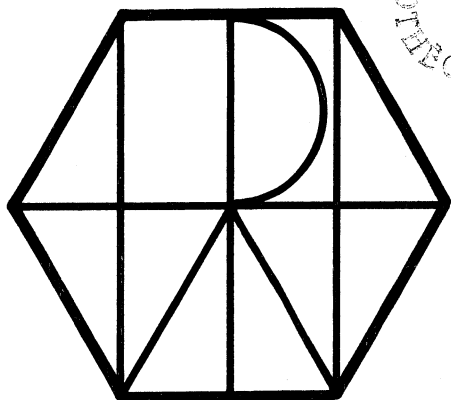


DD

PITHA 85-2  
C1



28 AVR. 1986

PITHA 85/20

---

MESSUNG DER ORTSAUFLÖSUNG EINER VIELDRAHTDRIFT-  
KAMMER MIT ROTATIONSSYMMETRISCHEN ZELLEN

U. HERTEN

III. PHYSIKALISCHES INSTITUT, TECHNISCHE HOCHSCHULE  
AACHEN, D 5100 AACHEN, GERMANY

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051380

Thesis-1985-Herten

---

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
Sommerfeldstr.  
51 AACHEN, FR GERMANY

Messung der Ortsauflösung einer Vieldrahtdriftkammer  
mit rotationssymmetrischen Zellen

von

Ulrich Herten

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

Fachabteilung für Mathematik und Physik der  
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule  
Aachen

im Juli 1985

angefertigt im

III. Physikalischen Institut (Priv.Dozent Dr. M. Tonutti)

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	2
2.1 Statistische Verteilung der Ionisationen	2
2.2 Drift und Diffusion geladener Teilchen in Gasen	5
2.3 Elektroneneinfang	8
2.4 Kohlendioxid-Isobutan-Gemische	9
3. Aufbau von Kammer und Testapparatur	12
3.1 Testkammern	12
3.2 Anordnung des Testaufbaus	16
3.3 Elektronik	18
3.4 Gassystem	22
4. Kammereigenschaften	24
4.1 Pulsform	24
4.2 Einzugsbereich des Signaldrahtes	27
4.3 Grenzen der Ortsauflösung	29
5. Auswertung der Meßdaten	35
5.1 FADC-Auswertung	35
5.2 Die Ortsdriftzeitbeziehung	37
5.3 Bestimmung der Ortsauflösung	47
6. Ergebnisse	52
7. Zusammenfassung	60
Literaturverzeichnis	61

## 1. Einleitung

Für Experimente an Speicherringen werden Zentraldetektoren mit hoher Ortsauflösung zum Nachweis geladener Teilchen benötigt. Mit diesen soll auch bei hoher kinetischer Energie der Teilchen eine Impulsbestimmung möglich sein. Außerdem kann durch Auffindung von Zerfallsvertices die Lebensdauer einiger Teilchen bestimmt werden. So wird zum Beispiel für das L3-Experiment am LEP-Ring in Genf eine Vertexkammer mit einer mittleren Ortsauflösung pro Draht besser als  $50 \mu\text{m}$  benötigt /1/, um Impulse bis zu  $50 \text{ GeV}/c$  messen zu können.

Am III. Physikalischen Institut in Aachen wurde mit relativ einfachen Driftkammern, die für einen Übergangsstrahlungsdetektor entworfen worden waren, eine gute Ortsauflösung erreicht /2,10/. Als Fortsetzung dieser Arbeiten wurde eine Vertexkammer mit ähnlicher Driftzellstruktur entworfen, welche eine gute Auflösung bei einfacher und zuverlässiger Benutzung erreichen sollte.

In der folgenden Arbeit werden Aufbau und die Meßergebnisse zweier Testkammern realistischer Größe beschrieben.

## 2. Theoretische Grundlagen

Beim Durchgang schneller, geladener Teilchen durch Gase werden die Atome bzw. Moleküle ionisiert. Die hierbei freiwerdenden Elektronen driften zum Signaldraht und ermöglichen so einen Nachweis der Teilchenspur. Der Ort des Durchgangs wird durch Messung der Driftzeit bestimmt.

In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten Prozesse, die einen Einfluß auf die Ortsauflösung haben, beschrieben.

### 2.1 Statistische Verteilung der Ionisationen

Durchquert ein schnelles, geladenes Teilchen eine Gas-schicht, so gibt es einen Teil seiner Energie durch Stöße mit den Gasatomen bzw. Molekülen ab. Der Energieverlust des Teilchens ist meist gering gegenüber seiner kinetischen Energie, reicht jedoch sehr oft aus, die Gasatome zu ionisieren. Die Anzahl der primären Ionenpaare, die entlang einer Teilchenbahn pro Wegstrecke entstehen, ist in etwa proportional zur mittleren Kernladungszahl  $\bar{Z}$  der Gasmoleküle. Aus experimentellen Messungen bei verschiedenen Gasen ergibt sich als Näherung die Anzahl der primären Ladungen /3/:

$$N_p \left( \frac{1}{\text{cm}} \right) \approx 1,45 \cdot \bar{Z} \quad . \quad (2.1)$$

Die primären Elektronen werden durch Nachbaratome auf thermische Energien ( $kT$ ) abgebremst, die dadurch angeregt und zum Teil auch ionisiert werden und sekundäre Elektronen freigeben. In manchen Fällen kann es bei zentralen Stößen zu großen Energieüberträgen kommen. Hierbei werden Primärelektronen, sogenannte "Deltaelektronen", mit kinetischen Energien größer als einige keV frei. Diese haben je nach Energie eine große

Reichweite, bevor sie ihre kinetische Energie bei sekundären Ionisationsprozessen abgeben /4/. Zum Beispiel erzeugt ein aus zwanzig minimal ionisierenden Teilchen in 1 cm Argon ein Elektron mit 3 keV Energie und 100  $\mu\text{m}$  Reichweite /4/. Aus Messungen folgt als Näherung für die Anzahl der insgesamt erzeugten Ionenpaare /3/:

$$N_T \left( \frac{1}{\text{cm}} \right) \simeq 4,55 \bar{Z} \quad . \quad (2.2)$$

Abbildung 1 zeigt für verschiedene Gase die Anzahl der Ionisationen in Abhängigkeit von der mittleren Kernladungszahl. In Tabelle 1 sind die behandelten Größen für einige in Driftkammern häufig verwendete Zählgase bei minimal ionisierenden Teilchen zusammengestellt:

Tabelle 1:

Eigenschaften häufig verwendeter Gase nach /4/:

Gas	Z	$N_p \left( \frac{1}{\text{cm}} \right)$	$N_T \left( \frac{1}{\text{cm}} \right)$
Ar	18	29,4	94
CO <sub>2</sub>	22	34	91
CH <sub>4</sub>	10	16	53
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	34	46	195

Erläuterungen: Z: Kernladungszahl  
N<sub>p</sub>: Primärionisationen pro cm  
N<sub>T</sub>: Totalionisationen pro cm

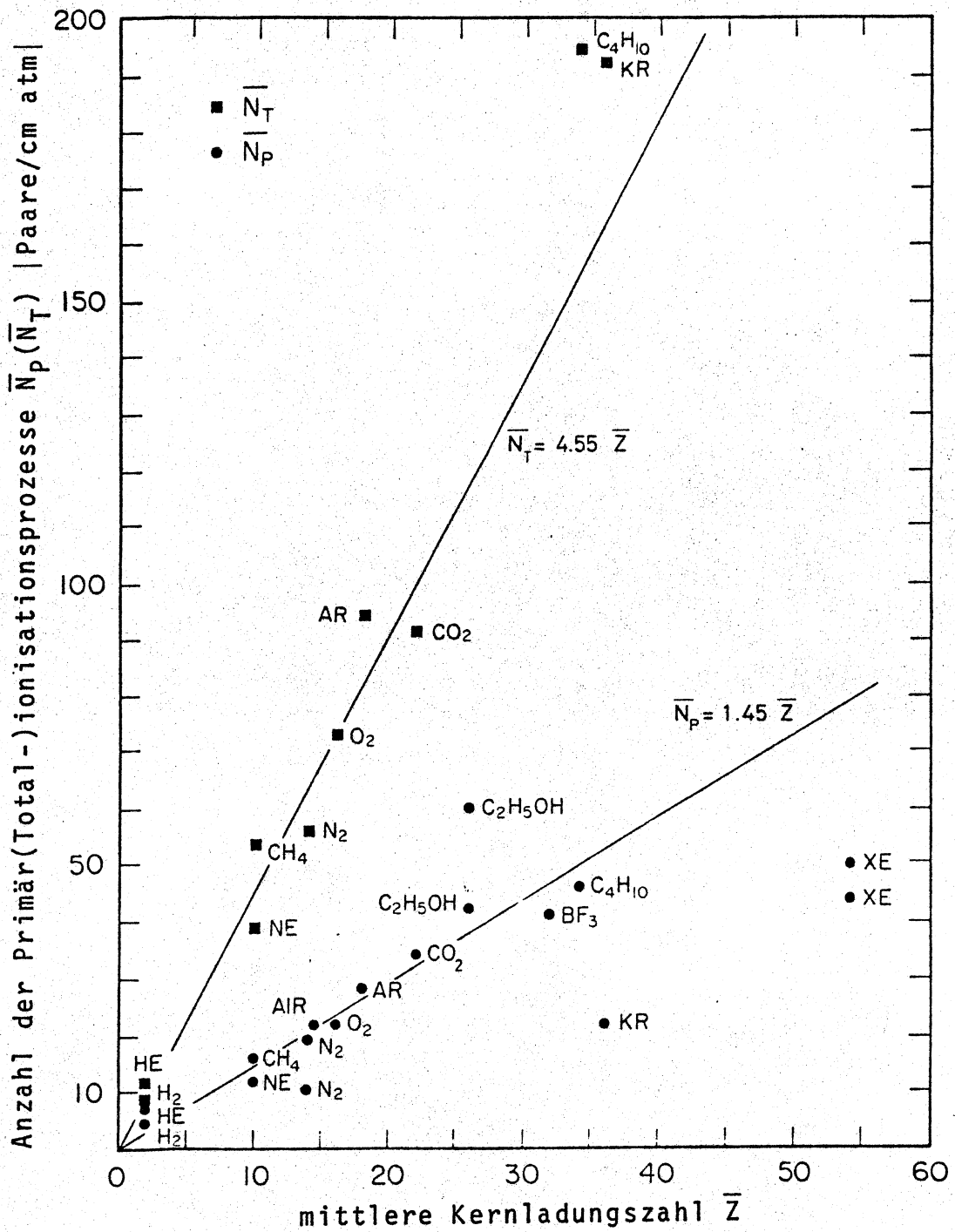


Abb. 1: Anzahl der Primär- und Totalionisationsprozesse pro cm in einigen Gasen (nach /3/).

## 2.2 Drift und Diffusion geladener Teilchen in Gasen

Elektronen und Ionen, die entlang einer Ionisationsspur erzeugt werden, geben die erhaltene Energie schnell an Gas-moleküle ab und werden so auf thermische Energien ( $kT \sim 0,025$  eV bei Zimmertemperatur) abgebremst. Ihre Energieverteilung entspricht der Maxwell'schen Wahrscheinlichkeitsverteilung /4/.

$$F(\epsilon)d\epsilon = c \sqrt{\epsilon} e^{-\epsilon/kT} d\epsilon \quad (2.3)$$

$c$  := Normierungskonstante

Ohne die Einwirkung äußerer Kräfte diffundieren die Ladungen auseinander, wobei sich der Ladungsschwerpunkt nicht bewegt. Die Ortsverteilung der Ladungen kann mit einer Gaußfunktion beschrieben werden.

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt} dx \quad (2.4)$$

Hierbei beschreibt  $\frac{dN}{N}$  den Bruchteil der Ladung, der sich zur Zeit  $t$  im Element  $dx$  mit dem Abstand  $x$  zum Ursprung befindet. Der Diffusionskoeffizient  $D$  hängt sowohl vom Gas als auch vom Ladungsträger ab. Die Standardabweichung  $\sigma_x$  gibt an, wie weit die Ladungen nach der Zeit  $t$  linear auseinanderdiffundiert sind.

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad (2.5)$$

Unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes wandern die Elektronen zur Anode und die positiven Ionen zur Kathode. Die mittlere Geschwindigkeit der Ionen  $W^+$  ist proportional zum reduzierten Feld  $E/P$ .



$$W^+ = \mu^+ E/P \quad (2.6)$$

$E \hat{=} \text{elektrisches Feld}$

$P \hat{=} \text{Gasdruck}$

Zwischen der Mobilität  $\mu^+$  von Ionen in Gasen und ihrem Diffusionskoeffizienten  $D^+$  gilt folgende Beziehung:

$$\frac{D^+}{\mu^+} = \frac{kT}{e} \quad (2.7)$$

Elektronen haben im Gegensatz zu Ionen keine konstante Mobilität. Sie können wegen ihrer geringen Masse zwischen zwei Stößen unter der Einwirkung eines Feldes hohe Geschwindigkeiten  $v$  erhalten /4/.

$$v = \frac{e}{2m} E \tau \quad (2.8)$$

$m, e := \text{Elektronenmasse und -ladung}$

Erreicht die Elektronenenergie  $\epsilon$  die Anregungsniveaus der Moleküle, so variiert der Wechselwirkungsquerschnitt und damit auch die Zeit  $\tau$  zwischen zwei Stößen stark mit verschiedenen Elektronenenergien (Ramsauer Effekt /5/). Die Energieverteilung der Elektronen  $F(\epsilon)$  verliert ihre ursprüngliche Maxwellform, und die mittlere Energie kann den thermischen Wert weit überschreiten /4/.

$$F(\epsilon) = c \sqrt{\epsilon} \exp \left\{ - \int_0^{\epsilon} \frac{3\Lambda(\epsilon)\epsilon d\epsilon}{(eE\lambda(\epsilon))^2 + 3\epsilon kT\Lambda(\epsilon)} \right\} \quad (2.9)$$

$c := \text{Normierungskonstante}$

Dabei ist  $\Lambda(\epsilon)$  der relative, mittlere Energieverlust bei elastischen und inelastischen Stößen und  $\lambda(\epsilon)$  die mittlere, freie Weglänge.

$$\lambda(\epsilon) = \frac{1}{N\sigma(\epsilon)} \quad (2.10)$$

$N$  ist die Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit und  $\sigma(\epsilon)$  der Wechselwirkungsquerschnitt.

Sind die Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Stöße bekannt, so können die Driftgeschwindigkeit  $w(E)$  und der Diffusionskoeffizient  $D(E)$  nach Berechnung von  $F(\epsilon)$  bestimmt werden /4/.

$$w(E) = - \frac{2}{3} \frac{eE}{m} \int \epsilon \lambda(\epsilon) \frac{\partial |F(\epsilon) u^{-1}|}{\partial \epsilon} d\epsilon \quad (2.11)$$

und

$$D(E) = \int \frac{1}{3} u \lambda(\epsilon) F(\epsilon) d\epsilon, \quad (2.12)$$

wobei  $u = \sqrt{2\epsilon/m}$  die Geschwindigkeit eines Elektrons der Energie  $\epsilon$  ist.

Bei der Anwendung dieser Gleichungen ist es nützlich, eine charakteristische Energie  $\epsilon_k$  zu definieren

$$\epsilon_k = \frac{eED(E)}{w(E)}, \quad (2.13)$$

mit der gilt:

$$w = \frac{eD}{\epsilon_k} E \quad (2.14)$$

Bei einer thermischen Elektronenverteilung gilt:

$$\epsilon_k = kT \quad (2.15)$$

### 2.3 Elektroneneinfang

Elektronen, die durch eine Ionisationsspur freigesetzt werden, können auf ihrem Weg zum Signaldraht durch elektro-negative Moleküle "eingefangen" werden (electron capture /5,6/). Als Maß für die Einfangwahrscheinlichkeit  $h$  dient das Verhältnis aus Absorptionen zu Kollisionen mit den Gasatomen bzw. -molekülen. Tabelle 2 zeigt außer  $h$  noch die Anzahl  $N$  der Kollisionen pro Zeit und die daraus resultierende mittlere Einfangzeit

$$t = (hN)^{-1} \quad (2.16)$$

für einige Gase unter Normalbedingungen.

Tabelle 2:

Eigenschaften einiger elektronegativer Gase nach /4/

Gas	$h$	$N(\text{sec}^{-1})$	$t(\text{sec})$
$\text{CO}_2$	$6.2 \times 10^{-9}$	$2.2 \times 10^{11}$	$0,71 \times 10^{-3}$
$\text{O}_2$	$2.5 \times 10^{-5}$	$2.1 \times 10^{11}$	$1,9 \times 10^{-7}$
$\text{H}_2\text{O}$	$2.5 \times 10^{-5}$	$2.8 \times 10^{11}$	$1,4 \times 10^{-7}$

Erläuterungen:  $h$ : Einfangwahrscheinlichkeit  
|Absorptionen/Kollisionen|

$N$ : Kollisionen pro Zeit

$t$ : mittlere Einfangzeit |  $t = (hN)^{-1}$  |

Jedoch zeigt  $h$  eine starke Abhängigkeit von der Elektronen-energie /5/. In Sauerstoff ( $\text{O}_2$ ) und Wasserdampf ( $\text{H}_2\text{O}$ ) ist  $h$  für Elektronen mit thermischer Energie ( $\epsilon \sim kT$ ) groß, fällt jedoch mit steigendem  $\epsilon$  stark ab. Weitere Erläuterungen stehen in /4,5,6/.

## 2.4 Kohlendioxid-Isobutan-Gemische

Bei mehratomigen Gasmolekülen wie Kohlendioxid ( $\text{CO}_2$ ) und Isobutan ( $\text{iC}_4\text{H}_{10}$ ) bleibt die charakteristische Energie  $\epsilon_k$  bis zu großen Feldstärken konstant auf dem thermischen Wert ( $\epsilon_k = kT$ ), da die Elektronen bei der Anregung von möglichen Vibrations- und Rotationszuständen durch inelastische Stöße viel Energie abgeben. Damit bleibt die Driftgeschwindigkeit relativ gering und steigt proportional mit der Feldstärke. Erst bei größeren Feldstärken ( $E > 1 \text{ kV/cm}$ ) steigt die charakteristische Energie an.

Abbildung 2 zeigt den Wirkungsquerschnitt für elastische Stöße in  $\text{CO}_2$  (85%) und  $\text{iC}_4\text{H}_{10}$  (15%) in Abhängigkeit von der Elektronenenergie /7/.

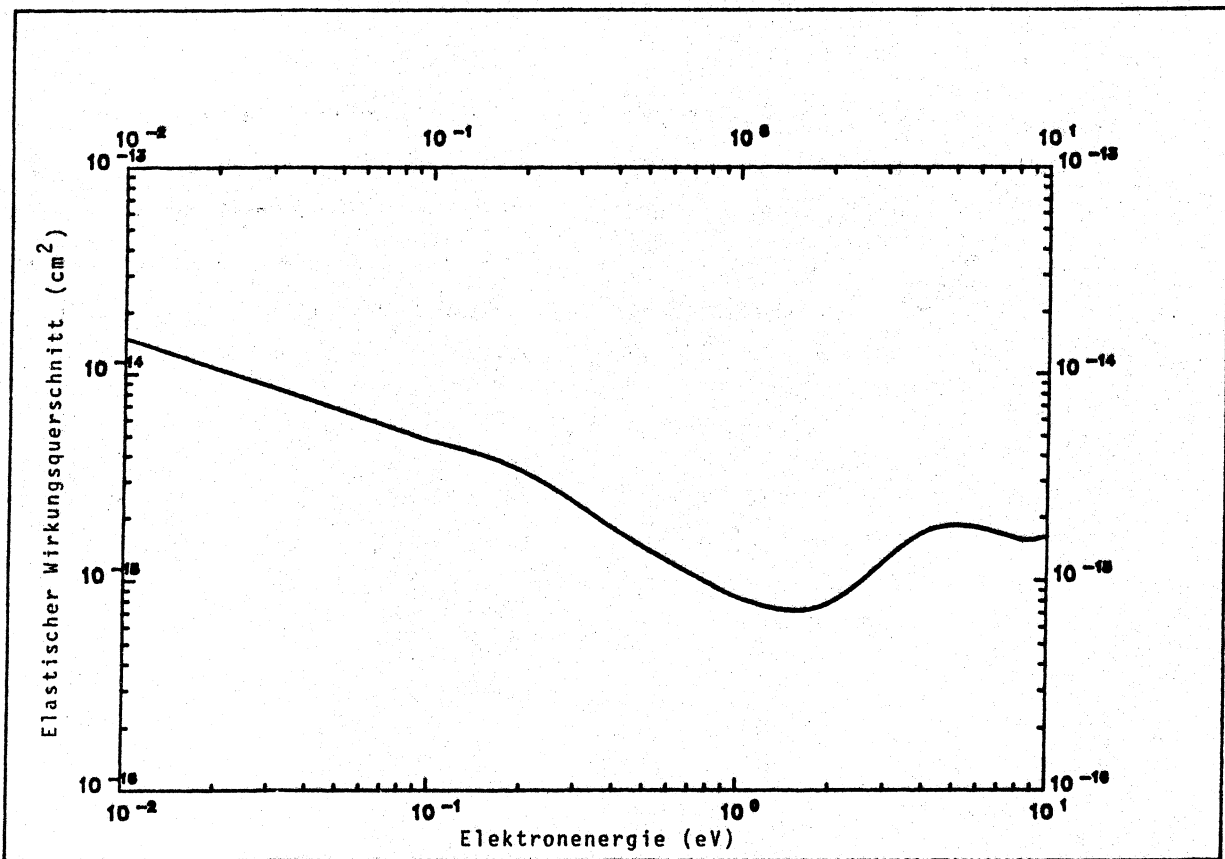


Abb. 2: Elastischer Stoßwirkungsquerschnitt in  $\text{CO}_2$  (85%) und  $\text{iC}_4\text{H}_{10}$  (15%)

Eingesetzt in die Gleichungen 2.11 bis 2.14 lassen sich charakteristische Energie, Driftgeschwindigkeit und Diffusion als Funktion der Feldstärke bestimmen /7/. Wie in Abbildung 3a zu sehen ist, steigt die charakteristische Energie erst bei großen Feldstärken an. Abbildung 3b zeigt den Verlauf von Driftgeschwindigkeit und Diffusion in Abhängigkeit vom elektrischen Feld. Hierbei ist nicht der Diffusionskoeffizient  $D$ , sondern die aus der Diffusion bei konstanter Driftgeschwindigkeit  $v$  nach 1 cm Driftstrecke resultierende Standardabweichung aufgetragen.

$$\sigma_D = \sqrt{2 D l/v} \quad (2.17)$$

Auf Grund des relativ großen Kollisionswirkungsquerschnittes stoßen driftende Elektronen in  $\text{CO}_2$  oft mit den Gasatomen zusammen und werden so auf thermische Energien "abgekühlt". Für diese Elektronen ist die Einfangwahrscheinlichkeit durch  $\text{O}_2$ - und  $\text{H}_2\text{O}$ -Verunreinigungen groß (siehe Abschnitt 2.3). Auch die Anzahl der Kollisionen pro Zeit ist in  $\text{CO}_2$  hoch, was nach Gleichung 2.16 die mittlere Einfangzeit noch verkürzt. In  $\text{CO}_2$  werden relativ viele Driftelektronen durch Verunreinigungen eingefangen, da sie länger driften als in anderen Gasen bei kürzerer mittlerer Einfangzeit.

