der Primärionisation wurden keine Effekte berücksichtigt, die durch die Gasmischung entstehen (z. B. Penning-Effekt).

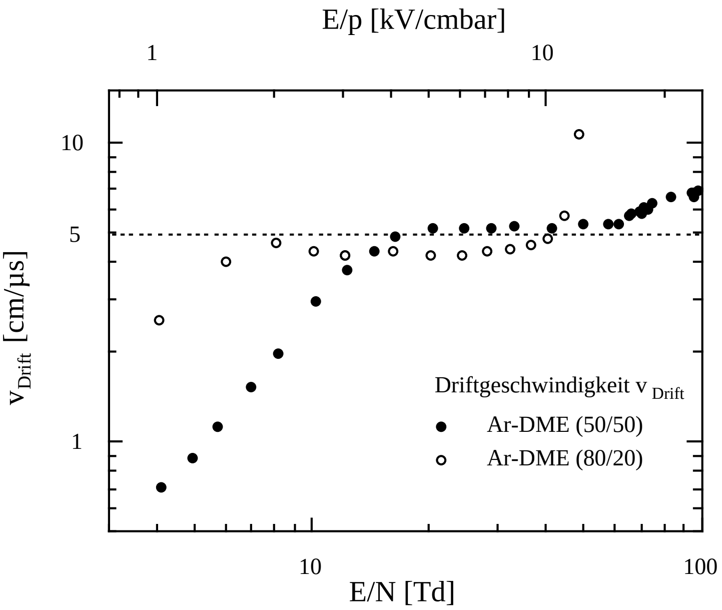

Abbildung 4.17: Driftgeschwindigkeit in den Zählgasmischungen Ar/DME (50/50) und (80/20). Die Messungen wurden mit den Meßapparaturen "VD60-Experiment" und "Hochfeld-Experiment" der Arbeitsgruppe Gasforschung durchgeführt.

Driftgeschwindigkeit

Die Werte der Driftgeschwindigkeit v_{Drift} für Elektronen in den Zählgasmischungen Ar/DME (50/50) und (80/20) wurden im Rahmen dieser Arbeit mit den Meßapparaturen "VD60-Experiment" und "Hochfeld-Experiment" der Arbeitsgruppe Gasforschung gemessen und in [Oet98] zusammengefaßt. Eine detaillierte Beschreibung der Meßmethoden befindet sich in [Ber94], [Hil95], [Mül93], [Oet96].
Abbildung 4.17 auf der vorherigen Seite zeigt die Meßpunkte der Driftgeschwindigkeit v_{Drift} als Funktion der elektrischen Feldstärke E/p in kV/cmbar (obere Achse) und als Funktion der in der Schwarmphysik üblichen reduzierten elektrischen Feldstärke E/N_{Gas} in Td* (untere Achse).

Streifenmultiplizität

Um eine kleine *Occupancy* und eine gute Auflösung zu erreichen, sollte die Streifenmultiplizität möglichst klein sein. Für die Auslese einer GEM-MSGC mit einer Bauhöhe von 6 mm mit VV50-Vorverstärkern wurde bei dem Positron-Strahltest am DESY die Streifenmultiplizität für den Betrieb ohne und mit Magnetfeld gemessen. In den Tabellen 4.3 und 4.4 (siehe Abschnitt 4.5.5) sind die Meßwerte zusammengefaßt.

Lorentzwinkel

Bei dem Betrieb einer GEM-MSGC in einem $\vec{E} \times \vec{B}$-Feld kommt es durch die Ablenkung der Elektronen aufgrund der Lorentzkraft zu einer Verbreiterung des Bereichs, in dem Elektronen auf dem MSGC-Substrat auftreffen, und damit zu einer Erhöhung der Streifenmultiplizität. Da bei einem Betrieb bei HERA-B diese Verbreiterung nicht durch Drehen des Detektors ausgeglichen wird, sollte der Lorentzwinkel klein sein. In Tabelle 4.2 (siehe Abschnitt 4.5.4) sind die gemessenen Lorentzwinkel aufgeführt.

Zählgas mit oder ohne Wasserdampfzusatz?

Für diese Untersuchungen wurde eine sogenannte "saubere" GEM-MSGC gebaut. Diese bestand aus einem gewönlichen MSGC-Substrat, einer GEM-Folie und Rahmenbauteilen aus Glas sowie einem Deckel aus Glas, der mit Gold bedampft war. Der Detektor wurde mit Ar/DME (50/50) und einem Gasfluß von 10 ml/min betrieben. Bestrahlt wurde wieder mit Cu-K_α-Photonen der Röntgenröhre, diesmal mit einem Teilchenfluß, der bezogen auf die Ladungsakkumulation einem Teilchenfluß von $20 \cdot 10^4$ MIPs/mm^{2}s entspricht. Die bestrahlte Fläche war 150 mm^2. Die Gesamtgasverstärkung betrug 4500, und an der GEM-Folie wurde mit einem Faktor 20 vorverstärkt. Die Driftfeldstärke betrug 6,7 kV/cm.

Durch Öffnen und Schließen des Bypasses mit dem H_2O-Reservoir im Kühlbad des Kryostaten konnte kontrolliert und reproduzierbar dem Zählgas Wasserdampf beigemischt

*1 Td = 10^{-21} Vm^2

werden. Die Kühltemperatur betrug -8 °C, so daß der Wasserdampfanteil im Zählgas 0,3 % betrug. Der Langzeit-Hochratenbetrieb lieferte folgende Resultate:

- Bei der Verwendung von Wasserdampf im Zählgas konnte ein deutlich stabileres Betriebsverhalten der GEM-MSGC beobachtet werden.
  Während einer Betriebszeit von 48 Stunden traten keine Überschläge in der GEM-Folie auf, obwohl sonst bei den betriebenen *single-etched* GEM-Folien Überschlagsraten zwischen 1 und 60 Sparks/Stunde gemessen wurden. Durch das sogenannte *double-copper-etching* läßt sich jedoch auch bei einem Betrieb mit "trockenem" Zählgas eine Sparkrate von weniger als 10 Sparks in 24 Stunden Betrieb erreichen.
  An der Klebestelle des Rahmens auf das MSGC-Substrat traten bisher am Kleberrand elektrische Überschläge zwischen Anoden- und Kathodenstreifen auf, die zu einer Zerstörung der Anodenstreifen führen können. Diese Überschläge konnten durch den Wasserdampfzusatz vermieden werden. Auf eine andere elegante Lösung des sogenannten Randproblems, die einen Betrieb auch mit "trockenem" Zählgas erlaubt, wird in Abschnitt 4.6.10 eingegangen.

- Der Betrieb mit Wasserdampfzusatz führte jedoch zu einer massiven Anodenalterung!

Abbildung 4.18 zeigt die zeitliche Entwicklung der Pulshöhen für den Betrieb ohne und mit 0,3 % Wasserdampfzusatz in dem Zählgas Ar/DME (50/50). Betrieben wurde die GEM-MSGC mit einer Gasverstärkung von ungefähr 5000, wobei die reine MSGC-Verstärkung ungefähr 250 betrug. Bestrahlt wurde eine Fläche von 100 mm^2 mit einem Teilchenfluß von $20 \cdot 10^3$ Photonen/mm^2s. Der Gasfluß betrug 10 ml/min.

Bei der Verwendung von "trockenem" Ar/DME ist die Pulshöhe nach einer Betriebszeit, die ungefähr einem HERA-B-Jahr entspricht, nur um 7 % abgefallen. Die akkumulierte Ladung betrug hier 4,7 mC/cm. Bei einem Wasserdampfzusatz im Zählgas ist die Pulshöhe bereits nach einer nur halb so langen Betriebszeit auf unter 40 % des ursprünglichen Wertes abgefallen.

Unter dem Mikroskop ist die starke Anodenalterung zu erkennen. In Abbildung 4.19 ist ein dicker Belag auf den Anoden zu sehen. Bei sogenannter Hellfeldbeleuchtung (linkes Bild) ist der Beginn dieses Belages auf beiden Seiten der Anoden zu erkennen. Diese die Anode komplett bedeckende Schicht wird in der sogenannten Dunkelfeldbeleuchtung (rechtes Bild) sichtbar: Der ganze Anodenstreifen leuchtet hell. Bei einer glatten Oberfläche würden nur die Ränder als heller Streifen, die Oberfläche jedoch dunkel erscheinen, wie dies auch bei dem unbeschädigten Kathodenstreifen am linken Rand der Bilder zu erkennen ist. Abbildung 4.20 zeigt einen Anodenstreifen, von dem zusätzlich noch wurmartige Wucherungen in der Ebene des MSGC-Substrats ausgehen.

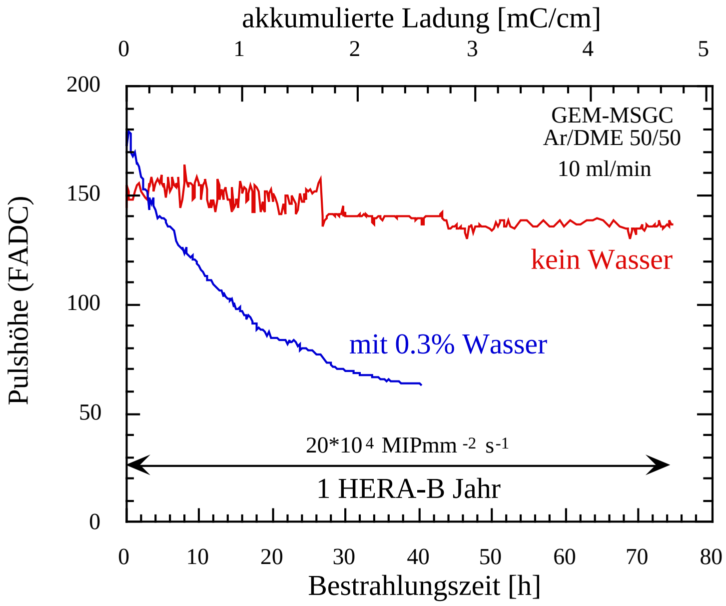

Abbildung 4.18: Zeitliche Entwicklung der Pulshöhe bei einem Betrieb mit Ar/DME (50/50) ohne und mit 0,3 % Wasserdampfzusatz. Bei einem Betrieb ohne Wasserdampfzusatz wurde nach einer Ladungsakkumulation von 4,7 mC/cm eine Abnahme der Pulshöhe um nur 7 % beobachtet. Bei Wasserdampfzusatz zum Zählgas ist die Pulshöhe bereits nach einer nur halb so langen Betriebszeit auf unter 40 % des ursprünglichen Wertes abgefallen. Die GEM-MSGC wurde mit einer MSGC-Verstärkung von ungefähr 250 und einer Gesamtgasverstärkung von 5000 betrieben. Es wurde eine Fläche von 100 mm^2 mit einem Teilchenfluß von $20 \cdot 10^3$ Photonen/mm^{2}s bestrahlt.

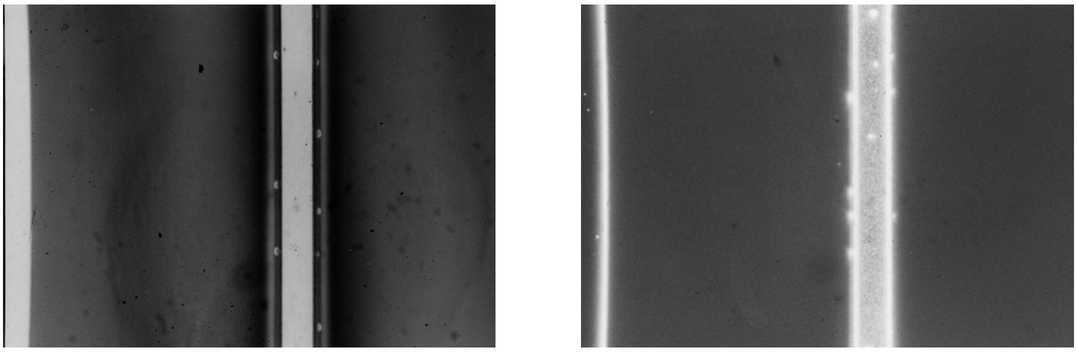

Abbildung 4.19: Ablagerungen auf einer Anode nach dem Betrieb mit Ar/DME (50/50) und 0,3 % Wasserdampfzusatz. Im linken Bild (Hellfeldbeleuchtung) erkennt man links und rechts neben den Anodenstreifen die Ränder des Belags. Die Aufnahme mit Dunkelfeldbeleuchtung (rechtes Bild) zeigt, daß der Belag den ganzen Anodenstreifen bedeckt. Bei einer glatten Oberfläche würde diese dunkel erscheinen, und nur die Streifenränder würden hell leuchten. Dies sieht man bei den unbeschädigten Kathodenstreifen jeweils am linken Rand der Aufnahmen. Betrieben wurde die GEM-MSGC mit einer MSGC-Verstärkung von ungefähr 250 und einer Gesamtverstärkung von 5000. Die Ladungsakkumulation betrug 2,6 mC/cm.

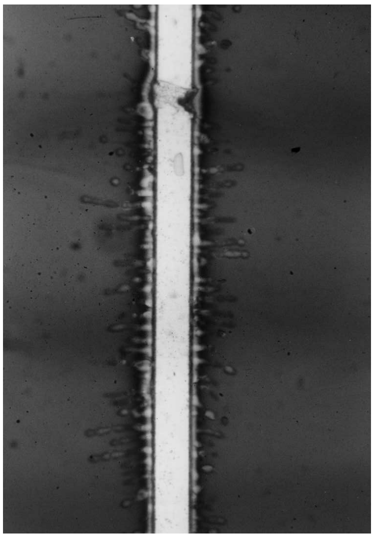

Abbildung 4.20: Anodenalterung nach dem Betrieb mit Ar/DME (50/50) und 0,3 % Wasserdampfzusatz. Die Wucherungen entwickeln sich von dem Anodenstreifen in Richtung des Kathodenstreifens und befinden sich in der Ebene des MSGC-Substrats. Betrieben wurde die GEM-MSGC mit einer MSGC-Verstärkung von ungefähr 250 und einer Gesamtverstärkung von 5000. Die Ladungsakkumulation betrug 2,6 mC/cm.

