Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Carola Ruth Bresch
aus Heidelberg

Juli 1997

Neuere Untersuchungen von Prototypen der Gas-Mikrostreifen-Kammern (MSGC) des inneren Spurkammersystems des HERA-B Experiments

Die Diplomarbeit wurde von Carola R. Bresch ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Herrn Priv. Doz. Bernhard Schmidt

Abstract

Seit 1994 werden am Physikalischem Institut in Heidelberg *Gas-Mikrostreifen-Kammern (MSGCs)* entwickelt, die zur Spurrekonstruktion beim Hera-B-Experiment am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY/Hamburg) eingesetzt werden sollen.
Bei einem Strahltest am Paul-Scherrer-Institut (Schweiz) mit ersten Prototypen, bei dem der Einfluß intensiver Hadronenstrahlung auf den Betrieb erforscht werden sollte, wurden elektrische Überschläge zwischen den Elektroden registriert. Diese sogenannten *Sparks* führten zu so schweren Beschädigungen an den dünnen Leiterstreifen im sensitiven Bereich der Kammer, daß eine Verwendung für das Hera-B-Experiment, bei dem ebenfalls eine hohe Strahlungsintensität herrscht, ausgeschlossen schien.
In dieser Arbeit wird der Einfluß verschiedener Betriebsparameter (Spannungen, Gasmischungen etc.) auf die Sparkwahrscheinlichkeit bei diesen Prototypen untersucht.
Es zeigt sich, daß durch die Optimierung dieser Parameter die Sparkwahrscheinlichkeit nur innerhalb gewisser Grenzen – aber bei weitem nicht ausreichend – reduziert werden kann.
Um die Resistenz der Streifen bei eventuellen Überschlägen zu erhöhen, wurden verschiedene Elektrodenmaterialien getestet. Ein höherer Widerstand begrenzt zwar die Schäden bei einem Überschlag, verlangsamt aber intolerabel die Signalausbreitung.
Im letzten Teil der Arbeit werden neue MSGC-Designs vorgestellt. Besonders die *GEM-MSGC*, die über einen integrierten Gas-Vorverstärker verfügt, weist sehr gute Strahlenresistenz auf, ohne daß Einbußen im Signalverhalten festgestellt werden.

Studies on prototypes of microstrip-gas-chambers (MSGC) of the inner-tracking-system of the experiment Hera-B

Since 1994 the Physikalisches Institut in Heidelberg has been developing MSGCs for the inner-tracking-system of the experiment Hera-B at DESY/Hamburg.
During a beamtest at the Paul-Scherrer-Institut (Switzerland) in 1996 the influence of intensive hadronic irradiation was tested and electrical discharges between the thin stripes of the electrodes were observed. These *sparks* lead to a partial destruction of the sensitive area, effectivly inhibiting the use of MSGCs as the inner-tracking-system.
The dependence of spark propability on various parameters such as voltages, gas mixtures etc. was investigated.
The results show, that even by optimzation of all these different parameters the spark probability can be reduced only within certain limits.
The durability of the stripes is drastically influenced by the resistance of the used material, but increasing the resistance decreases the velocity of signal propagation in an intolerable way.
In the last chapter new MSGC-designs are presented. Especially the *GEM-MSGC*, where an extra gas-amplifier is included, shows excellent behaviour with regard to sparks and signal propagation.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Erforschung der CP-Verletzung im B-System ist das erklärte Ziel des Hera-B-Experiments am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg. Das Standardmodell läßt die Option einer CP-Verletzung zwar zu, es verlangt sie aber nicht notwendig. Eine Klärung der Ursache dieses Phänomens ist somit gleichzeitig ein guter Test für das Standardmodell als auch vielleicht sogar ein Fenster zu neuer Physik.

1.1 Die CP-Verletzung

Das CPT-Theorem besagt, daß die Physik in jeder lokalen Feldtheorie unter Hintereinanderanwendung der drei Symmetrieoperationen

C: Ladungskonjugation, d.h Vertauschung von Teilchen und Antiteilchen
P: Paritätsoperation, d.h Spiegelung des Raumes am Ursprung
T: Zeitumkehr, d.h die Zeitrichtung wird umgekehrt

invariant bleibt.
Bei der Gravitation, dem Elektromagnetismus und der starken Wechselwirkung bleiben die Naturgesetze auch bei der Anwendung von nur einer dieser Symmetrieoperationen invariant. Eine Ausnahme bildet jedoch die schwache Wechselwirkung, hier ist die Parität maximal verletzt.
Längere Zeit glaubte man, daß auch die schwache Wechselwirkung zumindest zeitumkehrinvariant sei, was gleichzeitig bedeutet, daß die Kombination von C und P keine Änderung in der Kopplungsstärke bewirken sollte, wenn man das CPT-Theorem zugrunde legt. Bei dieser kombinierten Anwendung werden z.B. linkshändige Fermionen in rechtshändige Antifermionen übergeführt. Diese beiden wechselwirken, wie das Experiment auch bestätigt, mit gleicher Stärke.

Doch auch bei dieser Symmetrie zeigte sich schon bald eine Ausnahme. Eine CP-Verletzung wurde zum ersten Mal im Kaon-System von Cronin und Fitch im Jahre 1964 beobachtet.

Da jedoch die Asymmetrie im Kaonsystem nur sehr klein ist und komplizierte QCD-

Terme die störungstheoretischen Vorhersagen erschweren, ist die theoretische Bestimmung der CP-Verletzung bei Kaonen nur innerhalb großer Fehlergrenzen möglich und ein Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Vorhersagen deshalb nicht sehr aussagekräftig. Die CP-Verletzung im B-System, bei dem es viel genauere theoretische Vorhersagen gibt und bei dem auch der Effekt größer sein soll, ist daher viel geeigneter für einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment. Die Stärke dieser Verletzung wird durch den Fächeninhalt des sogenannten „Unitaritätsdreiecks“ repräsentiert (Erläuterungen dazu siehe Anhang A).
Die Winkel α, β und γ dieses Dreiecks kann man über die drei sogenannten „goldenen“ Zerfallskanäle ermitteln:

$$\begin{array}{lcll} B_d^0 & \rightarrow & J/\psi K_s^0 & \text{für } \sin(2\beta) \\ B_d^0 & \rightarrow & \pi^+\pi^- & \text{für } \sin(2\alpha) \\ B_s^0 & \rightarrow & \rho^0 K_s^0 & \text{für } \sin(2\gamma) \end{array}$$

Bei Hera-B soll hauptsächlich der Winkel β gemessen werden, da hier vergleichsweise wenig Untergrund die Genauigkeit des Ergebnisses beeinträchtigt. Die saubere Signatur des $J/\psi K_s^0$-Zerfallskanals läßt außerdem effektive Schnitte zu. Das Verzweigungsverhältnis liegt bei diesem Kanal jedoch nur bei ca. 10^{-5}.

1.2 Das Hera-B-Experiment am DESY Hamburg

Zur Messung der Asymmetrie der $B\overline{B}$-Zerfälle in den CP-Eigenzustand sind mehrere große Experimente in Planung. Es gibt zwei Möglichkeiten eine ausreichende Anzahl von B^0-Mesonen zu erzeugen:

- Die eine ist, die $b\overline{b}$-Resonanz (Υ (4s)) bei einer Elektron-Positron-Paarvernichtung auszunutzen. Diese Resonanz liegt bei ungefähr 10,6 GeV (siehe Abb. 1.1) und erzeugt zu 60% des gesamten Wirkungsquerschnittes $B_d^0\overline{B_d^0}$-Ereignisse. Zwei Experimente nutzen diese relativ angenehmen Experimentierbedingungen (BarBar bei SLAC B und Belle bei KEK), kommen aber wegen der begrenzenden Luminosität des Beschleunigers höchstens auf $10^8 B^0$-Ereignisse pro Jahr, was bedeutet, daß Präzisionsmessungen in naher Zukunft nicht möglich sind.

- Die andere Variante macht sich den wesentlich höheren Wirkungsquerschnitt bei Hadronenkollisionen (siehe dazu ebenfalls Abb. 1.1) zunutze. Diese sogenannten Hadronenmaschinen, wie z.B. CDF, LHC B und Hera B, kommen bei entsprechend hohen Schwerpunktsenergien auf deutlich bessere Raten. Bei LHC B sind mehr als 10^{12} B^0-Ereignisse pro Jahr vorausgesagt. Allerdings ist dort die $b\overline{b}$-Erzeugung um einen Faktor 1/2000 gegenüber der Υ (4s)-Resonanz unterdrückt. Dieses Experiment wird jedoch nicht vor dem Jahr 2004 seinen Betrieb aufnehmen.

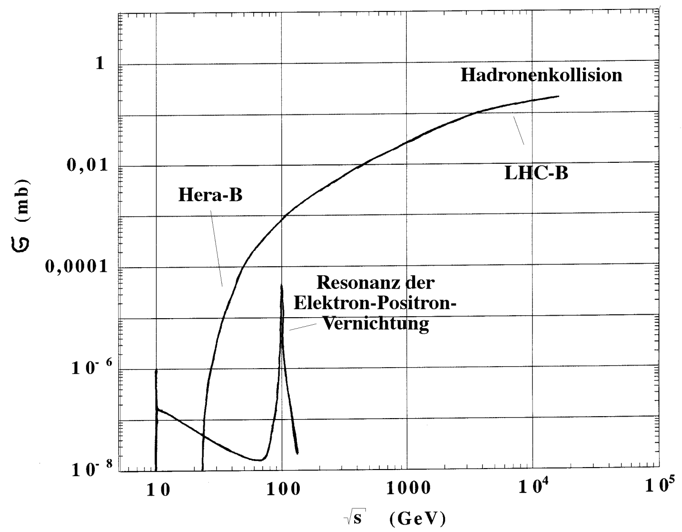

Abbildung 1.1: Wirkungsquerschnitt der b-Produktion

Wesentlich früher, nämlich im Jahr 1999, sollen bei Hera-B die ersten Daten zur CP-Verletzung genommen werden. Ein großer Vorteil dieses Experiments liegt darin, daß kein neuer Beschleuniger gebaut werden muß, sondern man den bereits existierenden HERA-Ring parasitär mitbenutzen kann.

1.2.1 Anforderungen an den Hera-B-Detektor

Der Beschleuniger am DESY (siehe Übersicht in Abb. 1.2) wurde für zwei Collider-Experimente (H1 in Halle Nord und ZEUS in Halle Süd) gebaut, bei denen man die Protonstruktur mit Hilfe von Kollisionen zwischen Protonen und Positronen mit guter Auflösung bestimmen will. Zusätzlich zu diesen beiden Wechselwirkungszonen stehen noch zwei weitere für "fixed-target"-Experimente mit nur einem der beiden Strahlen zur Verfügung.

Die Hera-B-Gruppe in Halle West nutzt nur die Protonen aus dem Strahlhalo, also diejenigen Protonen, die sich im Randbereich des Strahles befinden. Beim Auftreffen auf einen der acht Drähte, die als Target dienen, erzeugt man neben vielen anderen Teilchen auch eine kleine Anzahl von B-Mesonen. Wenn man die erwartete B-Mesonen-Rate, das B-Mesonen-Verzweigungsverhältnis und die (bisher nur simulierte) Efficiency zugrunde legt, braucht man 10^{15}-Protonen-Nukleus-Wechselwirkungen, um eine signifikante Beobachtung der CP-Verletzung machen zu können. Das wiederum bedeutet, daß ein Großteil der 10 MHz-bunch-crossing-Rate zu Wechselwirkungen an den Drähten führen muß. Der erwartete Teilchenfluß von 10^7 Teilchen $s^{-1}cm^{-2}$ im strahlnahem Bereich ($\approx$ 5 cm Entfernung

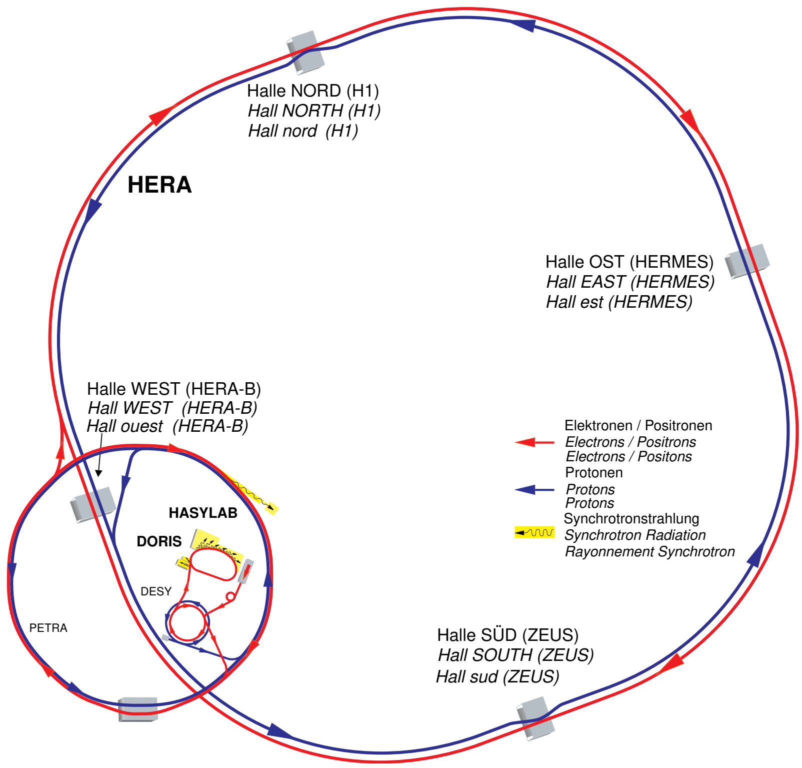

Abbildung 1.2: Übersicht über die Beschleunigerringe am DESY

vom Strahlrohr) stellt jedoch höchste Anforderungen an die Auslese und die Strahlenhärte des Detektors.

1.2.2 Aufbau des Hera-B-Detektors

Wie bei anderen "fixed-target"-Experimenten, muß auch der Hera-B-Detektor aufgrund des Lorentz-Boosts nur einen relativ kleinen Winkel im Laborsystem abdecken, um die (im CM-System) in den ganzen Raum gestreuten Teilchen nachweisen zu können.

In der Aufsicht des Detektors in Abbildung 1.3 sieht man die einzelnen Komponenten: Ganz innen am Target befindet sich der Silizium-Vertex-Detektor, der den Primärwechselwirkungpunkt und den B-Zerfallspunkt nach wenigen Millimetern Flugstrecke möglichst genau bestimmen soll. Daran schließt sich die Impulsbestimmung mit Hilfe des Magneten und den inneren und äußeren Spurkammern (*Inner- und Outer-Tracker*) an. Weitere Spurkammern befinden sich auch außerhalb des Magneten, dahinter liegt dann der RICH-Detektor (*ring-image-cherenkov-counter*), dessen Aufgabe es ist, die verschiedenen Teilchen zu identifizieren. Ganz zum Schluß kommen dann das EM-Kalorimeter zur Energiebestimmung von Elektronen und Positronen und das Myonsystem.

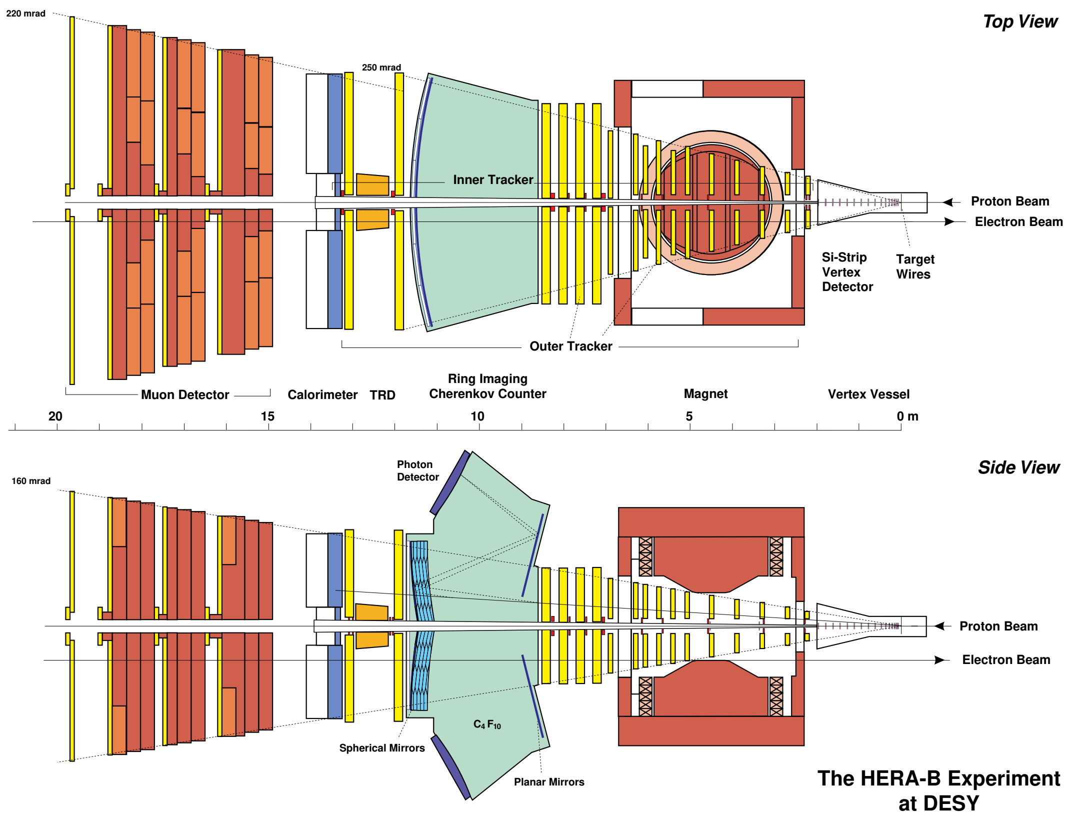

Abbildung 1.3: Das HERA-B Spektrometer in Gesamtüberblick.

1.2.3 Das Prinzip der Messung

Die Skizze aus Abbildung 1.4 zeigt den Zerfall des B^0 in den Zustand $J/\psi K_s$, der wiederum in zwei Myonen und zwei Pionen zerfällt.

Wenn man eine Asymmetrie beim Zerfall von B^0- oder $\overline{B^0}$-Mesonen in diesen Zustand nachweisen kann, liegt eine CP-Verletzung vor. Die Messung dieser Asymmetrie

$$A = \frac{N(B^0 \to f) - N(\overline{B^0} \to f)}{N(B^0 \to f) + N(\overline{B^0} \to f)} \tag{1.1}$$

setzt jedoch das Wissen voraus, ob ein B^0 oder ein $\overline{B^0}$ zerfallen ist.
In Abbildung 1.4 ist ein möglicher Zerfall des am Target erzeugten $b\bar{b}$-Paares gezeigt. Dies hadronisiert unter anderem in zwei B-Mesonen, die allerdings nicht notwendig beide ungeladen sein müssen. In diesem Bespiel ensteht ein B^0-Meson, das aus einem $\bar{b}$-Antiquark und einem d-Quark aufgebaut ist, und ein B^-, das aus b-Quark und einem $\overline{u}$-Antiquark besteht.
Betrachtet man den weiteren semileptonischen Zerfall der B-Mesonen im Quarkbild, so

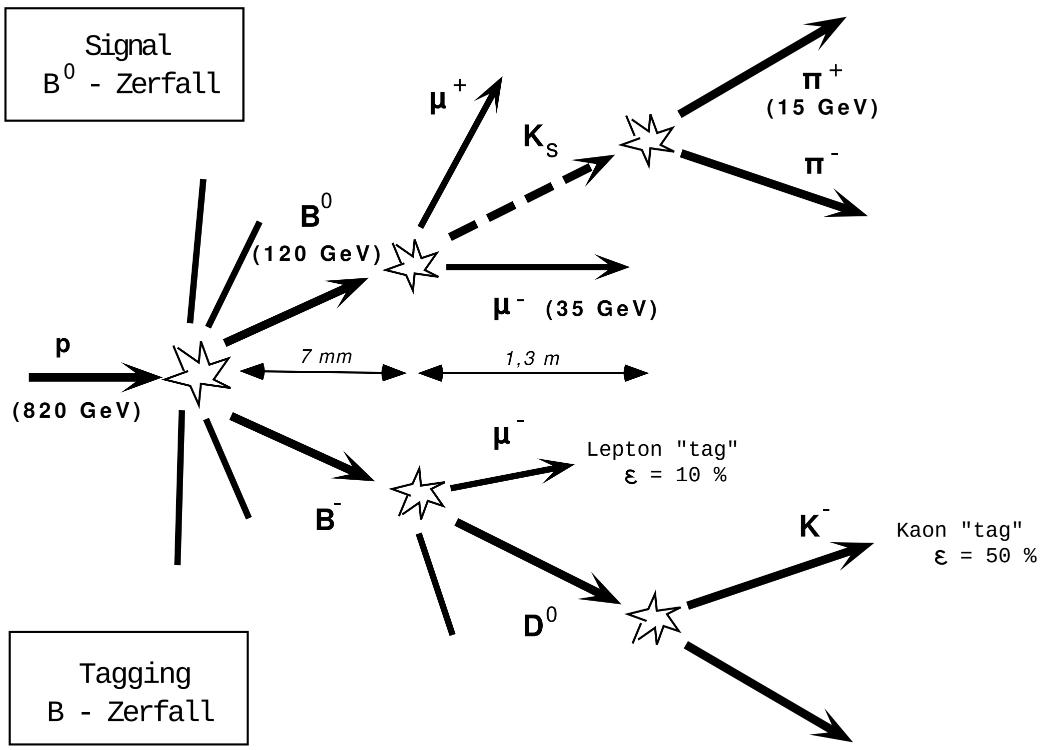

Abbildung 1.4: Der B^0-Zerfall

gilt für das $\overline{b}$-Antiquark:

$$\overline{b} \rightarrow \overline{c}\, l^+\, \nu \tag{1.2}$$

Für das b-Quark gilt:

$$b \rightarrow c\, l^-\, \overline{\nu} \tag{1.3}$$

Die Ladung des Leptons gibt einen eindeutigen Hinweis darauf, ob ein $\overline{b}$ oder ein b zerfallen ist.
Auch im weiteren Zerfall des c-Quarks ist gleichermaßen eine eindeutige Zuordnung zwischen Ladung und Anfangszustand möglich.
Diese Information nutzt man zum sogenannten *tagging*.
Im obigen Beispiel verwendet man das *geladene* B-Meson zum *tagging* (unterer Kanal). Die negative Ladung im Lepton- und Kaon-„tag“ erhält die Information, daß es sich bei dem gleichzeitig entstandenem neutralen B-Meson im Signal-Kanal (oben) um das B^0 handeln muß.
Den Zerfallskanal $B^0 \rightarrow J/\psi K_s \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ identifiziert man durch die geladenen Myonen und Pionen im Endzustand, deren invariante Massen durch die Impuls- und Energiemessung bestimmt werden müssen. Sowohl für den B-Zerfallskanal als auch für das *tagging*

benötigt man die Spuren und den genauen Vertexpunkt der Leptonen und Kaonen. Für Rekonstruktion der Spuren der Teilchen werden die Daten des *Inner* und *Outer Trackers* verwendet, die einen Winkelbereich von $10-40$ mrad (ITR) bzw. von $40-220$ mrad (OTR) abdecken. Obwohl die abzudeckende Fläche des Inner Trackers vergleichsweise klein ist, ist der Detektor für die Messung von 45% aller Spuren aus B-Zerfällen erforderlich.

1.3 Der Inner-Tracker

Der Inner Tracker wird von den Universitäten Heidelberg, Siegen und Zürich als Kollaboration entwickelt. Der Detektor muß in horizontaler Richtung eine Auflösung von $\Delta x \leq 100$ μm, in der vertikalen von $\Delta y \leq 1$ mm und entlang des Strahlrohrs eine von $\Delta z \leq 3$ mm besitzen, er muß *bunch-crossing*-Raten am Target von 10 MHz verarbeiten können und einen Teilchenfluß von $10^7 cm^{-2} s^{-1}$ über mehrere Jahre aushalten. Insgesamt wird in fünf Betriebsjahren eine Dosis von etwa 5 Mrad erwartet.
Die Strahlungslänge des Materials sollte dabei sehr lang sein, um eine Paarbildung des Photons an Materie möglichst auszuschließen, da die Zerfallskanäle in Elektronen und Positronen mit guter Massenauflösung detektiert werden müssen. Elektonen bzw. Positronen, die durch Photokonversion erzeugt werden, können von den "wirklichen" Ereignissen nicht unterschieden werden und erhöhen den Untergrund und die Okkupanz.

Als die für diese Anforderungen vielversprechendste Lösung erscheint die Verwendung von sogenannten *micro-strip-gas-chambers* (MSGCs). Die Planung sieht Kammern von 25×25 cm^2 Größe vor, die an 10 verschiedenen Positionen entlang des Strahlrohrs zwischen Vertexdetektor und elektromagnetischem Kalorimeter montiert werden. An jeder dieser Stellen befindet sich eine von der genauen Position abhängige Anzahl von Detektorebenen, die wiederum aus vier sich überdeckenden MSGCs aufgebaut werden. In der Mitte jeder Ebene bleibt ein Loch für das Strahlrohr frei. Da die MSGCs eigentlich nur eine Ortsauflösung entlang einer Koordinate (x-Achse) bieten, behift man sich folgendermaßen:
Direkt hinter einer Detektorebene befindet sich nochmals eine Ebene, diese jedoch um den Stereowinkel ± 5 Grad gedreht. Diese Konstruktion ermöglicht eine Ortsauflösung in der 1. Dimension von $\Delta x = 80 \mu m$ und in der 2. von $\Delta y = 0,8 mm$. Abbildung 1.5 zeigt den Aufbau eines solchen MSGC-Moduls.

Für jede Einzellage ist eine Nachweiswahrscheinlichkeit (*efficiency*) von mindestens 80% angestrebt.

Insgesamt benötigt man 192 MSGCs, die eine Fläche von 17 m^2 überdecken und 153 600 Auslesekanäle haben. Im Durschnitt erwartet man 40-50 hits pro Kammer und Ereignis.

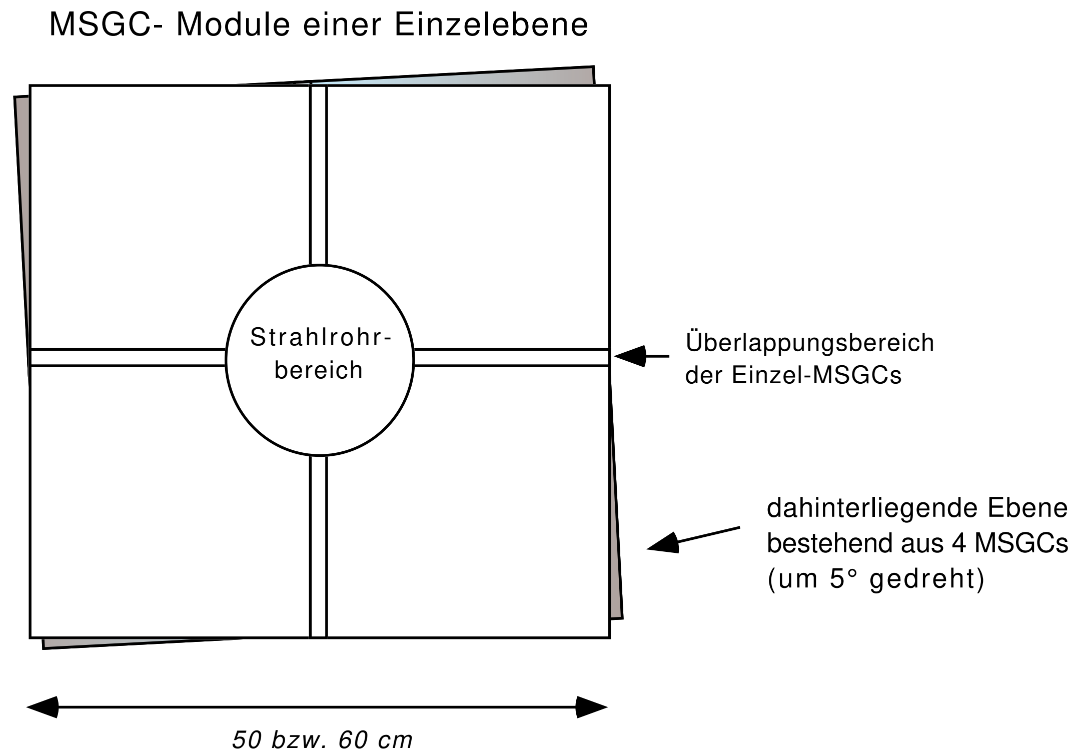

Abbildung 1.5: Die MSGC-Module

Kapitel 2

Die MSGC

2.1 Physikalische Grundzüge am Beispiel der Proportionalkammer

Die Funktionsweise einer MSGC ähnelt in ihren Grundzügen der einer Vieldraht-Proportionalkammer (MWPC). Auch hier nutzt man die Ionisationsfähigkeit geladener Teilchen in Gasen und weist die entstandenen Primärelektronen über die Lawinenbildung im Bereich hoher Feldstärken an einem Anodendraht nach.
Im Falle des Zähldrahtes gilt für die elektrische Feldstärke

$$E(r) = \frac{U_0}{r \ln \frac{r_a}{r_i}}$$

wobei U_0 die angelegte Spannung, r_a der Zählrohrradius und r_i der Radius des Zähldrahtes ist.
Wenn die kinetische Energie eines zum Zähldraht driftenden Elektrons die Ionisationsenergie des Gases erreicht, kann es ein weiteres Elektron herausschlagen.
Eine Kette solcher Sekundärionisationen führt zu einer Elektronenlawine und einer Wolke von Ionenrümpfen, die dicht über dem Draht bei den Ionisationsprozessen übrigbleibt. Abbildung 2.1 verdeutlicht die Ladungsverteilung kurz nach dem Einsetzen der Lawinenbildung (linke Seite) und kurz nach dem Eintreffen der Elektronen am Anodendraht (rechte Seite). Die Ionenwolke entfernt sich aufgrund ihrer geringen Beweglichkeit nur relativ langsam vom Anodendraht.

Bezeichnet man die Zahl der entstandenen Primärelektronen mit N_0 und die Zahl der am Zähldraht ankommenden Sekundärelektronen mit N_S, so wird das Verhältnis

$$A = \frac{N_S}{N_0} \tag{2.1}$$

der Gasverstärkungsfaktor A oder kurz der „Gain“ genannt.

Um mit dem Prinzip des Zähldrahtes den genauen Ort des Teilchendurchgangs bestimmen zu können, spannt man viele Anoden-Drähte nebeneinander und verwendet davor

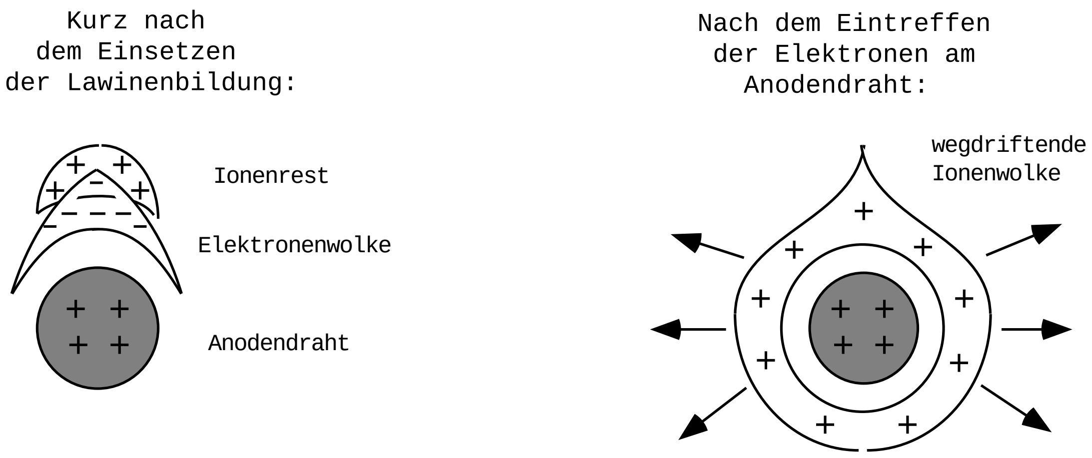

Abbildung 2.1: Elektronenlawine am Zähldraht

und dahintergespannte Kathodenebenen zur Feldformung. Da sich jedoch die einzelnen Anodendrähte aufgrund der hohen Felder gegenseitig elektrostatisch abstoßen, ist es nicht möglich, die Drähte exakt entlang einer Gerade zu fixieren. Einer hohen räumlichen Granularität sind Grenzen gesetzt, da dieser Effekt immer stärker wird, je dichter man die Drähte zu spannen versucht.

Bei der MSGC umgeht man dieses Problem, indem man die Zähldrähte durch Metallstreifen (Anoden) ersetzt, die durch Ätz oder Lift-off-Verfahren (je nach Anodenmaterial) auf ein Substrat (verwendet werden hierfür meist dünne Glasplatten) aufgebracht werden. Neben den Anodenstreifen befinden sich auf diesem Substrat auch Kathodenstreifen, die zusammen mit der Driftelektrode für die richtigen Feldbedingungen an den Anoden sorgen. Diese Methode sorgt für die nötige Stabilität der Zähldrähte gegenüber elektrostatischen Kräften und erlaubt eine hohe Granularität.

2.2 MSGC-Prototyp

Im Hera-B-Experiment sind MSGCs mit einer Grundfläche von 27×27 cm^2 vorgesehen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden jedoch kleinere, 10×10 cm^2 große Prototypen unter Laborbedingungen untersucht. Abgesehen von den Maßen der Grundfläche ist die Konstruktion, welche durch die Anforderungen bei Hera-B bestimmt ist, bei beiden Typen identisch.

2.2.1 Kammergeometrie

Eine MSGC verfügt über einen abgeschlossenen Gasraum, der durch den sogenannten „Wafer“ (=Bodenplatte) mit Elektrodenstruktur, die Driftelektrode (=Deckel) und einen seitlichen Rahmen begrenzt ist. Driftelektrode, Rahmen und Wafer werden mit einem gasdichten, nicht ausgasenden Kleber aneinander befestigt. Der Rahmen, der aus dünnen Röhrchen aus Glas besteht, sorgt nicht nur für die Stabilität der Kammer, sondern zusätzlich für den Gasaustausch in der MSGC. Diese Gasröhrchen werden mit dem Zählgas durchspült und haben auf der Kammerinnenseite kleine Löcher, durch die das frische Gas in das Kammerinnere gelangt. Abbildung 2.2 zeigt einen (nicht maßstäblichen) Schnitt durch das Gasvolumen der Kammer.

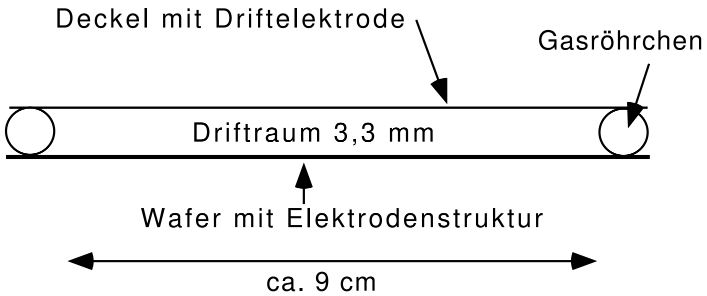

Abbildung 2.2: Der Gasraum der MSGC

Obwohl die Wafer eine Fläche von etwa 100 cm^2 besitzen, wird die sensitive Fläche der MSGC dadurch eingeschränkt, daß die Rahmen auf der Bodenplatte befestigt werden müssen und außerdem noch Platz für die Anoden- und Kathodenanschlußleitungen benötigt wird. Sie beträgt daher nur etwa 9×9 cm^2. Bei einer Höhe der Kammer von 3,3 mm beträgt das Gesamtgasvolumen dieser Prototypen 27 cm^3 und liegt damit bei etwa einem Neuntel des späteren Kammervolumens. Die weiteren Maßangaben des Prototypen befinden sich in Abbildung 2.3.

Der Deckel der Kammer muß verschiedensten Anforderungen genügen:

- ausreichende Hochspannungsfestigkeit, da etwa 3 kV Driftspannung angelegt werden (siehe Kapitel 2.2.5).
- ausreichende mechanische Stabilität (gegen geringfügige Druckschwankungen des Zählgases und elektrostatische Kräfte zwischen Deckel und Boden)
- Gasdichtigkeit (siehe Kapitel 2.2.4).

Für die Labortests wurden sowohl goldbedampfte, 100 μm dicke Glasplatten verwendet, als auch 15-50 μm dünne, aluminmisierte Mylarfolien. Die Folien bieten den Vorteil von größerer Stabilität gegen Zug und Druck und sind außerdem wesentlich durchlässiger für Strahlung aus Testquellen. Um Durchschläge innerhalb der Glasplatte oder der Folie zu vermeiden, sind sie beidseitig beschichtet und jeweils auf Vorder- *und* Rückseite auf Hochspannung gelegt. Dadurch werden hohe Feldgradienten innerhalb des Deckels vermieden.

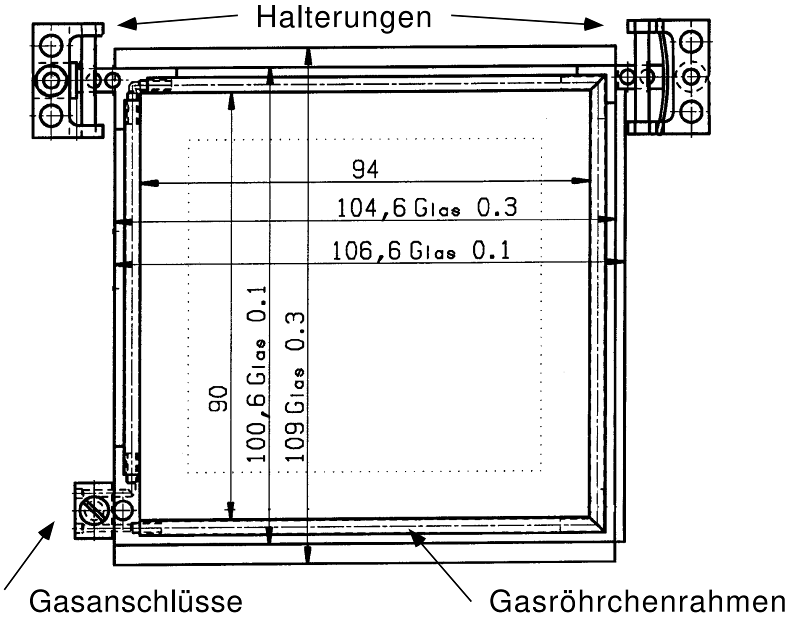

Abbildung 2.3: Aufsicht auf die Kammer

2.2.2 Elektrodenstruktur

Die Elektrodenstruktur in der MSGC verdeutlicht Abbildung 2.4. Auf dem Glassubstrat wechseln sich schmale Anodenstreifen mit den vergleichsweise breiten Kathodenstreifen ab. Bei dem Prototypen gibt es drei verschiedene Bereiche, die sich durch die Breite der Kathoden und des Zwischenraums zwischen Anoden und Kathoden (*gap*) unterschieden. Die Gapweite beträgt 60, 70 oder 80 μm, die Kathodenbreite liegt zwischen 170 und 130 μm. Der Wiederholabstand der Strukturen (*pitch*) beträgt konstant 300 μm. Die Elektrodenstruktur der MSGC-Platten besteht aus 500 nm dicken Metallstreifen, die durch die oben erwähnten photolithographischen Verfahren bei der Firma IMT (Schweiz) aufgebracht werden. Für den Betrieb einer MSGC eignet sich besonders Gold, da sich hier die Signale wegen des kleinen Widerstandes in relativ kurzer Zeit entlang der Anode ausbreiten können.

Die Kathodenstreifen werden außerhalb der sensitiven Fäche in Gruppen von je 17 Stück zusammengefaßt. Zu jeder Gapweite existieren 6 solche Gruppen, die getrennt angeschlossen und ausgelesen werden können (siehe Abbildung 2.5).

Das andere Ende der Kathoden ist abgerundet, um Funkenüberschläge an scharfen Ecken zu vermeiden. Da eine Feldüberhöhung am Ende der Streifen unvermeidlich ist, werden

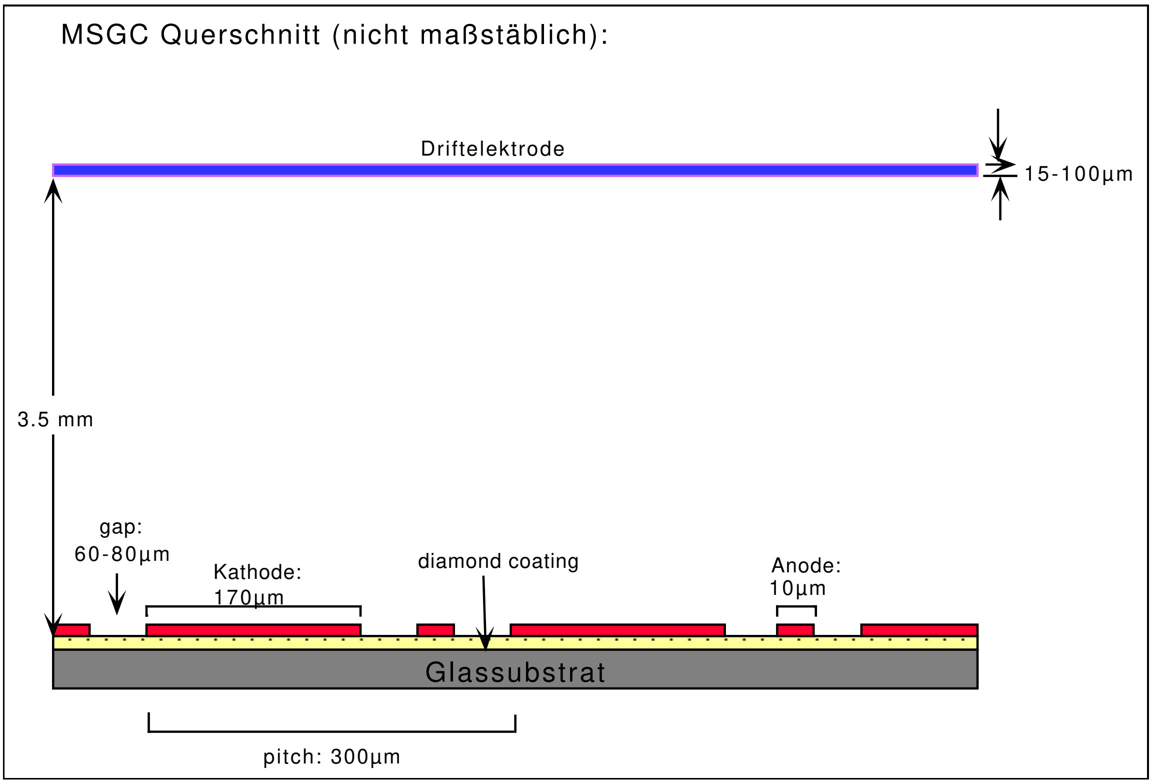

Abbildung 2.4: Querschnitt durch eine MSGC

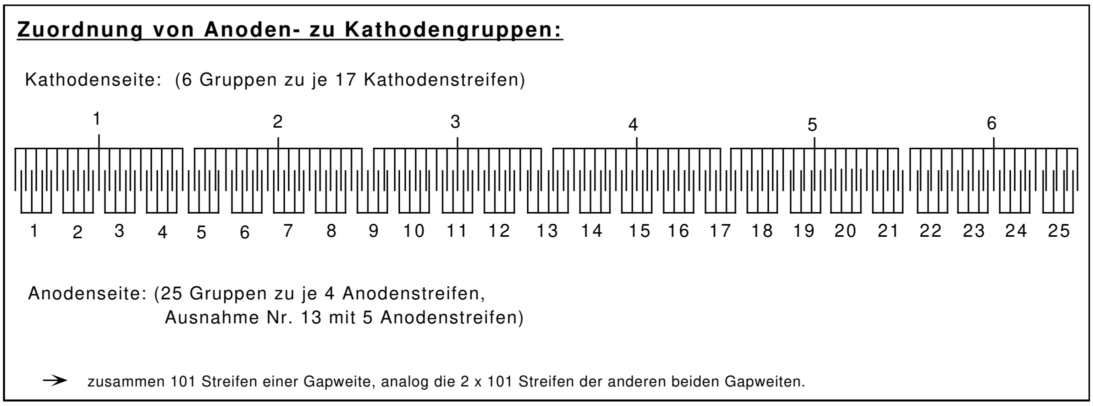

Abbildung 2.5: Schema der Gruppierung von Anoden und Kathoden

diese zusätzlich unter den isolierenden Kleber des Rahmens gelegt und so vom Gasraum ferngehalten („Passivierung"). Die Betrachtung unter dem Mikroskop (Abbildung 2.6 und 2.7) zeigt die Form des Anoden- und Kathodenendes auf einem MSGC-Wafer.

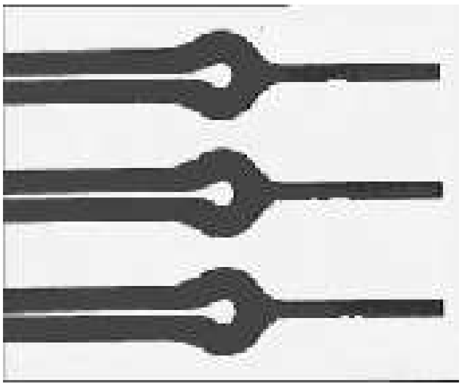

Abbildung 2.6: Anodenenden

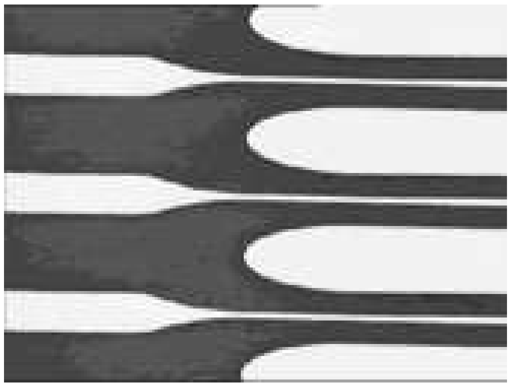

Abbildung 2.7: Kathodenenden

Auch die Anoden werden nicht einzeln herausgeführt, sondern in 4er- bzw. 5er-Gruppen zusammengefaßt. Diese Maßnahme soll einerseits die Streifenkapazität originalgroßer MSGCs simulieren und andererseits die Zahl der Auslesekanäle auf einem für Laborversuche vertretbarem Maß halten. Pro Gapweite existieren 25 solcher Gruppen (Vergleiche auch dazu Abbildung 2.5).

2.2.3 Nomenklatur

- Benennung der MSGCs:
  Nach der allgemeinen Bezeichnung „MSGC" folgt die interne Numerierung der in Heidelberg gebauten Kammern. An die Zahl wird ein „d" angehängt, wenn es sich um diamantbeschichtete Kammern (siehe Kapitel 2.2.6) handelt. Am Schluß folgt die Kennung des verwendeten Elektrodenmaterials (z.B.: MSGC-4dAu).

- Kennzeichnung der Anoden:
  Die erste Zahl bezeichnet die Gapweite des jeweiligen Drittels, auf dem sich der Streifen befindet. Die 2. Zahl steht für eine der 25 Gruppen, die es dort gibt, und die dritte Zahl steht für die Anode der jeweiligen Gruppe (z.B. 60.23.4).

- Kennzeichnung der Kathoden:
  Die erste Zahl steht für das Drittel, die zweite für eine der sechs Gruppen und die dritte für den Platz, den sie innerhalb der Gruppe einnimmt (z.B. 60/2/13).

2.2.4 Das Zählgas

Als Zählgas wurde bei den Laborversuchen eine Mischung aus Argon und dem Quencher Dimethylether ($(CH_3)_2O$, kurz: DME) verwendet. DME, das als Molekül viele Anregungszustände (Schwingung, Rotation) besitzt, sorgt dafür, daß Photonen im UV-Bereich, die beim Lawinenprozeß entstehen, schon nach kurzer Flugstrecke absorbiert werden. Auf diese Weise wird verhindert, daß die Photonen an anderer Stelle neue Elektronen freisetzen, die ihrereseits wieder eine Lawine auslösen könnten.
Da aber andererseits durch die vielen Anregungszustände den Elektronen, die multipliziert werden sollen, immer wieder Energie entzogen wird, werden in reinem DME relativ hohe Kathodenspannungen zur Elektronenvervielfachung benötigt.
Durch die Beimischung von Argon, das als Atom über vergleichsweise wenig Anregungszustände verfügt, können die Spannungen gesenkt werden, da die Elektronen schneller die zur Ionisation benötigte kinetische Energie erreichen. Niedrigere Spannungen an den Kathoden vermindern die Gefahr von elektrischen Überschlägen.

Allgemein kann es durch die Verwendung von organischen Quenchern zu Polymerisationen an den Oberflächen der Kammer kommen. Die bei Gasentladungen entstehenden Molekülbruchstücke polymerisieren und setzen sich als Beläge an Oberflächen ab (*ageing*). Dort entstehen undefinierte Feldbedingungen, die sich störend auf den Betrieb der Kammer auswirken.
Der Quencher DME besitzt ein relativ gutes Ageingverhalten, da beim Aufbrechen des DME-Moleküls Sauerstoff freigesetzt wird, das diesem Prozeß entgegenwirkt [KADYK].

