Entwicklung einer Spurendriftkammer mit Mikrostreifenauslese für Schwerionenexperimente

Diplomarbeit

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Ulrich Frankenfeld
aus Gelnhausen

Frankfurt am Main
1996

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Prototyp einer Spurendriftkammer mit Mikrostreifenauslese, wie sie als hochauflösende Spurendetektoren in der Kern- und Teilchenphysik zum Einsatz kommen sollen, konstruiert und getestet. Besonderes Augenmerk lag hierbei auf der Signalform und -verteilung, sowie auf dem Langzeitverhalten.

Für die verschiedenen Messungen dieser Arbeit wurden die Mikrostreifen-Gasdetektoren in ein Edelstahlrohr eingebaut, das mit einem Vakuumpumpen-System verbunden ist. Durch Evakuieren der Meßapparatur und anschließendes Befüllen mit Zählgas konnten die Detektoren nach kurzer Zeit mit nur geringen Verunreinigungen des Zählgases durch Wasser und Sauerstoff betrieben werden.

Als Substrat wurde das Glas S8900 von Schott verwendet, dessen Leitfähigkeit von $\rho \sim 1.1 \cdot 10^{11} \Omega cm$ durch Elektronenleitung erzeugt wird. Es wurden Mikrostreifen-Platten mit zwei verschiedenen Strukturen untersucht, die sich in der Form der Kathode voneinander unterscheiden. Die Mikrostreifen-Platten haben eine sensitive Fläche von $30 \cdot 40\ mm^2$, die Breite der Anodenstreifen beträgt 8 μm bei einem Abstand von 1 mm zwischen den Mittellinien von je zwei Anoden. Die Kathoden der Struktur ILL6c bestehen aus einem durchgehenden 400 μm breiten Streifen. Die Kathoden der Struktur ILL6a sind in zwei 8 μm breite Streifen unterteilt, wobei die Gesamtbreite der Kathoden beider Strukturen gleich ist. Die Kopplung des Anodensignals auf die rückseitigen Kathodensegmente (Pads) ist bei der Struktur ILL6a durch die geöffneten Kathoden im Vergleich zur Struktur ILL6c doppelt so groß (51.6% bei einer Glasdicke von 0.45 mm bzw. 31.3% bei 1 mm und 16.9% bei 2 mm).

Mit einer γ-Quelle (^{55}Fe) wurden Untersuchungen von Alterungseffekten durchgeführt, in deren Verlauf an den Anoden eine Ladung von 46 $\mu C/cm$ pro Tag aufgenommen wurde. Simultan wurde ein Draht-Proportionalzähler mit geringerer Rate zur Überwachung der Gasqualität betrieben und damit die Amplitude der Mikrostreifen-Gasdetektoren korrigiert. Die Mikrostreifen-Gasdetektoren konnten bis zu einer Ladung von 125 $\mu C/cm$ in Ar/CH_4 (90:10) bzw. 200 $\mu C/cm$ in Ar/CO_2 (90:10) mit einer Energieauflösung von $\leq 25\%$ (^{55}Fe-Quelle, FWHM) und geringer Variation der Verstärkung betrieben werden.

Zur Messung der Breite σ_0 der Kathoden-Ansprech-Funktion (Pad-Response-

Funktion) dienten Elektronenspuren, die mit Hilfe einer stark kollimierten β-Quelle (^{90}Sr) erzeugt wurden. Die Spuren wurden durch einen 50 cm langen Feldkäfig, der wie die Feldkäfige der NA49-Spurendriftkammern aus aluminisierten Mylarstreifen aufgebaut ist, zur Ausleseebene gedriftet. Auf der Rückseite der Mikrostreifen-Platten befinden sich 1 mm breite Pads mit einem Abstand von 0.5 mm in zwei verschiedenen Anordnungen (isoliert oder mit der Glasrückseite verbunden). Diese Messungen wurden mit verschiedenen Glasdicken durchgeführt:

Glasdicke 0.45 mm: $\sigma_0 =$ 0.51 - 0.94 mm,
Glasdicke 1 mm: $\sigma_0 =$ 0.91 - 1.1 mm,
Glasdicke 2 mm: $\sigma_0 =$ 1.4 mm.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß es mit Hilfe der Mikrostreifentechnologie möglich ist, Spurendriftkammern mit einer kleineren Breite σ_0 der Pad-Response-Funktion zu konstruieren, als es mit konventionellen Draht-Ausleseebenen großflächig machbar wäre. Dadurch kann insbesondere die Zweispurauflösung verbessert werden.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Ziel dieser Arbeit ist es, die Eigenschaften von Mikrostreifen-Gasdetektoren zu untersuchen und an einem Prototyp ihre Einsatzmöglichkeit als Ausleseebene in Spurendriftkammern zu studieren. Die Spurendriftkammer ist ein in der Kern- und Teilchenphysik weit verbreiteter Detektor, der eine präzise Rekonstruktion von Teilchenspuren ermöglicht. Die Funktionweise wird im Kap. 2 eingehend beschrieben. Im folgenden wird ein mögliches Einsatzgebiet für eine Spurendriftkammer mit Mikrostreifenauslese vorgestellt und am Beispiel des NA49-Experimentes die hohen Anforderungen an einen solchen Detektor erläutert.

Kern-Kern Kollisionen bei CERN-SPS-Energien

Am CERN SPS wurden im Oktober 1994 erstmals ^{208}Pb Ionen auf eine Energie von 158 $GeV/Nukleon$ beschleunigt. Diese hochenergetischen Ionen treffen im NA49 Experiment auf ein Bleitarget und erzeugen in zentralen Stößen einen Zustand hochverdichteter Kernmaterie. Ein herausragendes Ziel dieses Schwerionenprogramms ist die Suche nach dem durch die Quantenchromodynamik (QCD) vorhergesagten Quark-Gluon-Plasma (QGP).

Diese Vorhersagen beruhen auf den Eigenschaften der starken Wechselwirkung, welche für die Bindung der Quarks in Hadronen verantwortlich ist. Die Kraft zwischen den Quarks wird durch die drei Farbladungen verursacht; jedes Quark trägt eine Farbe oder Antifarbe. Die Wechselwirkung erfolgt durch den Austausch von Eichbosonen, den Gluonen, die selber Träger von Farbladung sind. Aufgrund der mit zunehmendem Abstand wachsenden Kraft zwischen zwei Quarks können diese nicht einzeln beobachtet werden (*confinement*). Der Energieaufwand, um ein Quark aus einem Hadron zu lösen, ist größer als der zur Erzeugung neuer Quark-Antiquark Paare, sodaß ein herausgeschlagenes Quark sich mit neu erzeugten Quarks stets wieder zu einem farbneutralen Hadron verbindet.

Durch Komprimieren der Kernmaterie auf die 10-15 fache Grundzustandsdichte, wie es am CERN der Fall ist, könnte es möglich sein, daß sich die Quarks und Gluonen frei in einem Plasma bewegen (*deconfinement*). Ein solcher Zustand kann jedoch nur kurz ($\tau \simeq 10^{-23}s$) existieren und auch nicht direkt beobachtet werden. Das Quark-Gluon-Plasma wird durch einen Phasenübergang in einen hadronischen Zustand übergehen. Durch anschließende Expansion verringert sich die Energie- und Teilchendichte, bis es zu keinen weiteren Wechselwirkungen mehr kommt (*freeze out*).

In den großvolumigen Detektoren des NA49 Experiments wird die Phasenraumverteilung des hadronischen Endzustandes vermessen. Man hofft, daraus Informationen über einen frühen Zeitpunkt der Reaktion zu erhalten. Verschiedene theoretische Ansätze beschreiben Observablen in der Phasenraumverteilung des hadronischen Endzustandes, die einen Hinweis auf die Existenz des Quark-Gluon-Plasmas geben.

Eine Neuheit des NA49 Experimentes ist die Messung dieser Observablen in einzelnen Ereignissen (*event by event*), was bisher aufgrund der zu geringen Anzahl von Teilchen im Endzustand nicht möglich war. Um die jeweiligen Observablen mit ausreichender statistischer Genauigkeit in Einzelereignissen bestimmen zu können, muß ein Großteil der bis zu 1600 geladenen Teilchen pro Ereignis nachgewiesen werden. Da das Quark-Gluon-Plasma möglicherweise nur in einem Bruchteil der Ereignisse auftritt, können Subensemble aus selektierten Einzelereignissen gebildet werden, in denen nach Korrelationen zwischen den relevanten Observablen gesucht wird.

Nachweis geladener Hadronen

Zum Nachweis geladener Hadronen werden im NA49 Experiment vier großvolumige Spurendriftkammern (**T***ime***P***rojection***C***hamber*) eingesetzt (Abb. 1.1). Das Bleitarget befindet sich vor zwei Magneten mit einer Feldstärke von 1.5 T und 1.1 T. Zwei Vertex-TPCs sind in ihrem Inneren angebracht, außerhalb des Magnetfeldes stehen zwei Main-TPCs und zwei Flugzeitwände zur Teilchenidentifikation. Das Ring- und das Vetokalorimeter werden als Trigger verwendet. Die einzelnen Teilchen erzeugen bei ihrem Durchgang durch die TPCs eine Elektronenspur, die zur Ausleseebene mit ca. 180000 Kanälen driftet. Die Flugbahnen werden dreidimensional rekonstruiert. Die hohe Teilchenmultiplizität und das Analyseverfahren stellen eine hohe Anforderung an das Detektorsystem.

Die Ausleseebene einer Spurendriftkammer besteht aus einer Vieldraht-Proportionalkammer. Eine Option für die Weiterentwicklung ist der Einsatz der Mikrostreifentechnologie in der Ausleseebene. Mikrostreifen-Gasdetektoren

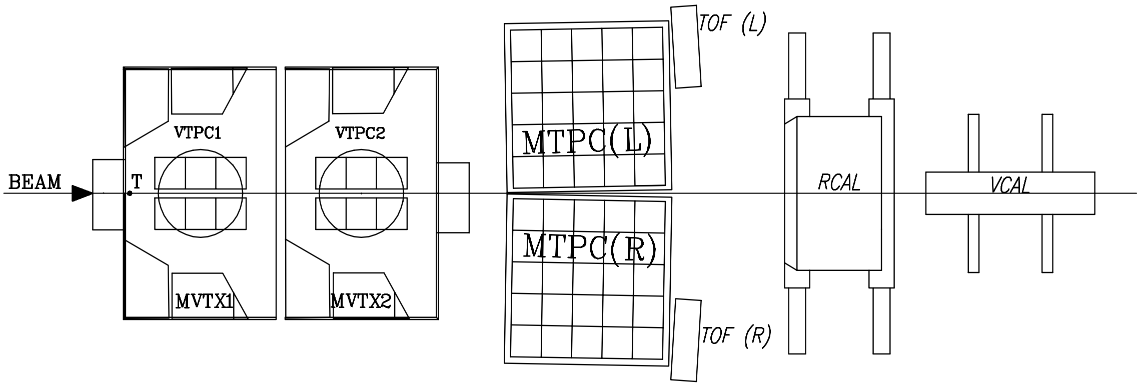

Abbildung 1.1 Aufbau des NA49-Experiments. Das Target befindet sich vor den zwei Magneten. Das Experiment besteht im wesentlichen aus vier TPCs. Das Ring- und das Vetokalorimeter werden als Trigger verwendet.

(**M**_icro_**S**_trip_**G**_as_**C**_hamber_) wurden erstmals 1988 von A.Oed vorgestellt [1]. Bei Mikrostreifen-Gasdetektoren bestehen die Anoden (Verstärkungsdrähte) und Kathoden (Felddrähte) nicht aus Drähten, sondern aus einer Metallstruktur, die photolithographisch auf ein Substrat aufgebracht wird und kleinere Dimensionen aufweist. Diese Technologie läßt für eine Spurendriftkammer positive Eigenschaften erwarten: Durch die kleineren Dimensionen wird eine schmalere Signalverteilung auf der segmentierten Ausleseelektrode erwartet, Signale von zwei benachbarten Spuren können besser separiert und dadurch kann eine bessere Zweispurauflösung erreicht werden. Die Form und Länge der Anoden kann frei gewählt und der Detektor somit einfacher an die experimentellen Anforderungen, wie zum Beispiel gekrümmte Teilchenbahnen, angepaßt werden. In Bereichen mit hoher Spurdichte können kurze Anoden eingesetzt werden, die Verstärkungsspannung kann dadurch sehr stabil gehalten werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die für den Einsatz in einer Spurendriftkammer wichtigen Parameter von Mikrostreifen-Gasdetektoren wie Energieauflösung, Gasverstärkung, Signalkopplung auf die Glasrückseite und das Langzeitverhalten untersucht. In einem TPC-Aufbau wurde die Signalverteilung auf den rückseitigen Kathodensegmenten (Pads) bei verschiedenen Substratdicken untersucht.

Die erwarteten Eigenschaften machen einen solchen Detektor nicht nur für das derzeitige CERN Schwerionenprogramm interessant, sondern auch für zukünftige Kolliderexperimente wie STAR und ALICE.

2 Funktionsweise einer Spurendriftkammer

Spurendriftkammern (**T***ime***P***rojection***C***hamber*) sind großvolumige Detektoren, die es ermöglichen, viele Teilchenspuren gleichzeitig zu vermessen. Sie werden daher häufig in Experimenten der Elementarteilchenphysik verwendet. Sie bestehen aus einem Driftvolumen und der Ausleseebene, die auf dem Prinzip der Vieldrahtproportionalkammer beruht. Die Signale werden an der segmentierten Kathode (Pads) ausgelesen.

2.1 Durchgang geladener Teilchen in Materie

Durchquert ein elektrisch geladenes Teilchen Materie der Dicke dx, so gibt es aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen durch Ionisation oder Anregung die Energie dE ab. Der wahrscheinlichste differentielle Energieverlust $-dE/dx$ wird durch die Formel von Bethe und Bloch angenähert [2] (Gleichung 2.1):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N z^2 e^4}{m_e v^2}\frac{Z}{A}\left(ln\left[\frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)}\right] - \beta^2 - \delta(\beta) - K\right) \quad , \tag{2.1}$$

wobei A die Massenzahl, Z die Ladungzahl, I das Ionisationspotential der Materie, N die Avogadro-Konstante, m_e die Elektronenruhemasse, e die Elementarladung, z und v die Ladungszahl und die Geschwindigkeit des Teilchens bedeutet. Bei fester Massen- und Ladungszahl hängt die abgegebene Energie nur von der Geschwindigkeit ($\beta = v/c$) ab. In Abb. 2.1 ist der spezifische Energieverlust für verschiedene Teilchen als Funktion des Impulses dargestellt. Bei einem β von 0.97 ($\beta\gamma \sim 4$) ist der Energieverlust minimal (*minimum ionizing particle*). Bei größeren Geschwindigkeiten nimmt der Energieverlust durch das Anwachsen der Transversalkomponente des elektrischen Feldes wieder zu (*relativistic rise*), bis der Verlauf der Kurve durch

Polarisation des Mediums in ein Plateau übergeht, das etwa 50% über dem Minimum liegt (*Fermiplateau*). Diesem Verhalten wird durch den Dichtekorrekturterm δ Rechnung getragen. Der Schalenkorrekturterm K beschreibt die Abschirmung der inneren Elektronen durch die äußeren, dieser Einfluß wird jedoch nur merklich, wenn die Teilchengeschwindigkeit in den Bereich der atomaren Elektronen abgesunken ist.

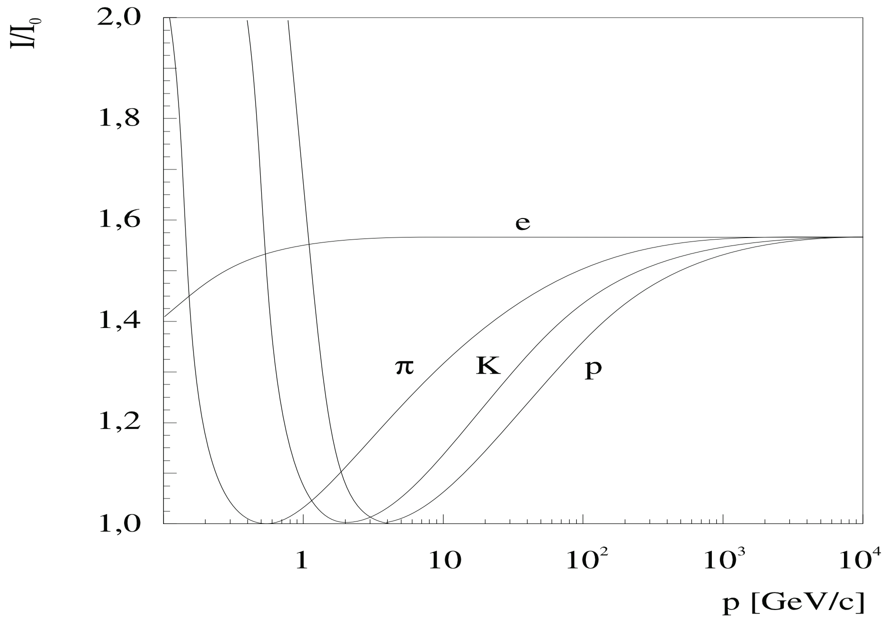

Abbildung 2.1 Der spezifische Energieverlust von Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen in dünnen Gasschichten [3].

Die Verteilung des Energieverlustes um den wahrscheinlichsten Wert folgt der Verteilungsfunktion, die von Landau eingeführt wurde (Gleichung 2.2):

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\, e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})} \quad , \tag{2.2}$$

λ steht für die auf den mittleren Energieverlust $\langle \Delta E \rangle$ normierte Abweichung vom wahrscheinlichsten Energieverlust $(\Delta E)_{mp}$:

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\langle \Delta E \rangle} \quad . \tag{2.3}$$

Das Auslaufen der Verteilung zu hohen Energieverlusten ist durch harte Stöße mit tief gebundenen Hüllenelektronen zu erklären, bei denen ein großer Energieübertrag möglich ist (δ Elektronen). In Abb. 2.2 ist der Energieverlust für Teilchen mit einem Impuls von 8.5 GeV/c dargestellt. Bei bekannter Ladung und Impuls kann ein Teil-

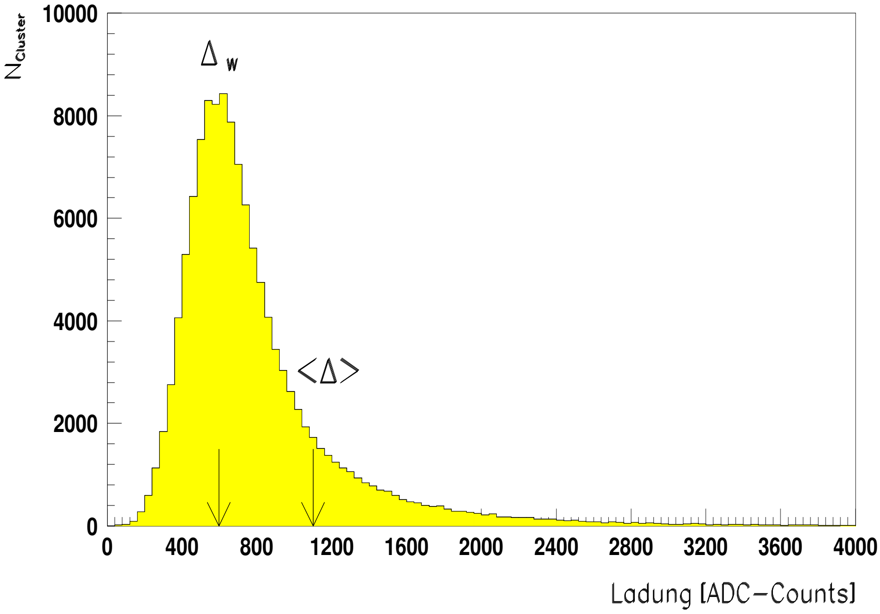

Abbildung 2.2 Der spezifische Energieverlust für negative Hadronen (überwiegend π^-) bei einem Impuls von $p = 8.5\ GeV/c$. In dieser Landauverteilung ist der wahrscheinlichste Energieverlust Δ_w und der zu größeren Energien verschobene mittlere Energieverlust $\langle\Delta\rangle$ eingezeichnet [3].

chen durch seinen Energieverlust dE/dx identifiziert werden; wegen der Landauverteilung um den wahrscheinlichsten Wert müssen jedoch möglichst viele unabhängige Einzelmessungen des Energieverlustes durchgeführt werden.

2.2 Elektronenbewegung im Gas

Die bei der Ionisation erzeugten freien Elektronen verlieren ihre kinetische Energie durch Anregung oder Ionisation von weiteren Gasatomen. Pro primärem Elektron werden so im Mittel 2 - 3 freie Elektronen erzeugt. Die Elektronen folgen einer thermischen Energieverteilung (Maxwell-Verteilung) [4], [5]:

$$F(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon}\ e^{-\epsilon/kT} \quad , \quad C = \sqrt{\frac{4}{\pi k^3 T^3}} \quad . \tag{2.4}$$

Durch Integration erhält man die mittlere thermische Energie:

$$\langle\epsilon\rangle = \int_0^\infty \epsilon F(\epsilon)\ d\epsilon = \frac{3}{2}kT = \overline{\epsilon} \quad . \tag{2.5}$$

Bei Normalbedingungen beträgt die mittlere thermische Energie etwa: $\overline{\epsilon} \simeq 0.04\ eV$. Die Verteilung der Elektronen wird durch Stöße mit den Gasmolekülen zu einer Gaußfunktion mit zeitabhängiger Breite, im folgenden dargestellt für eine Dimension:

$$f(x,t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D t}}\ e^{-(x-x_0)^2/4Dt} \quad . \tag{2.6}$$

$D[cm^2/s]$ wird als Diffusionskonstante bezeichnet. Für die Breite der Verteilung in einer Dimension erhält man:

$$\sigma_d = \sqrt{2Dt} \quad . \tag{2.7}$$

Die Diffusionskonstante wird durch die mittlere freie Weglänge λ zwischen zwei Stößen berechnet :

$$D = \frac{1}{3}\ \overline{v}\ \lambda(\epsilon) \quad , \tag{2.8}$$

wobei $\overline{v}$ die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen ist. Die mittlere freie Weglänge $\lambda(\epsilon)$ hängt über

$$\lambda(\epsilon) \sim \frac{1}{\sigma(\epsilon)} \tag{2.9}$$

von dem Streuwirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ des Elektrons im Gas ab. Da dieser von der kinetischen Energie des Elektrons abhängt, wird bei einer Überlagerung der thermischen Bewegung mit einer Driftbewegung die Diffusion in longitudinaler und transversaler Richtung im allgemeinen unterschiedlich sein. Für die Breite der Elektronenwolke transversal und longitudinal zur Driftrichtung gilt daher:

$$\sigma_t(t) = \sqrt{2D_t t} = \sqrt{\frac{2D_t}{v_D}L} \quad \text{und} \quad \sigma_l(t) = \sqrt{2D_l t} = \sqrt{\frac{2D_l}{v_D}L} \quad . \tag{2.10}$$

Durch Einführung der Diffusionskoeffizienten D_T und D_L:

$$D_T = \sqrt{\frac{2D_t}{v_D}} \quad \text{und} \quad D_L = \sqrt{\frac{2D_l}{v_D}} \quad . \tag{2.11}$$

vereinfacht sich der Ausdruck für die Breite der Elektronenwolke:

$$\sigma_t = D_T\sqrt{L} \quad \text{und} \quad \sigma_l = D_L\sqrt{L} \quad . \tag{2.12}$$

D_T und D_L sind abhängig vom gewählten Gas und dem Quotienten der elektrischen Feldstärke und des Druckes E/P. In Abb. 2.3 sind gemessene Werte von D_T und D_L für verschiedene Gase als Funktion von E/P aufgetragen. Die Breite der Elektronenverteilung als Funktion der Driftlänge kann damit nach Gleichung 2.12 berechnet werden.

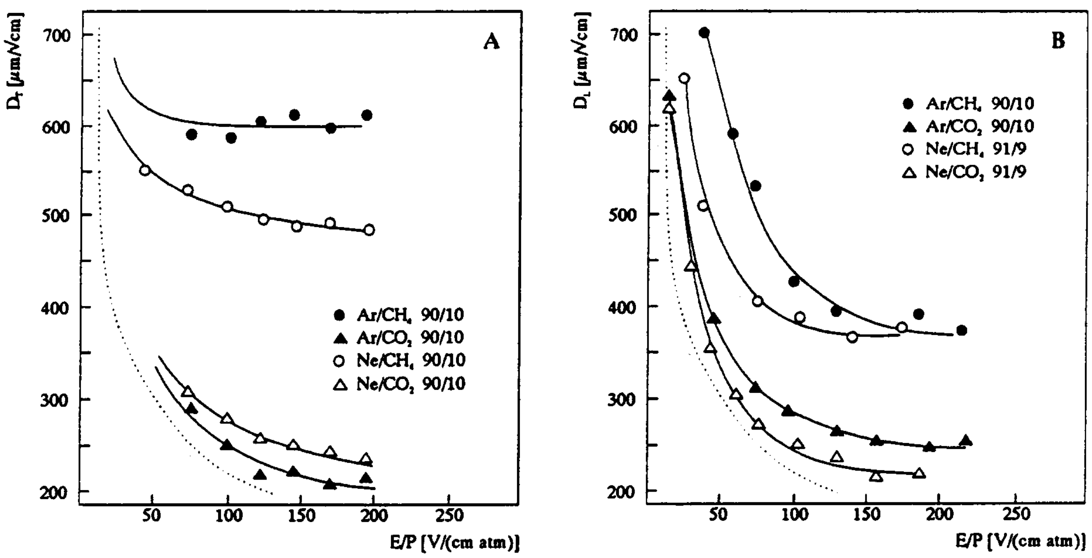

Abbildung 2.3 Gemessene transversale und longitudinale Diffusionskoeffizienten D_T (A) und D_L (B) für verschiedene Gase als Funktion des elektrischen Feldes E/P. Die gepunktete Linie stellt die thermische Grenze dar [6].