4.6.6 Veränderungen an der MSGC-Struktur

Bei dem Langzeitbetrieb einer GEM-MSGC mit Goldstruktur, Rahmen aus G10-Material und Ar/DME (50/50) wurde keine Abnahme der Gasverstärkung an der MSGC-Struktur beobachtet (siehe Abschnitt 4.6.11). Im Gegenteil: Nach einer Betriebszeit von 635 Stunden mit Teilchenraten von bis zu $20 \cdot 10^3$ Photonen/mm^{2}s und einer akkumulierten Ladung von insgesamt 16,3 mC/cm wurde ein Anstieg der Gasverstärkung an der MSGC um 10 % beobachtet. Gleichzeitig wurde aber im Verlauf der Bestrahlung eine Verschlechterung der Energieauflösung beobachtet. Vermutlich wird dies durch eine Veränderung der Leitfähigkeit der *diamond-like Coating*-Schicht auf dem Substrat verursacht.

Im Gegensatz zu den Substraten der Testdetektoren wurden die *full-size* Substrate nicht mehr bei SURMET [SUR], sondern beim Fraunhoferinstitut für Schicht- und Oberflächentechnik [IST] mit dem *diamond-like Coating* beschichtet. Bei diesen MSGC-Substraten wurde schon nach einer Ladungsakkumulation von ungefähr 5 mC/cm ein Anstieg der MSGC-Verstärkung um einen Faktor 2 beobachtet [Ric98].

4.6.7 Veränderungen an der GEM-Folie

Vor dem Start einer Hochratenmessung wurde mit einer Fe-Quelle die “Anfangsverstärkung” der GEM-Folie gemessen. Um gegebenenfalls auftretende Veränderungen der GEM-Verstärkung aufgrund der Langzeitbestrahlung mit Röntgenstrahlen zu beobachten, wurde in regelmäßigen Abständen wieder die Verstärkung an der GEM-Folie separat bestimmt.

Aufladungseffekte der GEM-Folie

Bei dem Hochratenbetrieb wurden zwei Effekte beobachtet, die zu einer Vergrößerung der GEM-Verstärkung gegenüber der Niederratenmessung mit der Fe-Quelle führten:

- Innerhalb der ersten 20-60 Sekunden nach Einschalten der Hochrate kam es zu einem Anstieg der GEM-Verstärkung um ungefähr 20 %.
  Es handelt sich hier um einen einmaligen Einschalteffekt, der bei erneutem Einschalten nach Bestrahlungspausen nicht wieder beobachtet wurde.

- Im Laufe von 6-24 Stunden kam es bei einer Bestrahlung mit einem Teilchenfluß von $10\text{-}20 \cdot 10^3$ Photonen/mm^{2}s zu einer weiteren Erhöhung der GEM-Verstärkung von ungefähr 30 % bei einem GEM der C-Serie (Nummer C2) und ungefähr 60 % bei den GEMs der L#L-Serie und GEM-Nummer #39.
  Nach einer Bestrahlungspause war diese Erhöhung wieder verschwunden. Bei dem GEM der L#L-Serie wurde beobachtet, daß der erneute Anstieg der Verstärkung bei einer neuen Bestrahlung nicht mehr ganz so hoch war.

Alterung

Bei der fortgesetzten Bestrahlung mit einem Teilchenfluß von 10-20$\cdot 10^3$ Photonen/mm^{2}s wurde in Betriebszeiten zwischen 40-50 Stunden (GEM #39) bzw. 120-140 Stunden (L#L-Serie) eine Abnahme der GEM-Verstärkung auf den ursprünglichen, vor der Hochratenbestrahlung mit einer Fe-Quelle gemessenen Wert beobachtet. Gegenüber der ersten bei Hochrate gemessenen GEM-Verstärkung hat sich die Verstärkung im Laufe der Hochratenbestrahlung also um 20 % verringert.
Bei einem Betrieb über insgesamt 640 Stunden bei einem Teilchenfluß von $20 \cdot 10^3$ Photonen/mm^{2}s wurden bei einer GEM-Folie der L#L-Serie in Zeitäumen von ungefähr 100 Stunden Variationen der GEM-Verstärkung um ± 10 % beobachtet (siehe auch Abschnitt 4.6.11).

Ausdehnung der GEM-Folie beim Langzeitbetrieb mit Ar/DME

Nach dem Betrieb einer *full-size* GEM-MSGC mit Ar/DME (50/50) wurde beobachtet, daß die mechanische Spannung der GEM-Folie deutlich nachgelassen hat. Bei Detektoren, die die gleiche Zeit nur Luft ausgesetzt waren, konnte dies nicht festgestellt werden. Da Kapton sehr hygroskopisch ist, wird vermutet, daß sich das Kapton der GEM-Folie mit dem polaren Molekül DME "vollsaugt" und so die mechanische Spannung nachläßt. Bei einem Test mit einer 75 μm dicken Kaptonfolie konnte gezeigt werden, daß die Ausdehnung der Kaptonfolie bei einer Begasung mit DME während einer anschließenden Begasung mit Helium wieder zurückgeht und die Kaptonfolie wieder straff gespannt ist.
Nach einer zweiwöchigen Begasung (ohne jegliche Bestrahlung) mit Ar/DME (50/50) wurde ein Durchhängen einer (25×25) cm^2 großen GEM-Folie von ungefähr 800 μm gemessen. Bezogen auf die Höhe des Drift- und Transferraumes von jeweils 3 mm sind dies immerhin fast 30 %. Die dadurch verursachten Veränderungen der elektrischen Felder in Drift- und Transferraum können zu Variationen der Gasverstärkung von bis zu einem Faktor 2 führen [Ric99].
Die Frage, ob sich dieses Erschlaffen der mechanischen GEM-Spannung weiter fortsetzt oder hier bereits ihr Maximum erreicht hat, ist noch nicht endgültig geklärt. Ein Test, ob dieses Phänomen auch bei einem Betrieb mit Ar/CO_2 auftritt, ist in Vorbereitung.

4.6.8 Rahmenmaterial

Bei den Test-Detektoren wurde für die Rahmen der GEM-MSGC immer Vollmaterial verwendet. Durch zwei Bohrungen für den Gasein- und Gasauslaß wurde der Gasaustauch der GEM-MSGC sichergestellt.

Für die *full-size* GEM-MSGCs werden sogenannte Hohlrahmen verwendet, die als Gasverteiler für eine homogene Begasung des Detektors sorgen. Dadurch ist die Oberfläche des GFK-Materials, die mit dem Zählgas in Kontakt kommt, deutlich größer als bei den Testdetektoren. Um sicherzugehen, daß keine Ausgasungen aus dem Rahmenmaterial zu Alterung führen, wurden in ein Vorratsgefäß im Gassystem vor dem Einlaß zum Testdetektor Rahmenmaterialspäne gelegt. So strömt das Zählgas über das Material und trägt damit mögliche Verunreinigungen und Ausgasungen in den Detektor.

Bei dem getesteten Rahmenmaterial handelt es sich um halogenfreies G10-Material der Firma Fibrolux [Fib]. In dem Vorratsgefäß befanden sich Späne mit einer Oberfläche von ungefähr 120 cm^2. Der Gasfluß betrug 10 ml/min. Die GEM-MSGC wurde betrieben mit einer Gesamtgasverstärkung von 4900, die Vorverstärkung durch die GEM-Folie betrug ungefähr 22 und das Driftfeld 6,7 kV/cm. Bestrahlt wurde der Detektor für 90 Stunden mit einer Rate von $10 \cdot 10^3$ Photonen/mm^2s und anschließend für 45 Stunden mit einer Rate von $20 \cdot 10^3$ Photonen/mm^2s. Insgesamt wurde eine Ladung von ungefähr 6,6 mC/cm akkumuliert. Über diesen Zeitraum wurden keine Abnahme der Pulshöhe und keine Beeinträchtigung des Betriebsverhaltens beobachtet.

4.6.9 Kleber

Bei der Klebung der GEM-MSGC werden insgesamt drei verschiedene Kleber verwendet: EPO-TEK H72 [H72], Stycast 1266 [Sty] und Eccobond 285 [Ecc]. Für eine ausführliche Beschreibung der Kleber und ihrer Verwendung beim Bau der GEM-MSGC sei auf Kapitel 5 verwiesen. Natürlich mußten diese Kleber auf eventuelle Ausgasungen und ihren Einfluß auf das Alterungsverhalten des Detektors untersucht werden.

Der Kleber H72 wurde beim Bau aller in [Hot97] untersuchten Testdetektoren verwendet. Bereits hier wurden keine Alterungsphänomene aufgrund des Klebers beobachtet.
Die sogenannte "saubere" Kammer, die nur aus Glasbauteilen geklebt war und bei einem Betrieb ohne Wasserdampfzusatz im Zählgas nach einer akkumulierten Ladung von 4,7 mC/cm nahezu keine Alterung gezeigt hatte, war ebenfalls mit H72 geklebt.

Der Kleber Stycast 1266 wurde in Langzeittests in der Gruppe von F. Sauli am CERN untersucht. Es wurde kein negativer Einfluß auf das Alterungsverhalten der GEM-MSGC beobachtet [Sau98].

Mit dem Kleber Eccobond 285 wird das U-Profil mit dem Deckel des Hohlrahmens verklebt. Da diese Methode noch nicht bei den Testdetektoren verwendet wurde und somit der Einfluß dieses Klebers in keinem der bisherigen Alterungstests untersucht worden war, wurde dies in einem separaten Hochratenbetrieb durchgeführt. Dies geschah wieder in der oben beschriebenen Weise. In dem Vorratsgefäß befanden sich Kleberproben mit einer Oberfläche von ungefähr 60 cm^2. Bei einem Gasfluß von 10 ml/min, einer Gesamtgasverstärkung von 4200, einer GEM-Verstärkung von ungefähr 22 und einem Driftfeld von 6,7 kV/cm wurde der Detektor 60 Stunden mit einem Teilchenfluß von $10 \cdot 10^3$ Photonen/mm^2s und 100 Stunden mit $15 \cdot 10^3$ Photonen/mm^2s bestrahlt. Die akkumulierte Ladung nach dieser Betriebszeit betrug ungefähr 5,6 mC/cm. Auch hier wurden keinerlei Alterungserscheinungen der GEM-MSGC beobachtet.

4.6.10 Das "Randproblem"

Auf dem MSGC-Substrat werden die Kathoden- und Anodenstreifen jeweils auf gegenüberliegenden Seiten aus dem Nachweisbereich zur Kontaktierung herausgeführt. In dem aktiven Teil des Substrats greifen die beiden Streifenstrukturen also wie zwei Kämme ineinander. Um Feldüberhöhungen und elektrische Überschläge an den jeweiligen Streifenenden zu vermeiden, sind diese jeweils abgerundet (siehe Abbildung 4.21).

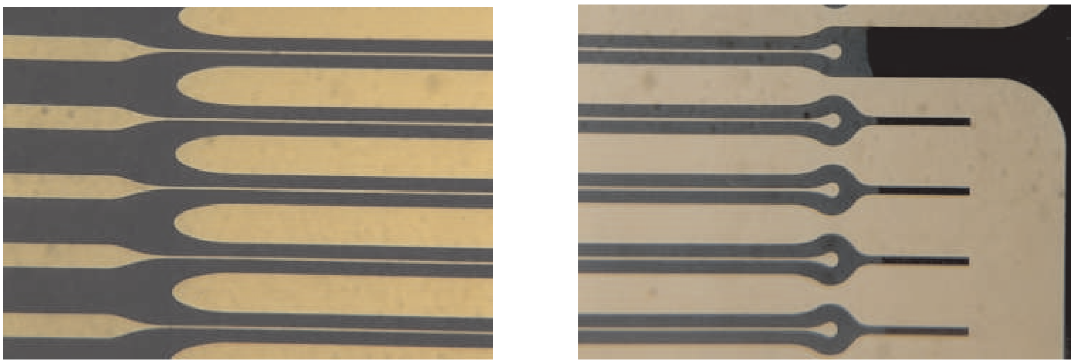

Abbildung 4.21: Streifenenden auf der MSGC-Struktur. Im linken Bild sind die Enden der Kathodenstreifen (170 μm) und die Anodenstreifen (10 μm) zu erkennen. Damit die Anodenstreifen kontaktiert werden können, werden diese beim Herausführen auf 135 μm verbreitert (linker Rand). Im rechten Bild sind die abgerundeten Enden der Anodenstreifen und die Zuführung der Kathodenstreifen (rechter Rand) zu erkennen. Dabei sind jeweils 16 Kathoden zu einer Gruppe zusammengefaßt.

Zur Passivierung dieser Enden wurde bisher der Rahmen der GEM-MSGC so dimensioniert, daß dieser auf die Streifenenden geklebt wurde. Diese Art der Passivierung ist eine weitverbreitete Methode. Es ließ sich jedoch nicht vermeiden, daß sich beim Aufkleben des Rahmens der Kleber längs der Streifen entlangzieht (siehe Abbildung 4.22, linkes Bild). Im Hochratenbetrieb konnte es nun zu einer Aufladung des Kleberrandes und dadurch zu elektrischen Überschlägen zwischen den Kathoden- und Anodenstreifen kommen, die zu einer Zerstörung der dünnen Anodenstreifen führten.

In Hochratentests mit einer neuen Rahmenkonstruktion, bei der die Kathoden- und Anodenstreifen frei im Driftraum ohne Passivierung enden, konnte gezeigt werden, daß eine Passivierung der Streifenenden nicht notwendig ist. Nun werden nur noch Streifen mit dem gleichen Potential auf beiden Seiten durch den Kleberrand geführt (siehe Abbildung 4.22, rechtes Bild), und dies führt zu keinen Aufladungen im Hochratenbetrieb. Durch die Abrundungen der Streifenenden werden die Feldstärken dort so reduziert, daß keine Betriebsprobleme auftreten. Zudem besitzt die GEM-Folie in einem Bereich von 2-3 mm am Rand keine Löcher. So ist dann auch auf dem MSGC-Substrat im unmittelbaren Randbereich die Ladungsdichte deutlich geringer.