2.2.5 Beschaltung und Feldgeometrie

Die Beschaltung der MSGC verdeutlicht Abbildung 2.8. Bei einer auf $U(D) = 3$ kV Spannung liegenden Driftelektrode erreicht man – bei einer Kammerhöhe von 3,3 mm – Feldstärken von $E(D) \approx 900$ V/mm. Dieses Feld ist – abgesehen von den Feldern direkt an den Elektrodenstreifen – weitestgehend homogen. Elektronen, die sich im Gasraum befinden, werden durch das starke Feld zum Boden der MSGC hin beschleunigt.

Für ausreichende Feldstärken direkt an den Anoden sorgen die Kathoden, die die Feldlinien im Bereich der Anoden komprimieren und somit die Gasverstärkung überhaupt erst ermöglichen.
Die tatsächliche Feldstärke an den Anoden und somit auch die Gasverstärkung läßt sich durch die Variation der Spannungen regeln. Die Kathodenspannung hat dabei im Vergleich zur Driftspannung einen wesentlich größeren Einfluß, da sie die Felder in dem für den Lawinenprozeß besonders wichtigen Bereich direkt über den Anoden stark beeinflussen kann. Die Anoden selbst liegen auf Massepotential.

Den simulierten Verlauf der Feldlinien verdeutlicht Abbildung 2.9. Es wird deutlich, das ein Teil der Feldlinien auch auf der Kathode enden und somit eine Aufteilung der Ionenströme erreicht wird. Diese 2-dimensionalen Berechnungen wurden mithilfe des Simulati-

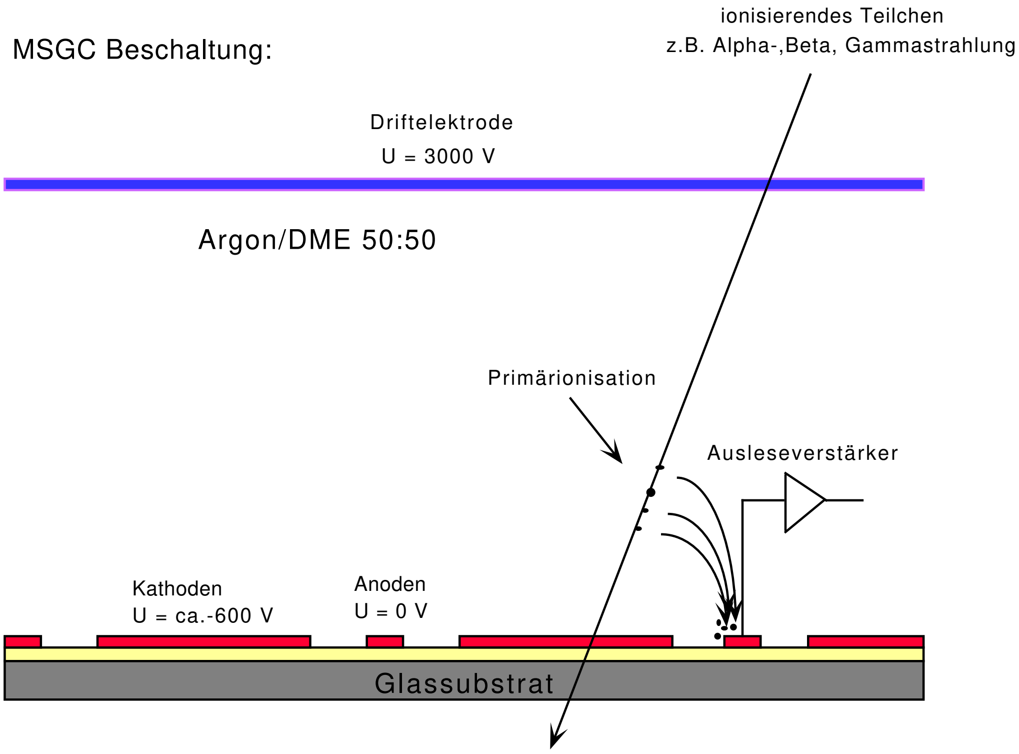

Abbildung 2.8: Beschaltung einer MSGC mit typischen Werten für die Spannungen

onsprogramms „Ace"[1] erzeugt, das die Felder in beliebigen Geometrien mit vorgegebenen Randbedingungen berechnen kann.

2.2.6 Diamond-Coating

Bei der Strahlung, die im Betrieb bei Hera-B herrscht, kommt es aufgrund der hohen Ladung, die pro Zeiteinheit an den Anoden ankommt, zu einer Aufladung des Glasträgers. Wie aus der Feldliniensimulation (Abbildung 2.10) ersichtlich, enden nicht alle Feldlinien genau auf den Anoden, sondern auch ein kleiner Teil auf dem Glasträger. Wäre dieser überhaupt nicht leitfähig, würden sich im Laufe der Zeit immer mehr Elektronen dort ansammeln, ehe es zu einem spontanen Ladungsausgleich kommt, der wiederum Instabilitäten im Betrieb der Kammer bewirkt.

Um eine ausreichend hohe Leitfähigkeit (typischerweise $10^{14} - 10^{16}\Omega/$ Quadrat) des Substrates zu erzielen, wurden zunächst ionisch leitende Glasplatten verwendet, die einen

[1] ABB Corporate Research Center, Schweden

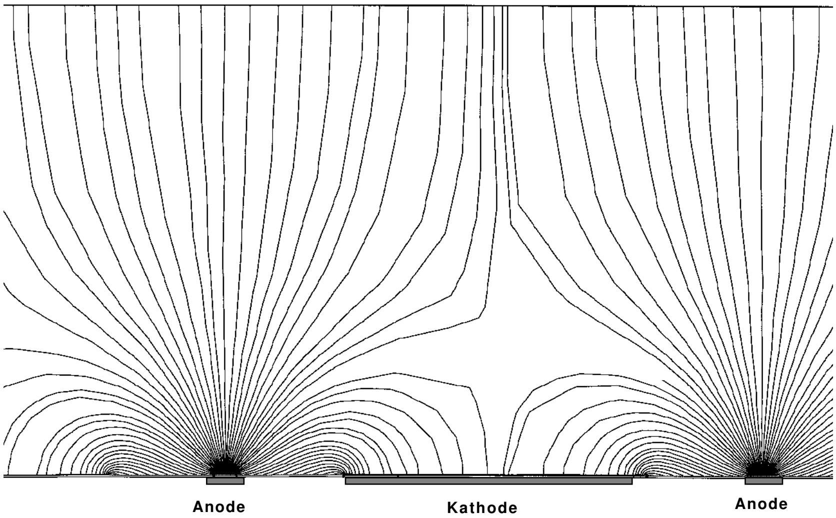

Abbildung 2.9: Feldlinienverlauf an den Elektroden einer MSGC

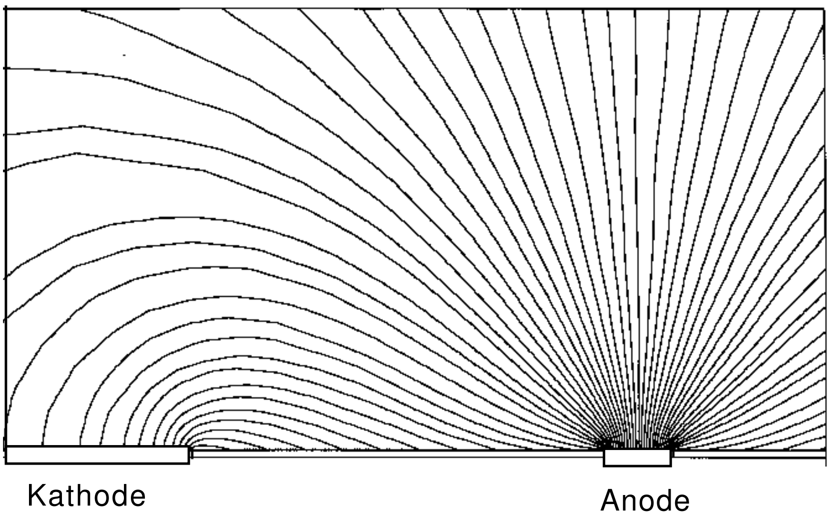

Abbildung 2.10: Feldlinien an Anoden und Kathoden

Widerstand von $R = 10^{16}\Omega/$ Quadrat besitzen. Die ersten funktionsfähigen MSGCs wurden auf dieser Basis realisiert [OED], bei kleinen Zählraten und geringer Gasverstärkung sind diese Kammern eine brauchbare Lösung.
Versuche [THOTT] haben jedoch gezeigt, daß die Leitfähigkeit für die erwartete Strahlenbelastung bei Hera-B nicht ausreichend ist. Unter starker Röntgenbestrahlung bricht die Gasverstärkung nach einiger Zeit zusammen. Abbildung 2.11 zeigt das Langzeitverhalten bei unterschiedlich gewählten Gasverstärkungen. Nach einer akkumulierten Ladung von

ca. 4 mC/cm bricht auch bei geringer Elektronenmultiplikation die Gasverstärkung zusammen.
Schuld daran sind starke Inhomogenitäten in der Ionenverteilung innerhalb des Glases. Es entstehen Bereiche die praktisch gar nicht mehr leiten. Temporär kann dieser Effekt durch Ausheizen rückgängig gemacht werden. Ein Nachlassen der Gasverstärkung tritt danach aber bei erneuter Bestrahlung sehr rasch wieder ein.

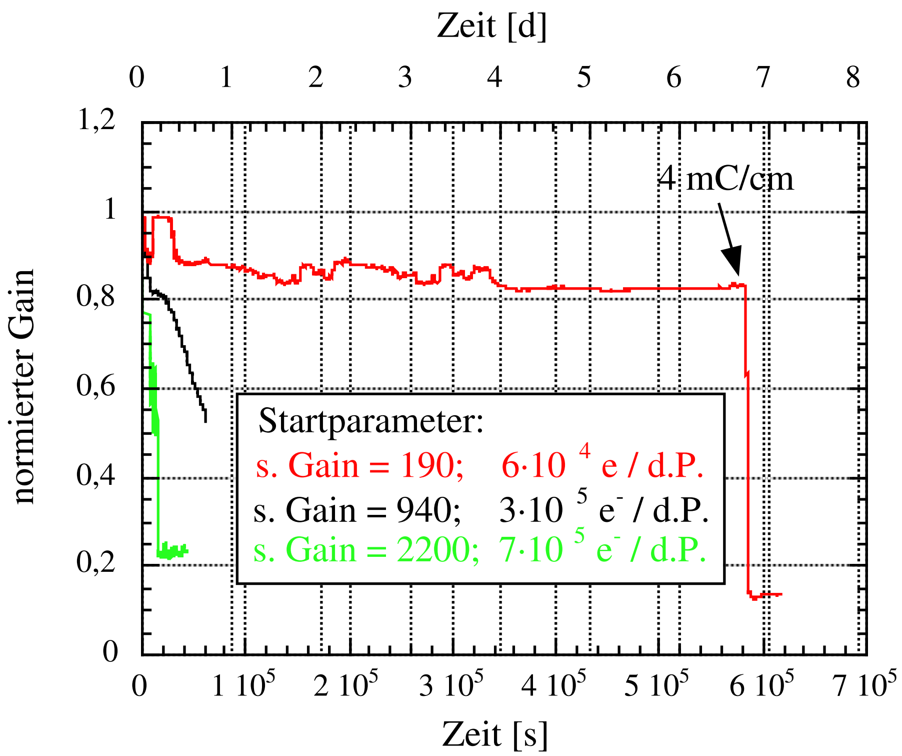

Abbildung 2.11: Abfall der Gasverstärkung nach Röntgenbestrahlung [THOTT]

Einen Ausweg bietet die Verwendung von elektronisch-leitfähigem Glas. Diese Art von Leitfähigkeit wird durch Beimischung von Eisen erreicht. Solche Glasplatten sind im allgemeinen jedoch sehr teuer und nur in kleiner Größe aber dafür relativ dick (> 1 mm) herzustellen. Zusätzlich haben sie wegen des relativ hohen Eisenanteils eine kurze Strahlungslänge, was eine Verwendbarkeit für das Hera-B-Experiment ausschließt.
Eine andere Möglichkeit, eine nicht-ionische Leitfähigkeit zu erreichen, bietet das sogenannte *diamond-coating*.
Bei diesem Verfahren wird das Glas im Plasma-CVD-Verfahren[2] mit einer amorphen Kohlenstoffschicht (a-C-H-Schicht) überzogen. Der Widerstand der Schicht beträgt zwischen

[2]Firma Surmet (USA)
Frauenhofer Institut für Schicht und Oberflächenphysik (Braunschweig)

10^{13} und $10^{14}\Omega/$ Quadrat.
Für das Hera-B-Experiment sollen ausschließlich diamantbeschichtete Glasträger verwendet werden, da sie keine Auffälligkeiten im Langzeitverhalten zeigten [THOTT].

2.3 Signal und Signalausbreitung

2.3.1 Signalentstehung im Driftraum

Die Signalentstehung beginnt mit der Primärionisation. Bei einer MSGC ionisieren durchlaufende Teilchen im sensitiven Bereich das Zählgas, die Ionisationsstärke wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Der Nachweis ist umso effizienter, je mehr Energie die Teilchen innerhalb des sensitiven Bereichs deponieren. Bei einer MSGC erreicht man aber wegen der relativ geringen Kammerhöhe nur eine kleine Primärionisation im Zählgas. Man erhält bei minimal ionisierenden Teilchen (MIPs) in einer typischen Gasmischung von Ar-DME 50:50 im Mittel 13 Cluster mit insgesamt 32 Elektronen. Die Verteilung der Zahl der Cluster entspricht in etwa einer Landauverteilung, wobei der wahrscheinlichste Wert bei nur 22 Clustern liegt.

Auch niederenergetische γ-Strahlung kann in der MSGC effektiv nachgewiesen werden. Hierbei wechselwirken die γ-Teilchen über den Photoeffekt mit den Atomen im Zählgas. Die so erzeugten Elektronen bewirken ebenfalls eine Ionisation des Gases.

Im nächsten Schritt müssen die Elektronen zu den Anoden transportiert werden. Die Ankunftszeit der bei einem Teilchendurchgang entstandenen Primärelektronen kann stark variieren, da die Flugbahn der Teilchen in MSGCs parallel zum anliegendem elektrischen Feld ist.
Um eine möglichst schnelle Signalentstehung in der Kammer zu erreichen, wählt man ein Zählgas mit einer hohen Driftgeschwindigkeit. Bei den oben beschriebenen Feldbedingungen werden (in Ar-DME 50:50) Driftgeschwindigkeiten von etwa 5,8 mm / 100 ns erreicht. Damit lassen sich bei einer Integrationszeit des Verstärkers von 50-60 ns maximal 3,5 mm Driftraum auslesen, was wiederum die Bauhöhe der Kammer limitiert.

2.3.2 Signalausbreitung an der Anode

Etwa die Hälfte der bei der Multiplikation entstehenden Ladung wird erst im letzten Vervielfältigungsschritt erzeugt, befindet sich also unmittelbar über der Anode.

Die an der Anode angekommenen Elektronen können nicht sofort abfließen, da das Feld der sich wesentlich langsamer bewegenden Ionen sie dort festhält (Abbildung 2.12). Erst wenn diese sich in Richtung der Kathode und Driftelektrode wegbewegen, kann die Ladung abfließen. Die Ladungstrennung, die nach der Ankunft der Elektronen an der Anode durch die hohen Felder bewirkt wird, induziert ein Signal auf den Anoden *und* Kathoden.

Die weitere Signalentwicklung hängt jetzt entscheidend von den Koppelkapazitäten und Widerständen der in der MSGC vorhandenen Leiter ab, auf denen sich das Signal und seine Spiegelladungen ausbreiten. Neben den bereits erwähnten Anoden, Kathoden und der Driftelektrode gibt es zusätzlich eine *backplane*, die auf der Unterseite des Wafers

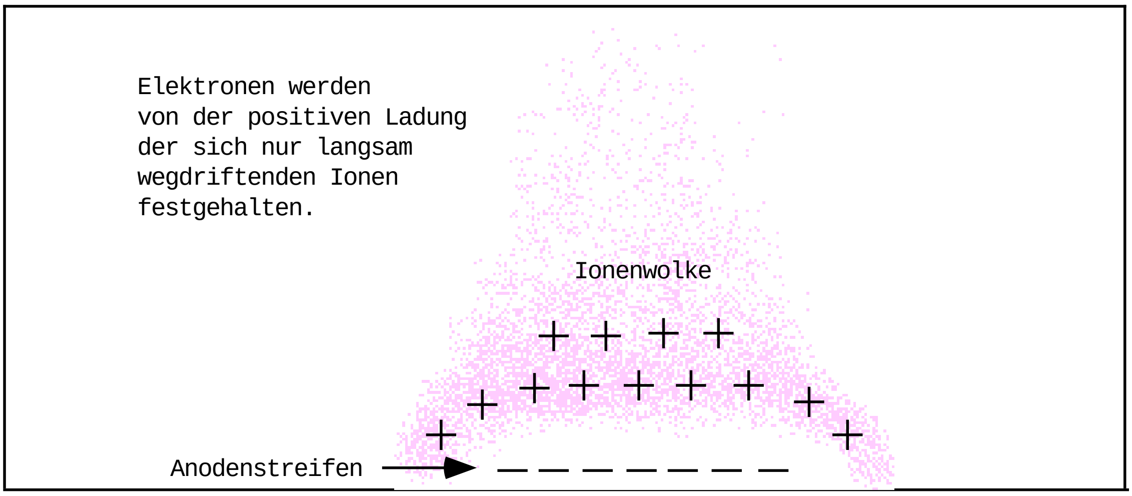

Abbildung 2.12: Ionenwolke über der Anode

aufgebracht wird. Sie hat die Aufgabe, die Kammer gegen Störungen von außen abzuschirmen und ein Übersprechen der Signale von einer auf die andere Anode (*cross talk*) zu reduzieren. Besonders hohe Koppelkapazitäten herrschen zwischen den Anoden und der Backplane, zwischen den Kathoden und der Backplane und zwischen benachbarten Anoden und Kathoden. (Die mit „Ace" berechneten Kapazitäten und die Widerstände bei Goldelektroden der beschriebenen Geometrie zeigt Abbildung 2.13).

Für die Signalausbreitung reicht es in erster Näherung aus, ein System aus den Leitern Anode, Kathode und Backplane zu betrachten [BSCHMIDT1].
Ein solches System hat zwei „Eigenmoden“ der Signalausbreitung:

- Einerseits den sogenannten *Inter-Strip-Mode*, bei dem die Ladung auf der Anode und Kathode ein umgekehrtes Vorzeichen haben. Die Ausbreitung von Ladung und Spiegelladung wird hauptsächlich durch Widerstand und Kapazität des Anoden-Kathoden-Systems bestimmt, die Backplane spielt praktisch keine Rolle.

- Andererseits den *Backplane-Mode*, bei dem die Ladung auf der Anode und Kathode das gleiche Vorzeichen besitzt und die Spiegelladung auf der Backplane sitzt. Die Ausbreitung wird hauptsächlich durch die Anode und die Backplane bestimmt.

Die tatsächliche Ausbreitung ist eine Mischung (Superposition) aus beiden, wobei das Mischungsverhältnis von den Randbedingungen und der Anregung bei $t = 0$ abhängt. Bei Goldelektroden erwartet man aufgrund der guten Leitfähigkeit einen schnellen *Inter-Strip-Mode*, der für die Auslese verwendet wird.

Im realen System „MSGC“ sind allerdings viel mehr Koppelkapazitäten für die Signalausbreitung zu berücksichtigen. Abbildung 2.14 zeigt berechnete Kapazitäten von Anode und Kathode zu den nächstgelegenen Nachbarelektroden. Die Kapazitäten zur Driftelektrode (0,07 bzw. 0,3 pF/m) und die zwischen benachbarten Anoden (0,3 pF/m) sind vernachlässigbar klein, allerdings ist die zwischen benachbarten Kathoden (14pF/m) etwa ebenso groß wie die zwischen Anode und Kathode (20 pF).

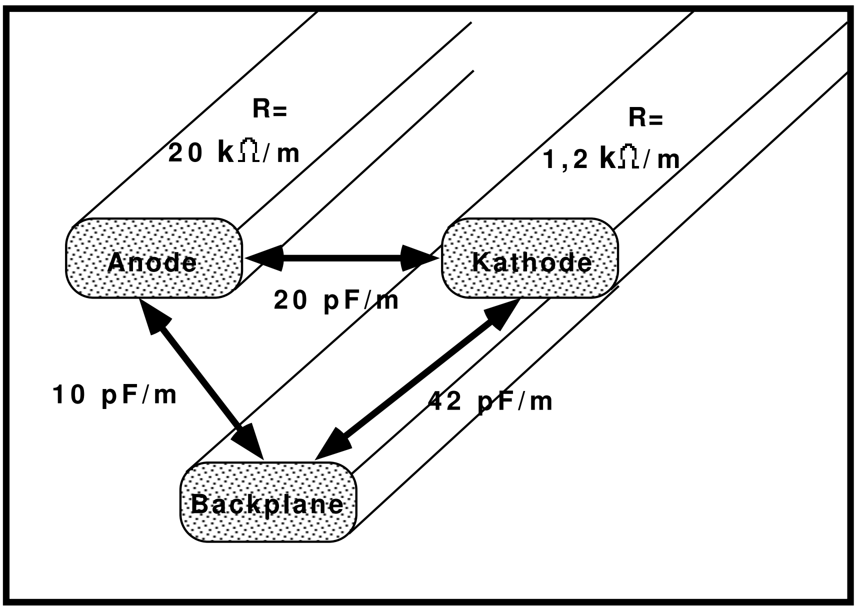

Abbildung 2.13: 3-Leiter-System mit Widerständen und Koppelkapazitäten

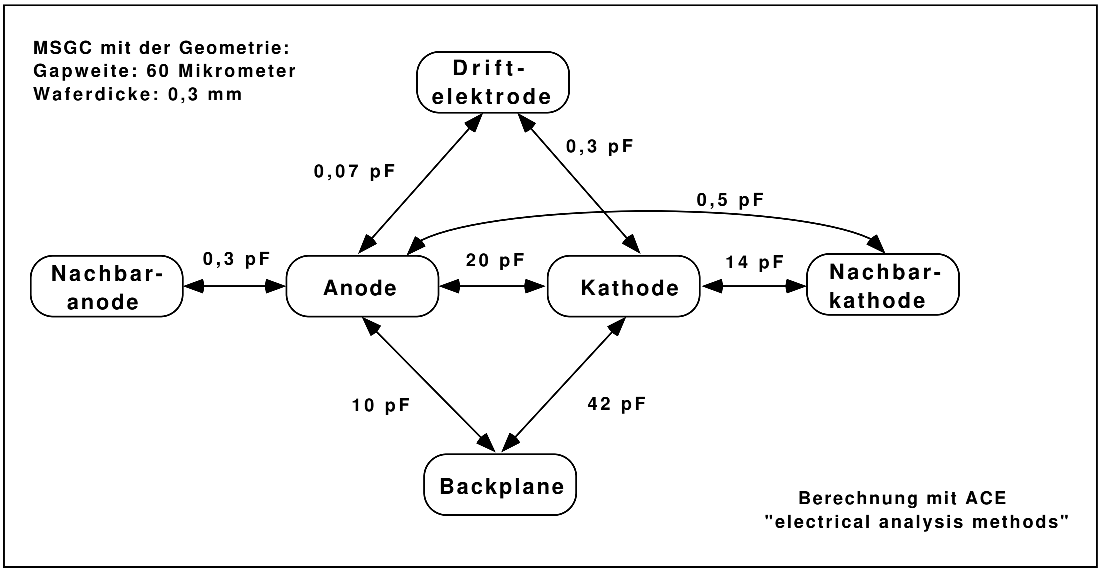

Abbildung 2.14: Koppelkapazitäten einer MSGC

Nach den Berechnungen mit „Ace“ fallen die Kapazitäten zwischen den einzelnen Kathodenstreifen vergleichsweise langsam mit zunehmendem Abstand ab. Der Abfall der Koppelkapazitäten zwischen einem Kathodenstreifen (obere Kurve in Abb. 2.15) bzw. einem Anodenstreifen (untere Kurve in Abb. 2.15) und den weiter entfernt liegenden Kathoden ist bei zunehmender Entfernung zwischen den Leitern dargestellt. Die Kapazität einer Kathode zu ihrer Nachbarkathode beträgt 14 pF/m, die zum übernächsten Kathodennachbarn immerhin noch etwa 1 pF/m.
In Abbildung 2.15 ist die Kapazität zwischen *Anoden*streifen nicht dargestellt, da diese wegen der geringen Breite der Anoden viel schneller sinkt und daher vernachlässigbar ist.

Diese Simulation verdeutlicht, daß bei einer MSGC verhältnismäßig viele Leiter an der Signalausbreitung beteiligt sind. Die Berechnung eines zeitlichen Signalverlaufs in höherer Ordnung ist daher sehr aufwendig.

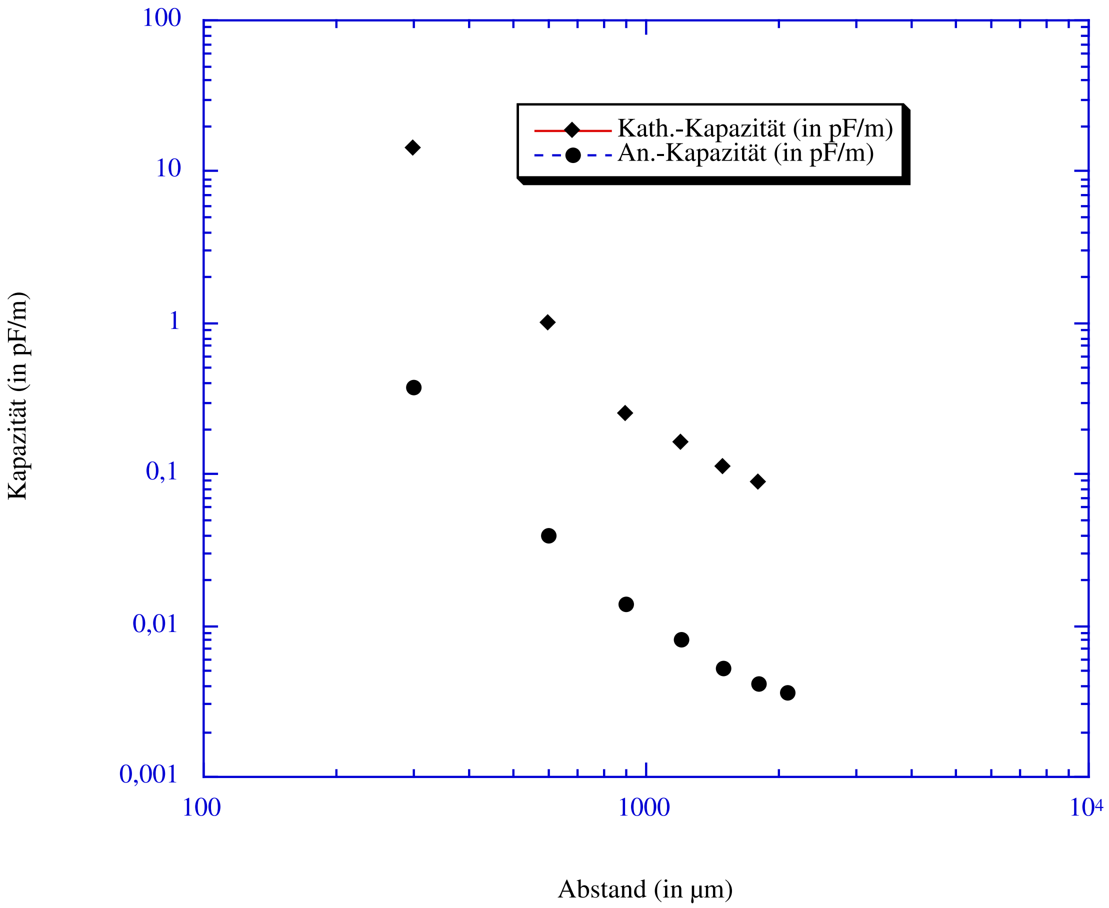

Abbildung 2.15: Koppelkapazitäten „Kathode-Kathode“ und „Anode-Kathode“ mit zunehmender Entfernung der Nachbar*kathoden*

2.3.3 Verstärker

Für die am Ausgang des Detektors ankommende Ladung gilt:

$$Q = \int I(t)dt = e \cdot N_0 \cdot A \tag{2.2}$$

(Mit N_0 = Zahl der durch Primärionisation entstandenen Elektronen und A der in Kapitel 2.1. definierten Gasverstärkung.)
Direkt nach der Kammer wird das Signal mittels eines Vorverstärkers vergrößert. Alle Testversuche wurden mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern unterschiedlichen Verstärkungsgrades V durchgeführt. Die Skala reichte dabei von $V = 1,2$ mV/fC bis $V = 19$ mV/fC. In den meisten Fällen wurde ein Verstärkertyp verwendet, bei dem das Shapen auf 0-Pegel nach 100 ns beendet ist (Typ „short"). Zu Vergleichsmessungen kam in einigen Fällen auch ein zweiter Typ zum Einsatz, der erst nach 600 ns den O-Pegel wieder erreicht (Typ „long"). Ein schnelles Shapen ist jedoch im Betrieb bei Hera-B notwendig, da dort bereits nach 96 ns ein neuer Proton-Bunch am Target eintrifft und neue Signale ausgelesen werden müssen.

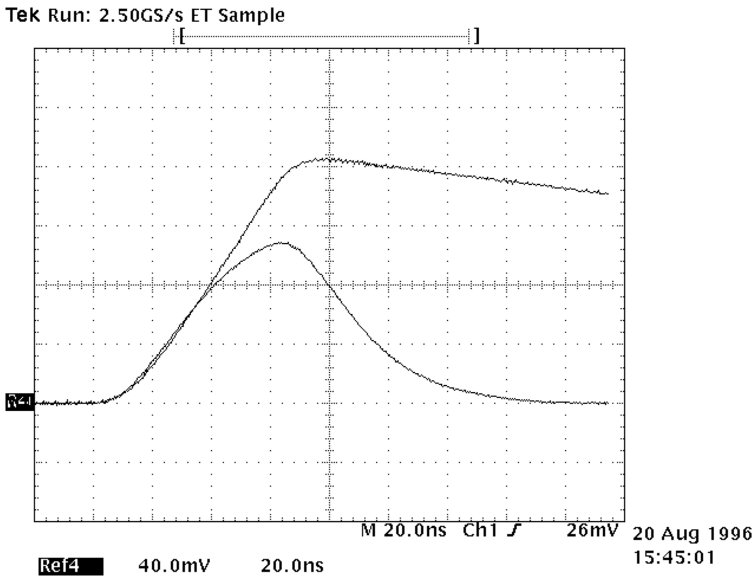

Abbildung 2.16: Verstärkerantwort auf ein kurzes Pulser-Signal

Die Abbildung 2.16 zeigt die gemessene Antwort der beiden Verstärkertypen auf ein kurzes Pulser-Signal [SVIS]. Das gemessenen Maximum liegt dabei bei 60, bzw. 70 ns.

Für die Laborversuche an den MSGCs wurde in den meisten Fällen eine ^{55}Fe-Quelle verwendet, die durch innere Konversion in ^{55}Mn monoenergetische K_α-Strahlung mit einer Energie von 5,9 keV aussendet. Bei einem mittleren Energieverlust von 26 eV pro e^-/Ion-

Paar in Argon erhält man in Ar/DME im Durchschnitt etwa 230 Primärelektronen bei einem wechselwirkenden γ-Teilchen.

Für die Pulshöhe Ph, die nach dem Verstärker gemessen wird, gilt bei 230 erwarteten Primärelektronen:

$$Ph = 230 \cdot e \cdot A' \cdot V \tag{2.3}$$

Hierbei ist zu beachten, daß die Gasverstärkung A aus Gleichung 2.2 und die Gasverstärkung A' aus Gleichung 2.3 nicht identisch sind. A bezeichnet den *absolute gain*, also die tatsächliche Gasverstärkung an der Anode, die mithilfe der Gesamtladung, die am Ausgang des Detektors ankommt, und der Kenntnis über Anzahl der Primärelektronen bestimmt werden kann. Bei A' handelt es sich um den *visible gain*, der zusätzlich von den Parametern des Verstärkers abhängt. Die relativ kurze Shaping-Zeit verhindert, daß tatsächlich die ganze an der Anode erzeugte Ladung zum Signal beitragen kann, weshalb auch $A' < A$ ist. (Man findet bei Verwendung des Verstärkers „short“ einen Unterschied um fast einen Faktor 2.)

2.4 Auslese im Hera-B-Experiment

Die in diesem Kapitel beschriebene Auslese ist den Anforderungen der Prototypen im Labor angepaßt. Die spätere Auslese im Experiment von Hera-B wird von Auslesechips (HELIX, SUFFIX) übernommen, die derzeit im ASIC-Labor des Physikalischen Instituts in Zusammenarbeit mit dem Max-Planck-Institut für Kernphysik entwickelt werden.

Kapitel 3

Die Gold-MSGC im Betrieb

Die Gasverstärkung von MSGCs ist am Betriebspunkt kleiner als 10^4, die Driftwege sind kurz und die Ionenströme verzweigen sich auf Kathoden und Driftelektrode. Dies hat zur Folge, daß die Ionenkonzentrationen klein bleiben und die Ladung schnell aus dem Driftraum entfernt werden kann.
Laut Proposal sind für Hera-B Kammern mit Anoden- und Kathodenstreifen aus Gold vorgesehen, da sie die Anforderungen von schneller Signalausbreitung, homogenem Gain entlang des Streifens und guter Alterungsbeständigkeit nach bis dato vorhandenen Forschungsergebnissen erfüllten.

3.1 Testaufbau

Um MSGCs an die speziellen Erfordernisse bei Hera-B anpassen zu können, wurden Testaufbauten in Siegen und Heidelberg eingerichtet. Am Physikalischen Institut in Heidelberg befinden sich ein Niederraten- und ein Hochraten-Meßstand mit Auslesekette. Der Niederraten-Meßstand, der für die ersten Messungen an den 10×10 cm^2 MSGC-Prototypen von S. Viesbeck errichtet wurde, konnte für einen Großteil der Meßreihen dieser Arbeit weiterverwendet werden. Für die Tests mit einer Röntgenquelle, bei denen die Strahlungsintensität von Hera-B simuliert werden konnte, wurde der Hochratenmeßstand verwendet, der von T. Hott in einem extra abgeschirmten Bunker des Physikalischen Instituts aufgebaut und verwendet worden war.

3.1.1 Niederraten-Meßstand

- Hardware:
  Die MSGC wird von einer 6 mm starken, senkrecht angebrachten Messingplatte getragen.
  Diese Platte kann durch rückseitig angeschraubte Wasserrohre beheizt bzw. gekühlt werden und hält die Temperatur der Kammer aufgrund ihrer hohen Wärmekapazität konstant. An den Seiten befinden sich die Hochspannungszuführungen für die Driftelektrode und die Kathoden. Beide Elektroden sind durch hohe Schutzwiderstände

geschützt.
Ebenfalls von der Seite wird auch das Zählgas zugeführt, das über dünne Kapillaren in die Kammer gelangt.

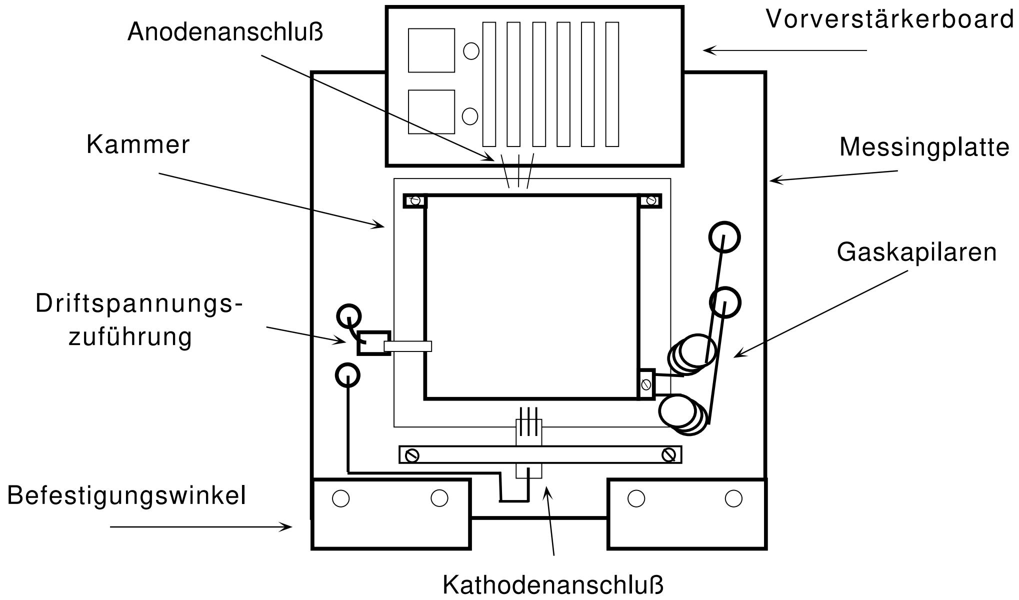

Abbildung 3.1: Versuchsaufbau, Frontansicht [SVIS]

Am oberen Ende der Kammer ist die Auslese-Elektronik angebracht, bestehend aus den Verstärkern und dem *motherboard*, das die Spannungsversorgung der Verstärker gewährleistet.
Direkt vor der MSGC ist ein x/y-Verschiebetisch angebracht, auf dem die Testquellen montiert und hin- und herbewegt werden können. Durch Variation des Einstrahlungsortes läßt sich die Homogenität der Gasverstärkung entlang der Anodenstreifen bestimmen.

- Gassystem:
  Das Zählgas Ar/DME wurde in zwei verschiedenen Mischungsverhältnissen (70:30 und 50:50) verwendet. Nicht nur bei der Gasmischung, sondern auch beim gesamten Gassystem mußte sorgfältig auf eventuelle Verunreinigungen geachtet werden, um Alterungserscheinungen in der MSGC zu vermeiden. Daher wurden die Kammern nur im Durchfluß betrieben, also ein permanenter Gasaustaustausch sichergestellt, und bei allen Zuleitungsrohren und Verschraubungen ausschließlich Edelstahl verwendet.

  Den schematischen Aufbau des Gassystems verdeutlicht Abbildung 3.2. Direkt am

Vorratstank ist ein Regelventil und ein Druckminderer installiert, der den Gasdruck für den sich anschließenden Flußregler reduziert. Mit ihm läßt sich der Gasstrom in der Kammer auf den gewünschten Wert von einigen cm^3/min einstellen.

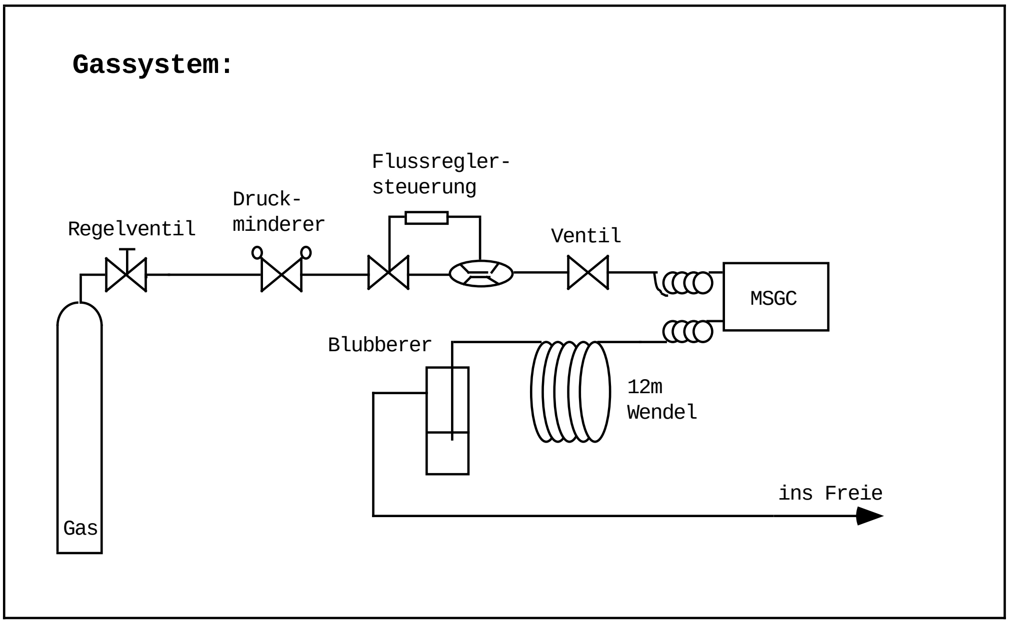

Abbildung 3.2: Das Gassystem

An Ein- und Ausgang der MSGC befinden sich 2 mm Edelstahlkapillaren, die in Spiralform gewickelt sind, um die Kammer vor mechanischen Spannungen zu schützen. Am Ausgang folgt danach eine 12 m lange Wendel aus 6 mm Edelstahlrohren, die eine Rückdiffusion des Gases verhindern soll. Ein Blubberer schließlich gibt Aufschluß über den aktuellen Gasfluß, der ins Freie geleitet wird.

- Auslesesystem:
  Bei den Messungen an der MSGC soll in erster Linie die Abhängigkeit der Gasverstärkung der Kammer von verschiedenen Betriebsparametern, wie z.B. den Spannungen, beobachtbar sein. Als Kontrollgröße dienen hierzu die Pulse am Ausgang des Verstärkers, die an einem Oszilloskop direkt beobachtet werden können. Aufschluß über die Teilchenergie kann ein Pulshöhenspektrum geben, das die Häufigkeit der gemessenen Pulshöhen registriert.

Die Auslesekette verdeutlicht Abbildung 3.3.
Im normalen Betrieb werden drei Anodengruppen gleichzeitig ausgelesen. Das Signal der Kammer wird über feine Federchen, die an die Anodenabschlußpads angepreßt werden, an den Vorverstärker weitergegeben. Da bei den Labortests aus technischen

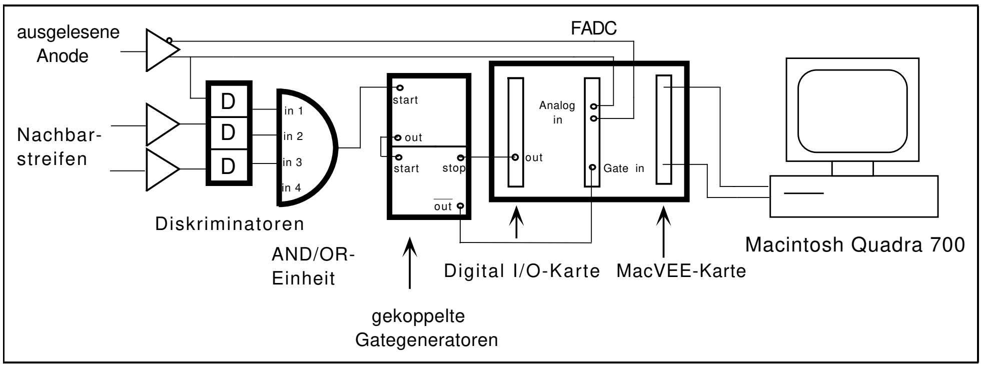

Abbildung 3.3: Die Auslesekette

Gründen nie alle Anoden gleichzeitig ausgelesen werden konnten, ist die Position der Federn innerhalb aller Anodengruppen variierbar.

Das differentielle Signal[1], das am Ausgang des Verstärkers anliegt, wird über 2 m lange Lemo-Kabel zu einem Analog-Oszilloskop weitergeleitet, wo es direkt beobachtet werden kann. Das negative Teilsignal wird nach einen hochohmig abgeschlossenen Diskriminator an eine AND/OR-Einheit weitergegeben. An dieser Stelle werden die Gruppen ausgewählt, auf die getriggert werden soll. Das Ausgangssignal dieser NIM-Einheit steuert das *gate* für den ADC, der das analoge Signal in ein digitales umwandelt.

Um Pulshöhenspektren aufzunehmen, verwendet man ein Flash-ADC (*analog-to-digital-converter*) vom Typ DL 401, der mit dem Auslese-Computers (MacIntosh Quadra 700) kommuniziert. Da die Wandlungsrate bei 100 MHz liegt und der FADC somit deutlich schneller wieder lesebereit ist, als das nächste Ereignis erwartet wird, ist keine *Sample und hold*-Schaltung notwendig, vielmehr kann er auch im *Common-stop*-Modus betrieben werden. Die *digital I/O-Karte* (DL 510) verhindert, das ein neues *gate* gesetzt wird, ehe der Auslesevorgang des Computers am FADC beendet ist. In obiger Schaltung liefert sie das Signal, das das *gate* wieder setzt.
Der Speicher des FADC wird als Ringspeicher betrieben, d.h. Speicherplätze werden immer wieder reihum neubeschrieben. Da der dynamische Bereich des FADC 256mV beträgt, ist eine direkte Einkopplung des differentiellen Signals des Vorverstärkers bis hin zu großen Pulshöhen möglich.

Der FADC bietet eine schnelle Auslese sowie die Möglichkeit, den ganzen Pulsverlauf anzuzeigen. Er besitzt allerdings sogenannte differentielle Nichtlinearitäten, was eine inhomogene Behandlung der einzelnen Kanäle zur Folge hat.

Die Daten des FADC werden mithilfe einer MacVEE-Karte für das VME-Crate, einem *twisted-pair* Kabel für die Übertragung von Daten und Adressen und einer Nubus-Karte im MacIntosh-Computer für die Auslese- und Analyseprogramme des

[1] d.h. ein negatives Originalsignal und ein invertiertes, positives Signal

Rechners zugänglich gemacht.

Das Ausleseprogramm "FADC Readout & Analyse" wurde in LabView, einer graphisch orientierten Programmiersprache, von M. Feuerstack entwickelt und von S. Hausmann erweitert. Dieses Programm zeigt die Rohdaten so, wie sie aus dem FADC kommen, und verarbeitet sie zu Pulshöhenspektren. Weitere Analyseschritte, wie z.B. Spitzenwertfindung, zeitlicher Verlauf und das Abspeichern auf ein Datenfile schließen sich an.

- Slow Control:
  Neben der Datenauslese kontrolliert der MacIntosh-Computer auch die sich langsam ändernden Parameter, wie z.B. die Ströme in der Kammer, sowie Temperatur und Druck. Diese Größen werden mit dem Programm "Slow Control"[2] ausgelesen und über Verlaufskurven graphisch dargestellt.

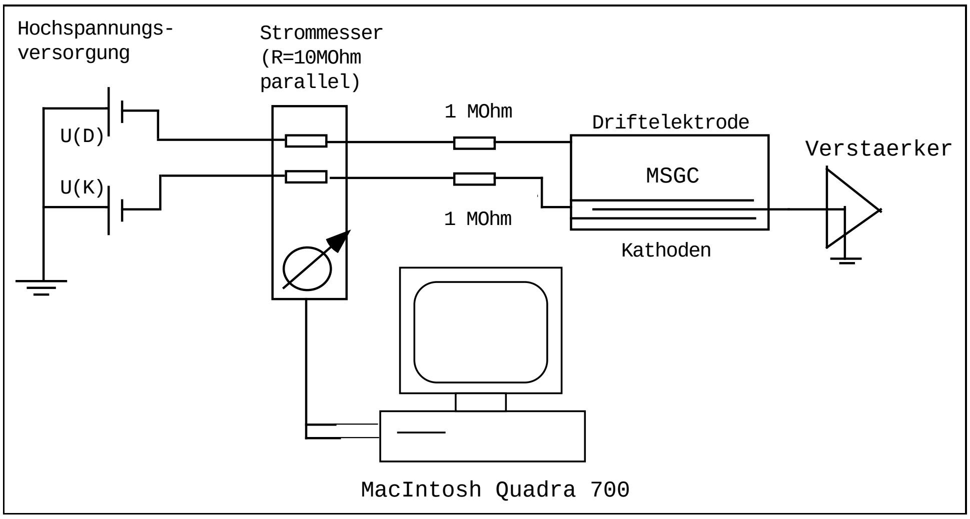

Abbildung 3.4: Stromüberwachung in der MSGC

Der schematische Aufbau der Stromüberwachung ist in Abbildung 3.4 dargestellt. In der Kammer werden zwei Ströme überwacht, der Driftstrom und der Kathodenstrom. Unregelmäßigkeiten im Kammerbetrieb waren erfahrungsgemäß auch immer an den Strömen ablesbar, was eine dauernde Stromüberwachung unumgänglich machte.

  – Der **Driftstrom** ist der Strom, der zwischen Driftelektrode und Masse fließt. Dieser Strom liegt bei voll angelegten Spannungen, aber ohne Teilchenbeschuß nur bei 1-3 nA, steigt aber bei Bestrahlung merklich an, da die Elektronen- und Ionenbewegung einen Ladungstransport bewirken. Je höher der Teilchenfluß ist, desto höher steigt auch der Driftstrom.