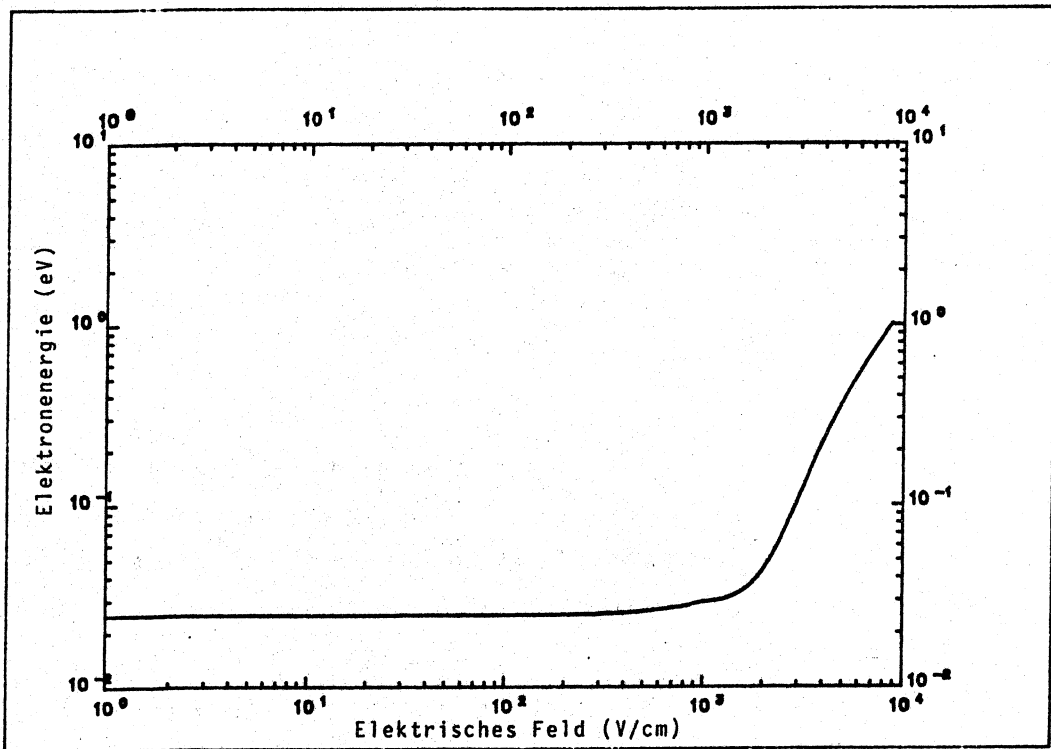


Abb. 3a: Charakteristische Energie in Abhängigkeit vom elektrischen Feld in  $\text{CO}_2$  (85%) und  $i\text{C}_4\text{H}_{10}$  (15%)

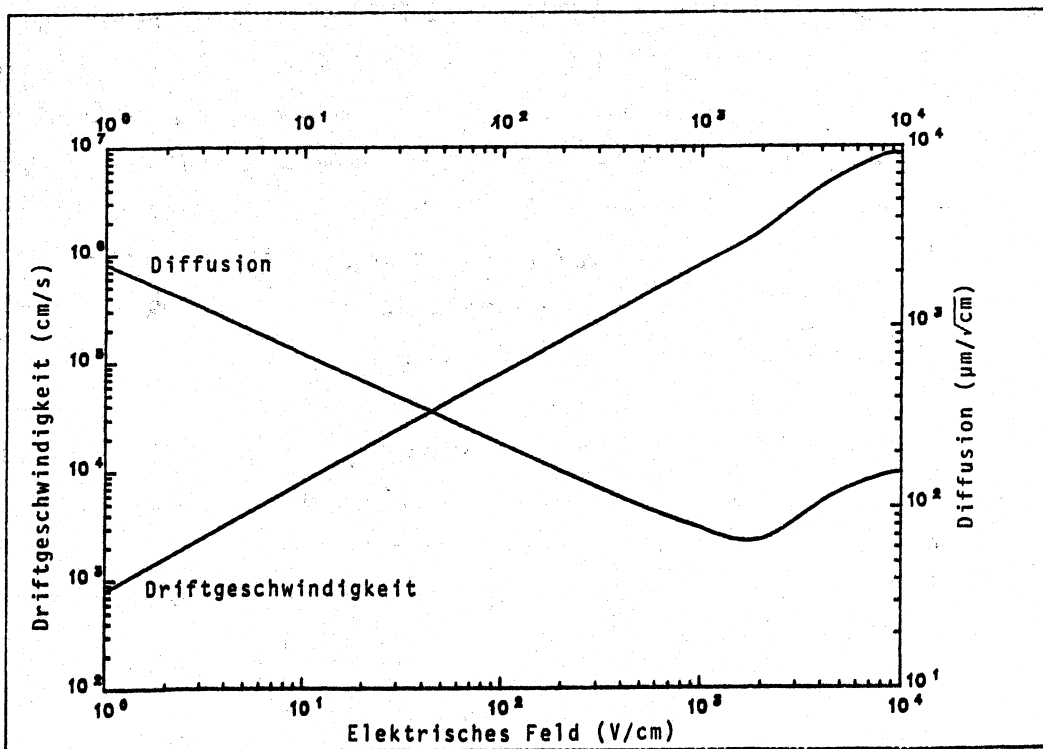


Abb. 3b: Driftgeschwindigkeit und Diffusion als Funktion der Feldstärke in  $\text{CO}_2/i\text{C}_4\text{H}_{10}$  (85/15) bei Normaldruck und Zimmertemperatur

### 3. Aufbau von Kammer und Testapparatur

Im folgenden Kapitel werden der mechanische Kammeraufbau und die bei den Testmessungen benutzte Apparatur (Teststrahl, Elektronik und Gassystem) beschrieben.

#### 3.1 Testkammern

Beim Entwurf der Kammern wurde versucht, möglichst einfache Driftzellen zu benutzen. Die verwendeten Zellen besitzen in der Mitte einen Anodendraht und außen zwölf Potentialdrähte. Hierdurch entsteht im inneren Bereich der Zelle ein rotationssymmetrisches, elektrisches Feld  $E$ , d.h.  $E$  ist auf einem Zylinder um den Signaldraht annähernd konstant. Dies gilt vor allem für kleine und mittlere Radien  $r$ . Mit einer zylindrischen Kathodenfläche wäre  $E$  in der ganzen Zelle rotationssymmetrisch. Die quadratische bzw. hexagonale Form der Kathode, die zusätzlich noch aus Drähten und nicht aus "Flächen" besteht, stört  $E$  besonders in den Randbezirken der Zelle. Nach diesen Prinzipien wurden zwei Driftkammern gebaut /9/. Kammer A (Abb. 4) hat 25 quadratische Zellen mit je einer Querschnittsfläche von  $21 \times 21 \text{ mm}^2$ . Davon werden fünf hintereinanderliegende, jeweils um  $\pm 1 \text{ mm}$  zueinander versetzte Zellen ausgelesen, die in Abbildung 4 mit durchgezogenen Linien umrandet sind. Die maximale Driftstrecke beträgt  $10,5 \text{ mm}$ . Die Driftzellen von Type B (Abb. 5) sind hexagonal und haben eine maximale Driftstrecke von  $25 \text{ mm}$ .

Abbildung 6 zeigt den Verlauf der elektrischen Feldlinien in einer Zelle von Kammer A. Sie stimmen mit den Wegen der zur Anode driftenden Elektronen überein. Die Daten zu dieser Abbildung wurden mit /7/ für eine Anodenspannung von  $3,5 \text{ V}$  und einer Gasmischung aus  $\text{CO}_2$  (85%) und  $\text{iC}_4\text{H}_{10}$  (15%) berechnet.

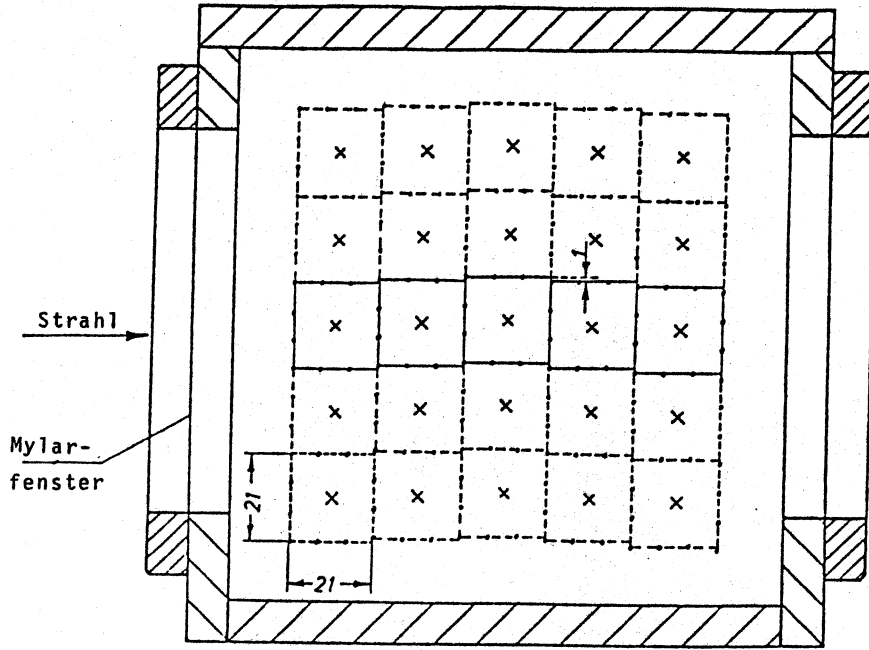


Abb. 4: Schnitt durch Kammer A. Die Signaldrähte sind durch Kreuze markiert.

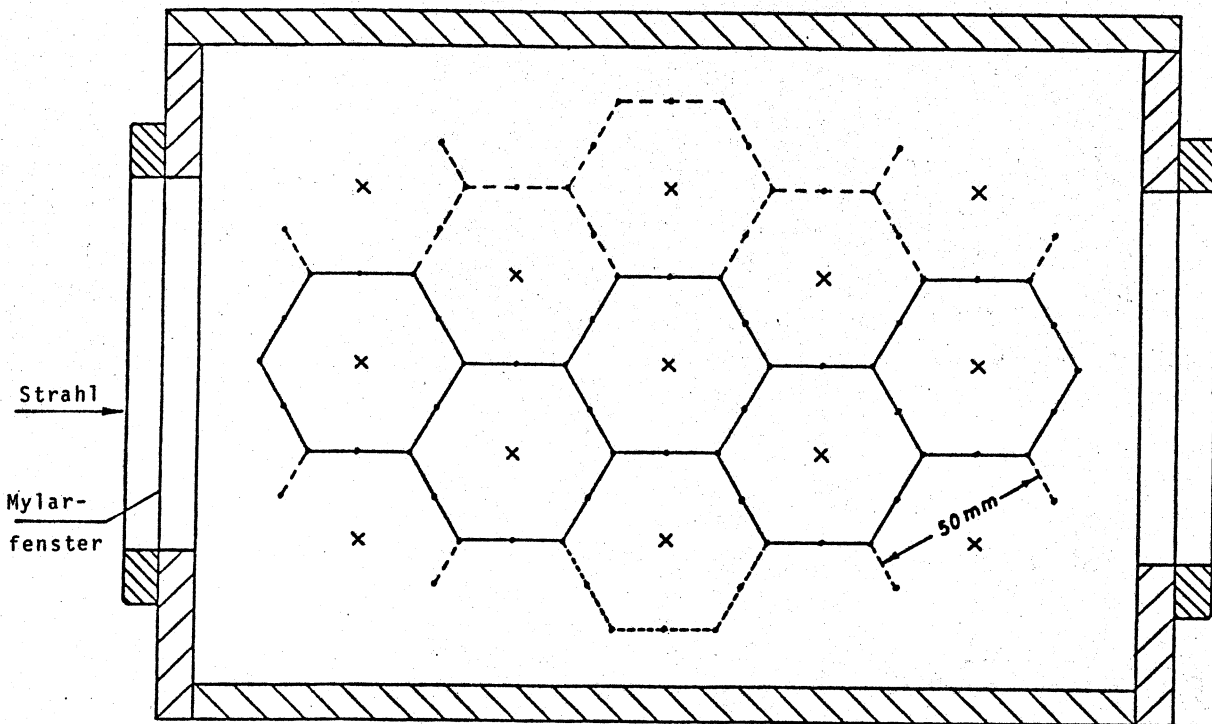


Abb. 5: Querschnitt durch Kammer B mit wabenförmigen Zellen.



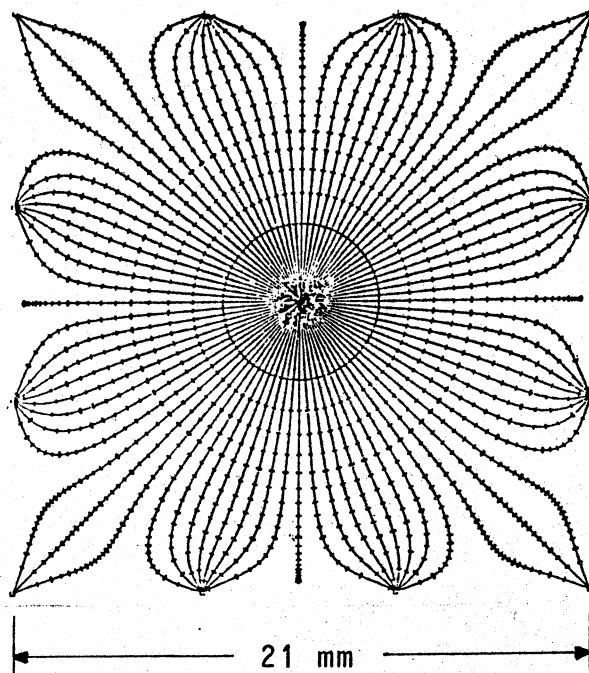


Abb. 6: Elektrische Feldlinien und Driftzeitmarken (100 ns Abstand) in Kammer A berechnet mit /7/.

In beiden Kammern werden 30  $\mu\text{m}$  dicke, vergoldete Wolframdrähte als Anoden benutzt /25/. Die Kathodendrähte sind 127  $\mu\text{m}$  dick und bestehen aus Kupfer-Beryllium /26/. Sie haben eine freie Länge von einem Meter und sind mit speziellen Durchfuhungen (Abb. 7) in den Endplatten der Kammern fixiert /8/.

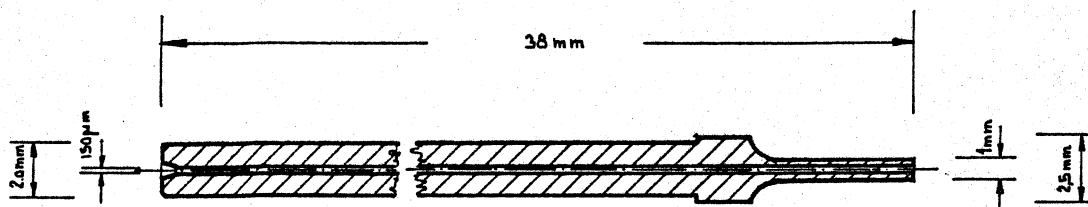


Abb. 7: Skizze einer Kupferdurchfuhung

Diese bestehen aus 2,5 mm dicken Kupferröhrchen mit einer inneren Öffnung von 150  $\mu\text{m}$ . Bei den Potentialdrähten wurden die Kupferhülsen direkt in die Endplatten hineingeschlagen, um eine leitende Verbindung zwischen den Drähten und dem Kammergehäuse herzustellen. An den Enden wurden sie zusätzlich noch verklebt.

Die Signaldrahtröhrchen befinden sich in Isolationshülsen aus G10 von Dupont (Abb. 8). Diese haben einen Durchmesser von 5,5 mm und besitzen im Inneren der Kammer ein trichterförmiges Endstück mit einem Lochdurchmesser von 120  $\mu\text{m}$  zur besseren Positionierung der Signaldrähte.

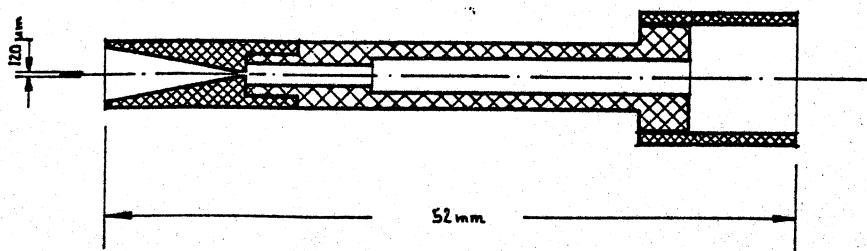


Abb. 8: Isolationshülse aus G10 von Dupont

Alle Drähte wurden am äußeren, 1 mm dicken Ende der Kupferhülse gekrimpt, d.h. die Hülse wurde dort so fest zusammengepreßt, daß der Draht nicht mehr hindurchrutschen kann. Dies ermöglicht eine gute mechanische und zugleich elektrische Verbindung. Schlechte Erfahrungen wurden mit Löt- und Klebeverbindungen gemacht, welche nur die Goldhülle hielten, der Wolframdraht löste sich jedoch leicht von seinem Goldmantel ab und glitt durch die Hülse. Vor dem Krimpen wurden alle Drähte zu einer Seite der Durchföhrung gezogen, um den Positionsfehler der Drähte relativ zueinander zu verringern. Die Löcher für die Durchföhrungen wurden mit einem Fehler von  $\pm 10 \mu\text{m}$  gebohrt. Die Signaldrähte wurden mit 80 p und die Potentialdrähte mit 250 p gespannt.

Die Kammergehäuse bestehen aus 10 mm dicken Aluminiumplatten. In den Seitenwänden sind mehrere Fenster eingelassen, die mit einer 100 µm dicken Mylarfolie gasdicht abgeschlossen sind. Dadurch können die Kammern mit einem Elektronenstrahl untersucht werden. Die Enden wurden von außen mit Silikon-gummi vergossen, um alle Hochspannung führenden Teile von der Luft abzuschließen und dadurch Kriechströme zu vermeiden. Im Inneren wurden möglichst wenige ausgasende Materialien, wie z.B. Epoxy, verwandt, die die Gasqualität verschlechtern.

An den Enden der Kammer befinden sich Platinen, über welche Hochspannung zugeführt, Signale aus- und Testpulse eingekoppelt werden.

### 3.2 Anordnung des Testaufbaus

Die Testmessungen wurden in zwei Abschnitten im Mai/Juni und Oktober 1984 am Strahl 14 des DESY in Hamburg durchgeführt. Abbildung 9 zeigt eine schematische Darstellung des Teststrahls.

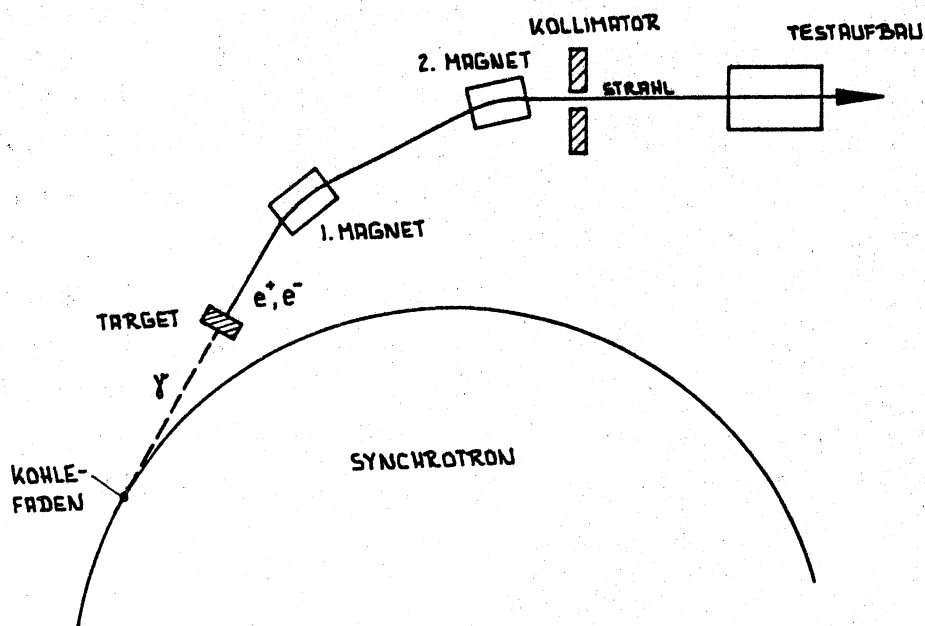


Abb. 9: Schematische Darstellung von Teststrahl 14 am DESY

Mit einem Hindernis, z.B. ein Kohlefaden, wird ein Elektron aus seiner Bahn im Synchrotron stark abgelenkt. Hierbei entsteht ein hochenergetisches Photon, das tangential das Synchrotron verläßt und im Target ein  $e^+e^-$ -Paar erzeugt. Mit den beiden Magneten und dem Kollimator werden Elektronen bzw. Positronen einer festen, mit den Magnetströmen regelbaren Energie ausgeblendet und durch die Testapparatur geschickt. Für alle Messungen wurden Elektronen mit einem Impuls von 4 GeV/c benutzt.