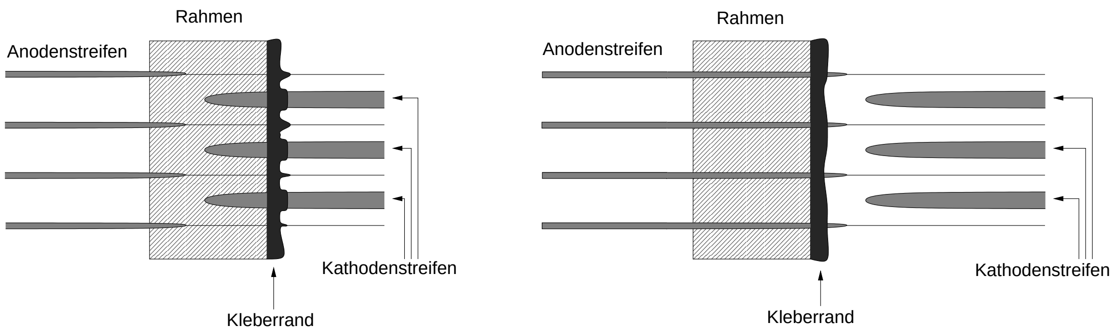

Abbildung 4.22: Positionierung der Abstandsrahmen auf der MSGC-Struktur ("Randproblem"). Die linke Zeichnung zeigt die bisher übliche Passivierung der Streifenenden (hier Kathodenstreifen), in dem der Rahmen über die Streifen geklebt wurde. Beim Hochratenbetrieb kam es jedoch zu Aufladungen am Kleberrand. Dies führte zu Überschlägen zwischen Kathoden- und Anodenstreifen, die die Anodenstreifen zerstörten. Durch Verschieben des Rahmens (linke Zeichnung) wird erreicht, daß der Kleberrand nur noch über Streifen desselben elektrischen Potentials liegt. So konnte erreicht werden, daß an den Rändern keine Überschläge mehr auftreten.

4.6.11 Bewertung der Alterungsmessungen

Abbildung 4.23 zeigt das Ergebnis der intensiven Untersuchungen zum Alterungsverhalten der verschiedenen Materialien. Eine GEM-MSGC mit Goldelektroden und G10-Rahmen zeigte bei einem Betrieb mit Ar/DME (50/50, ohne Wasserdampfzusatz) nach einer Betriebszeit, die ungefähr 3 HERA-B-Jahren entsprechen würde (16,3 mC/cm), keine signifikante Abnahme der Pulshöhe bezogen auf den Startwert. Betrieben wurde der Detektor mit einer Gesamtgasverstärkung von 3000, wobei an der GEM-Folie ungefähr um den Faktor 25 vorverstärkt wurde. Bestrahlt wurde hier eine Fläche von 100 mm^2. Der Teilchenfluß betrug bis zu $20 \cdot 10^3$ Photonen/mm^{2}s. Dies entspricht verglichen mit der Ladungsakkumulation einem Teilchenfluß von $20 \cdot 10^4$ MIPs/mm^{2}s. Der Anstieg und anschließende Abfall der Pulshöhe auf den ursprüngliche Wert innerhalb der ersten 150 Betriebsstunden bei einer Rate von 1 bzw. $10 \cdot 10^3$ Photonen/mm^{2}s sind auf Aufladungseffekte der GEM-Folie zurückzuführen. Die anschließenden Schwankungen der Pulshöhe sind Variationen der GEM-Verstärkung. Die Gasverstärkung an der MSGC-Struktur ist in diesem Zeitraum um 10 % gestiegen.

Dieser erfolgreiche Langzeitbetrieb gab Anlaß zu der Annahme, daß die GEM-MSGC-Detektoren bei HERA-B die gestellten Anforderungen eines Betriebes über mehrere Jahre erfüllen können. Zudem wurden alle Baumaterialien und Klebstoffe einzeln und im Zusammenspiel untersucht und dabei keine Alterung der Detektoren gefunden. Daraufhin wurde mit dem Bau der sogenannten *full-size* GEM-MSGCs begonnen. In Kapitel 5 wird über die dazu notwendigen Herstellungsverfahren und Produktionstechniken berichtet.

Die in der letzten Zeit durchgeführten Tests mit Detektoren aus der Hauptproduktionsserie zeigen jedoch, daß es wieder Betriebsprobleme durch Alterung gibt, die zu Ablagerungen auf den Anoden führt. Diese Alterungsphänomene treten bei großflächiger Bestrahlung auf. Eine Verkleinerung der bestrahlten Fläche erlaubt eine deutlich längere Betriebszeit.

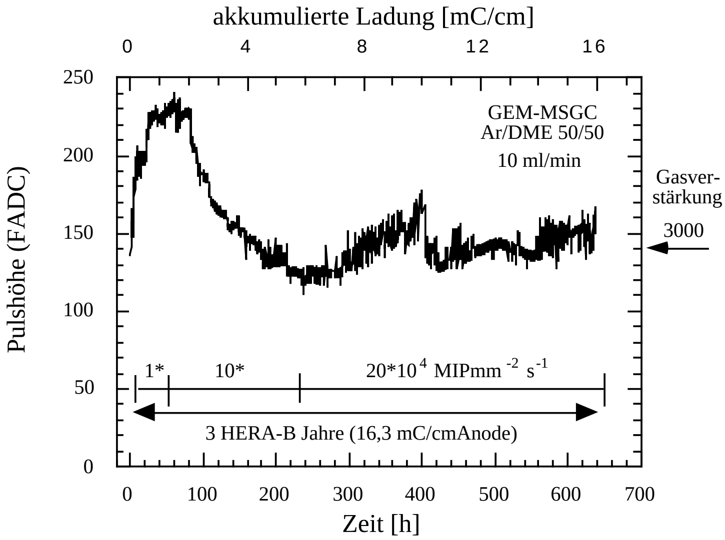

Abbildung 4.23: Zeitliche Entwicklung der Pulshöhe beim Betrieb der "Gold-G10-GEM-MSGC" mit Ar/DME (50/50). Die GEM-MSGC mit Goldelektroden und G10-Rahmen wurde mit einem Teilchenfluß von bis zu $20 \cdot 10^3$ Photonen/mm^{2}s bestrahlt. Dies entspricht einem Teilchenfluß von $20 \cdot 10^4$ MIPs/mm^{2}s. Die Schwankungen der Pulshöhe werden durch Variationen der GEM-Verstärkung verursacht.

Dies deutet darauf hin, daß die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit ein zu optimistisches Bild wiedergeben. Und das, obwohl die bestrahlte Fläche mit 100 mm^2 verglichen mit den bestrahlten Flächen von wenigen Quadratmillimetern bei anderen Bestrahlungstests (z. B. [Hot97]) deutlich größer war. Dies zeigt insgesamt die Unzulänglichkeit derartiger Alterungsmessungen, aber auch eine Anfälligkeit der MSGC-Technologie gegen nur kleinste Veränderungen der Parameter.

Zur Zeit werden unterschiedliche Versuche unternommen, die Alterung der GEM-MSGCs zu Verringern. Das Ausheizen der Baumaterialien bei 100 °C sowie des komplett verklebten Detektors bei 45 °C über 24 Stunden bringt eine leichte Verbesserung, aber leider keine Verlängerung der Lebensdauer um die notwendige Größenordnung.

Bei einem Betrieb mit Ar/CO_2 (70/30) kommt es nicht zu Ablagerungen an den Anoden. Ob ein hinreichend sicherer und stabiler Betrieb trotz der in Abschnitt 4.6.5 beschriebenen Nachteile gefunden und so ein Betrieb bei HERA-B ermöglicht werden kann, wird derzeit untersucht.

Kapitel 5

Fertigung der GEM-MSGC für HERA-B

Der Akzeptanzbereich des Inneren Spurkammersystems bei HERA-B wird abgedeckt, indem jeweils vier L-förmige Detektormodule eine Ebene um das Strahlrohr bilden. Abbildung 5.4 zeigt eine Fotografie eines solchen Detektormoduls.

5.1 Technische Vorgaben

Aufgrund des konischen Aufbaus des HERA-B-Detektors muß die aktive Fläche der GEM-MSGC-Detektoren dem Akzeptanzbereich des Inneren Spurkammersystems angepaßt werden: Die Detektormodule und der Strahlrohrausschnitt werden im hinteren Teil des HERA-B-Detektors größer (siehe auch Abbildung 1.6). Es werden drei Typen von GEM-MSGC-Detektoren unterschieden:

- Die Stationen mit Detektoren vom Typ 1 befinden sich im Magneten. Die Außenmaße der aktiven Fläche betragen $(25,0 \times 23,0)$ cm^2.
- Zwischen dem Magneten und dem Ring-Imaging-Čerenkov-Zähler (RICH) sind Stationen mit Detektoren vom Typ 2 eingebaut. Diese Detektoren besitzen die gleichen Außenmaße wie Typ 1. Der Strahlrohrausschnitt ist jedoch etwas größer als bei Typ 1.
  Die Station MS07 (siehe Tabelle 5.1) gilt zwar als Station im Magneten, sie ist aber bereits mit Detektoren Typ 2 ausgerüstet.
- Die Detektoren Typ 3, die in den Stationen zwischen dem Ring-Imaging-Čerenkov-Zähler (RICH) und dem Elektromagnetischen Kalorimeter eingebaut sind, besitzen sowohl größere Außenmaße als auch einen größeren Strahlrohrausschnitt. Bei Typ 3 sind die Außenmaße der aktiven Fläche $(27,5 \times 27,0)$ cm^2. Damit trotz der größeren aktiven Fläche alle Kanäle des Detektors von maximal 6 Auslesechips mit jeweils 128 Kanälen ausgelesen werden können, wurde bei den Detektoren Typ 3 die Breite

der Kathodenstreifen auf 220 μm erhöht. Damit erhöht sich der Wiederholabstand von 300 μm bei Typ 1 und 2 auf 350 μm bei Typ 3.

In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten Zahlen für die Detektoren des Inneren Spurkammersystems zusammengefaßt. Insgesamt ist vorgesehen, 32 Detektoren Typ 1, 104 Detektoren Typ 2 und 48 Detektoren Typ 3, also insgesamt 184 GEM-MSGC-Detektoren bei HERA-B einzubauen.

Bei der Planung der Produktion und Vorbereitung der Werkzeuge müssen die unterschiedlichen Abmessungen der verschiedenen Detektor-Typen berücksichtigt werden. Wenn für Klebe- oder Spannvorrichtungen nur die äußeren Maße relevant sind, dann genügen zwei Vorrichtungen für Typ 1 und 2 im einen und Typ 3 im anderen Fall. Dies gilt z. B. für die Vorrichtung zum Kleben des unteren Rahmens auf das MSGC-Substrat oder für die Spannvorrichtung für die GEM-Folie. Bei den Fräsvorlagen für die Rahmenteile, den Klebevorrichtungen für die Hohlrahmen sowie bei den Programmen für das automatische Dosiersystem (Klebemaschine) müssen jedoch sowohl die äußeren Abmessungen als auch die unterschiedlichen Strahlrohrausschnitte berücksichtigt werden.

Detektor-Station	**Detektor-Typ**	**Winkel-orientierungen**	**Anzahl der Ebenen**	**Anzahl der Detektoren**
Magnetanfang				
MS01	1	0 −5 +5 0	4	16
MS03	1	0 −5	2	8
MS05	1	0 +5	2	8
MS07	2	0 −5	2	8
Magnetende				
MS10	2	0 0 −5 −5 0 +5 +5 0	8	32
MS11	2	0 −5 +5 0	4	16
MS12	2	0 −5 +5 0	4	16
MS13	2	0 0 −5 −5 0 +5 +5 0	8	32
RICH				
MS14	3	0 0 +5 +5 −5 −5	6	24
MS15	3	0 0 +5 +5 −5 −5	6	24
Elektromagn. Kalorimeter				

Tabelle 5.1: Detektor-Stationen des Inneren Spurkammersystems bei HERA-B, siehe auch Abbildung 1.6 in Kapitel 1. Die einzelnen Stereolagen für die 2-dimensionale Ortsinformation und die Doppellagen für die Trigger sind zu sogenannten Superlagen (Stationen) zusammengefaßt. Die Anforderungen an die Spurrekonstruktion und den Level-1-Trigger führen zu der Anordnung der verschiedenen Superlagen und zu den Orientierungen der einzelnen Ebenen innerhalb der Superlagen.

5.2 Baumaterialien und Reinigung

In Kapitel 4.2 wurde bereits in Abbildung 4.1 der Aufbau einer GEM-MSGC beschrieben. Abbildung 5.1 zeigt schematisch einen Schnitt durch den Rand einer GEM-MSGC, wie sie für HERA-B gebaut wird. Im folgenden wird nun näher auf die einzelnen Komponenten eingegangen.

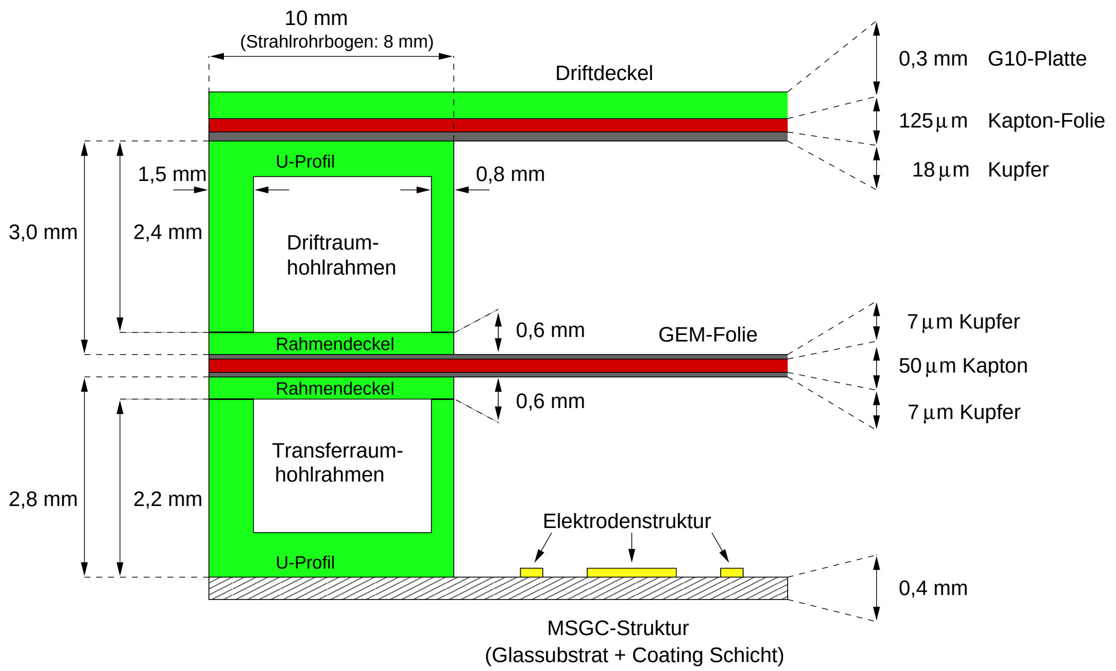

Abbildung 5.1: Querschnitt durch den Rand einer GEM-MSGC für HERA-B (nicht maßstäblich).