[2] erstellt von S. Hausmann

– Als **Kathodenstrom** wird der Strom bezeichnet, der zwischen Anode und Kathode fließt. Aufgrund der Leitfähigkeit der Diamantschicht fließt ein konstanter, von der Kathodenspannung abhängiger Kathodenstrom.

  Wenn beispielsweise der Widerstand der Diamantschicht pro Quadrat bei

$$R = 8 \cdot 10^{14} \quad \Omega/Quadrat \tag{3.1}$$

  liegt, berechnet sich der zu erwartende Kathodenstrom folgendermaßen:
  Bei einer Streifenlänge von 10 cm und einer Gapweite von 60 μm erwartet man einen Streifenwiderstand von

$$R = \frac{8 \cdot 10^{14}\Omega \times 60\mu m}{10^5 \mu m} = 480 G\Omega \tag{3.2}$$

  Man erhält also bei einer angelegten Kathodenspannung von 600 V einen Strom von 2,5 nA pro angeschlossener Anode, wenn man berücksichtigt, daß von einer Anode zu zwei Seiten hin Strom wegfließen kann.
  Umgekehrt kann man natürlich über die Strom-Spannungs-Abhängigkeit den Widerstand des Wafers bestimmen.

  Unter Bestrahlung steigt der Kathodenstrom an, da der Ladungstransfer in der Kammer dann zu diesem Strom noch zusätzlich beiträgt.

3.1.2 Der Hochraten-Meßstand

Der allgemeine Aufbau dieses Meßstandes gleicht in den meisten Punkten dem Niederraten-Meßstand. Es gibt jedoch einige grundlegende Unterschiede:

- **Röntgenröhre:**

  Zur Erzeugung intensiver Röntgenstrahlung kommt eine offene Röntgenröhre mit einer maximalen Beschleunigungsspannung von $U = 160$ kV und einem maximalem Strom von $I = 1,1$ mA zum Einsatz. Die Anodenmaterialien sind austauschbar, verwendet wurden die Materialien Kupfer, Eisen und Titan. Es werden dabei Flußdichten von bis zu $10^7 K_\alpha$-Photonen pro Quadratmillimeter erreicht. Mit Hilfe des Kollimators wird nur ein genau definierten Teil der Kammer (Fläche $\approx$ 10 mm^2) bestrahlt, wobei die Position entlang der ganzen MSGC variiert werden kann.

  Zusätzlich ist es möglich, den Photonenfluß mittels einer Ionisationskammer, die direkt vor dem Austrittsfenster der Röntgenröhre positioniert ist, zu messen.

- **Gassystem:**

  Im Gegensatz zum Niederraten-Meßstand werden hier nicht vorgemischte Gase verwendet, sondern die Gase mit Hilfe eines Flußreglers kurz vor der Kammer gemischt. Diese Vorrichtung hatte den Vorteil, daß beliebige Mischungsverhältnisse schnell realisiert werden konnten.

- **Auslesesystem:**

  Auch die Auslese unterscheidet sich nicht prinzipiell, es können jedoch anstelle von nur 4 hier bis zu 12 MSGC-Kanäle gleichzeitig ausgelesen werden.

Unter Hochratenbestrahlung kann der *absolute gain* (siehe Kapitel 2.3.3) in der Kammer über die Ströme bestimmt werden. Diese sind ein direktes Maß für die umgesetzte Ladung. Es gilt:

$$A_{tot} = \frac{I_D + (I_K - I_K^0)}{e \cdot R \cdot N_0} \tag{3.3}$$

(wobei I_D und I_K dem gemessenen Drift- bzw. Kathodenstrom entspricht, I_K^0 dem berechneten konstanten Strom über die Diamantschicht, e der Elementarladung, R der Rate der Röntgenquelle und N_0 der Anzahl der in der Primärionisation freigesetzten Teilchen)

3.2 Allgemeine Ergebnisse der Au-MSGC

Intensive Untersuchungen an Gold-Kammern wurden in Heidelberg in den Jahren 1994 bis 1996 besonders von T. Hott und S. Viesbeck durchgeführt, die wichtigsten Abhängigkeiten seien hier in Kürze zitiert.

3.2.1 Pulshöhenspektren

Wenn man bei Bestrahlung der Kammer mit einer Eisenquelle die Häufigkeit der auftretenden Pulshöhen gegenüber der Pulshöhe aufträgt, erkennt man zwei deutlich voneinander getrennte Maxima. Das besonders hohe Maximum ist die Hauptabsorptionslinie, die direkt mit der Energie der γ-Strahlung in Zusammenhang steht, da die Kammer nach Konstruktion im Proportionalbereich arbeitet.

Wie bereits im Kapitel „Signalentstehung“ beschrieben, wird γ-Strahlung durch den Photoeffekt nachgewiesen. Hierbei schlägt das ankommende Photon ein Elektron aus der K-Schale der Ar-Atome. Da jedoch nicht die ganzen 5,9 keV dafür benötigt werden, sondern nur eine Bindungsenergie von 3,2 keV aufgebracht werden muß, haben die Elektronen eine kinetische Energie von 2,7 keV, mit der sie sich durch den Gasraum bewegen. Diese Energie wird vollständig in Ionisation umgesetzt und an der Anode nachgewiesen. Das Ar-Ion gibt seine Anregungsenergie in 15% der Fälle durch Emission eines Photons und in 85% durch ein emittiertes Auger-Elektron ab. Im ersten Fall besteht eine Chance, daß das Photon den sensitiven Bereich dieser Anode verläßt, ohne nochmals eine Wechselwirkung einzugehen. In diesem Fall wird nur ein Teil der Energie abgegeben und so kommt es zu einem zweiten Maximum bei kleinerer Energie, dem sogenannten *Escape-Peak*. Ein typisches Eisenspektrum zeigt Abbildung 3.5.

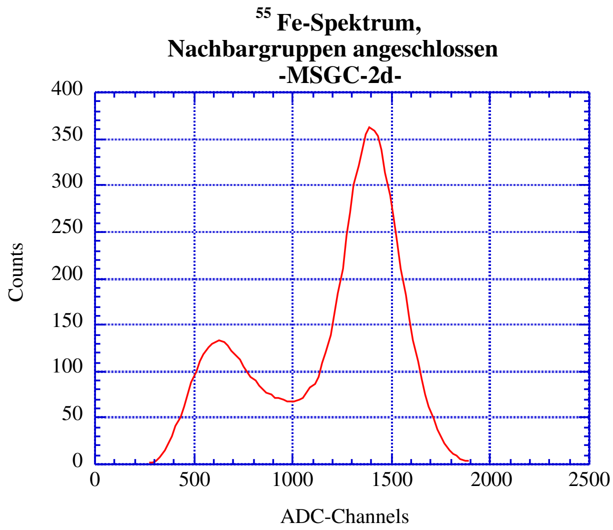

Abbildung 3.5: Pulshöhenspektrum bei Bestrahlung mit der Eisenquelle [SVIS]

Auch bei der Beobachtung der Pulse am Oszilloskop ist die Eisenlinie gut zu erkennen (siehe Skizze in Abb. 3.6). Da das Oszilloskop nachleuchtet, sind mehrere hundert Pulse gleichzeitig auf dem Schirm zu erkennen, bei denen eine Häufung bei der Pulshöhe, die der Eisenlinie entspricht, deutlich auffällt. Auch die ebenfalls dargestellte Escapelinie ist gut sichtbar.

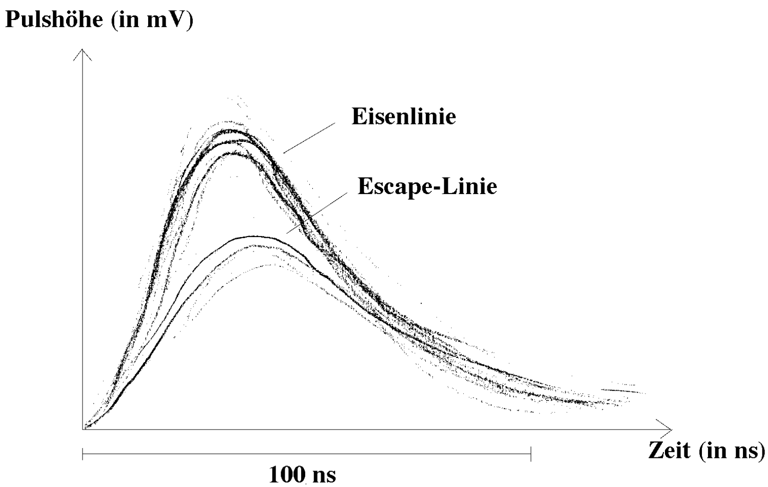

Abbildung 3.6: typischer Signalverlauf am Oszilloskop bei Bestrahlung mit einer ^{55}Fe-Quelle

3.2.2 Gasverstärkung vs. Kathodenspannung

Die Abhängigkeit der Pulshöhe und damit des Gains von der angelegten Kathodenspannung hat einen exponentiellen Verlauf (siehe Abbildung 3.7), d.h. je höher man die Kathodenspannung wählt, desto höher ist auch die Gasverstärkung.
An den Kathodenenden kann es jedoch trotz der Passivierung durch den Kleber leicht zu Beschädigungen durch Überschläge kommen, wenn die Spannung zu hoch gewählt wird. Ein Maximum von etwa 700 V sollte bei den Kammern dieser Bauart nicht überschritten werden.

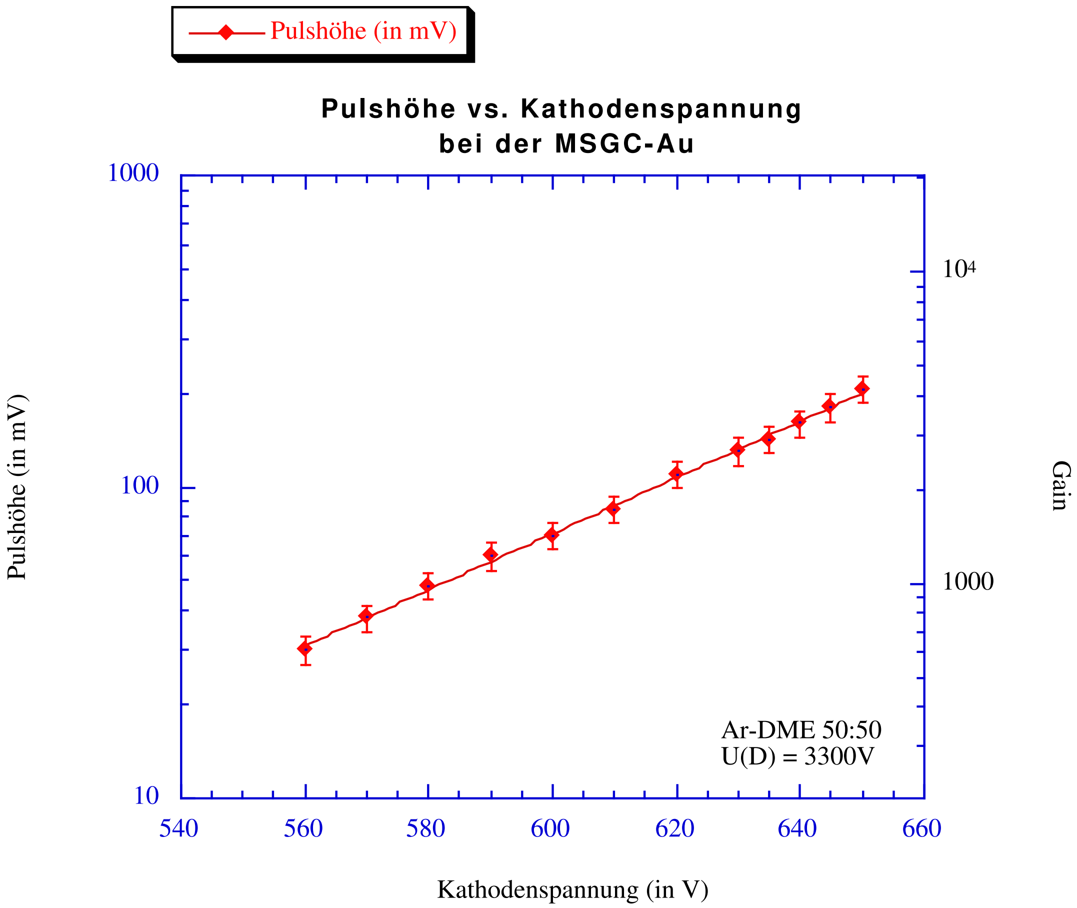

Abbildung 3.7: Gasverstärkung vs. Kathoden-Spannung

3.2.3 Gasverstärkung vs. Driftspannung

Erst bei einer Driftspannung, die etwa der Kathodenspannung entspricht, sieht man intensive Pulse, da davor das Feld im Driftraum aus Sicht der Elektronen falsch gepolt ist. Danach steigt die Gasverstärkung linear mit der Driftspannung an, wie Abbildung 3.8 verdeutlicht.

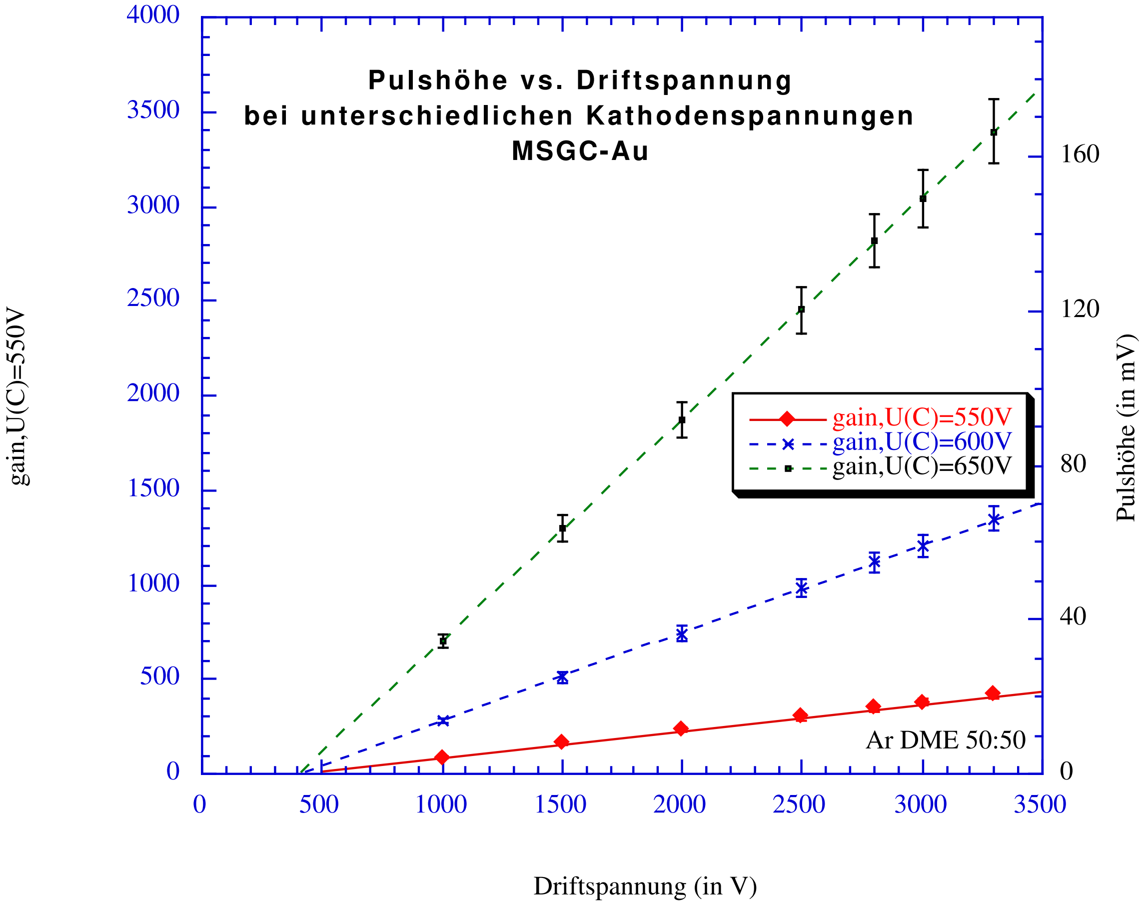

Abbildung 3.8: Gasverstärkung vs. Driftspannung bei verschiedenen Kathodenspannungen

3.2.4 Feldüberhöhungen, floatende Anoden, Gapweiteneffekte

Beim Betrieb der MSGC ist es für den *gain* entscheidend, ob die Nachbaranoden der ausgelesenen Anoden auf Masse liegen oder floatend sind. Im zweiten Fall bedeutet dies, daß diese Nachbaranoden das sie umgebende Potentialniveau annehmen. Schon in der Simulation (siehe Abbildung 3.9) sieht man deutliche Unterschiede im Feldlinienverlauf. Die Feldlinien dieser Randanode reichen weiter in das Nachbargebiet hinein und bewirken an dieser Anode erhöhte Felder.

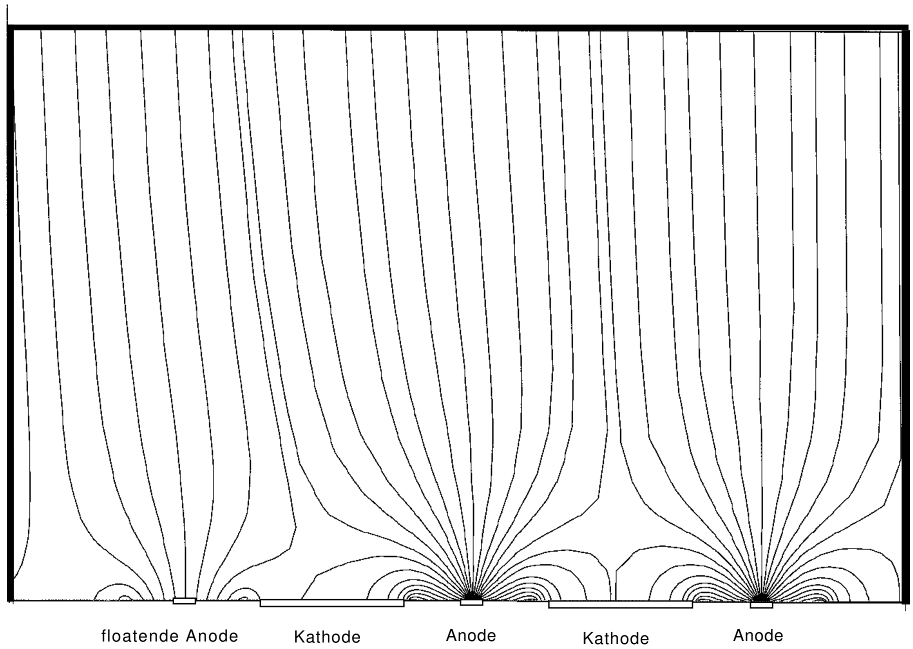

Abbildung 3.9: Simulation der Feldlinien bei floatenden Anoden

Auch in der Analyse des Pulshöhenspektrums, das in Abbildung 3.10 dargestellt ist, erscheint ein neues Maximum. Der Grund dafür ist dieses höhere Feld und damit verbunden, eine größere Gasverstärkung im Vergleich zu den anderen, in der Mitte liegenden Anoden. Da immer vier Anoden auf ein Auslesepad zusammengeführt werden, sieht man im Spektrum die Überlagerung beider Gasverstärkungen. Nicht nur die gewählten Spannungen, sondern auch die Gapweite geht entscheidend in die Gasverstärkung ein. Da in allen Bereichen der Kammer der *pitch* konstant ist und sich nur die Gapweite und die Breite der Kathodenstreifen ändert, existieren in den drei Gapweiten-Bereichen der MSGC bei *gleichen Spannungen* unterschiedliche Feldlinienverteilungen. Die Feldliniendichte direkt über der Anode ist bei einer Gapweite von $60\mu m$ am höchsten und somit auch die Gasverstärkung. Bei den beiden anderen Kathoden-Anoden-Abständen erwartet man somit eine geringere Elektronenvervielfachung. Abbildung 3.11 zeigt die Gasverstärkung in Abhängigkeit von

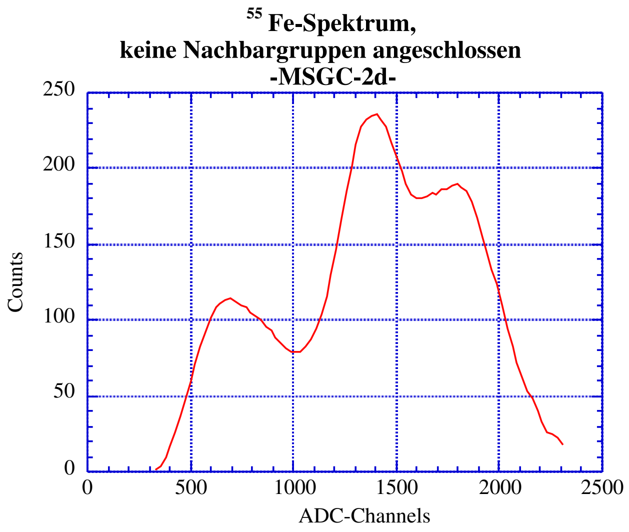

Abbildung 3.10: Pulshöhenspektrum bei Bestrahlung mit der Eisenquelle [SVIS]

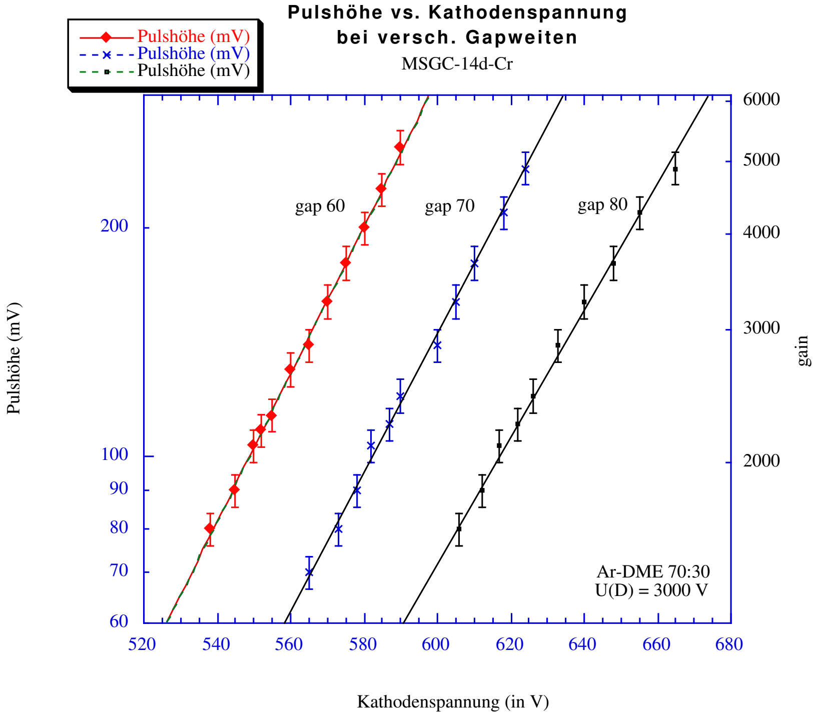

Abbildung 3.11: Einfluß der Gapweite auf die Gasverstärkung

der angelegten Kathodenspannung. Um die Pulshöhen vergleichen zu können, muß man – als Faustregel – die Anoden mit größeren Gapweiten mit einer um 6% bzw. um 12% erhöhten Spannung betreiben.

3.2.5 Homogenität entlang der Streifen

Um im Betrieb bei Hera-B Hardwareschwellen für den Trigger einstellen zu können, ist es dringend erforderlich, daß die Pulshöhe nur von der Energie und der Ionisationsfähigkeit der auftreffenden Strahlung abhängt, nicht jedoch vom Ort des Auftreffens *entlang* des Streifens. Durch geeignete Abstimmung der Integrationszeit des Verstärkers auf die Geschwindigkeit des Signalausbreitung läßt sich diese Forderung erfüllen. Für die Anforderungen bei Hera-B sind besonders Goldstreifen als Elektroden geeignet, da sie eine ausreichend schnelle Signalausbreitung gewährleisten.

Man erwartet bei 25×25 cm^2 Kammern mit Goldelektroden einen Signalabfall entlang des Streifens von maximal 10%.

3.3 Sparks beim PSI-Test

Im April 1996 wurden am Paul-Scherrer-Institut (PSI) in Villigen/Schweiz drei Prototypen erstmals unter Bedingungen getestet, die denen bei Hera-B ähneln. Die Kammern wurden einem Pionenstrahl mit Teilchen-Impulsen von 150 MeV/c ausgesetzt. Der Fluß lag jedoch mit $3 \times 10^3 mm^{-2} s^{-1}$ etwa 50mal niedriger als die erwartete Hera-B-Rate. Trotzdem trat nach den ersten Messungen ein unerwarteter Effekt auf, der niemals zuvor im Labor beobachtet wurde.

Abbildung 3.12 zeigt die *wiremap* von drei MSGCs nach einigen Stunden Strahlzeit. Es ist deutlich zu erkennen, daß einige Anodengruppen ausgefallen sind, d.h. überhaupt keine Zählraten mehr lieferten.

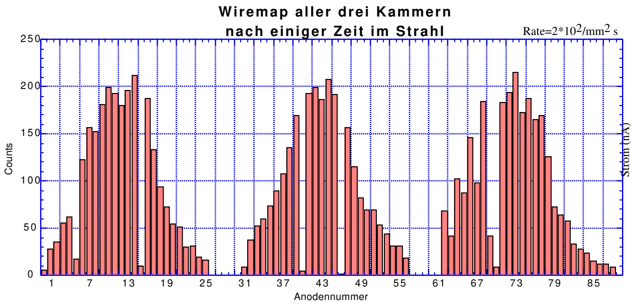

Abbildung 3.12: PSI-Test: ausgefallene Anodengruppen und Stromspikes

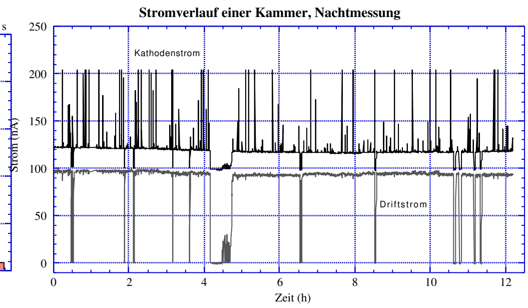

Abbildung 3.13: Kammerstrom

Ebenfalls ungewöhnlich verhielt sich der Kammerstrom (siehe Abbildung 3.13). Es waren immer wieder Stromspikes zu beobachten, die im Abstand von wenigen Minuten auftraten. Die Tragweite dieses Phänomens wurde erst bei den anschließenden Untersuchungen mit dem Mikroskop offensichtlich. Bei den ausgefallenen Anoden wurden unterbrochene Leiterstreifen gefunden, die durch Funkenüberschläge („Sparks") von der Anode zur benachbarten Kathode hervorgerufen worden waren.

An diesem Punkt wurde offensichtlich, daß MSGCs aus Gold so, wie sie zu dem Zeitpunkt geplant waren, nicht für den Betrieb bei Hera-B geeignet sind, da auch dort diese Schäden zu erwarten sind.[3]

Da es mit „minimal ionisierenden Teilchen" (MIPs) nicht zu einem einzigen Spark gekommen war, ist die Ursache dieses Phänomens bei den Hadronenstrahlen zu suchen. Bei Wechselwirkungen des Strahls mit dem MSGC-Material können stark ionisierende Teilchen erzeugt werden, die in Verdacht standen, diese Überschläge auszulösen.

[3] und im Nov. 1996 bei einem Strahltest auch gefunden wurden

Kapitel 4

Sparks

Im Vordergrund der weiteren Messungen an MSGCs stand die Erforschung der Ursachen des Sparkphänomens und eventuelle Lösungsansätze, die es ermöglichen sollten, weiterhin am Konzept von MSGCs für den Inner-Tracker bei Hera-B festhalten zu können.

4.1 Erzeugung von Sparks im Labor

Da die beobachteten Überschläge nur im Zusammenhang mit starkionisierenden Teilchen entstehen, wurden Alphateilchen mit dem Zählgas in die MSGC eingeleitet. Tatsächlich konnten auch hier die charakteristischen Stromspikes und Beschädigungen nachgewiesen werden. Zur quantitativen Auswertung wurde eine zusätzliche Auslese installiert, die Auskunft über die Häufigkeit der Überschläge geben sollte.

4.1.1 Modifikation des Gassystems

Ein Umbau am Gassystem ermöglicht die direkte Zuführung von Alphateilchen in die MSGC. In die Zählgas-Zuleitung wird ein Bypass eingegefügt, mit dessen Hilfe das Gas wahlweise durch einen Topf, der mit einer Alphaquelle ausgerüstet ist, oder direkt in die Kammer geleitet werden kann. Abbildung 4.1 zeigt den schematischen Aufbau des Gassystems.

Als Alphaquelle wurde anfänglich ein Glühstrumpf verwendet, der in geringen Mengen ^{220}Rn produziert. Als wesentlich effektiver erwies sich metallisches Thorium, da hier höhere α-Raten erzielt werden konnten. Es wurden 10 g natürliches Thorium verwendet, wobei ein Siebfilter ein ungewolltes Entweichen des Thorium-Pulvers verhindert. Thorium zerfällt in gasförmiges ^{220}Rn, welches mit dem Zählgas in die MSGC transportiert wird und mit einer Halbwertszeit von 55 Sekunden zerfällt. Mit dem Glühstrumpf erreicht man bei einem Gasfluß von 2 cm^3/min durchschnittlich zwei registrierte α-Teilchen pro Sekunde auf einer Anodengruppe, mit metallischem Thorium beim gleichen Fluß bis zu zwölf. Wenn die Quelle zusätzlich mit einem Heizband auf ca. 80 Grad Celsius erwärmt wird, kann die Rate auf etwa 15 Zerfälle pro Sekunde und Gruppe erhöht werden.

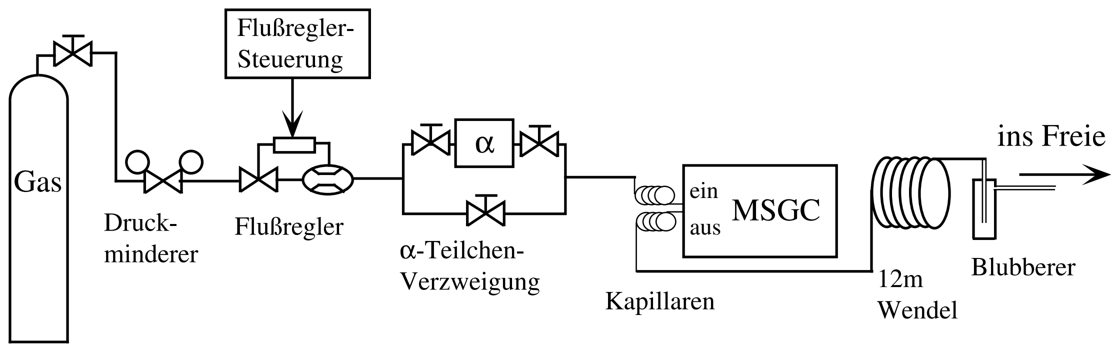

Abbildung 4.1: modifiziertes Gassystem mit Alphatopf [SVIS]

Eine solche α-Quelle wurde sowohl am Niederraten- wie auch am Hochraten-Meßstand eingebaut.

4.1.2 Auslese

Als „Sparks“ werden die Überschläge zwischen Anoden und Kathoden bezeichnet.
Hierbei kommt es über das durch die Strahlung ionisierte Gas zu einem Ladungstransfer zwischen den Elektroden. Da innerhalb der kurzen Zeit des Überschlags nicht genug Ladung von der Hochspannungsquelle über die Schutzwiderstände nachgeliefert werden kann, nähern sich die Potentiale von Anode und Kathode an. Diesen Spannungsstoß kann man zur Detektion der Sparks nutzen.
Zur Ermittlung der Sparkwahrscheinlichkeit müssen sowohl die Anzahl der Alphateilchen als auch die Zahl der Sparks auf einer Anodengruppe ermittelt werden (s. Abb. 4.2).

Der Nachweis von **Sparks** erfolgt über die Kathoden. Als Indiz für einen Überschlag wird ein Spannungsstoß an der Kathode gewertet. Hierzu wird das Signal, das durch einen Kondensator von den auf Spannung liegenden Kathoden getrennt wird, nach einer kapazitiven Spannungsteilung (47 pF : 10000 pF) und einer *active probe* am Digitaloszilloskop dargestellt. Nach dem Oszilloskop, dem Verstärker und dem Diskriminator wird das Signal mit einem Zähler registriert.

Die **Alphateilchen** werden über die übliche Auslesekette registriert:
Die Ionisation von Alphateilchen im Zählgas löst eine Elektronenlawine an den Anoden aus. Bei Alphateilchen geht der Verstärker zwar aufgrund der hohen Ionisation immer in die Sättigung, für den Diskriminator ist jedoch nur das Überschreiten der Triggerschwelle relevant. Ein Zähler am Ende der Kette zeigt die Zahl der Alphateilchen in einem festgelegten zeitlichen Meßintervall an.

Um auch den Spannungsverlauf an den Anoden beobachten zu können, wurde das Anodensignal wahlweise mit einer weiteren *active probe* abgegriffen und nach einem ohmschen Spannungsteiler ebenfalls am Oszilloskop sichtbar gemacht (siehe Schaltung 2 in Abb. 4.3).

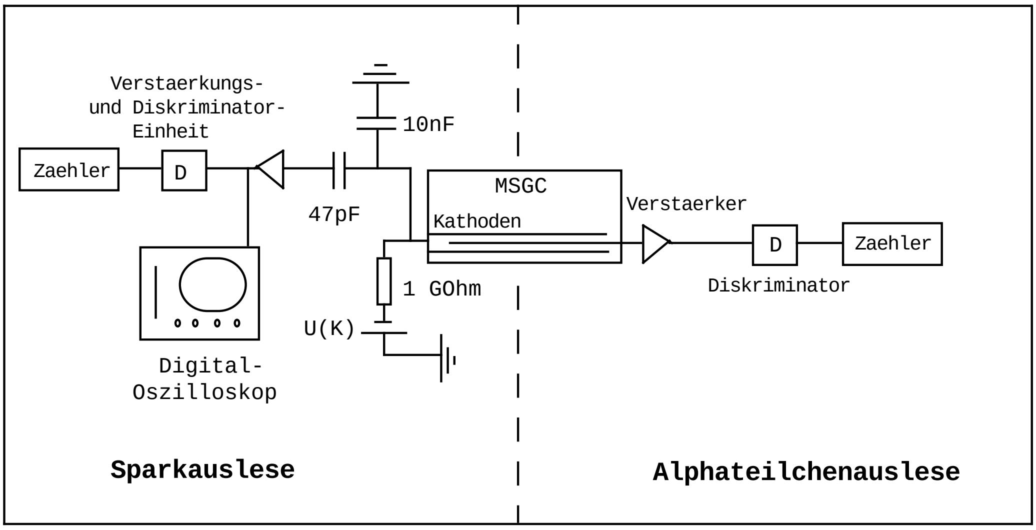

Abbildung 4.2: Schaltung 1, Sparkdetektion

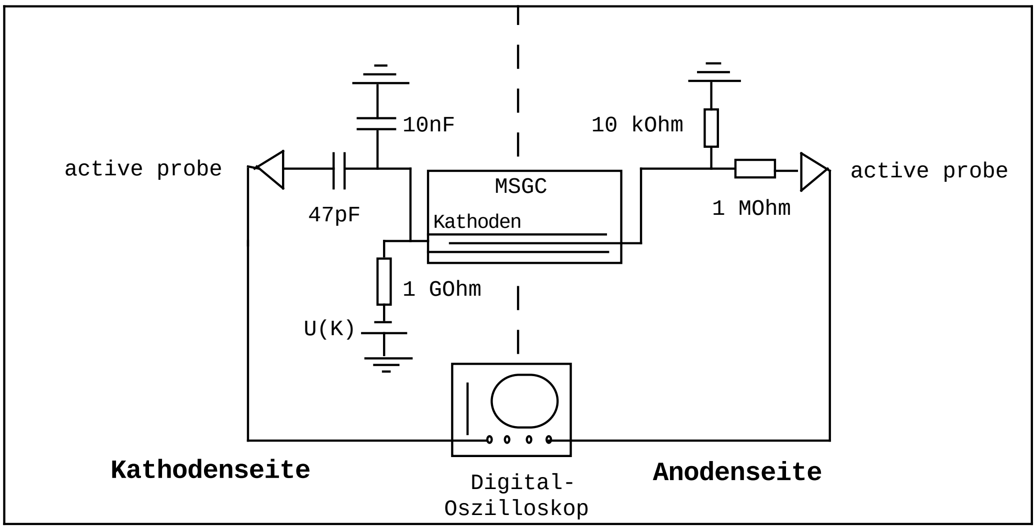

Abbildung 4.3: Schaltung 2, Sparkdetektion

4.1.3 Normierung der Sparkwahrscheinlichkeit

Das Verhältnis der an einer Kathode registrierten Sparks zu den auf einer Anode detektierten Alphateilchen wird im folgendem als „Sparkwahrscheinlichkeit“ bezeichnet. Aus technischen Gründen wurde nur eine Kathodengruppe, also 17 Kathodenstreifen, auf eventuelle Sparks hin überwacht. Gleichzeitig wurden Alphateilchen auf den vier eingeschlossenen Anodengruppen registriert. Da man die Winkelverteilung der Alphateilchen im Zählgas als isotrop annehmen kann, kann es bei einem durchfliegenden Alphateilchen vorkommen, daß sein Signal auf mehreren benachbarten Gruppen zu sehen ist. Da die Gruppen separat ausgelesen werden, ist es daher möglich, das eine Teilchen an 4 Diskrimintoren simultan zu sehen. Da die vier Gruppen aber geodert auf den Zähler gegeben werden und dieser eine gewisse Totzeit besitzt, wird ein querfliegendes Alphateilchen nur einfach gezählt. Das Teilchen hat jedoch die Möglichkeit, an allen 16 Anoden einen Überschlag auszulösen.

Da es aber auch senkrecht zum Boden fliegende Alphateilchen gibt, die nur auf wenigen Streifen die Chance zu einem Überschlag besitzen, und hier die gewählte Normierung also relativ gut stimmt, wurde die „Sparkwahrscheinlichkeit“ wie oben erläutert definiert. Ein relativer Vergleich innerhalb der verschiedenen Messungen ist möglich, aber die absoluten Zahlen sind von der genauen Kammergeometrie und den Auslesebedingungen abhängig. Diese „Sparkwahrscheinlichkeit“ muß, wenn tatsächlich jedes Alphateilchen einen Überschlag auslöst, nicht 1 werden.

4.2 Erforschung der Sparks

4.2.1 Spannungsverlauf an den Elektroden

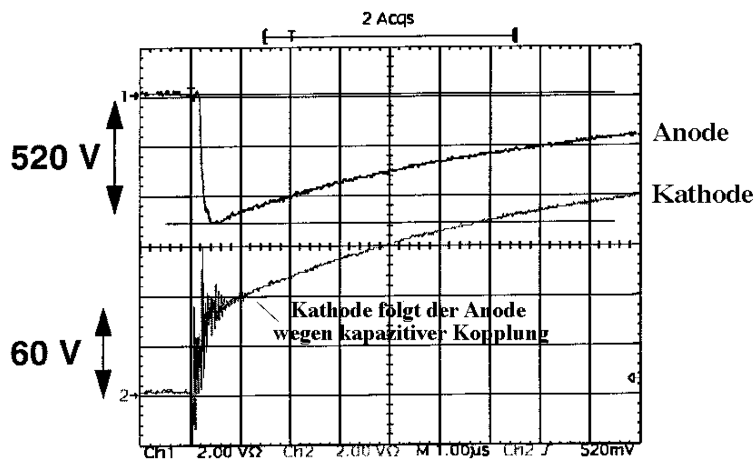

Abbildung 4.4: Potentialverlauf an Anoden und Kathoden bei einer Gold-MSGC

Abbildung 4.4 zeigt einen typischen Spannungsverlauf, wie man ihn bei einem Spark an

der Kathode und der Anode am Oszilloskop beobachten kann.
Die Entladung dauert ca. 200 ns. Bei einer Kathodenspannung von 650 V findet man auf der Anode einen Spannungsanstieg von etwa 520 V, während die Kathode (im Verhältnis der Kapazitäten in dieser Kammer) um ca. 50 V absinkt. Es resultiert eine Brennspannung der Entladung von etwa 80 V. Zu beachten ist allerdings, daß alle Potentialverläufe am Streifenende gemessen wurden und nicht am Ort der Entladung, weswegen die Potentialverläufe geglättet und nur zeitliche Mittelwerte sichtbar sind.
Nach der Entladung beginnt der Aufladevorgang, wobei die Zeitkonstante durch die Kapazitäten zwischen Anode, Kathode und Backplane und den äußeren (Schutz-)Widerständen bestimmt ist. Das Potential der Kathode folgt dabei wegen der kapazitiven Kopplung zuerst dem der Anode. Aufgrund des hohen Schutzwiderstandes von 1 GΩ erreicht die Kathode erst sehr spät wieder ihren Startwert von 650 V. [BSCHMIDT2]

4.2.2 Schäden an den Elektroden

Korrelation der Schäden mit dem Hadronenstrahl:

Bei der Untersuchung der beim PSI-Test verwendeten Kammern konnte eine Korrelation der Anzahl der Schäden auf einem Streifen und des Beam-Profils festgestellt werden. In Bereichen mit intensiver Bestrahlung, also höherer gemessener Rate, gab es deutlich mehr Schäden. Es sind also eindeutig die Pionen als Urheber der Schäden auszumachen und ein Überschlag scheint prinzipiell an jeder Stelle der Leiterstruktur möglich. Das Ergebnis des Scans einer verwendeten MSGC zeigt Abbildung 4.5.

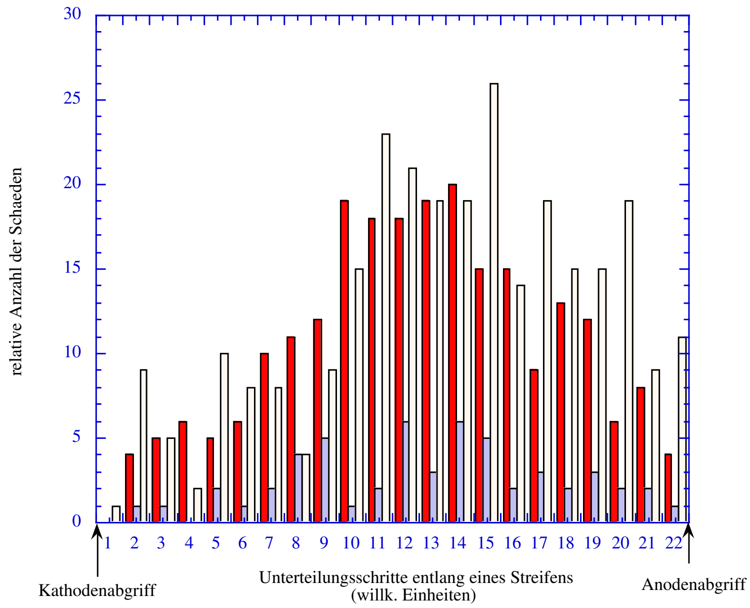

Abbildung 4.5: relative Anzahl der Schäden entlang der Streifen einer Kammer vom PSI-Test (auf 3 verschiedenen Gruppen)

Muster der Schäden:

Bei den verwendeten Kammern mit Gold-Elektroden konnte gezeigt werden, daß tatsächlich jeder Überschlag einen Schaden verursacht [SVIS]. In den meisten Fällen entstehen die Schäden paarweise gegenüberliegend auf Anoden (dünner, heller Streifen) und Kathoden (dicker, heller Bereich), wie Abbildung 4.6 belegt. Ebenfalls sichtbar ist, daß die Schäden entlang eines Streifens im Mittel einen Abstand von etwa einer Gapweite voneinander haben. Abbildung 4.7 zeigt Sparkschäden unter 1000facher Vergrößerung.

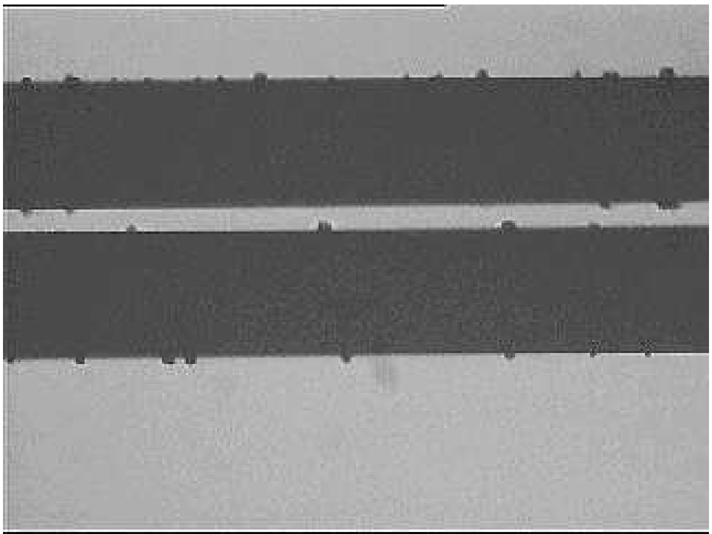

Abbildung 4.6: Sparkschäden auf Anoden und Kathoden mit regelmäßigem Abstand

Bei genauerer Betrachtung einzelner Schäden unter dem Mikroskop findet man immer wieder kleinere Kerben in den großen. Dies und der relativ regelmäßige Abstand der Kerben untereinander von etwa 60 μm deutet darauf hin, daß die Überschläge immer wieder von den bereits geschädigten Stellen ausgehen, wenn ein Alphateilchen in der Nähe einer solchen Stelle ionisiert, und nicht den unbeschädigten Teil des Streifens betreffen. Durch Überschläge hervorstehende Spitzen können die Sparkwahrscheinlichkeit erhöhen.
Bei Beobachtung der Sparkwahrscheinlichkeit mit konstant gehaltenen Betriebsparametern (siehe Abbildung 4.8) ändert sich die Sparkwahrscheinlichkeit von Zeit zu Zeit sprunghaft, was auf die Fehler in der Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden deutet.

In einigen Fälle wurden sogar durchbrochene Anodenstreifen gefunden, deren totes Ende für weitere Messungen insensitiv geworden ist. Durchbrochene Kathodenstreifen hingegen wurden nicht gefunden, sie sind etwa 17mal dicker und daher wesentlich resistenter.

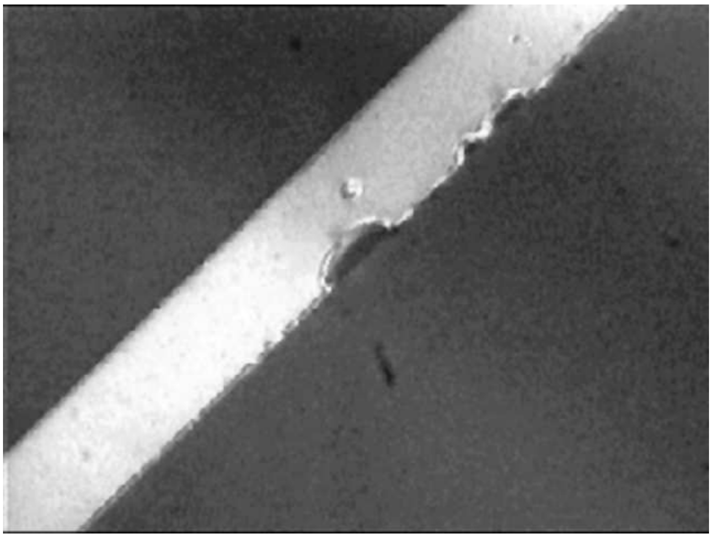

Abbildung 4.7: Sparkschaden unter 1000facher Vergrößerung

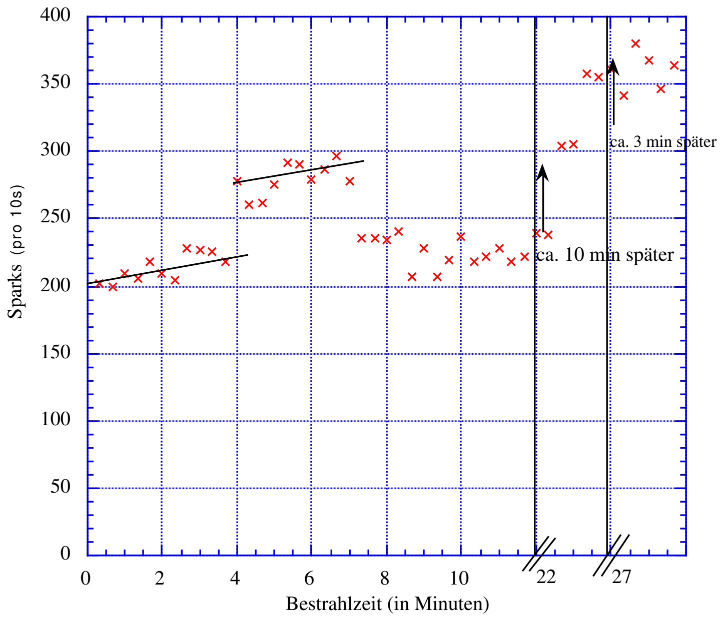

Abbildung 4.8: Entwicklung der Sparkwahrscheinlichkeit unter konstanten Betriebsparametern : U(K) = 650V, U(D) = 3000V, Rate = 600 Hz/Streifen, Meßdauer = 10s

4.2.3 Abhängigkeiten der Sparkwahrscheinlichkeit

Bei der Untersuchung, ob man durch geeignete Wahl der Betriebsparameter die Sparkwahrscheinlichkeit senken kann, wurden folgende Parameter untersucht:

Gasverstärkung:

Naheliegend scheint zunächst, daß die Gasverstärkung Einfluß auf die Sparkwahrscheinlichkeit besitzt. Da sie ein Maß dafür ist, wieviel Ladung an den Anoden und Kathoden umgesetzt wird, erwartet man bei hohen Ladungsmengen auch eine erhöhte Sparkwahrscheinlichkeit. Beim Betrieb der Kammer gibt es diverse Möglichkeiten, den Gain (und somit die Pulshöhe) zu variieren (siehe Abschnitt 3.2.2 und 3.2.3). Nicht nur höhere Kathodenspannungen, sondern auch höhere Driftfelder und die Verwendung anderer Gase ändern die Gasverstärkung.