Unter dem Einfluß eines homogenen elektrischen Feldes, wie es in einer TPC vorhanden ist, bewegt sich der Ladungsschwerpunkt mit konstanter Geschwindigkeit. Die Driftgeschwindigkeit v_D ergibt sich aus dem dynamischen Gleichgewicht zwischen der Beschleunigung der Elektronen im elektrischen Feld und dem Abbremsen durch Stöße mit den Gasmolekülen. Für die Driftgeschwindigkeit gilt [7]:

$$v_D = \frac{e}{\sqrt{2m_e}} \cdot \frac{1}{\sigma(\epsilon)\sqrt{\epsilon}} \cdot \frac{E}{N} \quad , \tag{2.13}$$

wobei E die elektrische Feldstärke und N die Dichte der Gasmoleküle darstellt. Die Driftgeschwindigkeit ändert sich mit dem Streuwirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Elektronen. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ kann insbesondere bei Edelgasen durch quantenmechanische Interferenzeffekte um mehrere Größenordnungen variieren [8]. Abb. 2.4 zeigt diesen nach Ramsauer benannten Effekt für verschiedene Edelgase. Der Wirkungsquerschnitt für Argon zeigt ein Minimum bei etwa 0.5 eV. Wenn die mittlere kinetische Enegie auf diesen Wert reduziert wird, kommt es zu einem beachtlichen Anstieg der Driftgeschwindigkeit. Dies kann durch Beimischen eines anderen Gases, zum Beispiel Methan, erreicht werden. Methan besitzt bereits oberhalb von 1 eV Anregungszustände für Rotations- und Vibrationsfreiheitsgrade, die zu einer Absenkung der mittleren kinetischen Energie und somit zum Ansteigen der Driftgeschwindigkeit führen (Abb. 2.5).

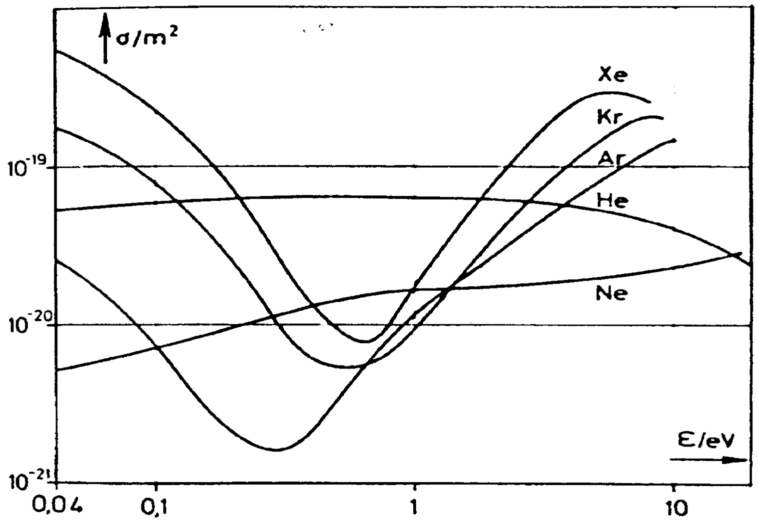

Abbildung 2.4 Der elastische Wirkungsquerschnitt von Elektronen mit Gasmolekülen als Funktion der Energie. Die Variation wird als Ramsauer-Effekt bezeichnet.

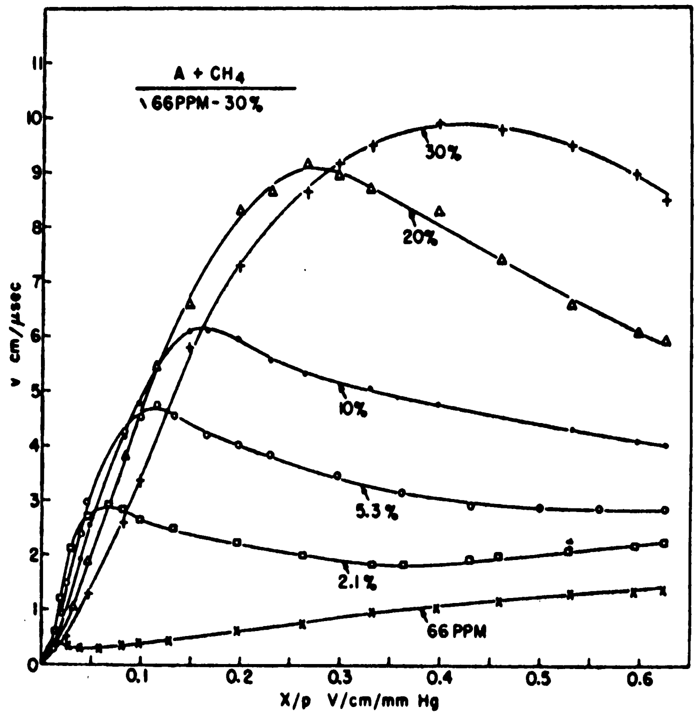

Abbildung 2.5 Die Driftgeschwindigkeit v_D für verschiedene Mischungen von Argon mit Methan in Abhängigkeit von der Feldstärke E/P [9].

2.3 Funktionsprinzip von Proportionalzählern

In einem Proportionalzähler werden um die Verstärkungsdrähte mit einem typischen Durchmesser von 25 μm hohe elektrische Feldstärken von 10^4 - 10^5 V/cm erzeugt. Die durch Ionisation erzeugten primären Elektronen gelangen in das starke Nahfeld. Zwischen zwei Stößen wächst ihre kinetische Energie soweit an, daß sie Gasatome ionisieren. Die erzeugten freien Elektronen werden ihrerseits beschleunigt und ionisieren weitere Gasatome. In einem lawinenartigen Prozeß entstehen freie Elektronen, bis alle zur Anode des Verstärkungfeldes gedriftet sind. Die Verstärkung (*gain*) in Abhängigkeit von dem angelegten Potential ist eine wichtige Kenngröße für Proportionalzähler. Der Gasverstärkungsfaktor M beschreibt das Verhältnis der am Ende der Lawine erzeugten Elektronenzahl n zu der primären Anzahl n_0. M kann durch den ersten Townsend-Koeffizient α ausgedrückt werden [10]:

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp\left(\int_{x_0}^{x_1} \alpha(x)\ dx\right) \quad . \tag{2.14}$$

Der erste Townsend-Koeffizient α ist die reziproke mittlere freie Weglänge und beschreibt die Anzahl der Ladungspaare, die ein Elektron pro Weglänge produziert. Der erste Townsend-Koeffizient α kann durch den Wirkungsquerschnitt σ_i und die Atomdichte N ausgedrückt werden [11]:

$$\alpha = N \cdot \sigma_i \quad . \tag{2.15}$$

In Feldern, die einem $1/r$-Gesetz folgen, vereinfacht sich der Ausdruck für den Gasverstärkungsfaktor M mit der Ladung pro Längeneinheit auf der Verstärkungsstruktur $Q = C \cdot U$ zu [10]:

$$M \propto \exp\left(C \cdot U\right) \quad . \tag{2.16}$$

2.4 Aufbau und Funktion einer Spurendriftkammer

Das sensitive Volumen einer Spurendriftkammer ist mit Zählgas gefüllt und von Potentialstreifen umgeben, die das Driftfeld definieren. Elektrisch geladene Teilchen erzeugen im Detektor entlang ihrer Trajektorie eine Spur von Elektronen-Ionen-Paaren. Die Elektronen bewegen sich im Driftfeld zu der Ausleseebene. (Abb. 2.6). In dem starken Nahfeld der Verstärkungsdrähte erzeugen die Elektronen in einem lawinenartigen Prozeß weitere Elektronen-Ionen-Paare. Die Elektronen fließen schnell über die Drähte ab; zurück bleibt die positive Raumladung der Ionen, die langsam zu den

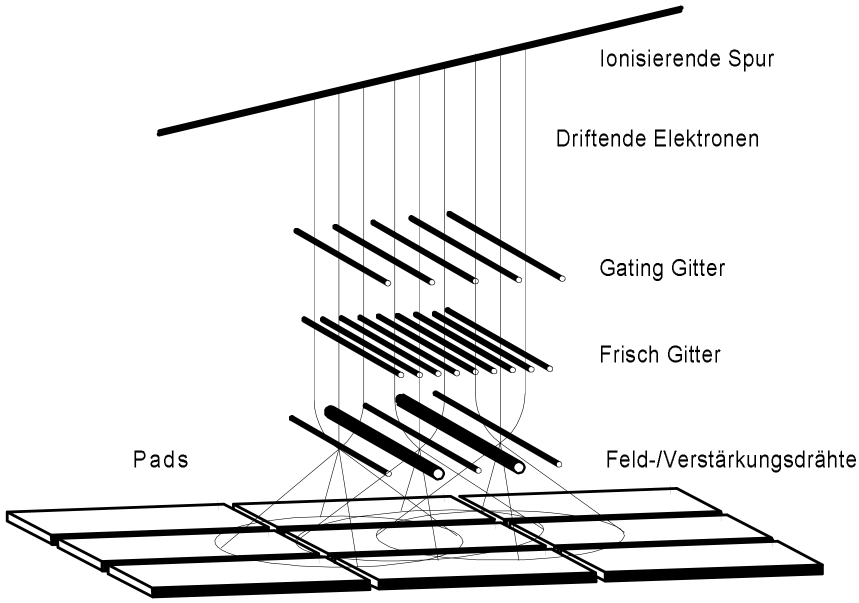

Abbildung 2.6 Schematischer Aufbau einer TPC. Die durch ein Teilchen erzeugten freien Elektronen driften mit konstanter Geschwindigkeit durch das Gating- und Frischgitter bis zu den Verstärkungsdrähten. Hier kommt es zur Gasverstärkung, die entstehenden Ionen induzieren ein Signal auf den Pads, das ausgelesen wird.

Kathoden driften. Dadurch wird auf der segmentierten Kathode (Pads) ein Signal induziert. Um den Ort der primären Ionisation bestimmen zu können, muß das Signal auf der Ausleseebene zweidimensional gemessen werden. Die dritte Komponente des Raumpunktes der Teilchenspur ergibt sich aus der Driftzeit der Elektronenwolke vom Entstehungsort zur Verstärkungsebene. Wenn die Felddrähte an zwei Enden ausgelesen werden, so kann der Ort durch Ladungsteilung bestimmt werden. Die Ortsauflösung bei dieser Methode ist für eine TPC jedoch nicht ausreichend, daher werden die einzelnen Pads ausgelesen und der Ladungsschwerpunkt bestimmt. Eine TPC wird im Proportionalbereich betrieben, die Größe des Signals auf der Padebene ist proportional zur primär erzeugten Ladung. Die TPC wird ausgelesen, wenn von der Triggerlogik ein Signal erzeugt wird. In dem Zeitraum zwischen dem Auslesen wird an das Gating Gitter alternierend eine positive und negative Spannung angelegt, die Feldlinien enden von beiden Seiten auf dem Gitter. Dadurch wird verhindert, daß die in der Gasverstärkung entstehenden Ionen in das sensitive Volumen gelangen und das Driftfeld verzerren.

2.4.1 NA49 Spurendriftkammer

Das Gasvolumen der Spurendriftkammern im NA49-Experiment ist durch eine doppelte Folie abgeschlossen. Die Potentialstreifen der Spurendriftkammern bestehen aus aluminisierter Mylarfolie, durch die geringe Massenbelegung sind die sekundären Wechselwirkungen minimiert. Abb. 2.7 zeigt den schematischen Aufbau einer Vertex-TPC.

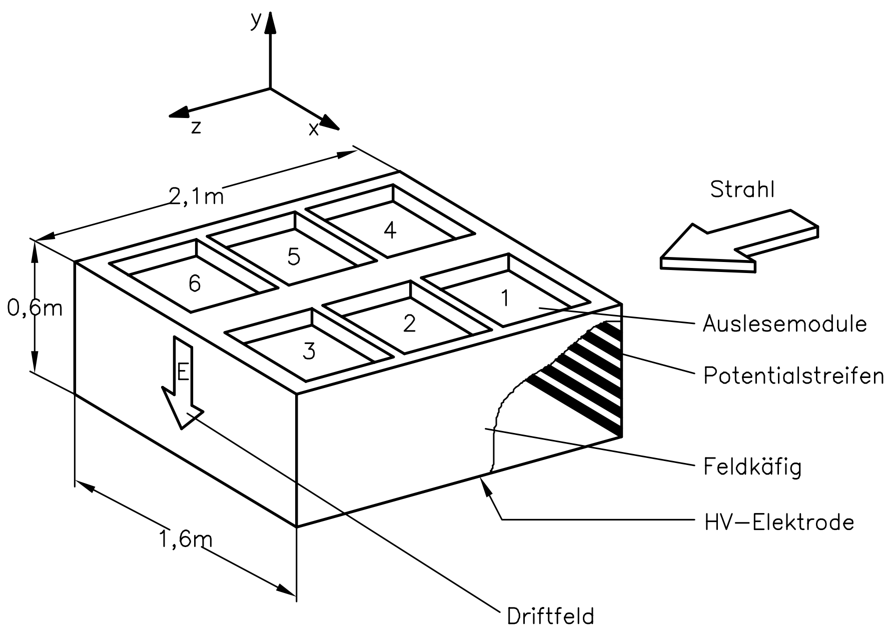

Abbildung 2.7 Schematischer Aufbau der NA49 Vertex 2 TPC. Die Potentialstreifen bestehen aus doppelseitig aluminisierter Mylarfolie, die Maßangaben beziehen sich auf das sensitive Volumen.

2.4.2 Ortsauflösung und Zweispurtrennung

Bei einer TPC werden die Kathodensegmente ausgelesen. Neben der absoluten Signalhöhe, abhängig von der Verstärkung und der Kopplung des Anodensignales auf die Pads, ist die Signalverteilung auf den Pads wichtig für die Funktion einer TPC. Die Breite der Pads muß an die Signalverteilung angepaßt sein: Um eine möglichst genaue Ortsrekonstruktion zu ermöglichen, sollen mehrere Pads angesprochen werden, für ein gutes Signal-zu-Rauschverhältnis für eine gute Energieauflösung und um die Anzahl der Auslesekanäle zu minimieren sollen möglichst wenige angesprochen werden. Der beste Kompromiß ist der Fall, in dem die Cluster aus drei benachbarten

Padsignalen bestehen. Die Signalverteilung wird durch die Pad-Response-Funktion beschrieben, die als Amplitude des Padsignales in Abhängigkeit von der Entfernung der Ladungslawine vom Mittelpunkt des Pads definiert wird. In guter Näherung

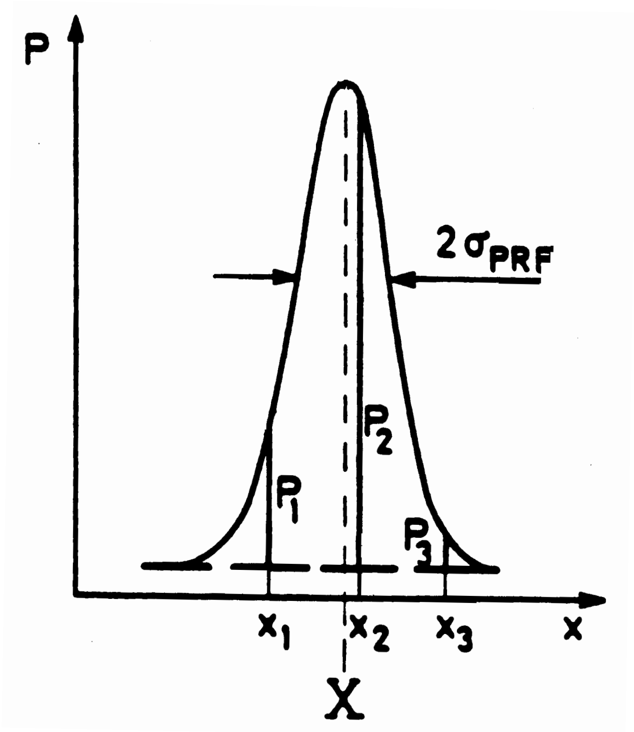

Abbildung 2.8 Die Signalverteilung auf den Pads (Padresponsefunktion). P ist die Impulshöhe, X die Spurposition und x_i die Position des Mittelpunktes des i-ten Pads [12].

kann die Pad-Response-Funktion gaußförmig beschrieben werden [12] (Gleichung 2.17, Abb. 2.8):

$$P_i(X) = A \cdot e^{-\frac{(X-x_i)^2}{2\sigma_{PRF}^2}} \quad . \tag{2.17}$$

Der Parameter A beschreibt die Anzahl der entlang der Spur erzeugten Elektronen, die Gasverstärkung, die Koppelung des Signals und den Verstärkungsfaktor der Elektronik. X ist die Spurposition und x_i die Position des Mittelpunktes des i -ten Pads. Die Breite der Pad-Response-Funktion σ_{PRF} in transversaler Richtung (orthogonal zur Teilchenbahn und Driftrichtung) ergibt sich zu:

$$\sigma_{PRF}^2 = \sigma_0^2 + D_{trans}^2 \cdot s_{drift} + \frac{(l \cdot \tan\alpha)^2}{12} \quad . \tag{2.18}$$

Der zweite Term beschreibt die Verbreiterung durch die Diffusion mit dem transversalen Diffusionskoeffizient D_{trans} und der Driftstrecke s_{drift}. Der dritte Term beschreibt die Verbreiterung für den Fall, daß die Teilchentrajektorie nicht parallel zu den Pads der Länge l sondern im Winkel α verläuft. σ_0 ist die durch den Detektor gegebene minimale Breite, die von einer unendlich schmalen Ladungsverteilung erzeugt würde.

Der minimale Abstand, bei dem zwei Spuren separiert werden können, wird als Zweispurauflösung bezeichnet. Um die Cluster von zwei benachbarten Spuren trennen zu können, müssen sie 2 - 3 Standartabweichungen (σ_{PRF}) voneinander entfernt sein. Die Zweispurauflösung hängt von der Breite der Padresponsefunktion σ_{PRF} ab. Für den Betrieb einer Spurendriftkammer ist es vorteilhaft, ein Zählgas mit geringer Diffusion zu verwenden: Das Signal einer Teilchenspur wird mit der Breite σ_0 auf die Pads aufgeteilt. Die Clusterbreite ist unabhängig von der Driftlänge, die Zweispurauflösung ist daher im gesamten Detektorvolumen konstant. Die Datenmenge, die von einer Teilchenspur erzeugt wird, ist in diesem Fall minimiert, da die Cluster entlang der Trajektorie nur aus den Signalen von drei Pads bestehen.

Der zeitliche Signalverlauf ist gegeben durch:

$$\sigma_{zeit}^2 = T_{Shaper}^2 v_D^2 + D_{long}^2 \cdot s_{drift} + \frac{(l \cdot \tan\delta)^2}{12} \quad . \tag{2.19}$$

T_{Shaper} beschreibt die zeitliche Auflösung des Hauptverstärkers, v_D die Driftgeschwindigkeit, D_{long} die longitudinale Diffusion und δ den Winkel zwischen Spur- und Pad-Ebene.

3 Mikrostreifen-Gasdetektoren

Mikrostreifen-Gasdetektoren (**M***icro***S***trip***G***as***C***hamber*) funktionieren nach dem Prinzip eines Proportionalzählers [11], anstelle von Drähten werden jedoch Metallstreifen auf einem Substrat verwendet (Abb. 3.1). Die Platte mit der Mikrostreifen-

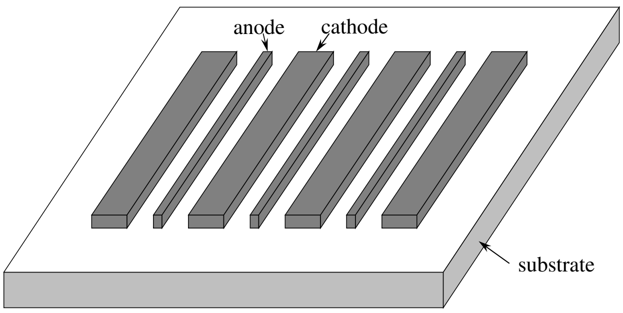

Abbildung 3.1 Schematischer Aufbau eines Mikrostreifen Gasdetektors. Die Anoden haben eine typische Breite von $\sim 8\ \mu m$, in ihrem Nahfeld kommt es zur Gasverstärkung.

struktur befindet sich in einem Zählgas. Die Anoden liegen auf einem positiveren Potential als die Kathoden und die Rückseite. In Abb. 3.2 und 3.3 sind die mit dem Programm MAFIA [13] elektrostatisch berechneten Felder von zwei unterschiedlichen Mikrostreifen-Platten dargestellt. Die durch ionisierende Strahlung oder Teilchen in dem Zählgas enstandenen Elektronen driften zu den Anoden; in dem hohen elektrischen Feld kommt es zur Gasverstärkung. Bisher entwickelte und untersuchte Mikrostreifen-Gasdetektoren besitzen folgende Eigenschaften:

- Gute Energieauflösung über die gesamte Detektorfläche. Die litographisch erstellten Strukturen besitzen eine große Präzision, die Variation des elektrischen Feldes um die Anoden ist gering.

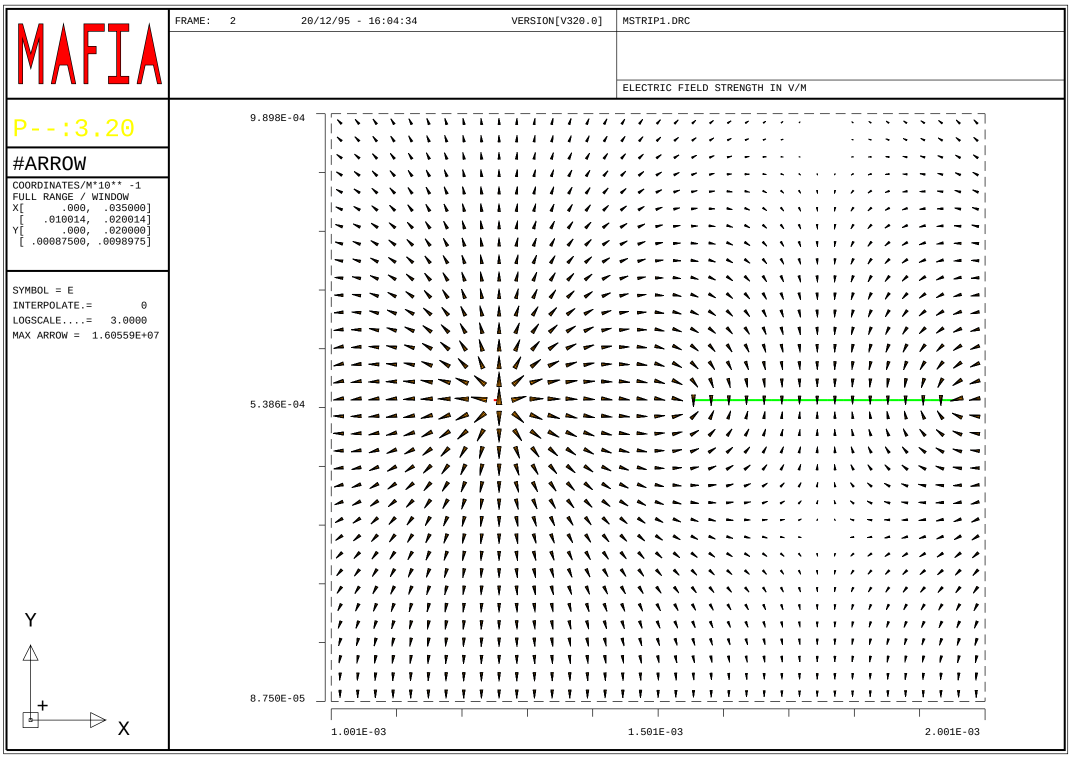

Abbildung 3.2 Elektrostatisch gerechneter Feldverlauf der geschlossenen Struktur ILL6c bei einer Glasdicke von 0.5 mm in logarithmischer Darstellung: Anode (links) 800 V, Kathode (rechts) 0 V, Rückseite (unten) 0 V. Der Ausschnitt zeigt den Feldverlauf im Glas und 0.4 mm oberhalb der Anoden- und Kathodenstruktur. Die Rechnung ist mit dem Programm MAFIA [13] ausgeführt, für die Dielektrizitätskonstante wurde $\epsilon = 8$ eingesetzt.