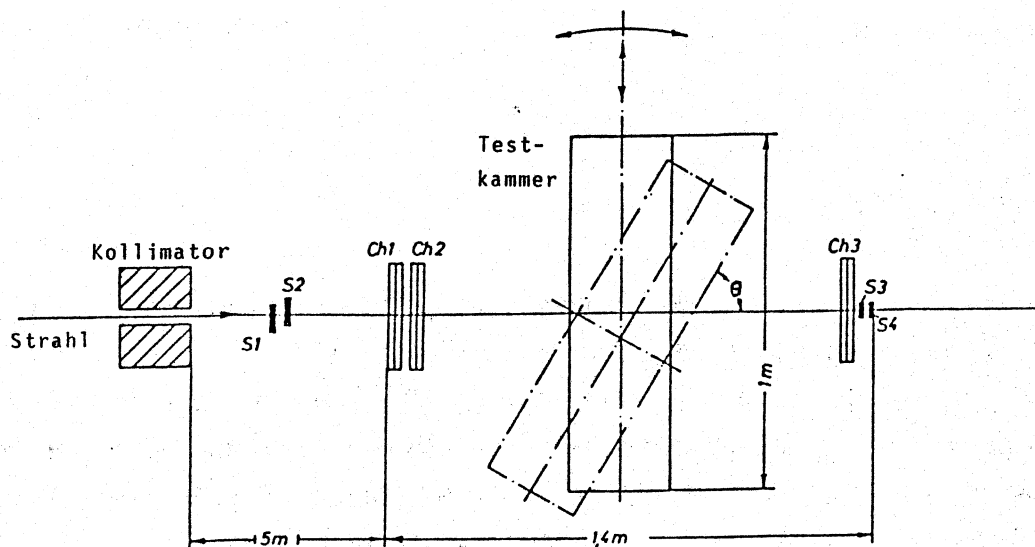


Abb. 10: Der Testaufbau von oben betrachtet.

Wie in Abbildung 10 zu sehen ist, durchquert der Elektronenstrahl hinter dem Kollimator insgesamt vier Szintillatoren S1 bis S4, drei Hilfskammern CH1 bis CH3 und die Testkammer selbst. Mit einer Koinzidenzschaltung der Szintillatoren S1 bis S4 wird aus dem Teilchenstrom ein kollimierter Strahl herausgeschnitten, d.h. es werden nur Elektronen akzeptiert, die alle vier Szintillatoren durchquert haben. Ihre Stellung zueinander begrenzt die in Frage kommenden Bahnen dieser Elektronen horizontal auf 10 mm und vertikal auf 5 mm. Für die Erstellung der Ortsdriftzeitbeziehung ist es wichtig, den Ort des Teilchens noch genauer zu bestimmen. Dies ermöglichen

die Driftkammern CH1 und CH2 /10/. Mit ihnen wird der Teilchenstrahl durch Schnitte in der Driftzeit bei der Auswertung auf  $\sim 300 \mu\text{m}$  vertikaler Breite begrenzt.

Die Testkammer selbst kann mit einem Fahrtisch auf  $\pm 5 \mu\text{m}$  genau relativ zu den Referenzkammern und den Szintillatoren vertikal verfahren werden. Ihre Drähte verlaufen horizontal. Mit den Referenzkammern können also Spuren ausgeblendet werden, die alle in der Testkammer annähernd gleiche Abstände zu den Signaldrähten haben, wobei der Abstand durch den Fahrtisch variiert werden kann.

### 3.3 Elektronik

Die Elektronen durchdringen die Szintillationszähler S1 bis S4, die Referenzkammern CH1 bis CH3 und die Testkammer. In den Szintillatoren erzeugen sie Lichtblitze, die mit Photovervielfachern in elektrische Signale umgewandelt werden. Eine Koinzidenz aus S1 bis S4 als Triggerbedingung, also ein Puls von allen Szintillatoren, signalisiert den Durchgang eines Elektrons durch alle vier Zähler.

In den Driftkammern ionisiert dieses Elektron das Zählgas, wobei die entstehenden Elektronen zur Anode driften. Die Gasverstärkung beträgt bei den verwendeten Spannungen und Gasen ca.  $10^5$  Elektronen. Der negative Puls, welcher beim Auftreffen aller Elektronen auf die Anode entsteht, wird mit einem Kondensator ausgekoppelt und einem Vorverstärker zugeführt. Es wird ein differenzierender Vorverstärker in integrierter Bauweise mit  $\sim 10 \text{ ns}$  Anstiegszeit benutzt /12/. Das gemeinsame Rauschen von Vorverstärker und Kammer ist kleiner als  $2,5 \text{ mV}$  (FWHM) an  $50 \text{ Ohm}$ . Das entspricht einer Ladung von weniger als

$10^4$  Elektronen (RMS).\*) Die Ausgangssignale der Vorverstärker werden mit ca. 40 m langen Kabeln zum Meßraum übertragen und dort wahlweise mit TDC's (Time to Digital Converter) oder FADC's (Flash-Analog to Digital Converter oder auch "Transientenrecorder") aufgezeichnet. Die beiden Datenaufnahmemethoden werden im folgenden beschrieben:

a) Datenaufnahme mit TDC

Ein TDC mißt die Driftzeit in der Zelle. Alle TDC's werden gemeinsam vom Triggersignal gestartet und jeder einzeln erhält sein Stoppsignal vom jeweiligen Anodensignal. Hierbei wird die "Leading Edge" Methode benutzt, d.h. ein Diskriminator liefert ein schnelles Stoppsignal für den TDC, sobald das Ausgangssignal des Vorverstärkers eine feste Schwelle überschreitet. Es müssen mehrere Gesichtspunkte bei der Wahl der Schwellenhöhe berücksichtigt werden.

Bei zu niedriger Schwelle wird die Zeitmessung oft durch statistisch auftretende höhere Rauschpulse zu früh beendet (Fall II in Abb. 11). Außerdem wird der Meßfehler durch die Diffusion größer, da schon wenige nach entsprechender Gasverstärkung an der Anode eintreffende Driftelektronen diese Schwelle überschreiten. Diese können wegen der Diffusion weit vor dem Ladungsschwerpunkt die Anode erreichen.

Mit einer zu hohen Schwelle variiert der Zeitpunkt des Stoppsignals relativ zum Ladungsschwerpunkt stärker mit der Pulshöhe und damit mit der Statistik (Fall I in Abbildung 11). Die Spurerkennung der Kammer wird auch schlechter, da kleinere Pulse vom Diskriminator übersehen werden. Bei den Messungen wurde die Diskriminatorschwelle auf  $\sim 1,5 \cdot 10^5 e^-$  eingestellt. Für die Zeitmessung wurden die NIM /11/ - Einschübe ET 102 von Edgerton, Germersheim & Grier benutzt. Diese erreichen bei

---

\*) RMS (Root MEAN SQUARE) entspricht der Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung.

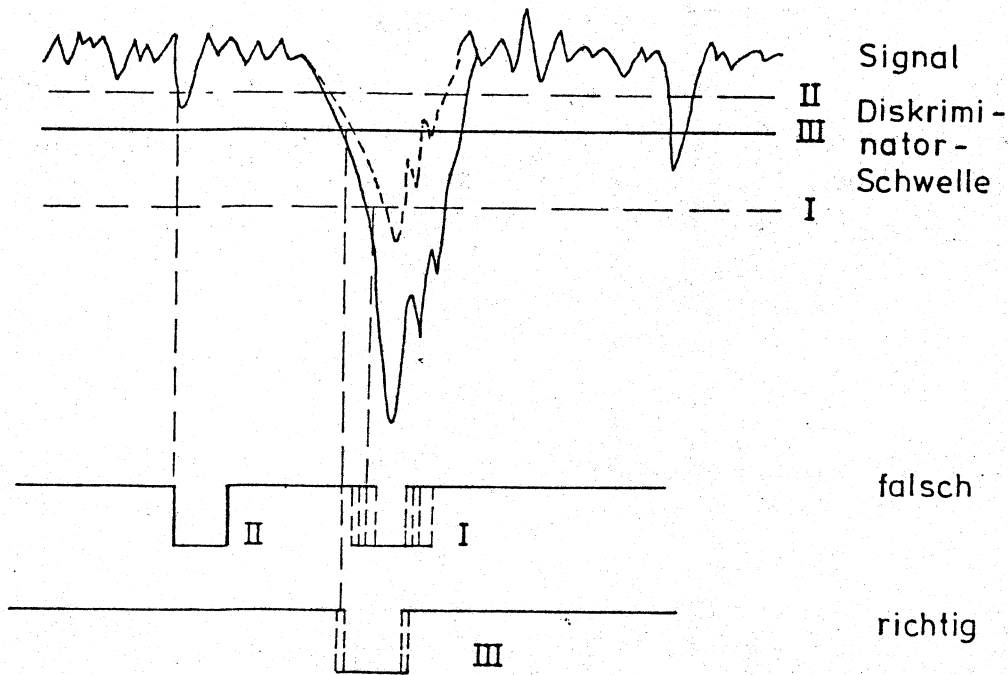


Abb. 11: Einstellung der Diskriminatorschwelle aus /2/

einer maximalen Meßzeit von ca.  $2.2 \mu\text{s}$  eine Auflösung von  $\sim 1 \text{ nsec.}$ \*) Zur Messung längerer Driftzeiten wurden zwei weitere TDC's um  $1,5 \mu\text{sec}$  bzw.  $3 \mu\text{sec}$  verzögert gestartet (Abb. 12). So kann eine maximale Meßzeit von  $5,2 \mu\text{sec}$  erreicht werden, wobei Stabilitätsschwankungen der Verzögerungen, die durch aktive Elemente erzeugt werden, die Meßgenauigkeit größerer Zeiten verschlechtern.

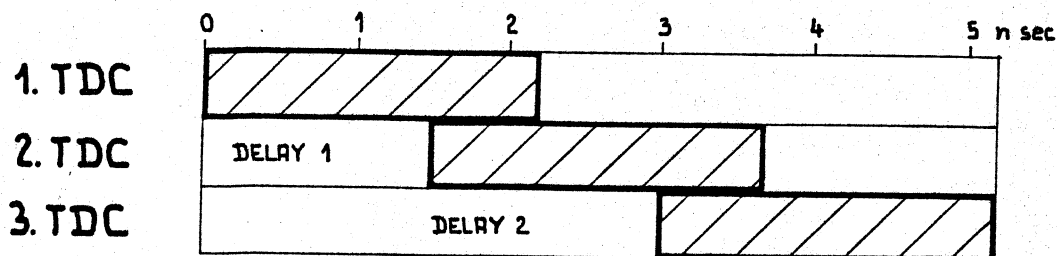


Abb. 12: Hintereinanderschachtelung von drei TDC's

\*) Die Eichung erwies sich über mehrere Monate als stabil!

## b) Datenaufnahme mit Flash-ADC

Bei der Datenaufnahme mit FADC werden die Ausgangssignale der einzelnen Signaldrähte über die volle Driftzeit aufgezeichnet. Die Funktionsweise der bei den Testmessungen benutzten Module /13/ wird im folgenden kurz beschrieben. Nach dem Start durch das Triggersignal wandelt ein schneller ADC /14/ alle 10 nsec das Anodensignal in ein Digitalwort um und schreibt diesen Zahlenwert in einen schnellen ECL-Speicher /28/ mit 1024 Worten Tiefe. Der FADC zeichnet demnach im Abstand von 10 nsec maximal 10,24  $\mu$ sec lang das Analogsignal des jeweiligen Signaldrahtes auf. Mit sechs Bit Amplitudenauflösung kann er den maximalen Hub von 1V in 64 Spannungsstufen einteilen. Bei der verwendeten Null-Lage von -200 mV liegt der aussteuerbare Bereich zwischen -800 mV und +200 mV. Alle FADC's werden von einem gemeinsamen Taktgenerator mit einer quartz-stabilisierten 100 MHz-Frequenz versorgt.

Ein TDC mit 100 ps Auflösung mißt die Phasenbeziehung zwischen dem Trigger- und dem 100 MHz-Taktsignal der FADC's. Ungefähr 9  $\mu$ sec nach dem Start wird ein Referenzpuls in die Kammer eingekoppelt, der eine feste Zeitverzögerung zum Triggersignal hat. Die Bedeutung der Phasenmessung und des Referenzpulses wird bei der Auswertung der FADC-Daten in Kapitel 5.1 näher beschrieben.

Bei beiden Datenaufnahmemethoden, mit denen die Testkammersignale aufgezeichnet werden, werden die Referenzkammern mit TDC's ausgelesen. Alle TDC- und FADC-Daten werden mit einem Rechner (PDP 11/20) über CAMAC /11/ ausgelesen und auf Magnetband gespeichert. Abbildung 13 zeigt den logischen Aufbau des Datenaufnahmesystems.



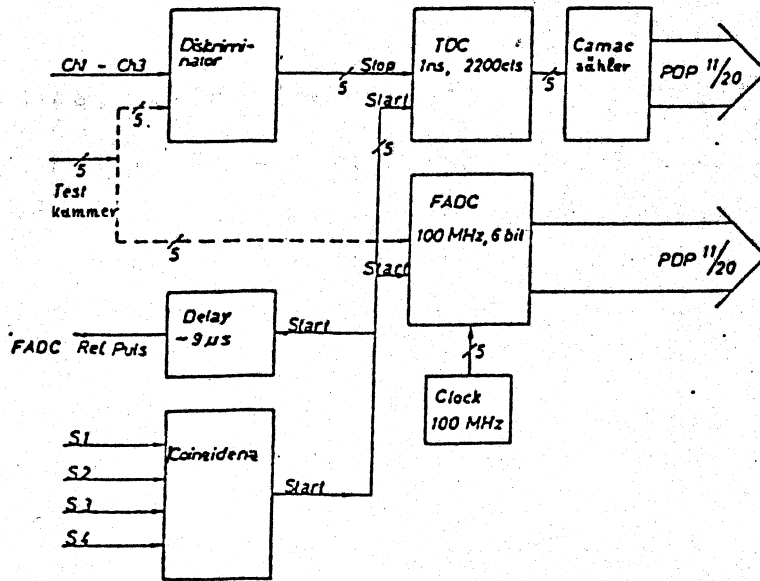


Abb. 13: Trigger- und Datenaufnahmelogik

### 3.4 Gassystem

Bei den Testmessungen wurde in den Driftkammern eine Mischung aus 85%  $\text{CO}_2$  und 15%  $\text{iC}_4\text{H}_{10}$  benutzt /16/. Mit ähnlichen Gasmischungen wurden schon mit anderen Kammertypen gute Auflösungen erreicht /17,18,19/. Da die  $\text{CO}_2$ -Gemische sehr empfindlich auf elektronegative Verunreinigungen ( $\text{O}_2, \text{H}_2\text{O}$ ) sind, kann die erforderliche Reinheit nur nach mehrmaligem Durchfluß durch Gasreiniger erreicht werden. Deshalb wird ein geschlossener Gaskreislauf benutzt, der in Abbildung 14 dargestellt wird.

Von der Pumpe ausgehend strömt das Gas durch Molsieb /20/, Deoxo /21/ und einem Oxisorb /22/ in die Kammer. Diese Reiniger entziehen dem Gas Wasserdampf und Sauerstoff. Der Oxisorb verändert die Isobutankonzentration solange, bis er auf ein festes Mischungsverhältnis eingestellt ist, welches er dann sehr gut puffert.

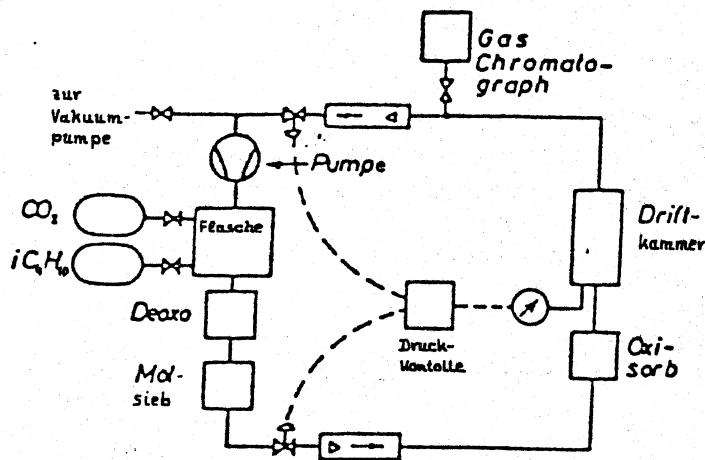


Abb. 14: Gassystem

Mit einem Gaschromatographen /23/ können Gasproben aus dem Rücklauf von der Kammer zur Pumpe entnommen und untersucht werden. Das Mischungsverhältnis zwischen  $\text{CO}_2$  und  $\text{iC}_4\text{H}_{10}$  kann mit der verwendeten Säule im Chromatographen gut überwacht werden. Eine quantitative Aussage über den Sauerstoffanteil im Zählgas ist mit dieser Säule jedoch nicht möglich, da Sauerstoff nicht von Stickstoff oder Argon getrennt werden kann. Mit Feuchtezellen /24/ im Ein- und Auslauf der Kammer wird die Wasserkonzentration gemessen.

Sämtliche Verbindungen im Gassystem bestehen aus Kupferrohren, um die Diffusion von  $\text{O}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  aus der Atmosphäre ins Zählgas zu unterdrücken. Für die ca. 20 m lange Strecke zur Kammer werden flexible Metallschläuche verwendet. Als größere Quellen für  $\text{O}_2$ - und  $\text{H}_2\text{O}$ -Verunreinigungen bleiben nur noch die 100  $\mu\text{m}$  dicken Mylarfenster und die Feuchtigkeit in der Kammer übrig.

Ein Mikroprozessorsystem regelt mit Ventilen im Ein- und Auslauf den Kammerdruck relativ zum Außendruck, denn mit dem Druck schwankt die mittlere freie Weglänge und damit auch die Driftgeschwindigkeit. Auf eine Konstanthaltung von Absolutdruck und Temperatur wurde während der relativ kurzen Testmessungen verzichtet, da in der Meßhalle keine großen Schwankungen registriert wurden.

#### 4. Kammereigenschaften

Der geometrische Aufbau der Driftzellen und das verwendete Zählgas beeinflussen Pulsform, Einzugsbereich und Ortsauflösung der Zellen.

##### 4.1 Pulsform

Die ersten Elektronen, die von einer Ionisationsspur auf den Signaldraht treffen, bestimmen die Anstiegsflanke des Signals. Jedes Elektron erzeugt im Bereich der Gasverstärkung rund  $10^5$  Ionen. Diese driften relativ langsam zur Kathode und schirmen die Anode ab, so daß später eintreffende Elektronen zum Signal nicht mehr beitragen können. Spuren, die senkrecht zum Draht verlaufen (Spur A in Abbildung 15) erzeugen nur einen kurzen Puls mit 20 - 30 nsec Anstiegszeit.

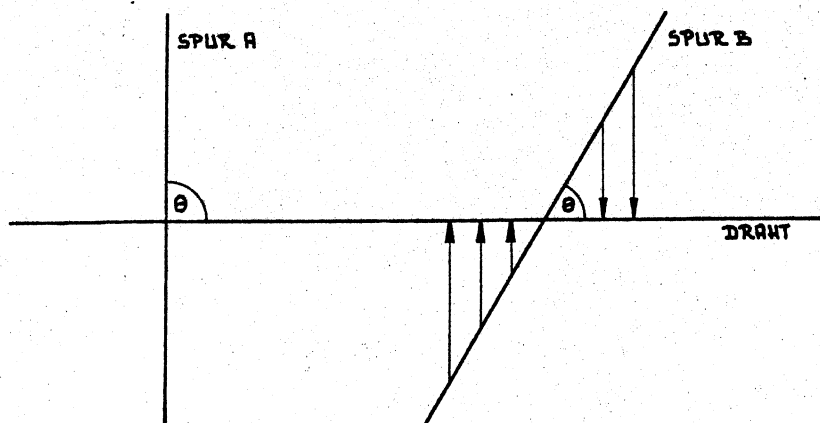


Abb. 15: Erläuterung des Winkels  $\theta$

Spur B in Abbildung 15 verläuft unter einem Winkel  $\theta < 90^\circ$  relativ zur Drahttrichtung. Die Elektronen mit größeren Driftstrecken treffen an anderen Stellen längs des Drahtes auf, wo

sie nicht von Ionen abgeschirmt werden. Auch vergrößert sich mit der Ionisationsstrecke in der Zelle auch die Anzahl der Totalionisationen proportional  $\frac{1}{\sin\theta}$ .