Das MSGC-Substrat

Das MSGC-Substrat ist eine 0,4 mm dicke Glasplatte aus DESAG AF45 Glas [DES]. Die Größe des Glassubstrats beträgt $(30,0 \times 30,0)$ cm^2 für Typ 1 und 2 und $(30,0 \times 32,5)$ cm^2 für Typ 3. Das Substrat wird beim Fraunhoferinstitut für Schicht- und Oberflächentechnik [IST] mit dem *diamond-like Coating*, einer ungefähr 0,08 μm dicken amorphen Kohlenstoffschicht, beschichtet. Der Oberflächenwiderstand dieser Schicht beträgt ungefähr $2{\cdot}10^{14}\ \Omega/\Box$. Bei der Firma IMT [IMT] wird anschließend im *Lift-Off*-Lithographieverfahren die Elektrodenstruktur aus Gold aufgebracht. Die Produktion beim Hersteller und die weitere Handhabung der Substrate am Physikalischen Institut in Heidelberg erfolgen ausschließlich unter staubfreien Bedingungen.

Für die Auslieferung werden nur MSGC-Substrate akzeptiert, die keinen Kurzschluß und weniger als 50 Anodenunterbrüche besitzen (siehe auch Abschnitt 5.7.1). Dies entspräche 6,6 % der Anodenstreifen. Tatächlich liegt der Ausfall deutlich darunter, da die Anodenstreifen bis zur Stelle des Unterbruchs natürlich noch effizient sind und die Ladung sich auf die Nachbarstreifen verteilt. Damit keine toten Bereiche in dem Detektor entstehen, dürfen maximal drei nebeneinanderliegende Anodenstreifen unterbrochen sein. Bei den bisher 136 produzierten Substraten vom Typ 2 lag die Anzahl der Anodenunterbrüche zwischen 10 und 25 [Rob99].

Das Substrat wird von der Firma IMT gereinigt, so daß in Heidelberg keine weitere Reinigung vorgenommen wird. Vor dem Verkleben wird das MSGC-Substrat mit gefiltertem Stickstoff abgeblasen und mit einer Schwarzlichtlampe beleuchtet, um gegebenenfalls noch vorhandene Staubpartikel zu entdecken und entfernen zu können.

Die Hohlrahmen

Das Rahmenmaterial ist G10 (HGW 2372 EP-GF) der Firma Fibrolux [Fib]. Die Hohlrahmen für die GEM-MSGC werden aus zwei Rahmenteilen zusammengeklebt, die beide aus Plattenmaterial gefräst werden. Das U-Profil für den Rahmen des Transferraumes ist 2,2 mm, das für den Driftraum 2,4 mm hoch (Abbildung 5.1). Die Rahmendeckel, die auf das U-Profil geklebt werden, sind jeweils 0,6 mm hoch. Die Rahmen sind an den geraden Seiten der GEM-MSGC 10 mm und im Strahlrohrbogen 8 mm breit. Die Breite des inneren Stegs des U-Profils beträgt 0,8 mm. Der äußere Steg wurde gegenüber einer Vorserienproduktion auf 1,5 mm verbreitert, da bei dünnen äußeren Stegen vermehrt Undichtigkeiten auftraten. Die geklebten Hohlrahmen der neuen Bauweise mit dickeren äußeren Stegen sind heliumdicht (siehe auch Abschnitt 5.7.2).

Die Rahmenteile werden nach dem Fräsen mit Sandpapier nachgearbeitet, mit Stickstoff abgeblasen und mit Aceton und Ethanol gereinigt. Die Rahmen für Typ 3 wurden zusätzlich für 3 Minuten in einem Ultraschallbad gereinigt und anschließend in einem Ethanolbad abgebürstet, um den im Ultraschallbad gelockerten GFK-Staub zu entfernen. Unmittelbar vor dem Verkleben werden die Rahmenteile nochmals mit Aceton und Ethanol abgerieben.

An einer Stelle ist der Steg des oberen Rahmens (Driftraum) auf 5 mm verbreitert, um das Einkleben von zwei Edelstahlkapillaren in Stufenbohrungen für den Gaseinlaß und Gasauslaß zu ermöglichen. Um den Gasaustausch zwischen dem oberen und unteren Rahmen zu garantieren, befinden sich in der GEM-Folie sowie in beiden Rahmen jeweils zwei Löcher in den Rahmendeckeln, die bei der Kammerklebung aufeinandertreffen. Um eine homogene Durchströmung des Detektors mit dem Zählgas zu erreichen, befinden sich im inneren Steg des Hohlrahmens kleine Löcher. Auf einer Seite kann so das Gas aus dem Hohlrahmen in das aktive Volumen der GEM-MSGC hinein und auf der gegenüberliegenden Seite wieder aus dem Volumen herausströmen.

Die GEM-Folie

Die GEM-Folien werden in der galvanischen Werkstatt [STW] am CERN hergestellt und vor Ort auf Hochspannungsfestigkeit getestet. Die GEM-Folien haben die sogenannte HERA-B-Lochgeometrie, das bedeutet, die Löcher sind rund, haben einen Kupferlochdurchmesser von 95 μm, einen Kaptonlochdurchmesser von 55 μm und sind versetzt angeordnet. Die erreichbare GEM-Verstärkung als Funktion der Potentialdifferenz ΔU_{GEM} für den Betrieb in den Zählgasmischungen Ar/DME (50/50) und Ar/CO_2 (70/30) ist in Abbildung 4.8 zu finden.

Die GEM-Folie besitzt außen um den aktiven Bereich mit der Lochstruktur einen 10 mm breiten Rand aus durchgehendem Kupfer. Dieser Rand ist so dimensioniert, daß beim Aufkleben des Rahmens noch 3 mm des durchgehenden Kupfers innerhalb des Rahmens im Volumen des Detektors liegen. Damit wird vermieden, daß der beim Beschweren der Klebung herauslaufende Kleber in die Löcher der GEM-Folie fließt, und es so zu Kurzschlüssen zwischen GEM-Ober- und Unterseite kommen kann. Außerdem findet so am unmittelbaren Rand des Detektors keine Gasverstärkung durch die GEM-Folie statt. Somit ist auch die Ladungsdichte am Rand der MSGC-Struktur geringer. Dies trägt mit dazu bei, elektrische Überschläge an den abgerundeten Streifenenden der MSGC-Struktur zu vermeiden (siehe auch “Das Randproblem”, Abschnitt 4.6.10).

Dieser durchgehende Kupferrand der GEM-Folie bietet zudem die Möglichkeit, die Klebefläche richtig zu reinigen, ohne daß dabei über die Löcher gerieben werden muß. Die Klebeflächen auf Ober- und Unterseite werden mit Aceton und Ethanol gereinigt. Um mögliche Partikel aus den GEM-Löchern zu entfernen, wird die Folie vor der Reinigung auf einen Aluminiumrahmen gespannt und mit gefiltertem Stickstoff von beiden Seiten abgeblasen.

Der Driftdeckel

Die Deckelfolie für die Driftdeckel ist eine 125 μm dicke Kaptonfolie, die mit 18 μm Kupfer beschichtet ist und von der Firma GTS [GTS] geliefert wurde. Das Kupfer der Driftkathode für die unterschiedlichen Detektortypen wurde bei der Firma PW-Gedruckte Schaltungen [PW] geätzt.

Aus Stabilitätsgründen wird die Deckelfolie auf eine 0,3 mm dicke GFK-Platte geklebt (siehe auch Abschnitt 5.5.3). Um bei dieser Klebung eine bessere Haftung zu erreichen, werden die Rückseite der Kaptonfolie und die eine Seite der GFK-Platte mit Sandpapier aufgerauht und anschließend mit Wasser, Essigwasser, Aceton und Ethanol gereinigt. Unmittelbar vor dem Verkleben werden die vorbereiteten Flächen mit Stickstoff abgeblasen und noch einmal mit Aceton und Ethanol abgerieben. Für die Klebung wird Stycast 1266 [Sty] verwendet.

Reinigung der Klebeflächen

Die für die Reinigung der Klebeflächen verwendeten Lösungsmittel sind Aceton (reinst) und Ethanol (absolut, für Analyse) [Che]. Der Stickstoff zum Abblasen der Werkstücke hat die Reinheitsstufe 5,0 [MeG].

5.3 Klebstoffe

5.3.1 Anforderungen

Die Klebstoffe beim Bau einer GEM-MSGC müssen besondere Anforderungen erfüllen:

- HV-Festigkeit: Die Klebstoffe müssen eine gute Hochspannungsfestigkeit besitzen. Diese HV-Festigkeit darf sich nicht durch die Strahlenbelastung aufgrund eines Langzeitbetriebes reduzieren. Hier erweisen sich Epoxidharze als besonders geeignet, da sie sonst üblicherweise zum Vergießen und damit zum Isolieren von elektronischen Bauteilen verwendet werden.
- UHV-Tauglichkeit (UHV = Ultra Hoch Vakuum): Die verwendeten Klebstoffe dürfen nicht ausgasen, da dies zu Alterungseffekten des Detektors führen kann (siehe Kapitel 4.6). Daher sollte auf lösungsmittelfreie Produkte zurückgegriffen werden.
- Strahlenhärte: Es darf auch nach einem Betrieb von mehreren Jahren unter starker Strahlenbelastung (bis zu 1 Mrad/Jahr) zu keiner Beeinträchtigung der mechanischen Klebewirkung und Festigkeit kommen. Auch hier bieten sich Epoxidharze an, die sehr strahlenhart sind [Bey82].
- Verarbeitbarkeit: Der Klebstoff muß für den vorgesehenen Arbeitsschritt beim Bau der GEM-MSGC eine geeignete Konsistenz besitzen. So ist es z. B. nicht möglich, den Hohlrahmen mit einem sehr dünnflüssigen Klebstoff zu verkleben, da dieser beim Auftragen auf die schmalen Stege des U-Profils herunterfließt. Aber nicht nur die Konsistenz, sondern auch die Benetzfähigkeit auf den unterschiedlichen Materialien, die Fließeigenschaften, die Topfzeit, die Härtezeit und Härtetemperatur spielen bei der Wahl der Klebstoffe eine wichtige Rolle.

Nach umfangreichen Tests im Rahmen dieser Arbeit sowie [Hot97] und [Dre96] wurde entschieden, die Klebstoffe Stycast 1266, Eccobond 285 und EPO-TEK H72 für den Bau der GEM-MSGC zu verwenden.

5.3.2 Stycast 1266

Stycast 1266 [Sty] ist ein Epoxidharz-Klebstoff. Nach dem Verrühren der zwei Komponenten (Stycast Part A und Part B) ist der Klebstoff sehr flüssig und läßt sich daher sehr leicht auf größere Flächen auftragen. Zudem besitzt er gute Benetzungs- und Fließeigenschaften. Stycast 1266 wurde ausgewählt, weil er bei Raumtemperatur aushärtet. Dabei sollen die geklebten Teile mindestens 8 Stunden unberührt stehen. Nach 16 Stunden ist der Klebstoff dann voll ausgehärtet. Eine volle Aushärtung bei Raumtemperatur ist notwendig bei allen Klebungen, bei denen Materialien mit unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten beteiligt sind. Der Bau der Test-Detektoren hat gezeigt, daß es bei Klebungen des GFK-Rahmens auf das MSGC-Glassubstrat, die bei 75 °C gehärtet wurden, zu erheblichen mechanischen Spannungen im Glas kommen kann. In einigen Fällen führte dies sogar zu Rissen im Glas und damit zu Undichtigkeiten des Detektors und einer unterbrochenen Streifenstruktur.

5.3.3 Eccobond 285

Eccobond 285 [Ecc] ist ebenfalls ein Epoxidharz-Klebstoff, der für die Verwendung bei der Rahmenklebung mit dem Katalysator 24 angerührt wird. Er hat eine sehr zähe Konsistenz und fließt daher nur sehr wenig. Der Klebstoff wurde speziell für das Kleben der Hohlrahmen ausgesucht, da er wegen seiner Zähigkeit auf die dünnen Stege des Hohlrahmens aufgetragen werden kann. Die Aushärtung der geklebten Hohlrahmen erfolgt über 3 Stunden bei 50 °C.

5.3.4 EPO-TEK H72

Der Klebstoff H72 [H72] ist auch ein Zweikomponenten-Epoxidharz-Klebstoff. Er besitzt sehr gute Benetzungs- und Fließeigenschaften und läßt sich daher gut verarbeiten. H72 besitzt zum einen eine lange Topfzeit (4 Stunden), zum anderen jedoch eine schnelle Aushärtung bei relativ geringen Temperaturen. Die Aushärtung wurde über 2-3 Stunden bei 75 °C vorgenommen. Mit dem Klebstoff H72 wird die GEM-Folie und der Driftdeckel auf den Driftraumrahmen geklebt.

5.3.5 Anrühren der Klebstoffe

Alle diese Kleber sind Zweikomponenten-Klebstoffe, die grundsätzlich für 10 Minuten unter Vakuum angerührt werden. Damit wird verhindert, daß kleine Luftblasen im Klebstoff verbleiben, die die Spannungsfestigkeit erheblich beeinträchtigen können. Damit keine Öldämpfe in den Kleber gelangen, wird zum Evakuieren des Exsikkators, in dem der Kleber angerührt wird, eine Membranpumpe verwendet. Die einzelnen Komponenten werden mit einer digitalen Feinwaage auf 1 mg abgewogen. Die angerührte Klebermenge beträgt insgesamt zwischen 5 und 15 g. Für das Abwiegen und Anmischen der Klebstoffe sowie die Vorbereitung der Einwegspritzen für das automatische Dosiersystem (siehe Kapitel 5.4) ist ein Abzug in einer Wand des Reinraums eingebaut.

5.4 Das automatische Klebstoff-Dosiersystem

Das Auftragen der Klebstoffe auf die Baumaterialien erfolgt mit dem rechnergesteuerten Dosiersystem AUTOMOVE der Firma Asymtek [Asy]. Diese Klebemaschine erlaubt einen reproduzierbaren und gleichmäßigen Kleberauftrag, der mit freier Hand und einfachen Dosiergeräten nicht erreicht werden konnte. Bei dem Dosiersystem AUTOMOVE handelt es sich um einen x-y-z-Fahrtisch, mit dem eine Einwegspritze mit Dosiernadel über das darunterliegende Werkstück bewegt werden kann. Das auf einem Computer installierte Programm “Fluidmove” ermöglicht durch Programmieren von Linien und Kreisbögen das Abfahren beliebiger Konturen. Die Dosierung des Klebers aus der Spritze erfolgt dabei mit Druckluft konstanten Drucks.