- Verstärkungen über 10^4 werden erreicht.

- Hohe Zählraten. Die Driftstrecken für die bei der Gasverstärkung entstehenden Ionen sind im Vergleich zu herkömmlichen Proportionalzählern kleiner, die Feldstärken größer. Durch die kürzere Ionendriftzeit kann ein MSGC bis zu einer lokalen Zählrate von $10^6/s\ mm^2$ betrieben werden.

- Gute Ortsauflösung. Aufgrund der geringen Distanzen zwischen den Anoden kann der Ort der primären Ladung mit hoher Präzision bestimmt werden $\Delta\ x \leq 100\mu m$ [14].

- Die Langzeitstabilität hängt vom verwendeten Substrat und Zählgas ab (Kap. 3.3), bei der richtigen Wahl können Lebensdauern bis zu $100 mC/cm$ erreicht werden [15].

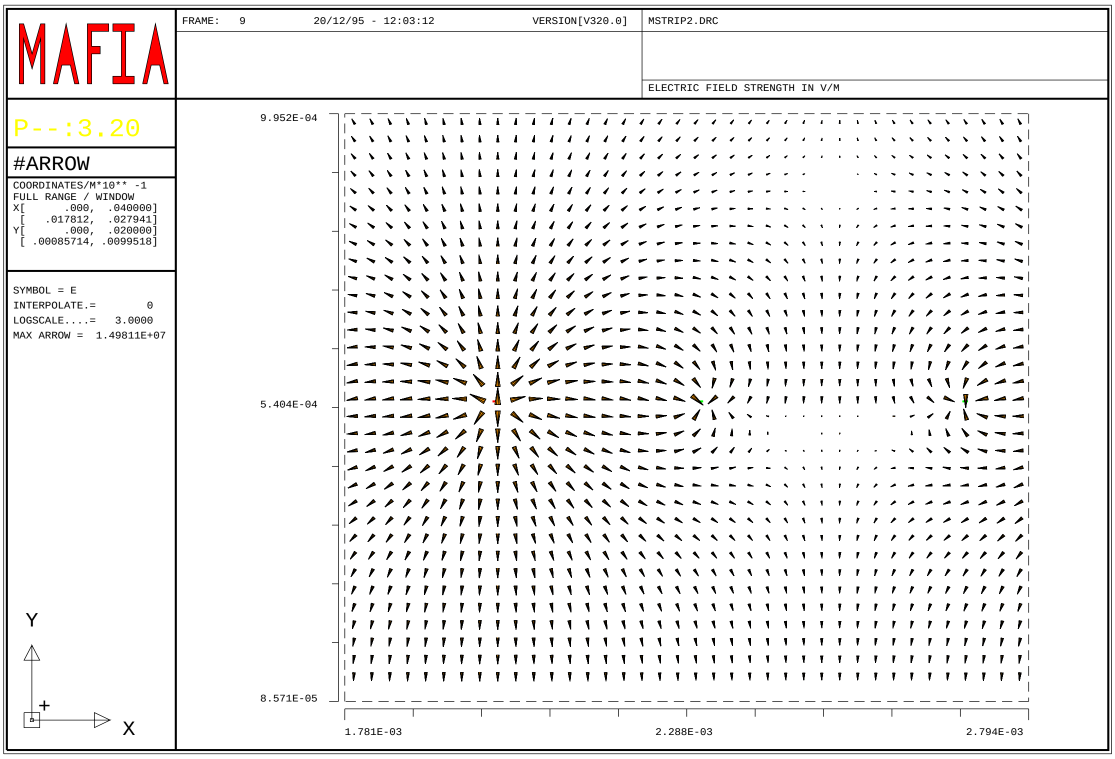

Abbildung 3.3 Gerechneter Feldverlauf der offenen Struktur ILL6a in logarithmischer Darstellung mit den gleichen Parametern wie bei Struktur ILL6c (Abb. 3.2). Der Unterschied liegt in den Kathoden, sie bestehen hier aus zwei schmalen Streifen. Die maximale Feldstärke an den Anoden ist mit $1.6 \cdot 10^7 V/m$ bzw. $1.5 \cdot 10^7 V/m$ vergleichbar, die maximale Verstärkung ist daher mit beiden Strukturen ähnlich.

3.1 Aufbau eines Mikrostreifen-Gasdetektors

Die Eigenschaften von Mikrostreifen-Gasdetektoren können sich je nach Design voneinander unterscheiden. Im folgenden werden daher die für den Einsatz in einer TPC relevanten Parameter untersucht. Die Anforderungen sind im besonderen:

- Große Kopplung der Anodensignale auf die Rückseite der Mikrostreifenplatte, da bei einer TPC die Pads ausgelesen werden.

- Gleichmäßige Verstärkung über die gesamte Detektorfläche und gute Energieauflösung insbesondere des Padsignales zur Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx.

- Konstante Verstärkung und Energieauflösung über die gesamte Lebensdauer des Detektors.

3.1.1 Substrate

Die Anforderungen an die Oberflächengüte ist hoch, da die kleinen Strukturen mit hoher Präzision hergestellt werden müssen. Diese Voraussetzung wird von Glas und verschiedenen Kunststoffen erfüllt. Aufgrund des direkten Kontaktes mit den Anoden und Kathoden sind die elektrischen Eigenschaften wichtig für die Funktion einer MSGC. Der Oberflächenwiderstand des Substrates muß in der Größenordnung von $R_{\Box} \sim 10^{14}\ \Omega$ liegen oder eine Leitfähigeit im Bereich von $\rho \sim 10^{11}\ \Omega \cdot cm$ vorhanden sein [16]. Bei einem hochohmigen Isolator kommt es zu Aufladungen zwischen den Streifen, das elektrische Feld wird verzerrt und die Verstärkung ist zählratenabhängig. Bei zu hoher Leitfähigkeit fließen hohe Ströme, die zu großem Rauschen der Verstärker führen, und es können keine hohen Feldstärken erreicht werden. Ein solcher Detektor erreicht nur eine geringe Verstärkung bei einem schlechten Signal-zu-Rausch Verhältnis.

Standard-Gläser und Kunststoffe besitzen nicht die richtigen elektrischen Eigenschaften, der Oberflächenwiderstand ist im allgemeinen zu hoch. Um dennoch einen brauchbaren Detekor herstellen zu können, gibt es folgende Möglichkeiten:

- Standard-Gläser und Kunststoffe:
  - Für niedrige Zählraten ist es möglich, hochohmige Gläser wie D 263 von Schott zu verwenden. Als Floatglas wird es in guter Oberflächenqualität preiswert hergestellt. Die minimale Dicke beträgt 100 μm. Die Verstärkung nimmt jedoch mit steigender Zählrate aufgrund von Oberflächenaufladung ab. Die Langzeitstabilität ist durch die Bewegung von Natriumionen begrenzt (Kap. 3.3).
  - Mit dünnen Beschichtungen auf Floatglas kann der Oberflächenwiderstand eingestellt werden. Die Probleme liegen in der Haltbarkeit und Reproduzierbarkeit der Beschichtung, es kommt zu einer inhomogenen Verstärkung [17]. Die Langzeitstabilität ist ebenfalls durch Änderungen im Glas begrenzt.
  - Durch Implantation von Ionen kann der Oberflächenwiderstand von Gläsern um mehrere Größenordnungen erniedrigt werden. Im Rahmen dieser Arbeit an der GSI mit B^{+}-Ionen implantierte Mikrostreifenplatten waren nicht als Detektor zu gebrauchen, da die Gasverstärkung inhomogen und die Auflösung schlecht war. Andere Gruppen berichten jedoch von besseren Erfahrungen.
  - Der Oberflächenwiderstand von Gläsern kann durch spezielle Verfahren um eine Größenordnung variiert werden [18]. Dieses Verfahren hat sich als

nicht geeignet herausgestellt (schlechte Reproduzierbarkeit und Stabilität) [17].

- Kunststoffe können durch Ionen-Implantation in ihren elektrischen Eigenschaften beeinflußt werden. Die Langzeitstabilität, Homogenität und Reproduzierbarkeit sind jedoch bisher noch nicht ausreichend.

- Elektronisch leitendes Glas:
  - Dieses Glas wurde von Y.Pestov für Spark-Detektoren entwickelt und enthält ca. 40% Eisen und kein Natrium. Die Leitfähigkeit wird im Gegensatz zu den übrigen Gläsern nicht durch Ionen sondern durch Elektronen erzeugt. Die Leitfähigkeit beträgt $\rho \sim 10^{11}\ \Omega \cdot cm$ und wird durch das Verhältnis von Fe(II)- zu Fe(III)-Oxyd bestimmt. Pestovglas besitzt eine hohe Langzeitstabilität, da es weder zu Ionenverschiebungen noch zu Oberflächenaufladungen kommt.

- Neuere Entwicklungen:
  - Dünne Schichten aus Pestov-Glas auf Floatglas zeigen die guten Eigenschaften des leitfähigen Glases für Mikrostreifenzähler [19]. Ein Problem ist das gleichmäßige Beschichten großer Flächen.
  - Durch Aufbringen von amorphem Kohlenstoff (diamond like coating) auf die Oberfläche von Floatglas kann der Oberflächenwiderstand in den gewünschten Bereich erniedrigt werden. Die Beschichtungen werden industriell mit hoher Präzision hergestellt. Erste Messungen zeigen eine hohe Langzeitstabilität und Zählratenfestigkeit [20, 21, 22].

Es hat sich gezeigt, daß leitfähiges Glas die derzeit beste Wahl für Mikrostreifen-Gasdetektoren ist. In dieser Arbeit wird daher nur das Glas S8900 von Schott verwendet, das ähnlich wie das Pestovglas zusammengesetzt ist. Ein Nachteil dieser Gläser ist, daß sie nur in Blöcken hergestellt werden. Das Glas muß geschnitten, geschliffen und poliert werden. Die maximale Größe ist dadurch auf $\sim 35 \cdot 35\ cm^2$ und die minimale Dicke auf etwa $0.3\ mm$ limitiert (abhängig von der Größe). Der Einsatz in Spurendriftkammern ist dadurch nicht beeinträchtigt, da Glasdicken unter $0.3\ mm$ nicht erforderlich sind und die Auslesebene modular aufgebaut werden kann. Der Preis für das Glas und die Bearbeitung ist geringer als die Kosten für die Struktur.

3.1.2 Strukturen

Die beiden verwendeten Strukturen ILL6a und ILL6c von A.Oed besitzen eine sensitive Fläche von $30 \cdot 40\ mm^2$. Die Anodenstreifen sind 8 μm breit und 30 mm lang, der Abstand zwischen zwei Anoden (Pitch) beträgt 1 mm und der Abstand zwischen Anode und Kathode 296 μm. Die Kopplung des Anodensignales auf der Rückseite nimmt mit wachsendem Abstand von Anode zu Kathode zu [23], die Strukturen sind in dieser Hinsicht für den Einsatz in einer TPC gut geeignet. Der Unterschied zwischen beiden Strukturen liegt in der Form der Kathoden: Bei der Struktur ILL6c sind sie 400 μm breit, bei der Struktur ILL6a bestehen sie aus zwei 8 μm breiten Streifen, die Kathoden sind offen (Abb. 3.4 und 3.5). Alle verwendeten Strukturen

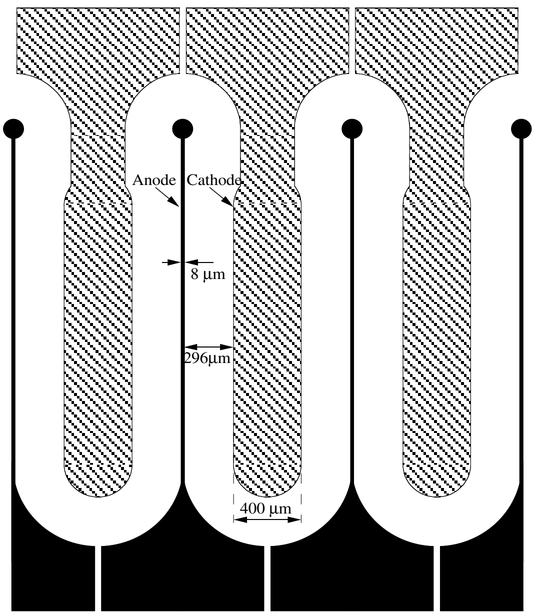

Abbildung 3.4 Die Struktur ILL6c mit einer Anodenlänge von 30 mm und einem Pitch von 1 mm. Die Struktur wird aus 150 nm dickem Chrom hergestellt.

bestehen aus einer 150 nm dicken Chromschicht. Die Struktur ILL6a kann nur auf Substraten mit ausreichender Oberflächenleitfähigkeit verwendet werden, da es sonst zu Aufladungen zwischen den Kathodenstreifen kommt. Mit den offenen Kathoden wird die Kopplung des Signales auf die Rückseite verdoppelt (Kap. 3.2.4). Eine solche Struktur ist deshalb für eine Signalauslese auf der Rückseite des Substrates, wie es in einer TPC der Fall ist, am besten geeignet.

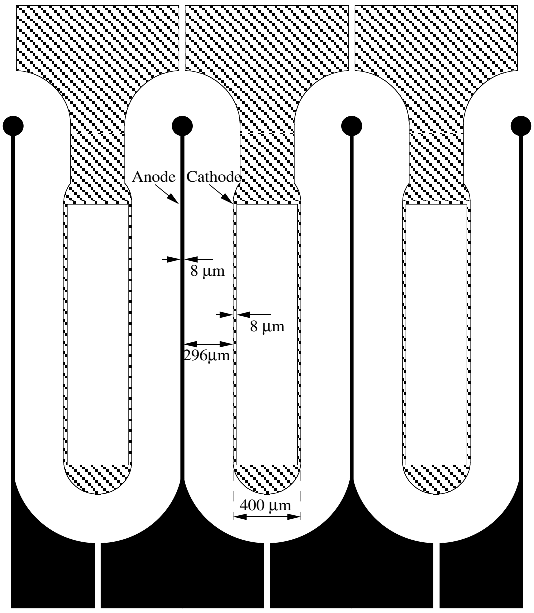

Abbildung 3.5 Die offene Struktur ILL6a mit den gleichen Abmessungen wie die Struktur ILL6c. Der Unterschied liegt in den geöffneten Kathoden, sie bestehen aus zwei 8 μm breiten Streifen.

3.1.3 Die Mikrostreifen-Platten

Die verwendeten Mikrostreifen-Platten bestehen aus dem Glas S8900 mit einer Leitfähigkeit von $\rho = 1.1 \cdot 10^{11} \Omega cm$. In Tabelle 3.1 sind die für die Messung der Detektoreigenschaften verwendeten Mikrostreifen-Platten aufgelistet. Aufgrund der Leitfähigkeit müssen die Pads auf der Rückseite entweder isoliert oder sehr gut kontaktiert sein: Wenn die rückseitige Elektrode nur teilweise mit dem Glas kontaktiert ist, so stellt sich durch die an den Anoden und Kathoden angelegten Spannungen auf der Glasrückseite ein mittleres Potential ein. An Stellen ohne Kontaktierung kommt es zu Überschlägen zwischen der Glasrückseite und den Pads. Mit einer Isolationsschicht

Nummer	Struktur	Glas	Glasdicke	Beschichtung der Rückseite
i	ILL6a	S8900	0.45 mm	100 nm Gold direkt auf dem Glas
ii	ILL6a	S8900	1 mm	100 nm Gold direkt auf dem Glas
iii	ILL6a	S8900	2 mm	100 nm Gold direkt auf dem Glas
iv	ILL6a	S8900	5 mm	100 nm Gold direkt auf dem Glas
v	ILL6c	S8900	0.45 mm	Keine

Tabelle 3.1 Die verschiedenen Mikrostreifen-Platten, die für die Messung der Detektoreigenschaften verwendet wurden.

zwischen dem Glas und den Pads kann dies verhindert werden, eine $5\mu m$ dicke Kaptonfolie ist ausreichend. Bei aufgedampften Pads ist die Kontaktierung an jedem Punkt hinreichend gut. Die zweite Methode bietet den Vorteil, daß das Potential auf der Rückseite des Glases definiert ist, wodurch auch die Verstärkung beinflußt wird (Kappitel 3.2.3).

3.2 Funktion und Leistungsfähigkeit des Detektors

Für alle Messungen wurden als Zählgase Ar/CH_4 (90:10) oder Ar/CO_2 (90:10) verwendet, die im folgenden als Ar/CH_4 oder Ar/CO_2 bezeichnet werden. Die Messungen wurden bei einem Druck von 1 Bar durchgeführt.

3.2.1 Testaufbau für die Mikrostreifen-Gasdetektoren

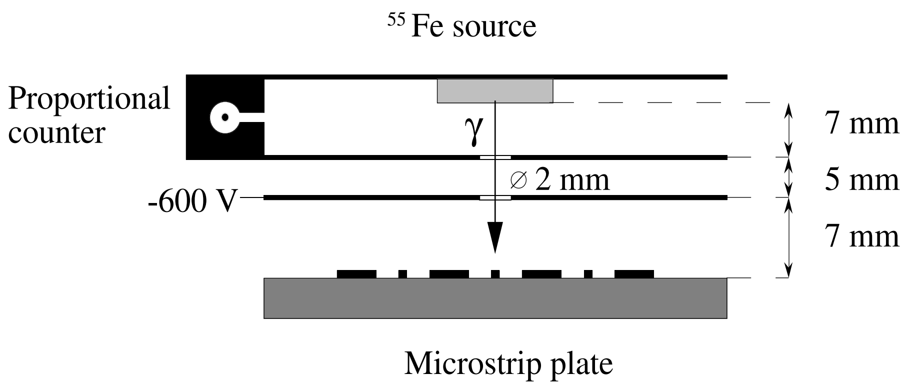

Abbildung 3.6 Der Aufbau für die Messung der Detektoreigenschaften von verschiedenen MS-Platten. Der Draht-Proportionalzähler wird zur Überwachung der Gasqualität eingesetzt.

Der Aufbau zur Messung der Detektoreigenschaften (Abb. 3.6) befindet sich in einem Edelstahlrohr und kann evakuiert und anschließend mit Zählgas befüllt werden, um schnell gute Gasbedingungen zu erreichen. Oberhalb der Mikrostreifen-Platte befindet sich in sieben Millimeter Abstand eine Edelstahlplatte auf einem negativen Potential. Durch zwei Öffnungen gelangen die γ-Quanten der ^{55}Fe-Quellen fokussiert in das sensitive Volumen und konvertieren. ^{55}Fe zerfällt durch Elektroneneinfang in ^{55}Mn mit einer Halbwertszeit von 2.73 Jahren. Beim Auffüllen der inneren

Elektronenschalen wird ein γ-Quant mit einer Energie von 5.9 keV emmittiert. Die γ-Quanten wechselwirken mit den Elektronen des Argons, zu 87 % werden sie über den Auger-Effekt und zu 13 % über den Photoeffekt absorbiert. Durch ein 5.9 keV γ-Quant wird eine vergleichbare Anzahl von freien Elektronen erzeugt wie durch ein minimalionisierendes Teilchen auf einer Flugstrecke von etwa 2.5 cm. Die entstandenen Elektronen driften zu der Mikrostreifenplatte, es kommt zur Gasverstärkung an den Anoden. Für die Messung werden ladungsempfindliche Vorverstärker und Canberra 2011 Hauptverstärker mit einer Zeitkonstante von 500 ns verwendet. Der Draht-Proportionalzähler wird zur Überwachung der Gasqualität eingesetzt (Konstruktion nach [24]).

3.2.2 Energieauflösung

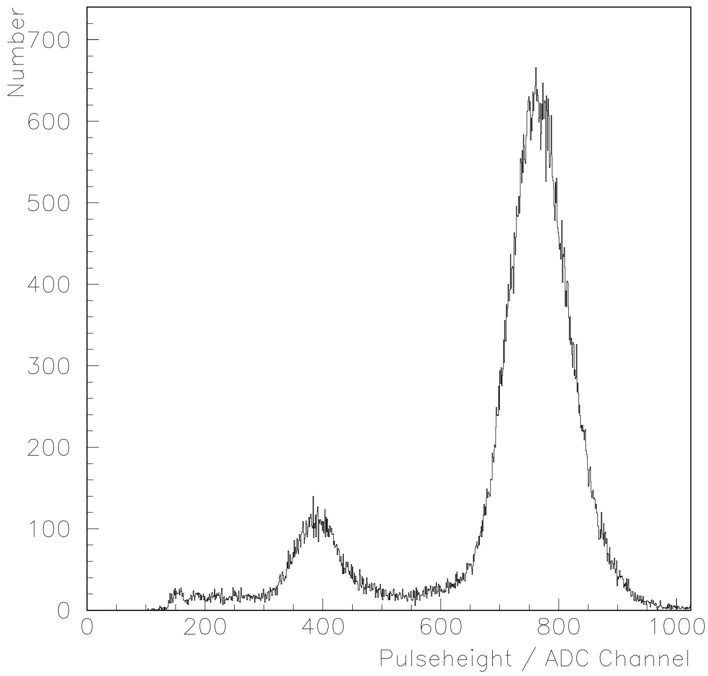

Abbildung 3.7 Ein in Ar/CH_4 aufgenommenes ^{55}Fe-Spektrum. Mit der geschlossenen Struktur ILL6c auf dem Glass S8900 wird eine Energieauflösung von 16% erreicht, der Argon-Escape Peake ist deutlich vom Rauschen getrennt. Die Anodenspannung beträgt 740 V, die Kathoden sind geerdet und die Rückseite nicht kontaktiert.

Die Messungen wurden in einem Aufbau nach Abb. 3.6 durchgeführt. Die Energieauflösung wird durch die Halbwertsbreite (FWHM) in einem ^{55}Fe-Spektrum angegeben. Ein mit der geschlossenen Struktur ILL6c in Ar/CH_4 aufgenommenes Spektrum der Anodensignale ist in Abb. 3.7 dargestellt. Die Anodenspannung beträgt 740 V, die Kathoden sind geerdet und die Rückseite nicht kontaktiert. Deutlich sind die 5.9 keV und 3 keV Signale vom elektronischen Rauschen getrennt, das bei $\sim$ 150 ADC-Kanälen abgeschnitten ist. Die Energieauflösung beträgt 16% (FWHM).

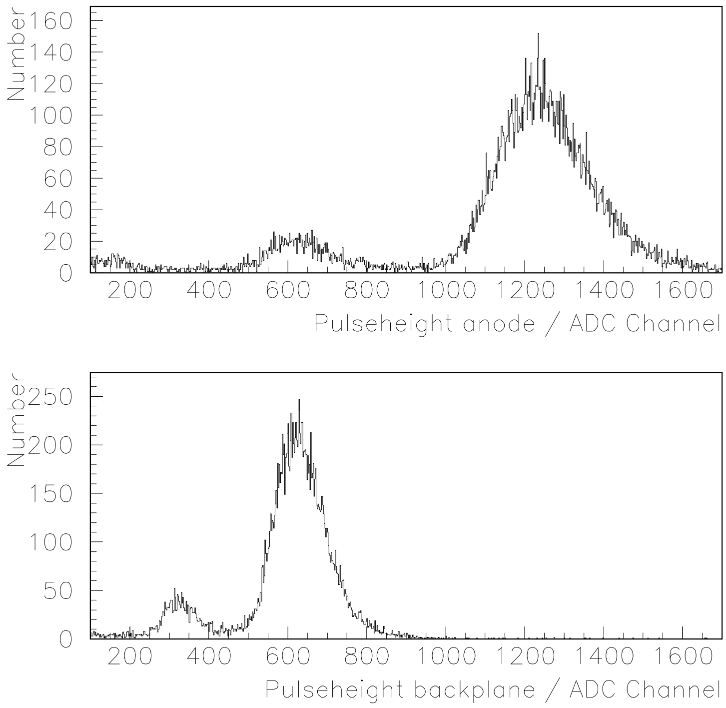

Abbildung 3.8 Zwei mit der offenen Struktur ILL6a und 0.4 mm dickem Glas in Ar/CO_2 gemessenen ^{55}Fe-Spektren. Das obere Spektrum zeigt die Anodensignale, das untere die Rückseitensignale. Die Auflösung des 5.9 keV Peaks ist mit 20% (FWHM) an den Anoden und der Rückseite vergleichbar.

In Abb. 3.8 sind die Anoden- (oben) und Padsignale von der ^{55}Fe-Quelle mit der offenen Struktur ILL6a in Ar/CO_2 dargestellt. Die Anodenspannung beträgt 760 V, die Kathoden und die auf die Rückseite aufgedampften Pads liegen auf Erdpotential. Die Energiauflösung in beiden Spektren ist vergleichbar (20% FWHM). Mit den Mikrostreifen-Gasdetektoren wird eine mit Draht-Proportionalzählern vergleichbare Energieauflösung erreicht.