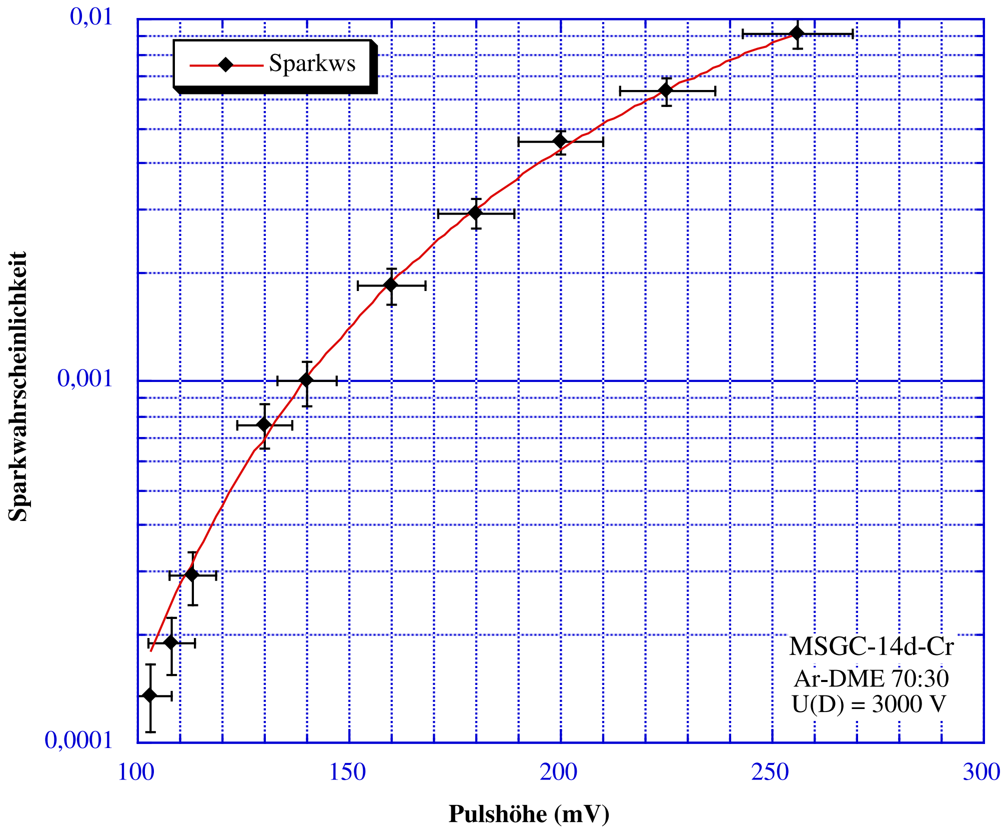

Abbildung 4.9: Sparkwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der durch die Kathodenspannung variierten Pulshöhe

Bei der Meßreihe, bei der die Gasverstärkung über die Kathodenspannung variert wurde, steigt die Anzahl der registrierten Sparks bei höherer Gasverstärkung (Abbildung 4.9). Der Kurvenverlauf folgt sehr gut einem exponentiellem Gesetz der Form:

$$Ws(Ph) = ae^{-\frac{b}{Ph}} \tag{4.1}$$

Die Konstanten a und b haben folgende Werte:

$$a = 0,131 \pm 0,006 \tag{4.2}$$
$$b = 679 \pm 10 \tag{4.3}$$

Der Chiquadratwert ist $5,8 * 10^{-8}$ und der Regressionskoeffizient R = 0,9997. Bei sehr hohen Gasverstärkungen nähert sich die Sparkwahrscheinlichkeit dem Wert 0,13. Dies deutet darauf hin, daß die Werte bei „richtiger“ Normierung etwa 10mal größer sind.

Kathoden- und Driftspannung:

Entscheidend ist die Frage, ob die Sparkwahrscheinlichkeit primär von der Gasverstärkung abhängt, oder ob sie nicht vielmehr nur implizit davon beeinflußt wird. Sollte sie nur von der Pulshöhe abhängen, dann würde man eine konstante Sparkwahrscheinlichkeit erwarten, wenn man Drift- und Kathodenspannung so variiert, daß sich zwar die Einzelspannungen ändern, nicht jedoch die Gasverstärkung.

Hierzu wurden folgende Spannungspaare gewählt:

Driftspannung (in V)	1000	1250	1500	1750	2000	2250	2500	2750	3000	3300
Kathodenspannung (in V)	684	676	668	660	651	642	634	626	616	607
Pulshöhe (in mV)	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100

Entgegen der Erwartung stellt man, wie in Abbildung 4.10 dokumentiert, ebenfalls ein Anwachsen der Sparkwahrscheinlichkeit mit der Kathodenspannung fest.

Für die Sparkentstehung ist offenbar nicht das Feld *über* der Anode, das die Gasverstärkung bestimmt, maßgebend, sondern das Feld *zwischen* Anode und Kathode in der Nähe der Oberfläche, das nur von der Kathodenspannung bestimmt wird.

Diese Theorie wird von einer weiteren Messung bestätigt:
Wenn man den Gasfluß durch den α-Topf konstant hält, stellt sich nach Erreichen der Betriebstemperatur des Topfes ein Gleichgewicht der α-Teilchen im Gasvolumen ein. Wählt man jetzt eine konstante Kathodenspannung und variiert nur die Driftspannung, so findet man ein interessantes Verhalten bei der Häufigkeit der Sparks und der detektierten Alphateilchen in einem bestimmten Zeitintervall:
Wie Abbildung 4.11 zeigt, werden auch ohne Driftspannung 500 der durchschnittlich 2700 Alphateilchen, die sich im sensitiven Bereich über der betrachteten Gruppe befinden, nachgewiesen. Die Gasverstärkung direkt zwischen Anoden und Kathoden ist zum Nachweis

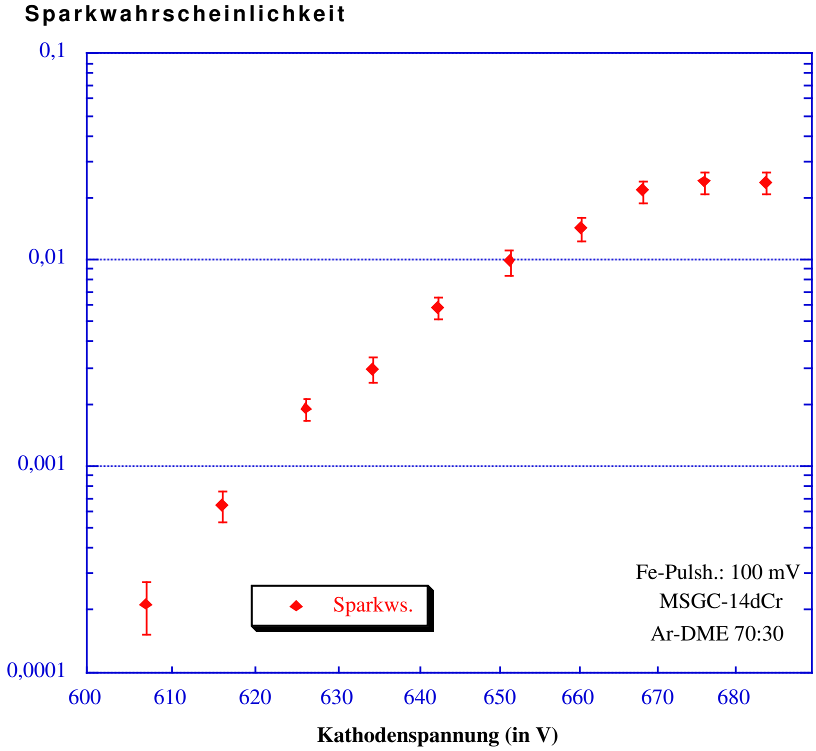

Abbildung 4.10: Sparkwahrscheinlichkeit unter Variation der Kathodenspannung aber konstantem Gain

der Alphateilchen ausreichend, da allein schon die Primärionisation mehrere tausend Elektronen umfassen kann und bei 600 V Kathodenspannung und 60 μm Gapweite Feldstärken von etwa 10^5 V/cm erreicht werden. Allerdings kann nur der Bruchteil der Alphateilchen nachgewiesen werden, der tatsächlich in Bodennähe der Kammer im Gap zwischen Anoden und Kathoden ionisiert. Durch das fehlende Driftfeld kann keine Ladung aus dem Driftraum zu den Anoden gelangen.

Statistisch gesehen fliegt nur die eine Hälfte der 2700 Alphateilchen Richtung Boden, deshalb haben nur noch ca. 1300 die Chance, an der richtigen Stelle zu ionisieren. Der Wiederholabstand der Struktur beträgt 300 μm, aber nur 2 x 60 μm davon sind nicht mit Leiterstreifen bedeckt, verfügen also über ausreichende Feldstärken. Also können theoretisch nur $1300 \cdot 120/300 \approx 520$ Alphateilchen nachgewiesen werden. Genau diesen Bruchteil findet man auch experimentell.

Bei Steigerung der Driftspannung ändert sich bis 500 V nichts, da die im oberen Bereich der Kammer erzeugten Elektronen immer noch nicht zu den Anoden gelangen können. Danach steigt die Zahl der nachgewiesenen Alphateilchen innerhalb von 500 V auf ihren endgültigen Wert an und ändert sich danach nicht mehr, da jetzt alle vorhandenen α-Teilchen tatsächlich nachgewiesen werden.

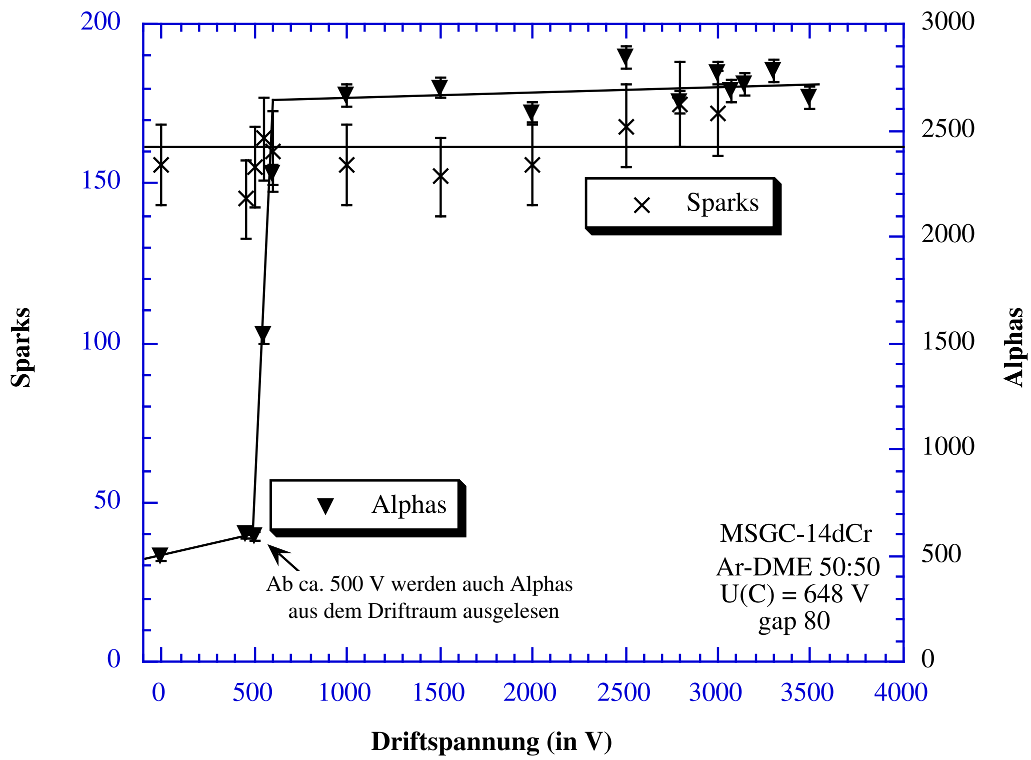

Abbildung 4.11: Zahl der detektierten Alphateilchen und Sparks in Abhängigkeit von der Driftspannung

Die Anzahl der Sparks jedoch, die innerhalb desselben Zeitraums bei jeder gewählten Driftspannung gemessen wurden, bleibt konstant.

Dieses Meßergebnis läßt nur einen Schluß zu:
Für die Entstehung von Sparks sind nur diejenigen Alphateilchen verantwortlich, die in die nächste Nähe der Anoden und Kathoden gelangen. Wenn auch bei hohen Driftfeldern die Alphateilchen aus den obersten Detektorregionen ausgelesen werden, also auch sie Elektronenlawinen verursachen, hat das keinen Einfluß auf die Sparkwahrscheinlichkeit.

Resultierend bleibt festzustellen, daß die Sparkwahrscheinlichkeit in weiten Bereichen exponentiell mit der Kathodenspannung anwächst, aber von der Driftspannung weitgehend unabhängig ist.
Der Versuch, die Sparkwahrscheinlichkeit dadurch niedrig halten, daß die Kathodenspannung ebenfalls niedrig gewählt und die Driftspannung so angepaßt wird, daß die erforderliche Gasverstärkung erreicht wird, kann jedoch nicht zum Erfolg führen. Die Gasverstärkung steigt *exponentiell* mit der Kathodenspannung, aber nur *linear* mit der Driftspannung (vergleiche Abbildung 3.7 und 3.8). Deshalb stößt man mit diesem Vorgehen schnell an technische Grenzen, da Spannungen über 10 kV an der relativ großflächigen und offenliegenden Driftelektrode nicht zu handhaben sind.

Gasmischung:

Eine einfache Option, die absoluten Kathodenspannungen reduzieren zu können, ist, eine andere Mischung von Ionisationsgas und Quencher zu wählen. Erhöht man den Argon-Anteil von 50% auf 70%, so erreicht man schon bei kleineren Spannungen die gleichen Pulshöhen. Der Grund dafür ist, daß die Elektronen innerhalb gleicher Wegstrecken wesentlich weniger Energie durch Anregung des Quenchers verlieren und deshalb schneller die benötigte Ionisationsenergie erreichen. Beliebig läßt sich dieses Verhältnis natürlich nicht steigern, da sonst der Gasverstärkungsprozeß instabil wird.

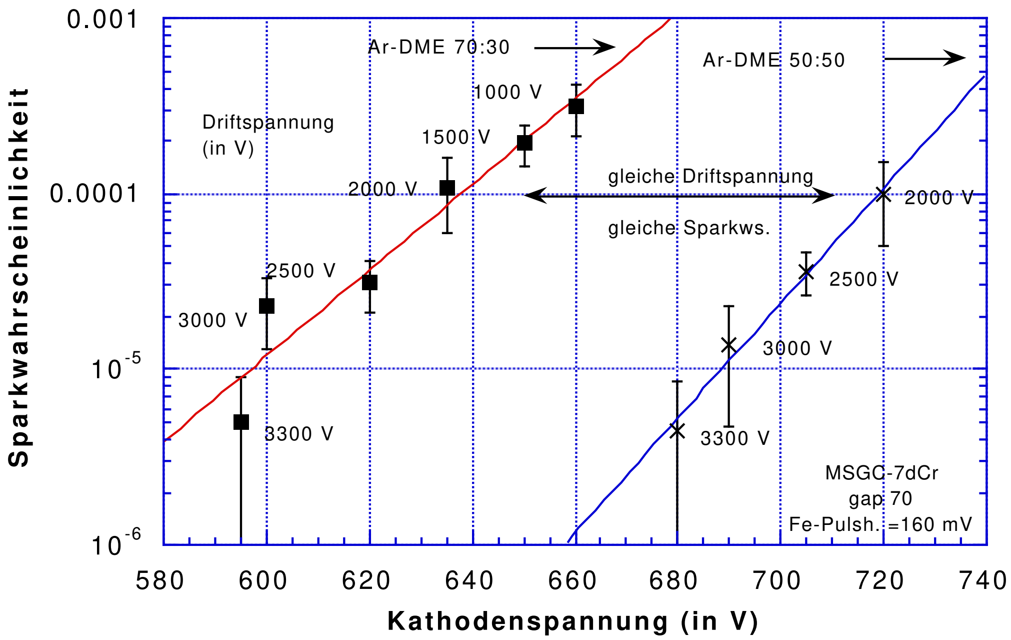

Abbildung 4.12: Sparkwahrscheinlichkeit vs. Kathodenspannung in 2 verschiedenen Gasmischungen bei konstantem Gain

Die Abbildung 4.2.3 verdeutlicht den Einfluß der Gasmischung auf die Sparkwahrscheinlichkeit. Die Driftspannung wurde so eingestellt, daß der *Gain* für alle Meßpunkte konstant ist. Die absoluten Kathoden-Spannungen sind zwar bei Ar-DME 70:30 im Vergleich zu Ar-DME 50:50 bei gleichen Pulshöhen und Driftspannungen niedriger, die Sparkwahrscheinlichkeit ist aber davon unbeeinflußt. Für eine Pulshöhe von beispielsweise 160 mV (bei der Eisenquelle) und einer Driftspannung von 2500 V braucht man beim Mischungsverhältnis 70:30 eine Kathodenspannung von 620 V. Bei einer Mischung mit 50:50 benötigt man zwar 705 V an der Kathode (bei gleicher Driftspannung und gleichem Gain), aber die Sparkwahrscheinlichkeit ändert sich innerhalb ihrer Fehlergrenzen nicht. Das Schaubild belegt, daß bei festgehaltenem *Gain* und *Driftspannung* gleiche Sparkwahrscheinlichkeiten vorliegen. Innerhalb eines Mischungsverhältnisses kann man zwar durch Variation der Spannungen die Wahrscheinlichkeit beeinflussen, aber bei vorgegebener Driftspannung ergibt sich kein Unterschied bei Änderung der Gasmischung.

Temperatur:

Die Gasverstärkung einer MSGC ist abhängig von ihrer Temperatur. Unabhängig vom gewählten Anodenmaterial steigt die Pulshöhe bei sonst konstant gewählten Parametern mit der Temperatur an. Dieses Verhalten wird durch die Änderung der Gasdichte in Abhängigkeit von der Temperatur bedingt.

Die Messingplatte, auf der die MSGC aufgebracht ist, kann durch einen Wasserkreislauf geheizt bzw. gekühlt werden und erlaubt somit die Regelung der Temperatur in der MSGC.

Abbildung 4.13 zeigt eine Messung bei drei verschiedenen Temperaturen: 10, 25 und 40 °C. Trägt man jetzt wieder die Sparkwahrscheinlichkeit gegen die Kathodenspannung auf, so liegt diese bei 40 °C am höchsten, tiefer schon bei 25 °C und am niedrigsten bei 10 °C.

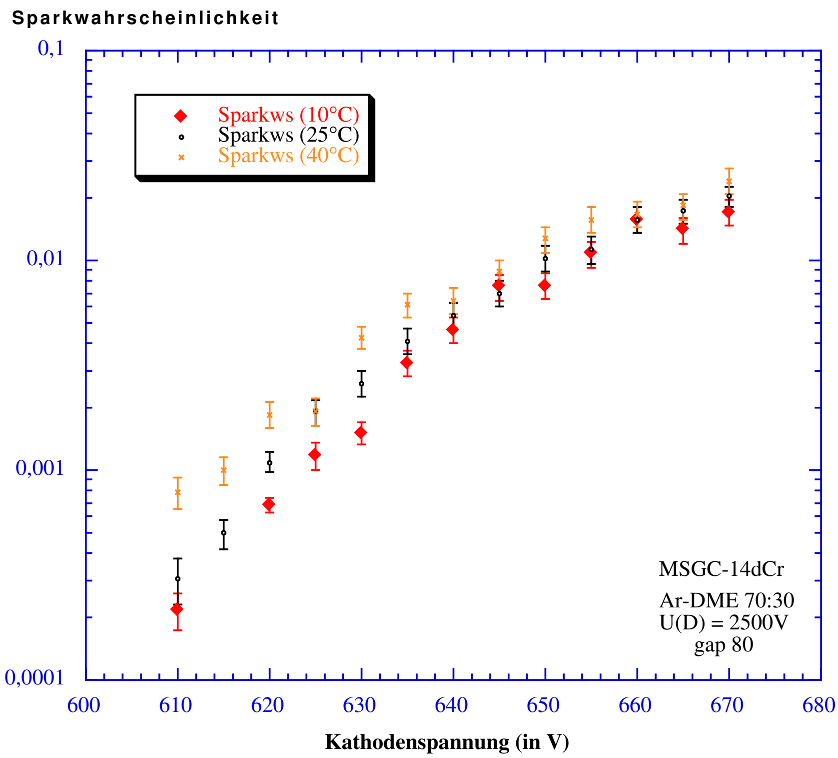

Abbildung 4.13: Temperatureinfluß auf die Sparkwahrscheinlichkeit, aufgetragen gegen Kathodenspannung

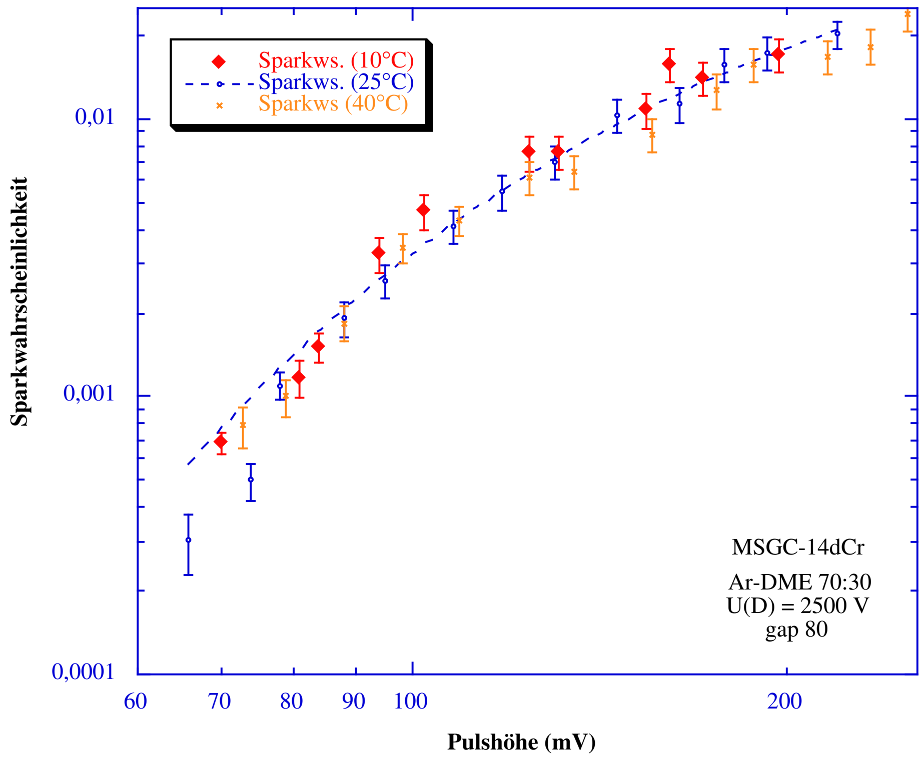

Abbildung 4.14: Temperatureinfluß auf die Sparkwahrscheinlichkeit, aufgetragen gegen Pulshöhe

Wie Abbildung 4.14 verdeutlicht, nähern sich die drei Kurven jedoch an, wenn man die Sparkwahrscheinlichkeit gegenüber der Pulshöhe aufträgt. Die Messung zeigt, daß die Temperatur über die Gasdichte die *Gasverstärkung* und *Sparkwahrscheinlichkeit* in gleicher Weise beeinflußt.

Coating:

In Simulationen der Feldstärke direkt über den Anoden und Kathoden zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen gecoateten (Abb. 4.15) und ungecoateten (Abb. 4.16) Kammern [BSCHMIDT1]. In diesen Bildern ist die Feldstärke in Abhängigkeit vom Ort aufgetragen. Vom linken Rand $x = 0$ bis $x = 10$ μm ist das Feld über der Anode aufgetragen, von $x = 10$ bis $x = 70$ μm ist das über dem Gap und von dort bis zum rechten Rand schließt sich das über der Kathode an. Die verschiedenen Kurven entsprechen Feldstärkeverläufen bei unterschiedlichen Abständen vom Boden der Kammer (siehe Legende in Abb. 4.15 und 4.16).

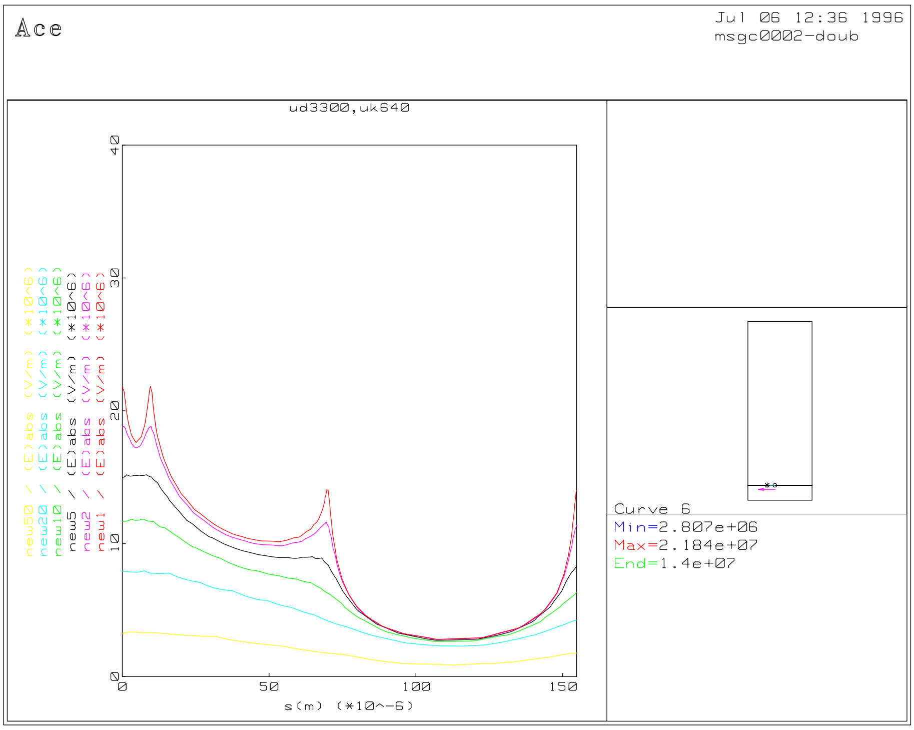

Abbildung 4.15: Feldstärken einer gecoateten MSGC in verschiedenen Abständen über dem Boden (1, 2, 5, 10, 20 und 50 μm, von oben nach unten)

Durch die vergleichsweise gute Leitfähigkeit diamantbeschichteter Wafer fließt ein konstanter Strom zwischen Anoden und Kathoden, der dafür sorgt, daß die Feldstärke im Gap direkt am Wafer relativ konstant bleibt und auch vergleichsweise groß ist. Anders verhält sich das bei einer ungecoateten Kammer, da die Leitfähigkeit dieses Wafers in erster Näherung vernachlässigbar ist. Bei einer deshalb rein kapazitiven Berechnung der Felder findet man an den Elektroden selbst im Vergleich höhere Felder, im Gap dagegen tiefere Feldstärken als bei einer gecoateten Kammer.

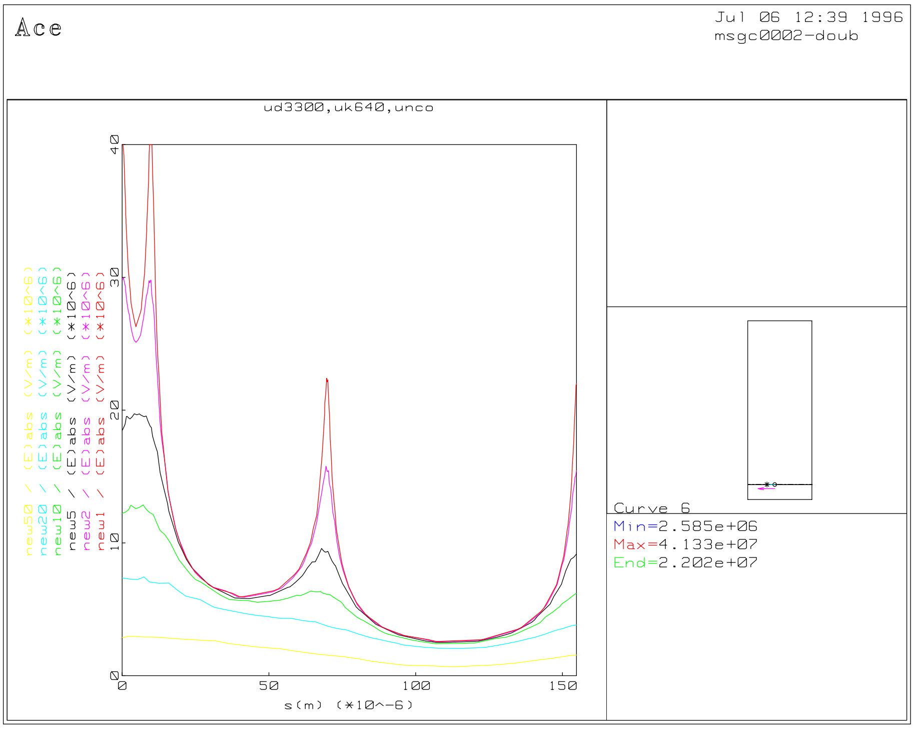

Abbildung 4.16: Feldstärken einer ungecoateten MSGC in verschiedenen Abständen über dem Boden (1, 2, 5, 10, 20 und 50 μm, von oben nach unten)

Bei der Messung der *Sparkwahrscheinlichkeit* der ungecoateten Kammer ist ebenfalls die typische Abhängigkeit von der Kathodenspannung zu erkennen. Vergleiche mit gecoateten Kammern (siehe Abbildung 4.17) ergeben eine um etwa eine Größenordnung verminderte Sparkwahrscheinlichkeit. Das unterschiedliche Verhalten der beiden Wafertypen ist für die Sparkentstehung sehr aufschlußreich. Offenbar wirkt gar nicht das hohe Feld an den Anoden bzw. Kathoden sparkauslösend, sondern vielmehr das hohe Feld *zwischen* den Elektroden. Wenn es also gelänge, die Felder an diesen Stellen klein zu halten, könnte die Sparkwahrscheinlichkeit ebenfalls reduziert werden.

Die Sparkwahrscheinlichkeit müßte jedoch um mehrere Größenordnungen gesenkt werden, damit die Kammern die geforderten zwei Jahre bei Hera-B aushalten, ohne daß die Effizienz aufgrund unterbrochener Anoden unter den erforderlichen Grenzwert sinkt.

Der Rückschritt zu ungecoateten Kammern wäre aber in doppelter Hinsicht der falsche Weg. Zum einen bliebe das Problem von Restladung auf dem Wafer und zum anderen wäre eine Lösung sinnvoller, die das Sparkproblem dauerhaft beseitigt, da eine einmal beschädigte Kammer eine erhöhte Sparkwahrscheinlichkeit besitzt und das Sparkverhalten progressiv ist.

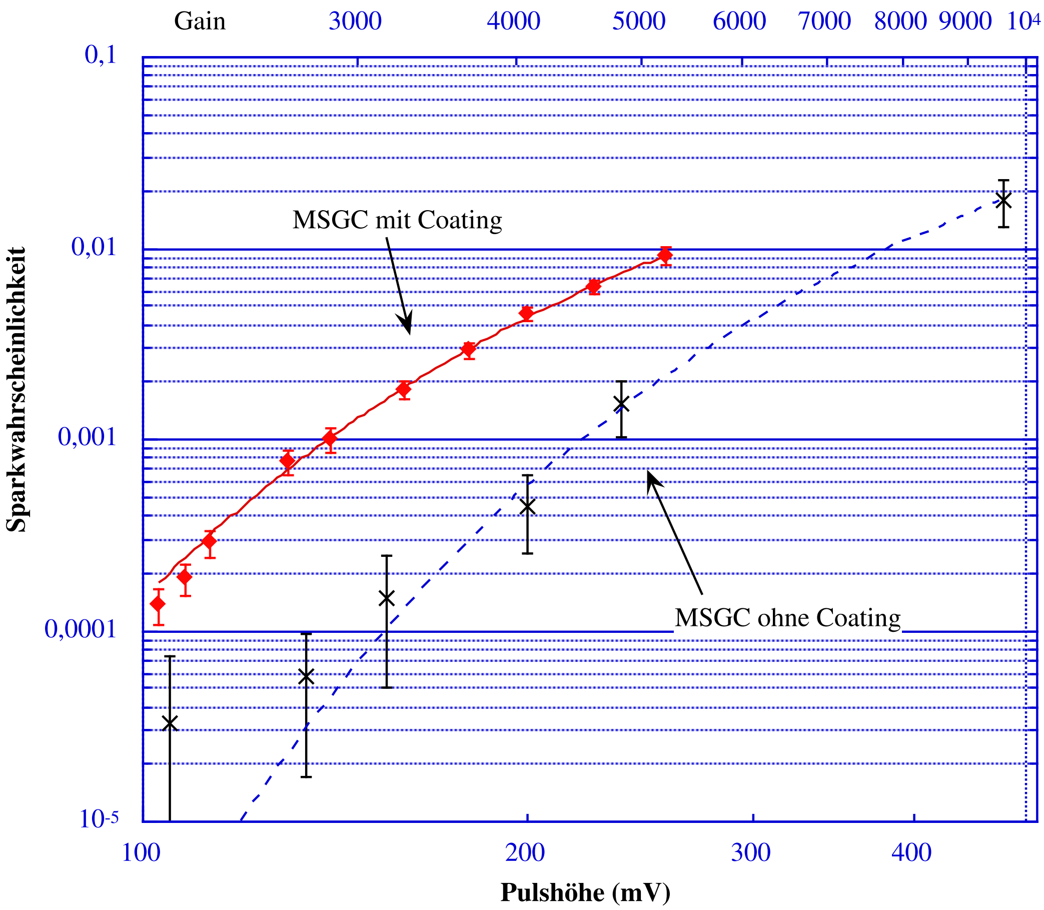

Abbildung 4.17: Sparkwahrscheinlichkeit gecoateter und ungecoateter Kammern im Vergleich

Art der Einstrahlung:

Die Sparktests mit α-Teilchen im Zählgas bieten zwar die elegante Möglichkeit, stark ionisierende Teilchen an die Anoden zu bringen, haben aber zwei Nachteile:
Zum einen fehlt die Option, nur lokal einige kurze Anodenabschnitte zu bestrahlen, zum anderen ist die Statistik für die Fehlerbetrachtung nicht sonderlich gut, da man für eine ausreichende Anzahl von Sparks[1] je nach Bedingungen bis hin zu mehreren Stunden messen muß.
Optimal wäre hingegen eine externe Quelle, mit der die Kammer lokal und relativ intensiv bestrahlt werden kann. Da jedoch α-Strahlung bereits nach einigen Zentimetern Luft absorbiert ist, müssen sowohl das Material als auch die Dicke des Deckels den Anforderungen angepaßt werden.

[1] bei unserer Messungen ca. 50 Stück, was allein ein statistischer Fehler von ± 7 bedeutet.

Berechnungen mit dem Simulationsprogramm „Trimm"[2] , das die Durchdringungsfähigkeit von Strahlung in Materie berechnet, zeigen, daß es sich prinzipiell realisieren läßt, das Kammerinnere mit externer Alphastrahlung zu erreichen.
Für die Laborversuche steht eine ^{241}Americium-Quelle zur Verfügung, die monoenergetische α-Teilchen mit einer Energie von 5,486 MeV emmittiert. Diese Energie haben die Teilchen laut Herstellerauskunft *nach* Verlassen der Quelle, da die aktive Schicht nicht durch ein Austrittsfenster abgeschirmt ist. Aufgrund der relativ hohen Driftspannung muß ein Minimalabstand der Quelle von etwa 5 mm zum Deckel der MSGC eingehalten werden, damit es nicht zu Überschlägen kommen kann.
Das nächste Hindernis, auf das die Strahlung trifft, ist der Deckel der Kammer. Hier wird der mit Abstand größte Teil der Energie deponiert. Die Simulation in Abbildung 4.18 zeigt, daß es für Alphastrahlung mit einer Energie[3] von 4,1 MeV nicht möglich ist, einen mehr als 21 μm dicken Foliendeckel zu durchdringen. Für die Tests wurde daraufhin eine einseitig beschichtete, 15 μm dünne Mylarfolie verwendet, die auf die Chromkammer anstelle des alten, 50 μm dicken Deckels aufgeklebt wurde.

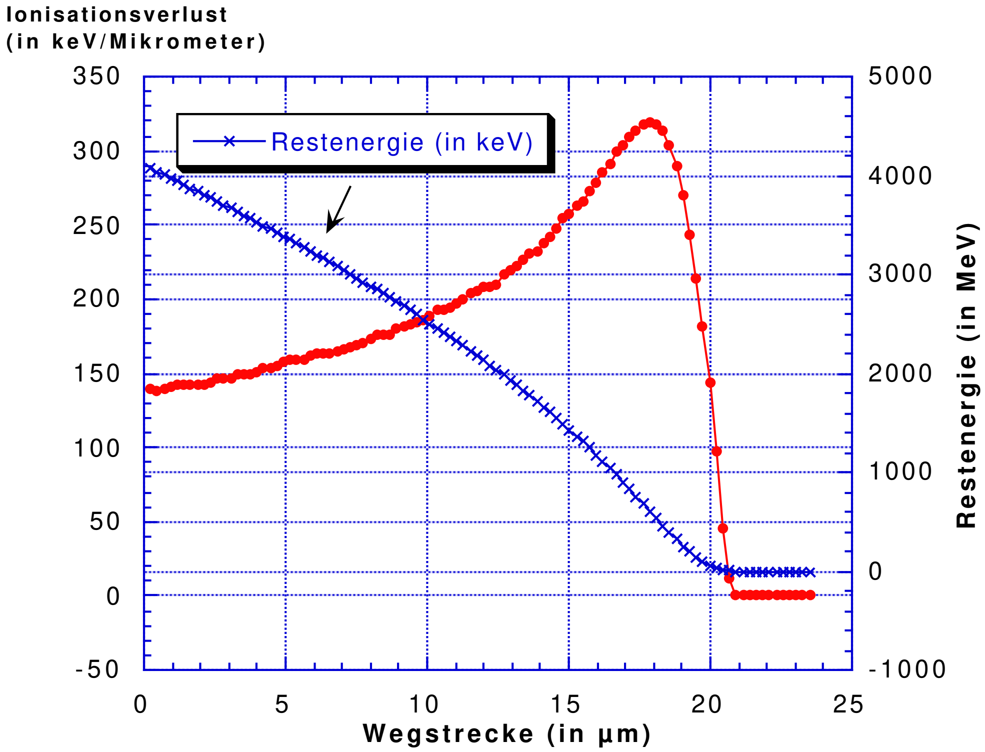

Abbildung 4.18: Ionisationsverlust und Restenergie in Mylarfolie

[2]MATRA Datavision (Frankreich)
[3]Diese Energie haben Alphateilchen nach einer Flugstrecke von 1,5 cm in Luft, siehe Abb. 4.19

Simuliert man die Reichweiten der α-Teilchen in Ar-DME 50:50, so stellt sich heraus, daß es möglich ist, den Boden der Kammer mit der Strahlung zu erreichen, wenn die Strahlung nur eine geringe Wegstrecke in Luft zurücklegen muß.

Das Diagramm aus Abbildung 4.19 zeigt die simulierten Reichweiten der Alphateilchen mit einer Energie von 5,5 MeV in einer MSGC mit extra präpariertem Deckel.

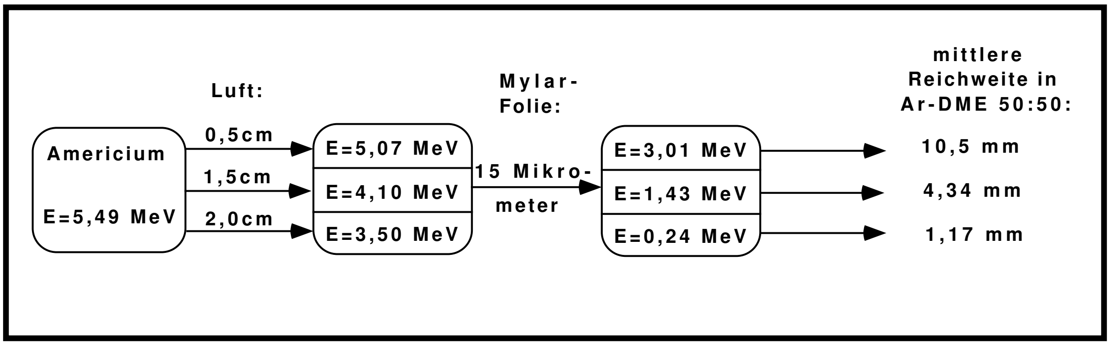

Abbildung 4.19: Reichweite der Strahlung bei verschiedenen Positionen der Quelle vor dem Driftdeckel

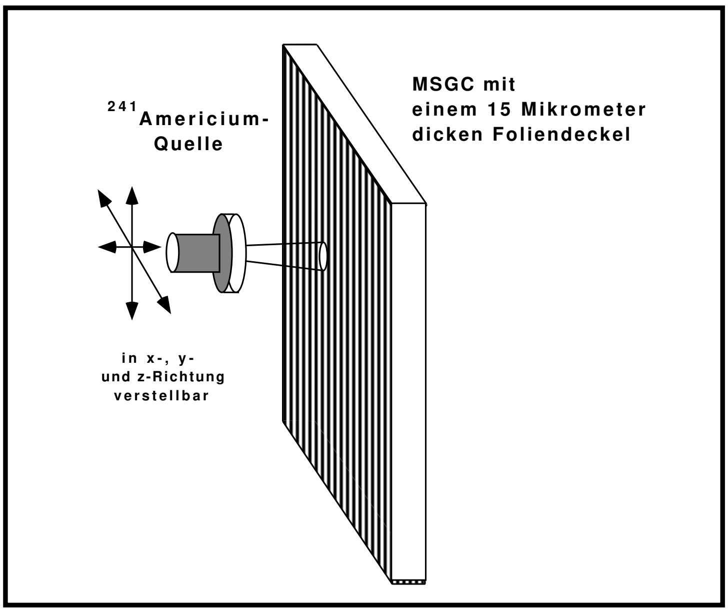

Abbildung 4.20: Aufbau des Sparktests mit externer Alphaquelle

Den Meßaufbau für den Sparktest mit externer Alphaquelle ist in Abbildung 4.20 dargestellt:
Mithilfe eines Verschiebetisches kann die Position der Quelle in allen drei Dimensionen verändert werden.
Mit der Einstrahlung von externen Alphateilchen bietet sich die Möglichkeit, direkt zu beobachten, inwieweit sich die Sparkwahrscheinlichkeit mit der Eindringtiefe der Alphateilchen verändert. Indem man den Abstand der Quelle zum Deckel verändert, kann man die Reichweite der Alphateilchen in der MSGC kontrollieren und damit den Ort der Ionisation.

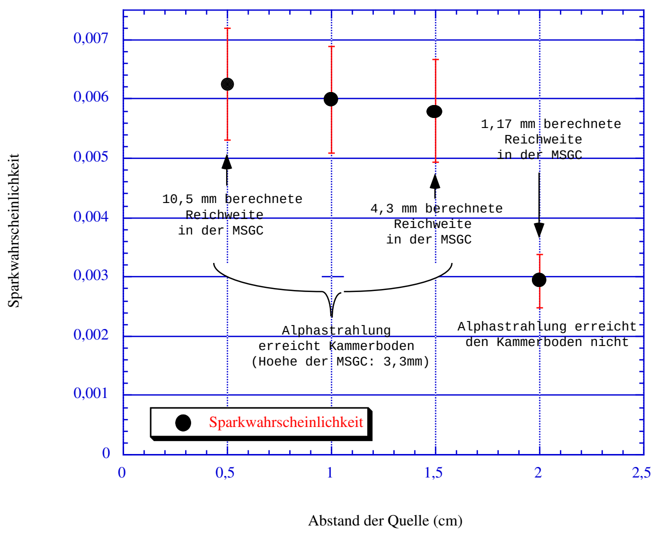

Abbildung 4.21: Abhängigkeit der Sparkwahrscheinlichkeit von der Position der Quelle

Das Experiment zeigt, wie in Abbildung 4.21 dokumentiert, daß die Reichweite der Strahlung tatsächlich einen Einfluß auf die Sparkwahrscheinlichkeit besitzt. Zu erkennen ist, daß die Sparkwahrscheinlichkeiten steigen, wenn die Alphateilchen bis zum Boden der Kammer vordringen, also wenn sie die Chance haben, im Zwischenraum von Anoden und Kathoden das Gas zu ionisieren. Wieder wird das Ergebnis bestätigt, daß hauptsächlich die unteren Schichten der Kammer anfällig auf stark ionisierende Teilchen sind. Vergleicht man die Sparkwahrscheinlichkeit für *interne* und *externe* Alphas (siehe Abbildung 4.22), so scheint die Sparkwahrscheinlichkeit für die *externen* höher zu liegen, wenn man den Gasgain während der gesamten Messung konstant hält. Die Sparkwahrscheinlichkeiten nähern sich jedoch an, wenn die Driftspannung ausgeschaltet wird (Abbildung 4.23). Dadurch werden interne Alphateilchen, die sich im oberen Teil des Driftvolumens befinden, nicht mehr mitgezählt. Registriert werden nur noch diejenigen Alphateilchen, die wirklich Sparks auslösen können, sich also ganz dicht am Boden befinden. Dieses

Ergebnis zeigt, daß es in der Wirkungsweise praktisch keine Unterschiede zwischen *externen* und *internen* Alphateilchen gibt. Die Abhängigkeit vom Einstrahlungsort macht eine Messung mit externen α-Teilchen jedoch schwierig. Zusätzlich sind durch die hohe Intensität wesentlich schneller Zerstörungen an den Leiterstreifen zu verzeichnen. Bei allen weiteren Messungen wurden wieder interne α-Teilchen verwendet, um Ergebnisse innerhalb der einzelnen MSGCs vergleichbar zu halten.

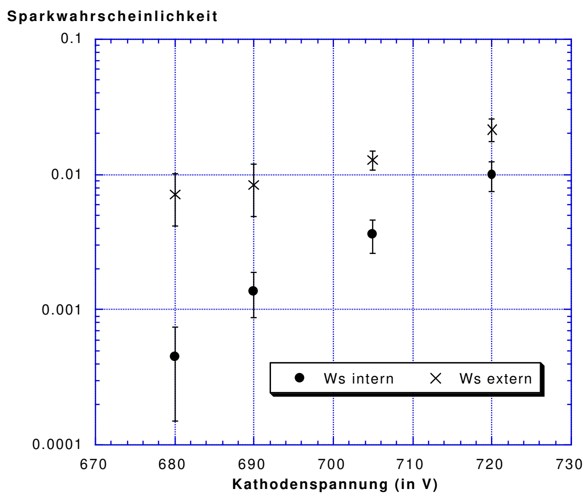

Abbildung 4.22: Vergleich der Sparkwahrscheinlichkeiten bei interner und externer Bestrahlung (Gain=konst)

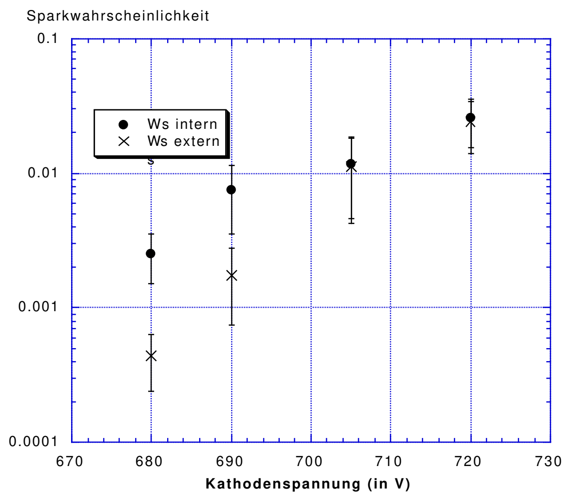

Abbildung 4.23: Vergleich der Sparkwahrscheinlichkeiten bei interner und externer Bestrahlung (U=0)

4.3 Vergleichkeit mit anderen Sparkdetektionsmethoden

Nicht nur bei Hera-B, sondern auch bei Experimenten wie z.B. CMS am CERN sollen MSGCs für die Spurrekonstruktion verwendet werden. Da auch hier das Sparkproblem bekannt ist, aber innerhalb der verschiedenen Arbeitsgruppen noch Uneinigkeit über die tatsächliche Größenordnung der Sparkwahrscheinlichkeit bestand, wurde eine MSGC („chamber 151") aus der Gruppe von F. Sauli et al. vom CERN mit dem Heidelberger Auslesesystem getestet. Zusätzlich wurde die Sparkdetektion, wie sie von dieser Gruppe verwendet wird, nachgebaut, um auch die Auslesesysteme vergleichbar zu machen. Alle Tests wurden mit der Kammer vom CERN durchgeführt und mit einer Heidelberger MSGC verglichen.