Das Auftragen des Klebers kann der Konsistenz des Klebers angepaßt werden durch

- die Fahrgeschwindigkeit der Dosiernadel,
- den Druck, der auf den Kleber in der Spritze drückt,
- den Durchmesser der Dosiernadel, die auf die Spritze geschraubt wird, und
- die Höhe, in der die Dosiernadel sich über das Werkstück bewegt.

Die geeigneten Parameter für die verschiedenen Kleber und die jeweils gewünschten Auftragungsmengen wurden in Vorversuchen ermittelt.

5.5 Detektorbau

Der Bau einer GEM-MSGC beinhaltet insgesamt vier Arbeitsschritte mit unterschiedlichen Klebungen: die Klebung des unteren und oberen Hohlrahmens, die Klebung des unteren Rahmens (Transferraum) auf das MSGC-Substrat, die Klebung der GEM-Folie unter und des Driftdeckels auf den oberen Rahmen (Driftraum) zur sogenannten Driftbox und die Klebung der Driftbox auf das Substrat mit dem unteren Rahmen. Alle diese Arbeiten finden in einem Reinraum der Reinraumklasse 100 statt.

5.5.1 Rahmenklebung

Damit der Rahmendeckel richtig ausgerichtet mit dem U-Profil verklebt wird, wird als Klebevorrichtung eine Duraluminiumplatte verwendet, bei der die beiden Rahmenteile zwischen eingesetzten Paßstiften fixiert werden. Geklebt wird der Rahmen mit Eccobond 285. Der Klebsoff wird mit dem automatischen Dosiersystem auf die Stege des U-Profils aufgetragen. Die kurze Topfzeit des Klebstoffes läßt nur zwei Klebungen mit einmal angerührtem Kleber zu. Zum Aushärten der Klebung wird diese mit vier Bleiklötzen zu je 11,3 kg beschwert und für drei Stunden bei 50 °C im Ofen getrocknet.

5.5.2 MSGC-Klebung

Der untere Rahmen (Transferraum) definiert die Position des Detektors auf der Trageplatte. An der oberen rechten Ecke des Rahmens befindet sich eine zusätzliche Lasche mit einem Loch. An diesem sogenannten “festen Punkt” wird die GEM-MSGC später auf der Trageplatte festgeschraubt. Zwei Laschen an den unteren Ecken des Rahmens werden zwischen zwei Anschläge auf der Trageplatte gedrückt, so daß die Position des Detektors auf der Trageplatte festgelegt ist.

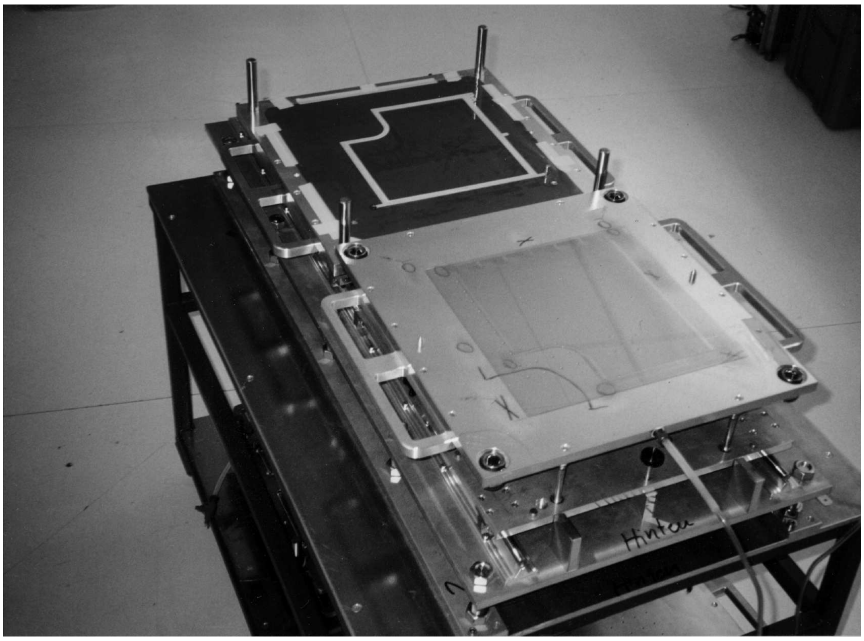

Abbildung 5.2: Klebevorrichtung für die MSGC-Klebung. Im Vordergrund ist die obere Hälfte der Klebevorrichtung mit der Ansaugplatte für das MSGC-Substrat zu sehen. Das Substrat wird mittels Markierungen auf der Platte justiert und dann angesaugt. Im Hintergrund befindet sich die untere Hälfte der Klebevorrichtung, auf der der untere Hohlrahmen mit Paßstiften und Anschlägen positioniert wird. Durch die Linearlager in der oberen und den Führungsbolzen in der unteren Hälfte der Klebevorrichtung können die beiden Hälften passend aufeinander gesteckt werden und der Rahmen für den Transferraum wohldefiniert auf das MSGC-Substrat geklebt werden.

Damit die Position und Ausrichtung der Anodenstreifen relativ zur Tragestruktur für das sogenannte *Alignment* der einzelnen Ebenen bekannt ist, darf der untere Rahmen nicht beliebig auf das MSGC-Substrat geklebt werden. Eine Klebevorrichtung garantiert eine reproduzierbare und wohldefinierte Klebung. Die Vorrichtung besteht aus einer unteren und oberen Hälfte, die über vier Führungsbolzen und Linearlager zusammengesteckt werden können (siehe Abbildung 5.2). Die Linearlager erlauben eine Positioniergenauigkeit von 30 μm. Auf dem unteren Teil der Vorrichtung wird der Rahmen durch Paßstifte am festen Punkt und an den Laschen für die vorgesehenen Druckpunkte fixiert. Auf der oberen Hälfte der Klebevorrichtung wird das MSGC-Substrat positioniert. Auf dem Substrat befinden sich relativ zur Elektrodenstruktur vier Markierungen, die mit den entsprechenden Markierungen auf der Vorrichtung zur Deckung gebracht werden. Diese Positionierung erfolgt mit Lupen. Durch Löcher in der Platte der oberen Klebevorrichtung und eine daran angeschlossene Pumpe kann das MSGC-Substrat angesaugt werden, so daß beim Wenden und Aufsetzen der oberen auf die untere Hälfte der Klebevorrichtung die Ausrichtung des Substrats erhalten bleibt. Für die Klebung des unteren Rahmens auf das MSGC-Substrat wird der Klebstoff Stycast 1266 verwendet. Die Aushärtung erfolgt über 16 Stunden bei Raumtemperatur. Dabei wird zusätzlich zum Gewicht der oberen Hälfte der Klebevorrichtung mit zwei Aluminiumklötzen mit jeweils 2,7 kg beschwert.

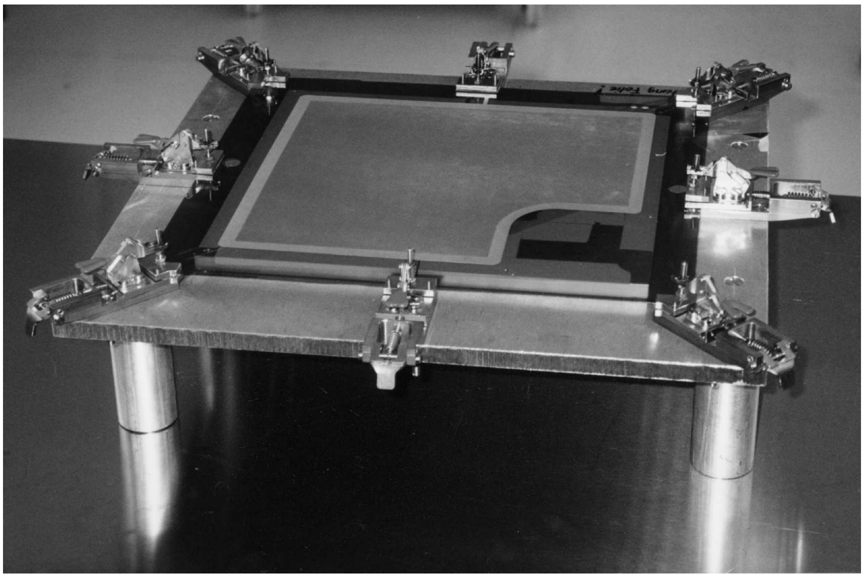

Abbildung 5.3: GEM-Spannvorrichtung für die Driftboxklebung. Die GEM-Folie wird von acht Klammern gehalten. Durch Umlegen der Hebel am äußeren Ende der acht Spannmechanismen werden die Schlitten, auf denen sich die Klammern befinden, nach außen gezogen und die GEM-Folie gestrafft.

5.5.3 Driftboxklebung

Die sogenannte Driftbox definiert den Driftraum der GEM-MSGC und ist die geklebte Einheit aus GEM-Folie, oberem Rahmen und Driftdeckel. Sie wird in einem Schritt geklebt. Wichtig hierbei ist, daß die GEM-Folie eine ausreichende mechanische Spannung besitzt und nicht durchhängt.

GEM-Spannvorrichtung

Auf die GEM-Spannvorrichtung wird die GEM-Folie gelegt und an acht Stellen mit Klammern gehalten (siehe Abbildung 5.3). Diese Klammern befinden sich jeweils auf einem Schlitten, der mittels Federkraft nach außen gezogen wird, um die GEM-Folie zu straffen.

Auf die GEM-Folie wird der mit Kleber bestrichene obere Rahmen (Driftraum) gesetzt. Die Positionierung erfolgt durch Paßmarken auf der GEM-Folie, die die gewünschte Position des Rahmens markieren. Unter der GEM-Folie unterstützt ein Aluminiumrahmen den Bereich, in dem der Hohlrahmen auf die GEM-Folie geklebt wird. Auf den Hohlrahmen wird der Driftdeckel geklebt. Dabei wird der bereits passend ausgeschnittene Driftdeckel mit Klebstoff benetzt und auf den Rahmen gesetzt.

Ursprünglich war als Driftdeckel nur eine mit Kupfer beschichtete Kaptonfolie vorgesehen. Bei Klebeversuchen zeigte sich jedoch, daß der Hohlrahmen nicht genug Stabilität besitzt, um die mechanische Spannung der GEM-Folie und der Deckelfolie aufzunehmen. Längs des Strahlrohrbogens wölbten sich sowohl die GEM-Folie als auch die Deckelfolie so nach innen, daß der Driftraum dort auf die halbe Höhe reduziert wurde. Verschiedene Versuche mit unterschiedlichen Klebern, die bei Raumtemperatur oder bei höheren Temperaturen ausgehärtet wurden, brachten keine Verbesserung. Auch eine mechanische Vorspannung des Hohlrahmens nach innen während der Klebung, die bei Entspannung nach Aushärtung eine Straffung der GEM- und Deckelfolie hätte bewirken sollen, konnte die Einwölbungen der Folien nicht verhindern. Daraufhin wurde entschieden, den Driftdeckel durch eine 0,3 mm dicke GFK-Platte zu versteifen. Damit konnte erreicht werden, daß die GEM-Folie straff und ohne Falten und Einwölbungen gespannt ist.

Die Driftbox wird mit einer Glasplatte abgedeckt und mit vier Aluminiumklötzen (jeweils 2,7 kg) und zusätzlich zwei Bleiklötzen (jeweils 11,3 kg) beschwert. Die Aushärtung des verwendeten Klebstoffes EPO-TEK H72 erfolgt über drei Stunden bei 75 °C. Dabei bleibt die Driftbox in der GEM-Spannvorrichtung, so daß die GEM-Folie im gestrafften Zustand geklebt wird. Während der Aushärtung im Ofen wird die Driftbox mit Stickstoff durchströmt, um Ausgasungen des Klebstoffs herauszuspülen.

5.5.4 Detektorklebung

Bei der Detektorklebung wird die Driftbox auf das MSGC-Substrat, auf das bereits der untere Rahmen geklebt ist, aufgeklebt. Die Positionierung dieser Klebung erfolgt durch "Fluchten" des unteren und oberen Rahmens. Die dadurch erreichbare Genauigkeit ist hierfür völlig ausreichend. Da auch hier wieder unterschiedliche Materialien beteiligt sind, wird für die Klebung Stycast 1266 verwendet. Die geklebte GEM-MSGC wird mit einer Glasplatte sowie vier Aluminiumklötzen (jeweils 2,7 kg) beschwert und bei Raumtemperatur 16 Stunden ausgehärtet. Während der Aushärtezeit wird der Detektor wiederum mit Stickstoff durchspült, um Ausgasungen des Klebstoffs aus dem Detektor herauszuspülen. Die GEM-MSGC kann dann als Detektor mit geschlossenem Gasvolumen aus dem Reinraum herausgenommen werden.

5.6 Ablaufplan für den Detektorbau

Die "Massen"-Produktion der GEM-MSGC-Detektoren erfolgt in zwei Tagesschichten durch zwei Techniker, mindestens einem Physiker und einer qualifizierten studentischen Hilfskraft. Die aufgeführten Ablaufpläne in den Tabellen 5.2 und 5.3 beschränken sich jedoch auf den reinen Detektorbau. Ab dem zweiten Tag erzielt man eine Produktionsrate von 2 Detektoren pro Tag. Da bei einer Sitzung mehr Rahmen als der Bedarf des nächsten Tages geklebt werden, kann hier auf Vorrat gearbeitet werden.

Die weiteren Arbeitsschritte außerhalb des Reinraums (Einkleben der Gaskapillaren, Abschneiden des überstehenden Glas-Substrats, Aufbringen der *Back-* und *Front*-Plane) lassen sich für eine Wochenproduktion von 10 Kammern an zwei Arbeitstagen durchführen und sind daher zeitunkritisch. Es sind dafür jedoch - sofern diese Tätigkeiten parallel zum Detektorbau erfolgen sollen - zusätzliche Arbeitskräfte notwendig.