3.2.3 Messung der Verstärkung

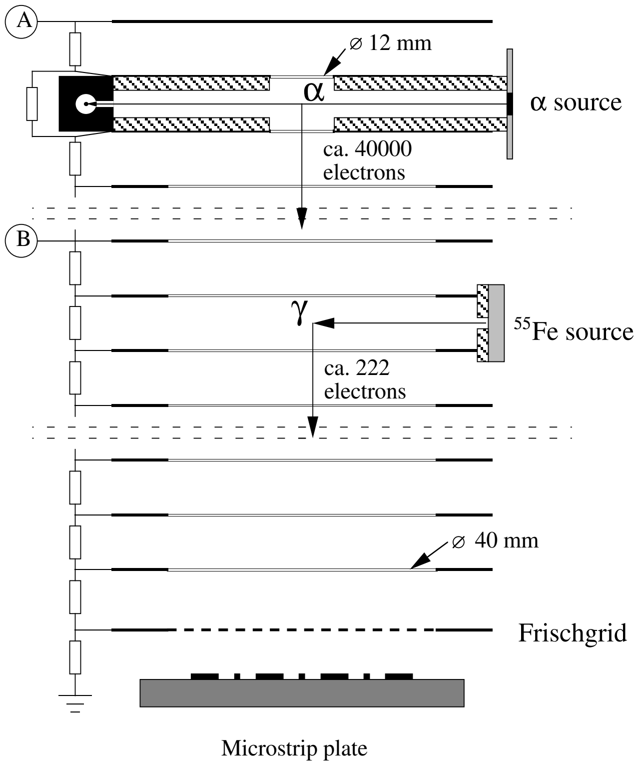

Abbildung 3.9 Der Aufbau zur Messung der absoluten Verstärkung. Wenn die Driftspannung an Punkt A angelegt und Punkt B nicht kontaktiert wird, so erreichen die durch ein α-Teilchen erzeugten $\sim$ 40000 Elektronen die Mikrostreifen-Platte. Wird an Punkt B die Spannung angelegt und Punkt A geerdet, so erreichen die von einem γ-Quant erzeugten $\sim$ 222 Elektronen die Mikrostreifen-Platte.

Die Verstärkung wurde mit dem in Abb. 3.9 dargestellten Aufbau und Ar/CO_2 als Zählgas gemessen. Diese Anordnung erlaubt zwischen den Signalen von einer α- oder γ-Quelle zu wählen. Wenn die Hochspannung von -2 kV an Punkt A angelegt und Punkt B nicht kontaktiert wird, so erreichen die durch ein α-Teilchen im Driftraum erzeugten $\sim$ 40.000 Elektronen die Mikrostreifen-Platte. Der Proportionalzähler wird zum Erzeugen eines Triggersignals verwendet. Um ausschließlich die durch ein γ-Quant erzeugten $\sim$ 222 Elektronen zur Mikrostreifen-Platte driften zu lassen, wird die Driftspannung an Punkt B angelegt und Punkt A geerdet.

Mit einem Pulser wird der Nullpunkt der Eichung des an den Anoden angeschlossenen Vor- und Hauptverstärkers bestimmt (Abb. 3.10,C). In A ist die Verteilung des maximalen Rauschens über die Zeitdauer des Triggersignales zu sehen. Anschließend wird die Driftspannung angelegt, so daß die von einem α-Teilchen erzeugten Elektronen an der Mikrostreifen-Platte ankommen. An den Anoden wird ein positives

Potential angelegt. Ab etwa 210 V ist ein Signal oberhalb der Rauschens zu erkennen (Abb. 3.10,B). Diese Spannung wird zum Sammeln der Elektronen benötigt. Der Detektor stellt in dieser Betriebsart eine Ionisationskammer dar. Es findet noch keine

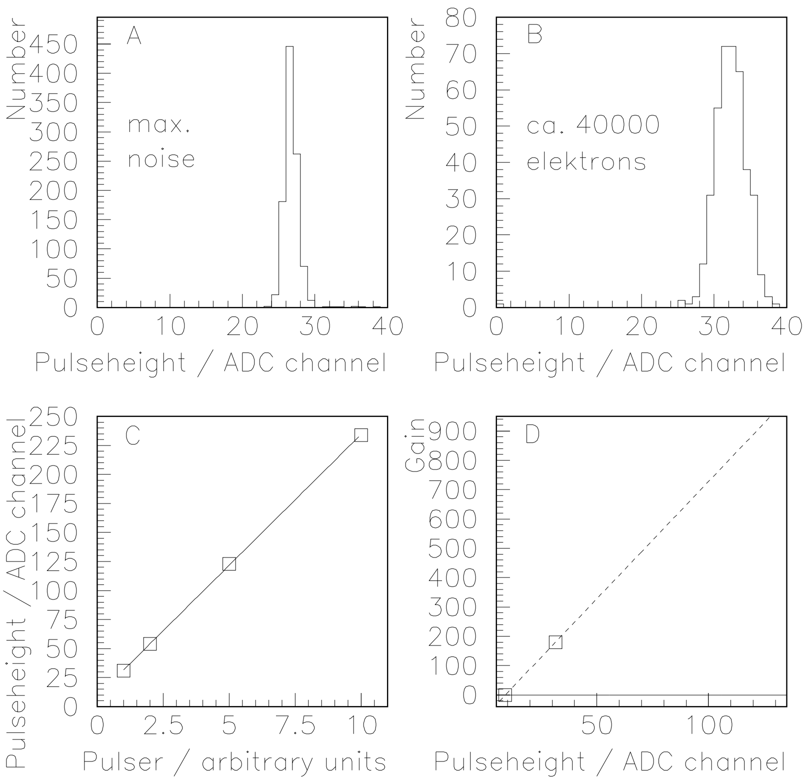

Abbildung 3.10 Die Messung der Verstärkung: A: Die Verteilung des maximalen Rauschens während des Triggersignales; B: Die Signale von $\sim$ 40000 Elektronen bei einer Anodenspannung von 210 V; C: Eichung mit einem Pulser; D: Einer Signalhöhe von der ^{55}Fe-Quelle wird eine Verstärkung zugewiesen. Der erste Punkt stammt von der Pulsereichung, der zweite aus dem Spektrum B unter der Annahme, daß bei 210 V noch keine Verstärkung vorhanden ist.

Gasverstärkung statt, an dem Vorverstärker kommt die Ladung von $\sim$ 40000 Elektronen an. Mit diesen zwei Punkten wird die Verstärkerkette geeicht (Abb. 3.10,D), den Signalen der ^{55}Fe-Quelle wird eine Verstärkung zugeordnet. Die Verstärkung wird bei verschiedenen Anodenspannungen bestimmt. Es ist zu erwarten, daß die Messung eine große Unsicherheit beinhaltet, da die Eichgerade von zwei nahe am Nullpunkt liegenden Punkten extrapoliert wird. Ein Vergleich mit der auf 20% genau geeichten

Verstärkerkette aus der Messung der Signalform zeigt eine gute Übereinstimmung mit dieser Messung. Die Genauigkeit dieser Messung ist mit anderen vergleichbar, alle Methoden zur Messung der Verstärkung sind mit einer großen Unsicherheit behaftet.

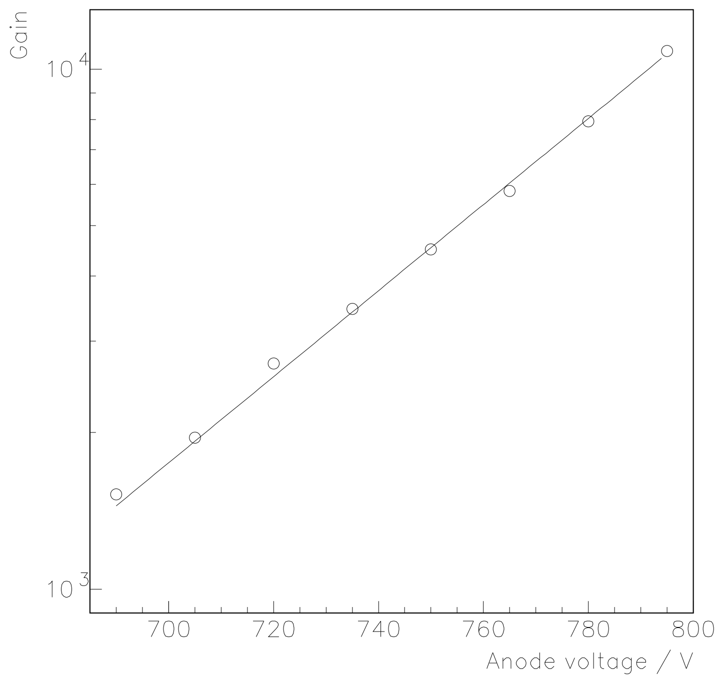

Abbildung 3.11 Die Verstärkung mit der offenen Struktur ILL6a in Ar/CO_2, Kathoden und Rückseite sind geerdet. Oberhalb von 800 V kommt es zu Überschlägen.

In Abb. 3.11 ist die Verstärkung als Funktion des Anodenpotentials mit der offenen Struktur ILL6a in Ar/CO_2 dargestellt (Kathoden und Rückseite sind geerdet). Oberhalb von 800 V kommt es zwischen Anoden und Kathoden zu Überschlägen. Durch diese Begrenzung ist in der Verstärkungskurve keine Abweichung vom exponentiellen Anstieg aufgrund von Sättigungseffekten zu erkennen.

Der elektrische Feldverlauf und damit die Verstärkung wird durch die drei Potentiale an Anode, Kathode und Rückseite bestimmt. Die berechneten elektrischen Feldstärken (Abb. 3.2 und 3.3) der beiden Strukturen sind bei gleichen Potentialen insbesondere am Ort der Gasverstärkung in der Nähe der Anoden vergleichbar. Daher wird mit offenen und geschlossenen Kathoden die gleiche Verstärkung erreicht. Wenn das Potential auf der Rückseite nicht definiert ist, wird mit der offenen Struktur ILL6a keine ausreichende Verstärkung erreicht, um das 5.9 keV Signal von dem elektronischen Rauschen zu trennen. Bei der geschlossenen Struktur ILL6c ist der Einfluß des rückseitigen Potentials durch die größere Fläche der Kathoden deutlich geringer.

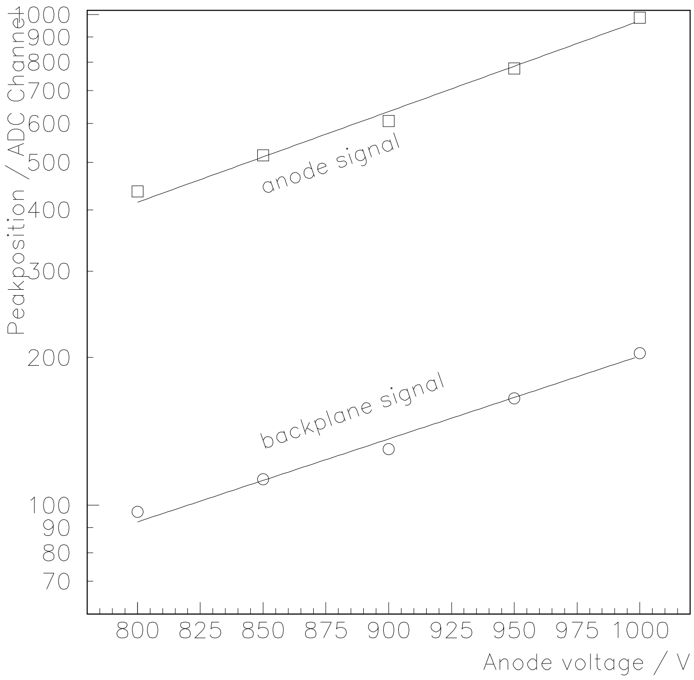

Abbildung 3.12 Die Größe des ^{55}Fe-Signals in Ar/CO_2, gemessen mit der offenen Struktur ILL6a und 2 mm dickem Glas. Die Rückseite ist geerdet. Die Potentialdifferenz zwischen Anoden und Kathode beträgt konstant 200 V. Durch Erhöhen des Anoden- und Kathodenpotentials um 200 V wird die Verstärkung verdoppelt.

Abb. 3.12 zeigt die Größe des ^{55}Fe-Signals in Abhängigkeit von dem Anodenpotential bei geerdeter Rückseite und konstanter Spannungsdifferenz von 200 V zwischen Anoden und Kathoden. Die Messung wurde mit der offenen Struktur ILL6a und 2 mm dickem Glas in Ar/CO_2 durchgeführt. Durch Erhöhen des Anoden- und Kathodenpotentials um 200 V wird die Verstärkung verdoppelt.

In Abb. 3.13 ist die Höhe des ^{55}Fe-Signales in Abhängigkeit von dem Anodenpotential für verschiedene Betriebsmoden mit der offenen Struktur ILL6a und 0.45 mm Glas in Ar/CH_4 dargestellt. In allen Fällen ist die Rückseite geerdet. Die Peakposition wird an den aufgedampften Pads auf der Rückseite gemessen. Tabelle 3.2 zeigt

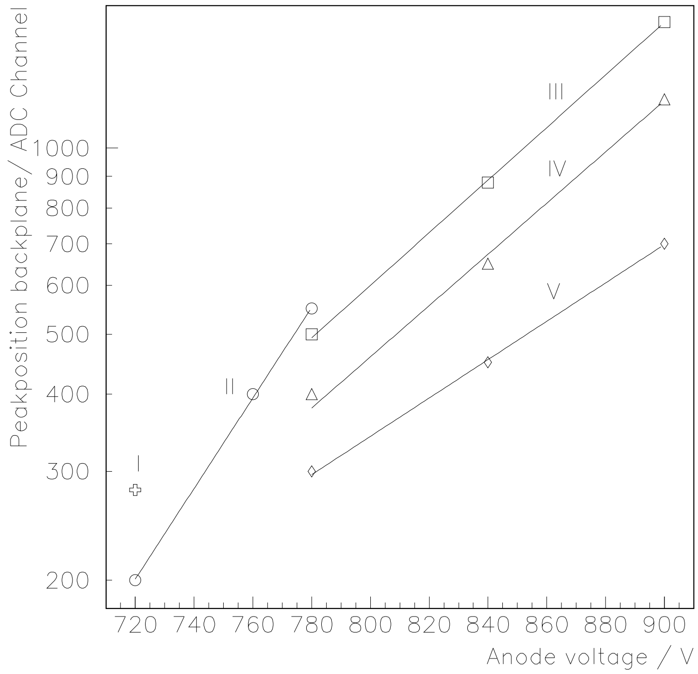

Abbildung 3.13 Die Signalhöhe auf der Rückseite der 0.45 mm dicken Mikrostreifen-Platte mit der offenen Struktur ILL6a in Ar/CH_4 in verschiedenen Betriebsmoden (Tabelle 3.2). Durch geeignete Wahl der Potentiale kann die maximale Verstärkung erhöht werden, ohne daß es zu Überschlägen kommt.

die Potentiale an dem Mikrostreifen-Detektor und die Kopplung des Anodensignales auf die Rückseite (vgl. Kap. 3.2.4). Durch geeignete Wahl der Potentiale kann die Verstärkung erhöht werden, ohne daß es zu Überschlägen kommt.

Nummer	Kopplung	Rückseite	Kathode
I	51%	0 V	0 V
II	64%	nicht kontaktiert	0 V
III	60%	0 V	minimales positives Potential, sodaß es zu keinen Überschlägen kommt
IV	60%	0 V	Potential aus III um 30 V erhöht
V	60%	0 V	Potential aus III um 60 V erhöht

Tabelle 3.2 Die Potentiale der Messung in Abb. 3.13 (offene Struktur ILL6a; 0.45 mm dickes Glas S8900; Ar/CH_4).

3.2.4 Kopplung des Anodensignales auf die Rückseite des Glases

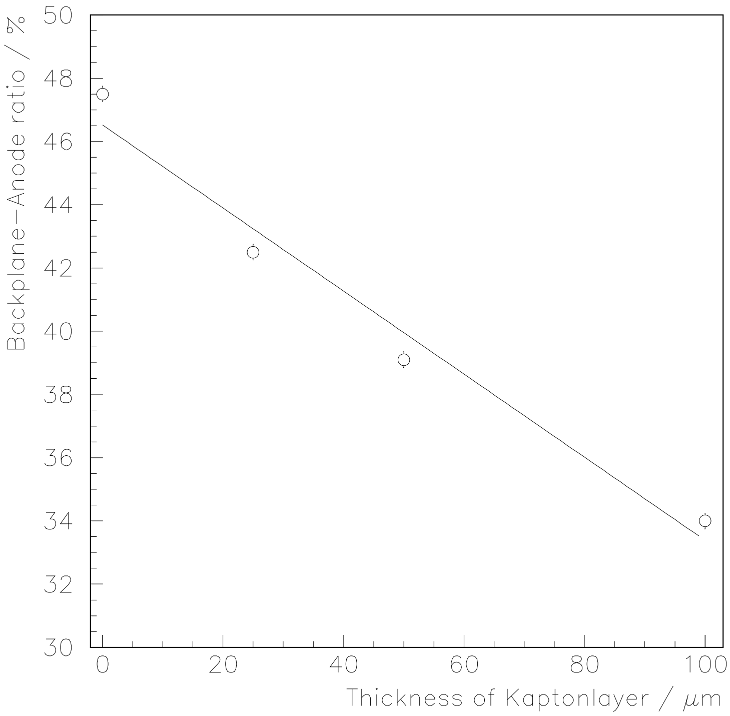

Abbildung 3.14 Die Kopplung des Anodensignales auf die gegen die Glasrückseite isolierte Elektrode als Funktion der Isolatordicke bei der offenen Struktur Ill6a. Eine Dicke der Kaptonfolie von 25 μm ist ausreichend, um Überschläge auf der Rückseite zu verhindern. In diesem Fall wird die Signalkopplung um 5% reduziert. Die Messung wurde in Ar/CH_4 durchgeführt.

Bei einer TPC wird die segmentierte Kathode ausgelesen (Kap. 2.4). Bei der MSGC Technologie bedeutet dies, daß die Signale auf der Rückseite des Substrates ausgelesen werden. Neben der Verstärkung ist daher der Anteil des Signales wichtig, der auf die Rückseite übertragen wird. Mit der geschlossenen Struktur ILL6c wird bei einer Glasdicke von 0.45 mm 25% des Anodensignales auf die gegen die Glasrückseite isolierte Elektrode übertragen. Bei dieser Dicke ist die Signalhöhe und das Signal-zu-Rausch Verhältnis ausreichend für eine Messung im TPC-Aufbau. Das rückseitige Signal nimmt mit der Dicke des Isolators ab. Abb. 3.14 zeigt die Abnahme der Signalkopplung bei einer Mikrostreifen-Platte mit der offenen Struktur ILL6a auf 0.45 mm dickem Glas als Funktion der Dicke der isolierenden Kaptonfolie.

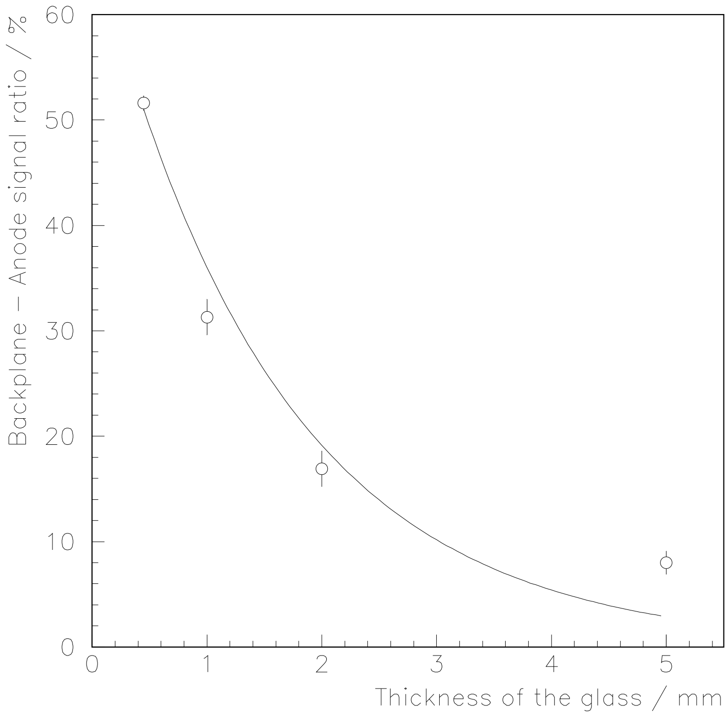

Abbildung 3.15 Die prozentuale Kopplung des Anodensignals auf die Rückseite als Funktion der Glasdicke, gemessen mit der offenen Struktur ILL6a. Die Rückseite und die Kathoden sind geerdet, die Verstärkungsspannung beträgt 800 V. Bei den Messungen wurde Ar/CO_2 als Zählgas verwendet. An die Messung ist eine Exponentialfunktion angepaßt, die den Verlauf nur zum Teil richtig beschreibt.

In Abb. 3.15 ist das Koppeln des Signals mit der offenen Struktur ILL6a als Funktion der Glasdicke dargestellt (Kathode und Rückseite sind auf Erdpotential). Die Pads wurden direkt auf das Glas aufgebracht und dadurch das Potential definiert. Die Kopplung des Signals bei gleicher Glasdicke ist durch die geöffneten Kathoden doppelt so groß, da die rückseitige Elektrode weniger abgeschirmt ist als bei geschlossenen Kathoden. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis des rückseitigen Signals bei einem 2 mm dicken Glas beträgt bei der Messung im TPC-Aufbau mit den dort verwendeten ladungsempfindlichen Vorverstärkern 3:1. Dieser Wert stellt die Grenze dar, bei der ein sicherer Betrieb im TPC-Aufbau möglich ist: Bei dickeren Substraten ist das Signal-zu-Rausch Verhältnis zu schlecht. Die benötigte Verstärkungspannung, um ein Signal an der segmentierten Rückseite des Glases vom elektronischen Rauschen zu trennen, ist nahe an dem Bereich, in dem es zu Überschlägen kommt.

3.2.5 Signalform der Mikrostreifendetektoren

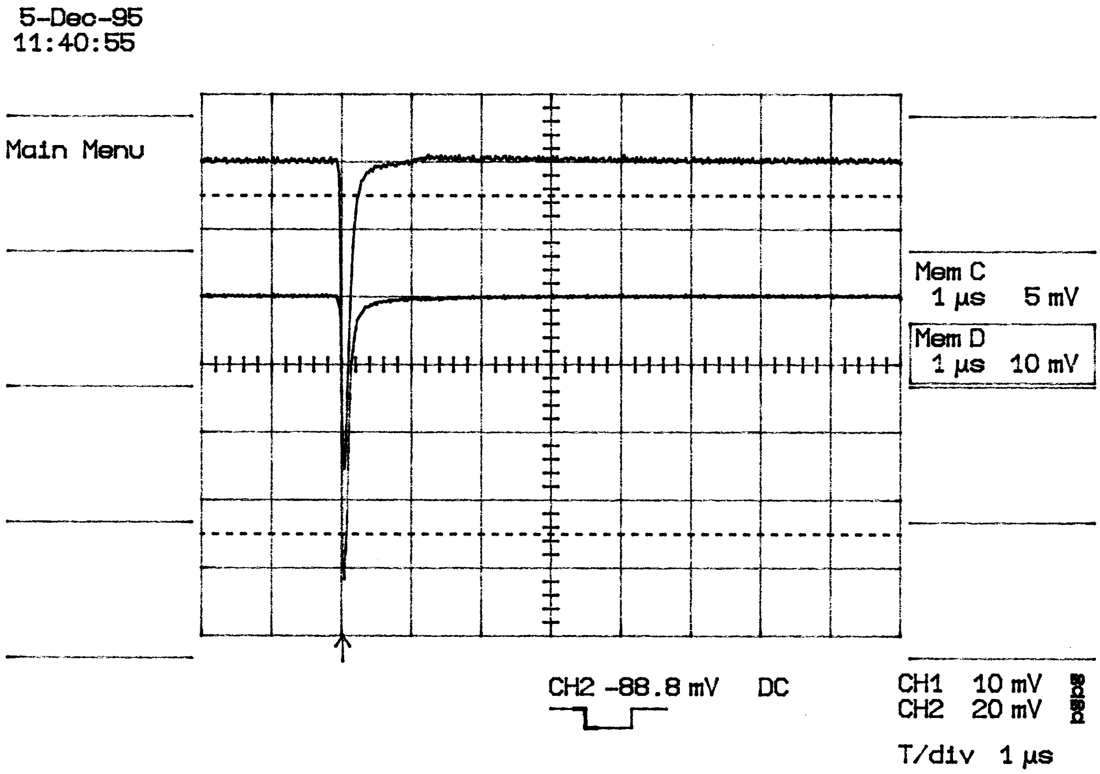

Abbildung 3.16 Die Form der gemittelten Anoden- (unten) und Rückseitensignale. Die Messung wurde mit der offenen Struktur ILL6a und 0.45 mm dickem Glas mit dem Zählgas Ar/CO_2 durchgeführt. Die Potentiale betragen: Anode 760 V; Kathode 0 V; Rückseite 0 V.