Die Abbildung 16 zeigt vier Spuren mit verschiedenen Winkeln  $\theta$  zum Draht, die von fünf hintereinanderliegenden Zellen erkannt werden. Die Spur in Abb. 16a verläuft senkrecht zum Draht ( $\theta = 90^\circ$ ) und erzeugt in jeder Zelle einen kurzen Puls. Da keine weiteren Cluster folgen, kann eine zweite Spur noch recht gut erkannt werden. In Abbildung 16b erzeugt die Spur mit  $\theta = 65^\circ$  in jeder Zelle nach dem ersten noch weitere, jedoch noch kleine Cluster. Bei  $\theta = 65^\circ$  ist die Grenze erreicht, bei der in einer Zelle zwei Spuren voneinander getrennt werden können. In den Fällen c) und d) mit  $\theta = 45^\circ$  und  $\theta = 25^\circ$  folgen nach dem ersten noch viele zum Teil hohe Cluster. Eine Doppelspurerkennung mit den Informationen aus einer Zelle ist hier sehr schwierig. Dies kann nur mit vielen, zueinander versetzten Zellen erreicht werden. Abbildung 17 zeigt zum Vergleich vier Doppel- bzw. Mehrfachspuren.

Die bei der TDC-Messung verwendete "Leading-Edge"-Methode benutzt als Zeitmarke die Anstiegsflanke des ersten Clusters, die relativ unabhängig vom Winkel  $\theta$  ist. Eine Doppelspurauflösung ist hierbei jedoch ausgeschlossen. Die FADC-Messung ermöglicht eine Doppelspurauflösung für  $\theta > 60^\circ$ .

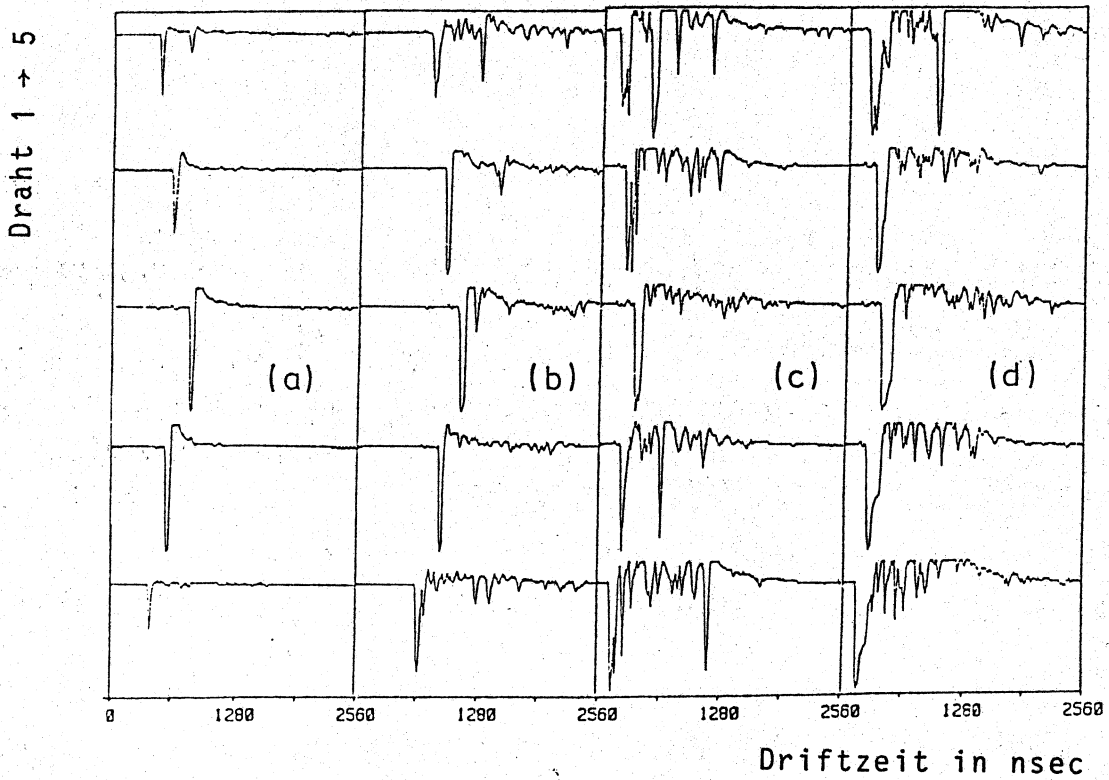


Abb. 16: Einzelspuren in fünf Zellen der Kammer A unter  $\theta = 90^\circ$ , b)  $\theta = 65^\circ$ , c)  $\theta = 45^\circ$  und d)  $\theta = 25^\circ$ .

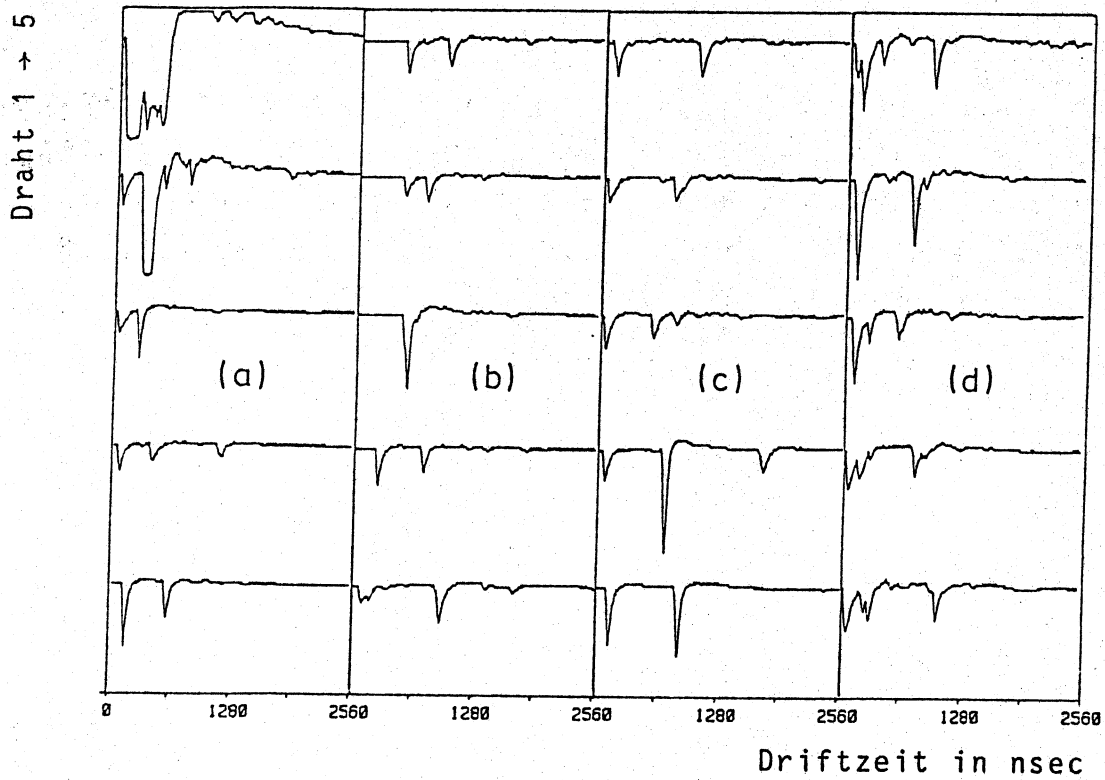


Abb. 17: Mehrfachspuren in Kammer A unter  $\theta \approx 90^\circ$ .

#### 4.2 Einzugsbereich des Signaldrahtes

Wie schon im Kapitel 4.1 beschrieben, trägt nur ein Teil der Ionisationsspuren mit  $\theta = 90^\circ$  zur Pulsform bei. Abbildung 18 zeigt eine Spur senkrecht zum Draht.

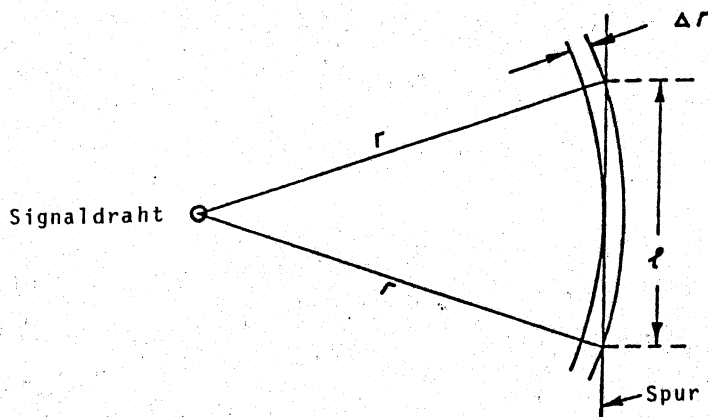


Abb. 18: Der Einzugsbereich  $l$  im Abstand  $r$  zum Signaldraht

Elektronen, die auf der Strecke  $l$  frei werden, tragen zum Anodensignal bei. Es treten Driftstrecken von  $r$  bis  $r + \Delta r$  auf. Die Driftgeschwindigkeit ist in erster Näherung proportional  $1/r$ . Dann gilt zwischen Driftstrecke  $r$  und Driftzeit  $t$ :

$$r = c \sqrt{t} \quad (4.1)$$

$$r + \Delta r = c \sqrt{t + \Delta t} \quad (4.2)$$

$c$  := Proportionalitätskonstante

Hierbei ist  $\Delta t$  die Anstiegszeit des Anodensignals. Für den Einzugsbereich  $l$  gilt:

$$\left(\frac{l}{2}\right)^2 = (r + \Delta r)^2 - r^2 \quad (4.3)$$

Die Gleichungen 4.1 und 4.2 in Gleichung 4.3 eingesetzt, ergibt:

$$\ell = 2 c \sqrt{\Delta t} \quad (4.4)$$

Der Einzugsbereich ist somit unabhängig vom Abstand zum Signaldraht.

Eine Pulsanstiegszeit von  $\Delta t = 20 \text{ nsec}$  mit einer Proportionalitätskonstante  $c = 0,3 \text{ mm nsec}^{-1/2}$  für Kammer A ergibt:

$$\ell = 2,7 \text{ mm}$$

Dies gilt natürlich nur, solange die Driftgeschwindigkeit proportional  $1/r$  ist. Nahe am Signaldraht stimmt diese Proportionalität nicht mehr. Am Ende des Driftraumes wird der Einzugsbereich in zwei Teile vor den beiden Potentialdrähten zerschnitten. Abbildung 19 zeigt den Verlauf des Pulsintegrals, das auch von der Größe des Einzugsbereiches beeinflusst wird, in Abhängigkeit von der zurückgelegten Driftstrecke.

Bei Kammer A ist die Pulshöhe konstant bzw. steigt bei größeren Driftstrecken an. Die Pulsintegrale der Kammer B fallen mit steigender Driftstrecke stark ab. Eine Erklärung hierfür ist, daß die Gasreinheit nicht ausreichend war und ein Teil der Elektronen absorbiert wurde. Dies wirkt sich auch auf die Ortsauflösung der Kammer aus.

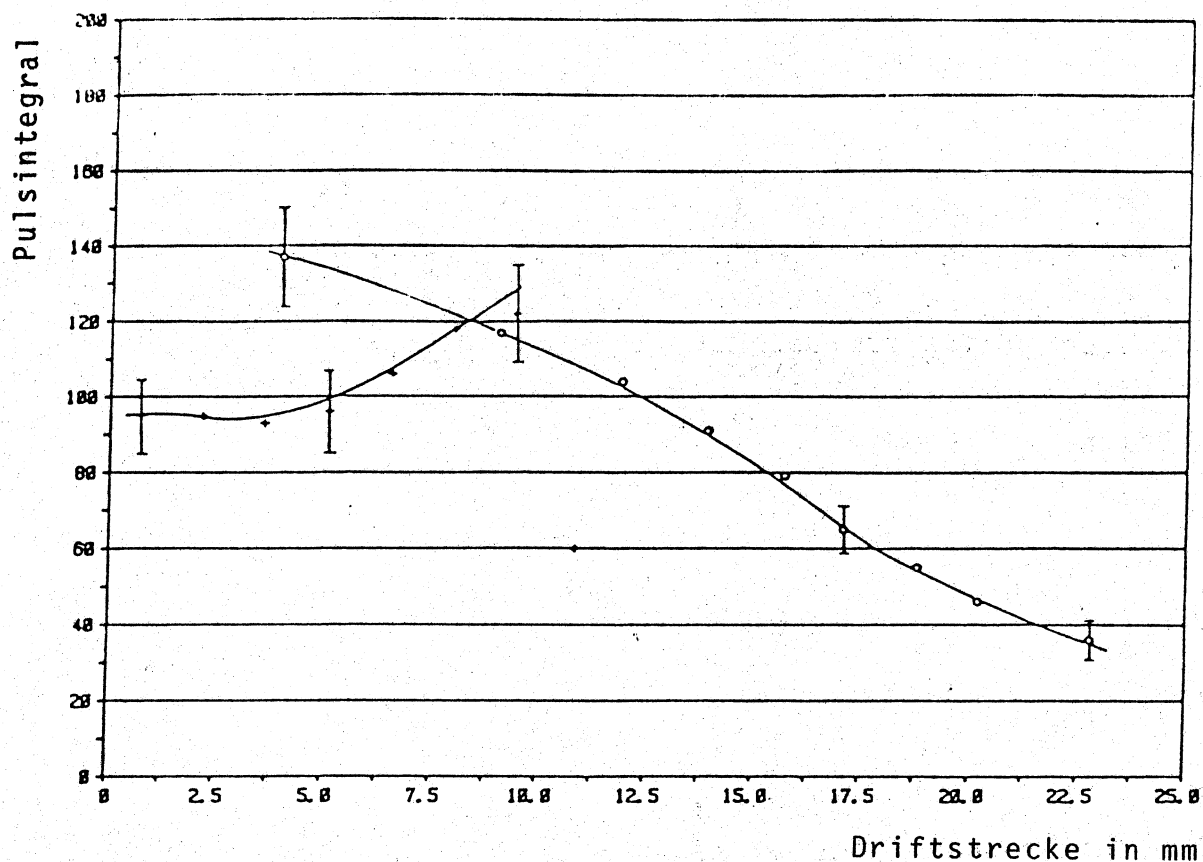


Abb. 19: Pulsintegral als Funktion der Driftstrecke für beide Kammern

#### 4.3 Grenzen der Ortsauflösung

Die Ortsauflösung einer Driftkammer wird durch mehrere Effekte begrenzt. Im folgenden werden die wichtigsten beschrieben.

##### - Zeitauflösung der Elektronik

Bei den verwendeten Driftzellen mit rotationssymmetrischem elektrischen Feld und  $\text{CO}_2$  als Zählgas fällt die Driftgeschwindigkeit mit steigendem Abstand  $r$  zum Draht ungefähr proportional  $1/r$  ab. Ein Fehler in der Zeitmessung verschlechtert die Ortsauflösung besonders nahe am Draht, da hier die Driftgeschwindigkeit hoch ist. Für den aus der Zeitmessung



resultierenden Anteil  $\sigma_{\text{Zeit}}$  am Gesamtfehler gilt:

$$\sigma_{\text{Zeit}}(x) = v_{\text{Dr}}(x) \sigma_t \quad (4.5)$$

Der Zeitmeßfehler wird mit  $\sigma_t = 1,5 \text{ ns}$  abgeschätzt. Die Driftgeschwindigkeit wird aus der Ableitung der Ortsdriftzeitbeziehung gewonnen (siehe Abschnitt 5.2).

#### - Delta-Elektronen

Der Einfluß der Delta-Elektronen auf die Ortsauflösung ist nicht leicht meßbar. Er ist aber unabhängig von der Driftstrecke und bildet so einen unteren Sockel für die Auflösung.

#### - Diffusion

Mit wachsender Driftstrecke verschlechtert die Diffusion der Elektronen die Ortsauflösung der Kammer. Der hieraus resultierende Ortsfehler kann mit Gleichung 2.5 berechnet werden.

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad (2.5)$$

Der Diffusionskoeffizient  $D$  ist bei  $\text{CO}_2$  für  $E < 1 \text{ kV cm}^{-1}$  konstant. Die Driftzeit  $t$  steigt proportional mit dem Quadrat der Driftstrecke  $r$ .

$$t = c_D r^2 \quad c_D := \text{Konstante}$$

Damit gilt:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dc_D} r \quad (4.6)$$

Der durch Diffusion hervorgerufene Fehler wächst linear mit der Driftstrecke. Bei großen Feldern, also nahe am Signaldraht, steigt  $D$  an. Die Driftzeit ist in diesem Bereich jedoch relativ kurz, sodaß dieser Anteil vernachlässigt werden kann.

Werden  $k$  Elektronen von  $n$  erzeugten benötigt, die Zeitmessung zu stoppen, so gilt für den Fehler /4/:

$$\sigma_{\text{Diff}}^2 = \sigma_k^2 = \frac{\sigma_x^2}{2 \ln n} \sum_{i=k}^n \frac{1}{i^2} \quad (4.7)$$

- Primärionisationsverteilung

In der Driftzelle wird die vom schnellsten Primärelektron zurückgelegte Strecke bestimmt. Diese stimmt jedoch wegen der rotationssymmetrischen Struktur der Zellen nicht unbedingt mit dem Abstand der Spur zum Signaldraht überein.

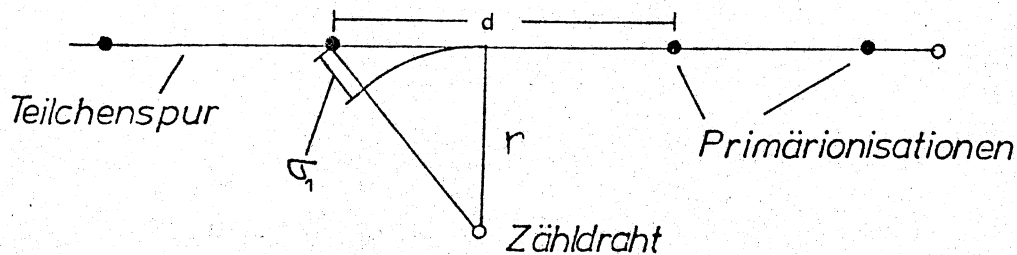


Abb. 20: Einfluß der Primärionisationsverteilung

Aus Abbildung 20 folgt für die Differenz  $\sigma_1$ :

$$\sigma_1 = \sqrt{r^2 + \left(\frac{m}{2} \langle d \rangle\right)^2} - r \quad (4.8)$$

Der mittlere Abstand zweier Primärionisationen  $\langle d \rangle$  ist umgekehrt proportional zur Anzahl der Primärionisationen pro Längeneinheit  $n_p$ :

$$\langle d \rangle = \frac{1}{n_p}$$

Die Größe  $m$  entspricht der Anzahl von Primärionisationen, die für ein ausreichendes Signal zur Messung benötigt werden.

Der gleiche Fehler tritt am Ende der Driftzelle auch auf, da sich hier um die Potentialdrähte eine ähnliche Rotations-symmetrie bildet.

Mit

$$r_2 = r_{\max} - r \quad \text{gilt:}$$

$$\sigma_2 = \sqrt{r_2^2 + \left(\frac{m}{2} \langle d \rangle\right)^2} - r_2 \quad (4.9)$$

Für den Gesamtfehler durch die Primärionisationsverteilung gilt:

$$\sigma_{\text{ion}} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (4.10)$$

Der Gesamtfehler  $\sigma$  setzt sich aus diesen vier Anteilen zusammen.

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{Zeit}}^2 + \sigma_{\text{konst}}^2 + \sigma_{\text{Diff}}^2 + \sigma_{\text{ion}}^2} \quad (4.11)$$

In Abbildung 21 sind die zu erwartenden Anteile an der Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftstrecke für Kammer A unter Normalbedingungen eingezeichnet. Der konstante Sockel durch Deltaelektronen wurde auf  $\sigma_{\text{konst}} = 15 \mu\text{m}$  abgeschätzt. Bei einem Gasgemisch aus 85%  $\text{CO}_2$  und 15%  $\text{i C}_4\text{H}_{10}$  erhält man  $n_p = 36 \text{ cm}^{-1}$  Primärionisationen und  $n_T = 107 \text{ cm}^{-1}$  Totalionisationen /4/.

Für die Diffusion gilt:

$$D = 4,2 \frac{\mu\text{m}^2}{\text{nsec}}$$

$$c_D = 11 \cdot 10^{-6} \frac{\text{nsec}}{\mu\text{m}^2}$$

Im Einzugsbereich von  $\lambda = 0,27 \text{ cm}$  werden  $n = \lambda \cdot n_T = 29$  Elektronen frei /4/. Die Diskriminatorschwelle benötigt  $k = 2$  Elektronen.