4.3.1 „chamber 151"

- Geometrie
  Es handelt sich hierbei um eine Chrom-MSGC, die allerdings nur einen *pitch* von 200 μm besitzt und deren Anoden nur 7 μm breit sind. Die Gapweite beträgt wie auch bei den Hera-B Vergleichskammern mit Chromstreifen 60 μm. Bei diesen Verhältnissen erwartet man bei gleichen Spannungen eine etwas geringere Gasverstärkung als bei den MSGCs von Hera-B, da — vereinfacht ausgedrückt — weniger Feldlinien der Driftelektrode auf einer Anode enden und somit die resultierenden Feldstärken niedriger sind. Die geringere Anodenbreite bewirkt zwar einen gegenteiligen Effekt, dieser kann aber die Verluste durch den geringeren *pitch* nicht kompensieren. Die sensitive Fläche sowie die anderen Abmessungen stimmen mit denen der üblichen Kammern von Hera-B überein. Um möglichst vergleichbare Bedingungen zu erhalten, wurden alle Tests mit Ar-DME 50:50 durchgeführt.

- Beschaltung
  Bei den Messungen waren grundsätzlich alle 500 Kathodenstreifen der Kammer angeschlossen. Anders als bei den Heidelberger MSGCs gibt es in dieser Kammer weder eine Gruppierung der Anoden noch der Kathoden. Eine künstliche Gruppierung wird durch einen Stecker am Ausgang der Anoden erreicht, der je 16 Streifen zusammenfaßt. Alle nicht ausgelesenen Anodenstreifen sind mit 2,2 MΩ hochohmig auf Masse gelegt.

- Die MSGC im Betrieb
  Diese MSGC besitzt insgesamt 31 Stecker, von denen jedoch 4 Stück entfernt werden mußten, da es innerhalb der Anoden- und Kathodenleitungen Kurzschlüsse gab. Weitere sechs Stecker (Gruppe 4 - 10) konnten aufgrund von ungewöhnlichen Kathodenstromwerte ebenfalls nicht angeschlossen werden. Abbildung 4.24 zeigt eine Homogenitätsmessung der verschiedenen Anodenstreifen auf den einzelnen Gruppen.

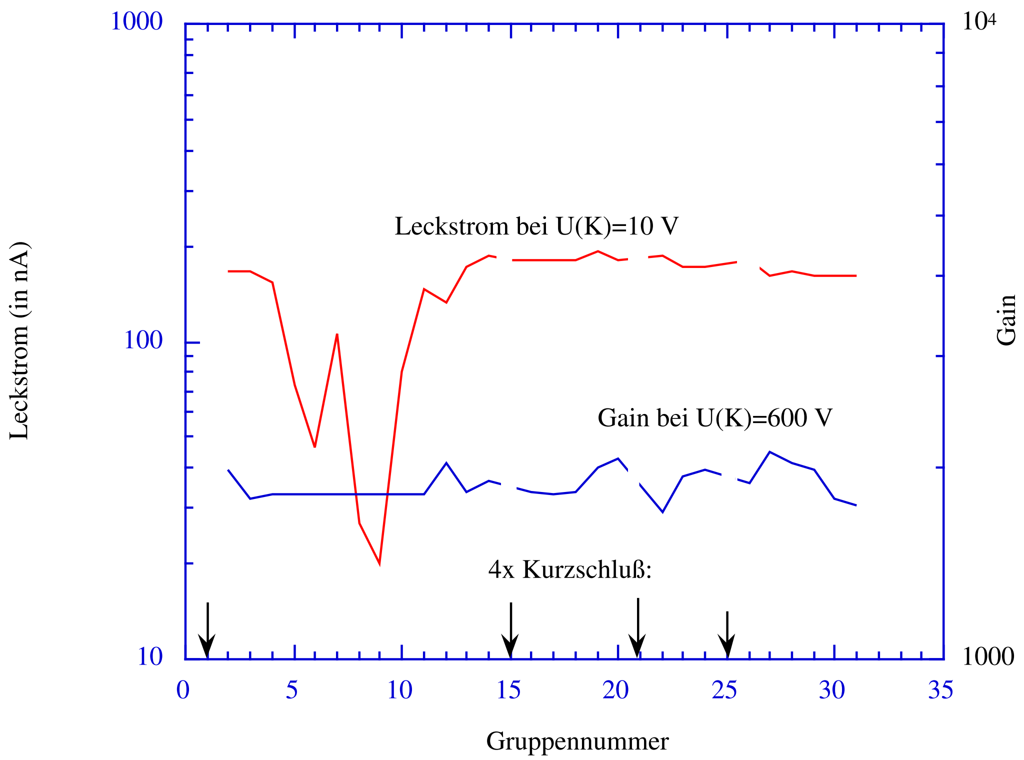

Abbildung 4.24: Homogenitätsmessung von Gain und Stömen bei verschiedenen Gruppen

Beim Vergleich der Pulshöhe in Abhängigkeit von der Kathodenspannung (siehe Abb. 4.25) findet man Abweichungen zwischen den Gruppen um 30 bis 40 % (vgl. auch Abb. 4.24), was auf die unterschiedliche Qualität der Streifen schließen läßt. Die Kammer hatte schon einen Beamtest hinter sich und war eventuell schon an einigen Gruppen beschädigt. Eine klärende Untersuchung unter dem Mikroskop war jedoch aus bautechnischen Gründen nicht möglich.

Im Vergleich zur Meßreihe vom CERN lagen jedoch alle Werte systematisch tiefer, was durch die unterschiedliche Bestimmung des Gains zu erklären ist. Die Heidelberger Methode verwendet als Eichmaßstab die Pulshöhe der Eisenquelle, die über die Formel 2.3 in Kapitel 2.3.3 (Verstärker) in den Gain umgerechnet werden kann. Dabei muß aber zusätzlich berücksichtigt werden, daß aufgrund der kurzen Integrationszeit nur etwa die Hälfte des Gains tatsächlich sichtbar ist. In Abbildung 4.25 ist nur dieser sogenannte "visible gain" aufgetragen, während die Vergleichskurve vom CERN den "absoluten gain" zeigt. Diese Werte wurden über die Ströme in der Kammer bestimmt (siehe Abschnitt 3.1.3).

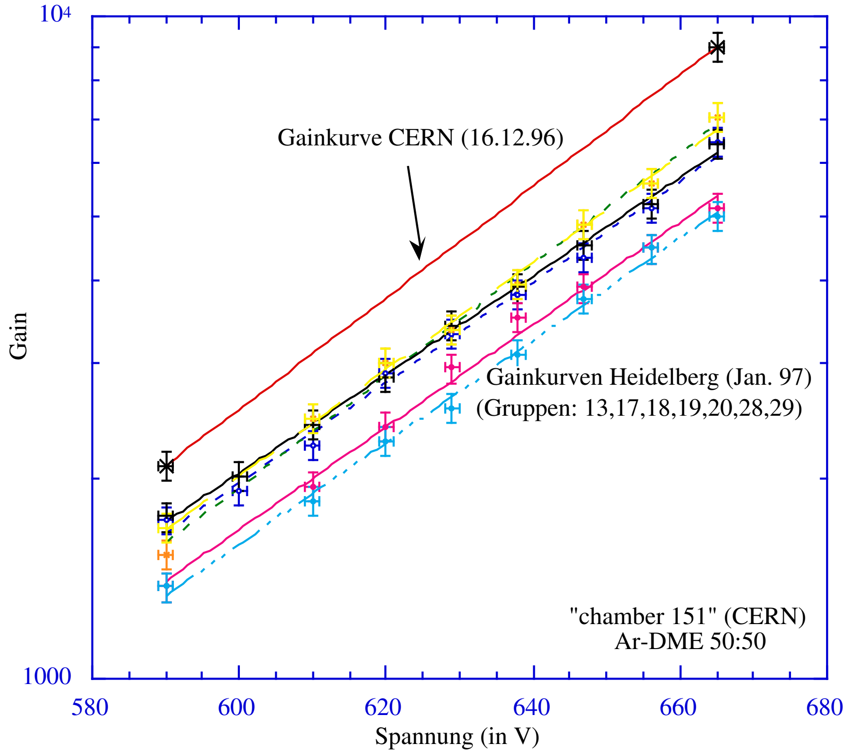

Abbildung 4.25: Gain vs. Kathodenspannung bei verschiedenen Gruppen

4.3.2 Sparkdetektion

Bei den Sparktests wurden zwei Methoden zur Sparkdetektion benutzt:

A) Die schon beschriebene Methode der Detektion von Spannungsstößen auf den Kathoden über Pick-up-Elektroden. Bei diesem Verfahren ist es möglich, die Form der Spannungsabfälle zu untersuchen und die Sparks so zu charakterisieren.

B) Die am CERN verwendete Methode:
Hierbei verwendet man für die Spannungsversorgung der Kathoden ein Hochspannungsgerät, das eine eingebaute Überstromschutzfunktion besitzt. Falls der Kathodenstrom einen gewissen Grenzwert auch nur kurzzeitig überschreitet, wird die Spannung abgeschaltet. Da bei einem Spark kurzfristig Ladung von der Kathode zur Anode fließt, kann dieses Abschalten als Spark gewertet werden.
Weil der Kammerstrom nicht bei einzelnen Gruppen gemessen wird, sondern immer innerhalb der gesamten Kammer, kann auf diese Weise nicht die Sparkwahrscheinlichkeit getrennt für einzelne Gruppen, sondern nur die der angeschlossenen Streifen insgesamt ermittelt werden. Die Schwelle zum Abschalten wurde auf den doppelten Wert des normalen Kathodenstromes eingestellt.

Die Zahl der Alphateilchen in einem bestimmten Zeitintervall wird bei beiden Methoden auf die übliche Weise, nämlich über die Anodenauslese, bestimmt. Als Sparkwahrscheinlichkeit ist wieder der Quotient aus Sparks und Alphas pro Streifen in einem festgelegten Zeitintervall definiert.

4.3.3 Ergebnisse

1. Während der Messung wurde schnell offensichtlich, daß ein Ereignis, das Sparkdetektion A meldete, nicht unbedingt zu einem Ereignis bei Detektion B führen mußte.

   In den meisten Fällen wurden Sparks über die Pick-up-Elektroden nachgewiesen, ihre wirkliche Existenz auch mit dem Oszilloskop verifiziert, ohne daß sich das Hochspannungsgerät abgeschaltet hatte.

   Die quantitative Messung der Sparkwahrscheinlichkeit zeigt Abbildung 4.26.

   Die Sparkwahrscheinlichkeit ist, wie in Formel 4.3 beschrieben, exponentiell von der inversen Pulshöhe abhängig. In dem in Abbildung 4.26 verwendeten Pulshöhenbereich läßt sich die Funktion relativ gut durch ein Potenzgesetz annähern. Die Abbildung verdeutlicht, daß die Sparkwahrscheinlichkeit bei beiden Detektionsmethoden in der doppelt logarithmischen Auftragung etwa die gleiche Steigung besitzt (gleicher Exponent des Potenzgesetzes), aber die Sparkwahrscheinlichkeit erscheint beim Nachweis mit den Pick-up-Elektroden 35mal höher. Die Methode „B" funktioniert sicherlich besser, wenn man die Schwelle des Grenzstroms noch näher an den normalen Kathodenstromwert heranbringt. Überraschenderweise ändert sich die Sparkwahrscheinlichkeit jedoch nur marginal, wenn man diesen Grenzstrom auf den

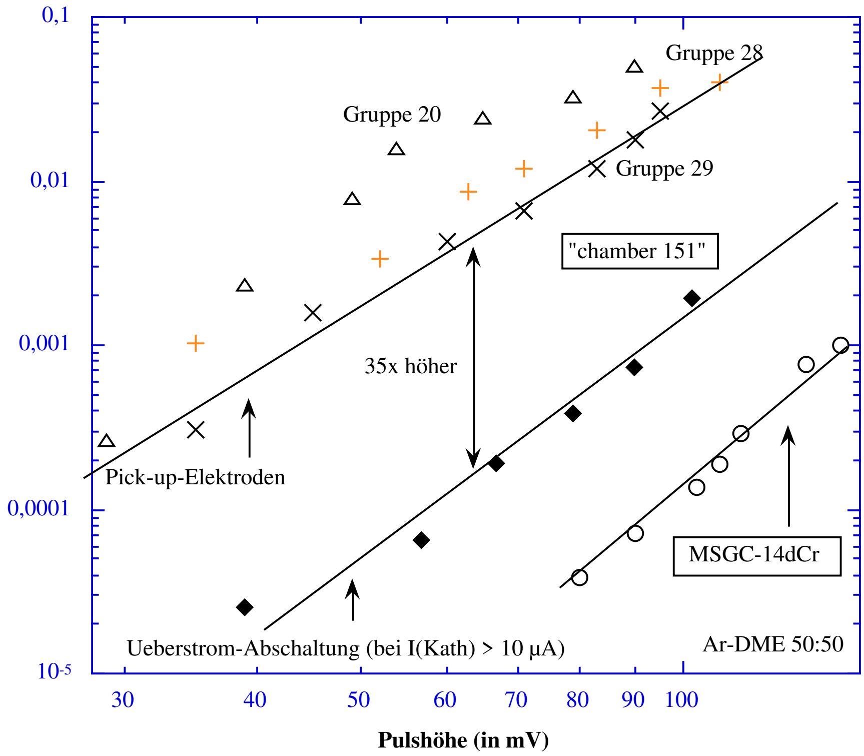

Abbildung 4.26: Vergleich der Sparkwahrscheinlichkeiten bei unterschiedlichen Detektionsmethoden

10fachen Wert *hoch*setzt. Diejenigen Sparks, die mit Methode B registriert wurden, hatten also so höhe Ströme, daß das Gerät auch bei 10fachen Grenzstrom noch abschaltete. Die umgesetzte Ladung der überwiegenden Mehrheit von Sparks scheint jedoch sehr niedrig zu liegen.
Da tatsächlich auch bei jedem Spark, der von den Pick-up-Elektroden gezählt wurde, ein Spannungsstoß am Oszilloskop nachzuweisen war, wurden alle weiteren Messungen mit der Sparkdetektion A durchgefüht, da nur so auch Sparks mit geringem Stromfluß registriert werden können.

2. Beim Vergleich mit den Sparkwahrscheinlichkeiten einer Chrom-MSGC von Hera-B zeigen sich zwar deutliche Unterschiede, wenn man die Sparkwahrscheinlichkeiten gegen die Pulshöhe aufträgt (siehe Abb. 4.26), beim Vergleich mit der Kathodenspannungen ist aber fast die gleiche Sparkwahrscheinlichkeit zu verzeichnen, wie Abbildung 4.27 dokumentiert.

Zusammenfassend bleibt beim Test der „chamber 151“ festzustellen, daß die Sparkwahrscheinlichkeit, wenn man sie mit gleichen Methoden testet, auch in der gleichen Größenordnung liegt.

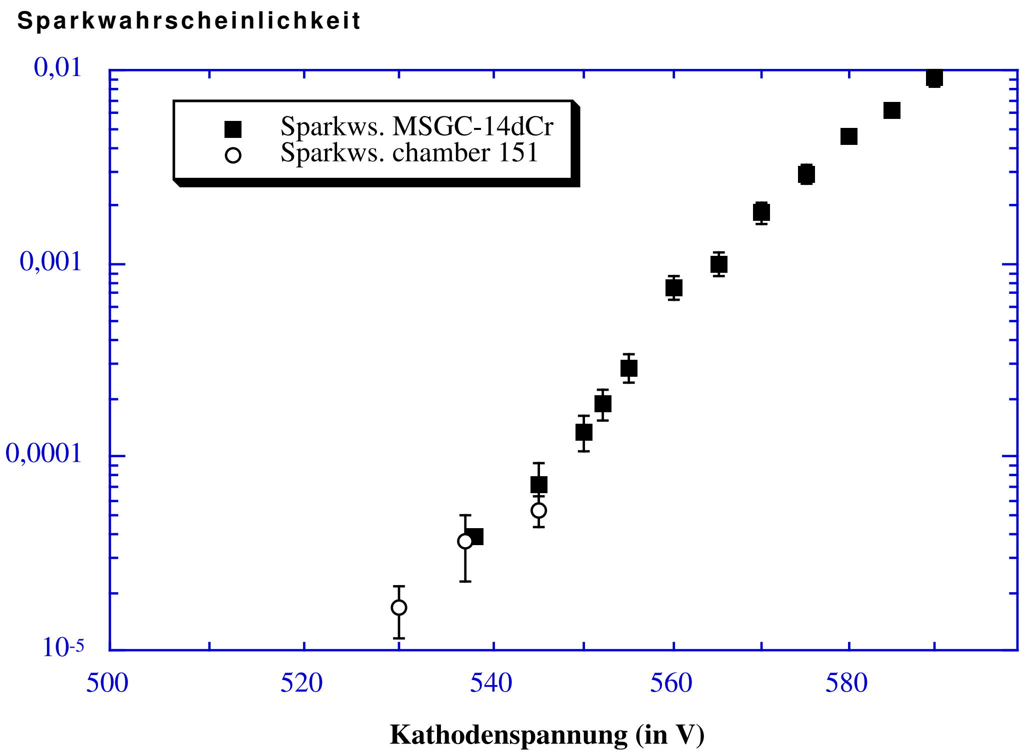

Abbildung 4.27: Vergleich der Sparkwahrscheinlichkeiten der „chamber 151“ und der MSGC-14dCr in Abhängigkeit von der Kathodenspannung

Die Art der Sparkdetektion zeigt hingegen großen Einfluß auf die Häufigkeit der nachgewiesenen Sparks, einfache Messung des Überstroms an den Kathoden ist nicht ausreichend.

4.4 Zusammenfassung der Sparkresultate

Sparks werden durch stark ionisierende Teilchen ausgelöst, die in unmittelbarer Bodennähe der MSGC genau in das Gap zwischen Anoden und Kathoden gelangen (siehe Skizze in Abb. 4.28). Es zeigt sich, daß die *Sparkwahrscheinlichkeit* im Bereich zwischen Anode und Kathode (E_1) und die *Gasverstärkung* im Bereich über den Anoden (E_2) in gleicher Weise von der Gasmischung und der Kathodenspannung abhängen. Dieses Verhalten ist evident, wenn die Sparkwahrscheinlichkeit von der Gasverstärkung entlang E_2 abhängt. Genau dieser Zusammenhang wird durch ein Modell von Raether aus den Jahren 1939 und 1940 hergestellt, wo der Kanalaufbau bzw. der Streamer-Mechanismus bei elektrischen Durschlägen in Gasen beschrieben wird [RAETHER]. Falls eine Elektronenlawine vor ihrer Ankunft auf der Anode Trägerzahlen von mehr als 10^8 Elektronen (bei einem Elektrodenabstand von 1 cm) erreicht, wird eine Entladung gezündet. Das heißt für den allgemeinen Fall der MSGC, daß die Zahl der Elektronen, die durch Primärionisation entstanden sind, mal die Gasverstärkung (die in E_2 durch die Kathodenspannung und die Gasmischung bestimmt wird) nicht die Schwelle von 10^8 Elektronen übersteigen darf.
Die Bedingung für einen Überschlag lautet also mit dem Modell von Raether:

$$n_0 \times A > 10^8 \times d[cm] \tag{4.4}$$

Die Absolutzahl auf der rechten Seite der Gleichung wird noch durch den Abstand der Elektroden skaliert. Bei einer Gapweite von 60 μm reduziert sich demnach die Zahl der kritischen Elektronen bei den Kammern von Hera-B auf $6 \cdot 10^5$. Diese Schwelle kann wegen der hohen Primärionisation von Alphateilchen (es können mehrere Tausend Primärelektronen erzeugt werden) auch bei relativ geringen Gasverstärkungen, wie sie direkt zwischen Anode und Kathode herrschen, erreicht werden.

Beim Überschreiten der Schwelle setzt ein Mechanismus ein, der sich qualitativ vom normalen Lawinenprozeß unterscheidet. Das Raumladungsfeld der Lawine wird dann mit dem äußerem Feld vergleichbar. (Durch diese Bedingung errechnet sich die Konstante von 10^8 Elektronen). Durch die hohe Ladungskonzentration ist das Feld zwischen dem Kopf der Elektronenlawine und der Anode überhöht. Falls durch gasionisierende Strahlung in diesem Bereich Elektronen frei werden, werden diese wesentlich wirksamer multipliziert als Elektronen aus der Lawine, die nur ein abgeschirmtes Feld sehen. Erneut wird das Feld vor dem Lawinenkopf stärker und die gasionisierende Strahlung kann neue Elektronen bereitstellen, die dann noch besser multipliziert werden. Dieser Mechanismus, der analog auch beim Kathodenkanal funktioniert, erlaubt äußerst schnelle Ausbreitungsgeschwindigkeiten und hohen Ladungsumsatz. Eine nochmalige Beschleunigung erfährt die Leuchtfront, wenn Ionen an der Kathode ankommen und dort eine Photoemission auslösen [RAETHER].

Bei der MSGC äußert sich der beschriebene Streamer-Mechanismus als Überschlag mit Zerstörungen an der Elektrodenstruktur („Spark"). Der Durschlag bricht ab, wenn nicht mehr genügend Ladung über den Streifen nachgeliefert werden kann.
Da das Verhältnis der Gasverstärkung in E_1 und E_2 bei fester Geometrie nur von der Driftspannung abhängt, sind Pulshöhe und Durchbruchswahrscheinlichkeit für alle Gase und Kathodenspannungen in gleicher Weise gekoppelt [BSCHMIDT1].

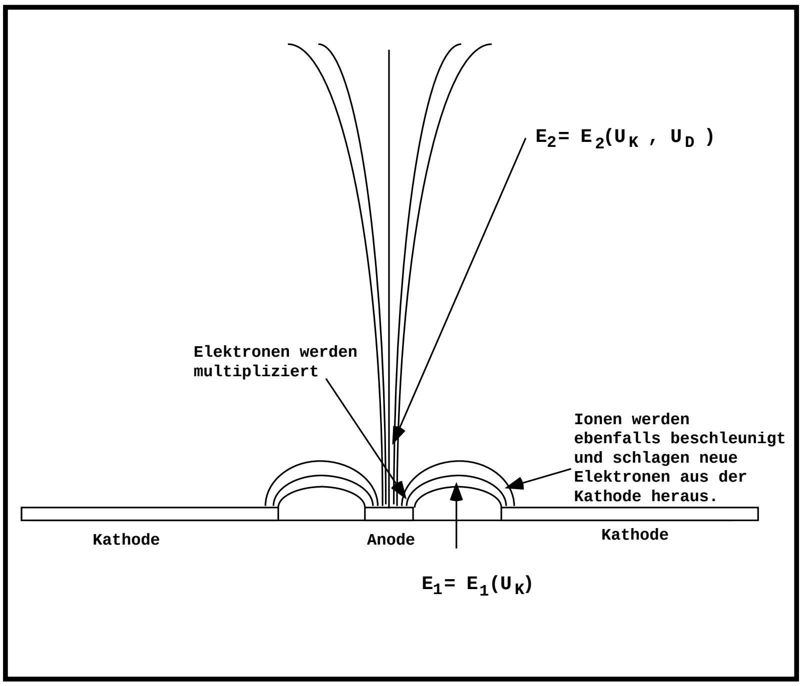

Abbildung 4.28: Skizze der Felder an den Elektroden

Aus dieser Erkenntnis folgt, daß durch Variation der Kathodenspannung und der Gasmischung die Sparkwahrscheinlichkeit nicht gesenkt werden kann, da eine Mindestpulshöhe für den Betrieb der MSGC Voraussetzung ist. Alle anderen getesteten Parameter (wie z.B. Driftspannung, Temperatur u.s.w) haben nur einen minimalen oder gar keinen Effekt auf die Sparkwahrscheinlichkeit.

Kapitel 5

Sparkresistenz der Elektroden

Da es durch einfache Variation der Betriebsparameter nicht gelingt, die Sparkwahrscheinlichkeit in intensiver hadronischer Strahlung drastisch zu senken, ist es erforderlich, die Elektroden der MSGCs so resistent zu machen, daß die Kammern – bei moderaten Sparkraten– die vorgesehene Zeit bei Hera-B überleben können.

5.1 MSGC mit Chromstreifen

Aufgrund der ermutigenden Siegener Resultate in punkto Sparkresistenz bei Chromelektroden [ZEUNER] wurde auch in Heidelberg der Einfluß des Elektrodenmaterials auf die Haltbarkeit bei Überschlägen untersucht. Im Gegensatz zur Siegener 2×2 cm^2-Kammer, deren Elektroden *gesputtert* sind, wurde in Heidelberg eine MSGC verwendet, deren Leiterstruktur *aufgedampft* ist. Das Sputter-Verfahren konnte aus technischen Gründen zu dieser Zeit bei den – im Vergleich zur Siegener Kammer wesentlich größeren – 10×10 cm^2-Prototypen noch nicht eingesetzt werden. Die beiden Herstellungsverfahren unterscheiden sich bei den fertigen Streifen durch eine unterschiedliche Leitfähigkeit. Beim Sputtern besitzen die Elektroden einen Widerstand pro Länge von 270 kΩ/m, beim Aufdampfen einen Wert von 1500 kΩ/m. Im Vergleich zu Goldstreifen, die einen Widerstand von nur 20 kΩ/m haben, muß man mit einer um fast zwei Größenordnungen schlechteren Leitfähigkeit auskommen.

5.1.1 Homogentität der Signalamplitude entlang des Streifens

Massive Änderungen sind aufgrund der schlechten Leitfähigkeit im Signalverhalten festzustellen. Da sich die Ladung langsamer ausbreitet, erreicht innerhalb der kurzen Shaping-Zeit nur ein Bruchteil der erzeugten Ladung den Verstärker. Die Größe dieses Bruchteils hängt bei hohen Streifenwiderständen stark vom Entstehungsort der Elektronenlawine ab. Die Größe dieses Effekt verdeutlicht Abbildung 5.1. Bei dieser Messung wurde die Position der ^{55}Fe-Quelle entlang des Streifens variiert und die sichtbare Pulshöhe *nach* dem Verstärker gemessen. Bei Verwendung des Verstärkers mit 100 ns Shaping-Zeit (Typ: „short“) sinkt die Pulshöhe bis zur Mitte des Streifens auf etwa ein Fünftel des ursprünglichen Wertes, danach war keine Signalamplitude oberhalb des Rauschens mehr detektierbar.

Ebenfalls in Abbildung 5.1 ist eine Vergleichsmessung mit dem Verstärker mit 600 ns Shaping-Zeit (Typ: „long") zu sehen. Die gemessenen Pulshöhen sind generell höher, da innerhalb der Integrationszeit mehr Ladung gesammelt wird. Zusätzlich sinkt die gemessene Pulshöhe nur auf 75 % der ursprünglichen Höhe direkt am Streifenende ab. Bei Hera-B ist allerdings nur eine Integrationszeit von maximal 100 ns tolerierbar, da nach dieser Zeit bereits ein neues Ereignis von einem Proton-Bunch erwartet wird.

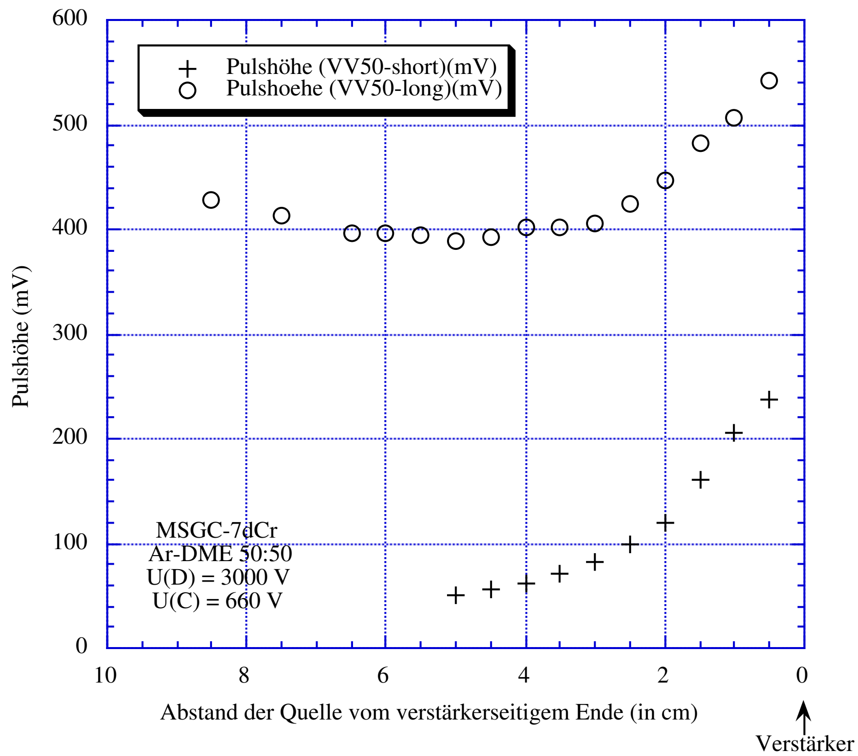

Abbildung 5.1: Signalamplitudenabfall entlang des Streifens bei der MSGC-7d-Cr

Noch ein weiterer Effekt wird aus Abbildung 5.1 deutlich:
Die gemessene Pulshöhe steigt nach der Hälfte des Streifens wieder an. Dieser Effekt tritt – mehr oder minder stark – an jeder in dieser Arbeit untersuchten Kammer auf und deutet auf Signalreflexionen am entfernten Ende des Streifens hin[1].

[1]Simulationsrechnungen zur Klärung dieses Phänomens sind noch in Arbeit.

5.1.2 Spark-Resistenz der Chromkammer

Bei den Sparktests mit Alphastrahlern, die mit dem Zählgas in die Kammer gelangen, wurden zwar Sparks registriert, aber keine Beschädigungen an den Metallstreifen festgestellt. Bei Goldelektroden waren auch bei schwacher, interner Bestrahlung massive Schäden festgestellt worden.

Bei einer anschließenden externen α-Bestrahlung mit einer Rate von 1000 Hz (pro Anodengruppe) wurden einzelne Streifenabschnitte auf ihre Schadensresistenz untersucht. Tatsächlich war auch bei Chromstreifen nach etwa $5 \cdot 10^4$ Sparks Streifenkorrosion unter dem Mikroskop sichtbar. In Abbildung 5.2 erkennt man die kreisförmigen Beschädigungen des Coatings mit Zentrum jeweils am Anodenrand. Der Anodenstreifen weist zwar Kerben auf, aber nicht eine einzige durchbrochene Anode, d.h. alle Streifen waren noch funktionstüchtig.
Schäden wurden nur im *verstärkernahen* Bereich der Streifen gefunden, obwohl die Quelle über den ganzen Streifen bewegt wurde. Dieses Verhalten tritt bei MSGCs mit Goldstreifen *nicht* auf. Bei der Untersuchung der beim PSI-Test verwendeten Kammer zeigte sich eine Korrelation von Schäden und Beamprofil, nicht jedoch eine von Schäden und Abstand zum Streifenende. (Vergleiche dazu Abbildung 4.5 im Kapitel „Sparks“)

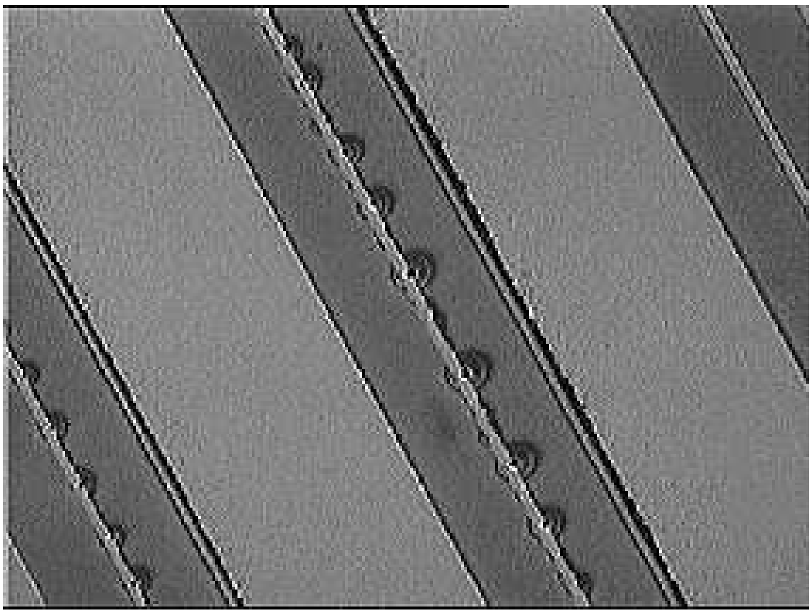

Abbildung 5.2: Schäden am Chrom-Wafer

Das Ergebnis der Messung der *Sparkwahrscheinlichkeit* bei der Chromkammer zeigt ein ähnliches Phänomen:
Die Sparkwahrscheinlichkeit nimmt mit zunehmender Entfernung vom Verstärkerende ab, wie Abbildung 5.3 verdeutlicht. Aufgetragen ist in diesem Diagramm die Sparkwahrschein-

lichkeit bei verschiedenen Positionen der externen Americium-Quelle in Abhängigkeit von der Kathodenspannung. Der Einstrahlungsort hat auf die Sparkwahrscheinlichkeit einen Einfluß von mehr als 2 Größenordnungen.

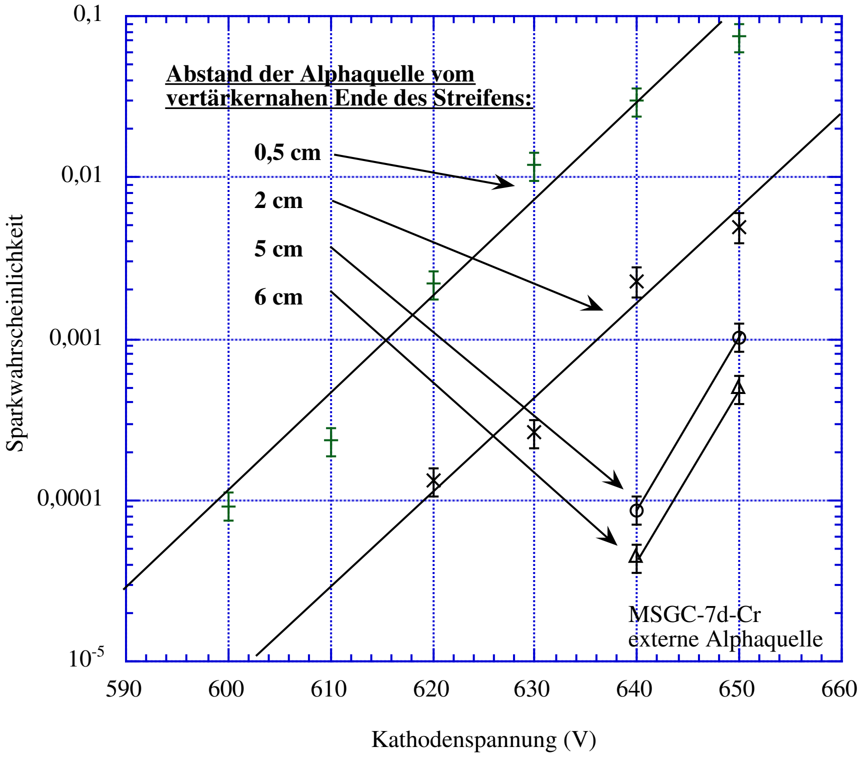

Abbildung 5.3: Sparkwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Einstrahlungsort entlang des Streifens

Eine Vergleichsmessung mit gleicher Quelle ist bei Goldstreifen aufgrund der sofort eintretenden Zerstörung der Anoden ausgeschlossen.

Der Potentialverlauf auf Anode und Kathode während eines Sparks wurde bei der Chromkammer wieder mithilfe eines Digital-Oszilloskops untersucht:
Die Resultate sind in Abbildung 5.4 und 5.5 mit unterschiedlicher Zeitauflösung dargestellt. Kanal 1 repräsentiert die Kathode, Kanal 2 die Anode.

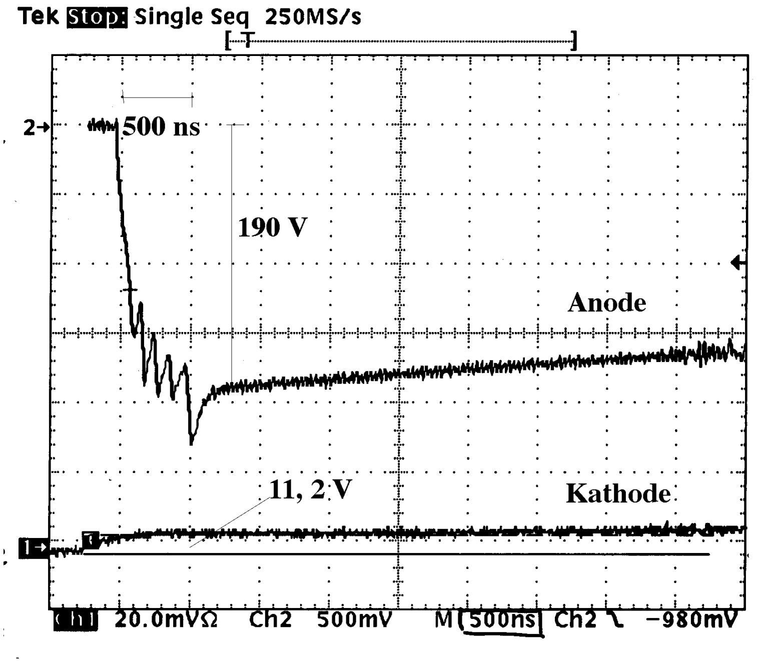

Abbildung 5.4: Potentialverlauf eines Sparks an Anode und Kathode

In Abbildung 5.5 erkennt man eine Anstiegszeit von etwa 100 ns, es folgen Oszillationen, die etwa noch weitere 400 ns andauern. Das Potential der Anode ändert sich um 200 V, das der Kathode um ca. 15 V. Der mittlere Strom, der während der halben Mikrosekunde des Überschlags fließt, beträgt bei einer Streifenkapazität von 40 pF etwa 16mA.

5.1.3 Bewertung und Vergleich mit Goldkammern

Zusammenfassend können folgende Unterschiede zwischen Chrom und Gold als Elektrodenmaterial festgestellt werden:

1. Im Gegensatz zu den Überschlägen, die man bei Goldelektroden beobachtet, entladen sich die Chromelektroden nicht vollständig. Das Potential der Anode ändert sich nur um etwa 200 V, viel weniger als die gemessenen 520 V Differenz bei Goldstreifen. Auch die Kathodenpotentialänderung liegt mit ca. 15 V um etwa einen Faktor 3-4 niedriger. Aufgrund des hohen Widerstandes entlädt sich bei Chromelektroden nur die dem Überschlagszentrum direkt benachbarte Region des Streifens.

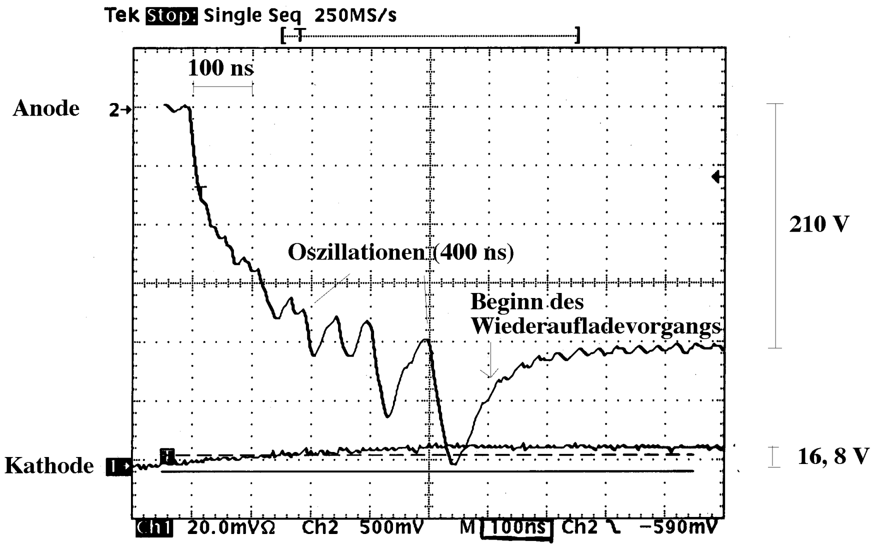

Abbildung 5.5: Potentialverlauf eines Sparks an Anode und Kathode (Zeitauflösung erhöht)

2. Die Sparkwahrscheinlichkeit und damit auch die Anzahl der Schäden an Chromelektroden ist inhomogen entlang der Streifen. Auch diese Beobachtung kann auf die strombegrenzende Eigenschaft des hohen Streifenwiderstands von Chrom zurückgeführt werden. Nur die unmittelbare Umgebung des Streifens kann bei einem Überschlag in hinreichend kurzer Zeit Ladung zur Verfügung stellen.

   Dabei ist aus zwei Gründen das verstärkernahe Ende des Streifens begünstigt:
   Zum einen kann hier Ladung über die gruppierten Nachbaranoden nachfließen und zum anderen ist dieses Ende mit dem Verstärker verbunden, wodurch auch Ladung von der Masse nachgeliefert werden kann.

   Weniger freie Ladung hat für Sparks zwei Konsequenzen:
   Ein Überschlag wird unwahrscheinlicher und, selbst wenn er stattfindet, ist die umgesetzte Ladung kleiner und somit auch die Zerstörung.

   Um auch bei Goldstreifen die freie Ladung zu reduzieren und somit sowohl die Schadensstärke als auch die Sparkwahrscheinlichkeit zu verringern, gibt es zwei mögliche Ansatzpunkte, die beide auch experimentell getestet wurden:

   - Die Gruppierung zwischen den Anodenstreifen wird aufgelöst.
     Hierbei wurde die Verbindung zwischen den Anoden nachträglich durchtrennt und somit die Streifenkapazität verringert.
   - Die Anoden werden hochohmig gegen Masse abgeschlossen.
     Dieser zusätzliche Widerstand soll einen Ladungstransfer von und nach außen unterbinden.

In beiden Fällen reichte jedoch die Streifenkapazität einer Anode aus, um Sparks auszulösen und Schäden zu produzieren. Nimmt man die Anodenkapazität von 10 pF und die Potentialänderung von 500 V, so wird eine Ladungsmenge von 5 nC umgesetzt. Bei einer Überschlagsdauer von max. 200 ns wird mindestens ein Strom von 25 mA pro Überschlag erreicht, was offensichtlich für Schäden ausreicht. Bei Chromanoden liegt dieser Wert wegen der nur partiellen Streifenentladung und der längeren Überschlagsdauer niedriger. Eine weitere Ladungsbegrenzung ist für Goldstreifen nicht möglich, da sich offensichtlich genügend Ladung für einen Überschlag mit Schaden auf *einem* Streifen befindet.
Ohnehin wäre diese Maßnahme bei originalgroßen Streifen wirkungslos, da dort die (nicht weiter reduzierbare) Streifenkapazität deutlich höher ist.

3. Während bei der Goldkammer jeder Überschlag zu einem Schaden an den Leiterbahnen führt, zeigt die Chromkammer erst bei massivem Beschuß mit Alphateilchen und etwa $5 \cdot 10^4$ Sparks erste Schäden an den Streifen. Da Chrom zu den mechanisch relativ harten Metallen gehört, während Gold eher weich ist, wäre auch diese Eigenschaft als Parameter, der die Haltbarkeit von Elektrodenstreifen bestimmt, denkbar. Trotz der guten Schadensresistenz von Chrom sind diese Kammern wegen der starken Inhomogenität der Signalhöhe entlang der Streifen bei Hera-B nicht einsetzbar. Selbst wenn der Widerstand der Elektroden durch ein verbessertes Herstellungsverfahren (wie z.B. sputtern) gesenkt würde, wäre bei den originalgroßen MSGCs, also bei dreimal längeren Streifen, eine einheitliche Wahl der Triggerschwelle dennoch nicht möglich, weil auch hier die Signalamplitude längs des Streifens indiskutabel variieren würde. Auch elektronische Schaltungen, die länger integrieren, und die ineinanderverschachtelte Signale trennen könnten, sind nicht einsetzbar, da die Größe der Elektronenlawine von Ereignis zu Ereignis schwankt und somit auch die Menge der erzeugten Ladung nicht genau vorhersehbar ist. Bedingt wird dieses Verhalten durch die Driftzeitdispersion und die statistisch verteilte Anzahl der Primärelektronen.

   Ein Lösungsansatz, gesputterte Chromkammern doch noch für Hera-B einsetzbar zu machen, wäre, die Streifenlänge auf die Hälfte zu reduzieren. So läßt sich eine akzeptable Schwelle finden, allerdings würde sich die Anzahl der Auslesekanäle verdoppeln, was hohe Mehrkosten zur Folge hätte. Auch ein Verodern der Kanäle von jeweils zwei hintereinanderliegenden Anoden auf den beiden verkleinerten Kammern, wie es von Herrn Zech aus Siegen vorgeschlagen wurde [ZECH], bedeutet ein deutlich komplizierteres Herstellungs- und Ausleseverfahren.

Es konnte gezeigt werden, daß ein hoher Widerstand die Schadensstärke auf den Leiterbahnen reduzieren kann. Die Signalhomogenität entlang des Streifens wird dadurch aber stark beeinträchtigt. Der Parameter „Widerstand“ ist somit zur Schadensreduktion nur begrenzt einsetzbar. Falls aber auch die Härte des Metalls (siehe Abschnitt 3) eine schadensbegrenzende Größe ist, wäre ein möglichst hartes Matall für die Elektroden geeignet, das aber gleichzeitig eine gute Leitfähigkeit besitzen muß.

5.2 MSGC mit Rhodium- bzw. Wolframstreifen

Trägt man verschiede Metalle in ein Diagramm "Härte gegen elektrischen Widerstand" ein (siehe Abbildung 5.6), so findet man neben niederohmigen, aber weichen Metallen wie Gold und Silber und den harten aber hochohmigen Metallen wie z.B. Chrom, auch die Materialien Wolfram und Rhodium, die sehr viel härter sind als Gold, aber eine vergleichbare Leitfähigkeit besitzen.

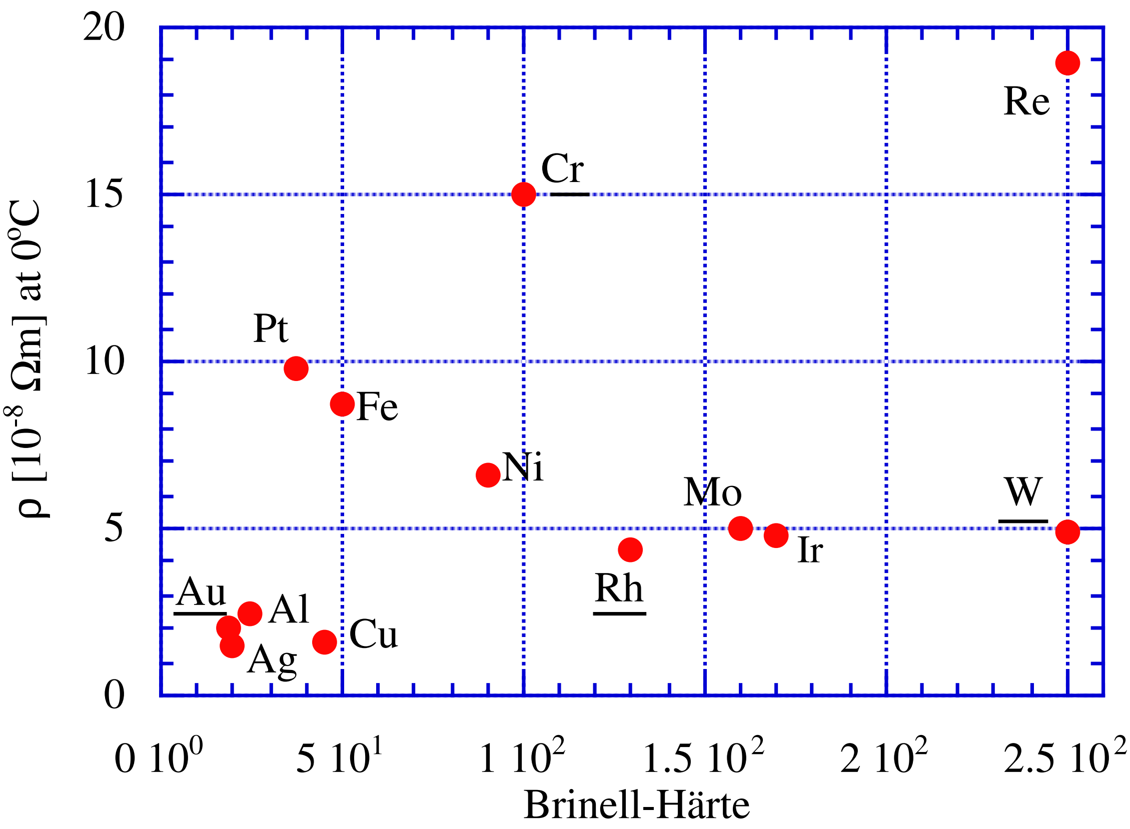

Abbildung 5.6: Widerstand und Härte ausgewählter Metalle [BSCHMIDT2]

Es ist zwar nicht zu erwarten, daß Sparks bei MSGCs mit Rhodium- oder Wolframstreifen nicht mehr auftreten, aber zumindest besteht die Aussicht, daß die Schadensstärke im Vergleich zu Gold reduziert und somit die Lebensdauer der Kammer verlängert werden kann. Gleichzeitig erwartet man wegen der relativ guten Leitfähigkeit eine bessere Signalhomogentität als bei Chrom. Die Tests mit Wolframkammern wurden in Siegen durchgeführt[2], die mit Rhodiumkammern in Heidelberg.