Für eine Messung der spezifischen Ionisation ist es wichtig, daß die Integrations- und Differentiations- Zeitkonstante der Verstärker an die Signalform angepasst ist. In einer TPC müssen die Zeitkonstanten so gewählt sein, daß nach einem Signal von einer Teilchenspur die Nullinie am Ausgang des Hauptverstärkers möglichst schnell wieder erreicht wird, so daß die Höhe eines zweiten Signals von einer anderen Spur nicht von dem ersten Signal überlagert und die Messung der primär erzeugten Ladung verfälscht wird. Die Signalformen wurden in dem Aufbau aus Abildung 3.6 gemessen. Die Messungen wurden mit der offenen Struktur ILL6a und 0.45 mm dickem Glas durchgeführt. Die auf das Glas aufgedampfte Rückseite, die Anoden und die Kathoden sind mit Vorverstärkern und nicht pulsformenden Hauptverstärkern verbunden. Abb. 3.16 zeigt die Form des gemittelten Anoden- und Rückseitensignals, Abb. 3.17 ist eine Vergrößerung um die Nullinie. Die Signale werden durch die langsam driftenden positiven Ionen aus der Gasverstärkung erzeugt. Bei einem Mikrostreifen-

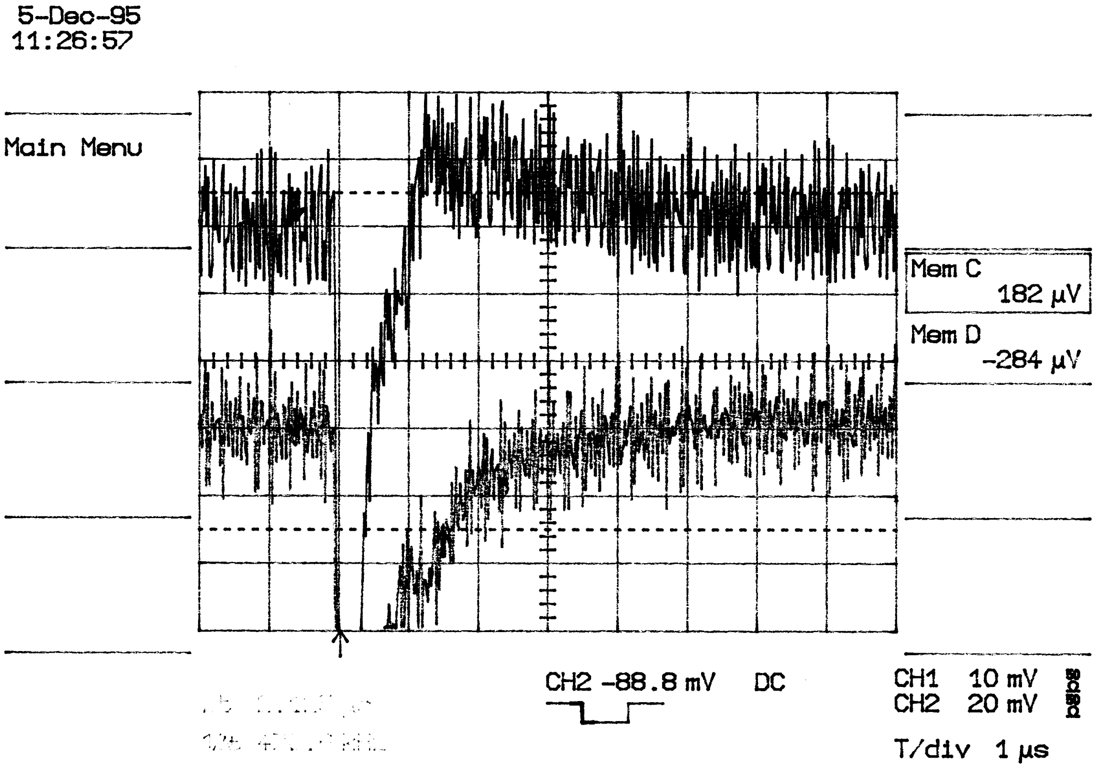

Abbildung 3.17 Vergrößerung der Signale aus Abb. 3.16 (oben Anode, unten Rückseite). Das Unterschwingen auf der Rückseite beträgt nach 2 μs 0.4%

Gasdetektor erreichen weder die Elektronen noch die Ionen aus der Gasverstärkung die Rückseite der Mikrostreifenplatte, das Integral unter dem Signal muß dort Null betragen, da keine Ladung auf der Rückseite angekommen ist. Die negative Komponente des Signals wird nach dem Nulldurchgang durch eine positive kompensiert. Durch die kürzeren Ionendriftwege und höheren Feldstärken in einem Mikrostreifen-Gasdetektor sind die Signale schneller als in einer Drahtkammer. Die Kompensation des Signals beträgt nach 2 μs 0.4% des maximalen Signals, sie ist kürzer, aber höher als in einer Drahtkammer. Die maximale Höhe des Unterschwingens kann nicht angegeben werden, da die Signale von der γ-Quelle bei der Aufzeichnung von großen Signalen mit einer Länge von bis zu 2 μs überlagert werden. Diese sind unabhängig von dem Driftfeld, auch die Form und -Höhe hängt nicht von der Verstärkungsspannung ab, lediglich die Häufigkeit nimmt mit steigender Spannung zu und erreicht maximal ein Signal pro Sekunde. Dieses Verhalten deutet auf eine Entladung auf der Mikrostreifen-Platte hin. Die Signale treten nur bei der Struktur mit offenen Kathoden auf. Es konnte daher nicht überprüft werden, ob das Signal vollständig kompensiert wird.

Die Summe der Signale an den Kathoden, der Rückseite und der Driftkathode muß dem Anodensignal entsprechen, da die Ladung der Elektronen aus der Gasverstärkung nicht von den Anoden zu den Kathoden fließt. Von dem Anodensignal sind auf der Rückseite 50% und auf den Kathoden 30% zu messen. Daher kommt an der Driftkathode etwa 20% des Anodensignals an, bei einer Spurendriftkammer mit Mikrostreifenauslese ist ein Frisch- und ein Gatinggitter notwendig, um Verzerrungen des Driftfelds zu verhindern.

Vor dem Einsatz einer MSGC-TPC in einem Experiment muß der Signalverlauf noch genauer vermessen werden, um die Verstärkerkette anzupassen. Vor dem Einsatz einer Struktur mit offenen Kathoden muß das Entstehen der großen Pulse untersucht und beseitigt werden.

3.3 Messung von Alterungseffekten

3.3.1 Alterung von Mikrostreifen-Gasdetektoren

Proportionalzähler unterliegen einer Alterung (*ageing*) in Abhängigkeit von der aufgenommenen Ladung und dem verwendeten Zählgas [25]. Die Auflösung verschlechtert sich und die Verstärkung nimmt ab, auf den Anodendrähten bildet sich eine polymerartige Ablagerung. Bei Mikrostreifen-Gasdetektoren gibt es noch eine weitere Möglichkeit der Signalveränderung. Durch die hohen Feldstärken zwischen Anoden und Kathoden kann es zur Elektrolyse des Glases kommen, die elektrischen Eigenschaften des Substrats werden geändert. Dies gilt insbesondere für natriumhaltige Gläser. Diese Art der Alterung kann durch die Methode des „Thermischen Alterns“ untersucht werden: An der Mikrostreifen-Platte wird eine Spannung angelegt und der gesamte Detektor im Vakuum erhitzt. Am Stromverlauf und durch den Vergleich der Spektren vor und nach dieser Behandlung kann das Alterungsverhalten des Detektors gemessen werden (Abb. 3.18). Im Fall eines natriumhaltigen Glases fällt der Strom nach der Aufheizphase wieder ab, die elektrischen Eigenschaften des Glases ändern sich. Das in dieser Arbeit verwendete Glas S8900 von Schott zeigt bei einer solchen Behandlung nach der Aufheizphase einen konstanten Stromverlauf und nur eine geringe Variation der Spektren [26]. Mikrostreifen-Gasdetektoren mit dem Substrat S8900 unterliegen wie Draht-Proportionalzähler nur der Alterung durch Ablagerung.

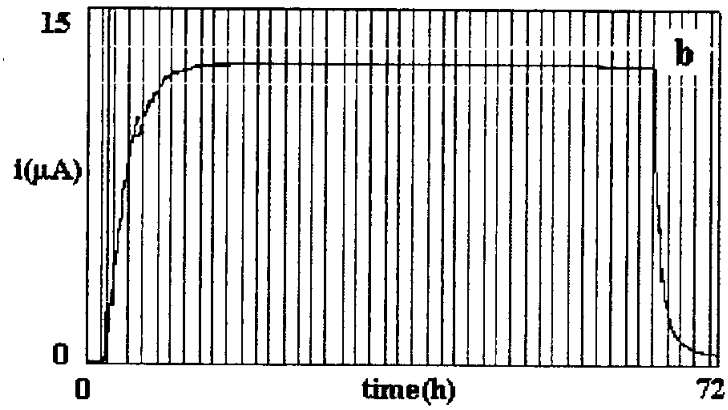

Abbildung 3.18 Messung des „Thermischen Alterns“ von G.Cicognani [26]: Untersucht wird das Glas S8900 von Schott. Aufgetragen ist der Anoden- Kathoden Strom bei einer Spannung von 786 V während der Messung über 40 Stunden. Nach der Aufheizphase fließt ein konstanter Strom, es kommt zu keiner Veränderung der Leitfähigkeit im Glas.

3.3.2 Methode zur Messung der Alterungseffekte

Der für die Messung der Alterungseffekte verwendete Aufbau aus Abb. 3.6 besteht aus Edelstahl, Marcor und Teflon, um die Verunreinigungen des Zählgases durch Ausgasen möglichst gering zu halten, die sich negativ auf das Langzeitverhalten auswirken [27]. Die Messung wurde in Ar/CO_2 (90:10) und Ar/CH_4 (90:10) ohne Erneuerung des Zählgases bei einem konstanten Druck von 1 Bar durchgeführt. Ausgewertet wurden die Anodensignale der geschlossenen Struktur ILL6c. Durch die kleine Öffnung in der Kathode des Driftfelds ist die Ionisation oberhalb einer Fläche von 10 mm^2 auf der Mikrostreifenplatte lokalisiert, die Gasvestärkung findet an insgesamt 1 cm Anodenstruktur statt. Der Zähler wird mit einer Rate von 10 kHz und einer Verstärkung von $1.5 \cdot 10^3$ betrieben, eine Ladung von 46 $\mu C/cm$ pro Tag wird angesammelt.

Der Einfluß der Gasqualität und der Temperatur auf die Gasverstärkung wird durch einen Draht-Proportionalzähler überwacht. Die angesammelte Ladung pro Zeit und Länge des Proportionalzählers beträgt nur 1.2% der Ladung des Mikrostreifen-Gasdetektors, um eine Alterung zu verhindern. Die Amplitude des MSGC wird auf die des Proportionalzählers korrigiert, sodaß eine Variation der relativen Verstärkung nicht durch die Änderung der Gasqualität oder der äußeren Bedingungen hervorgerufen wird. Abb. 3.19 zeigt die Amplitude des Proportionalzählers über 10 Tage. Die Verschlechterung der Gasqualität durch Ausgasungen von Wasser und Sauerstoff aus dem Aufbau ist an der Abnahme der Amplitude um etwa 2.5% zu erkennen.

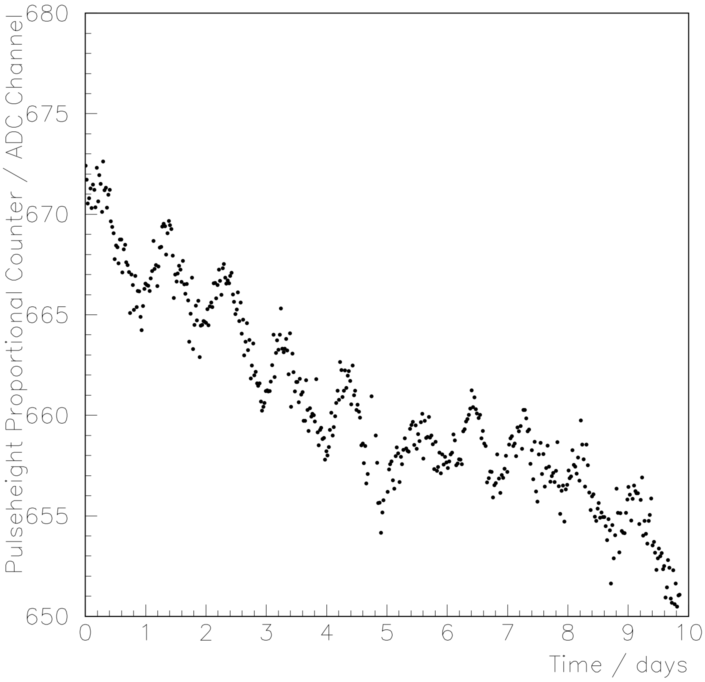

Abbildung 3.19 Die Amplitude des Draht-Proportionalzählers, der mit einer kleinen Zählrate zur Kontrolle der Gasqualität eingesetzt wird. Während der Messung mit Ar/CO_2 ist die Verschlechterung der Gasqualität durch Ausgasungen von Wasser und Sauerstoff aus dem Aufbau an der Abnahme der Amplitude zu erkennen. Die Schwankung um den Mittelwert wird durch die Temperaturänderung mit der Tageszeit hervorgerufen.

Auch die tageszeitlichen Schwankungen der Temperatur sind am Amplitudenverlauf ersichtlich. Die Korrektur der Amplituden ist klein im Vergleich zu den Änderungen der Signale an den Mikkostreifen-Gasdetektoren aufgrund von Alterungseffekten.

Die Auslese des Proportionalzählers und des Mikrostreifen-Gasdetektors erfolgt über ein Camac-Macintosh System. Die Spektren werden gespeichert und automatisch in einem LabView-Programm analysiert. Falls der verwendete Algorithmus aufgrund einer Veränderung der Signalform im Laufe der Messung nicht mehr funktioniert, ist eine spätere Analyse möglich. Die häufigste Signalhöhe im Spektrum wird durch ein gewichtetes Mittel bestimmt. Die Energieauflösung wird durch die Halbwertsbreite angegeben: Von dem Maximum ausgehend wird nach beiden Seiten der erste Kanal mit der halben Höhe bestimmt und mit einer Ausgleichsgeraden von 20 Kanälen um diesen Punkt die Energieauflösung berechnet.

3.3.3 Resultate der Messung von Alterungseffekten

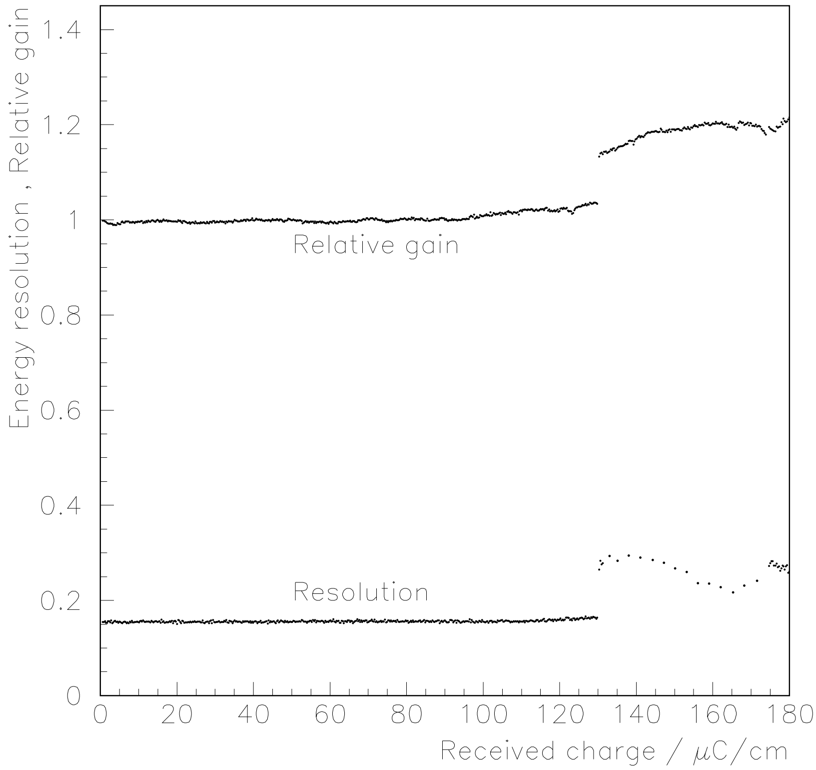

Abbildung 3.20 Langzeittest eines Mikrostreifen-Gasdetektors mit dem Substrat S8900 in Ar/CH_4. Bis zu einer Ladung von 125 $\mu C/cm$ bleibt die relative Verstärkung auf 2% konstant, die Energieauflösung beträgt 16% (FWHM). Am Ende der Messung hat sich eine sichtbare Polymerschicht auf den Anoden gebildet.

In Abb. 3.20 ist die relative Verstärkung (oben) und die Auflösung als Funktion der angesammelten Ladung pro Länge der Anoden in Ar/CH_4 dargestellt. In diesem Gas treten sowohl bei Proportional- als auch bei Mikrostreifen-Gasdetektoren früh Alterungseffekte auf. Der Mikrostreifendetektor zeigt in diesem Zählgas bis zu einer Ladung von 125 $\mu C/cm$ eine auf 2% konstante Verstärkung und eine Energieauflösung von 16% (^{55}Fe-Quelle). Der sprunghafte Anstieg der relativen Verstärkung bei 130 $\mu C/cm$ erfolgte innerhalb von 15 Minuten, jeder Punkt repräsentiert eine Messung von 100000 Signalen. Ab 130 $\mu C/cm$ wurde die Energieauflösung manuell bestimmt, da aufgrund der veränderten Signalform die automatische Analyse versagte. Nach etwa 185 $\mu C/cm$ hat sich die Energieauflösung des Mikrostreifen-

Gasdetekors auf über 50% verschlechtert, die Messung wurde daher abgebrochen.

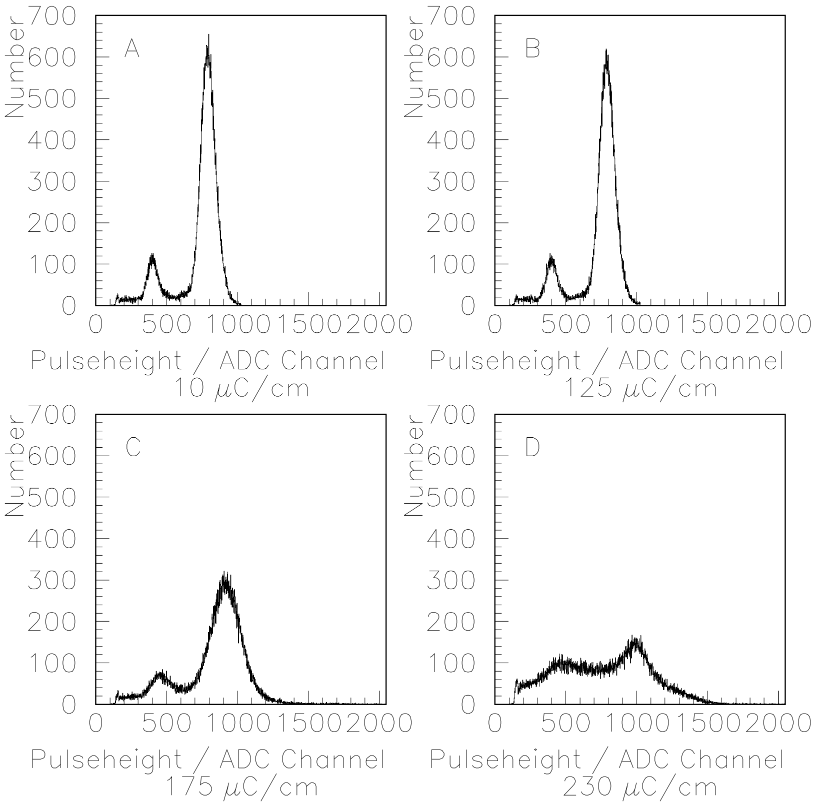

Abbildung 3.21 Die ^{55}Fe Spektren zu verschiedenen Zeitpunkten der Messung in Ar/CH_4. Die Spektren A und B (nach 10 $\mu C/cm$ und 125 $\mu C/cm$) zeigen einen guten, nicht gealterten Detektor. In C (nach 175 $\mu C/cm$) ist deutlich die Verschlechterung der Auflösung zu erkennen. Das Spektrum D (nach 230 $\mu C/cm$) wurde nach Ende der Messung aufgenommen.

Abb. 3.21 zeigt vier typische Spektren zu verschiedenen Zeitpunkten während und nach der der Messung. In den Spektren A und B (nach 10 $\mu C/cm$ und 125 $\mu C/cm$) sind keine Alterungeffekte sichtbar. Nach 175 $\mu C/cm$ ist eine deutliche Verschlechterung der Energieauflösung und ein Anstieg der Verstärkung zu erkennen. Nach 230 $\mu C/cm$ kann des Signal der ^{55}Fe-Quelle kaum noch aufgelöst werden.

Abb. 3.22 zeigt das Ergebnis der Messung in Ar/CO_2. Zwischen 120 $\mu C/cm$ und 215 $\mu C/cm$ wurde die Energieauflösung manuell bestimmt. Auch in diesm Gas ist anfänglich die Schwankung der Verstärkung gering, der Detektor zeigt bis zu einer Ladung von 220 $\mu C/cm$ eine Variation der Verstärkung von $\pm 5\%$ und eine

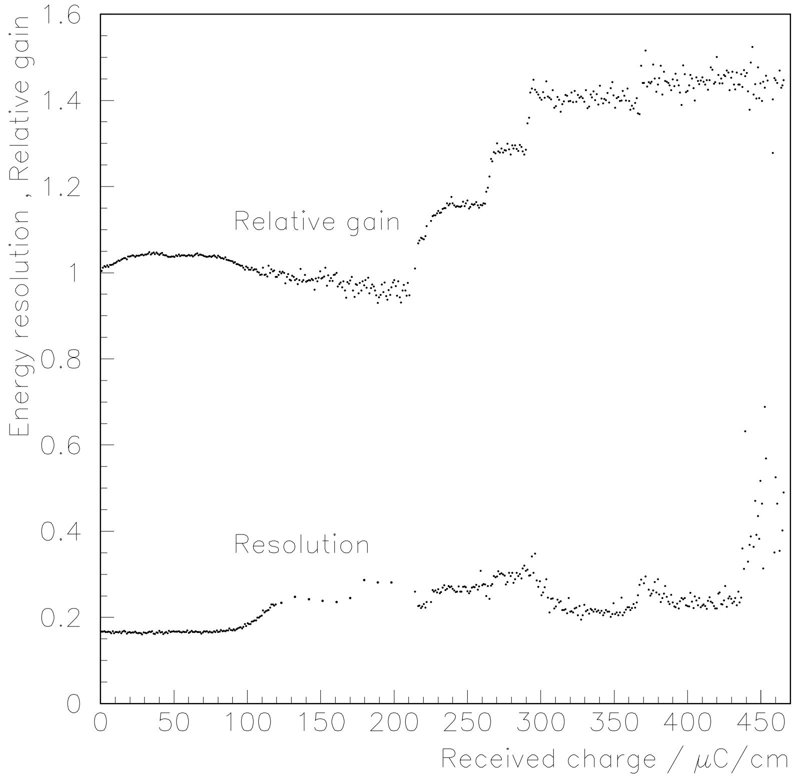

Abbildung 3.22 Langzeittest eines Mikrostreifen-Gasdetektors mit dem Substrat S8900 in Ar/CO_2. Bis zu einer aufgenommenen Ladung von 200 $\mu C/cm$ variiert die Verstärkung um ±5%, die Energieauflösung (FWHM) ist besser als 25%. Bis zu einer Ladung von 100 $\mu C/cm$ beträgt die Energieauflösung 16%.

Energieauflösung von 25%. Anschließend kommt es zu einem Anstieg der relativen Verstärkung von über 40%. Die Energieauflösung beträgt bis zu einer Ladung von 100 $\mu C/cm$ 16% (^{55}Fe-Quelle).

In Abb. 3.23 sind die Spektren der Anodensignale zu verschiedenen Zeitpunkten der Alterung aufgetragen. A und B zeigen den Detektor nach 10 $\mu C/cm$ und 75 $\mu C/cm$, es sind keine Alterungseffekte zu erkennen. Nach 250 $\mu C/cm$ ist der Anstieg der Verstärkung und die Verschlechterung der Energieauflösung zu erkennen, nach 470 $\mu C/cm$ ist der Detektor gealtert.