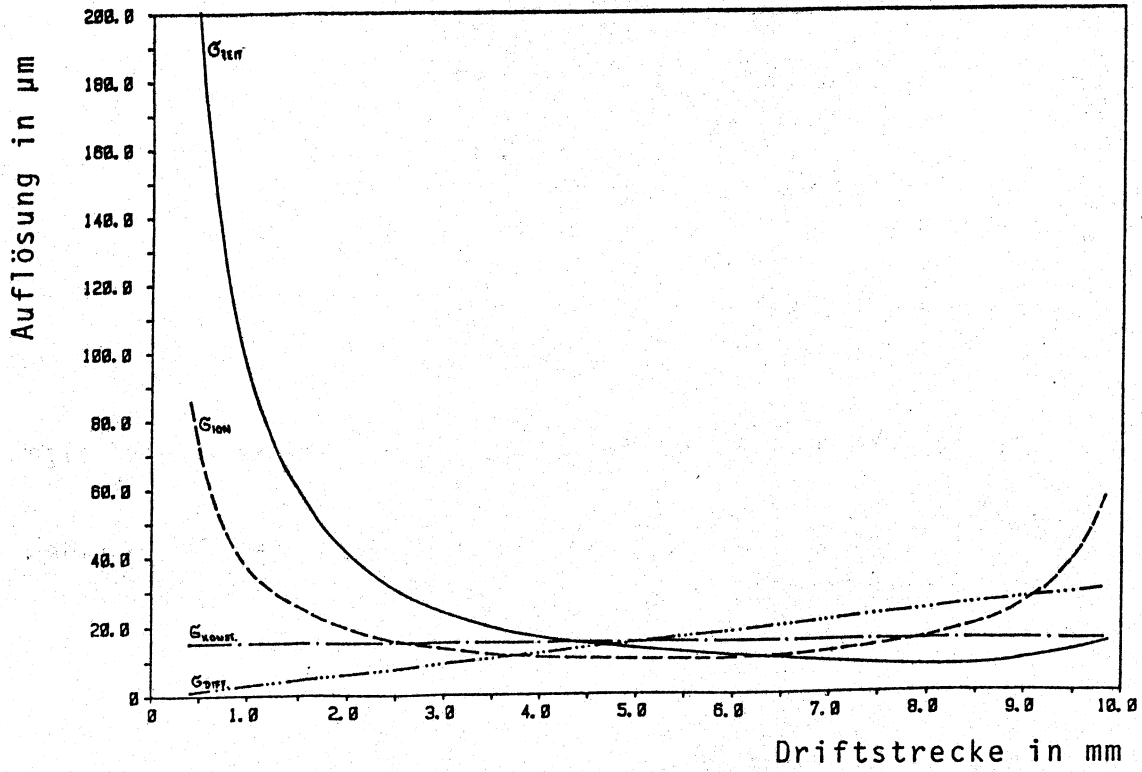


Abb. 21: Einzeleinflüsse auf die Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftstrecke

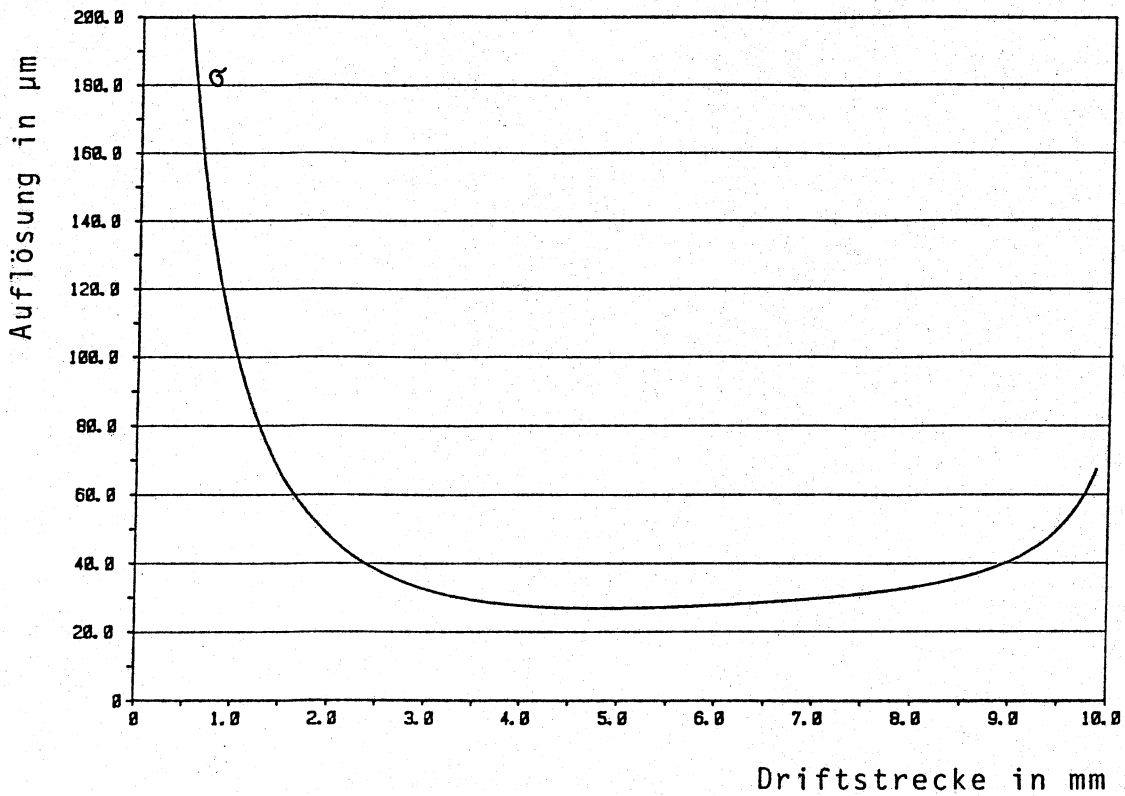


Abb. 22: Theoretische Ortsauflösung für Zellen der Kammer A mit  $\text{CO}_2/\text{iC}_4\text{H}_{10}$  (85/15) unter Normaldruck

$$\sigma_{\text{Diff}} = \sqrt{\frac{1}{2 \ln n} \sum_{i=k}^n \frac{1}{i^2}} \sqrt{2Dc_D} r$$
$$\approx 0,003 \cdot r$$

Bei der Primärionisation werden  $m = 2$  Ionisationen benötigt.

Abbildung 22 zeigt die aus den Einzelfehlern resultierende, zu erwartende Gesamtauflösung.

## 5. Auswertung der Meßdaten

Um die Ortsauflösung der Testzellen bestimmen zu können, müssen aus den TDC- bzw. FADC-Daten zuerst die Driftzeiten bestimmt werden, bevor die Ortsdriftzeitbeziehung berechnet werden kann. Die relativen Auflösungen werden dann durch Vergleich der Driftstrecken verschiedener Drähte bestimmt.

### 5.1 FADC-Auswertung

Während die TDC's direkt eine Zeitinformation liefern, müssen bei den FADC-Daten aus den Amplitudenwerten noch Zeiten berechnet werden.

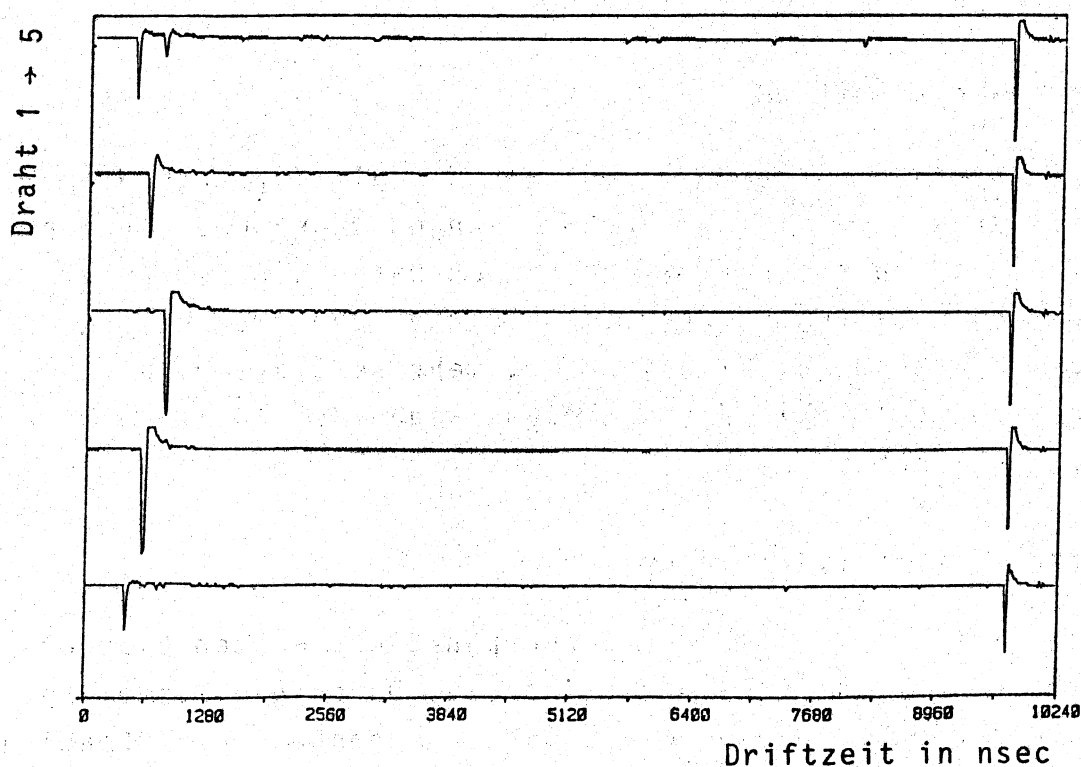


Abb. 23: Signale von fünf hintereinanderliegenden Zellen in Kammer A

Abbildung 23 zeigt ein typisches in Kammer A mit FADC's unter  $\theta = 90^\circ$  aufgezeichnetes Ereignis. Die Cluster am Anfang werden durch eine Ionisationsspur hervorgerufen. Der Referenzpuls,

der am Ende der Driftzeit (ca. 9  $\mu$ sec) auf alle Signaldrähte der Kammer gleichzeitig eingekoppelt wird, ist gut zu erkennen. Dieses Signal wird von der Triggerkoinzidenz über eine Zeitverzögerung ausgelöst und mit einem Pulsformglied gestaltet, sodaß der Referenzpuls, der aus den Vorverstärkern zurückkommt, möglichst gaußförmig ist. Die FADC-Daten der einzelnen Drähte werden in der Zeitskala so verschoben, daß die Schwerpunkte ihrer Referenzsignale übereinander liegen. Die Absolut-eichung der jetzt gemeinsamen Zeitskala wird mit dem jeweiligen Phasenmeßwert, d.h. Zeitwert zwischen Teilchendurchgang und nächstem 100 MHz-Taktpuls, noch verbessert.

Zur Bestimmung der Driftzeit aus den Amplitudenwerten der einzelnen Ionisationscluster wurden zwei verschiedene Methoden betrachtet:

a) "Leading-Edge"-Methode

Bei der Auswertung der FADC-Daten kann die gleiche Methode angewandt werden, die bei den TDC-Messungen während der Datenaufnahme benutzt wird. Dazu wird aus den Daten der Zeitpunkt des ersten Pulsanstiegs bestimmt. Gegenüber der TDC-Messung bietet diese Methode die Möglichkeit, mehrere Cluster zu erkennen. Jedoch ist die Zeitauflösung wegen des 10 nsec-Taktes erheblich schlechter.

b) "Center-of-Gravity"-Methode

Bei dieser Methode liefert der Schwerpunkt des ersten Clusters die Zeitmarke für das Ende der Driftzeit. Durch die Mittelung über mehrere Bins kann die Zeitauflösung gegenüber der "Leading-Edge"-Methode verbessert werden /27/. Der Einfluß der Diffusion wird auch verringert, da über viele Elektronen aus dem Einzugsbereich mit fast gleicher Driftstrecke gemittelt wird. Eine gute Zeitauflösung erfordert lange, gaußförmige Pulse oder

zumindest symmetrische Pulse. Die verwendeten Vorverstärker sind jedoch für TDC-Messungen ausgelegt. Sie liefern Pulse mit kurzer Anstiegsflanke und mehr oder weniger  $1/t$  Abfall.

Bei der Datenanalyse wurde die "Center-of-Gravity"-Methode benutzt.

## 5.2 Die Ortsdriftzeitbeziehung

Die Ortsdriftzeitbeziehung (ODR) ordnet jeder gemessenen Driftzeit eine zurückgelegte Driftstrecke zu. Zur Erreichung einer guten Ortsauflösung muß sie sehr genau bekannt sein. Bei den untersuchten Kammern kann sie durch zwei unterschiedliche Methoden bestimmt werden.

### a) Bestimmung der ODR aus der Versetzung der Zellen

Setzt man die gleiche ODR für alle Zellen einer Kammer voraus, dann treten durch die Versetzung der Zellen zueinander verschiedene Driftstrecken und -zeiten auf.

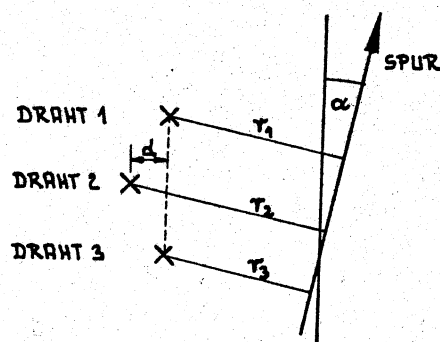


Abb. 24: Erläuterung der verwendeten geometrischen Größen

Bei einer Versetzung des Drahtes 2 zur Verbindungslinie von 1 nach 3 um die Strecke  $d$  (siehe Abbildung 24) gilt:

$$\frac{r_1 + r_3}{2} - r_2 = d \cos \alpha \quad (5.1)$$



Die an Draht  $i$  gemessene Zeit  $t_i^{\text{mess}}$  setzt sich zusammen aus der Driftzeit  $t_i$  und dem Offset  $t_i^{\text{off}}$ .

$$t_i^{\text{mess}} = t_i + t_i^{\text{off}} \quad (5.2)$$

Dieser Offset entspricht der kleinsten, bei Spuren direkt am Draht auftretenden Driftzeit und muß für jeden Signaldraht einzeln bestimmt werden. Er entsteht durch unterschiedliche Verzögerungen in Kabeln und Elektronik. Die Strecke  $r_i$  ist eine Funktion der Zeit  $t_i$ .

$$r_i = f(t_i) \quad (5.3)$$

Aus den Gleichungen 5.1 und 5.3 folgt:

$$\frac{f(t_1) + f(t_3)}{2} - f(t_2) = d \cos \alpha \quad (5.4)$$

Bei den getesteten Driftzellen kann die ODR durch folgende Funktion gut beschrieben werden:

$$r_i = a \sqrt{t_i} + \sum_{j=1}^k b_j t_i^j \quad (5.5)$$

$i = 1, \dots, 3$  Drahtnummer

$k \hat{=}$  Ordnung des Polynoms

Der Wurzelterm  $a \sqrt{t_i}$  folgt aus der  $1/r$ -Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit. Aus den Gleichungen 5.4 und 5.5 folgt:

$$a \left( \frac{\sqrt{t_1} + \sqrt{t_3}}{2} - \sqrt{t_2} \right) + \sum_{j=1}^k b_j \left( \frac{t_1^j + t_3^j}{2} - t_2^j \right) = d \cos \alpha \quad (5.6)$$

Ist die Zahl der Ereignisse größer oder gleich der Anzahl  $k + 1$  der Unbekannten  $a$  und  $b_j$ , so kann das Gleichungssystem gelöst und alle Koeffizienten können bestimmt werden.

In der Kammer A ist der Positionierungsfehler der Signaldrähte ca. 50 - 100  $\mu\text{m}$ . Das entspricht etwa 10% der Versetzung der Drähte zueinander. Dieser Fehler wirkt sich direkt auf die Ortsskala der ODR aus. Bei einem größeren Detektor mit vielen Driftzellen, in dem die Position der einzelnen Signaldrähte relativ zueinander gut bekannt ist, könnte mit diesem Verfahren eine ODR erstellt werden. Da die Fehler beim Bohren ziemlich gut gaußisch verteilt sind, mittelt sich der Fehler für die ODR bei vielen Meßpunkten heraus.

b) Bestimmung der ODR durch mechanisches Verfahren

Ist der Abstand der Primärionisation vom Zähldraht bekannt, so kann die ODR aus den bei verschiedenen Abständen gemessenen Driftzeiten bestimmt werden. Dazu wird die Driftzelle in einem eng kollimierten Strahl in genau definierten Positionen senkrecht zur Drahrichtung verfahren. Die Auftragung der Positionen zu den gemessenen Driftzeiten liefert die ODR (Abb. 25).

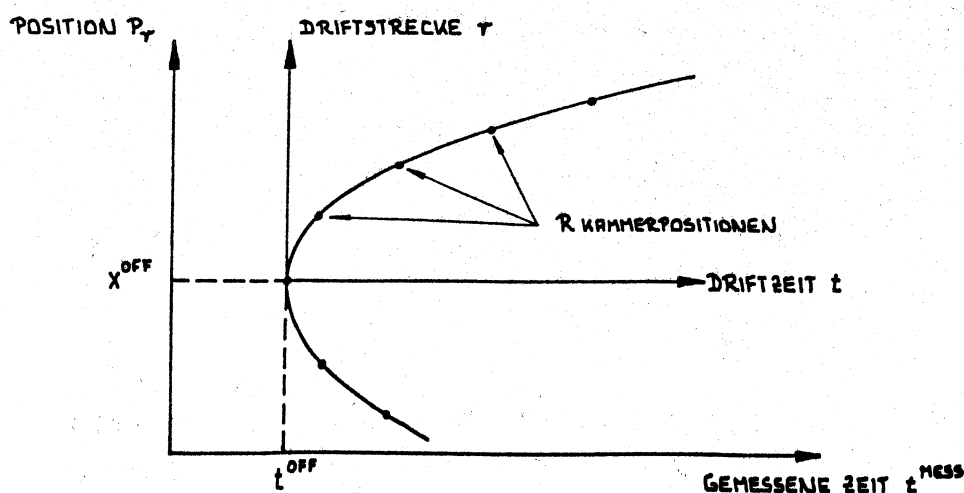


Abb. 25: Auftragung der Kammerpositionen  $P_r$  zu den gemessenen Zeiten  $t^{\text{mess}}$ .

Die Bedeutung des Zeitoffsets  $t^{\text{off}}$  wurde im vorigen Abschnitt bereits erläutert. Diese Zeit wird gemessen, wenn ein Strahlteilchen das Gas direkt am Zähl draht ionisiert.  $t^{\text{off}}$  ist also verknüpft mit der Drahtposition  $x^{\text{off}}$ . Der Ursprung des "Drift"-Koordinatensystems liegt im Punkt  $(t^{\text{off}}, x^{\text{off}})$  des "Meß"-Systems.

Mit einem Zeitfenster in einem der drei Referenzkammern wird der Strahl noch enger kollimiert. Die anderen beiden Hilfskammern ermöglichen die Ausschaltung von Rechts-Links-Zweideutigkeiten. Denn durch die Versetzung zweier Zellen relativ zueinander kann bei der Datenanalyse erkannt werden, ob das Strahlelektron rechts oder links vom Signaldraht die Zelle passiert hat. Die ODR der Hilfskammern braucht nicht bekannt zu sein. Auch ist es unerheblich, ob die strahldefinierende Referenzkammer oder die Testkammer verfahren wird. Die zu untersuchende Driftzelle muß jedoch vom Strahl voll ausgeleuchtet werden. Bei den hier beschriebenen Messungen wurde die Testkammer verfahren.

Die bei der Datenauswertung verwendeten Zeitfenster begrenzen den Strahl vertikal auf  $\Delta \approx 300 \mu\text{m}$  mit ca.  $n \geq 300$  Ereignissen pro Position. Damit gilt für den Fehler  $\delta(\bar{r})$  der mittleren Driftstrecke  $\bar{r}$ :

$$\delta(\bar{r}) = \frac{\Delta}{\sqrt{n}} \approx 17 \mu\text{m}$$

und

$$\bar{r} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n r_i \quad (5.7)$$

Für jede Relativposition  $P_r$  wird die mittlere Driftzeit  $t_r$  bestimmt. Dazu werden die gemessenen Zeiten  $t_i^{\text{mess}}$  aller bei dieser Position im Zeitfenster liegenden Ereignisse mit der Offset  $t^{\text{off}}$  korrigiert und gemittelt.



Inversion der Matrix  $c_{kk}$  liefert:

$$\underline{b}_k = \underline{c}_{kk}^{-1} \underline{r}_k \quad (5.11)$$

Für  $R > k + 2$  entspricht dieses Lösungsverfahren der Minimierung der Fehlerquadrate /15/. Es liefert jedoch bei einem Positionsabstand von jeweils 0.5 mm maximal 20 Stützpunkte für einen Fit mit ca. 10 Unbekannten.

Eine Verbesserung bietet das Setzen von mehreren Zeitfenstern  $i, i=1, \dots, I$  in der Referenzkammer. Für jedes Fenster ist der Beam relativ zu den anderen im Ort verschoben. Wie Abbildung 26 zeigt, unterscheiden sich die

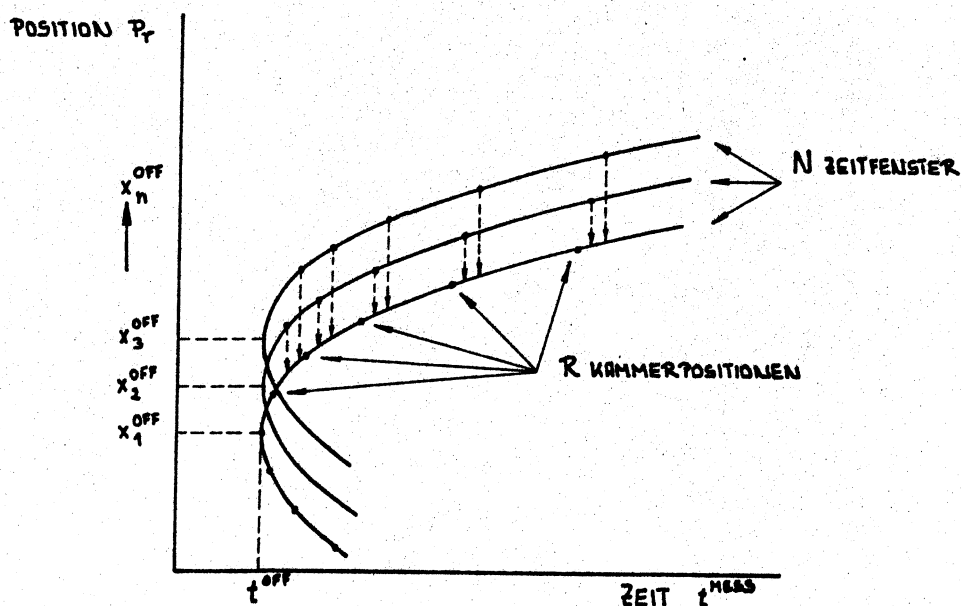


Abb. 26: Auftragung der Kammerposition  $P_r$  zu den gemessenen Zeiten  $t^{mess}$  für verschiedene Zeitfenster in der Referenzkammer.