[2] Ergebnisse [ZEUNER] siege Abschnitt 5.2.5

5.2.1 Qualität der Rhodium-Wafer

Da Rhodium zu den edleren Metallen gehört, ist ein Aufbringen der Streifen durch ein Ätzverfahren wie z.B. bei Chrom nicht möglich. Rhodium wird, genauso wie Gold, im Aufdampfverfahren mithilfe einer Maske aufgebracht (Lift-off-Verfahren).
Weil Rhodium im Vergleich zu Gold hochschmelzend und zusätzlich spröde ist, ist das Herstellungsverfahren anspruchsvoll. In ersten Tests erreichte man bei der Firma IMT nur eine Streifendicke von 350 nm, was mit einer reduzierten Leitfähigkeit des Streifens verbunden ist. Erst in späteren Versuchen wurde eine Dickenschicht von 500 nm realisiert, allerdings mit deutlich schlechterer Qualität. Die hohe Schmelztemperatur von Rhodium bewirkte ein Verkleben der Streifen mit der Maske. Zusammen mit der Sprödigkeit dieses Metalls verursacht das stellenweise herausgebrochene Ecken in den Elektrodenstreifen. An diesen Stellen war das Material beim Abziehen der Maske abgeblättert. Bei dieser Serie war zusätzlich auch das Coating der Platten der Firma Surmet (USA) in einem schlechten Zustand. An einigen Stellen haftete es schlecht oder war sogar ganz abgeblättert.

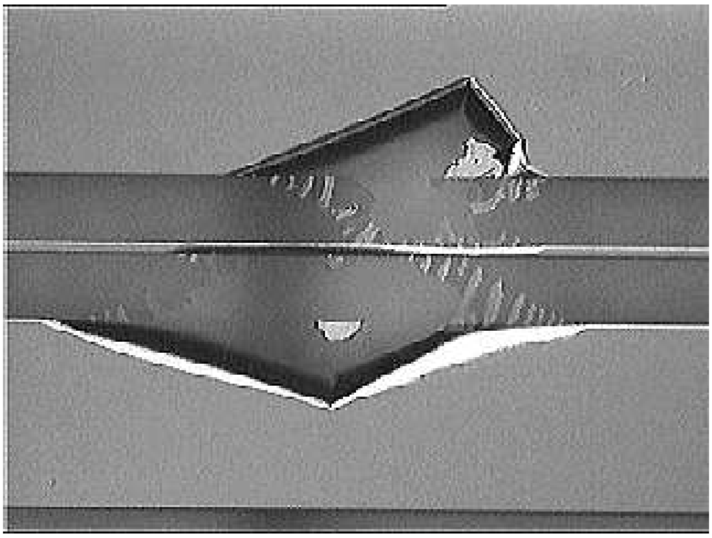

Abbildung 5.7: doppelter Kathodenschaden und Anodendurchbruch

Die Abbildung 5.7 und 5.8 zeigen die beschriebenen, typische Fehlerstellen an den Elektroden. In Abbildung 5.7 sind bei benachbarten Kathoden Stücke herausgebrochen, in Abbildung 5.8 sieht man sogar eine völlig zerstörte Kathode, was eine Verwendung der ganzen Gruppe ausschließt.

Während man bei einer großen Gold-MSGC in der Serienfertigung nur maximal 5% unterbrochene Anoden und keine unterbrochenen Kathoden erhofft, weist der untersuchte Rhodium-Wafer fast 20 % zerstörte Streifen auf.

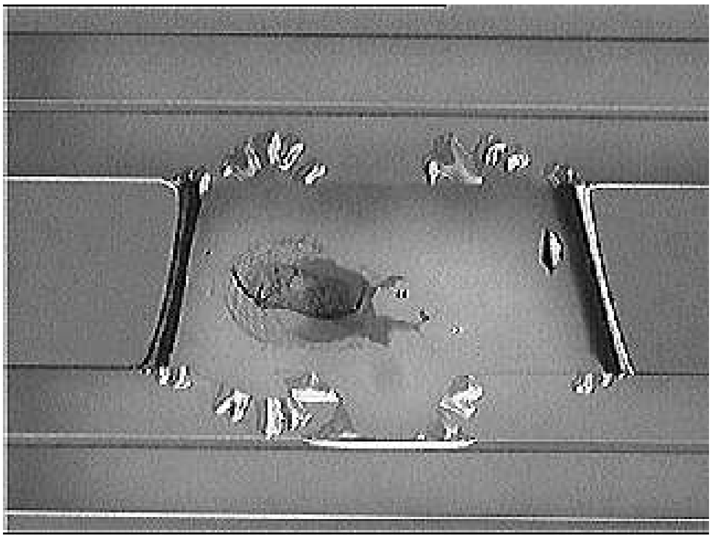

Abbildung 5.8: zerstörte Kathode

5.2.2 Homogenität der Signalamplitude bei reinem Rhodium

Trotz der außergewöhnlich schlechten Qualität gab es bei dieser Rhodiumkammer Gruppen, bei denen eine Auslese möglich war.

Da Rhodium zwar besser leitet als Chrom, aber dennoch hinter dem Wert von Gold zurüchkbleibt, erwartet man ebenfalls sinkende Signalamplituden entlang des Streifens. Abbildung 5.9 dokumentiert den gemessenen Signalamplitudenabfall. Im Gegensatz zu Chrom fällt die Pulshöhe nur auf etwa den halben Wert ab. Dieser Abfall ist, wie eine Vergleichskurve in der gleichen Abbildung zeigt, unabhängig von der Kathodenspannung.

Durch Modifikation der Vorverstärkerzeitkonstanten ließen sich diese Signalvariationen im Experiment auf ein erträgliches Maß reduzieren.

5.2.3 Sandwich-Wafer

Ein verbessertes Signalverhalten erwartet man von der sogenannten „Sandwich"-MSGC mit Streifen aus Rhodium und Gold. Unter der Voraussetzung, daß Rhodium ähnlich schadensresistent wie Chrom ist, kann die Streifenleitfähigkeit durch eine zusätzliche Schicht Gold erhöht werden. Aus fertigungstechnischen Gründen ist es jedoch ausgeschlossen, Rhodium *auf* Gold aufzubringen, was einen optimalen Schutz für die Goldstreifen bedeutet hätte.
Das umgekehrte Verfahren ist jedoch technisch realisierbar. Dies bedeutet für einen eventuellen Einsatz dieser Kammer bei Hera-B, daß die gut leitende Goldschicht solange eine schnelle Signalausbreitung bewirkt, bis sie durch Sparkschäden zerstört ist. Danach bliebe eine reine Rhodiumkammer übrig, sodaß weiterhin Daten genommen werden könnten,

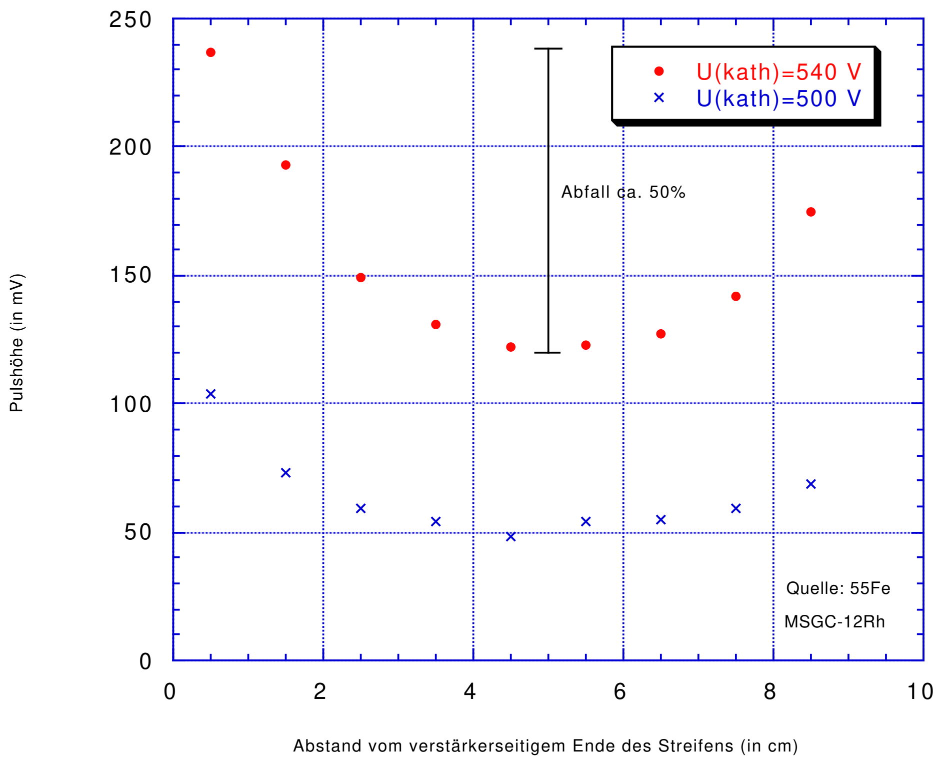

Abbildung 5.9: Signalamplitudenabbfall entlang der Rhodiumstreifen

wenn auch mit deutlich inhomogenerem Gain.

5.2.4 Homogenität der Signalamplitude bei der Sandwich-Kammer

Die gelieferten Sandwich-Wafer stammten aus der gleichen Fertigungsserie und hatten deshalb eine vergleichbar fehlerhafte Leiterstruktur. Es waren aber auch hier Messungen möglich.

In Abbildung 5.10 sind die gemessenen Pulshöhen verschiedener Gruppen in Abhängigkeit vom Abstand zum Verstärker aufgetragen. Generell beobachtet man bei den verschiedenen Gruppen eine unterschiedliche Gasverstärkung. Dieses Effekt ist durch das Design der Elektrodenstruktur bedingt. Bei der Maske, die für die Herstellung der Rhodiumwafer verwendet wurde, wurde Gapweite und Elektrodenbreite von Gruppe zu Gruppe variiert und somit die Gasverstärkung beeinflußt.

Der gemessene Signalamplitudenabfall beträgt bei dieser Kammer nur noch 30 %. Da die Goldschicht relativ dünn ist und somit schlechter leitet als eine 500 nm dicke Schicht, mißt man trotz der Verwendung von gut leitendem Gold diese Dämpfung. Wenn man die Ergebnisse auf die Bedingungen einer originalgroßen MSGC hochrechnet, dann erscheint es möglich, das für Goldstreifen konzipierte Auslesesystem auch für diesen Kammertyp zu

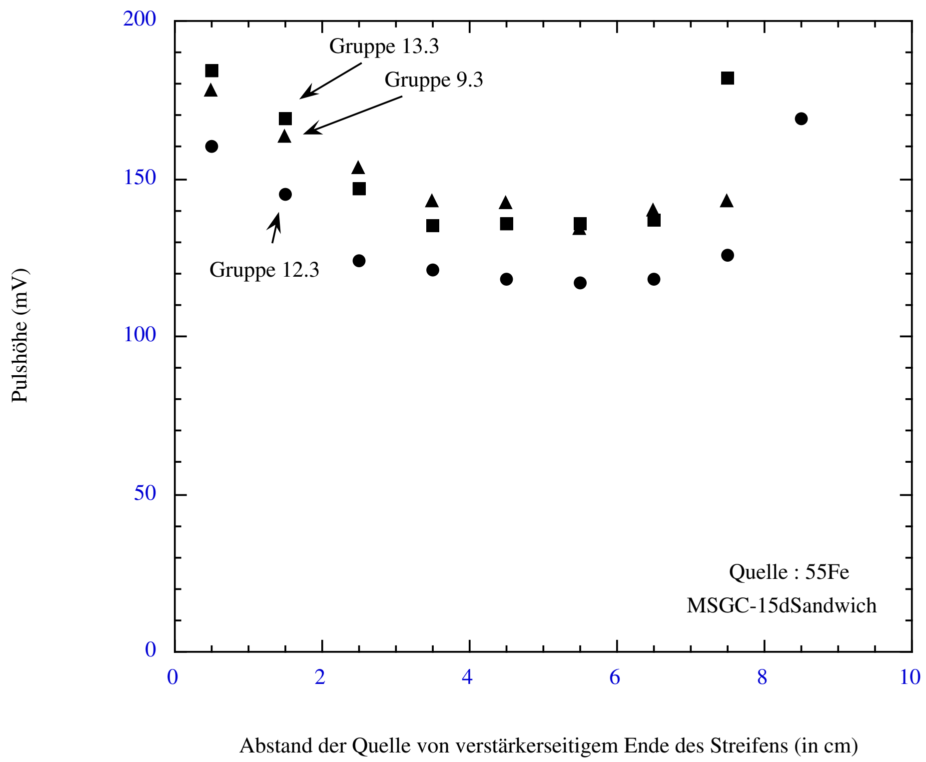

Abbildung 5.10: Signalamplitudenabfall versch. Gruppen entlang der Sandwich-Streifens

verwenden.

5.2.5 Sparkresistenz der Rhodium bzw. Wolframkammern

Da die Herstellungsfehler dieser Kammern zweifelsfrei von eventuellen Sparkschäden zu unterscheiden sind, ist auch ein quantitativer Sparktest möglich. Die Kammern wurden dafür mit einem alphadurchlässigen Driftdeckel aus $15\mu m$ Mylar-Folie hergestellt.

Der erste Sparktest wurde mit der externen Quelle an der reinen Rhodiumkammer durchgeführt. Das Ergebnis dieses Test ist eindeutig:

Die Schadensresistenz ist annähernd so schlecht wie bei Gold. Nach 2000 auf vier Anodengruppen registrierten Sparks waren bereits Schäden sichtbar, wie Abbildung 5.11 belegt. Da auch die Sparkwahrscheinlichkeit mit der von Goldstreifen vergleichbar ist, erscheint die Verwendung von Rhodiumkammern in intensiver Hadronenstrahlung ausgeschlossen.

Ein weiterer Sparktest sollte Auskunft über die Schadensstärke in Abhängigkeit von der Anzahl der gemessenen Überschläge geben. Zu diesem Zweck wurde Streifenabschnitte in je 1 cm Entfernung voneinander unterschiedlich intensiv bestrahlt.

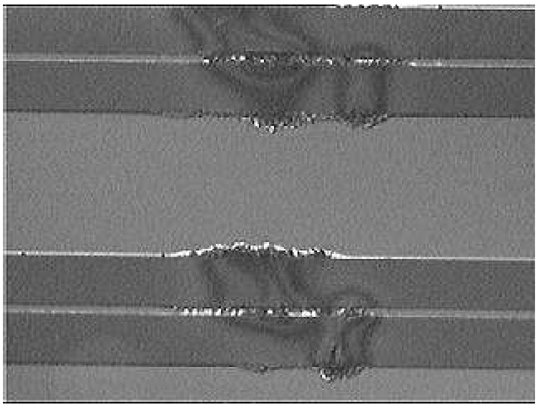

Abbildung 5.11: Schäden nach etwa 2000 Sparks bei Rhodium

Abstand vom Verstärker (cm)	erzeugte Sparks	Schäden 1	Schäden 2	Schäden 3	Schäden 4	Schäden insg.
5	400	77	61	2	0	140
4	800	101	117	35	1	254
3	1600	209	200	111	33	553
2	3200	254	218	104	64	640
1	6400	249	231	117	182	779

Die Schadensauswertung bezüglich der Anzahl der Löcher dokumentiert (siehe Tabelle), daß die Zahl der Löcher zwar bei einer größeren Anzahl von Sparks ansteigt, aber nicht linear, sondern stark degressiv. Die Tiefe der Löcher nimmt, je stärker bestrahlt wurde, zu. Dieses Ergebnis deutet wieder darauf hin, das einmal beschädigte Stellen eine erhöhte Sparkneigung besitzen. Allgemein sind schon bei verhältnismäßig wenig Überschlägen Schäden erkennbar (siehe dazu Abbildung 5.12 und 5.13).
Bei dieser Testreihe (Tabelle) ist zugrundegelegt, daß bei Rhodiumwafern nicht wie bei Chromwafern nur an der verstärkernahen Seite Sparks und Schäde entstehen, sondern die Sparkwahrscheinlichkeit und die Schadensstärke vom Ort des Sparks unabhängig ist und somit die fünf Teststellen gleichberechtigt sind. Diese Annahme erscheint gerechtfertigt, da der Widerstand das Sparkverhalten bestimmt (siehe Abschnitt 5.1.3). In dieser Beziehung sind Gold- und Rhodium-MSGCs vergleichbar.

Die parallel zu den Heidelberger Messungen in Siegen untersuchte MSGC mit Wolframstreifen hatte mit der Rhodiumkammer vergleichbare Eigenschaften. Auch bei diesem Material ist das Herstellungsverfahren technologisch schwierig und daher die Qualität nicht mit Goldelektroden vergleichbar. Auch hier werden bereits nach wenigen Überschlägen Schäden registriert.

Insgesammt findet man bezüglich der Sparkresistenz kaum Unterschiede zwischen Rhodium, Wolfram und Gold. Hiermit ist eindeutig gezeigt, daß nicht die *Härte* des Metalls

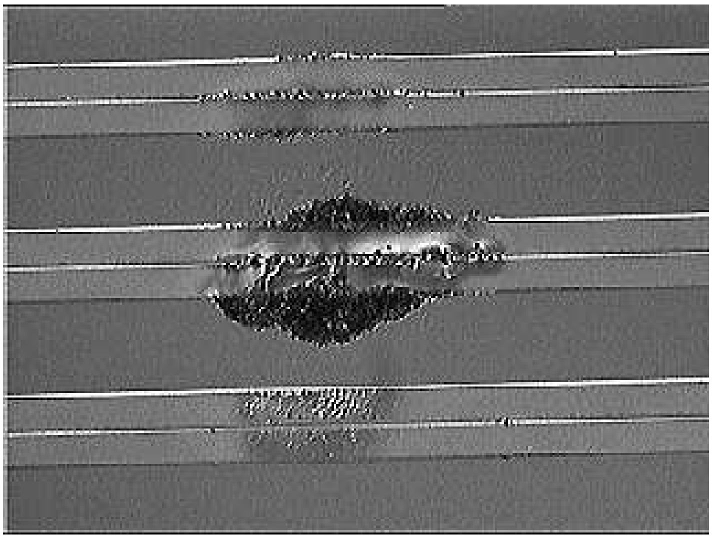

Abbildung 5.12: Schäden nach dem Sparktest mit externe Quelle an Rhodiumstreifen

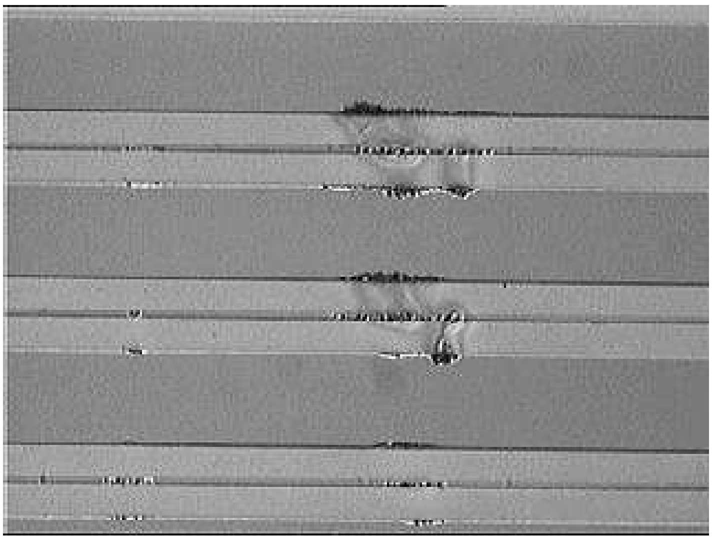

Abbildung 5.13: geringere Schäden an Rhodiumstreifen an anderer Stelle

sondern der *Widerstand* der Parameter ist, der die Lebensdauer von MSGC-Leiterbahnen bestimmt. Da allerdings ein hoher Widerstand eine schnelle MSGC mit gutem Signalverhalten ausschließt, erscheint es sinnlos, mit den Materialtests fortzufahren. Nur wenn es gelingt, eine strombegrenzende Wirkung zu erzielen, ohne die Signalausbreitung zu behindern, kann an dem Konzept „MSGC in Hadronenstrahlen“ festgehalten werden.

5.3 Die Hybrid-MSGC

Genau diese sich scheinbar selbst ausschließende Forderung versucht die sogenannte "Hybrid-MSGC" zu erfüllen, die von B. Schmidt Anfang 1997 entwickelt wurde. Es handelt sich hierbei um eine MSGC, deren Kathodenstreifen extrem hochohmig sind, deren Anodenstreifen dagegen weiterhin niederohmig gehalten werden. Realisiert wird dieses Vorhaben durch die Verwendung von zwei verschiedenen Metallen für Kathoden und Anoden.

Als Haftbrücke für die Goldelektroden wird bei allen Kammern Titan verwendet, das nur eine mäßige Leitfähigkeit besitzt. Die Kathodenstreifen der Hybrid-MSGC bestehen nur aus dieser dünnen Schicht Titan, die im ersten Arbeitsgang aufgebracht wird. Im zweiten Arbeitsgang wird auf die Anoden noch zusätzlich eine 500 nm dicke Schicht Gold darüber befestigt.

Eine Änderung im Elektrodendesign soll die Leitfähigkeit der Kathoden zusätzlich herabsetzen. Der bereits hergestellte Hybridwafer besteht zu Testzwecken aus drei Bereichen mit unterschiedlicher Leiterstruktur.

1. Das Gebiet mit der üblichen Kathodenstruktur, aber einem materialbedingtem hohen Widerstand. In Abbildung 5.14 erkennt man die dünnen Anodenstreifen und benachbart die 17mal dickeren Kathodenstreifen.

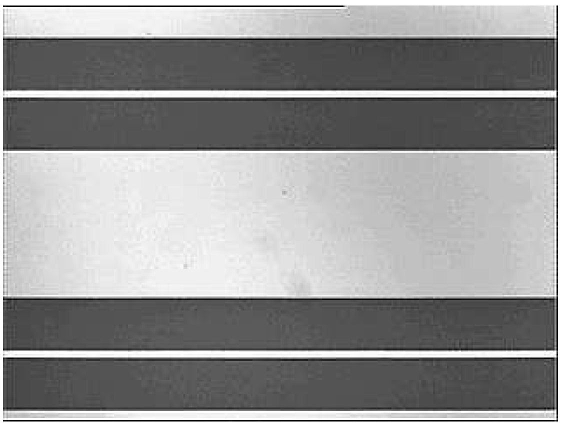

Abbildung 5.14: Gebiet mit normaler Kathodenstruktur

2. Das Gebiet mit „Leiterkathoden".
   Diese Kathodenstruktur ähnelt in der Aufsicht einer Leiter. Diese Geometrie hat folgenden Vorteil:
   Durch Verringerung der Breite der Kathoden erhöht sich deren Widerstand. Um aber die Gapweite und damit die Feldbedingungen konstant zu halten, wird nur der innere Teil des Streifens ausgeschnitten, wobei dieser wegen der Rest-Leitfähigkeit des Coatings dennoch auf Kathodenpotential gehalten wird. Zusätzlich sind die beiden Streifen durch regelmäßige Verbindungsbrücken miteinander verbunden. Sie sorgen

dafür, daß bei einem eventuellem Kathodendurchbruch, der hintere Teil des Streifens dennoch auf Spannung gelegt werden kann .
In Abbildung 5.15 erkennt man zwei dünne Anodenstreifen und dazwischen die beiden etwas dickeren Randstreifen einer Kathode. Nicht sichtbar ist der Verbindungsstreifen.

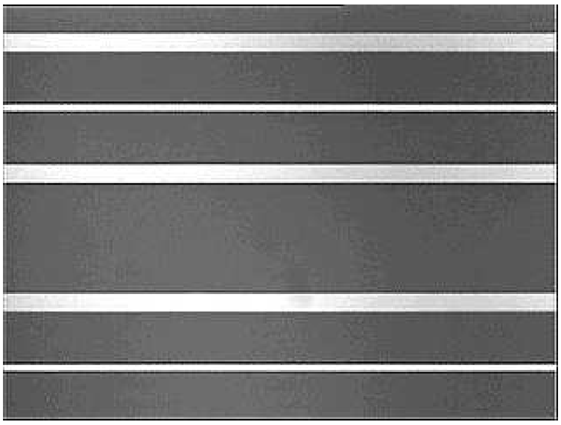

Abbildung 5.15: Gebiet mit Leiterkathodenstruktur

3. Das Gebiet mit „gefüllten Leiterkathoden".
   Auch diese Struktur ähnelt einer Leiter (siehe Abbildung 5.16), allerdings mit Metallbereichen in den Zwischenräumen. Mit dieser Struktur kommt man der ursprünglichen Geometrie der Kathoden nahe, hat aber wie schon in Geometrie „2" einen großen Streifenwiderstand.

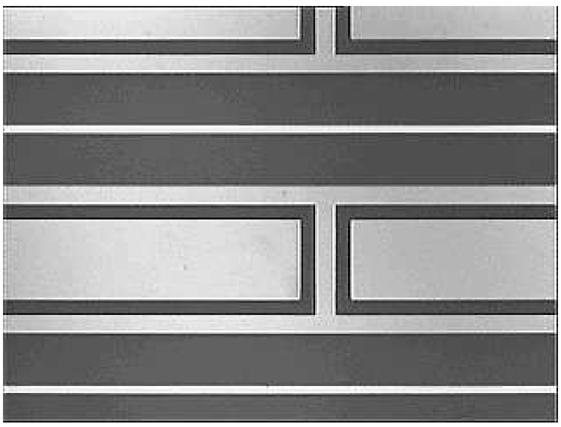

Abbildung 5.16: Gebiet mit gefüllten Leiterkathoden

Trotz des hohen Kathodenwiderstandes zeigen die Simulationen [BSCHMIDT1], daß schnelle Signalausbreitung bei diesen Kammern möglich ist. Der schnelle Mode ist bei diesen Kammern nicht, wie bei den herkömmlichen MSGCs, der „Inter-Strip-Mode“ sondern der „Backplane-Mode“(siehe Abschnitt 2.3.2). Sowohl die Anode als auch die Backplane weisen eine sehr gute Leitfähigkeit auf, was eine schnelle Signalausbreitung möglich macht. Die Schadensreduzierung soll durch die hochohmigen Kathoden erreicht werden. Sie sorgen für eine Strombegrenzung an den Kathoden.
Erste Wafer sind hergestellt, aber Tests bisher noch nicht durchgeführt worden.

Kapitel 6

Neue MSGC-Technologien

6.1 „Advanced Passivation Chambers“ von R. Bellazzini

Bei den MSGCs mit sogenannter „advanced passivation“, die von R.Ballazzini et al. vom CMS-Experiment entwickelt wurde, sollen Überschläge (Sparks) durch eine Passivierung direkt auf den Streifen verhindert werden.

6.1.1 Aufbau der Kammer

Der Name „advanced passivation“ rührt von einem 3 μm dünnen und 6 μm breiten Polyimidstreifen her, der 3 μm des Randes der Kathode und ebenfalls 3 μm der benachbarten Glasoberfläche bedeckt. Diese isolierende Polyimidschicht soll an dem besonders gefährdeten Kathodenrand den Ladungstransfer zur Anode unterbinden. Abbildung 6.1 zeigt eine Aufnahme des Streifens mit dieser Passivierung. Herstellungsfehler wie der abgebildete kamen nur in wenigen Einzelfällen vor.

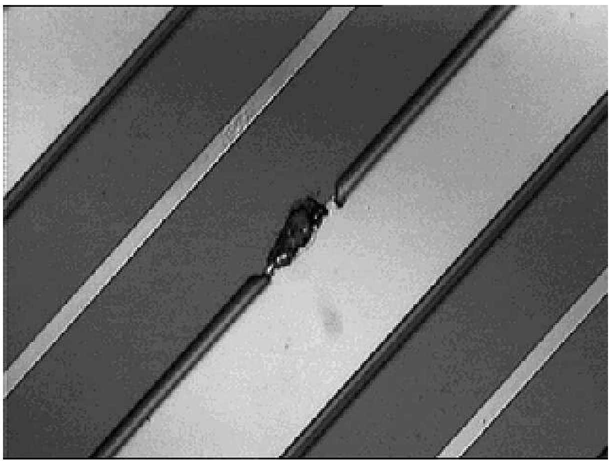

Abbildung 6.1: isolierender Polyimidstreifen mit Herstellungsfehler

Auch die Streifenendregionen von Kathoden und Anoden sind mit Polyimid abgedeckt. Diese Maßnahme ist ein extra Schutz für diesen Bereich, da gerade am Ende des Streifens wegen der Spitzenwirkung hohe Feldstärken herrschen.

Die sensitive Fläche dieses Prototyps beträgt nur rund 3×3 cm^2, der *pitch* liegt bei 200 μm, was bedeutet, daß nur 128 Anoden auf dem Wafer platzfinden. Die Gapweite beträgt 50 μm, die Anodenbreite 7 μm und die Kathodenbreite 93 μm.

Die Kathoden sind in 16er Gruppen zusammengefaßt, während die Anoden in 4er Gruppen miteinander verbunden sind. Ansonsten ist der Aufbau der Kammer mit dem der Hera-B-Kammern vergleichbar.

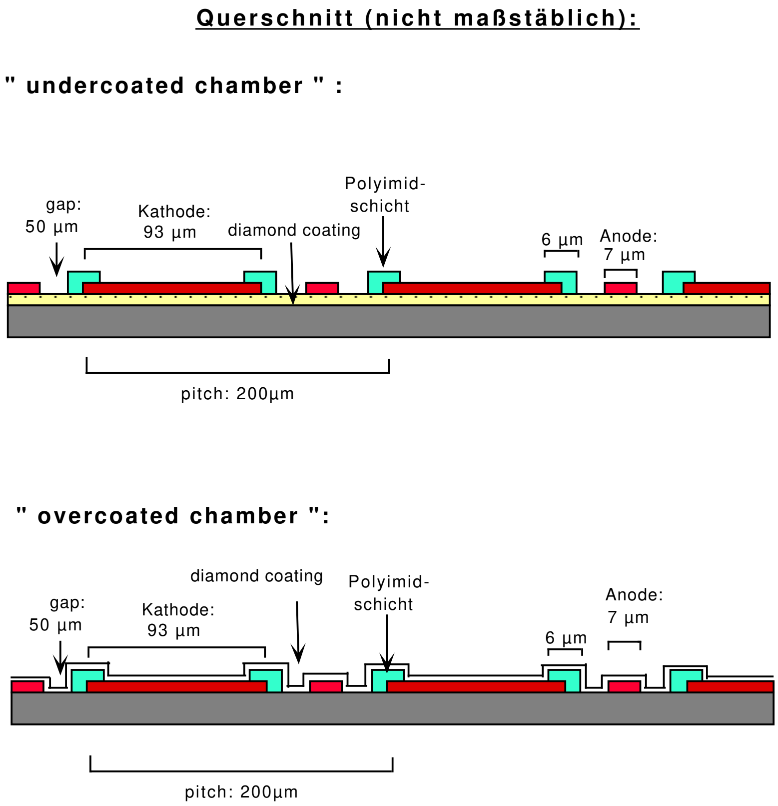

Abbildung 6.2: Querschnit durch eine MSGC mit „Advanced Passivation“

Dem Physikalischen Institut in Heidelberg wurden zwei unterschiedliche Typen der Kammern mit „Advanced Passivation“ zu Testzwecken zur Verfügung gestellt. Die (nichtmaßstäbliche) Abbildung 6.2 zeigt einen Querschnitt durch beide Kammertypen.

Bei der sogenannten *„undercoated chamber“* befinden sich sowohl die Elektrodenstreifen als auch die Passivierung oberhalb des Coatings.
Bei der *“overdercoated chamber“* sind die Leiterbahnen und die Polyimidstreifen mit der amorphen Kohlenstoffschicht überzogen.

6.1.2 Die MSGC im Betrieb

Der Oberflächenwiderstand dieser Wafer liegt mit einem Wert zwischen 10^{14} und 10^{15} Ω pro Quadrat im gleichen Bereich wie der von gecoateten Wafern von Hera-B. Um Feldüberhöhungen zu vermeiden, wurden nicht verwendete Anoden- und Kathodengruppen geerdet. Die Backplane liegt ebenfalls auf Massepotential, während der aluminisierte Driftdeckel mit $U(D) = 3500$ V auf Hochspannung liegt, was im Innern der Kammer einem Driftfeld von etwa $E(D) = 900$ V/mm entspricht.

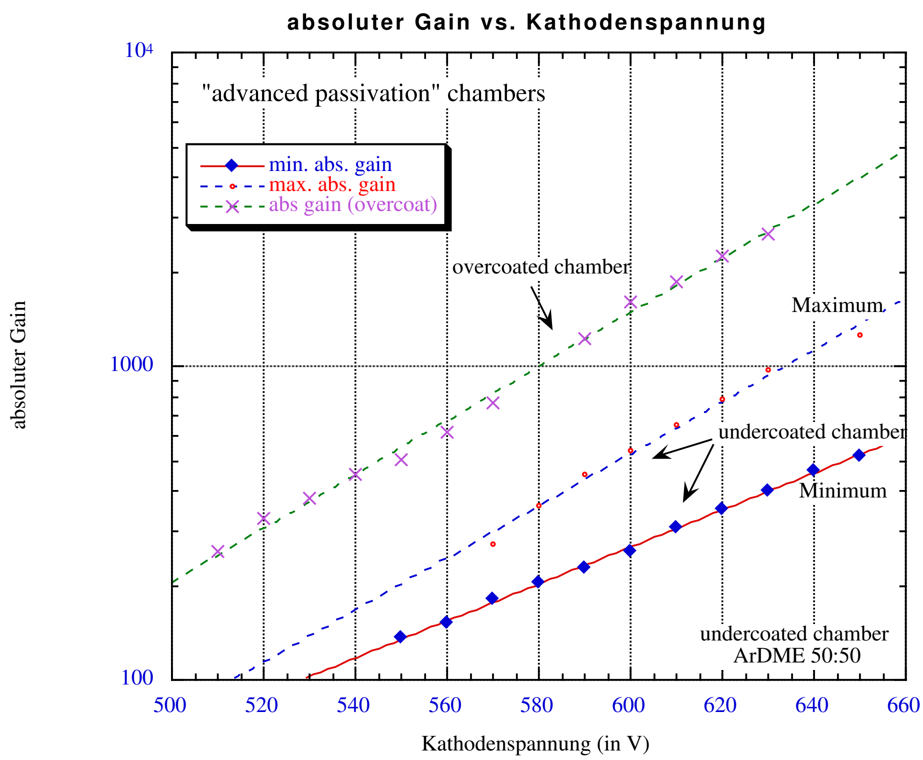

Abbildung 6.3: Pulshöhe vs. Kathodenspannung

Bei der Gainbestimmung in Abhängigkeit von der Kathodenspannung (Abbildung 6.3) zeigen die beiden Kammertypen ein völlig unterschiedliches Verhalten.

6.1.2.1 undercoated chamber

Der gemessene Wert der Gasverstärkung liegt etwa um einen Faktor 3 zu tief im Vergleich zu dem Wert, den man bei herkömmlichen Kammern dieser Geometrie bei diesen Betriebsparametern erwartet. Überraschenderweise ist der Gain auch nicht zeitlich stabil, sondern er oszilliert zwischen diesem und dem halben Wert. Die Pulshöhe sinkt über etwa 1-3 Minuten kontinuierlich ab, ehe sie mit einem Sprung wieder den ursprünglichen Wert erreicht. Dieser Effekt ist durch Aufladung des Polyimid-Isolators zur Passivierung erklärbar. Zu Beginn sieht man den „eigentlichen“ Gain. Durch die beim Lawinenprozeß auftreffende Ladung wird der Isolator langsam aufgeladen, was zu einer Absenkung der Feldstärke und somit auch des Gains führt. Wenn die Ladungskonzentration nach einiger Zeit eine gewisse Schwelle überschreitet, entlädt sich der Polyimidstreifen, und die ursprüngliche Gasverstärkung ist wieder erreicht. Diese Entladung findet hauptsächlich zur Driftelektrode hin statt. Dies belegt die Beobachtung des Driftstrom (siehe Abb. 6.4), der immer gleichzeitig mit den Gainsprüngen Stromspitzen aufwies.

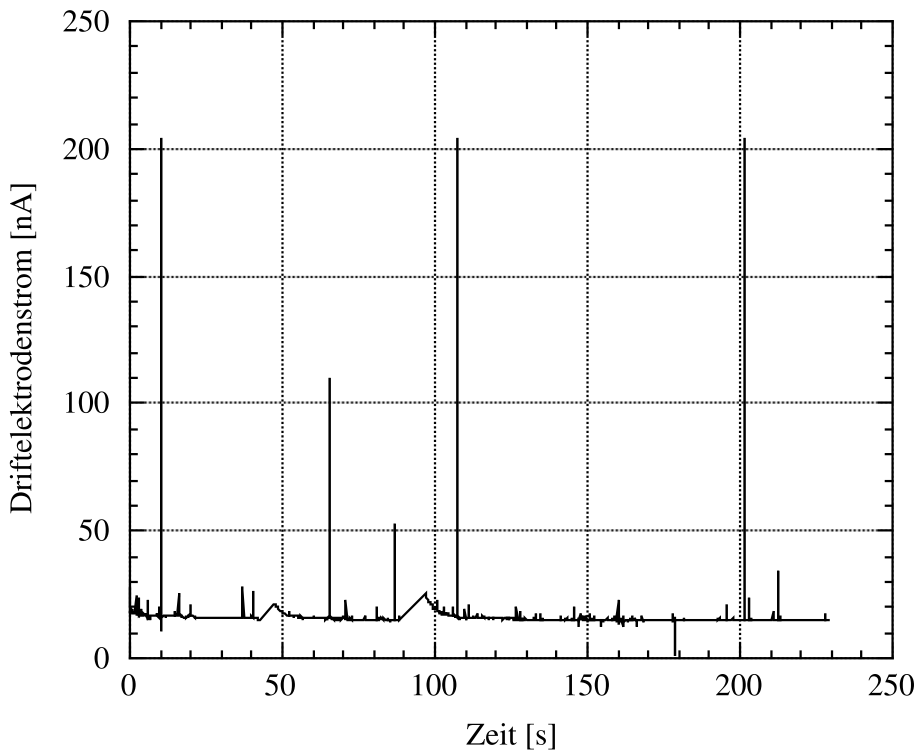

Abbildung 6.4: Spitzen im Driftelektrodenstrom [THOTT]

Daß es sich um großflächige Aufladungen handeln muß, unterstützt die Beobachtung, daß bei Reduktion des Teilchenflusses um fast drei Größenordnungen (von 300 auf 0,5 detektierte Photonen pro mm^2) der Gain nicht mehr oszilliert. Bei dieser Art der Bestrahlung reicht offenbar die Zeit aus, um Aufladungen abzubauen. Wenn man die Rate mehr und mehr erhöht, treten erstens die Sprünge wieder auf und zweitens wird die Zeit zwischen zwei Pulssprüngen im Durchschnitt kleiner, wobei gleichzeitig maximaler und auch minimaler Wert immer weiter abfallen.

Zusammenfassend bleibt festzustellen:

1. Der Gain liegt so tief, daß man, um auf ausreichende Gasverstärkungen zu kommen, die Spannung in inakzeptabler Weise erhöhen müßte.

2. Der Gain ist nicht konstant.

3. Der Gain sinkt unter hoher Strahlendosis stark ab.

6.1.2.2 overcoated chamber

Wie ebenfalls aus Abbildung 6.3 ersichtlich, ist die Gasverstärkung der MSGC mit Overcoating deutlich höher. Diese Werte entsprechen in etwa den erwarteten und die Gasverstärkung ist zeitlich stabil.

Die Stabilität der Gasverstärkung unter Hochraten wurde mit Röntgenstrahlung bestimmt.

Die Rate der Cu K_α-Photonen mit einer Energie von 8 keV wurde in mehreren Schritten bis 10^5 γ's/mm^{-2}s^{-1} erhöht. Dabei fiel der Gain bis auf 50% des urprünglichen Wertes ab. Zusätzlich erreichte die Kammer nicht mehr ihre ursprüngliche Gasverstärkung, wenn die Rate wieder gesenkt wurde. Der nach dem Hochratentest gemessene Wert lag um 25 % unter dem, der noch am Anfang erreicht wurde. Umgekehrt nahm der Kathodenstrom im Vergleich zu früheren Messungen bei gleicher Rate zu.

Da sich die Verhältnisse auch nach mehreren Tagen Pause nicht mehr ihrem Anfangszustand annäherten, wurden für die Sparktests neue Gruppen verwendet. So sollte sichergestellt werden, daß die Sparkrate unter möglichst unverfälschten Bedingungen getestet wird.

6.1.3 Sparktests

6.1.3.1 undercoated chamber

Da eine MSGC mit den in Kapitel 6.1.2.1 aufgezählten Eigenschaften ohnehin nicht für den Betrieb bei Hera-B geeignet erscheint, wurde auf systematische Sparktests verzichtet. Schon ein kurzer Test mit Alphateilchen im Zählgas führte zu erheblichen Beschädigungen an Anoden und Kathoden. Die Passivierung schützt zwar die Ränder der Kathode, nicht jedoch den restlichen Teil des Streifens. Schäden an der Kathode (siehe Abb. 6.5) wurden direkt neben dem Polyimidstreifen gefunden.

Wie bereits beim Vergleich des Verhaltens von gecoateten und ungecoateten Kammern festgestellt wurde, ist in erster Linie die Feldstärke *zwischen* den Leitern und nicht die

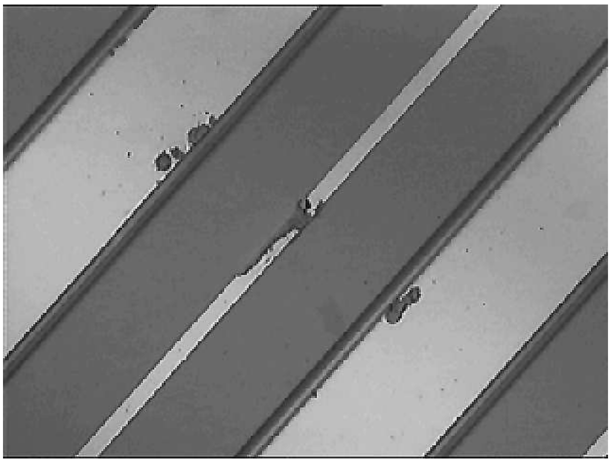

Abbildung 6.5: beschädigte Leiterbahnen der „undercoated chamber" nach Kurzzeittests

an den Ränder für die Sparkentstehung entscheidend. Der Schutzstreifen verhindert nur, daß ein Spark direkt am Rand der Kathode einschlägt. Ein Überschlag zur Streifenmitte ist dagegen möglich. Die gefährlich hohen Feldstärken im Zwischenraum der Elektroden werden durch die Passivierung nicht gesenkt und somit auch die Sparkentstehung nicht unterdrückt.

6.1.3.2 overcoated chamber

Ehe die Sparkwahrscheinlichkeit bei hohem Gain ermittelt werden sollte, wurden erste Testmessungen bei verhältnismäßig geringem Gain durchgeführt. Die Kammer wurde bei $U(K) = 650$ V und bei $U(K) = 660$ V betrieben, was einem totalem Gain von $A = 3000$ bzw. $A = 3500$ entspricht.
Abbildung 6.6 zeigt die Ergebnisse dieses Tests.
Es wurden drei verschiedene Kathodengruppen parallel auf eventuelle Sparks untersucht. Bei der ersten Messung ergab sich eine um fast 2 Größenordnungen geringere Sparkwahrscheinlichkeit als die bei vergleichbaren Hera-B-Kammern aus Gold. Nach etwa 30 Sparks pro Gruppe begann jedoch ein Dauersparken an zwei der drei Gruppen, wobei der Kathodenstrom während der Messung stark anstieg.

Um größeren Schaden zu verhindern, wurde die Kammer für etwa 15 Minuten abgeschaltet, ehe eine Kontrollmessung gestartet wurde. Hier setzten sofort bei denselben Gruppen Dauerentladungen ein. Da diese Gruppen nicht mehr einsetzbar waren, wurden sowohl diese Kathoden wie auch die zugehörigen Anoden geerdet.
Mit den verbliebenen Kathoden wurde erneut die Sparkwahrscheinlichkeit bei denselben Spannungen ermittelt. Die Sparkwahrscheinlichkeit stieg dabei von Messung zu Messung (insg. 6 Messungen) kontinuierlich an, ehe sie bei der sechsten Messungen mit Dauersparks

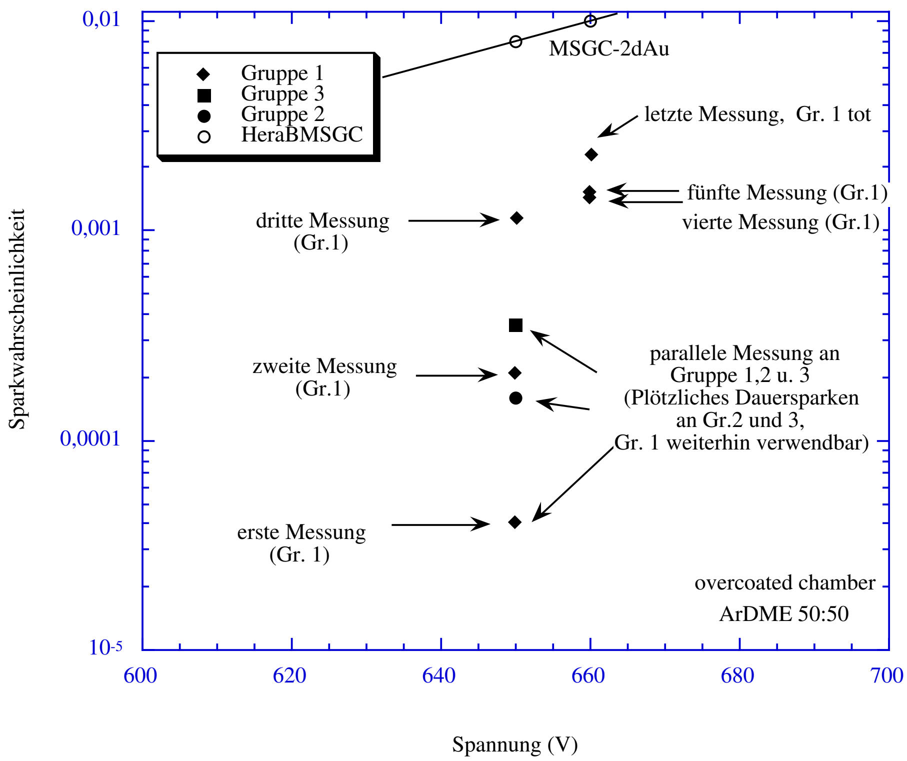

Abbildung 6.6: Sparktest bei der „overcoated chamber“

endete. Weitere Messungen waren auch nach einem Tag Pause an keiner Kathodengruppe mehr möglich.

Eine anschließende Untersuchung der Kammer mit dem Mikroskop offenbarte den Grund dafür, daß die Kammer nicht mehr betrieben werden konnte:
Die verwendeten Leiterbahnen wiesen extreme Beschädigungen auf. Ganze Anoden wurden durch die Sparks „weggebrannt“. Anoden- und Kathodenbereiche an den Enden waren ebenfalls schwer beschädigt. Teilweise waren sogar ganze Kathodenstreifen zerstört, was bisher noch nie beobachtet worden war. Abbildungen 6.7 und 6.8 zeigt eine Mikroskopaufnahme der Schäden.