Die Messungen mit beiden Gasen zeigen eine Zunahme der Verstärkung im Laufe der Messung. Bei Draht-Proportionalzähler führen Alterungseffekte im allgemeinen zu einer Abnahme der Verstärkung. Die Ergebnisse sind jedoch im Fall von Ar/CH_4 in

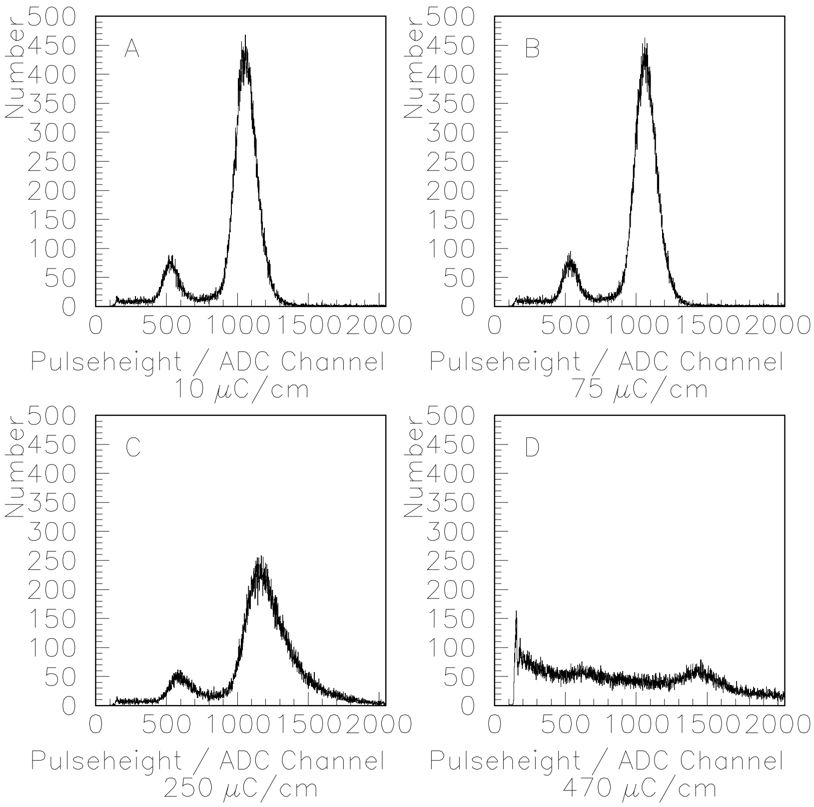

Abbildung 3.23 Die in Ar/CO_2 gemessenen ^{55}Fe-Spektren. Die Spektren A und B (nach 10 $\mu C/cm$ und 75 $\mu C/cm$) zeigen keine Alterungseffekte. Nach 250 $\mu C/cm$ (C) hat sich die Energieauflösung verschlechtert. Das Spektrum D (nach 470 $\mu C/cm$) wurde am Ende der Messung aufgenommen.

qualitativer Übereinstimmung mit Messungen von anderen Gruppen [28] (Abb. 3.25). Eine Erklärung für die Zunahme der Verstärkung kann der Maltereffekt sein [29]: An den Kathoden bilden sich dünne Isolatorschichten. Die zu den Kathoden driftenden Ionen laden die Oberfläche der Isolatorschicht positiv auf. Zusammen mit dem elektrischen Feld zwischen den Anoden und Kathoden wird ein Dipolfeld aufgebaut. Durch die geringe Dicke der Schicht werden hohe Feldstärken erreicht. Ab einer Feldstärke von $\sim 10^7 V/cm$ kommt es zur Feldemission von Elektronen. Diese Elektronen können die Isolatorschicht leichter durchdringen als die Ionen. Einige neutralisieren Ionen, viele gelangen jedoch in das Zählgas, driften zu den Anoden und erzeugen in der Gasverstärkung erneut Ionen. Durch den Maltereffekt fließt ein Dunkelstrom während und nach der Bestrahlung mit hohen Raten. Wenn die Feldstärke noch nicht ausreichend für den Maltereffekt ist, so kann die Sensitivität der Kathode für Photonen oder Ionen erhöht sein, die Austrittsarbeit der Elektronen in der Kathode ist erniedrigt. Daraus resultiert ein Dunkelstrom, der mit dem Ende der Bestrahlung verschwindet. Ein Hinweis für einen solchen Mechanismus ist das Auslaufen der Spektren C und D (Abb. 3.21 und 3.23) zu großen ADC-Kanälen hin. Den Signalen von der ^{55}Fe-Quelle sind Signale der durch Photonen an den Kathoden emitierten Elektronen überlagert. In der bestrahlten Zone des Mikrostreifen-Gasdetektors befinden sich mehrere Kathodenstreifen. Die Stufen in der Verstärkung (Abb. 3.20 und 3.22) sind möglicherweise durch ein zeitlich versetztes Einsetzen des oben beschriebenen Effekts an den verschiedenen Kathoden zu erklären.

Am Ende des Alterungsprosses bildet sich auf den Anoden eine polymerartige Ablagerung, Abb. 3.24 zeigt eine mikroskopische Aufnahme vor und nach der Alterung. Die Struktur der Schicht ist klein im Vergleich zur Anodenbreite, wenn es sich um

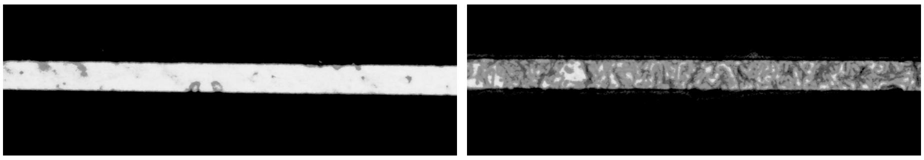

Abbildung 3.24 Mikroskopische Aufnahme eines 8 μm breiten Anodenstreifens vor (links) und nach der Alterung mit 150 $\mu C/cm$ in Ar/CH_4.

einen elektrischen Leiter handelt, so kann die maximale Feldstärke und damit die Verstärkung lokal erhöht sein. Wenn sich durch Ablagerungen die Breite der Anoden vergrößert, so verringert sich bei elektrisch leitenden oder isolierenden Schichten die maximale Feldstärke, die Verstärkung nimmt ab. Die ansteigende Verstärkung in Ar/CO_2 (Abb. 3.22) bis 50 $\mu C/cm$ und der Abfall bis 200 $\mu C/cm$ kann durch die entgegenwirkenden Effekte der Ablagerungen an den Anoden und Kathoden erklärt werden.

Die Lebensdauer eines Mikrostreifen-Gasdetektors wird stark durch das Zählgas bestimmt, in Mischungen mit DME (DiMethylEther) kann ein MSGC bis zu einer Ladung von 100 mC/cm betrieben werden [28, 15] (Abb. 3.25). Die aufgenommene Ladung bis zum Auftreten von Alterungseffekten ist dort um einen Faktor 1000 größer im Vergleich zu den hier durchgeführten Messungen in Ar/CH_4.

Eine Abschätzung durch den Stromfluß an den Felddrähten einer Vertex-TPC des NA49-Experimentes läßt eine Laufzeit von 800 Tage für einen Mikrostreifendetektor in dieser Konfiguration bis zu einer Ladung von $100 \mu C/cm$ erwarten. Dies ist für dieses Experiment ausreichend, jedoch ist die Ladung in der Nähe des Strahls größer als am Rand des Detektors, der innere Bereich wird schneller altern. Ein zweiter

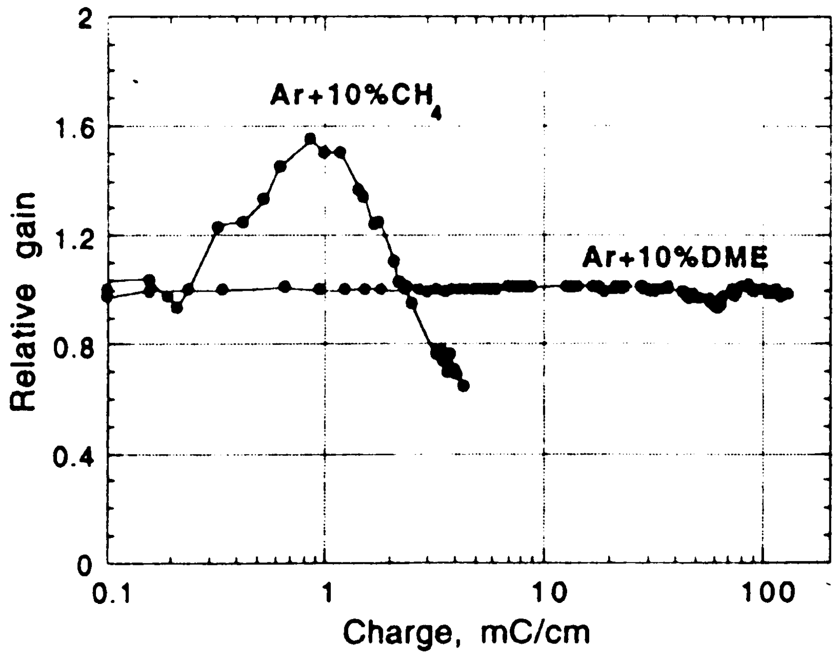

Abbildung 3.25 Untersuchung von Alterungseffekten von L.Aluni et al.[28]: Aufgetragen ist die relative Verstärkung eines Mikrostreifen-Gasdetektors mit dem Glas S8900 in Abhängigkeit von der aufgenommenen Ladung. Im Fall von Ar/CH_4 ist die Zunahme der Verstärkung sichtbar. In dem Zählgas Ar/DME (90:10) kann der Detektor bis zu einer Ladung von über 100 mC/cm betrieben werden.

unsicherer Punkt ist der Vergleich der Alterung bei hohen und niedrigen Raten. Ein Betrieb mit niedrigen Raten führt zu Alterungseffekten bei geringeren angesammelten Ladungen als bei hohen Raten [30].

4 Die Spurendriftkammer mit Mikrostreifenauslese

Eine wichtige Größe für die Funktion einer Spurendriftkammer ist die Pad-Response-Funktion. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Prototyp einer Spurendriftkammer mit Mikrostreifenauslese konstruiert und getestet. Die Breite σ_0 der Pad-Response-Funktion wurde in diesem Aufbau bei verschiedenen Glasdicken gemessen.

4.1 Aufbau

4.1.1 Feldkäfig

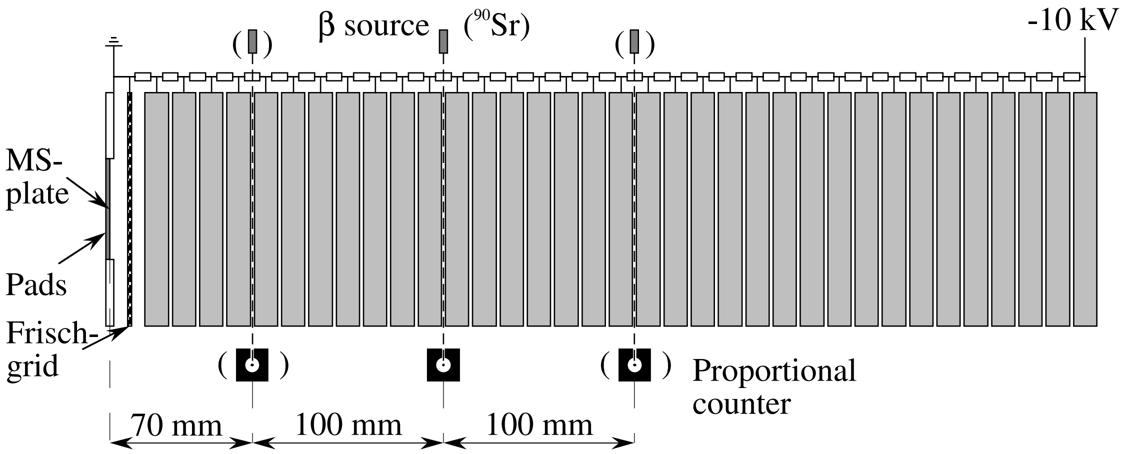

Abbildung 4.1 Schematischer Aufbau zur Messung der Padresponsefunktion. Eine stark kollimierte β-Quelle kann an drei Positionen angebracht werden. Der gegenüber der Quelle angebrachte Proportionalzähler erzeugt das Triggersignal. Die Elektronenspuren driften durch ein Frischgitter zur Mikrostreifen-Platte, auf deren Rückseite sich die Pads befinden.

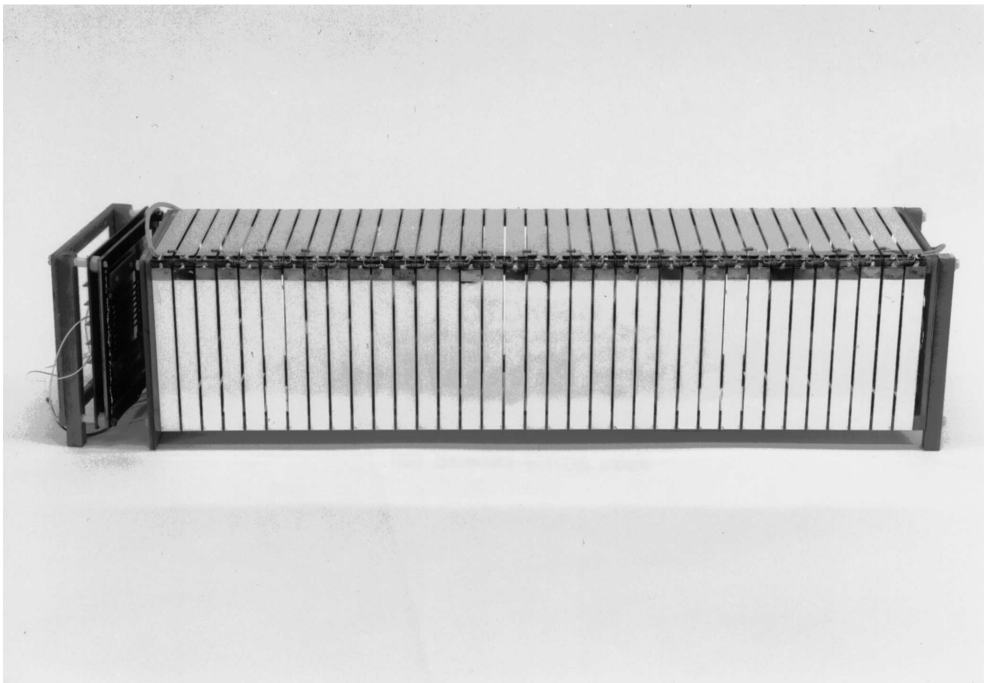

Abbildung 4.2 Die Potentialstreifen des 50 cm langen Feldkäfigs sind aus doppelseitig aluminisierter Mylarifolie hergestellt. Links befindet sich das Frischgitter und ein Tragrahmen für eine Mikrostreifen-Platte, rechts die Kathode des Driftfeldes. An der vorderen Kante des Feldkäfigs ist die Widerstandskette sichtbar [31].

Der Aufbau zur Messung der Pad-Response-Funktion ist in Abb. 4.1 und 4.2 dargestellt: Der Prototyp einer Spurendriftkammer besteht aus einem 50 cm langen Feldkäfig mit einem Querschnitt von $12 \cdot 12\ cm^2$. Die 12.7 cm breiten Potentialstreifen bestehen wie in den TPCs des NA49-Experiment aus doppelseitig aluminisierter Mylarfolie. Die Streifen sind mit einer Widerstandskette aus 10 $M\Omega$ Metallfilmwiderständen verbunden, der Abstand beträgt 2 mm. An der Driftkathode wird eine Hochspannung von -10 kV angelegt, die Feldstärke beträgt 200 V/cm. An der Ausleseseite befindet sich ein Frischgitter und ein Tragrahmen, in dem die Mikrostreifen-Platten mit den Pads eingebaut sind. Die Pads sind mit einer Steckerleiste auf dem Tragrahmen kontaktiert, die Befestigung des Tragrahmens am Feldkäfig erfolgt mit vier Schrauben. Dadurch ist ein einfacher Wechsel zwischen verschiedenen Mikrostreifen-Platten möglich. Die Spurendriftkammer ist in ein Edelstahlrohr eingebaut und kann evakuiert werden (Abb. 4.3), um nach einer Änderung am Aufbau schnell eine gute Gasqualität erreichen zu können. Als Zählgase werden Ar/CH_4 und Ar/CO_2 verwendet. In den äquidistanten KF40-Flanschen wird eine β-Quelle und auf der gegenüberliegenden Seite ein Proportionalzähler bei Driftlängen von 7, 17

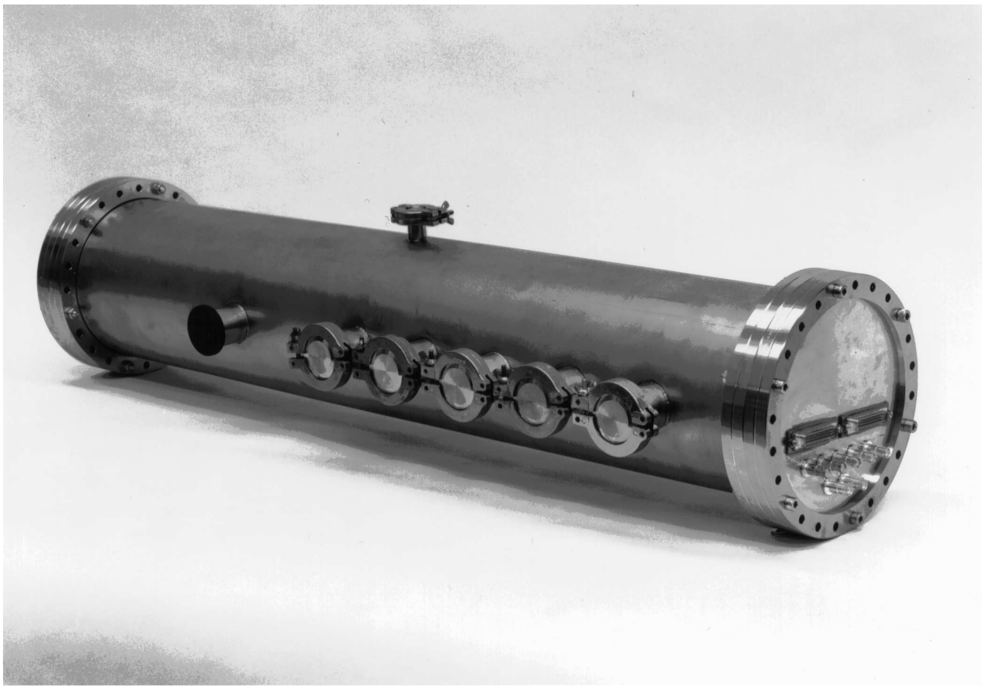

Abbildung 4.3 Der TPC-Aufbau wird in einem Edelstahlrohr eingebaut. Durch Evakuieren und anschließendes Befüllen mit Zählgas kann schnell eine gute Gasqualität erreicht werden. Die β-Quelle und der Proportionalzähler werden in zwei gegenüberliegenden KF40 Flanschen eingebaut. Die Elektronikkarte mit 16 ladungsempfindlichen Vorverstärkern wird außen an den Durchführungen des CF200 Flansches angebracht [31].

oder 27 cm eingebaut. Die Vorverstärker werden außen an dem CF200-Flansch auf einem Adapterbord angebracht. Durch den gesamten Aufbau ergibt sich zwischen einem Pad und einem Vorverstärker eine Kabellänge von 40 cm mit insgesamt drei Steckverbindungen.

4.1.2 Erzeugung der Spuren

Die Messungen im TPC-Aufbau wurden mit Spuren von einer β-Quelle (^{90}Sr) durchgefürt, da für diese Arbeit keine minimalionisierenden Teilchen aus einem Beschleunigerstrahl zur Verfügung standen. ^{90}Sr zerfällt mit einer Halbwertszeit von 28.1 Jahren in ^{90}Y und gibt dabei ein β-Teilchen mit einer Maximalenergie von 0.546 MeV ab. ^{90}Y ist ein β-Strahler mit einer Halbwertszeit von 64 Stunden und zerfällt in ^{90}Zr mit einer Maximalenergie der β-Teilchen von 2.27 MeV. Eine Spurendriftkammer benötigt ein Triggersignal zum Starten der Auslese, die Raumkoordinate in Driftrichtung wird durch die Zeitdifferenz zwischen dem Trigger- und Padsignal bestimmt. Das Triggersignal wird mit einem Proportionalzähler [24] erzeugt. Aus dem Energiespektrum der β-Teilchen wird durch einen Diskriminator der hochenergetische Teil für die Erzeugung des Triggersignales selektiert. Oberhalb von etwa 1 MeV sind diese nach Gleichung 2.1 minimalionisierend (Abb. 4.4). Die Flugstrecke der β-Teilchen durch

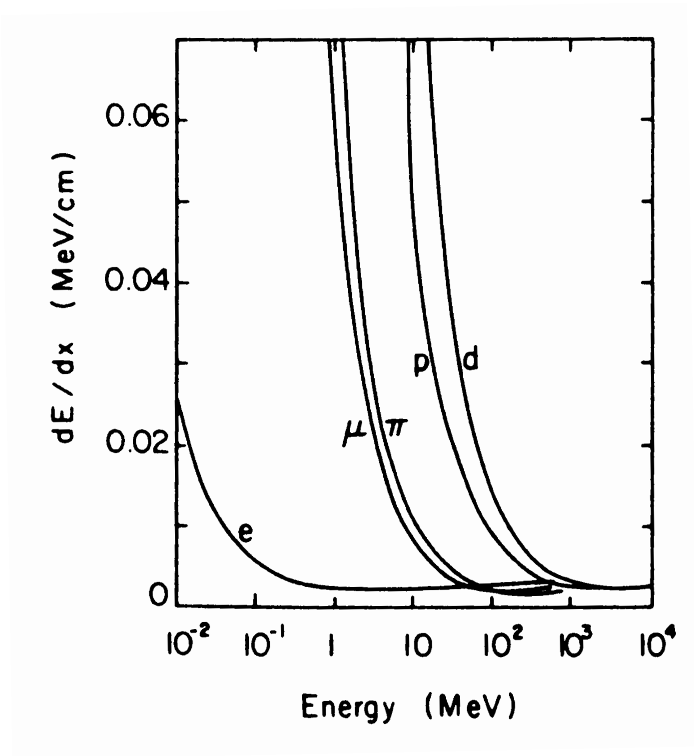

Abbildung 4.4 Die spezifische Ionisation in Luft berechnet nach Gleichung 2.1. Die β-Teilchen sind oberhalb von etwa 1 MeV minimalionisierent [10].

den Feldkäfig zu dem Proportionalzähler beträgt 14 cm, durch starke Kollimation der β-Quelle und des Proportionalzählers werden nur Spuren in die Messung einbezogen, die parallel zu den Pads verlaufen. Im Gegensatz zu schwereren minimalionisierenden Teilchen wie zum Beispiel Pionen werden die Elektronen bei elastischen Streuungen stärker abgelenkt (*multiple scattering*). Die von β-Teilchen erzeugten Spuren könnten durch die Streuung eine nicht zu vernachlässigende Breite haben, deshalb ist in Zukunft eine Messung mit Pionen oder Myonen geplant.

Nummer	Struktur	Glas	Glasdicke	Anordnung der Pads
I	ILL6a	S8900	0.45 mm	100 nm Gold direkt auf dem Glas
II	ILL6a	S8900	1 mm	100 nm Gold direkt auf dem Glas
III	ILL6a	S8900	2 mm	100 nm Gold direkt auf dem Glas
IV	ILL6c	S8900	0.45 mm	Mit 25 μm Kaptonfolie isoliert

Tabelle 4.1 Die verschiedenen Mikrostreifen-Platten, die als Ausleseebene in dem TPC-Aufbau verwendet wurden.

4.1.3 Anordnung der segmentierten Kathode (Pads)

Die Messungen im TPC-Aufbau wurden mit zwei verschiedenen Arten von Pads und verschiedenen Glasdicken durchgeführt. Die Breite der Pads beträgt jeweils 1 mm und der Abstand 0.5 mm. Tabelle 4.1 zeigt die verschiedenen Anordnungen. Die Pads verlaufen orthogonal zu den Anoden auf der Vorderseite, die inneren 16 sind mit je einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verbunden und die äußeren geerdet. Bei allen Platten mit der offenen Strukturen ILL6a bestehen die Pads aus 100 nm dickem Gold und sind mit einer Haftschicht aus 20 nm Chrom auf die Rückseite des Glases aufgedampft. Die Länge der 30 parallel angeordneten Pads beträgt 40 mm (Abb. 4.5).

Bei einer Platte mit der geschlossenen Struktur ILL6c wurden Pads aus Leiterplattenmaterial mit einer 25 μm dicken Kaptonfolie gegen die Rückseite der Mikrostreifen-Platte isoliert. In diesem Fall beträgt die Padlänge 34 mm.

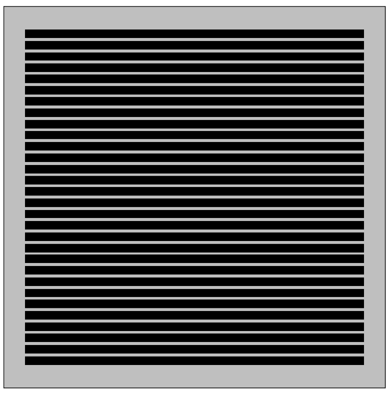

Abbildung 4.5 Die Pads sind 1 mm breit und 40 mm lang, sie befinden sich auf der Rückseite des Glases orthogonal zu den Anoden und parallel zur Elektronenspur. Die inneren 16 sind mit je einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verbunden, die äußeren sind geerdet.