Kurven, die beim Auftragen der Positionen zu den gemessenen Zeiten entstehen, für die einzelnen Fenster nur durch unterschiedliche Ortsverschiebungen  $x_i^{off}$ . Der Zeitoffset  $t^{off}$  bleibt gleich.

Gleichung 5.10 wird für I Zeitfenster erweitert.

$$P_r = x_i^{\text{off}} + a \sqrt{t_{ri}} + \sum_{j=1}^k b_j t_{ri}^j \quad (5.12)$$

$r = 1, \dots, R$  Position  
 $i = 1, \dots, I$  Zeitfenster

Hierbei ist  $t_{ri}$  der für Position  $r$  und Zeitfenster  $i$  ermittelte und mit  $t^{\text{off}}$  korrigierte Driftzeitmittelwert.

In Matrixschreibweise lautet das Gleichungssystem:

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ \vdots \\ P_R \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ P_1 \\ \vdots \\ P_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \dots 0 & \sqrt{t_{11}} & t_{11} & \dots & t_{11}^k \\ 1 & 0 \dots 0 & \sqrt{t_{R1}} & t_{R1} & \dots & t_{R1}^k \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 \dots 0 & 1 & \sqrt{t_{1I}} & t_{1I} & \dots & t_{1I}^k \\ 0 \dots 0 & 1 & \sqrt{t_{RI}} & t_{RI} & \dots & t_{RI}^k \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_1^{\text{off}} \\ \vdots \\ x_I^{\text{off}} \\ a \\ b_1 \\ \vdots \\ b_k \end{pmatrix} \quad (5.12a)$$

Dieses Gleichungssystem ist lösbar, wie vorhin beschrieben, wenn gilt:

$$R \times I \geq k + I + 1$$

Abb. 27 zeigt den Verlauf der gefitteten ODR für die Kammer A mit 3.8 kV Signalspannung und einem Zählgasgemisch aus 85% Kohlendioxid und 15% Isobutan. Für die Bestimmung der Koeffizienten wurden  $I = 10$  Zeitfenster benutzt. Es wurde bei 29 verschiedenen Positionen gemessen, wovon jedoch für jedes Fenster nur  $R \approx 11$  Positionen verwendet wurden.

Die anderen wurden verworfen, da hierbei der Strahl entweder außerhalb der Driftzelle oder auf der anderen Seite des Signaldrahtes war. Die gefittete Funktion beschreibt gut die gemessenen Punkte.

Die verschiedenen Ortsdriftzeitbeziehungen für die einzelnen Zellen stimmen sehr gut miteinander überein. Darum wird für alle untersuchten Zellen die gleiche Funktion angenommen.

Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit als Ableitung der ODR nach der Zeit zeigt Abbildung 28.

In den Abbildungen 29 und 30 sind ODR und Driftgeschwindigkeit für Kammer B mit 4,1 kV Signalspannung und  $\text{CO}_2/\text{iC}_4\text{H}_{10}$  (85/15) zu sehen.

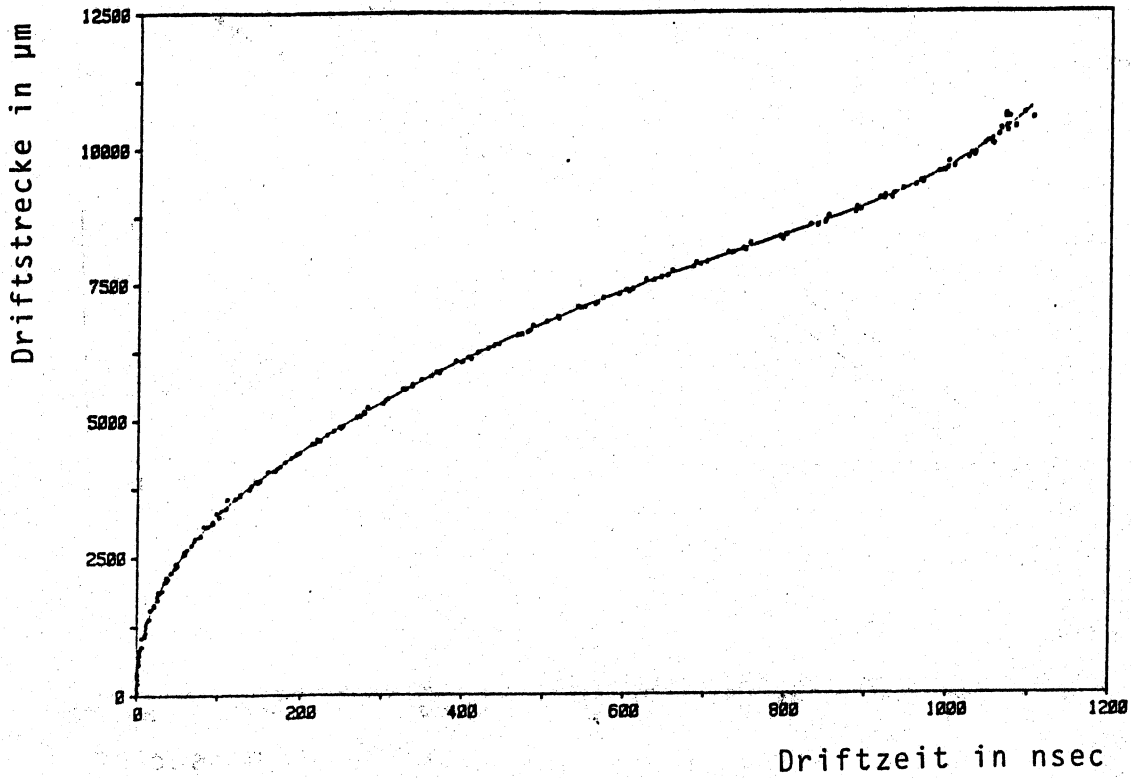


Abb. 27: Die Ortsdriftzeitbeziehung für Kammer A bei Normaldruck

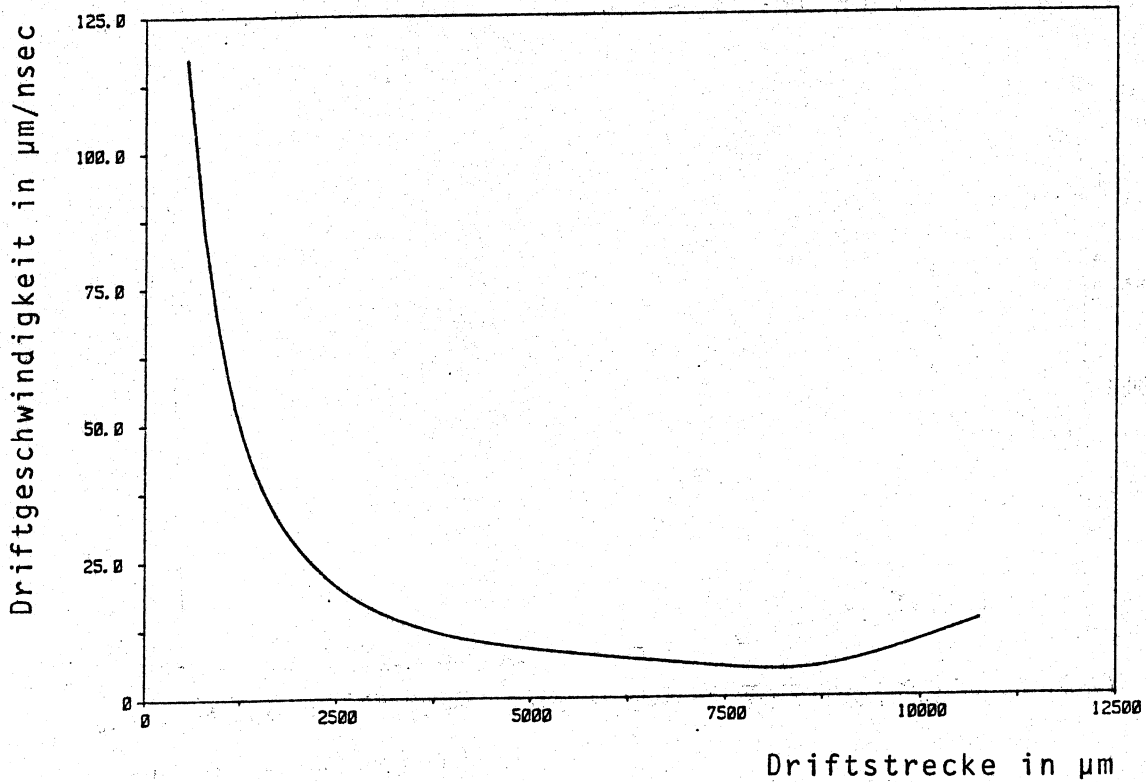


Abb. 28: Driftgeschwindigkeit in Zellen der Kammer A als Funktion der Driftstrecke r



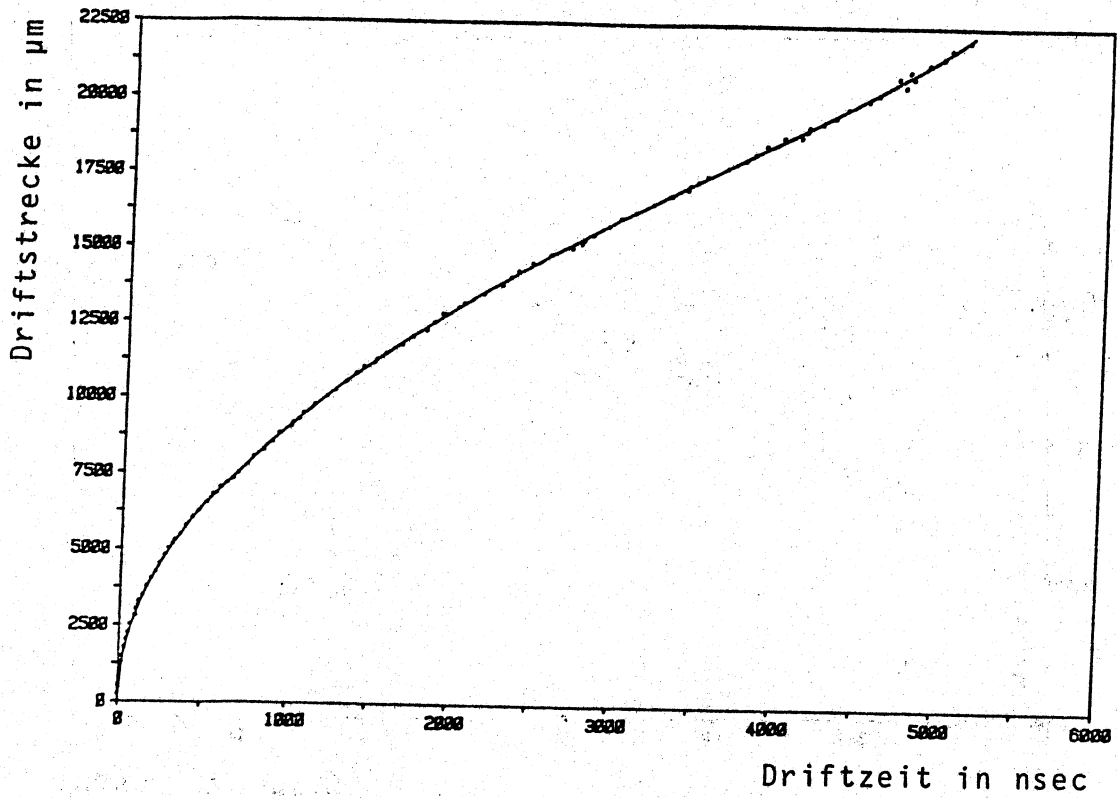


Abb. 29: Ortsdriftzeitbeziehung für Zellen von Kammer B

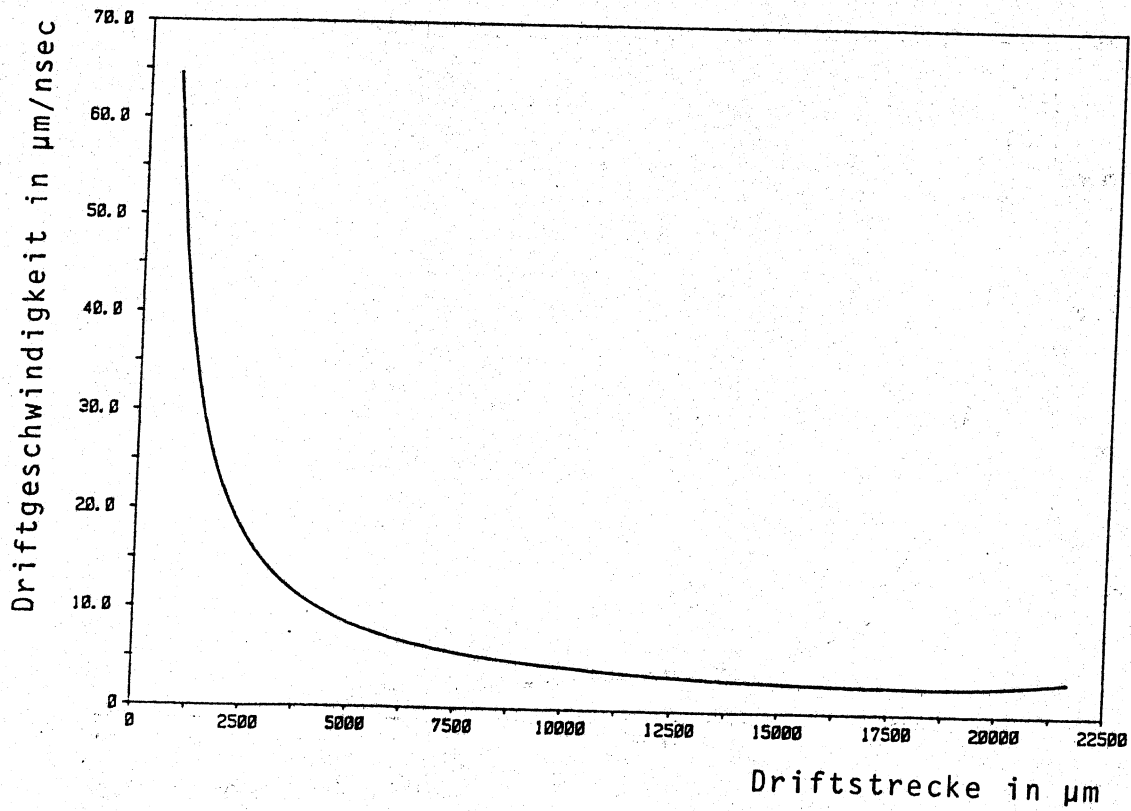


Abb. 30: Driftgeschwindigkeit im Kammer B

### 5.3 Bestimmung der Ortsauflösung

Hält man den Abstand zwischen der Teilchenspur und dem Signaldraht konstant, so ist die Breite der Häufigkeitsverteilung der gemessenen Driftwege ein Maß für die Ortsauflösung der Zelle. Die Verteilung läßt sich mit einer Gaußfunktion beschreiben und ihre Standardabweichung  $\sigma = \text{FWHM}/2.36$  wird als Wert für die Ortsauflösung angenommen. Die Größe  $\sigma$  gibt an, wie genau die Spur eines geladenen Teilchens in der Driftzelle lokalisiert werden kann.

Die Position der Teilchenspur konnte bei den Testmessungen jedoch nicht genauer als die Auflösung der Testkammer festgelegt werden. Beim Vergleich der Driftstrecken in drei Testzellen setzt sich die Breite der Verteilung aus den Fehlern der drei Meßwerte zusammen. Dazu werden die gemessenen Driftzeiten  $t_i$  von Draht  $i$ , der sich am Punkt  $(x_i, y_i)$  befindet, mit der ODR in Driftstrecken  $r_i$  umgewandelt. Die Differenz  $D_{ijk}$  gibt an, wieviel die Driftstrecke  $r_j$  von der Geraden abweicht, die durch die Strecken  $r_i$  und  $r_k$  zu den beiden anderen Drähten festgelegt ist (Abb. 31).

$$D_{ijk} = -A_{ijk} r_i + r_j - (1-A_{jk}) r_k \quad (5.13)$$

$A_{ijk}$  ist gegeben durch die Versetzung der Drähte zueinander bzw. durch ihre  $y$ -Koordinaten:

$$A_{ijk} = (y_k - y_j)/(y_k - y_i) \quad (5.14)$$

Gleichung 5.13 gilt nicht, wenn die Spur zwischen den Drähten verläuft, d.h. wenn die Elektronen nicht zur gleichen Seite driften. Die Verteilung der  $D_{ijk}$ 's von allen Ereignissen folgt einer Gaußverteilung. Für den Mittelwert  $\bar{D}_{ijk}$  der Verteilung gilt:

$$|\bar{D}_{ijk}| = d \cos\alpha, \quad -180^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ \quad (5.15)$$

Hierbei ist  $\alpha$  der Winkel zwischen der Spur und der y-Achse, und die Strecke  $d$  ist die Versetzung des Drahtes  $j$  relativ zur Verbindungsgeraden von  $i$  nach  $k$ .

$$d = |-A_{ijk} x_i + x_j - (1 - A_{ijk}) x_k| \quad (5.16)$$

Das Vorzeichen von  $\bar{D}_{ijk}$  hängt davon ab, auf welcher Seite das Teilchen die Drähte passiert hat. Dies kann bei einem Experiment auch zur Links-Rechts-Unterscheidung benutzt werden.

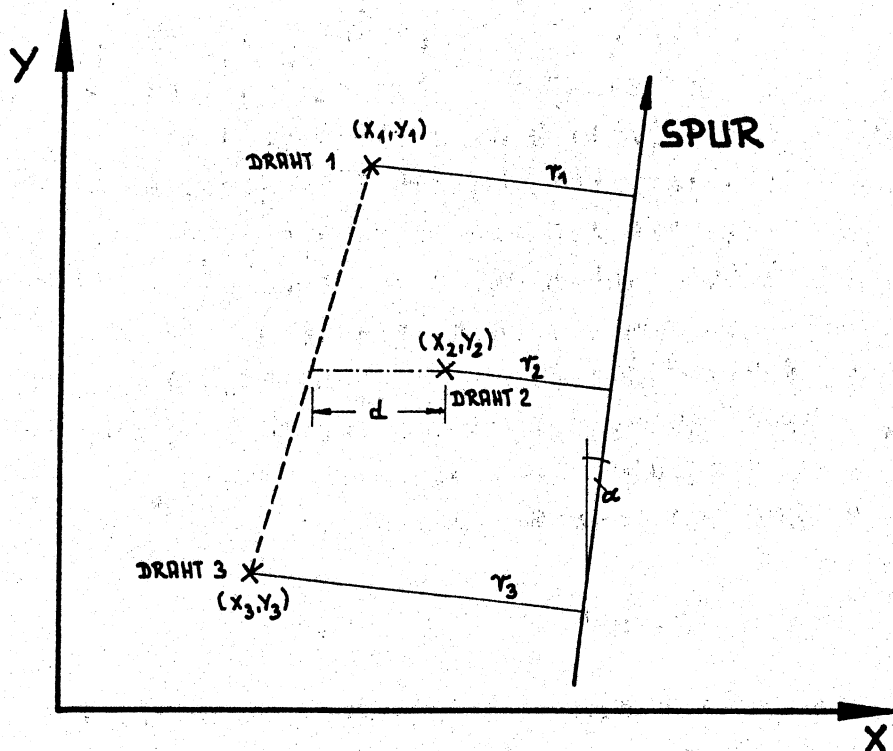


Abb. 31: Erläuterung der im Text beschriebenen geometrischen Größen.

Die Standardabweichung  $\sigma_{D_{ijk}}$  der Verteilung setzt sich zusammen aus den Ortsauflösungen der drei Zellen:

$$\sigma_{D_{ijk}}^2 = A_{ijk}^2 \sigma_i^2 + \sigma_j^2 + (1 - A_{ijk})^2 \sigma_k^2 \quad (5.17)$$

Der Einfluß des Öffnungswinkels  $\sigma_\alpha$  des Strahls auf  $\sigma_{D,ijk}$  wird vernachlässigt. \*)

Im allgemeinen Fall sind die unbekanntenen Einzeldrahtauflösungen  $\sigma_i$ ,  $\sigma_j$  und  $\sigma_k$  nicht gleich, da sie von der jeweiligen Driftstrecke abhängen. Mit den fünf Drähten in Kammer A können zehn verschiedene Dreierkombinationen  $ijk$  gebildet werden. Bei der Auswertung wurden folgende fünf Dreierkombinationen benutzt, die ausreichen, die Auflösung der einzelnen Drähte und damit die Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftstrecke zu bestimmen.

$$\begin{pmatrix} D_{234} \\ D_{135} \\ D_{123} \\ D_{345} \\ D_{124} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1/2 & 1 & -1/2 & 0 \\ -1/2 & 0 & 1 & 0 & -1/2 \\ -1/2 & 1 & -1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1/2 & 1 & -1/2 \\ -2/3 & 1 & 0 & -1/3 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \\ r_3 \\ r_4 \\ r_5 \end{pmatrix} \quad (5.18)$$

Die einzelnen Koeffizienten der Matrix ergeben sich aus den Positionen der jeweiligen Drähte und werden mit Gleichung 5.14 berechnet. Für die Standardabweichungen folgt dann:

---

\*) Der Strahlöffnungswinkel  $\sigma_\alpha$  bewirkt in Gleichung 5.17 den Zusatzterm  $\dots + d^2 \sin^2 \alpha \sigma_\alpha^2$  mit  $\alpha_\alpha \approx 2.3 \cdot 10^{-3} \cong 0,13^\circ$  und  $\alpha = \pi/4$  gilt:

$$\begin{aligned} d^2 \sin^2 \alpha \sigma_\alpha^2 &= d^2 2,6 \cdot 10^{-6} \\ &= 2,6 \mu\text{m}^2 \text{ für } d = 1 \text{ mm} \end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix} \sigma_{234}^2 \\ \sigma_{135}^2 \\ \sigma_{123}^2 \\ \sigma_{345}^2 \\ \sigma_{124}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1/4 & 1 & 1/4 & 0 \\ 1/4 & 0 & 1 & 0 & 1/4 \\ 1/4 & 1 & 1/4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/4 & 1 & 1/4 \\ 4/9 & 1 & 0 & 1/9 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sigma_1^2 \\ \sigma_2^2 \\ \sigma_3^2 \\ \sigma_4^2 \\ \sigma_5^2 \end{pmatrix} \quad (5.19)$$

Durch Inversion der Matrix werden die unbekanntes Ortsauflösungen  $\sigma_i$  aus den Standardabweichungen der einzelnen Verteilungen  $\sigma_{ijk}$  für verschiedene Driftstreckenintervalle berechnet.