6.1.4 Schlußfolgerungen

Da bei der *„undercoated chamber“* mit „advanced passivation“ unabhängig von einer eventuellen Sparkresistenz ohnehin nicht an einen stabilen Betrieb zu denken ist, erscheint dieser Typ Kammer für Hera-B ungeeignet.

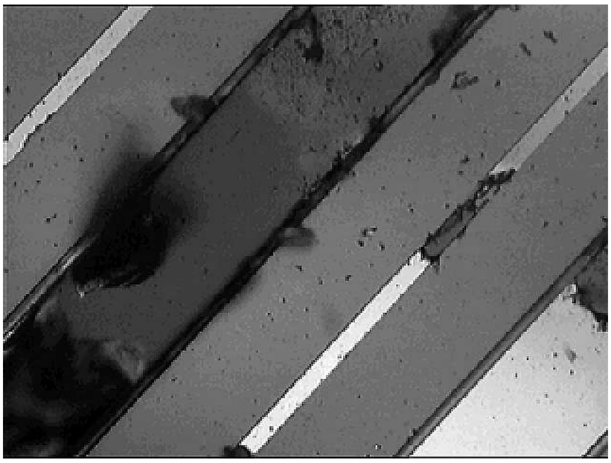

Abbildung 6.7: Sparkschäden an Elektroden der „overcoated chamber“

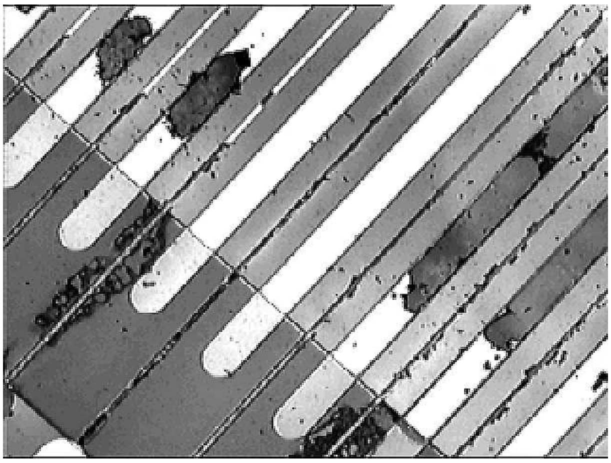

Abbildung 6.8: ganze Bereiche mit zerstörten Elektroden

Die *„overcoetd chamber“* verhielt sich zwar ohne Bestrahlung normal und zeigte die üblichen Gasverstärkungen, wies aber sinkende Verstärkung bei Hochraten auf. Die Kammer zeigte anfangs eine deutlich reduzierte Sparkwahrscheinlichkeit, die Leiterbahnen und das Coating wiesen jedoch bei wiederholtem Sparken schnell starke Beschädigungen auf, was ebenfalls einen längeren Betrieb bei Hera-B ausschließt.

Das Ergebnis der „overcoated chamber“ weist große Ähnlichkeit mit den Resultaten von overgecoateten normalen MSGCs auf, die zuvor in Siegen untersucht wurden [ZEUNER]. Auch hier wurden starke Beschädigungen an Anoden und Kathoden und am Coating direkt an den Streifenrändern gefunden. Das Betriebsverhalten erwies sich im Vergleich zu MSGCs mit Undercoating als wesentlich instabiler und es waren deutlich schneller Schäden zu erkennen.

6.2 Die GEM-MSGC von F. Sauli

Im November 1996 wurde von F. Sauli et al. der Gas Electron Multiplier (GEM) für Gas-Mikrostreifenkammern vorgestellt [FSAULI1]. Dieser Vorverstärker bewirkt eine zusätzliche Gasverstärkung, die räumlich von der Anodenmultiplikation getrennt ist. Die Gasamtverstärkung ist das Produkt der Gasverstärkung der Einzelprozesse.

$$A_{gesamt} = A_{GEM} \times A_{Anode} \tag{6.1}$$

In Kapitel 4 wurde geschildert, daß die Sparkwahrscheinlichkeit nur von der Gasverstärkung im Zwischenraum von Anoden und Kathoden abhängt. Das zusätzliche MSGC-Bauteil verspricht eine Entkopplung der *Gesamt-Gasverstärkung* von der *Gasverstärkung im Gap* und bietet so die Möglichkeit, die starke Abhängigkeit der Sparkwahrscheinlichkeit von der Kathodenspannung ohne Verlust von totalem Gain zu nutzen.

6.2.1 Prinzip der GEM-Kammer

Als *Vorverstärker* verwendet man eine gelochte Folie aus isolierendem Material, die zwischen Driftdeckel und Bodenplatte gespannt wird. Sie bewirkt eine Einschnürung der Feldlinien von der Driftelektrode zu den Anoden, da diese Feldlinien gezwungen werden, ihren Weg durch die Löcher zu nehmen (vgl. „Lochzähler“).
Die Bahn der entstandenen Elektronen durch den Driftraum folgt in erster Näherung den Feldlinien bis zum nächstgelegenen Loch in der GEM-Folie (siehe Abbildung 6.9). Ober- und Unterseite der Folie sind metallisiert und können auf getrennte Potentiale gelegt werden. Ab einer Spannung von wenigen hundert Volt zwischen beiden Seiten ist das elektrische Feld in den Löchern so stark, daß dort eine Elektronenmultiplikation möglich ist. Man erreicht mit diesem Prinzip durchaus eine Gasverstärkung von mehr als 100. Nach dem Verlassen des Loches driften die multiplizierten Elektronen zu den Anoden und werden dort ein zweites Mal gasverstärkt.
Wegen der geringeren Gasverstärkung, die an den Anoden erreicht werden muß, können die Kathoden im Vergleich zu normalen MSGCs mit deutlich geringerer Spannung betrieben werden, ohne daß die Gesamt-Gasverstärkung sinkt.

6.2.1.1 Geometrie des Heidelberger GEM-Prototypen

Die Geometrie des GEM-Prototypen („MSGC-Al-GEM1“), der am Physikalischem Institut in Heidelberg hergestellt wurde, ist ebenfalls in Abbildund 6.9 dargestellt. Die GEM-Folie wurde dem Institut freundlicherweise schon in einer frühen Entwicklungsphase des GEM-Prinzips von F. Sauli zu Testzwecken zur Verfügung gestellt.

Das grundsätzliche Bauprinzip dieser Kammer gleicht dem einer normalen MSGC. Auch der Wafer dieser Kammer besitzt drei verschiedene Gapweitenbereiche: 60, 70 und 80 μm Die Leiterbahnen selbst bestehen aus Aluminium, das etwa ebensogut leitet wie Gold.

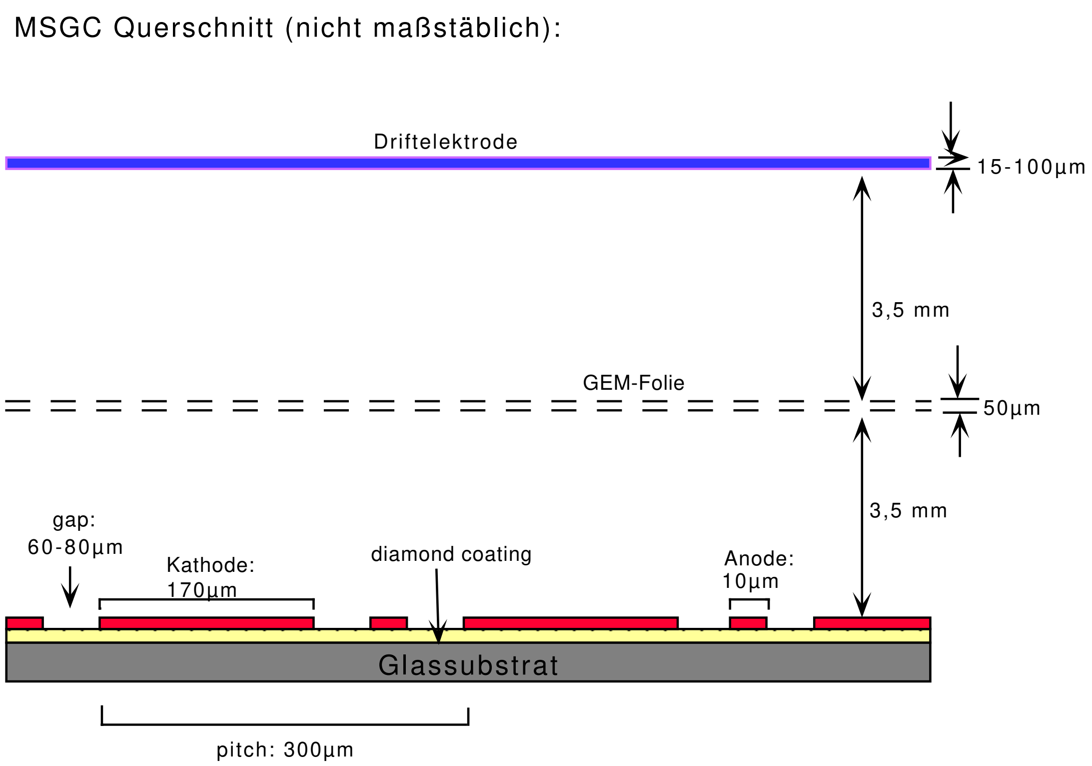

Abbildung 6.9: Querschnitt durch eine GEM-MSGC

Die GEM-Folie wurde aus Stabilitätsgründen zwischen zwei baugleiche Rahmen mit einer Höhe von jeweils 3,5 mm gespannt, wodurch sich die Kammerhöhe im Vergleich zu MSGCs ohne Vorverstärker verdoppelt. Alle anderen Maße der GEM-Kammer sind jedoch vergleichbar.

6.2.1.2 Die GEM-Folie

Die Folie selbst besteht aus 50-100 μm Kapton mit jeweils einer 17 μm dicken Schicht Kupfer auf Ober- und Unterseite. Der Lochdurchmesser beträgt 60-80 μm, bei den zukünftigen GEM-Folien sind sogar noch größere Durchmesser geplant, um eine gute Transparenz für Elektronen aus dem oberen Bereich zu gewährleisten. Der Gasaustausch zwischen Ober- und Unterseite der Kammer ist auch bei den kleineren Löchern so gut, daß eine Gasversorgung auf einer Seite der Kammer prinzipiell ausreicht.

Der Pitch, also der Wiederholabstand zweier Löcher, beträgt 140 μm. Abbildung 6.10 verdeutlicht den Aufbau der Folie. Der helle Bereich ist die Kupferschicht, in Dunkel erkennt man die Kaptonschicht, die im Bereich der Löcher Ober- und Unterseite isoliert. Die Löcher selbst erscheinen hellgrau. In Abbildung 6.11 sieht man die Folie in doppelter Vergrößerung, allerdings sind die Kaptonbereiche bei dieser Beleuchtung nicht abgehoben.

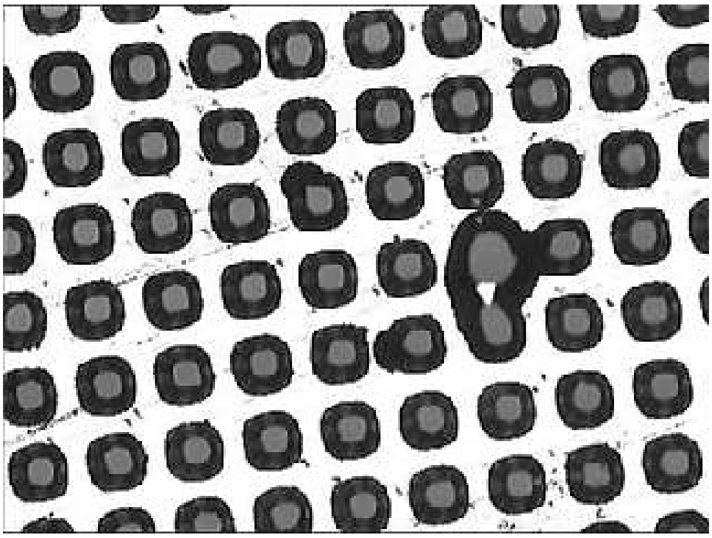

Abbildung 6.10: Mikroskopische Aufnahme einer GEM-Folie (mit Herstellungsfehler). Der Lochabstand beträgt zwischen und 140 und 200 μm

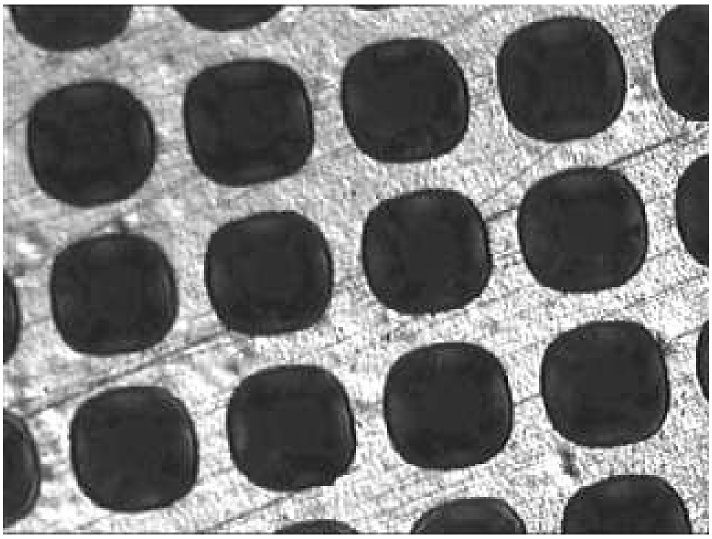

Abbildung 6.11: GEM-Folie mit doppelter Vergrößerung

6.2.1.3 Beschaltung

Die grundsätliche Beschaltung und die Signalentstehung in einer GEM-MSGC verdeutlicht Abbildung 6.12.

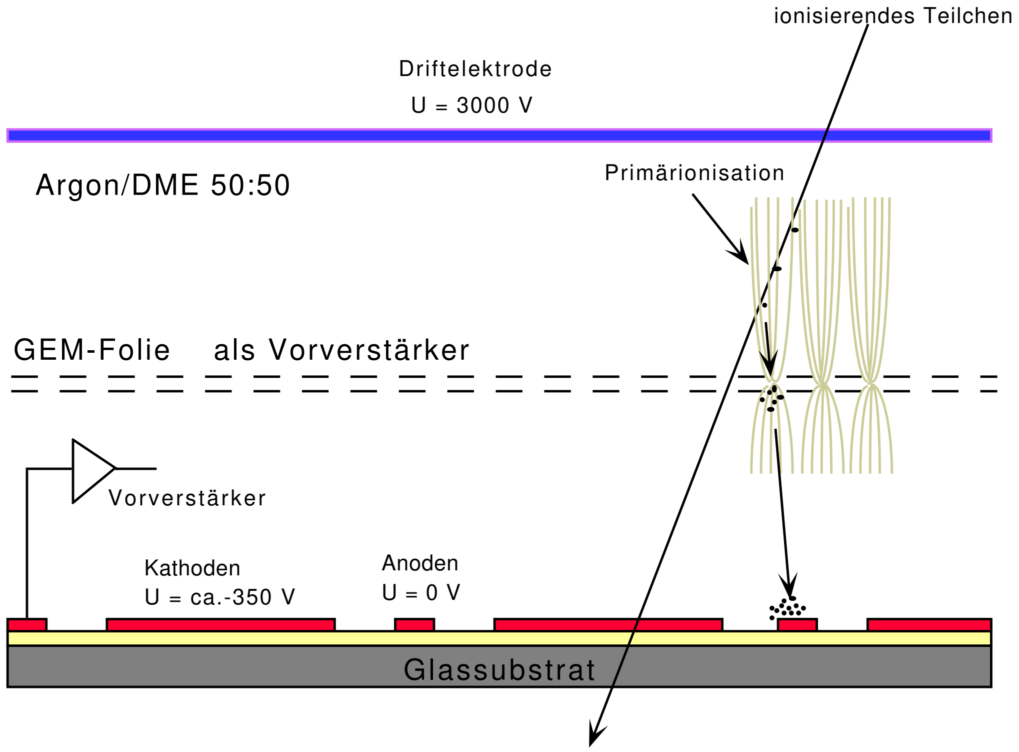

Abbildung 6.12: Signalerzeugung bei einer GEM-MSGC

Aufgrund des großen Driftraums werden für den Betrieb der MSGC-Al-GEM Drift-Spannungen bis zu $U(D) = 6000V$ benötigt. Die GEM-Folie liegt im Mittel noch bei 3000 V. Da ein getrenntes Einschalten der Drift- und GEM-Folien-Spannung wegen der elektrostatischen Kräfte in der Kammer und eventueller Überschläge über die kurzen Entfernungen hinweg vermieden werden muß, sind Driftelektrode, GEM-Oberseite und GEM-Unterseite durch eine Widerstandskette miteinander verbunden und können daher nur gemeinsam auf Spannung gelegt werden. Abbildung 6.13 zeigt eine Skizze dieser Schaltung.

Die Widerstände vor und nach der GEM-Folie sind so gewählt, daß das durchschnittliche Potential der GEM-Folie die Hälfte des Wertes am Driftdeckel beträgt. So stimmen geometrische und feldgeometrische Verhältnisse zwischen Driftdeckel, GEM und Bodenplatte überein, wenn man die geringe Kathodenspannung vernachlässigt. Elektrostatische Kräfte an der GEM-Folie werden somit vermieden.

Der Widerstand zwischen Ober- und Unterseite der GEM-Folie ist variabel und erlaubt

dort eine Änderung der Potentialdifferenz.
Nachteilig bei dieser Beschaltung ist allerdings, daß der „wahre“ Driftstrom vom Strom aus der Kette überdeckt wird und daher nicht mehr als Kontrollgröße dient.

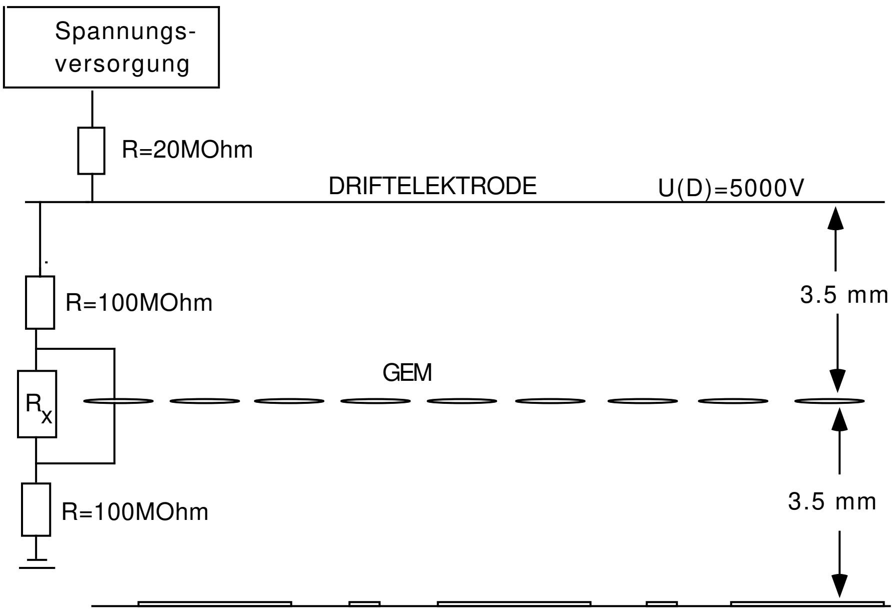

Abbildung 6.13: Widerstandskette in der MSGC mit GEM-Folie

Da Elektronen, die im unteren Teil der Kammer entstehen, nur einfach verstärkt werden, sind sie nach der Triggerschwelle nicht mehr sichtbar. Um diesen „toten“ Raum klein zu halten, gilt das Bestreben, die GEM-Folie möglichst dicht an die Bodenplatte heranzubringen. Das wiederum würde eine Verringerung der Driftspannung erlauben.
Der Abstand kann allerdings nicht beliebig verkleinert werden, da eine Berührung von GEM-Folie und Boden der Kammer verhindert werden muß. Ein Durchhängen der Folie läßt sich nur begrenzt durch mechanisches Spannen verhindern, da die Rahmen und der Deckel die Gegenkräfte nur bedingt aufnehmen können.

6.2.2 Gasverstärkung

Im Gegensatz zu Kammern ohne Vorverstärkern kann bei GEM-Kammern die Gasverstärkung neben der Variation der Drift- und Kathodenspannung auch über die Variation der GEM-Spannung beeinflußt werden. Das Verhalten der Gasverstärkung des oben beschriebenen Prototypen ist bei einer Gasmischung von Ar-DME 50:50 gemessen worden. Abbildung 6.14 zeigt die Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Kathodenspannung bei unterschiedlich eingestellter Gasverstärkung an der GEM-Folie. Der Verstärkungsfaktor A_{GEM} wird dabei aus dem Quotienten zwischen der *Gasverstärkung mit Potentialdiffe-*

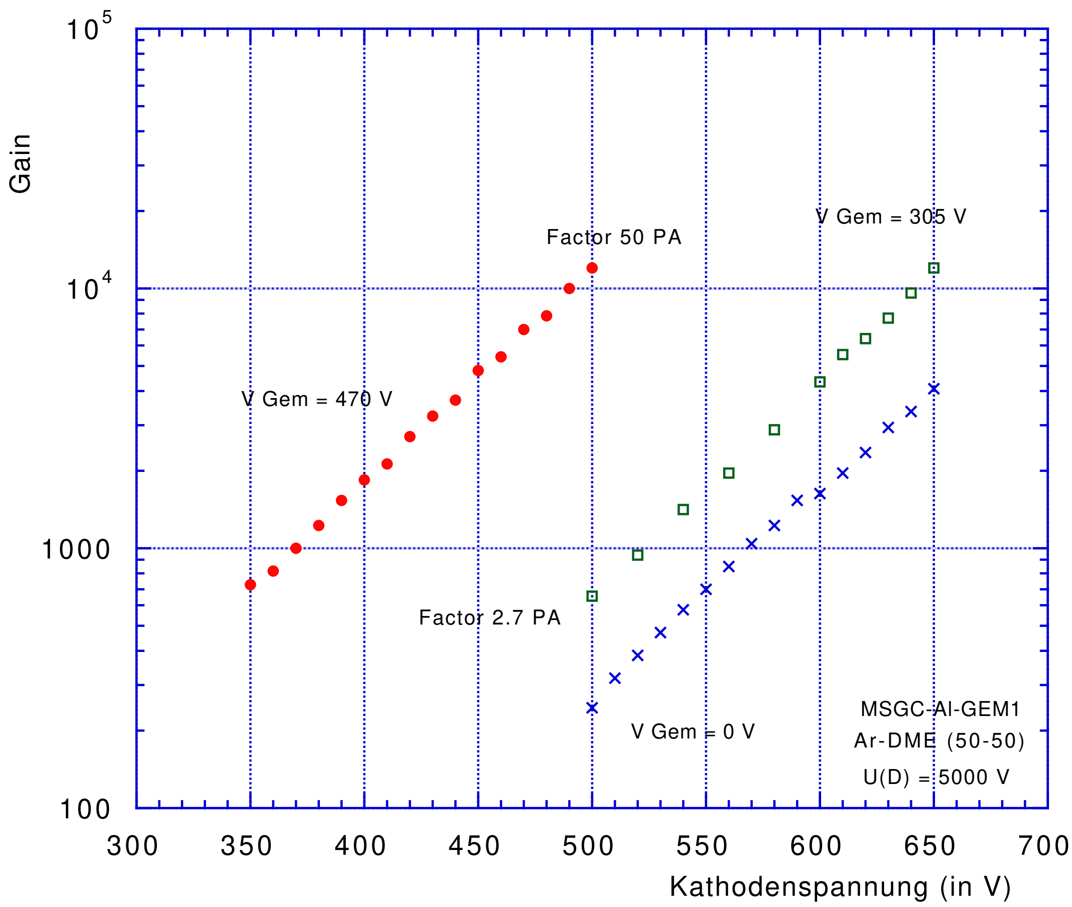

Abbildung 6.14: Gasverstärkung bei Gasmischung Ar-DME 50:50

renz am GEM und der *Gasverstärkung ohne Potentialdifferenz* gebildet. Diese Messung zeigt, daß mit sehr niedrigen Kathodenspannungen eine große Gasverstärkung erreicht werden kann. Die Kathodenspannung kann um 50 V (bei $U_{GEM} = 305V$) bzw. um 200 V (bei $U_{GEM} = 470V$) im Vergleich zu einer normalen MSGC reduziert werden. Bei einer Driftspannung von $U(D) = 5000$ V, d.h. einer Driftfeldstärke von $E(D) = 6,7$ kV/cm, erreicht diese Kammer bei einer Potentialdifferenz am GEM von $U_{GEM} = 305V$ einen Verstärkungsfaktor A_{GEM} von 2,7 , bei $U_{GEM} = 470V$ ein A_{GEM} von 50.

Den Einfluß der Gasmischung auf die Gasverstärkung verdeutlicht Abbildung 6.15. Bei dieser Messung wurde der Anteil von Argon auf 80% erhöht. Wie auch bei Kammern ohne GEM kann die GEM-MSGC dann ohne Gainverlust bei niedrigeren Kathodenspannungen betrieben werden. Bei $U(K) = 220$ V wird bei einer GEM-Spannung von 392 V bereits eine Gesamtgasverstärkung von $A_{GES} = 1000$ erreicht.

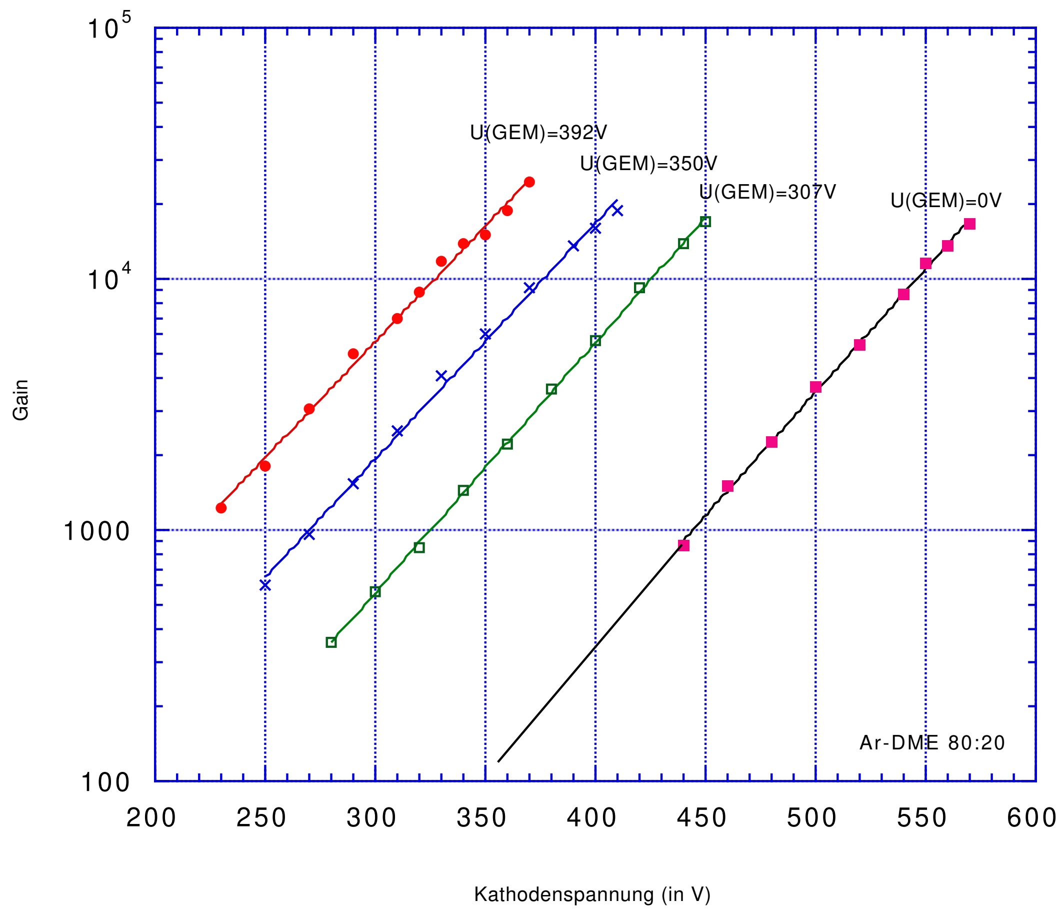

Abbildung 6.15: Gasverstärkung bei Gasmischung Ar-DME 80:20

6.2.3 Ratenverhalten

Unbedingt erforderlich für einen Betrieb unter intensiver Bestrahlung ist, daß die Gasverstärkung bei Bestrahlung nicht deutlich unter dem Wert ohne Bestrahlung liegt und daß bei geringer Variation der Strahlungsintensität der Gain relativ konstant bleibt.
Das Ratenverhalten der GEM-Kammer wurde ebenfalls im Labor untersucht:

- Niederraten
  Das Signalverhalten der Kammer bei Bestrahlung mit der Eisenquelle ist hervorragend, der Gain vergleichsweise hoch und die Pulshöhe zeitlich konstant.

- Hochraten
  Bei einem Kurzzeittest mit der Röntgenquelle wurde die Kammer großflächig bestrahlt. Abbildung 6.16 ist die Gasverstärkung gegen die Rate aufgetragen. Ab etwa 1/10 Hera-B-Rate steigt der Gain kontinuierlich an, ehe er bei etwa 20facher Hera-

B-Rate wieder absinkt. Bei diesen extrem hohen Raten ist die Kammer mit der Ladungsmenge überfordert. Auch im ebenfalls aufgetragenem Kathodenstrom findet man einen Anstieg, der auf die erhöhte Gasverstärkung zurückzuführen ist.
Insgesamt ist das Hochratenverhalten zufriedenstellend; die Gasverstärkung variiert nur schwach mit der Rate und bricht erst bei vergleichsweise hohen Raten zusammen.

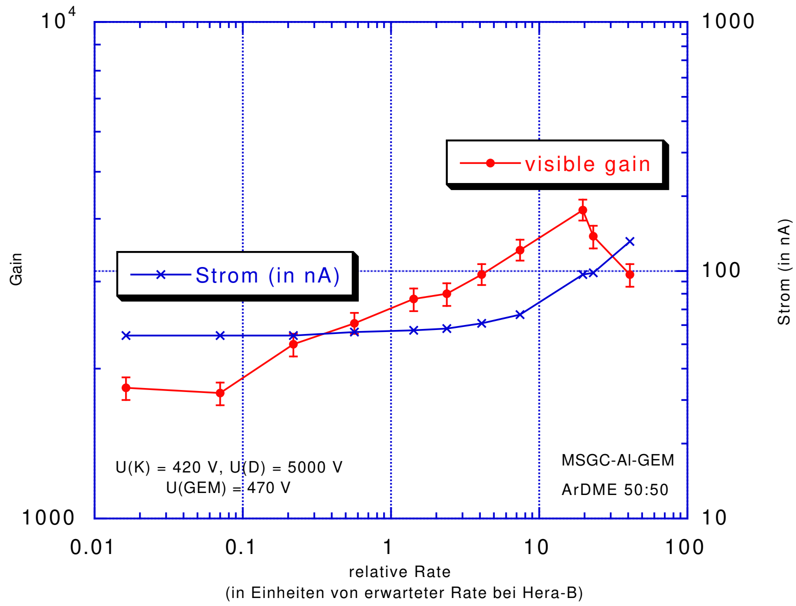

Abbildung 6.16: Pulshöhenanstieg bei Hochratentests

Zusätzlich zu einem ratenabhängigem Anstieg der Gasverstärkung ist auch ein zeitlicher Gainanstieg bei konstanter Rate zu beobachten. Abbildung 6.17 zeigt eine Messung der Pulshöhe bei einer Rate, die der erwarteten Hera-B-Rate entspricht. Innerhalb von 25 Minuten beträgt der Anstieg 72%. Danach bleibt der Wert relativ konstant. Dieser zeitliche Anstieg wurde bei MSGCs ohne GEM-Folie nicht beobachtet und deutet auf Aufladungserscheinungen direkt an der Folie hin (siehe dazu auch Abschnitt 6.3.3).

6.2.4 Sparktests

Extrapoliert man die Sparkwahrscheinlichkeiten von normalen MSGCs auf Kathodenspannungen von 300 - 400 V, so erwartet man bei den GEM-Kammern eine um Größenordnungen geringere Sparkwahrscheinlichkeit.
Für die Sparktests wurde die Kathodengruppe 60.1 auf Spannung gelegt, während alle anderen Kathodengruppen geerdet waren. Alle vier Anodengruppen, die von den unter Spannung liegenden Kathoden eingefaßt sind, wurden ausgelesen und ausgewertet.
Die Sparkdetektion erfolgte wieder mit Pick-up-Elektroden. Zusätzlich zur Gruppe 60.1

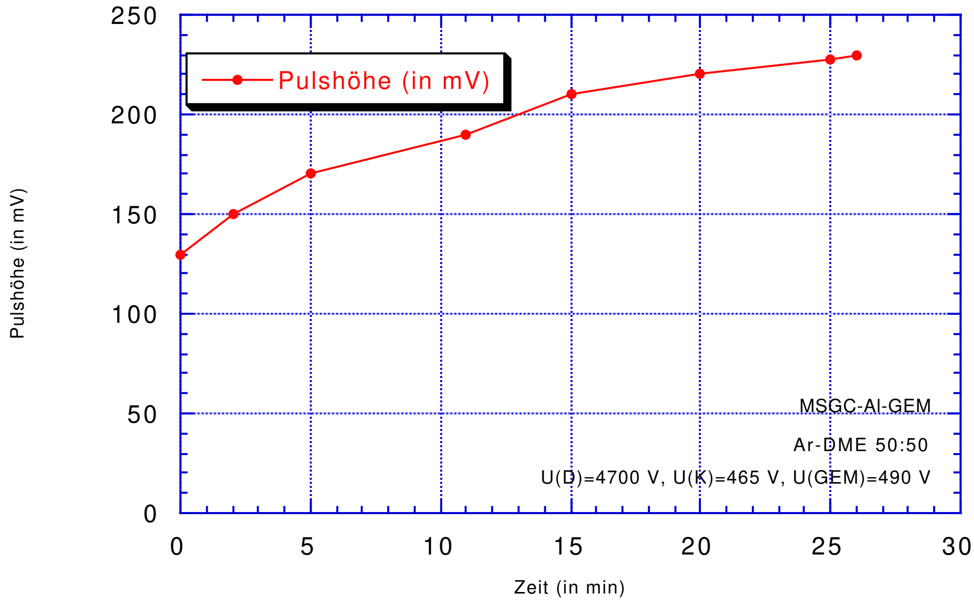

Abbildung 6.17: Anstieg der Pulshöhe bei Bestrahlung mit γ-Strahlung in Hera-B-Rate

wurde zur Kontrolle die auf Massepotential liegende Gruppe 60.2 und die GEM-Folie auf eventuelle Spannungsstöße hin überwacht.
Folgende Messungen wurden bei einer Gesamtverstärkung von $A_{GES} = 4000$, aber unterschiedlichen Betriebsparametern jeweils mit internen Alphateilchen gemacht:

1. Vortests mit Ar-DME 50:50
   Bei einer Kathodenspannung von 490 V, einer Driftspannung von 5000 V und einer GEM-Spannung von 475 V wird eine Gasverstärkung von 4000 erreicht. Bei 6,6 Millionen registrierten Alphateilchen wurde bei diesen Betriebsparametern *kein Spark* registriert. Um den Bedingungen bei Hera-B näher zu kommen, wurde die Kammer zusätzlich mit Cu K_α-Photonen bestrahlt, wobei der detektierte Fluß ca. 10^3 mm^{-2}s^{-1} betrug, was etwa der Rate bei Hera-B entspricht. Wegen der hohen Ionisation in der Luft gab es zuerst Außenisolationsprobleme, aber nach deren Beseitigung war während der 7 Stunden Meßzeit ($\approx$ 3 Millionen Alphateilchen) kein Überschlag registriert worden.
   Auch bei höhere GEM-Verstärkung und entsprechend niedriger Kathodenspannung konnten keine Sparks nachgewiesen werden.[1]

[1] Die Ergebnisse und Betriebsparameter aller Messungen sind auf Seite 108 in einer Tabelle zusammengefaßt.

2. Tests mit unbrennbaren Gasen:
   Hier wurde das DME durch den unbrennbaren Quencher CO_2 ersetzt und das System auf seine Sparkeigenschaften hin untersucht. Falls es vergleichbar gute Ergebnisse wie DME aufweist, wäre ein stark vereinfachtes Gassystem für den Inner-Tracker möglich, da wesentlich weniger Sicherheitsvorkehrungen zu treffen wären.
   Die Messung der Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Kathodenspannung ergibt bei Ar-CO_2 ein ähnliches Verhalten wie bei Ar-DME. Abbildung 6.18 zeigt die Messung bei einer Gasmischung von Ar-CO_2 72:28. Ähnliche Ergebnisse brachte auch das Mischungsverhältnis 82:18.

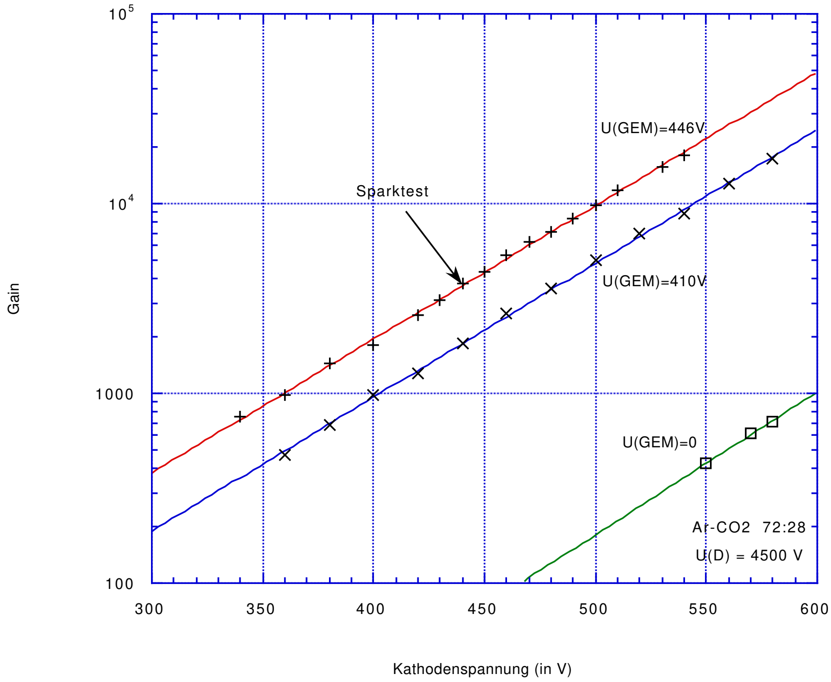

Abbildung 6.18: Gasverstärkung vs. Kathodenspannung bei einem Gasgemisch Ar-CO_2 72:28

Bei Sparktests zeigen sich jedoch deutliche Unterschiede im Vergleich mit Ar-DME. In beiden Mischungsverhältnissen von Ar-CO_2 gab es für die Spannung an der GEM-Folie eine gasbedingte Obergrenze, da die Gasverstärkung wegen Entladungen innerhalb des GEMs immer wieder zusammenbrach. Diese Entladungen können mithilfe einer Pick-up-Elektrode an der GEM-Unterseite sichtbar gemacht werden. Sie werden im Folgenden als „GEM-Sparks“ bezeichnet, sind aber wesentlich ungefährlicher als Kathodensparks. Zerstörungen werden von solchen Entladungen innerhalb der Folie nicht hervorgerufen.
Abbildung 6.19 zeigt die aufsummierten Sparks und den Pulshöhenanstieg, der auch

hier festgestellt wurde, im zeitlichen Verlauf. Die GEM-Spannung ist mit 420 V bei dieser Messung vergleichsweise niedrig gewählt, um die oben beschriebenen Sparks innerhalb des GEMs zu vermeiden. Dennoch wurden auch unter diesen Bedingungen Sparks registriert. Die Tatsache, daß Sparks an der GEM-Folie und an der Kathode in den meisten Fällen zeitgleich auftreten, deutet darauf hin, daß es sich bei diesen „GEM-Sparks“ um Überschläge von der GEM-Folie auf die Elektroden am Boden der Kammer handeln muß. Im Verlauf der Messung wurde teilweise auch reine Kathodensparks beobachtet, die durch Zerstörungen an der Kathode induziert werden können.

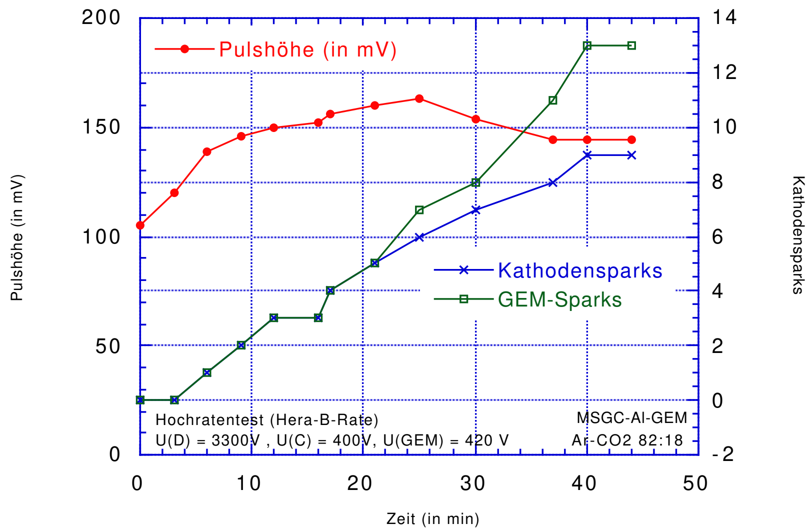

Abbildung 6.19: Pulshöhenanstieg und detektierte Sparks im zeitlichen Verlauf

Bei einem erneuten Gaswechsel zu Ar-DME konnten die alten Verhältnisse nicht wieder erreicht werden. Nach etwa 25 Minuten kam es schlagartig zu Kathodenentladungen, die erst nach dem Abschalten der Kammer wieder aufhörten.
Bei einer Untersuchung unter dem Mikroskop waren Schäden an den Anoden und Kathoden der verwendeten Gruppen zu erkennen. Diese befanden sich gehäuft am Ende der Streifen, direkt am Kleberand des Rahmens, was darauf hindeutet, daß eine Aufladung des an dieser Stelle etwas zu dick aufgebrachten und anschließend verlaufenen Klebers die Überschläge induziert hat. Bei einem einmal entstandenen Schaden steigt die Sparkwahrscheinlichkeit an dieser Stelle beträchtlich. Diese Schäden erklären die unterschiedlichen Ergebnisse nach und vor dem Gaswechsel.

Ergebnisse und Betriebsparameter der unterschiedlichen Messungen

Gas-mischung	U(D) [in V]	U(K) [in V]	U(GEM) [in V]	Gain	mit Be-strahlung	A GEM	detektierte Alphas	Sparks 60.1	60.2	GEM
Ar-DME	5000	490	475	4000	nein	20	6,6 Mio	0	0	0
50 : 50	5000	490	475	4000	Hera-B-Rate	20	3 Mio	0	0	0
	5000	420	495	4000	Hera-B-Rate	88	19 Mio	0	0	0
Ar-CO_2	4500	440	446	4000	nein	85	3 Mio	0	0	0
72 : 28	4500	440	446	4000	Hera-B-Rate	85	3 Mio	0	0	0
	4500	440	446	4000	5x Hera-B-R.	85	ca. 0,1 Mio	0	0	10
Ar-CO_2 82 : 18	3300	400	420	4000	Hera-B-Rate	60	ca. 0,1 Mio	9	0	13
Ar-DME 80 : 20	4700	465	350	4000	5x Hera-B-R.	40	ca. 0,1 Mio	54	0	0

Insgesamt zeigen die Messungen, daß die Sparkwahrscheinlichkeit von GEM-Kammern um Größenordnungen unter denen von normalen MSGCs liegt. Probleme bereiten hauptsächlich die Isolation oder schlecht geklebte Ränder, wo immer wieder Überschläge auftraten. Nach diesen ersten Resultaten scheint der Versuch der Entkopplung von Gasverstärkung und Sparkwahrscheinlichkeit gelungen.

6.3 Beamtest in Hamburg

Um die GEM-MSGC auch unter wirklichen Hera-B-Bedingungen am Target in Hamburg testen zu können, wurde ein Beamtest vor Ort vorbereitet. Da der Betrieb mit Ar-CO_2 instabiler ist, wurde für die Versuchsreihen in Hamburg ausschließlich Ar-DME verwendet. Zwei verschiedene MSGCs standen für die Messungen am Target zur Verfügung:
Die erste Kammer („MSGC-Al-GEM1“) wurde bereits im Labor betrieben und befand sich insgesamt etwa 100 h im Test mit Targetbetrieb. Sie wurde durch die „MSGC-Al-GEM2“ ersetzt, die sich durch eine deutlich verbesserte Außenisolation auszeichnete. Die zweite Kammer war insgesamt ca. 75 h der Bestrahlung bei Hera-B ausgesetzt, ehe sie zurück nach Heidelberg gebracht wurde, wo Vergleichsmessungen im Labor durchgeführt wurden.

6.3.1 Meßstand in Hamburg

Die MSGC und die Vorverstärker befinden sich direkt im Experimentierbereich am Target. Da dieser Bereich während des Strahlbetriebs nicht zugänglich ist, ist ein Teil der Auslesekette und die Gasversorgung und -überwachung in einem anderem Teil der Halle West (DESY) untergebracht, der durch massive Betonblöcke von der Strahlung abgeschirmt ist. Der größte Teil der Ausleseelektronik, die Computer und die Spannungsversorgung befinden sich im Kontrollraum, der etwa 25 m vom Strahlrohr entfernt ist. Die Übersicht über die verschiedenen Stationen verdeutlicht Abbildung 6.22.

- Hardware
  Der Experimentierbereich für die MSGCs des Inner-Trackers ist direkt am Strahlrohr, etwa 5m vom Target entfernt. Da die Intensität der Strahlung im Nahbereich mit 1/r abnimmt, bietet die unmittelbare Umgebung des Strahlrohrs die besten Bedingungen für einen Sparktest. Die Geometrie der Hochspannungs-Anschlüsse verhinderte es, daß die erste Kammer näher als bis auf 5 cm Entfernung an das Strahlrohr herangebracht werden konnte. Bei der zweiten Kammer konnte dank einer verbesserten Konstruktion dieser Abstand auf die Hälfte gesenkt werden.

  Die MSGC wird durch ein Tragegestell gehalten, das auf einer Laufschiene senkrecht zur Strahlachse bewegt werden kann. Neben der MSGC befinden sich auch das Motherboard und Hochspannungsanschlüsse auf dieser Trageplatte. Die Abbildung 6.20 zeigt die Tragekonstruktion mit Hochspannungsanschlüssen, Kabeln für die Spark- und Teilchenauslese und einen Teil des Gassystems inklusive Gaswanne. Aus dieser Wanne wird im Falle eines Gaslecks das DME abgesaugt, das sich dort ansammelt. Ebenfalls zu erkennen ist das ummantelte Protonen-Strahlrohr und die Abdeckplatte aus Metall vor der MSGC.

Abbildung 6.20: Photo des Meßstandes mit Strahlrohr und MSGC-Tragekonstruktion

- Beschaltung
  Im Gegensatz zu den Verhältnissen im Labor wurden beim Beamtest die Spannungen der GEM-Folie und der Driftelektrode nicht über eine Widerstandskette geregelt.

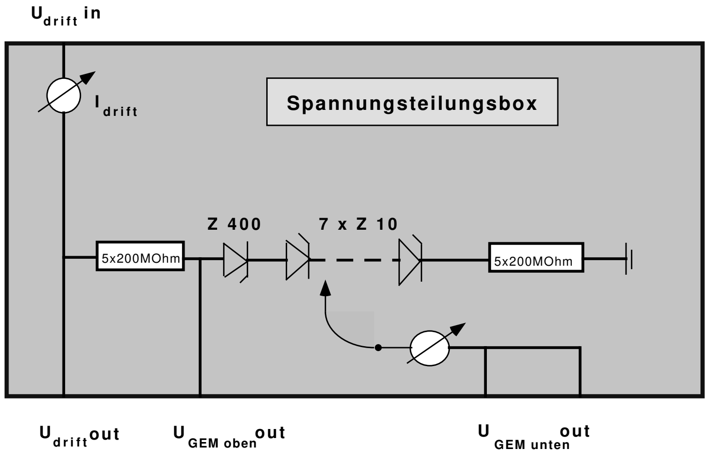

Abbildung 6.21: Schaltplan der Spannungsverteilungsbox

  Alle drei Spannungen wurden separat zugeführt. Sie können im Kontrollraum mit einer Spannungsverteilungsbox (siehe Schaltplan in Abb. 6.21) einzeln geregelt werden. Durch identische Widerstände direkt nach dem Eingang und vor dem Ausgang der Box wird sichergestellt, daß die GEM-Folie auf dem mittleren Potential liegt. Dazwischen kann mithilfe von Zehnerdioden die Spannungsdifferenz am GEM eingestellt werden. An diesen Dioden fällt unabhängig vom Stromfluß eine feste Spannung ab. Die Gesamtpotentialdifferenz zwischen Ober- und Unterseite kann durch Umstecken des Abgriffs zwischen 400 V und 470 V variiert werden. Der zweite, parallele Ausgang für die GEM-Unterseite läßt die Option zu, daß die GEM-Oberseite auf das gleiche Potential wie die Unterseite gelegt werden kann, und somit Kontrolltests ohne GEM-Verstärkung durchgeführt werden können. Durch diese Schaltung kann völlig unabhänig von der gewählten GEM-Spannung die Spannung der Driftelektrode eingestellt werden.