4.1.4 Ausleseelektronik

Für die Auslese der Pads wird die Aleph Auslesekette von NA35 benutzt. Die Elektronikkarte mit 16 ladungsempfindlichen Vorverstärkern ist über ein 16 Meter langes Kabel mit einem TPD-Modul (TimeProjectionDigitizer) in einem Fastbus-Überrahmen verbunden. In dem TPD befinden sich die pulsformenden Hauptverstärker (Shaper) mit einer Zeitkonstante von 180 ns (FWHM) und die ADCs. Wenn an dem Proportionalzähler ein β-Teilchen ankommt, wird ein Triggersignal an den TPD angelegt. Der TPD ist mit 12.5 MHZ getaktet, sodaß die Pulshöhe nach dem Haupverstärker alle 80 ns in einen ADC-Wert umgewandelt wird. Ein AEB (AlephEventBuilder) liest den TPD aus und setzt die einzelnen ADC-Werte eines Ereignisses zusammen und schickt diese über das Ethernet an einen Unix-Rechner, wo die Daten im ASCII-Format abgelegt werden. In Abb. 4.6 ist die Auslesekette schematisch dargestellt.

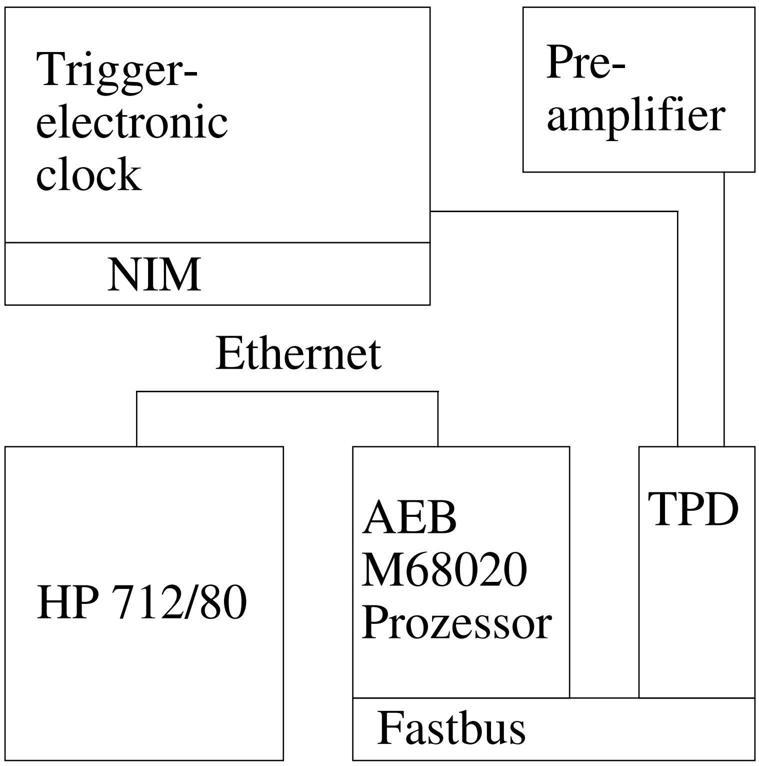

Abbildung 4.6 16 Pads der Spurendriftkammer sind mit der Aleph-Auslesekette aus dem NA35-Experiment verbunden. Die Signale werden in einem TPD-Modul (TimeProjectionDigitizer) digitalisiert. Ein AEB (AlephEventBuilder) setzt die einzelnen Ereignisse zusammen und schickt sie an eine Unix-Workstation.

4.2 Messungen mit der Spurendriftkammer

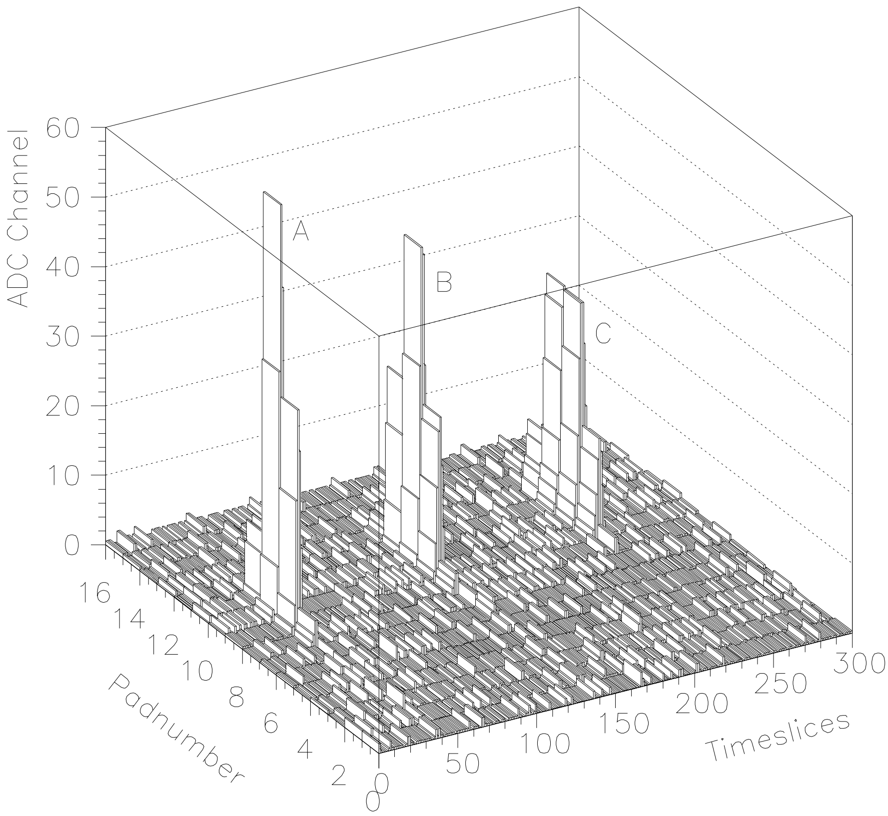

Abbildung 4.7 Drei typische Ereignisse gemessen mit der offenen Struktur ILL6a und einer Glasdicke von 1 mm in Ar/CO_2. Die verschiedenen Driftlängen sind: A 7 cm; B 17 cm; C 27 cm. Die Verbreiterung mit zunehmender Driftstrecke und die Abnahme der Höhe durch die Diffusion ist zu erkennen.

In diesem Abschnitt wird die Funktion der Spurendriftkammer mit Mikrostreifenauslese getestet. Insbesondere wird die Diffusion, Driftgeschwindigkeit und die durch die β-Teilchen erzeugte Ladung untersucht.

Eine wichtige Größe für den Betrieb einer Spurendriftkammer ist die Signalverteilung auf den Pads. Die Breite σ_0 der Pad-Response-Funktion wird in der Spurendriftkammer durch Extrapolieren der quadratischen Clusterbreiten zur Driftstrecke Null gemessen.

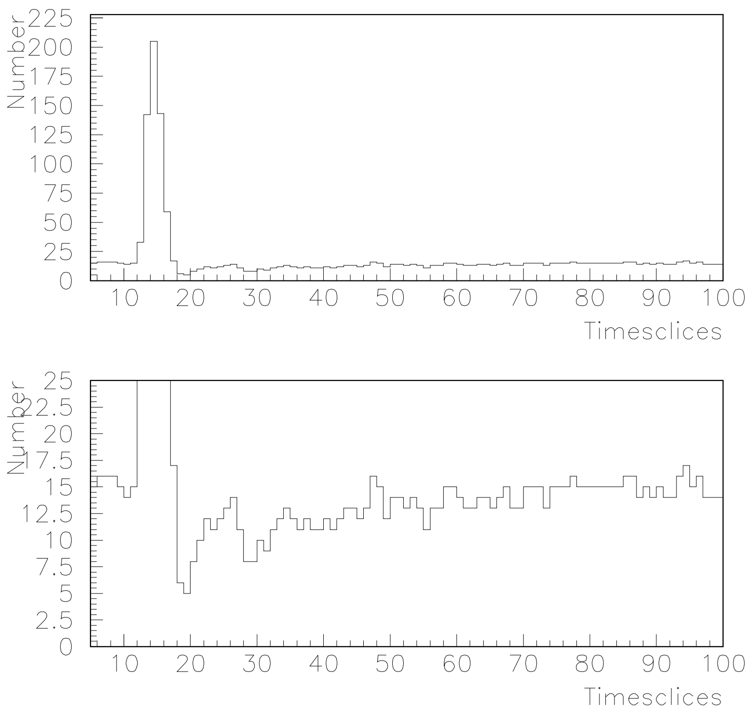

Abbildung 4.8 Die zeitliche Entwicklung des summierten Signals von drei Pads. Unten ist die Vergrößerung um die Nullachse abgebildet. Nach dem Signal ist ein Unterschwingen und Oszillieren zu erkennen. Die Ursache liegt in den nicht optimal an die Mikrostreifen-Detektoren angepaßten Zeitkonstanten der Aleph-Verstärker.

4.2.1 Funktion

Abb. 4.7 zeigt drei typische Ereignisse mit der offenen Struktur ILL6a und einer Glasdicke von 1 mm in Ar/CO_2. Die Driftlängen betragen: 7 cm (A), 17 cm (B) und 27 cm (C). Mit zunehmender Driftstrecke werden die Cluster durch die Diffusion breiter, die maximale Höhe nimmt ab. Die Summe der ADC-Kanäle unter einem durchschnittlichen Cluster ist konstant. Dieses Verhalten ist typisch für eine Spurendriftkammer.

Abb. 4.8 zeigt die Summe der Signale der drei mittleren Pads eines Clusters. Die Aleph-Elektronik ist an die Signalform eines Draht-Proportionalzählers angepaßt. Diese unterscheidet sich durch die unterschiedlichen Driftstrecken und -zeiten der Ionen von der eines Mikrostreifen-Gasdetektors (Kap. 3.2.5). Daher kommt es nach dem Signal zu einem Unterschwinger von 5%. Die Nullinie wird erst nach etwa 3 μs

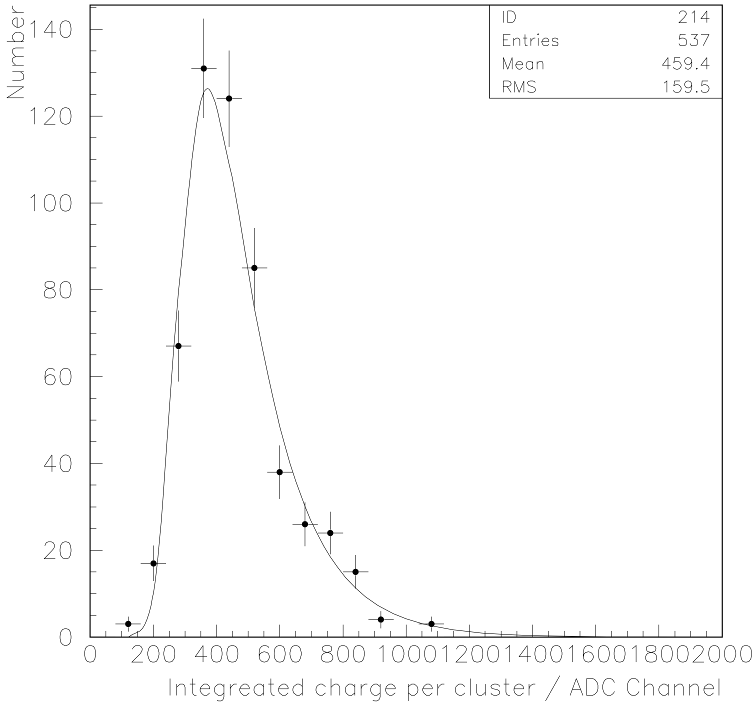

Abbildung 4.9 Die Verteilung der integrierten Ladung von 537 Clustern der β Spuren bei einer Driftlänge von 27 cm in Ar/CH_4. An die Meßwerte ist eine Landauverteilung angepasst.

wieder erreicht. Das Signal oszilliert nach dem Puls mit einer Periodizität von 0.8 μs. Die Signalhöhe eines zweiten Clusters innerhalb dieses Zeitraumes wäre überlagert. Die Messung der Padresponsefunktion wird hierdurch nicht beeinträchtigt, da nur Ereignisse mit genau einem Cluster ausgewertet werden.

Abb. 4.9 zeigt die integrierte Ladung in ADC-Kanälen von 537 Clustern, die von 27 cm in Ar/CH_4 gedrifteten Elektronenspuren der β-Teilchen stammen. Es sind aus allen Ereignissen des Datensatzes die Integrale der gefundenen Cluster eingetragen, deren Maximum auf den mittleren 10 Pads liegt. Dadurch werden nur Cluster in diese Analyse miteinbezogen, die vollständig auf den ausgelesenen Pads liegen. An die Werte ist eine Landauverteilung angepasst, die innerhalb der statistischen Fehler gut mit der Messung übereinstimmt. Eine Landauverteilung ist nur dann zu erwarten, wenn der wahrscheinlichste Wert der spezifischen Ionisation der β-Teilchen gleich ist, ansonsten wäre die Verteilung verbreitert. An der Ladungsverteilung ist ersichtlich, daß am Proportionalzähler aus dem Energiespektrum der β-Teilchen nur der hochenergetisch, minimalionisierende Teil zur Erzeugung des Triggersignals verwendet wird.

Durch die Driftzeit und -strecke kann die Driftgeschwindigkeit bestimmt werden. Die mittlere Driftgeschwindigkeit der drei Meßreihen mit Ar/CO_2 beträgt 1.263 ± 0.015 $cm/\mu s$. Die Schwankung der Driftgeschwindigkeit zwischen den einzelnen Messungen von $\pm 1.1\%$ ist durch Temperaturunterschiede zu erklären, eine Differenz von 1 K führt zu einer Änderung der Driftgeschwindigkeit um $\sim 0.34\%$ [24]. Die Driftgeschwindigkeit aus einer Meßreihe in Ar/CO_2 beinhaltet einen statistischen Fehler von $\sim 0.2\%$.

4.2.2 Messung der Kathoden-Ansprech-Funktion (PRF)

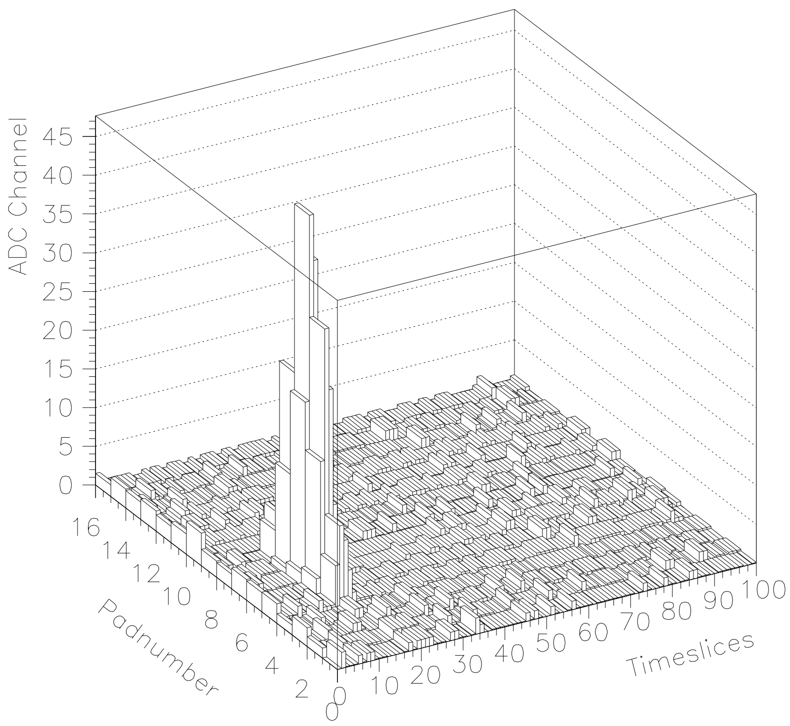

Abbildung 4.10 Ein typisches Ereignis von der Driftlänge 7 cm mit der offenen Struktur ILL6a und 0.45 mm dickem Glas in Ar/CH_4. An diesem Cluster wird im folgenden die Analyse beschrieben.

Abb. 4.10 zeigt ein typisches Ereignis. Die Messung wurde mit einer 0.45 mm dicken Glasplatte und der offenen Struktur ILL6a durchgeführt. Als Zählgas kam Ar/CH_4 zum Einsatz, die Driftlänge beträgt 7 cm. An dem Cluster aus diesem Ereignis wird die Analyse mit dem dafür entwickelten Programm anal.c beschrieben: Eine Messung besteht aus jeweils 1000 Ereignissen von drei unterschiedlichen Driftlängen. Die Daten einer Messung sind in drei ASCII-Datein gespeichert. Ein Ereignis besteht aus den ADC-Werte der 16 Pads zu 100 Zeitpunkten. Zunächst wird für jedes Pad getrennt der Untergrund aus 20 ADC-Werten bestimmt und abgezogen. Wenn der maximale ADC-Wert eines Pads innerhalb der ersten 40 Zeiteinheiten liegt, wird der Untergrund 35 Zeiteinheiten nach dem Maximum bestimmt, ansonsten 30 Zeiteinheiten vor dem Maximum. Der mittlere Untergrund beträgt etwa 5 ADC-Kanäle. Es werden nur solche Ereignisse ausgewertet, die genau ein Cluster aus mindestens drei Padsignalen mit einer Höhe von mehr als neun ADC-Kanälen in den Rohdaten enthalten. Die Schwelle liegt etwa beim doppelten Untergrundsignal. Selbst bei einer Driftstrecke von 7 cm ist die Breite der Elektronenspur durch die Diffusion dominiert, eine β-Spur erzeugt Signale auf mindestens drei Pads.

Die Trajektorien von β-Teilchen können durch elastische Streuung von Geraden abweichen. Eine weitere Selektion erfolgt daher an Hand der Lage der Cluster. In Abb. 4.11 sind drei mögliche Flugbahnen der β-Teilchen über den Pads aufgezeigt. Der für die Messung geeignete Fall A kann von B an der Position des Ladungs-

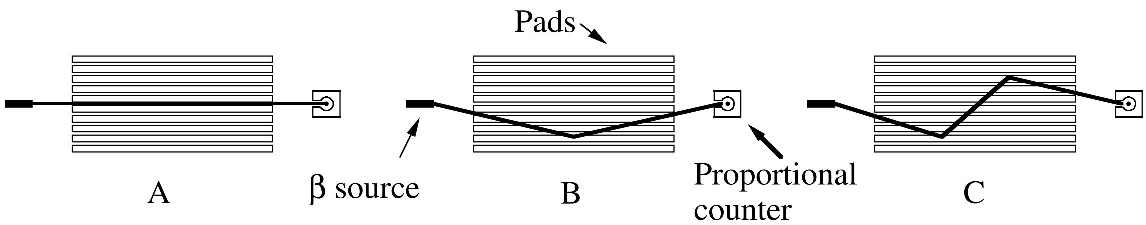

Abbildung 4.11 Drei mögliche Flugbahnen der β-Teilchen. A: der für die Messung geeignete Fall: B: diese Ereignisse können durch die Clusterposition ausselektiert werden, C: Im Gegensatz zu B können diese Ereignisse nicht durch die Position identifiziert werden.

schwerpunktes unterschieden werden. Analysiert werden daher nur Cluster, deren Ladungsschwerpunkt auf den drei Pads um den häufigsten Ort liegen. Der Fall C kann durch diese Selektion nicht von der Analyse ausgeschlossen werden.

Mit diesen Selektionen werden pro Datensatz aus den 1000 Ereignissen zwischen 100 und 300 Cluster analysiert.

Zu Beginn der Analyse der Cluster aus den selektierten Ereignissen wird die Höhe der Signale in den einzelnen Pad-Vorverstärker-Kanälen bestimmt. In Abb. 4.12 ist der zeitliche Signalverlauf auf den fünf Pads aufgetragen, deren ADC-Wert oberhalb der Schwelle von 9 Kanälen vor Abzug des Untergrundes liegt. An die Signale sind Gaußfunktionen angepasst.

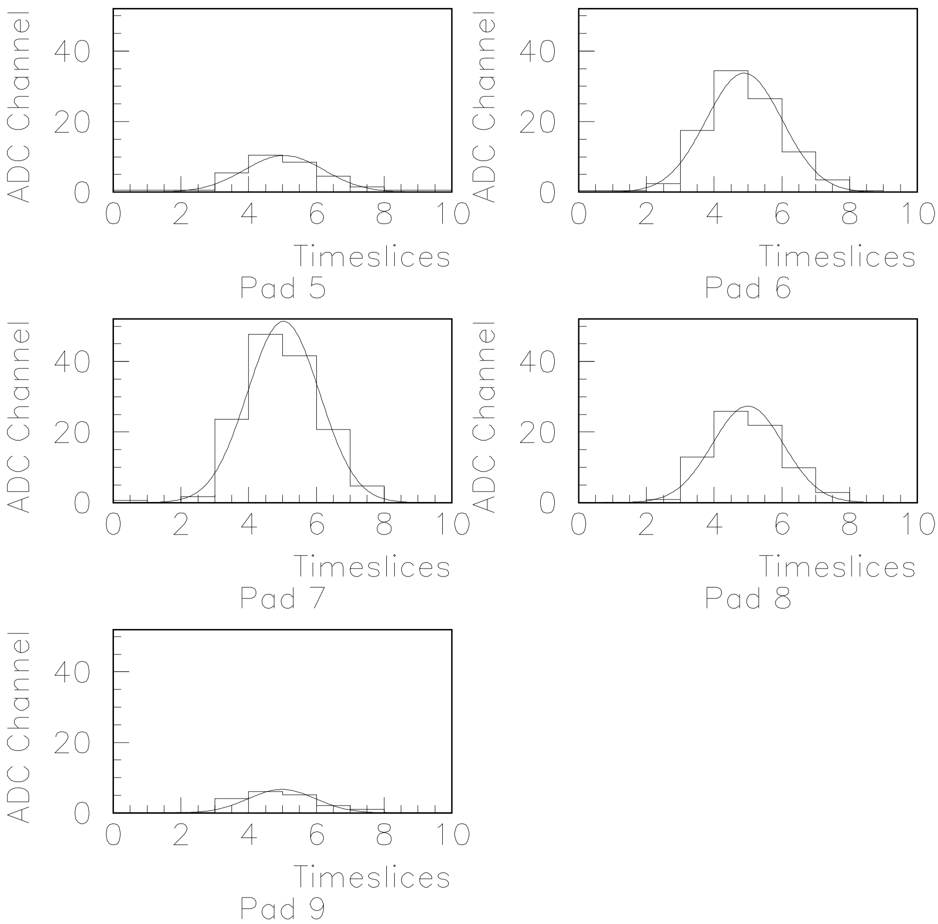

Abbildung 4.12 Zu Beginn der Analyse der Cluster wird die Signalhöhe in den einzelnen Pad-Vorverstärker-Kanälen durch Anpassen einer Gaußfunktion an den zeitlichen Signalverlauf bestimmt. Der Untergrund wurde zuvor für jeden Kanal einzeln berechnet und subtrahiert.

Die Signalhöhen auf den einzelnen Pads werden in ein Histogramm eingetragen und die Breite des Clusters in Einheiten von Pads durch Anpassen einer Gaußfunktion bestimmt (Abb. 4.13). In diesem Fall ergibt sich eine Breite der Pad-Response-Funktion von $\sigma_{PRF} = 1.05\ Pads$.