Bei Kammer B befinden sich die mittleren drei Drähte in einer Ebene, wie in Abbildung 32 zu sehen ist.

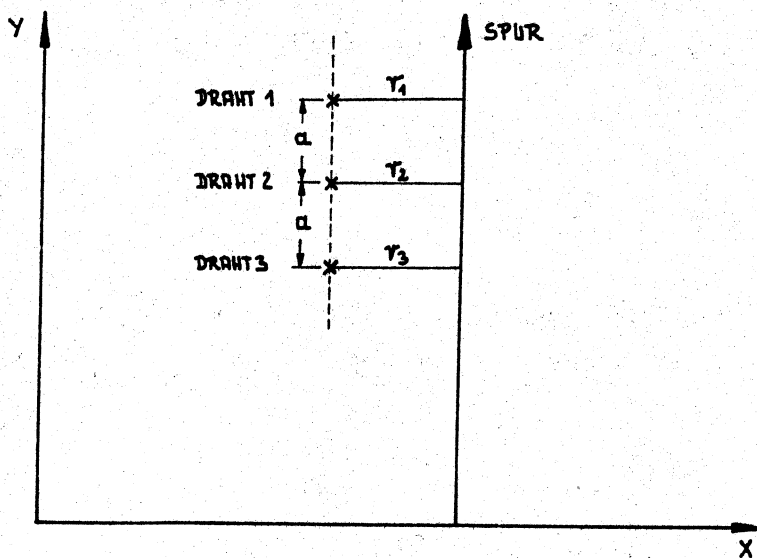


Abb. 32: Drahtpositionen in Kammer B

Der Abstand zwischen den Drähten ist konstant.

$$y_1 - y_2 = y_2 - y_3 = a$$

Aus Gleichung 5.14 folgt:

$$A_{123} = 1/2 \quad (5.20)$$

Einsetzen der Gleichung 5.20 in 5.13 ergibt:

$$D_{123} = 1/2 r_1 - r_2 + 1/2 r_3 \quad (5.21)$$

Der Mittelwert der Verteilung aller  $D_{123}$ 's ist gleich dem relativen Positionsfehler, da die Drähte nicht zueinander versetzt sind.

Für die Standardabweichung  $\sigma_{123}$  folgt aus Gleichung 5.17:

$$\sigma_{123}^2 = 1/4 \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + 1/4 \sigma_3^2$$

Bei gleicher Ortsauflösung der drei Drähte  $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma$  folgt:

$$\sigma = \frac{2}{\sqrt{6}} \sigma_{123} \quad (5.22)$$

## 6. Ergebnisse

Die Abbildungen 33a und 33b zeigen zwei Häufigkeitsverteilungen der Größe  $D_{234}$ , berechnet nach Gleichung 5.13 in Kammer A. Die Verteilung im oberen Bild stammt von Spuren der ersten Testperiode mit 5,5 bis 6 mm Abstand zum mittleren Signaldraht. Die Daten (Histogramm) werden gut durch die angefittete Gaußfunktion beschrieben, die eine Standardabweichung von  $\sigma_{234} = 32 \mu\text{m}$  hat. Dies ergibt eine Einzeldrahtauflösung von  $\sigma_3 = 26 \mu\text{m}$ . Die Verteilung im unteren Bild stammt von Spuren aus der zweiten Testperiode mit gleichem Abstand zum mittleren Draht, jedoch auf der anderen Seite der Signaldrähte. Bei dieser Testperiode war das Untergrundrauschen auf Grund schlecht sitzender Kontakte der Verstärkerkarten höher, so daß einzelne Zeitmeßkanäle manchmal zu früh gestoppt wurden. Daraus folgt eine Verbreiterung der Verteilung, die an der rechten Seite größer ist, was zu einer Asymmetrie führt. Diese ist am rechten Fuß der Verteilung als Abweichung von der Gaußkurve gut zu erkennen. Der Fit liefert eine Standardabweichung von  $\sigma_{234} = 39 \mu\text{m}$  und eine Auflösung von  $\sigma_3 = 32 \mu\text{m}$ . Die Mittelwerte der Verteilungen müssen die Versetzung des Drahtes 3 relativ zu den Drähten 2 und 4, also  $\pm 1,00 \text{ mm}$ , ergeben. Das Vorzeichen gibt an, auf welcher Seite die Spuren die Signaldrähte passieren. Die gemessenen Mittelwerte weichen jedoch um  $60 \mu\text{m}$  bzw.  $20 \mu\text{m}$  von den Sollwerten ab, wobei der Mittelwert der unteren Verteilung durch die Asymmetrie leicht nach null hin verschoben ist. Die Ursache für diese Abweichungen ist der geometrische Fehler der Drahtpositionen. Die Signaldrahthalterungen, die selbst einen Positionsfehler haben, besitzen eine Führungshülse mit einem Innendurchmesser von  $120 \mu\text{m}$ . Mit diesen wird ein  $30 \mu\text{m}$  dicker Draht positioniert. Zwar werden alle Drähte vor dem Krimpen zur gleichen Seite gezogen, wodurch der Positionsfehler relativ zueinander verringert wird, jedoch ist ein Restfehler um  $50 \mu\text{m}$  noch gut möglich. Hierfür spricht auch, daß der Betrag des Mittelwertes, also die Versetzung der Drähte, bei beiden Verteilungen größer als der Sollwert ist.

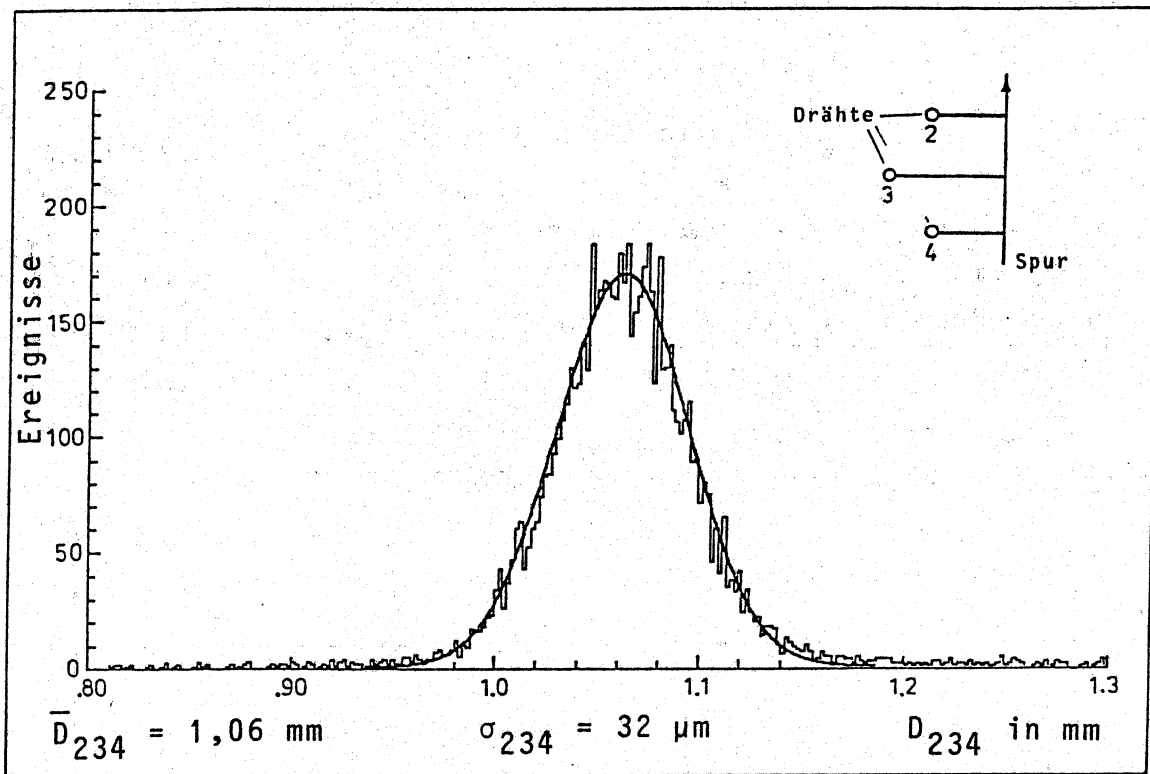


Abb. 33a: Häufigkeitsverteilung von  $D_{234}$  in Kammer A für Spuren mit 5,5 - 6 mm Driftstrecke aus der ersten Testperiode

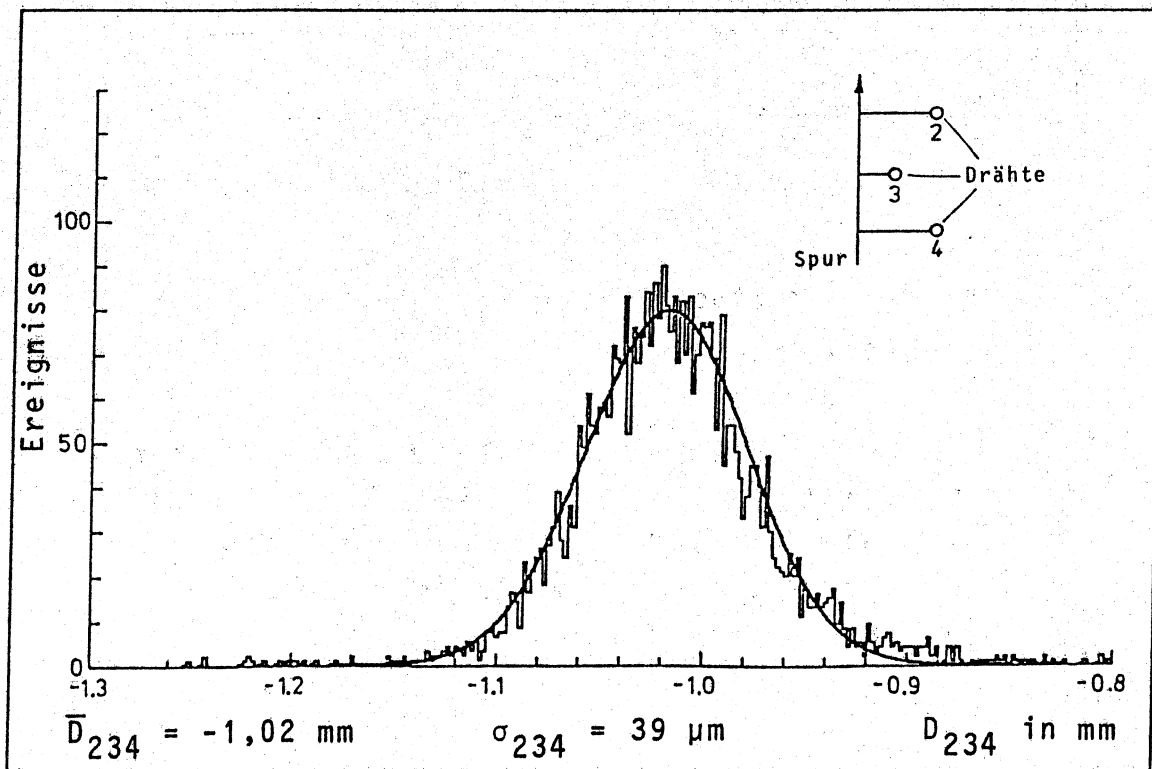


Abb. 33b: Häufigkeitsverteilung von  $D_{234}$  in Kammer A für Spuren mit 5,5 - 6 mm Driftstrecke aus der zweiten Testperiode



Aber auch Ungenauigkeiten der ODR tragen zur Verschiebung der Verteilung bei, sodaß der Mittelwert eine gute Kontrolle für die ODR ist. Abbildung 34 zeigt den Verlauf des Mittelwertes als Funktion der Driftstrecke. Der obere Teil stammt von der Drahtkombination 135 und der untere von den Drähten 2, 3 und 4. Man erkennt im mittleren Driftbereich eine

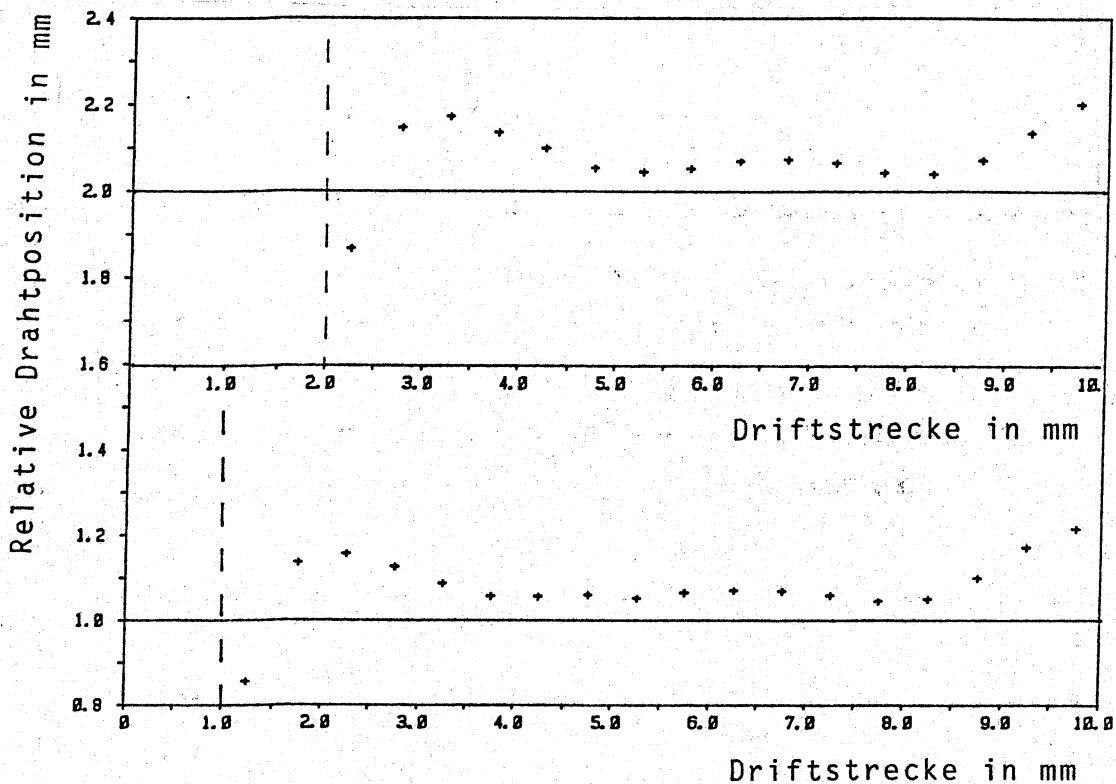


Abb. 34: Relative Drahtpositionen in Kammer A.  
Erläuterung im Text

Versetzung um 60  $\mu\text{m}$  von den erwarteten Drahtpositionen. Größere Abweichungen treten nahe am Signaldraht und am Ende der Zelle auf. Hier ist jedoch auch die Ortsauflösung und damit der Fehler des Mittelwertes schlechter. Der gleiche Kurvenverlauf für die beiden verschiedenen Drahtkombinationen deutet auf Fehler in der ODR hin.

Die Ortsauflösung  $\sigma$  der Zellen vom Typ A wurde mit einem Gasgemisch aus 85%  $\text{CO}_2$  und 15%  $\text{iC}_4\text{H}_{10}$  bei 1 bar, also Normaldruck, unter verschiedenen Winkeln  $\theta$  zur Drahrichtung und bei 2 bar unter  $\theta = 90^\circ$  bestimmt.

Abbildung 35a zeigt die mit TDC's unter  $\theta = 90^\circ$  gemessene Ortsauflösung. Im mittleren Driftbereich, rund die Hälfte der gesamten Driftstrecke, ist die Auflösung  $\sigma \leq 30 \mu\text{m}$ .

Nahe am Signaldraht, bei Driftstrecken  $x < 2 \text{ mm}$ , steigt  $\sigma$  stark an. Ursachen hierfür sind die hohe Driftgeschwindigkeit am Signaldraht bei gleichbleibender Zeitauflösung der Elektronik und der steigende Einfluß der Primärionisationsstatistik (siehe Kapitel 4.3). Bei großen Driftstrecken ( $x > 7,5 \text{ mm}$ ) verschlechtern Diffusion und Feldverzerrung durch die Potentialdrähte die Auflösung. In Abbildung 35b wird die gemessene (+) mit der in Kapitel 4.3 berechneten Auflösung (durchgezogene Kurve) verglichen.

Die mit FADC's erreichte Ortsauflösung (\*) unterscheidet sich deutlich von den TDC-Ergebnissen (+), wie in Abbildung 36 zu erkennen ist. Die geringere Zeitauflösung durch die 10 ns Schrittweite verschlechtert die Auflösung besonders bei kleinen Driftstrecken, da hier die Driftgeschwindigkeit groß ist. Zwar kann die benutzte "Center of Gravity" Methode die Zeitauflösung etwas verbessern, aber bei einer Pulsbreite von 30 - 50 ns wird nicht die Genauigkeit der TDC's erreicht. Außerdem ist die Signalform nicht optimiert für diese Methode. Abbildung 37 zeigt die Ortsauflösung, gemessen mit TDC's unter verschiedenen Winkeln  $\theta$  relativ zur Drahrichtung. Es standen nur Daten aus der zweiten Testperiode von den Drähten 2, 3 und 4 zur Verfügung. Daher wurde angenommen, daß  $\sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_4$ .\*)

Bei kleinen Driftstrecken erkennt man die erwartete Verbesserung der Auflösung mit abnehmendem  $\theta$  als Folge der steigenden Anzahl von Primärionisationen in der Zelle. Bei großen Driftstrecken verschlechtert sich  $\sigma$  jedoch stark. Der Versuch,

---

\*) Größere Unterschiede zwischen den Einzeldrahtauflösungen treten nur an den Rändern des Driftbereiches auf.

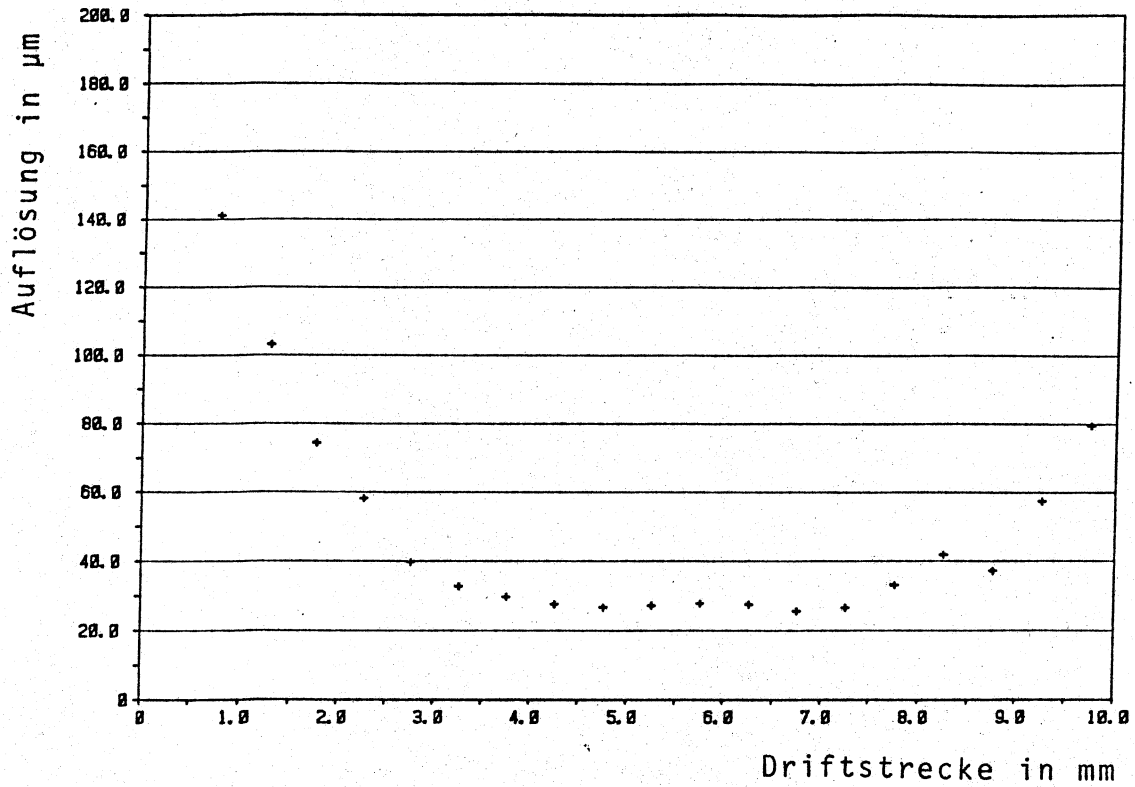


Abb. 35a: Ortsauflösung in Kammer A mit  $\text{CO}_2/\text{iC}_4\text{H}_{10}$  (85/15) bei Normaldruck unter  $\theta = 90^\circ$ .