- Die ^{55}Fe-Testquelle
  Um den Zustand und die Verstärkung der Kammer jederzeit überprüfen zu können, ist über dem Dritdeckel eine ^{55}Fe-Quelle angebracht. Auf diese Weise ist eine genaue Eichung des Gains möglich, wenn kein Targetbetrieb herrscht. Die Rate dieser Quelle ist im Vergleich zur Targetrate vernachlässigbar gering und stört die eigentliche Messung daher nicht.

- Anoden-Auslese
  Bei der ersten Kammer (MSGC-Al-GEM1) wurden je drei benachbarte Vierergruppen der Gapweite 70 und 80 angeschlossen und vier der Gapweite 60. Alle verwen-

deten Gruppen waren bis dahin unbenutzt und befanden sich optisch in einem sehr gutem Zustand. Bei der zweiten Kammer (MSGC-Al-GEM2) waren es acht Anodengruppen mit Gapweite 70 und vier mit Gapweite 60.

Die Auslesekette verdeutlicht nochmal Abbildung 6.22:
Das Signal auf den Anoden wird direkt am Ausgang der MSGC verstärkt und anschließend über ein etwa 10m langes Flachbandkabel in die Halle geleitet. Je eine der Gruppen einer Gapweite wird mit einem Verstärker mit kleinem Konversionsfaktor (C=1,2 mV/fC) ausgelesen, der Rest mit etwa 10mal empfindlicheren Verstärkern (C=15 mV/fC). Die unempfindlichen Verstärker werden ausschließlich zur Eichung des Gasgains bei der Eisenquelle benötigt.

In der Halle wird das Signal der einzelnen Gruppen über einen FADC (DL 305) an den Auslese-Computer weitergegeben, der ein Pulshöhenspektrum erstellt. Das Signal des Monitorausgangs der FADCs wird nach dem NIM-Verstärker mit einem 40m langen BNC-Kabel in den Kontrollraum geführt, wo es für die Ratenmessung verwendet wird. Dort wird es nach einem Diskriminator und einem Gate-Generator vom Ratemeter (DL 630) registriert. Diese Ratemeter-Karte wird mithilfe der MacVEE-Karte vom Auslese-Computer ausgelesen.

Insgesamt werden 7 Kanäle der MSGC vom Ratenmesser parallel überwacht. Zwei davon zeigen die Raten der Anodengruppen mit den unempfindlichen Verstärkern. Diese Raten sind wegen des schlechteren „signal-to-noise-Verhältnisses“ und der dadurch höher zu wählenden Schwellen niedriger als die anderen gemessenen Raten.

- Spark-Detektion
  Während des Betriebs werden 3 Kathodengruppen und die GEM-Folie auf eventuelle Sparks überwacht. Der Nachweis erfolgt wieder über Pick-up-Elektroden. Die Signale werden über ein 50 m langes BNC-Kabel in den Kontrollraum geleitet, wo sie am Oszilloskop beobachtet werden können. Die Untersetzung des Signals durch kapazitiven Spannungsteiler und Kabel beträgt dabei 1 : 600. Das Signal wird nach einem Integraldiskriminator und einem Gate-Generator von einem Zähler ausgelesen. Das Ausleseprogramm des Ratemeters protokolliert gleichzeitig die detektierten Sparks und die Raten. Diese zeitliche Zuordnung erlaubt Rückschlüsse auf eine Korrelation von Raten und Sparks.

- Die Slow-Control
  Abbildung 6.23 verdeutlicht den schematischen Aufbau der Slow-Control. Es werden sowohl die Ströme aller drei angeschlossenen Kathodengruppen als auch der Driftstrom überwacht. Bei den Strömen ist eine Überstromschwelle festgelegt, bei der die Stromüberwachung des Computers die Spannungen abstellt. Diese Maßnahme ist zum Schutz der Elektroden gegen evetuelle Dauersparks gedacht.

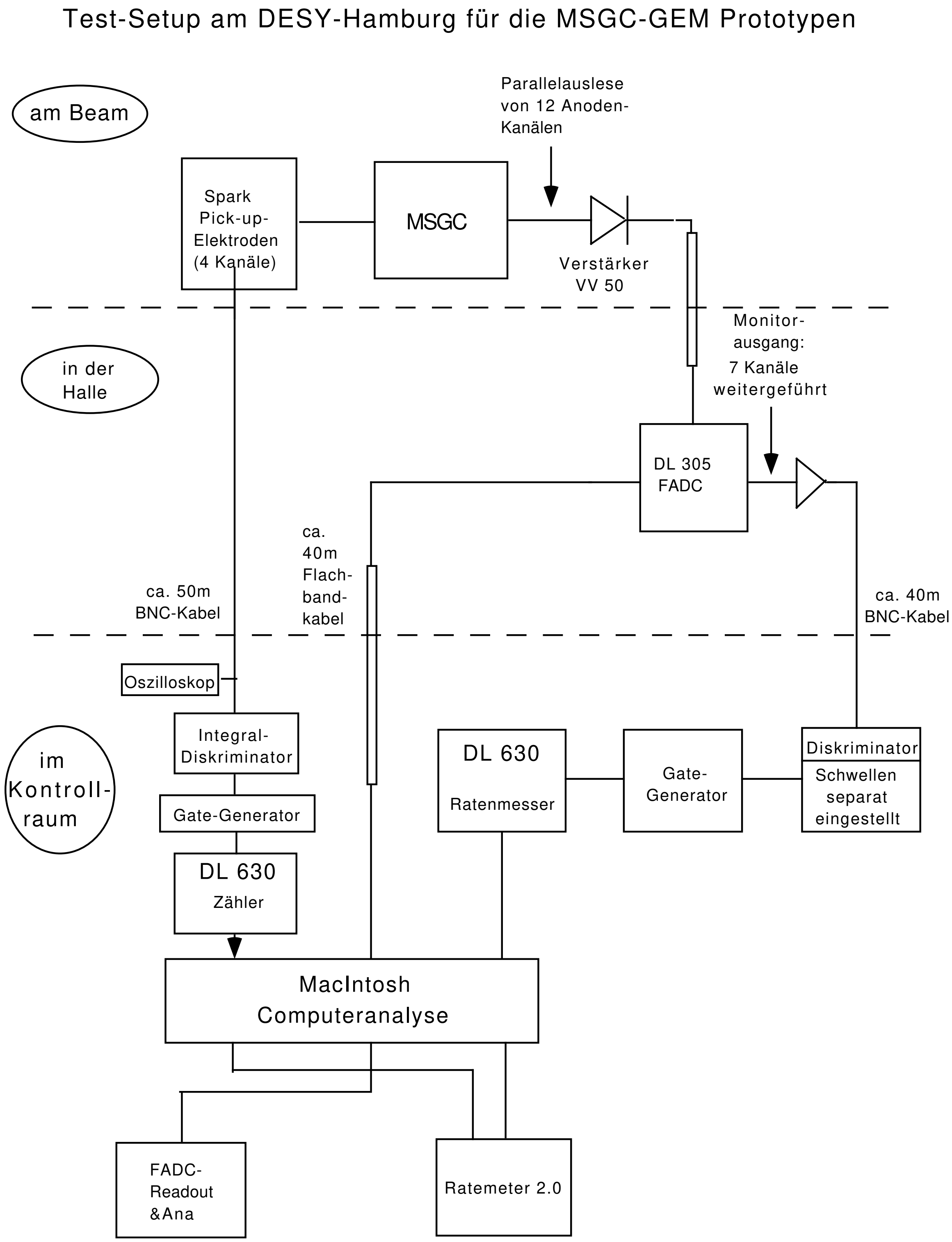

Abbildung 6.22: Auslesekette für Anoden und Kathoden

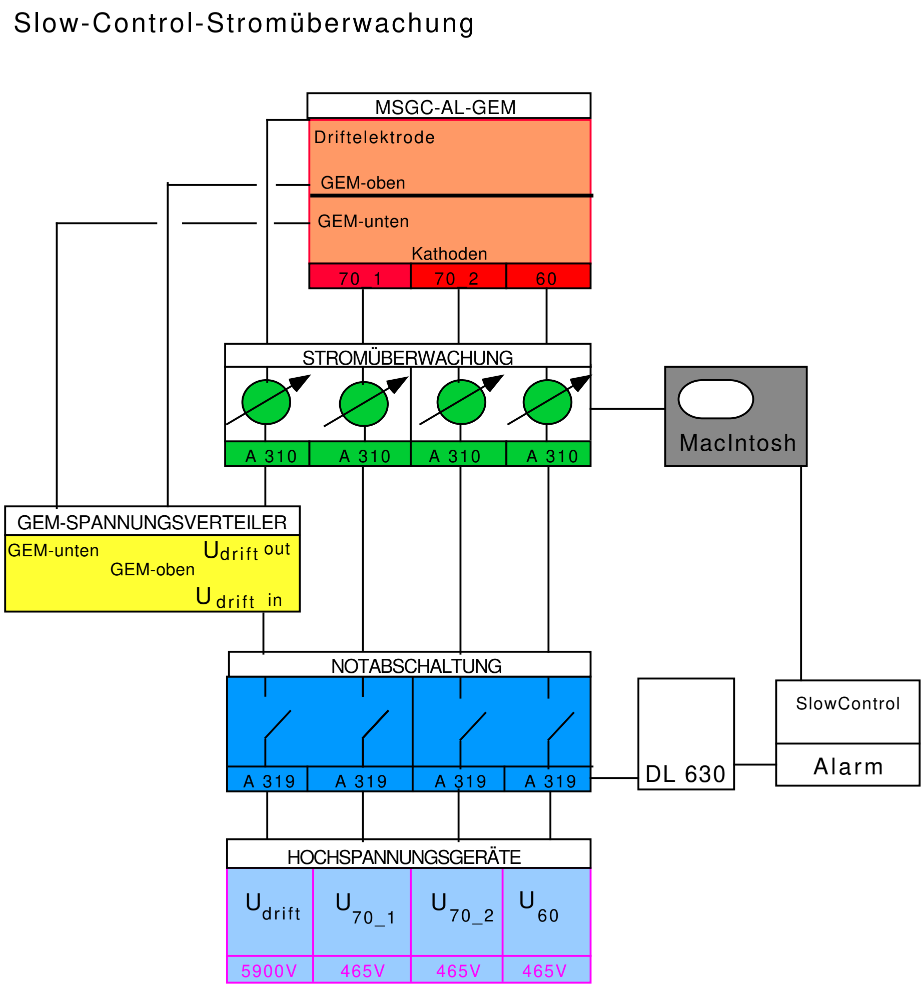

Abbildung 6.23: Das Stromüberwachungssystem

6.3.2 Meßprogramm

Im Vordergrund der Messungen stand die Frage, ob die GEM-Kammern auch in hadronischer Umgebung ein vergleichbar ruhiges Betriebsverhalten wie im Labor aufweisen und ob das Problem der Überschläge mit der Verwendung von Vorverstärkerfolien gelöst ist. Zur Klärung dieser Frage wurden verschiedene Punkte untersucht:

1. Steigt die Gasverstärkung mit der Bestrahlungsdauer ?
   (Vergleiche dazu Ergebnisse im Labor.)
   Gibt es ebenfalls ein Aufladungsproblem ?

2. Werden Sparks beobachtet und wenn ja, unter welchen Bedingungen ?
   Ist die Sparkwahrscheinlichkeit auf allen Gruppen gleich ?
   Ist sie von der Target-Rate abhängig ?

3. Bei welchen Feldbedingungen läuft die Kammer am stabilsten ?
   Bieten asymmetrische Felder unter- und oberhalb der GEM-Folie Vorteile ?

4. Wie ist der Spannungsverlauf an den Elektroden bei eventuellen Überschlägen ?

5. Können Schäden an den Elektroden bzw. an der GEM-Folie nachgewiesen werden ?

6.3.3 Ergebnisse

Die Tests mit der ersten GEM-Kammer waren durch Außenisolationsprobleme geprägt. Aussagekräftige Resultate zur Klärung obengenannter Fragen konnten aufgrund dieser Probleme nicht gewonnen werden.
Bei den registrierten Sparks wurde keine Abhängigkeit von der Targetrate festgestellt (siehe Abb. 6.24), was ein Hinweis darauf ist, daß es sich bei der überwiegenden Mehrzahl der Sparks nicht um induzierte Sparks handeln konnte. Viel wahrscheinlicher erschienen Überschläge zu äußeren Metallteile, wie z.B. der Befestigungsplatte der Eisenquelle.

Um diese Probleme bei der zweiten Kammer zu vermeiden, waren alle Hochspannung tragenden Teile in stark isolierendem Epoxy eingegossen.
Diese Maßnahme führte zum gewünschten Erfolg und aussagekräftige Messungen konnten gemacht werden:

1. Wie schon im Labor beobachtet, steigt auch im Strahltest die Gasverstärkung mit zunehmender Bestrahlungsdauer an. Nachgewiesen wird dies durch eine ansteigende Rate. Da bei steigenden Gasverstärkungen immer mehr Signale die eingestellte Schwelle überschreiten, wird bei fester Schwelle dieses scheinbare Ansteigen der Raten beobachtet.
   Die Raten steigen innerhalb von zwei Stunden degressiv um etwa 20% an.
   In gleicher Weise ist auch ein Ansteigen der Kathodenströme und des Driftstromes (bei konstanter Targetrate) festzustellen. Hier beträgt der Anstieg etwa 10%. Als

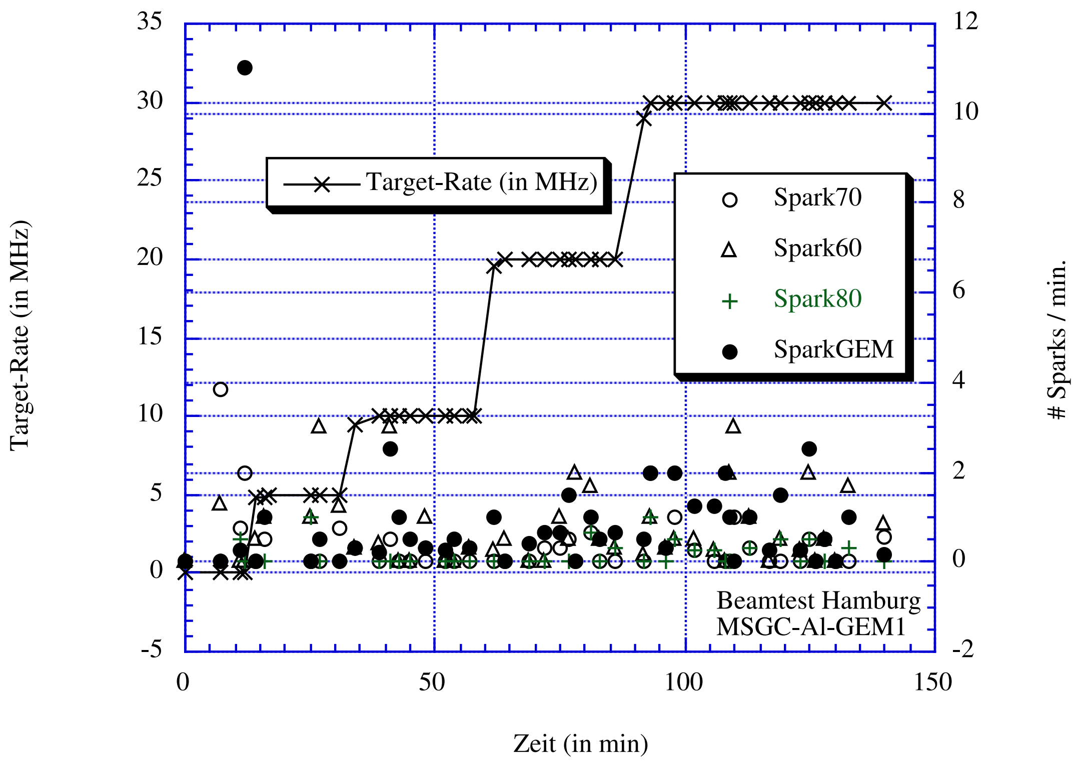

Abbildung 6.24: detektierte Sparks/min auf versch. Gruppen und bei unterschiedlichen Targetraten

Ursache für steigende Raten und Ströme werden Aufladungseffekte an der GEM-Folie vermutet. Falls Elektronen aus dem oberen Teil der Kammer nicht durch die Löcher driften, sondern auf dem Isolator auftreffen, lädt sich die Folie auf. Wegen der schlechten Leitfähigkeit der Folie kann die Ladung nur sehr langsam abtransportiert werden. Ladungskonzentrationen auf dem Isolator vergrößern die Potentialdifferenz im Loch (siehe Abbildung 6.25, was wiederum zu einer höheren Gasverstärkung führt.
Diese Aufladungen sind, wenn alle Spannungen abgeschaltet werden, innerhalb von etwa 15 Minuten wieder abgebaut. Die Gasverstärkung – und somit auch die Raten und die Ströme – haben dann wieder ihren ursprünglichen Wert.

Das Problem der Aufladungen wurde bereits von der Gruppe um F.Sauli gemessen und beschrieben [SAULI2]. Folgende Lösungsansätze wurden hierzu vorgeschlagen:

- Dem Zählgas wird in sehr geringen Mengen Wasserdampf beigemischt. Dadurch wird die Oberflächenleitfähigkeit des Isolators geringfügig erhöht. Die Ladungskonzentrationen können sich so schneller abbauen. Die Messungen am CERN

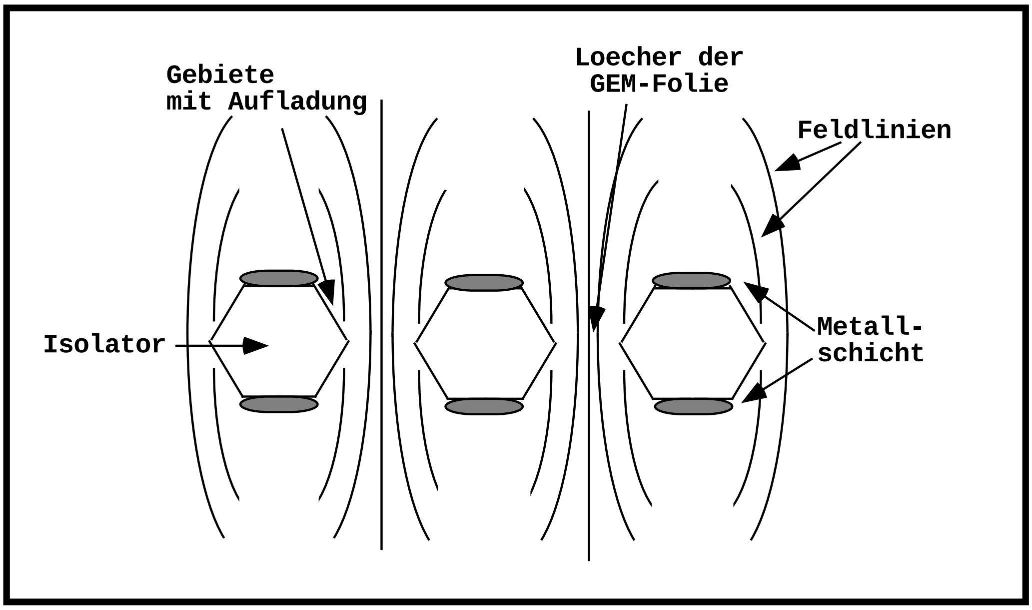

Abbildung 6.25: Querschnitt durch eine GEM-Folie

zeigen, daß diese Maßnahme dem Gainanstieg stark entgegenwirkt [SAULI2].

- Die Lochgröße wird erhöht, wobei der Pitch beibehalten wird. Dadurch erhöht sich die Transparenz der Folie und die Zahl der Elektronen, die durch den Isolator gestoppt werden, vermindert sich. Die GEM-Folien der neuen Generation sollen zeigen, ob auch dieses Prinzip dem Anstieg der Gasverstärkung entgegewirkt.

Beide Ansatzpunkte konnten nicht mehr während des laufenden Beamtests getestet werden und wurden daher auf spätere Labortests verschoben. Inzwischen wurde auch in Heidelberg mit der Wasserdampf-Methode eine relativ konstante Gasverstärkung erzielt.

2. In bezug auf Sparks wurde ein immer wiederkehrendes, typisches Verhalten der GEM-MSGC bei Targetbetrieb gefunden:
Während der ersten 2 Stunden unter Bestrahlung verhält sich die Kammer – bis auf ansteigende Gasverstärkung – ruhig. Während dieser Zeit werden selbst bei 40 MHz Targetrate weder Sparks an den Kathoden noch an der GEM-Folie registriert. Den Raten und Sparkverlauf wie er vom Ratenmesser ausgegeben wurde, zeigt Abbildung 6.26. Ab etwa 2000 s nach dem Einschalten der Kammer ist die schrittweise Steigerung der Targetrate zu erkennen. Nach etwa 500 weiteren Sekunden ist die Soll-Targetrate von 40 MHz erreicht. Während der nächsten 7000 s ist der allmähliche, scheinbare Ratenanstieg, der von den MSGCs gemessen wird, zu erkennen.
(Die Ratensprünge, die immer wieder zu sehen sind, haben ihre Ursache in Poten-

tialschwankungen am Rack und konnten in späteren Messungen beseitigt werden.) Während der ganzen Zeit werden keine Sparks detektiert (siehe Abb. 6.26, rechte Skala).

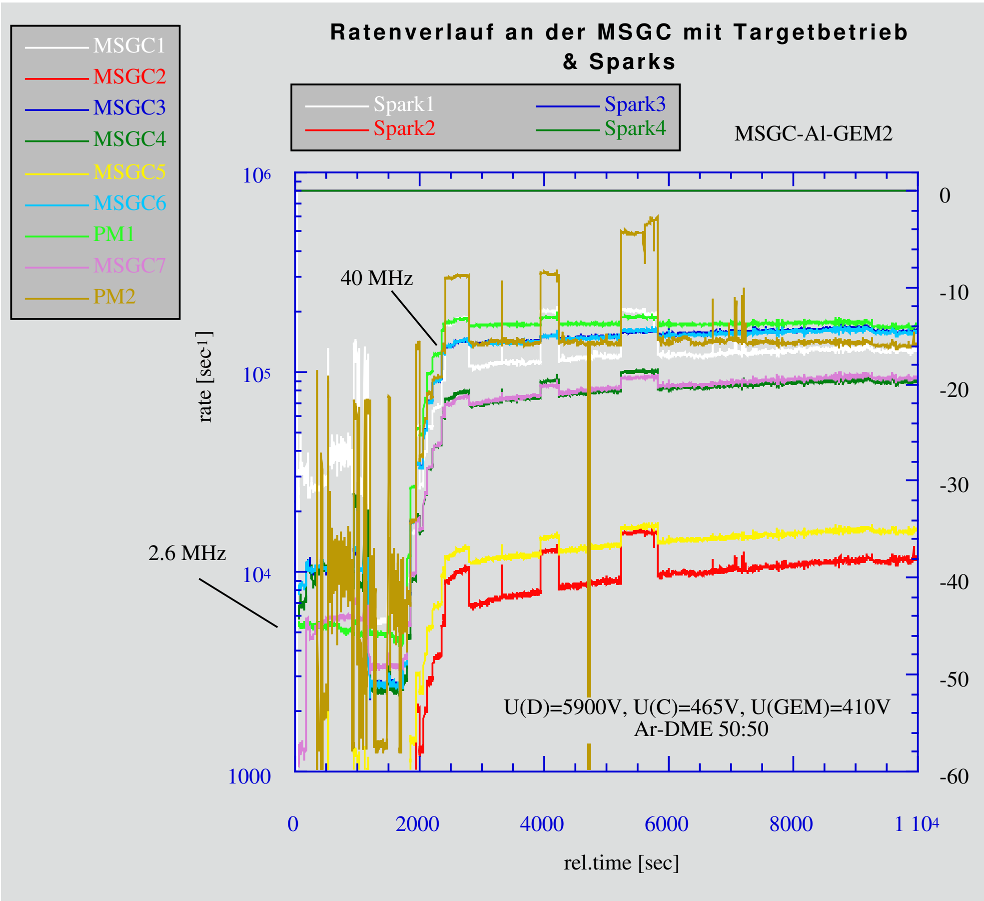

Abbildung 6.26: Raten- und Sparkdisplay während eines Runs mit ansteigender Targetrate

Nach Ablauf von etwas mehr als 2 Stunden meldet die Sparkdetektion regelmäßig erste Sparks. Diese werden ausschließlich an der GEM-Folie und an der Kathodengruppe 70/1 registriert. Sie treten praktisch immer zeitgleich auf.

Nach dem ersten Auftreten von Sparks werden innerhalb der nächsten Minuten eine Reihe weiterer Sparks in kurzen Abständen registriert, wieder sind nur die beiden Gruppen 70/1 und GEM betroffen. Wenn die Spannung in dieser Situation nicht abgeschaltet werden, kommt es zu Dauersparks.

Bei einem Neustart nach 15-20 Minuten läßt sich die Kammer ohne Probleme für zwei weitere Stunden in Betrieb nehmen. Die Rate hat dann wieder ihren ursprünglichen, tiefen Wert.

Dieses reproduzierbare Verhalten deutet darauf hin, daß auch das Sparkverhalten durch die Aufladungseffekte beeinflußt wird. Eine Vergleichsmessung zeigt, daß ohne Targetrate weder die Gasverstärkung steigt noch Überschläge registriert werden. Das Gasmischungsverhältnis zeigt keinen Einfluß auf die Zeitdauer bis zu den ersten Überschlägen.

3. Durch Variation der Feldstärken innerhalb der Kammer läßt sich die Zeit, ehe es zu ersten Sparks kommt, geringfügig beeinflussen. Abweichend von der üblichen Einstellung mit gleichen Feldstärken ober- und unterhalb der GEM-Folie wurden bei diesem Versuch asymmetrische Feldbedingungen gewählt. Im Fall mit höheren Feldstärken oberhalb des GEMs erhöht sich diese Zeit auf etwa 2,5 Stunden, umgekehrt wird sie auf etwas weniger als 2 Stunden reduziert. Aufgrund mangelnder Statistik ist dieses Ergebnis aber nur als „Tendenz" zu werten.

4. Die Höhe des Spannungsstoßes, der während eines Überschlags am Oszilloskop beobachtet wird, ist auf den Gruppen 70/1 und am GEM vergleichbar. Die Höhe des Pick-up-Signals beträgt am Oszilloskop 1,2 V, was bei dem verwendeten Spannungsteiler und bei Berücksichtigung der Länge des Kabels einem realen Spannungsstoß von etwa $U = 700V$ entspricht. Diese Spannungsdifferenz ist für einen Überschlag innerhalb der GEM-Folie zu hoch, entspricht aber recht gut der Potentialdifferenz zwischen der Unterseite der Folie und den Kathoden.
   Dies und das gleichzeitige Auftreten von Sparks an beiden Gruppe deutet auf einen Überschlag zwischen Folie und dem Boden der Kammer hin.

5. Bei der anschließenden Untersuchung der Kammer mit dem Mikroskop wurde folgende Beschädigungen festgestellt [THOTT2](siehe Abbildung 6.27).
   Der hellgraue Streifen ganz links ist eine Randelektrode, die auf Massepotential liegt. Der schwarze Streifen rechts davon ist ein verhältnismäßig großes Gap zur nächsten Kathode. An dieser Kathode wurden, auf der Seite, die der ersten Anode zugewandt ist, Sparkschäden entdeckt. Schäden in Bereichen, die nicht am Rand liegen, wurden nicht gefunden. Der abgebildete Randstreifen befindet sich auf Gruppe 70/1, wo schon während des Beamtests immer wieder Sparks angezeigt wurden.
   Die Ursache, daß ausgerechnet diese Stellen betroffen sind, ist unter dem Mikroskop zu erkennen:
   Unregelmäßigkeiten bei der Klebung der Kammer beeinflussen die Sparkwahrscheinlichkeit in erheblichem Maße. An einigen Stellen war der Kleber in den Bereich der Kammer hineingelaufen (siehe dazu Abbildung 6.28). Hier wurden viele Sparkschäden gefunden. In einigen Fällen war der Kleber sogar bis in das erste Gap zwischen Anode und Kathode hineingelaufen. An diesen Stellen waren an den Leiterstreifen keine Schäden festzustellen, da der isolierende Kleber die Feldbedingungen im Elektrodenzwischenraum soweit verändert, daß die Sparkwahrscheinlichkeit stark herabgesetzt wird.

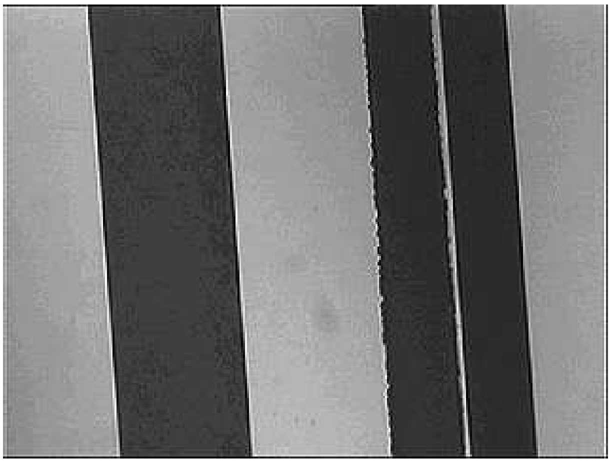

Abbildung 6.27: Schäden auf den Randkathoden

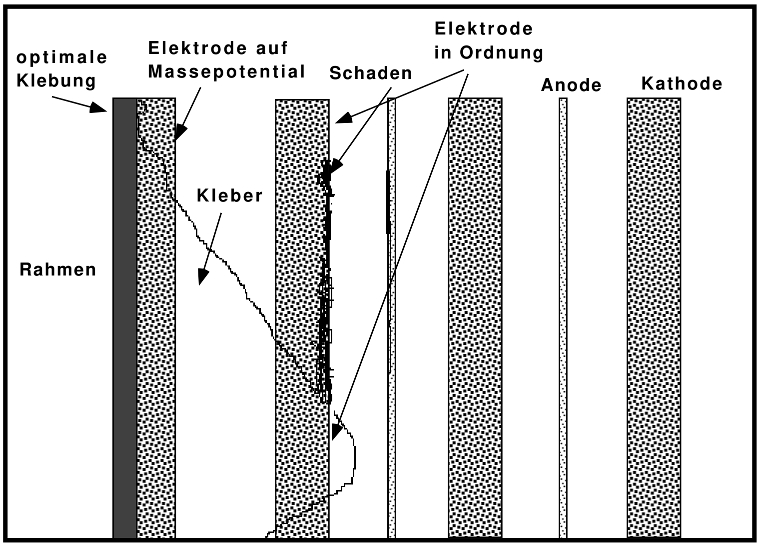

Abbildung 6.28: Skizze der durch Klebung besonders gefährdeten Stellen

Zusammenfassung:

Aufgrund der im Vergleich zu „normalen" MSGCs fast doppelt so hohen Driftspannungen ist besonders die Isolation in starkionisierter Umgebung mit Problemen verbunden. Bei einer Reduzierung der Kammerhöhe läßt sich dieses Problem entschärfen, da dann die Spannungen gesenkt werden können. Abgesehen davon zeigt die MSGC mit Vorverstärkerfolie innerhalb der ersten zwei Stunden während des Targetbetriebs eine um Größenordnungen verminderte Sparkwahrscheinlichkeit. Das Aufladungsproblem, das bei der Verwendung der GEM-Folie erstmals beobachtet wurde und zu einer ansteigenden Gasverstärkung führt, scheint auch Einfluß auf die Sparkwahrscheinlichkeit zu nehmen. Gekoppelt mit schlechter Rahmenklebung kam es zu Entladungen von der Unterseite der GEM-Folie zur Randkathode. Alle anderen Bereiche der Kammer waren trotz ganzheitlicher Aufladung nicht betroffen. Weitere Tests mit verbesserten Herstellungsverfahren müssen zeigen, inwieweit das Aufladungsproblem beseitigt werden kann und ob die Sparkwahrscheinlichkeit in der gesamten Kammer praktisch auf Null reduziert werden kann.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Seit im April 1996 erstmals Zerstörungen der Leiterbahnen an MSGC unter hadronischer Bestrahlung festgestellt wurden, stand im Vordergrund der weiteren Messungen, die Ursachen dieser Zerstörungen zu erforschen, da unter diesen Umständen an eine Verwendung von MSGCs als Inner-Tracker bei Hera-B nicht zu denken war. Die Schäden hätten innerhalb kürzester Zeit den Detektor insensitiv gemacht.

Es wurde schnell klar, daß Überschläge zwischen den Anoden und Kathoden solche Zerstörungen hervorgerufen hatten. Diese sogenannten „Sparks“ werden ausschließlich durch stark ionisierende, aber niemals durch minimal ionisierende Teilchen ausgelöst, weshalb sie auch erst in einem Strahltest entdeckt wurden.

In den darauffolgenden Monaten wurde primär untersucht, inwieweit die Wahrscheinlichkeit, daß es zu einem Spark kommt, durch die Betriebsparameter beeinflußt werden kann. Bei einer MSGC gibt es viele Parameter, die variiert werden können, wie z.B Spannungen, Gasmischung, Temperatur und einige bautechnische Änderungsmöglichkeiten, wie z.B. Abstände der Elektroden und verwendete Materialien.

Das Ergebnis dieser Messungen war allerdings eindeutig:
Die Sparkwahrscheinlichkeit und die Gasverstärkung der Kammer sind gekoppelt. Bei einer festvorgegebenen Gasverstärkung, die durch die Ausleseelektronik bestimmt wird, ist auch die Sparkwahrscheinlichkeit innerhalb sehr enger Grenzen festgelegt. Allein durch Variation der Driftspannung kann unabhängig davon geringfügig Einfluß auf die Häufigkeit von Sparks genommen werden.

Auch die Untersuchung, ob durch ein anderes Elektrodenmaterial die Stärke der Zerstörungen gemindert werden kann, brachte keinen umsetzbaren Erfolg. Ein großer Streifenwiderstand bewirkt zwar eine deutlich höhere Schadensresistenz, allerdings wird die Signalamplitude entlang des Streifens zunehmend inhomogener. Bei einer ausreichend guten Sparkresistenz, wie sie z.B bei Chrom gefunden wurde, war das Signalverhalten der Kammer für die Auslesebedingungen, wie sie für Hera-B gefordert werden, schlichtweg intolerabel.

Die Messungen haben gezeigt, daß die herkömmliche MSGC-Technologie für Experimente mit hoher Strahlenbelastung und einer relativ kurzen Auslesezeit (100 ns) nicht geeignet ist.

Der im November 1996 von F. Sauli et al. vorgestellte Gas-Electron-Multiplier (GEM) für MSGCs bewirkt eine Entkopplung von Gasverstärkung und Sparkwahrscheinlichkeit. Mit diesem zusätzlichem Bauteil war es möglich, die Sparkwahrscheinlichkeit im Labor um mehrere Größenordnungen zu senken. Innerhalb der erreichten Statistik ist sie mit Null verträglich.

Der im Anschluß an die Labortests durchgeführte Strahltest bestätigte das verbesserte Betriebsverhalten. Da allerdings auch neue, bautechnische Probleme mit der Verwendung eines GEMs verbunden sind, ist noch Forschungsarbeit nötig.

Dabei gilt es hauptsächlich drei Probleme in den Griff zu bekommen:

- Die Aufladungseffekte an der GEM-Folie, die einen Gainanstieg während der Bestrahlung bewirken. Derzeitige Untersuchungen im Labor haben aber schon gezeigt, daß die Kammern unter Beimischung von geringen Mengen Wasserdampf auch unter Bestrahlung weitgehend konstante Gasverstärkungen haben und das Aufladungsproblem somit als gelöst betrachtet werden kann.
- Die Reduktion der Kammerhöhe und damit auch der Driftspannungen. Das wiederum kann durch einen kleineren Abstand zwischen GEM-Folie und Wafer erreicht werden. Um die mechanische Spannung an der Folie erhöhen zu können, ist eine stabilere Konstruktion des oberen Kammerbereichs vonnöten. Auch hierzu sind detaillierte Verbesserungen in Vorbereitung.
- Herstellungsfehler, wie zum Beispiel verlaufene Klebestellen, können auch in GEM-Kammern Überschläge hervorrufen. Die Verwendung von Klebemaschinen für die Herstellung der Kammern können solche Probleme jedoch weitestgehend verhindern.

Aufgrund der Sparkprobleme bei den alten Kammern sind sowohl Verzögerungen im Zeitplan aufgetreten, als auch Mehrkosten, die durch das aufwendigere Herstellungsverfahren von GEM-MSGCs bedingt sind. Insgesamt scheint es aber mit der Verwendung von GEM-MSGCs wieder möglich, einen Inner-Tracker aus gasgefüllten Detektoren zu bauen, der den Anforderungen bei Hera-B — auch über mehrere Jahre — genügt.

Anhang A

Die CP-Verletzung im Kaonsystem

Durch hochenergetische Protonen, die auf ein Target geschossen wurden, erzeugt man unter anderem Kaonen

$$p + n \to p + \Lambda^0 + K^0$$

Bei diesem Prozeß erhält man zwei verschiedene Kaon-Zustände mit definierter Strangeness. Diese beiden Eigenzustände der starken Wechselwirkung

$$\overline{K^0} = \left| s\overline{d} \right\rangle$$

$$K^0 = \left| \overline{s}d \right\rangle$$

können jedoch in den gleichen Endzustand zerfallen:

$$K^0 \leftrightarrow \begin{Bmatrix} 2\pi \\ 3\pi \end{Bmatrix} \leftrightarrow \overline{K^0}$$

Das bedeutet aber, daß sich beide Zustände beim Zerfall über die schwache Wechselwirkung mischen können. Da $\overline{K^0}$ und K^0 auch keine $\mathcal{CP}$-Eigenzustände sind

$$\begin{aligned} \mathcal{CP} \left| K^0 \right\rangle &= -1 \left| \overline{K^0} \right\rangle \\ \mathcal{CP} \left| \overline{K^0} \right\rangle &= +1 \left| K^0 \right\rangle \end{aligned}$$

sollte man mittels Linearkombination beider Zustände nach Basiszuständen suchen, die $\mathcal{CP}$-Eigenzustände sind. Diese sind schnell gefunden:

$$\begin{aligned} \left| K_1^0 \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left| K^0 \right\rangle - \left| \overline{K^0} \right\rangle \right\} \quad \text{mit} \quad \mathcal{CP} \left| K_1^0 \right\rangle = +1 \left| K_1^0 \right\rangle \\ \left| K_2^0 \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left| K^0 \right\rangle + \left| \overline{K^0} \right\rangle \right\} \quad \text{mit} \quad \mathcal{CP} \left| K_2^0 \right\rangle = -1 \left| K_2^0 \right\rangle \end{aligned}$$

Das System mit positiver Parität ($|K_1\rangle \rightarrow |2\pi\rangle$) und das mit negativer Parität ($|K_2\rangle \rightarrow |3\pi\rangle$) beschreiben jetzt jeweils Übergänge mit CP-Erhaltung, deren Lebensdauern sich jedoch deutlich voneinander unterscheiden sollten, da der Phasenraum für den 3-Pion-Zerfall wesentlich kleiner ist. Nach einer Flugzeit von einigen Lebensdauern sollten also alle kurzlebigen Kaonen ($|K_s\rangle$)eines Kaonenstrahls in zwei Pionen zerfallen sein. Danach bliebe ein reiner Strahl aus langlebigen Kaonen ($|K_l\rangle$) übrig, von denen alle in 3 Pionen zerfallen sollten. Experimentell findet man jedoch eine geringe Anzahl ($1 : 2.9 * 10^{-3}$) von langlebigen Kaonen, die in 2 Pionen zerfallen.
Für die Erklärung gibt es zwei Möglichkeiten:
Entweder der Masseneigenzustand $|K_l\rangle$ ist gar nicht mit dem $\mathcal{CP}$-Eigenzustand $|K_2^0\rangle$ identisch oder der Übergang von $|K_2^0\rangle$ in 2 Pionen ist doch erlaubt. Beides bedeutet aber eine CP-Verletzung. Man spricht hier von indirekter und direkter CP-Verletzung.

Anhang B

CP-Verletzung im Standardmodell

Im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung sind folgende Teilchen enthalten:

Quarks:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \qquad , u_R, d_R, c_R....$$

Leptonen:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \qquad , e_R, \mu_R, \tau_R$$

sowie die Eichbosonen $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ und B. Die SU(2)×U(1)-Eichgruppe erhält diese Eichinvarianz. Die Quarkmasseneigenzustände gehen durch Drehung aus den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung hervor. Die dazugehörende Mischungsmatrix wird als die Cabibbo-Kobajashi-Maskawa-Matrix (V_{CKM}) bezeichnet und muß experimentell aus der Breite der Übergänge ermittelt werden.

$$\begin{pmatrix} d\prime \\ s\prime \\ b\prime \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{B.1}$$

Im allgemeinsten Fall hätte die Matrix $2N^2$ Parameter (9 Amplituden und 9 Phasen), wegen der Unitaritätsbedingung

$$V_{CKM}V_{CKM}^\dagger = V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1 \tag{B.2}$$

entfallen 9 Freiheitsgrade (Amplituden) und wegen der Unbeobachtbarkeit der Quarkphasen entfallen durch Umdefinition noch einmal 5 Freiheitsgrade. Es bleiben also vier freie Parameter, die drei reellen Amplituden und einer komplexen Phase entsprechen. In der

Wolfenstein-Parametrisierung kann man die Matrixelemente durch die reellen Parameter λ, A, ρ und die imaginäre Phase η näherungsweise so schreiben:

$$\begin{pmatrix} d\prime \\ s\prime \\ b\prime \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2 & \lambda & \lambda^3 A(\delta - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ \lambda^3 A(1-\delta-i\eta) & A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{B.3}$$

A ist dabei aus "$b \rightarrow c$"-Übergängen auf 0.810 ±0.058 bestimmt und
$\lambda = sin\Theta_{Cabibbo} = 0.2205 \pm 0.0018$
ist aus Hyperon und Kaon-Zerfällen bekannt.
Aus der Kenntnis von $\mid \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \mid$ kann man zumindest

$$\sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.363 \pm 0.073 \tag{B.4}$$

bestimmen, eine Einzelbestimmung der beiden Konstanten ist nur innerhalb sehr großer Fehler möglich.

Anschaulicher werden diese Zusammenhänge im sogenannten "Unitaritätsdreieck"(siehe Abbildung B.1), wenn man die Unitaritätsbedingung

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \tag{B.5}$$

in der Wolfenstein-Parametrisierung als Gleichung in der komplexen Ebene betrachtet. Man wählt jetzt die Orientierung dieses Dreiecks ohne Einschränkung der Allgemeinheit so, daß $V_{cd}V_{cb}^*$ parallell zur x-Achse liegt und reskaliert die Längen, so daß die beiden unteren Ecken die Koordinaten (0,0) bzw. (1,0) besitzen, die Spitze hat dann die Koordinaten (ρ, η). Die Länge der Seiten ist proportional zu V_{ub} und V_{td}.

Schon die die Bestimmung zweier Größen würde das Dreieck eindeutig machen, eine Messung der drei Winkel und der verbliebenen Länge wäre jedoch ein guter Test des Standardmodells, da wichtige Voraussetzungen (wie zum Beispiel die Unitarität) bereits eingegangen sind. CP-Verletzung liegt dann vor, wenn die Fläche des Dreiecks ungleich Null ist oder mit anderen Worten, wenn η einen nicht verschwindenden Imaginäranteil besitzt.

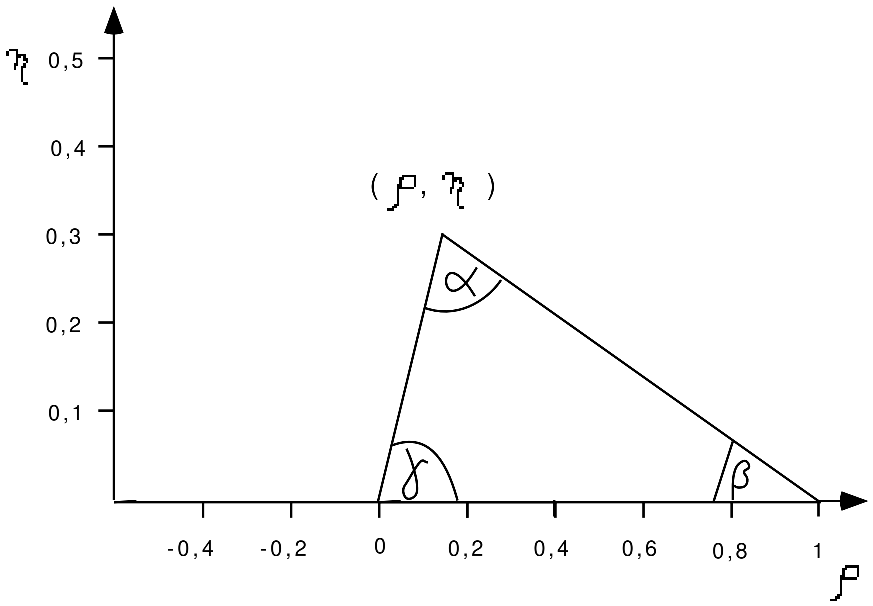

Abbildung B.1: Das Unitaritätsdreieck

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[**BSCHMIDT1**] Schmidt, Bernhard
internal note

[**BSCHMIDT2**] Schmidt, Bernhard
internal note „HIP Problem: Kapazitätsverringerung, Materialeinfluß“

[**FSAULI1**] Sauli, Fabio et al.
CERN-PPE/96-177

[**FSAULI2**] Sauli, Fabio et al.
CERN-PPE-GDD, CMS-Tracking Note, 15.1.97

[**KADYK**] Kadyk, J.A.
Nucl Instr & Meth A300 (1991) 436-479

[**OED**] Oed, A.
Nucl Inst & Meth A263 (1988) 351-359

[**RAETHER**] Raether, H.
„Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Funkenkanal“
Erg exakt. Naturwiss. 22 (1949) 73

[**SVIS**] Visbeck, Sven
Diplomarbeit:
„Untersuchungen an MSGCs für das Innere Spurkammersystem bei Hera-B“

[**THOTT1**] Hott, Thomas
Doktorarbeit:
„Entwicklung und Test großflächiger MSGCs für das Innere Spurkammersystem von Hera-B“

[**THOTT2**] Hott, Thomas
internal note

[**ZECH**] Zech, G.
internal note
(„MSGC design with split anodes“)

[**ZEUNER**] Zeuner, Thorsten
Diplomarbeit:
„Untersuchungen zum Langzeitverhalten von MSGCs aus Borsilikatglas mit und ohne Beschichtung“

Herzlichen Dank ...

- Herrn Priv. Doz. Dr. B. Schmidt für das spannende Thema meiner Arbeit und für die ausgezeichnete Betreuung während der ganzen Zeit.
- Herrn Prof. D. Dubbers für die Übernahme der Zweitkorrektur
- Herrn Prof. F. Eisele für sein offenes Ohr bei allen Fragen und für die überaus interessante Zeit in der Hera-B-Arbeitsgruppe.
- Herrn Dr. H.-B. Dreis für seine Hilfsbereitschaft und seine Tips bei wirklich jedem Problem.
- Herrn Dr. T. Hott, der mir glaubhaft vermitteln konnte, daß tatsächlich jedes Problem ein Geschenk in seinen Händen trägt.
- Herrn Dipl. Phys. S. Visbeck für alle Tips in der Einarbeitungszeit und für die freundliche Überlassung zahlreicher Bilder für diese Arbeit.
- Herrn W. Gradl für die tolle Nachbarschaft und für die geduldige Beantwortung nicht nur aller Software-Fragen.
- Herrn S. Heusler für seinen „theoretischen“ Beistand
- Der gesamten Hera-B-Gruppe für das motivierende Arbeitsklima und die angenehme Zusammenarbeit.
- ganz besonders meinem Freund Jörg für seine stete Anteilnahme am Wohlergehen des Inner-Trackers, für die zahllosen Diskussionen und für das Durchsehen der Arbeit.

Ein weiteres Dankeschön gilt:

- der MSGC-7dCr, die wirklich jede Mißhandlung (abgebrochene Ecken, massiver Alphabeschuß, hohe Spannungen) mit großer Geduld ertrug.
- der MSGC-12dRh dafür, daß sie die phantasievollsten Beschädigungen aufwies.
- der MSGC-14dCr, die sich als Musterschülerin entpuppte.
- der MSGC-15dSandwich, die besser „Sand*witch*" geheißen hätte.
- der MSGC-Al-GEM1 & 2 für das nicht für möglich gehaltene Wunder.

Erklärung:

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

Heidelberg, den ....

(Unterschrift)