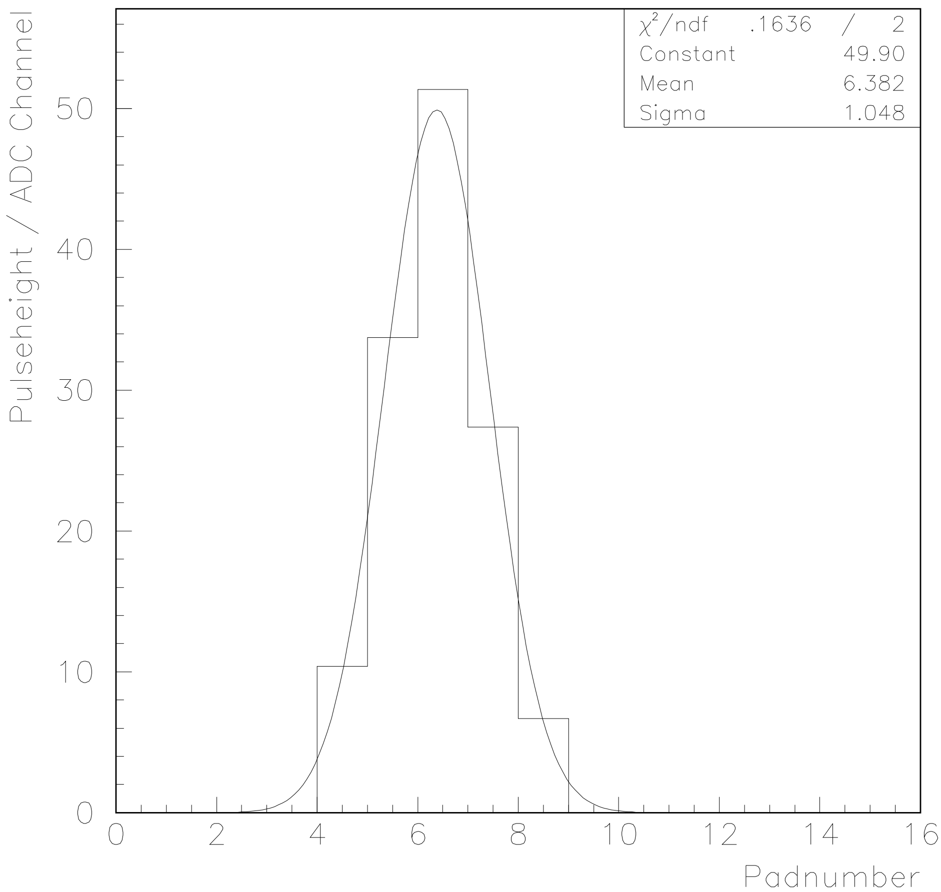

Abbildung 4.13 Die Signalhöhe auf den einzelnen Pads. Die Breite des Clusters wird durch Anpassen einer Gaußfunktion an die Signalhöhen auf den Pads bestimmt. Die Breite in diesem Fall σ_{PRF} beträgt 1.05 $Pads$.

Die Breiten der einzelnen Cluster eines Datensatzes werden in ein Histogramm eingetragen. Abb. 4.14 zeigt diese für die drei Driftlängen dieser Messung. Mit einer angepassten Gaußfunktion und der Anzahl der Einträge wird der Mittelwert der Breite σ_{PRF} der Pad-Response-Funktion und der Fehler des Mittelwertes bestimmt.

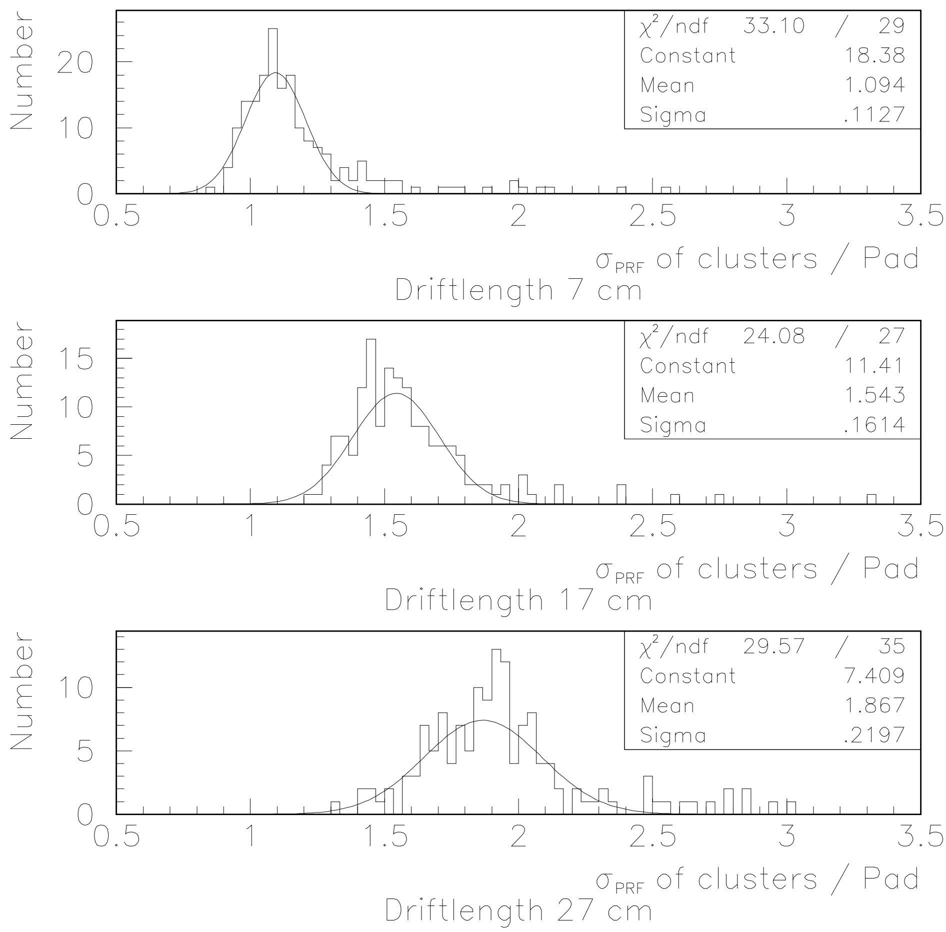

Abbildung 4.14 Die Breiten σ der einzelnen Cluster sind für die unterschiedlichen Driftlängen in Histogrammen dargestellt. An den Verteilungen werden die mittleren Breiten bestimmt: 7 cm: $\sigma_{PRF} = 1.09$ $Pads$; 17 cm: $\sigma_{PRF} = 1.54$ $Pads$; 27 cm: $\sigma_{PRF} = 1.87$ $Pads$.

Die Clusterbreite σ_{PRF} setzt sich nach Gleichung 2.18 aus der vom Detektor gegebenen Breite σ_0 und der Diffusion zusammen. In der Analyse wird davon ausgegangen, daß die Spuren parallel zu den Pads verlaufen. Die Breite σ_0 wird nach Gleichung 2.18 durch Extrapolation der quadratischen Breite σ^2_{PRF} in Abhängigkeit von der Driftlänge zu Null bestimmt (Abb. 4.15). Die gemessenen Breiten werden von Padeinheiten in mm umgerechnet. Die Ergebnisse der verschiedenen Messungen sind in Tabelle 4.2 und Abb. 4.16 dargestellt.

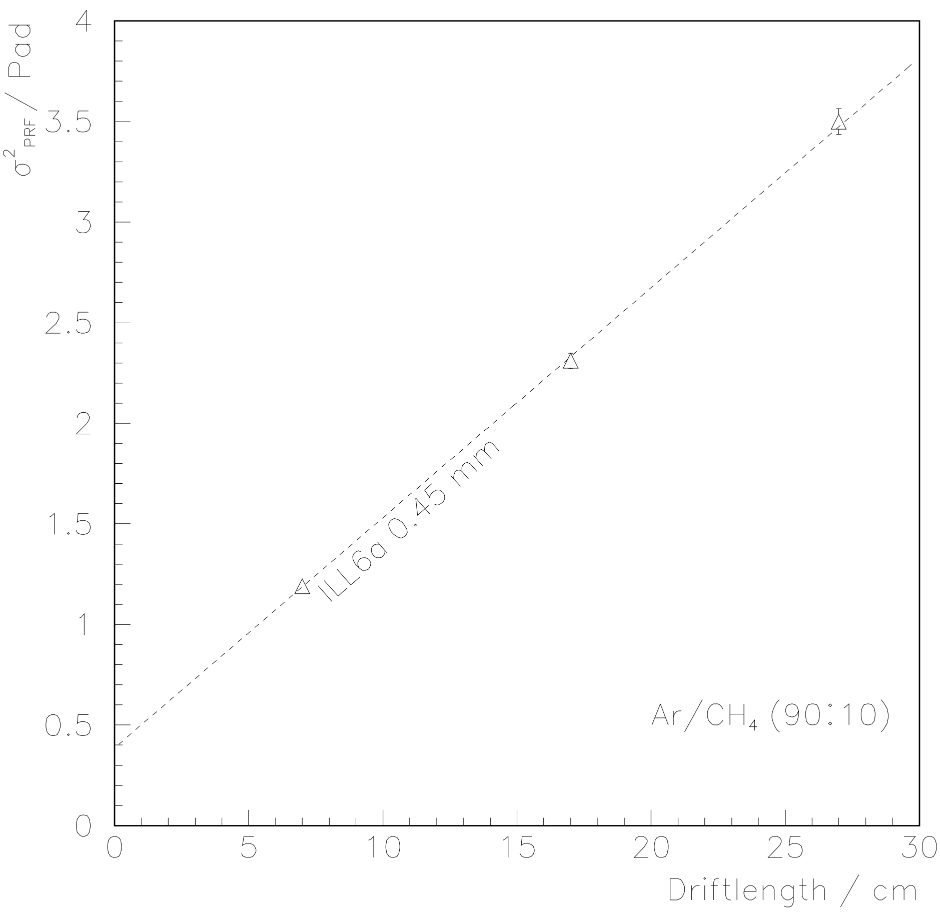

Abbildung 4.15 Die quadratische Clusterbreite σ^2_{PRF} als Funktion der Driftlänge mit der Struktur ILL6a und einer Glasdicke von 0.45 mm in Ar/CH_4. Die Pads haben eine Breite von 1 mm, der Zwischenraum beträgt 0.5 mm. Durch Extrapolation zur Driftlänge Null erhält man für die Breite $\sigma_0 = 0.63$ $Pads$. Umgerechnet in metrische Einheiten ergibt sich für die Breite $\sigma_0 = 0.94$ mm.

4.3 Diskussion der Ergebnisse

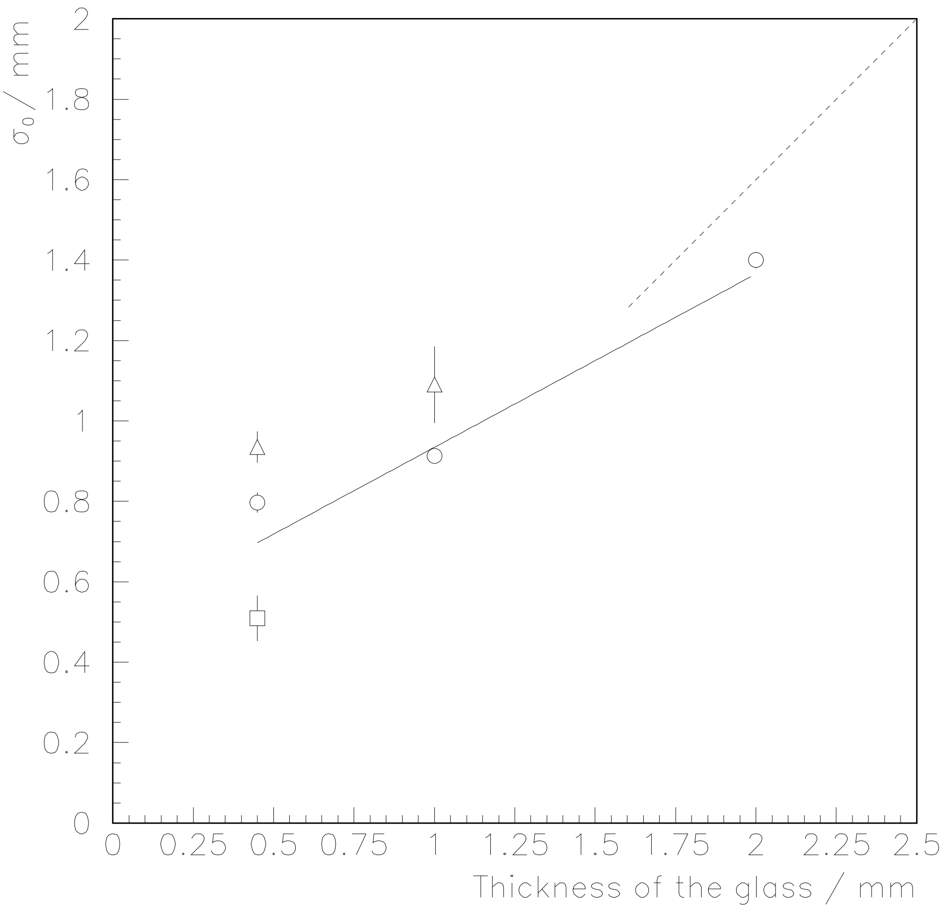

Abbildung 4.16 Die Meßergebnisse mit der offenen Struktur ILL6a mit drei verschiedenen Glasdicken in Ar/CO_2 (Kreise) und Ar/CH_4 (Dreiecke). Das Quadrat zeigt das Ergebnis der Messung mit der geschlossenen Struktur ILL6c und 0.45 mm dickem Glas in Ar/CH_4. An die Punkte der Messungen in Ar/CO_2 ist eine Gerade angepasst.

In Abb. 4.16 und Tabelle 4.2 sind die Ergebnisse der Breite σ_0 der Padresponsefunktion, gemessen für verschiedenen Glasdicken, dargestellt. Die Messungen mit der offenen Struktur ILL6a und auf dem Glas aufgedampften Pads in Ar/CO_2 (Anordnung I, II und III) sind durch die Kreise dargestellt, die Messungen mit denselben Mikrostreifen-Platten in Ar/CH_4 (Anordnung I und II) durch die Dreiecke. Das Qua-

Nummer	Struktur	Glasdicke	Zählgas	σ_0 der Padresponsefunktion
I	ILL6a	0.45 mm	Ar/CH_4 (90:10)	$0.935 \pm 0.038\ mm$
I	ILL6a	0.45 mm	Ar/CO_2 (90:10)	$0.797 \pm 0.024\ mm$
II	ILL6a	1 mm	Ar/CH_4 (90:10)	$1.091 \pm 0.095\ mm$
II	ILL6a	1 mm	Ar/CO_2 (90:10)	$0.912 \pm 0.010\ mm$
III	ILL6a	2 mm	Ar/CO_2 (90:10)	$1.400 \pm 0.019\ mm$
IV	ILL6c	0.45 mm	Ar/CH_4 (90:10)	$0.509 \pm 0.056\ mm$

Tabelle 4.2 Die Resultate der Messungen der Breite σ_0 der Padresponsefunktion mit verschiedenen Mikrostreifen-Platten und Zählgasen.

drat steht für die Messung mit der geschlossenen Struktur ILL6c und den durch eine 25 μm dicke Kaptonfolie isolierten Pads in Ar/CO_2. An die Punkte der Messungen in Ar/CO_2 ist eine Gerade angepasst. Die Fehlerbreiten sind aus den Fehlern der Mittelwerte der Breitenverteilung (Abb. 4.14) berechnet. Eine zusätzliche Breite der β-Spur oder ein Winkel zwischen der Spur und den Pads führt zu einer Vergrößerung der gemessenen Breite (Gleichung 2.18). Diese Effekte wirken sich vor allem bei den dünnen Platten aus. Ein weiterer Beitrag zum Fehler der Meßpunkte rührt von der Präzision der Pads auf der 0.45 mm dicken Platte mit der Struktur ILL6a (Anordnung I) her, da sie mit einer Maske mit geringer Genauigkeit von $\pm 0.1\ mm$ aufgedampft worden sind. Die Aufdampfmaske für die Pads der übrigen Platten ist mit einem Laserstrahl in hoher Präzision hergestellt. Die gestrichelt eingezeichnete Linie zeigt das Verhalten einer konventionellen Draht-Spurendriftkammer, die x-Achse beschreibt hierbei den Abstand der Feld- und Verstärkungsdrähte zu der Padebene [32]. Die Ergebnisse dieser Arbeit mit Mikrostreifen-Platten stimmen gut mit den erwarteten Werten der Draht-Spurendriftkammern überein. Bei großflächigen Drahtkammern ist der minimale Abstand zwischen den Verstärkungsdrähten und Pads durch elektrostatische Kräfte auf etwa zwei Millimeter limitiert. Dies entspricht einem σ_0 der Padresponsefunktion von $\sim 1.6\ mm$ oder größer.

Die Mikrostreifentechnologie stellt eine Erweiterung für Spurendriftkammern hin zu kleineren Werten von σ_0 dar. Dies ist insbesondere für eine TPC mit geringer Driftstrecke und Diffusion und hoher Granularität der Ausleseebene interessant.

5 Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit ist erstmals eine Spurendriftkammer in Mikrostreifentechnologie mit einem elektronisch leitenden Glas, dem Glas S8900 von Schott, und einer Struktur mit geöffneten Kathoden aufgebaut und die bisher nicht bekannte Breite der Pad-Response-Funktion (PRF) für verschiedene Substratdicken gemessen worden.

Die Wahl der Breite σ_0 der Pad-Response-Funktion erfolgt vor dem Bau einer TPC aufgrund der physikalischen Zielsetzungen und der durch die Anzahl der Elektronikkanäle vorgegebenen Padgröße. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß die Mikrostreifentechnologie eine Erweiterung für Spurendriftkammern zu kleinen Breiten σ_0 der Pad-Response-Funktion darstellt. Diese Technologie eröffnet die Möglichkeit, eine TPC mit einem $\sigma_0 < 1.4\ mm$ zu konstruieren. Bei kurzen Driftstrecken mit geringer Diffusion und schmalen Pads kann eine Zweispurauflösung im Bereich von $\sim 3.5\ mm$ im Vergleich zu $\sim 1\ cm$ bei einer konventionellen TPC erreicht werden.

Eine häufig diskutierte Fragestellung im Zusammenhang mit Mikrostreifen-Gasdetektoren ist die Lebensdauer und Langzeitstabilität. Große Probleme sind bei ionisch leitendem und oberflächenbeschichtetem Glas aufgetreten. Durch Oberflächenaufladung und Elektrolyse des Glases kommt es zu großen Schwankungen der Verstärkung. Elektronisch leitendes Glas zeigt im Gegensatz dazu ein gutes Langzeitverhalten. In den Langzeituntersuchungen dieser Arbeit konnten die MSGC bis zu einer aufgenommenen Ladung von $\sim 100\ \mu C/cm$ ohne Alterungseffekte betrieben werden. Ablagerungen auf den Anoden und die daraus resultierenden Alterungseffekte treten bei Gasen mit DME (DiMethylEther) Beimischungen erst ab einer aufgenommenen Ladung von $\sim 100\ mC/cm$ auf. Es ist noch zu untersuchen, ob solche Gase die Anforderungen in Bezug auf Driftgeschwindigkeit und Diffusion für Spurendriftkammern erfüllen. Die Produktion der Gläser mit der erforderlichen Leitfähigkeit von $\rho \sim 10^{11}\Omega \cdot cm$ ist durch Schott gesichert.

Mögliche Anwendungen einer Spurendriftkammer mit Mikrostreifenauslese

In dem NA49-Experiment wird der Bau einer TPC nahe an der Strahlachse vor dem Ringkalorimeter diskutiert, um Projektil-Fragmente von peripheren Stößen zu vermessen. Bei einer Driftlänge von $\sim 30\ cm$ kann mit der Mikrostreifentechnologie durch die kleine Breite σ_0 der PRF eine sehr gute Zweispurauflösung erreicht werden.

Bei dem Schwerionenkollider-Experiment STAR ist eine Microvertex-TPC mit Mikrostreifenauslese als eine der Alternativen in Planung. Dieser Detektor wäre zylinderförmig um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Die erforderliche Zweispurauflösung kann von einer TPC mit Mikrostreifeauslese durch die kleine Breite σ_0 der PRF erreicht werden.

Für die Konstruktion einer weiteren TPC im STAR-Experiment mit radialem Driftfeld ist die Mikrostreifentechnologie die vielversprechendste Variante. Die Orientierung und Form der Anodenstuktur kann frei gewählt werden und daher gut an die besonderen Anforderungen in diesem Detektor angepasst werden. Die Anoden müssen orthogonal zu den Teilchenspuren angebracht sein, was mit Drähten in diesem Fall nicht oder nur schwer möglich ist. Die Konstruktion kann mit der Mikrostreifentechnologie stabil ausgeführt und in den Gesamtdetektor integriert werden. Die hier vorgestellten Messungen lassen einen solchen Einsatz als sinnvoll erscheinen. Bei beiden Anwendungen muß die Frage der Alterung noch weitergehend untersucht werden.

An der GSI wird ein zukünftiges Kolliderexperiment zur Untersuchung von Elektron-Kern-Streuung diskutiert. Durch das ungleiche Massenverhältnis werden die Reaktionsprodukte im Laborsystem fokussiert sein. Aufgrund der guten Zweispurtrennung stellt eine Spurendriftkammer mit Mikrostreifenauslese eine vielversprechende Option für einen Spurendetektor nahe am Wechselwirkungspunkt dar.

Der Einsatz der Mikrostreifentechnologie in Spurendriftkammern bei einer benötigten Breite σ_0 der Padresponse-Funktion von $\sigma_0 > 1.4\ mm$ ist nach den Ergebnissen dieser Arbeit nicht sinnvoll. Mit den hier untersuchten Mikrostreifen-Ausleseebenen konnte diese Breite nicht erreicht werden. Eine Möglichkeit, Werte von $\sigma_0 > 1.4\ mm$ mit der Mikrostreifentechnologie zu realisieren, wird in Zukunft getestet: Durch einen Spalt zwischen der Glasrückseite und Padebene und einer hochohmigen Schicht auf der Glasrückseite können unter Umständen solche Breiten bei einer ausreichenden Signalhöhe auf den Pads erreicht werden.

Literaturverzeichnis

[1] A.Oed, Nucl. Instr. Meth. **A263** (1988) 351.

[2] M. S. Livinggstone and H. A. Bethe, Rev. of Modern Phys. 9 (1937).

[3] J.Günther, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1993).

[4] T.Hofman, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1992).

[5] A.Peisert and F.Sauli, Drift and diffusion of elektrons in gases, CERN Report 84-08 (1984).

[6] A.Kühmichel, New developments in high precision, high particle density tracking with time projection chambers, Nucl. Instr. Meth. **A360** (1995) 52-56.

[7] B. Schmidt, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1986).

[8] S.C.Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, MIT Press, Cambridge, Mass. (1966).

[9] W.N. English and G.C. Hanna, Can.J.Phys **31**, 768 (1953).

[10] F.Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN Report 77-09 (1977).

[11] K.Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, 1992.

[12] U.Stiegler, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilian-Universität München (1985).

[13] T. Weiland, Particle Acc. Vol15 (1984), 245-291.

[14] F.Angelini et al., Nucl. Phys. **23A** (1991) 254.

[15] F.Sauli, Devlopment of Micro-Strip Gas Chambers for hight rate operation, Vienna wire Chamber Conferenze, Feb. 1995.

[16] Yu. N. Pestov and L. I. Shekhtman, Nucl. Instr. Meth. **A338** (1994) 368.

[17] F. Ortuno-Prados, C. Budtz-Joergensen, International Workshop on MSGC's Legnaro, Italy October 1994.

[18] H.Sann, International Workshop on MSGC's Legnaro, Italy October 1994.

[19] W.Gong, International Workshop on MSGC Lyon, France Nov./Dec. 1995.

[20] U.Wertenbach, International Workshop on MSGC Lyon, France Nov./Dec. 1995.

[21] L.Robelewski, International Workshop on MSGC Lyon, France Nov./Dec. 1995.

[22] R.Bellazzini, International Workshop on MSGC Lyon, France Nov./Dec. 1995.

[23] M.Konrad, Diplomarbeit, TUM München (1994).

[24] Ch.Markert, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1995).

[25] J.A. Kadyk, Nucl. Instr. Meth. **A300** (1991) 436.

[26] G.Cicognani, International Workshop on MSGC Lyon, France Nov./Dec. 1995.

[27] R.Bouclier et al., Ageing studies with Micro-Strip Gas Chambers, CERN-PPE/94-63 (1994).

[28] L.Alunni et al., Nucl. Instr. Meth. **A348** (1994) 344.

[29] L. Malter, Phys. Rev. 50 (1936) 48.

[30] H.G. Fischer, private Mitteilung.

[31] Foto: A.Zschau, GSI.

[32] H. Appelshäuser, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1992).

Danksagung

Herrn Prof. Dr. R. Stock und Herrn Prof. Dr. H. Ströbele möchte ich für die Ermöglichung und Unterstützung dieser Arbeit danken.

Weiterer Dank gilt Herrn Dr. H. Sann für die umfassende Betreuung der Arbeit an der GSI.

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. H. Stelzer für die Unterstützung dieser Arbeit und die hilfsbereite Beantwortung meiner Fragen.

Herrn Dr.A. Oed danke ich für die Anregungen und die Unterstützung auf dem Gebiet der Mikrostreifen-Gasdetektoren.

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. H. G. Fischer für sein Hilfe bei der Messung der Signalformen.

Der GSI Gruppe, Ch. Markert, Dipl. Phys. H. Appelshäuser und Dr. J. Bächler gilt mein Dank für die nette Zusammenarbeit und das angenehme Klima.

Ein besonderer Dank geht an meinen Zimmernachbarn Herrn H.-J. Junk und an alle Mitarbeiter des Detektorlabors für ihre Hilfsbereitschaft und die freundschaftliche Atmosphäre.

Danken möchte ich Herrn Benz und allen Mitarbeitern der Werkstätten und den Damen und Herren der GSI, die durch ihre Ideen und Taten diese Arbeit unterstützt haben.

Zuletzt geht mein Dank an meine Eltern, die mir mein Studium und damit diese Arbeit ermöglicht haben.