Tag Uhrzeit	**Tätigkeit**	**Infrastruktur**	**Personal**
1. Tag			
07.30-09.00 Uhr	1. Driftbox-Klebung	Klebemaschine GEM-Spannvorrichtung Ofen	2 Techniker
09.30-12.00 Uhr	1. MSGC-Klebung (Vorrichtung 1) 2. MSGC-Klebung (Vorrichtung 2)	Klebemaschine MSGC-Klebevorrichtungen	2 Techniker
12.45-15.30 Uhr	2. Driftbox-Klebung	Klebemaschine GEM-Spannvorrichtung Ofen	2 Techniker
ab 16.00 Uhr	Rahmenklebungen	Klebemaschine Rahmen-Klebe-vorrichtungen Ofen	studentische Hilfskraft
	Testanfang Driftboxen 1 und 2 (bis 2. Tag 12.00 Uhr)	Driftbox-Teststand	Physiker/ studentische Hilfskraft

Tabelle 5.2: Ablaufplan 1. Tag für die “Massen”-Produktion der GEM-MSGC-Detektoren für HERA-B

Tag Uhrzeit	**Tätigkeit**	**Infrastruktur**	**Personal**
<u>2. Tag</u>			
07.30-09.00 Uhr	3. Driftbox-Klebung	Klebemaschine GEM-Spannvorrichtung Ofen	2 Techniker
09.30-12.00 Uhr	3. MSGC-Klebung (Vorrichtung 1) 4. MSGC-Klebung (Vorrichtung 2)	Klebemaschine MSGC-Klebevorrichtungen	2 Techniker
	Testende Driftbox 1 und 2	Driftbox-Teststand	Physiker
12.45-15.30 Uhr	4. Driftbox-Klebung	Klebemaschine GEM-Spannvorrichtung Ofen	2 Techniker
	1. Detektor-Klebung 2. Detektor-Klebung	Klebemaschine	2 Techniker
ab 16.00 Uhr	Rahmenklebungen	Klebemaschine Rahmen-Klebe-vorrichtungen Ofen	studentische Hilfskraft
	Testanfang Driftboxen 3 und 4	Driftbox-Teststand	Physiker/ studentische Hilfskraft

Tabelle 5.3: Ablaufplan 2. Tag für die "Massen"-Produktion der GEM-MSGC-Detektoren für HERA-B

Komplettierung der GEM-MSGC

Nach dem Einkleben der Gaskapillaren müssen die Detektoren für den Hochspannungstest noch mit Hochspannungskabeln und den notwendigen Erdungsverbindungen versehen werden. Dafür werden die HV-Kabel für die Driftspannung und die beiden GEM-Spannungen an die dafür vorgesehenen und durch den Rahmen durchgezogenen Kupferlaschen angelötet. Die Schutzwiderstände in den Hochspannungskabeln für die Drift- und die beiden GEM-Spannungen betragen 3 MΩ bzw. jeweils 2 MΩ. Die Kathodenspannung wird mit einem Kabel zugeführt und auf dem Kathoden-FanOut (Polyimid-Folie mit Leiterbahnstruktur) auf die 48 Kathodengruppen und die zwei Rand-Potentialstreifen verteilt. Jede dieser einzelnen Zuleitungen enthält dabei einen Schutzwiderstand von 10 MΩ.

Abbildung 5.4 zeigt einen GEM-MSGC-Detektor, bei dem bereits die Gaskapillaren eingeklebt und der Kathoden-FanOut kontaktiert ist.

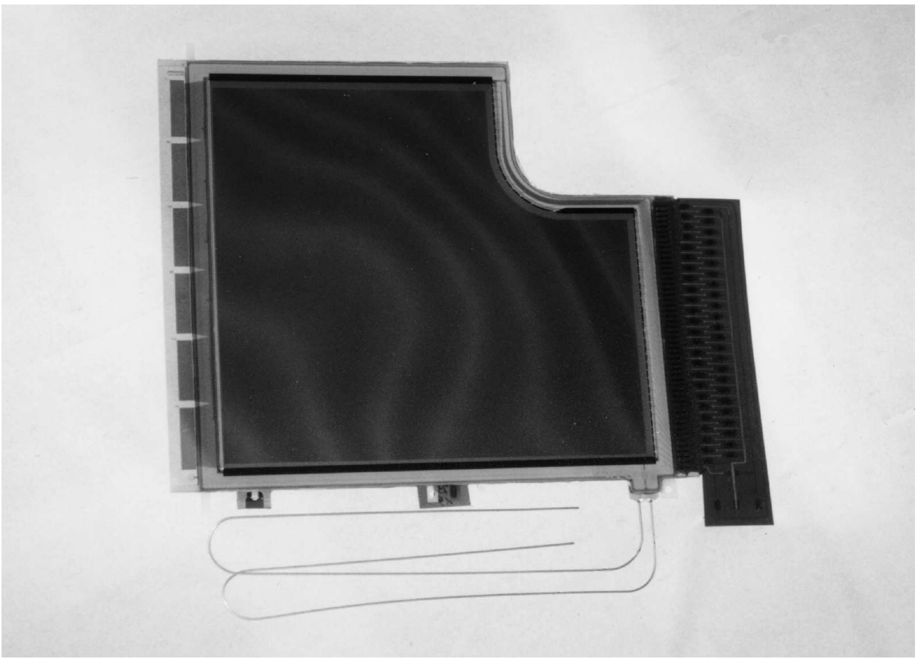

Abbildung 5.4: GEM-MSGC-Detektor mit eingeklebten Gaskapillaren und kontaktiertem Kathoden-FanOut. Auf dem Foto erkennt man die durch den Strahlrohrausschnitt L-förmige Form des Detektors. Am linken Rand des Substrats werden die Anodenstreifen aus dem aktiven Teil des Detektors herausgeführt und zu jeweils 128 Streifen gebündelt. Die Anodenstreifen werden später von insgesamt 6 Auslesechips Helix 128 ausgelesen. Am rechten Rand ist der Kathoden-FanOut zu erkennen, der die Kathodenspannung auf die einzelnen Kathodengruppen verteilt. Am unteren Rand sind die Kontaktlaschen für die Driftspannung (links) und für die GEM-Spannungen (Mitte) zu erkennen.

Erst nachdem die GEM-MSGC den HV-Test (siehe Abschnitt 5.7.4) erfolgreich bestanden hat, werden die Anoden-FanOuts mit den Auslesechips Helix128 [Hel128] an den Detektor kontaktiert. Dafür wurde von den Kollegen in Siegen eine spezielle Maschine mit beheizbaren Stempeln gebaut, mit der die drei FanOuts für einen Detektor in 3 Stunden kontaktiert und die Klebungen ausgehärtet werden können [Wer98]. Danach sind die GEM-MSGC-Detektoren komplett vorbereitet für die Montage auf die Trageplatten.

5.7 Tests und Konditionierung

Innerhalb eines umfangreichen Programms zur Qualitätssicherung werden die einzelnen Baukomponenten vor und teilweise auch während der einzelnen Bauabschnitte getestet. Damit wird sichergestellt, daß keine fehlerhaften oder funktionsuntüchtigen Komponenten verbaut werden, die dann zu einem Ausfall des gesamten Detektors führen können. Die fertigen GEM-MSGC-Detektoren werden anschließend langsam "konditioniert". Darunter versteht man die langsame Gewöhnung des Detektors an die nominellen Betriebsspannungen. Dies sollte möglichst mit dem vorgesehenen Zählgas durchgeführt werden. Die Erfahrung aus der Inbetriebnahme von Driftkammern hat gezeigt, daß dadurch ein wesentlich stabileres Betriebsverhalten erreicht werden kann.

5.7.1 MSGC-Substrat

Durch die Kollegen der Universität Zürich wird bei der Firma IMT die MSGC-Elektrodenstruktur auf Anodenunterbrüche und Kurzschlüsse untersucht. Dafür werden die Kathodengruppen und die Anodenstreifen einzeln kontaktiert und bei einer angelegten Spannung von 400 V der Widerstand gemessen. Nur Strukturen mit weniger als 50 Anodenunterbrüchen und keinen Kurzschlüssen werden akzeptiert und für die Produktion der GEM-MSGCs verwendet.

Bei dem Betrieb von 8 Detektoren bei HERA-B im Frühjar 1998 sowie mehreren Detektoren bei einem Strahltest am Paul-Scherrer-Institut (Villigen, Schweiz) im Juli 1998 traten zu Beginn des Betriebes bei jedem zweiten MSGC-Substrat im Mittel ein bis zwei Kurzschlüsse zwischen Anoden- und Kathodenstreifen auf. Teilweise ließen sich diese Kurzschlüsse mit kleinen Spannungen und Strömen im Bereich von Milliampere "wegbrennen".

Ein daraufhin zusätzlich vorgenommener Hochspannungstest des MSGC-Substrats sowohl in Luft als auch in einer Stickstoff-Atmosphäre vor dem Verkleben ergab folgendes Bild: Bis zu einer Potentialdifferenz von 450-480 V zwischen Kathoden- und Anodenstreifen treten keinerlei Probleme auf. Bei höheren Spannungen kann es zu zeitlichen Unregelmäßigkeiten des durch das Coating bedingten Kathoden-Blindstromes und vereinzelt zu Kurzschlüssen kommen [Wun98b]. Dies deckt sich mit den Beobachtungen der Kollegen in Zürich bei den Tests der Substrate bei IMT als auch im Labor [Rob98]. Die Begutachtung der Substrate unter dem Mikroskop zeigt, daß sich eine gewisse Anzahl von Fehlstellen bei der Produktion einer solch großen Mikrostreifen-Struktur nicht vermeiden läßt. Diese Schwachstellen können bei höheren Potentialdifferenzen zu den unruhigen Kathodenströmen führen.

Als Konsequenz für den Betrieb der GEM-MSGCs sind drei Punkte festzuhalten:

- Durch eine intensive Konditionierung des MSGC-Substrats über mehrere Tage kann die Anzahl der auftretenden Kurzschlüsse verringert werden.

- Tritt ein Kathoden-Anodenkurzschluß während der Konditionierung auf, so läßt sich dieser nachträglich durch Unterbruch des beteiligten Anodenstreifens auf dem Anoden-FanOut "reparieren". Dazu wird der zu unterbrechende Anodenstreifen auf dem FanOut mit zwei Kontaktspitzen kontaktiert. Durch einen Strom von wenigen Mikroampere erwärmt sich der Streifen so, daß er sich von der Kaptonfolie abziehen läßt. So fällt nur ein Auslesekanal und nicht die gesamte Kathodengruppe mit insgesamt 16 Anodenstreifen aus.

- Kurzschlüsse, die erst bei einem Betrieb bei HERA-B auftreten, lassen sich jedoch nicht mehr "reparieren". Um einen weiteren Betrieb zu ermöglichen, wurde der Schutzwiderstand vor jeder Kathodengruppe auf dem Kathoden-FanOut von 1 MΩ auf 10 MΩ erhöht, damit der Kurzschlußstrom reduziert wird. So wird erst bei mehreren Kurzschlüssen die Strombegrenzung des Netzgerätes erreicht und eine Abschaltung dieses Detektors notwendig.

5.7.2 Hohlrahmen

Die gefrästen Rahmenteile werden vor der Weiterverarbeitung mit einer Mikrometerschraube vermessen. Da die Höhe d des jeweiligen Rahmens bei fester Potentialdifferenz ΔU die elektrische Feldstärke $E = \frac{\Delta U}{d}$ im Drift- und Transferraum festlegt, werden Toleranzen der Werkstücke von maximal $\pm$0,1 mm zugelassen.

Für die Hohlrahmenklebung wird der Klebstoff auf die Stege des U-Profils aufgetragen und dann der Rahmendeckel darauf gesetzt. Der Kleber Eccobond 285 hat eine schwarze Farbe, und darum sind die aufgetragenen Kleberstreifen durch den gelb-grünlichen, nur 0,6 mm dicken Rahmendeckel aus GFK deutlich zu erkennen. Es ist bereits durch eine einfache optische Begutachtung erkennbar, ob die Kleberstreifen durchgehend sind oder ob es durch Unterbrechungen bei der Kleberauftragung zu Undichtigkeiten des Rahmens kommen kann. Bei einem Dichtigkeitstest der Hohlrahmen mit Helium, der zu Beginn der Produktion durchgeführt wurde, konnte gezeigt werden, daß tatsächlich nur Hohlrahmen Undichtigkeiten aufwiesen, die bereits bei der optischen Kontrolle ausgesondert wurden [Wun98a].

Bei der Begasung eines *Dummy*-Detektors, der nur aus zwei Glasplatten, einer Kapton-Folie als GEM-Ersatz und zwei Hohlrahmen bestand, konnte auch nach 7 Tagen mit einem Helium-Fluß von 15 ml/min kein austretendes Helium mit einem Leckdetektor detektiert werden. Die Hohlrahmen sind also heliumdicht.

5.7.3 GEM-Folie und Driftbox

Vor dem Verkleben wird jede GEM-Folie auf ihre Spannungsfestigkeit getestet. Bei einer Potentialdifferenz zwischen GEM-Ober- und Unterseite von 500 V dürfen keine elektrischen Überschläge auftreten, und der Leckstrom muß kleiner als 10 nA sein.

Nach dem Kleben der Driftbox wird die GEM-Folie erneut auf ihre Spannungsfestigkeit getestet. Dieser Test findet in einer Stickstoff-Atmosphäre statt. Dabei wird zunächst für 12-14 Stunden eine Potentialdifferenz von 300 V angelegt. Erst danach wird innerhalb von 2-3 Stunden in Schritten von 50 V die Spannung auf 500 V erhöht. Nach dem Ausheizen der GEM-Folie bei der Aushärtung der Driftbox bei 75 °C für 2-3 Stunden sind die Ströme bei einer Potentialdifferenz von 500 V meist kleiner als 5 nA.

5.7.4 Konditionierung der GEM-MSGC

Nachdem bei der GEM-MSGC die Gaskapillaren eingeklebt und die HV-Kabel kontaktiert sind, wird ein kombinierter Dichtigkeits- und Hochspannungstest durchgeführt, der ungefähr drei Tage dauert. Erst danach werden die Auslesechips kontaktiert.

Zunächst werden die GEM-MSGCs mit Ar/CO_2 gespült und von außen auf Undichtigkeiten untersucht. Sollten doch kleine Undichtigkeiten auftreten, so werden diese mit Stycast 1266 versiegelt.