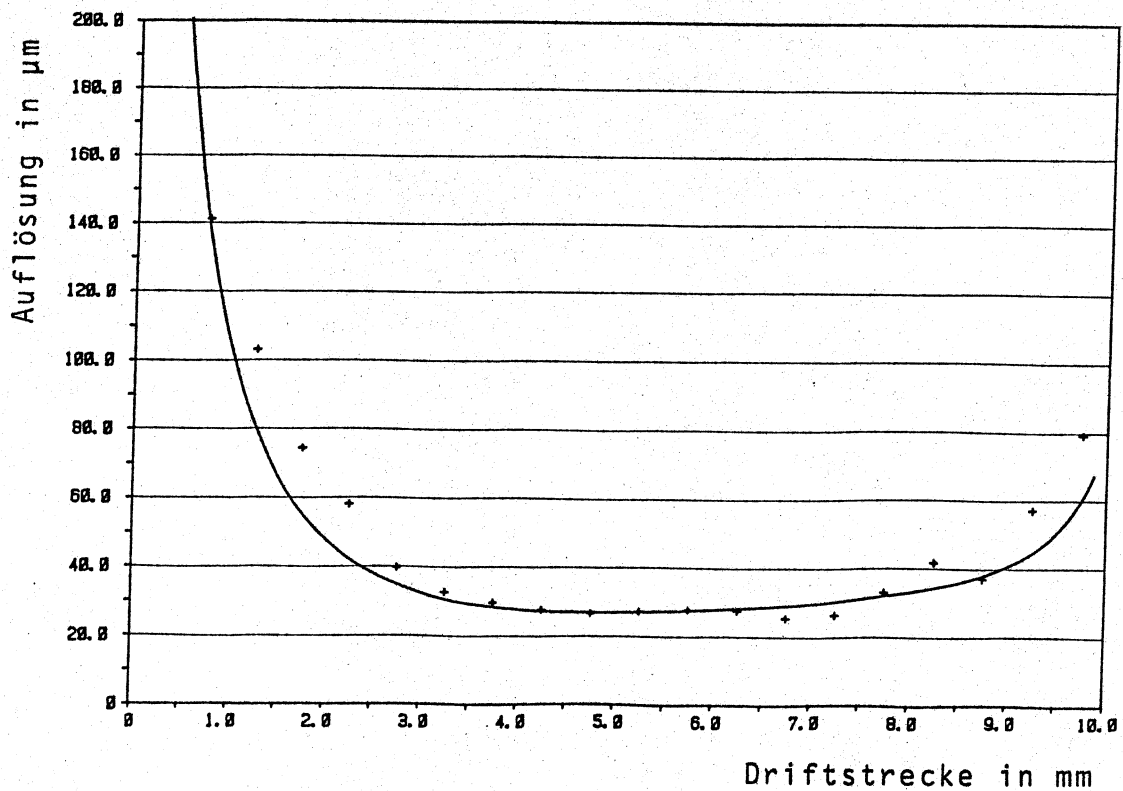


Abb. 35b: Vergleich der gemessenen (+) mit der theoretischen Ortsauflösung.

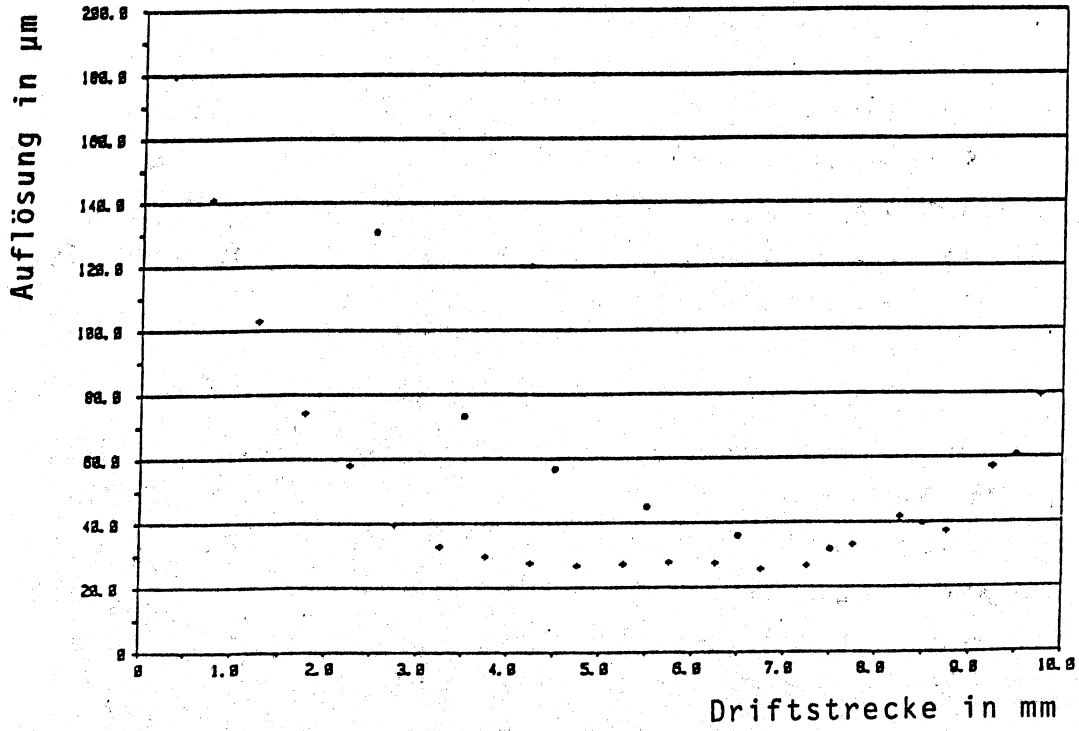


Abb. 36: Ortsauflösung mit TDC's (+) und FADC's (\*) bei Normaldruck und  $\theta = 90^{\circ}$  in Kammer A.

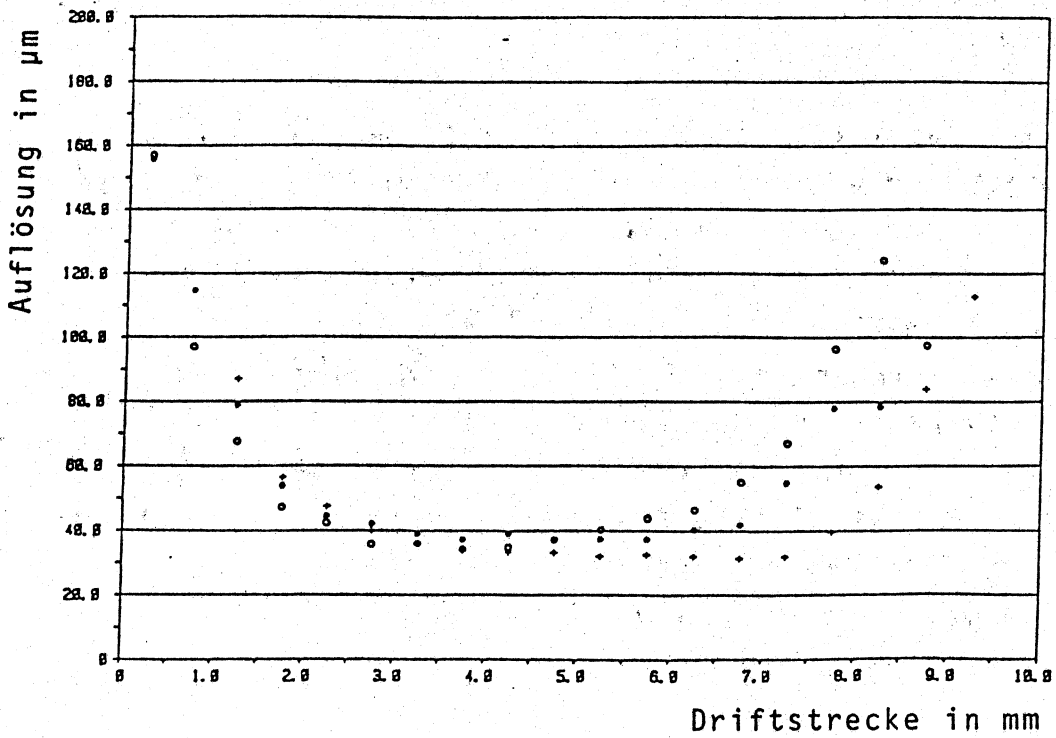


Abb. 37: Ortsauflösung in Kammer A, gemessen mit TDC's unter  $\theta = 90^{\circ}$  (+),  $\theta = 60^{\circ}$  (\*),  $\theta = 37^{\circ}$  (o)

für Spuren mit kleinem Winkel  $\theta$  eine spezielle ODR zu bestimmen, brachte keine Verbesserung. Es liegt die Vermutung nahe, daß die Auflösung durch die Verzerrung des rotationssymmetrischen Feldes am Rand der Zelle in Verbindung mit kleinem  $\theta$  verschlechtert wird.

Die mit TDC's gemessene Auflösung der Kammer A bei 2 bar und  $\theta = 90^\circ$  ist in Abbildung 38 zu sehen. Sie ist bei kleinen Driftstrecken deutlich besser als unter Normaldruck und erreicht zwischen 2,5 und 3,5 mm Driftstrecke Werte um 20  $\mu\text{m}$ . Es wurde jedoch nicht die gleiche Gasreinheit erzielt wie bei den Messungen mit Normaldruck. Damit ist der frühe Anstieg der Auflösung für  $x > 4$  mm zu erklären. Ein Leck im Gassystem behinderte die Datennahme bei der Messung der größeren Driftstrecken. Ab 7 mm entstand hierdurch eine deutliche Verschlechterung der Ergebnisse und ab 8 mm Driftstrecke war eine weitere Datennahme nicht mehr möglich. Es kann daher für noch größere Driftstrecken, die am Ende des Meßprogramms untersucht werden sollten, keine Ortsauflösung angegeben werden.

Driftstrecken bis 25 mm können in Kammer B untersucht werden. Einen Vergleich mit den Zellen vom Typ A (+), beide gemessen mit TDC's unter Normaldruck, ist in Abbildung 39 zu sehen. Bis ca. 8 mm Driftstrecke stimmen die Ergebnisse der beiden Kammertypen gut miteinander überein. Der weitere Anstieg der Auflösung von Kammer B mit steigendem  $x$  ist jedoch überraschend hoch. Von der Diffusion ist nur ein linearer Anstieg zu erwarten. Eine Ursache ist der durch Gasverunreinigungen auftretende Elektroneneinfang (siehe Kapitel 2.4 und 4.2). Aber auch Zeitmeßfehler, die durch Hintereinanderschaltung mehrerer TDC's auftreten, verschlechtern die Zeit - und damit die Ortsauflösung bei großen Zeiten.

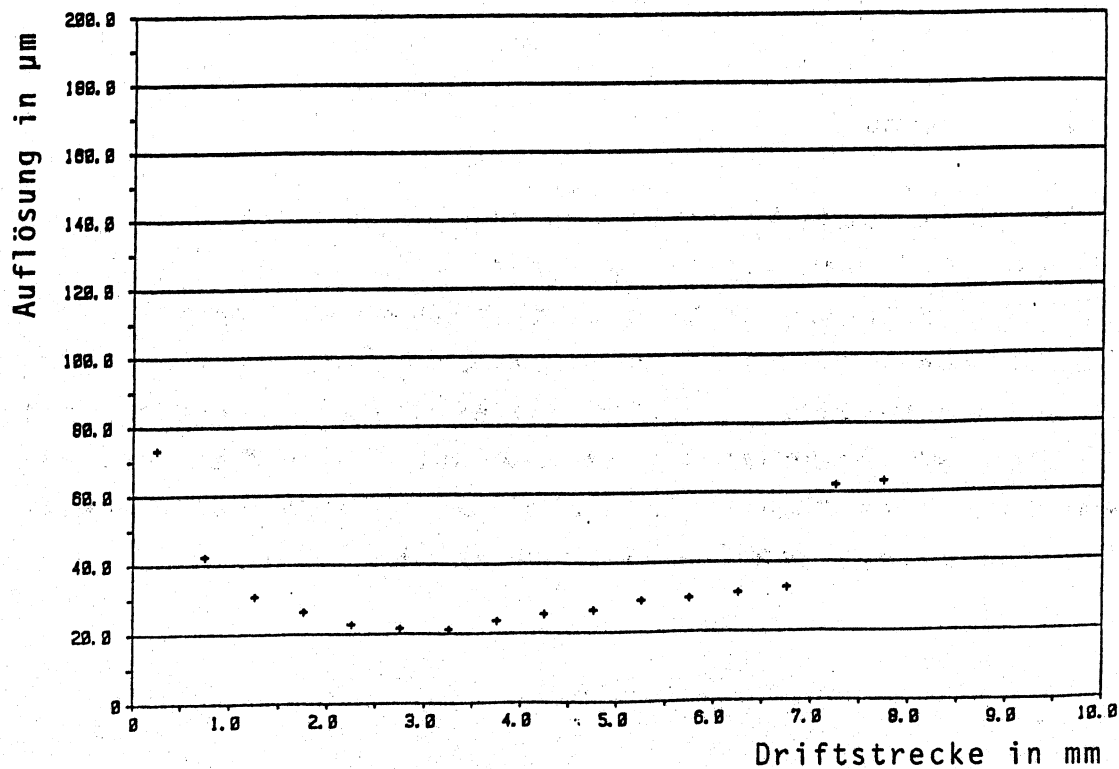


Abb. 38: Ortsauflösung in Kammer A bei 2 bar und  $\theta = 90^\circ$ .

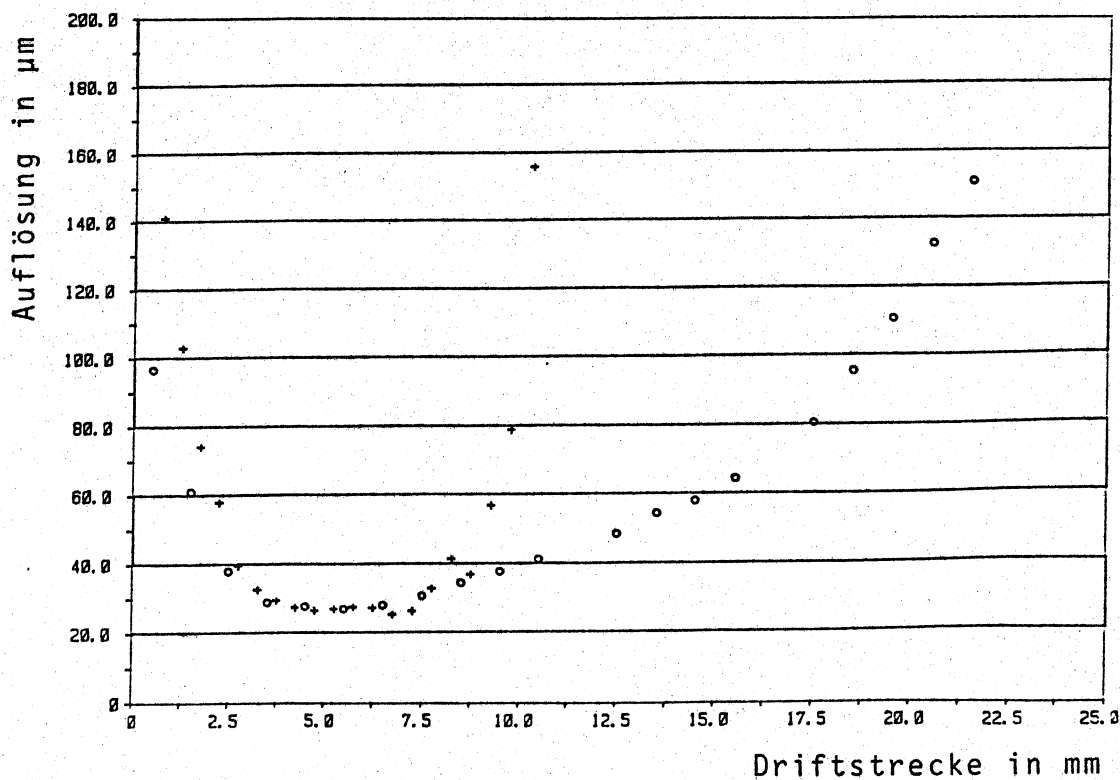


Abb. 39: Vergleich der Ortsauflösungen von Kammer A (+) und Kammer B (o) bei Normaldruck und  $\theta = 90^\circ$ .

## 7. Zusammenfassung

Einfache Driftzellen mit rotationssymmetrischem elektrischem Feld erreichen mit einem Gemisch aus Kohlendioxid und Isobutan als Zählgas im mittleren Driftbereich Ortsauflösungen zwischen 25 und 30  $\mu\text{m}$ . Das Gas zeichnet sich aus durch geringe Diffusion und kleine Driftgeschwindigkeit, ist jedoch empfindlich gegen Verunreinigungen. Eine Erhöhung des Druckes auf 2 bar absolut verbessert die Ortsauflösung besonders bei kleineren Driftstrecken.

## Literaturverzeichnis

- /1/ L3 Detektor, Technical Proposal (1983)
- /2/ K.H. Dederichs, Diplomarbeit, III. Physikalisches Institut, Lehrstuhl B, RWTH Aachen (1983)
- /3/ J. Fehlmann et al., Status report on gas studies at Zürich, ETH-Z, HPK, Detectorgroup (1983)
- /4/ F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 77-09 (1977)
- /5/ Loeb, Basic Processes of Gaseous Electronics, (1955), University Press California, Berkeley
- /6/ S.C. Brown, Basic Data of Plasma Physics, MIT Press, Cambridge, Mass., (1959)
- /7/ J. Fehlmann, J.A. Paradiso und G. Viertel, "Wircha", Ein Programm zur Simulation von Driftkammern, ETH Zürich (1983)
- /8/ Drahtdurchführungen vom Argus Detektor im Doris Ring in Hamburg
- /9/ Bau der Kammern durch K. Boffin und der mechanischen Werkstatt, III. Physikalisches Institut, Lehrstuhl B, RWTH Aachen
- /10/ Hilfskammern stammen vom Test für einen Übergangsstrahlungsdetektor, Bau in Aachen (siehe auch /2/)
- /11/ NIM und CAMAC: Standardisierte Datenaufnahmesysteme
- /12/ Entwicklung und Bau der Vorverstärker durch F. Beißel, III. Physikalisches Institut, Lehrstuhl B, RWTH Aachen
- /13/ Entwicklung und Bau der FADC-Einheiten durch F. Beißel und V. Commichau, III. Physikalisches Institut, Lehrstuhl B, RWTH Aachen



- /14/ Als Analog-Digital-Wandler wird der Baustein TRW 1029 verwendet.
- /15/ G. Jordan-Engeln, F. Reutter / Formelsammlung zur Numerischen Mathematik mit Fortran VI-Programmen, B.I.
- /16/ U. Becker et al., MIT Technical Report Number 130 (Nov. 1982)
- /17/ V. Commichau et al., Test of a High Resolution Drift Chamber Prototype, DESY 84-049 (Juni 1984)
- /18/ S. Bobkov et al., Nucl. Instr. and Meth. 226 (1984) 376
- /19/ J. Va'vra, Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 322
- /20/ Molekularsieb Union Carbide Typ 3  $\text{\AA}$ , Firma Fluka, Buchs (Schweiz)
- /21/ Deoxo: BTS-Katalysator, Firma Fluka, Buchs (Schweiz)
- /22/ Oxisorb von Firma Messer Griesheim
- /23/ Gaschromatograph: Modell 3700 von Firma Varian mit Porapak-Säule
- /24/ Feuchtemeßgerät von Firma Panametrics, System III
- /25/ Vergoldete Wolframdrähte, 30  $\mu\text{m}$  dick, von Firma Luma, Schweden
- /26/ Kupfer-Beryllium-Drähte, 127  $\mu\text{m}$  dick, von Firma Goodfellow in Großbritannien
- /27/ Desy TEC Tests, Analysis of the small angle runs by the Aachen Group, Interne Mitteilungen, Aachen (Okt. 1983)
- /28/ ECL: Emitter-Coupled-Logic

## Danksagung

Herr Dr. M. Tonutti gab mir die Anregung zu diesem interessanten Thema. Für seine Diskussionsbereitschaft und seine vielen, wertvollen Hinweise und Ratschläge möchte ich ihm meinen Dank aussprechen.

Herrn Prof. Dr. K. Schultze gilt mein Dank für die Aufnahme in seine Forschungsgruppe und sein Interesse an dieser Arbeit.

Herr Prof. Dr. M. Deutschmann gab wertvolle Anregungen beim Entwurf und bei der Konstruktion der Driftkammern. Seine aktive Teilnahme hat die Arbeit an diesem Thema erleichtert.

Ich bedanke mich bei P. Hawelka für die konstruktive Zusammenarbeit. Seine Erfahrungen sowohl beim Bau und Test der Driftkammern als auch bei der Auswertung der Meßdaten waren für mich sehr hilfreich.

K.H. Dederichs gab mir viele Ratschläge, die mir den Einstieg in die Untersuchung von Driftkammern erleichterten.

Bei allen anderen Mitarbeitern möchte ich mich für die ausgezeichnete Zusammenarbeit bedanken, vor allem bei der Vorbereitung und Durchführung der Testmessungen. Mein besonderer Dank gilt Dr. V. Commichau, K.J. Draheim, Dr. P. Fritze, Dr. K. Hangarter, K. Hofman, D. Linnhöfer, H. Nierobisch, H. Weidkamp und F. Beißel, E. Bock, K. Boffin für den Bau der Kammern, der Elektronik und des Gassystems.