Der Hochspannungstest beinhaltet eine erste Konditionierung der GEM-MSGC. Im Laufe der ersten beiden Tage werden die Kathodenspannung U_K, die Driftspannung U_D und die Potentialdifferenz ΔU_{GEM} an der GEM-Folie langsam auf die Werte U_K = -480 V, U_D = -3200 V und ΔU_{GEM} = 500 V erhöht. Für 18-24 Stunden bleiben diese Spannungswerte anliegen. Die Werte für die Kathodenspannung und die Potentialdifferenz an der GEM-Folie sind etwas höher als die typischen Betriebsspannungen von U_K = -460 V und ΔU_{GEM} = 410 V, aber es muß von vornherein eine Reserve zum Ausgleich von Variationen der Gasverstärkung eingeplant werden.

Die Detektorströme werden mit der 8-Kanal Strommeß-Box A339 [A339] gemessen und von einem Macintosh-Computer oder Linux-PC aufgezeichnet. Überschreiten die Ströme gesetzte Schwellen, z. B. durch einen Kathoden-Anoden-Kurzschluß oder einen Funkenüberschlag in der GEM-Folie, so werden die Spannungen automatisch heruntergefahren. Durch die aufgezeichneten Ströme ist es möglich, nachträglich die Ursache für die Abschaltung zu finden.

Dieser Test bietet die letzte Möglichkeit eines uneingeschränkten Zugangs zur GEM-MSGC. Hier können gegebenfalls noch Versiegelungsarbeiten bei Gasundichtigkeiten oder Unterbrüche auf den Anoden- oder Kathoden-FanOuts durchgeführt werden. Nach dem Zusammenbau der Detektor-Stationen ist der Zwischenraum zwischen den einzelnen Trageplatten nur wenige Millimeter, so daß keine Arbeiten an den Detektoren mehr möglich sind.

Zusammenfassung

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg befindet sich zur Zeit das Experiment HERA-B im Aufbau. Das Expriment soll die CP-Verletzung im System der neutralen B-Mesonen untersuchen und den Winkel β des Unitaritätsdreiecks messen.
Eines der Subdetektorsysteme von HERA-B ist das Innere Spurkammersystem. In seinem Akzeptanzbereich werden Teilchenflußdichten von bis zu $2 \cdot 10^4$ MIPs/mm^{2}s und eine Strahlenbelastung von bis zu 1 Mrad/a (10 kGy/a) erwartet. Ein Teil der Detektoren wird in einem Magnetfeld von 0,85 T betrieben.

Um einen Detektor für das Innere Spurkammersystem zu realisieren, der die gestellten Anforderungen erfüllt, wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Detektorkonzepte untersucht.

Im ersten Teil wurde ein Detektor aus szintillierenden Fasern untersucht, der über Lichtleiter und Photomultiplier ausgelesen wurde. Zur Herstellung der Testdetektoren wurden zunächst Herstellungsverfahren erarbeitet, mit denen Fasermodule aus sechs Lagen szintillierender Fasern geklebt wurden. Für die Messungen im Labor wurden jeweils drei übereinanderliegende Fasern zu einer 3er-Straße zusammengefaßt. Die Lichtausbeute aus dieser Straße wurde von einem Lichtleiter auf einen Pixel des Mehrkanal-Photomultipliers geleitet und dort registriert. Im Labor wurde die Lichtausbeute von szintillierenden und die Transparenz von klaren Fasern jeweils verschiedener Hersteller als Funktion der Strahlendosis gemessen. Zur Simulation der im Betrieb bei HERA-B erwarteten Strahlenschäden wurden die Fasern mit einer Kobalt-Quelle bestrahlt. Die höchste Lichtausbeute sowohl vor als nach den einzelnen Bestrahlungsschritten besaßen die szintillierenden Fasern SCSF-78M der Firma Kuraray. Die besten Transparenzeigenschaften zeigten die klaren Fasern des gleichen Herstellers. Bei Bestrahlung der szintillierenden Fasern mit einer Strontium-Quelle zur Erzeugung des Szintillationslichts erhielt man bei der Kombination dieser Fasern im unbestrahlten Zustand eine Lichtausbeute von 6,1 Photoelektronen. Diese Lichtausbeute reduziert sich nach Bestrahlungsdosen, die den erwarteten Dosen nach einem, zwei und drei Betriebsjahren entspricht, auf 3,2 , 3,1 beziehungsweise 2,4 Photoelektronen. Vergleichende Messungen der Kollegen des Instituts für Hochenergiephysik DESY-Zeuthen mit einem Prototyp-Detektor der original HERA-B-Geometrie ergaben eine Lichtausbeute von nur 6,2 Photoelektronen für eine Auslesestraße mit sieben szintillierenden Fasern eines etwas kleineren Durchmessers. Legt man die im Labor beobachtete Verringerung der Lichtausbeute durch Strahlenschäden zugrunde, so reduziert sich die Lichtausbeute nach dem ersten Jahr bereits auf 3,3 Photoelektronen. Um Signale zu unterdrücken, die durch

Čerenkovlicht in den klaren Fasern sowie durch niederenergetische Teilchen und Übersprechen verursacht werden, müssen mindestens zwei Photoelektronen als Schwelle für ein minimalionisierendes Teilchen verlangt werden. Diese Schwelle erlaubt zwar zu Beginn noch eine Detektoreffizienz von 99 %, schon nach einem Betriebsjahr fällt diese jedoch auf rund 80 % ab. Für einen Detektor aus szintillierenden Fasern kann daher kein sicherer Betrieb bei HERA-B garantiert werden.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde untersucht, ob sich mit einer Gas-Mikrostreifen-Kammer mit GEM-Folie (GEM-MSGC) ein Detektor für das Inneres Spurkammersystem realisieren läßt. Bei einem Strahltest wurde die Effizienz, die Streifenmultiplizität und der Lorentzwinkel für verschiedene Magnetfelder und unterschiedliche Detektorbetriebsparameter gemessen. Bei einem Betrieb mit angemessenen Betriebsspannungen besitzt die GEM-MSGC eine Effizienz von 98 % und es treten keine Beeinträchtigungen bei dem Betrieb in einem Magnetfeld von 0,85 T auf. Die Streifenmultiplizität ist abhängig von der Driftfeldstärke und liegt bei der Zählgasmischung Ar/DME (50/50) bei knapp 2. Die Erhöhung der Streifenmultiplizität bei dem Betrieb im Magnetfeld durch den Lorentzwinkel ist mit ungefähr 20 % für den Betrieb bei HERA-B tolerabel.
In Hochraten-Langzeittests wurde das Alterungsverhalten der GEM-MSGC untersucht. Die Messungen haben gezeigt, daß Elektrodenstrukturen aus Aluminium weder für einen Betrieb mit Ar/DME (50/50) noch mit Ar/CO_2 (70/30) geeignet sind. Bereits nach Betriebszeiten, die weniger als einem HERA-B-Jahr entsprechen, war die Pulshöhe bereits so abgesunken, daß kein weiterer Betrieb des Detektors möglich war. Eine anschließende optische Inspektion zeigte große Schäden an den Kathodenstreifen. Ein Wasserdampfzusatz von 0,3 % im Zählgas führte zu starker Anodenalterung mit Ablagerungen und Wucherungen an den Anodenstreifen.
Bei einem Betrieb einer GEM-MSGC mit Goldelektrodenstruktur und "trockenem" Ar/DME (50/50) konnte jedoch gezeigt werden, daß auch nach einer akkumulierten Ladung von über 16 mC/cm keine Alterung auftritt. Dies entspricht einer Betriebszeit bei HERA-B von rund 3 Jahren. Es treten jedoch über längere Zeitabschnitte Variationen der Gasverstärkung durch Schwankungen der GEM-Verstärkung auf. Diese lassen sich bisher nicht vermeiden, sondern müssen durch Änderung der Betriebsspannungen ausgeglichen werden.

Diese Untersuchungen trugen wesentlich mit zu dem Entschluß bei, die GEM-MSGCs für das Innere Spurkammersystem zu verwenden.

Für die Produktion der *full-size* GEM-MSGC-Detektoren wurden die Herstellungsverfahren verbessert und durch neue Klebevorrichtungen ergänzt. Beim Kleben der Driftbox wird durch eine GEM-Spannvorrichtung die GEM-Folie mechanisch gespannt, so daß die Folie nach dem Kleben straff ist und nicht durchhängt. Mit Hilfe eines automatischen Dosiersystems erfogt die Kleberauftragung gleichmäßig und reproduzierbar. Durch eine Optimierung der Ablaufpläne und dem geeigneten Einsatz der Infrastruktur kann eine Produktionsrate von 10 GEM-MSGC-Detektoren pro Woche erreicht werden.

Literaturverzeichnis

[Ago] Agovit 1900, Degussa, über: Angst+Pfister GmbH, D-64526 Mörfelden

[Asc98] E. C. Aschenauer et al., *Tests of a fiber detector concept for high rate particle tracking*, DESY 98-001

[Asy] Asymtek, in Deutschland über GLT Gesellschaft für Löttechnik mbH, D-75173 Pforzheim

[A339] 8-Kanal Strommeß-Box A339, Peter von Walter, Elektronikwerkstatt, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

[A344] GEM-Verteiler-Box A344, Peter von Walter, Elektronikwerkstatt, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

[BAH] BAHAG AG Mannheim, Hochglanzlack Swing Color

[Bäh97] J. Bähr, DESY-Zeuthen, private Mitteilung

[BaB95] *BaBar Technical Design Report*, SLAC-R-95-457 (http://hepunx.rl.ac.uk/BFROOT/doc/TDR)

[Bau94] B. Baumbaugh et al., *Performance of multiclad scintillating and clear waveguide fibers read out with visible light photon counters*, Nucl. Instr. and Meth. A 345 (1994) 271-278

[Bec94] T. Beckers et al., *Optimization of microstrip gas chambers design and operation conditions*, Nucl. Instr. and Meth. A 346 (1994) 95-101

[BEL95] *BELLE Technical Design Report*, KEK-Report 95-1 (http://bsunsrv1.kek.jp/bdocs/tdr)

[Ber94] Klaus Berkhan, *Präzisionsmessung der Transportparameter von Elektronen in den Molekülgasen Wasserstoff, Deuterium, Methan und Ethan und ihren Mischungen mit Argon*, Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 10/1994

[Bey82] P. Beynel, P. Maier and H. Schönbacher, *Compilation of radiation damage test data - Part III*, CERN 82-10, Health and Safety Department, 4 November 1982

[Bic97] Bicron Corporation, Datenblätter zu *Scintillating Optical Fibres*, in Deutschland über GC Technology, Warthestr.6, 81927 München

[Boi96] B. Boimska et al., *Study of ageing and gain limits of microstrip gas chambers at high rates*, CERN-PPE/96-201, 18 November, 1996

[Bon98] R. Bonciani et al., *NLL Resummation of the Heavy-Quark Hadronproduction Cross-section*, CERN-TH/98-31, hep-ph/9801375, Januar 1998

[Bou94] R. Bouclier et al., *Results of chamber ageing tests with CH_4- and DME-based gas mixtures*, Nucl. Instr. and Meth. A 346 (1994) 114-119

[Bre97] Carola Bresch, *Neuere Untersuchungen von Prototypen der Gas-Mikrostreifen-Kammern (MSGC) des inneren Spurkammersystems des HERA-B Experiments*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 7/1997 (http://doc.physi.uni-heidelberg.de/∼richter/Diplomarbeit.ps)

[Cab63] Nicola Cabibbo, *Unitary Symmetriy and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Letters 10, 531 (1963)

[CDF96] *The CDF II Detector Technical Design Report*, FERMILAB-Pub-96/390-E (http://www-cdf.fnal.gov/upgrades/tdr/tdr.html)

[CDF98] CDF-Collaboration, *Measurement of the CP-Violation Parameter* $\sin(2\beta)$ *in* $B_d^0/\overline{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ *Decays*, FERMILAB-PUB-98/189-E, September 21, 1998

[CDF99] CDF-Collaboration, *A Measurement of* $\sin(2\beta)$ *from* $B \rightarrow J/\psi K_s^0$ *with the CDF Detector*, CDF/PUB/BOTTOM/CDF/4855, Preliminary Result for Distribution, 5-Feb-1999

[Cha70] G. Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. 80 (1970) 13

[Che] Zentralbereich Theoretikum, Chemikalienlager, Im Neuenheimer Feld 367, Universität Heidelberg

[Chr64] J. H. Christenson et al., *Evidence for the* 2π *Decay of the* K_2^0 *Meson*, Phys. Rev. Lett. 13, 138 (1964)

[Chr65] J. H. Christenson et al., *Regeneration of* K_1^0 *Meson and the* $\mathrm{K}_1^0 - \mathrm{K}_2^0$ *Mass Difference*, Phys. Rev. 140, B74 (1965)

[Chu95] M. Chung and S. Margulies, *Effects of light on scintillating fibres containing 3-Hydroxyflavone*, Proc. SCI93, Workshop on Scintillating Fiber detectors, Notre Dame, World Scientific, Singapore 1995

[CMS94] CMS-Collaboration, *Status Report and Milestones*, CERN/LHCC 94-20, 24 May 1994

[DES] Deutsche Spezialglas AG DESAG, D-31074 Grünenplan

[Dre96] H.-B. Dreis, *MSGC Radiation Test at BASF*, interne Mitteilung, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 7/1996

[Dre98a] H.-B. Dreis et al., *Development of a Scintillating Fibre Detector for HERA-B*, DESY 98-049, April 1998

[Dre98b] H.-B. Dreis et al., *Operation of a large GEM-MSGC detector in a high intensity hadronic test beam using fully pipelined readout electronics*, LHCb internal note TRAC-98/060, HERA-B internal note 98-149, HERA-B Inner Tracker 98-020, Oct. 6th, 1998

[DL305] VME-Modul 4-Kanal 6-Bit FADC, Elektronikwerkstatt, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

[DL401] 4-Kanal 8-Bit FADC DL401, Elektronikwerkstatt, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg.

[DL504] 16-Kanal VME Diskriminator DL504, Elektronikwerkstatt, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

[DL610] VME-Modul Peak-ADC 610, Elektronikwerkstatt, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

[DL635] 4-Kanal Ratenmesser DL635-1, Elektronikwerkstatt, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

[D096] *The D0 Upgrade: The Detector and its Physics*, FERMILAB-Pub-96/357-E (http://www-d0.fnal.gov/hardware/upgrade/pac0495/physics_toc.html)

[Ecc] Eccobond 285, Grace Specialty Polymers, in Deutschland über: Emerson & Cuming Specialty Polymers, D-63477 Maintal

[Feinf] Röntgenröhre FXT 160.00, Feinfocus, D-30827 Garbsen

[Feu] Martin Feuerstack-Raible und Sebastian Hausmann, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

[Fib] Fibrolux GmbH, D-65719 Hofheim-Wallau

[Fis91] Hansjörg Fischle, Joachim Heintze and Bernhard Schmidt, *Experimental Determination of Ionization Cluster Size Distributions in Counting Gases*, Nucl. Instr. and Meth. A 301 (1991) 202-214

[Gru93] Claus Grupen, *Teilchendetektoren*, Bibliographisches Institut & F.A. Brockhaus AG, Mannheim, 1993

[GTS] GTS, D-57072 Siegen

[Ham97a] Hamamatsu Photonics K. K., Electron Tube Center, Datenblatt zu *Hamamatsu Photomultiplier Tube R5900-M16 H6568*, in Deutschland: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, D-82211 Herrsching

[Ham97b] Hamamatsu Photonics K. K., Electron Tube Center, Datenblatt zu *Hamamatsu Photomultiplier Tube R5900-M64*, in Deutschland: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, D-82211 Herrsching

[Hau97] Sebastian Hausmann, *Note on the Simulation of the Magnetic Flux Density in the Area of the Photomultipliers of the Inner Tracker at HERA-B*, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 4/1997 (http://www.physi.uni-heidelberg.de/~hausmann/pm_simu/main.html)

[Hau98] Sebastian Hausmann, *Das Auslesesystem der Inneren Spurkammern bei HERA-B*, Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 12/1998

[Hei99] Carsten Heiß, *Aufbau und Inbetriebnahme eines automatisierten Gasversorgungssystems für das innere Spurkammersystem des HERA-B Experiments*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 1/1999

[Hel128] W. Fallot-Burghart et al., *Helix128-x User Manual*, ASIC-Labor, Universität Heidelberg
(http://wwwasic.ihep.uni-heidelberg.de/ feuersta/projects/Helix/helix/helix.html)

[HER92] *HERA-B Letter of Intent*, DESY-PRC 92/04
(ftp://ftp.desy.de/pub/herab/)

[HER94] *HERA-B Proposal*, DESY-PRC 94/02
(ftp://ftp.desy.de/pub/herab/)

[HER95] *HERA-B Design Report*, DESY-PRC 95/01
(ftp://ftp.desy.de/pub/herab/tdr/tdr.ps.gz)

[Hil95] Malte Hildebrandt, *Streuquerschnitte niederenergetischer Elektronen an Kohlenwasserstoffen*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg 7/1995

[Hot97] Thomas Hott, *Entwicklung und Test großflächiger Mikro-Streifen-Gas-Kammern für das innere Spurkammersystem von HERA-B*, Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 5/1997
(http://www.physi.uni-heidelberg.de/∼hott/Thesis.html)

[Hux74] L. G. H. Huxley, R. W. Crompton, *The diffusion and drift of electrons in gases*, John Wiley & Sons, New York, 1974

[H72] EPO-TEK H72, Polytec GmbH, D-76337 Waldbronn

[IMT] IMT Masken und Teilungen AG, CH-8606 Greifensee

[IsoLab] Isotopenlabor der BASF, Abt. ZHV/I-M327, BASF AG, D-67056 Ludwigshafen

[IST] Fraunhoferinstitut für Schicht- und Oberflächentechnik IST, D-38108 Braunschweig

[Jah95] M. S. Jahan et al., *Thermal recovery of fluorescence yield in γ-irradiated scintillating and wavelenght-shifting fibers*, Proc. SCI93, Workshop on Scintillating Fiber detectors, Notre Dame, World Scientific, Singapore 1995

[Kad90] John. A. Kadyk, *Wire chamber aging*, Nucl. Instr. and Meth. A 300 (1990) 436-479

[Kle92] Konrad Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Studienbücher, B.G. Teubner, Stuttgart, 1992

[Kob73] Makoto Kobayashi, Toshihide Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of the Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973)

[Kra91] I. Krajcar-Bronic, D. Srdoc and B. Obelic, *The W values for photons and electrons in mixtures of argon and alkanes*, Radiat. Res. 125, 1.5 (1991)

[Kun92] T. Kunst, B. Götz und B. Schmidt, *Precision measurements of magnetic deflection angles and drift velocities in crossed electric and magnetic fields*, Nucl. Instr. and Meth. A 324 (1992) 127-140

[Kur97] Kuraray, Datenblätter zu *Kuraray Scintillating Fibers*, Kuraray CO.LTD, Methacrylic Resin Division, Maruzen Building, 2-3-10 Nihonbashi, Chuo-ku, Tokyo 103, Japan

[Leu95] Heinrich Leutz, *Scintillating fibres*, Nucl. Instr. and Meth. A 364 (1995) 422-448

[LHC95] *LHCb Letter of Intent*, CERN/LHCC 95-5 (http://www.cern.ch/LHC-B/loi/loi-lhcb.ps.gz)

[LHC98] *LHCb Technical Proposal*, CERN/LHCC 98-4 (http://lhcb.cern.ch/technicalproposal/postscript/tp.ps)

[Mar95] S. Margulies et al., *Effects of irradiation on Kuraray multiclad fibres*, Proc. SCI93, Workshop on Scintillating Fiber detectors, Notre Dame, World Scientific, Singapore 1995

[Mat88] Stephan Wolfram, *Mathematica: A system for doing Mathematics by Computer*, Wolfram Research Inc. 1988

[MeG] MesserGriesheim, D-47805 Krefeld

[Mül93] Andreas Müller, *Aufbau und Erprobung einer Apparatur zur Messung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Gasen bei hohen elektrischen Feldern*, Staatsexamensarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 5/1993

[Oed88] A. Oed, *Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, Nucl. Instr. and Meth. A 263 (1988) 351

[Oet96] Eva Oettinger, *Messung von Driftgeschwindigkeit und Effektivem Townsendkoeffizienten in reinem Dimethyläther und einem Argon-Dimethyläther-Gemisch bei hohen elektrischen Feldern*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 10/1996

[Oet98] E. Oettinger, M. Hildebrandt and B. Schmidt, *Electron drift velocity and Townsend coefficient in DME based gas mixtures*, Nucl. Instr. and Meth. A 412 (1998) 355-360

[OPA98] The OPAL-Collaboration, *Investigation of CP violation in $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ decays at LEP*, CERN-EP/98-001, hep-ex/9801022, 16th January 1998

[Par98] F. Parodi, P. Roudeau and A. Stocchi, *Constraints on the parameters of the V_{CKM} matrix by Summer 1998*, Paper submitted to the ICHEP'98 Conference, Vancouver, July 22-29

[PDG98] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C, Springer, 1998

[PW] PW - Gedruckte Schaltungen, D-27782 Wildeshausen

[Rho] Rhodorsil CAF 4, Rhone-Poulenc, F-69191 Saint-Fons Cedex

[Ric98] Carola Richter, *Untersuchung der Full-Size-MSGC im Röntgenbunker, April-Juli 1998*, interne Mitteilung, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 7/1998

[Ric99] Carola Richter, *Betriebserfahrungen mit GEM-MSGCs, entwickelt für das HERA-B Experiment*, präsentiert auf der Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Fachverband Teilchenphysik, Heidelberg, 14.03.1999

[RD195] RD1 Collaboration, *Radiation Resistance of a Scintillating Fibre Calorimeter*, Proc. SCI93, Workshop on Scintillating Fiber detectors, Notre Dame, World Scientific, Singapore 1995

[RD28a] RD28 (F. Sauli et al.), *Development of Micro-Strip Gas Chambers for Radiation Detection and Tracking at High Rates*, Status Report, August 13, 1993, CERN/DRDC/93-94, 1993

[RD28b] RD28 (F. Sauli et al.), *Development of Micro-Strip Gas Chambers for Radiation Detection and Tracking at High Rates*, Status Report, January 26, 1995, CERN/DRDC/94-45, 1995

[Rie72] Foster F. Rieke and William Prepejchal, *Ionization Cross Sections of Gaseous Atoms and Molecules for High-Energy Electrons and Positrons*, Phys. Rew. Vol. 6, Number 4, 1972

[Rob98] Peter Robman, persönliche Mitteilung, Physik Institut der Universität Zürich, 11/1998

[Rob99] Peter Robman, persönliche Mitteilung, Physik Institut der Universität Zürich, 4/1999

[Ros97] Jonathan L. Rosner, *B-Physics - a theoretical review*, presented at Beauty'97 - Fifth International Workshop on B-Physics at Hadron Machines, UCLA, October 1997, EFI-97-58, hep-ph/9801201

[Rut11] Ernest Rutherford, Phil. Mag. 21, 669 (1911)

[Sau96] Fabio Sauli et al., *The Gas Electron Multiplier (GEM)*, presented by F. Sauli at the IEEE1996 Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Anaheim, November 3-9, 1996, CERN-PPE/96-177

[Sau97] Fabio Sauli, *The Gas Electron Multiplier (GEM)*, Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997) 531-534

[Sau98] Fabio Sauli, persönliche Mitteilung, PPE-Division CERN, CH-1211 Genf 23

[Sch91] Bernhard Schmidt, *Die Heidelberger Schwarmexperimente - Ein Beitrag zur Erforschung des Elektronentransports in Gasen*, Habilitationsschrift, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 1991

[Sch93] Bernhard Schmidt, *New Development in Swarm Experiments and Low Energy Electron Collisions*, Comments At. Mol. Phys. 1993, Vol. 28, No. 6, 379-395

[Sch96a] Bernhard Schmidt, *Detektoren bei hohen Teilchenflüssen*, Herbstschule Maria Laach, 1996

[Sch96b] Bernhard Schmidt, persönliche Mitteilung, 6/1996, zusammengefaßt in *Comments on MSGC efficiency*, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 4/1999

[Sch97] Bernhard Schmidt, *MSGC development for HERA-B*, 36th Workshop of INFN ELOISATRON PROJEKT of NEW DETECTORS, Erice, Nov 1997, physics/9804035

[ScP97] Walter Schmidt-Parzefall, *HERA-B - Ein neues Experiment bei DESY*, Physikalische Blätter 53, 319 (1997)

[Spo97] Andrea Sponsel, *Untersuchung von Lichtausbeute und Strahlenschäden an klaren und szintillierenden Fasern für das innere Spurkammersystem des HERA-B Detektors*, Staatsexamensarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 7/1997

[Sto96] Sheldon Stone, *Prospects for B-Physics in the next decade*, presented at the NATO Advanced Study Institut on Techniques and Concepts of High Energy Physics, Virgin Islands, July 1996, HEPSY 96-01, hep-ph/9610305

[STW] CERN Surface Treatment Workshop, EST/SM/CI, CH-1211 Genf 23

[Sty] Stycast 1266, Grace , in Deutschland über: Emerson & Cuming Specialty Polymers, D-63477 Maintal

[SUR] SURMET Corporation, 33 B Street, Burlington, MA 01803, USA

[VaV86] J. Va'Vra, *Review of wire chamber aging*, Nucl. Instr. and Meth. A 252 (1986) 547-563

[Vis96] Sven Visbeck, *Untersuchung von Prototypen der Mikrostreifen-Gaskammern (MSGC) des inneren Spurkammersystems des HERA-B Experiments*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 9/1996 (http://www.physi.uni-heidelberg.de/groups/herab/text/DiplArb_SVisbeck.ps.gz)

[VV50] *VV50-2 Vorverstärker*, Rudolf Rusnyak, Elektronikwerkstatt, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 1995

[Wal95] Albin Walther und Rainer Barschke, *Studies of scintillating Fibres for a spaghetti calorimeter to be used for the H1 backward upgrade project*, Proc. SCI93, Workshop on Scintillating Fiber detectors, Notre Dame, World Scientific, Singapore 1995

[Wer98] Ulrich Werthenbach, persönliche Mitteilung, Fachbereich Physik, Universität-Gesamthochschule Siegen, 4/1998

[Wol83] Lincoln Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Letters 51, 1945 (1983)

[Wun98a] Sonja Wunderlich, persönliche Mitteilung, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 6/1998

[Wun98b] Sonja Wunderlich, persönliche Mitteilung, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 11/1998

[Zie98] Marcus Ziegler, *Untersuchungen von Detektoren für das innere Spurkammersystem des HERA-B Experimentes*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 3/1998

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen denjenigen bedanken, die mich bei meiner Arbeit mit Rat und Tat sowie konstruktiven Anregungen besonders unterstützt haben.

Ich bedanke mich bei Herrn Dr. Bernhard Schmidt für die Möglichkeit, bei ihm zu promovieren, und sein fortwährendes Interesse, das den Fortschritt dieser Arbeit stark gefördert hat.

Bei Frau Prof. Johanna Stachel bedanke ich mich für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Bei Herrn Prof. Franz Eisele bedanke ich mich für seine ständige Ansprechbereitschaft und seine anspornende Ungeduld, die für mich immer Antrieb und Verpflichtung war.

Bei allen aktiven und ehemaligen Mitgliedern der HERA-B-Gruppe und den Kollegen aus Siegen, Zürich und Zeuthen bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit, ihre Hilfsbereitschaft und ihre Sachkompetenz. Besonders bedanken möchte ich mich bei Frau Andrea Sponsel für ihr großes Engagement bei der Untersuchung der Fasern und bei Frau Sonja Wunderlich, die mir in der letzten Zeit einen Großteil der Arbeit in der Detektorproduktion abgenommen hat und mir dadurch ein konzentriertes Schreiben dieser Arbeit ermöglicht hat. Für die vielen Diskussionen und die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanke ich mich bei Carola, Carsten, Hans-Bernd, Katharina C., Katharina M., Marcus, Martin, Ulli, Urs und Wolfgang.

Bei allen Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt und der Elektronikwerkstatt bedanke ich mich für ihre Unterstützung. Für eine produktive und erfolgreiche Zusammenarbeit bedanke ich mich besonders bei den Herren Johann Amler, Rudi Eitel, Dieter Gieser, Klaus Layer, Christian Rummel und Frank Schumacher.

Herrn Siegfried Hennenberger danke ich für die freundschaftliche und interessante Zusammenarbeit.

Bei Herrn Dieter Mosbach und den Mitarbeitern des Isotopenlabors bei der Firma BASF bedanke ich mich für die große Hilfsbereitschaft bei den Bestrahlungen der szintillierenden und klaren Fasern.

Herrn Dr. Sebastian Hausmann danke ich für die vielen Anregungen und das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft bedanke ich mich für das Stipendium in der Zeit vom 15.09.1995 bis 15.06.1998.

Ich bedanke mich herzlich bei meinen Eltern für ihre uneingeschränkte Unterstützung auf meinem bisherigen Weg.

Malte Hildebrandt