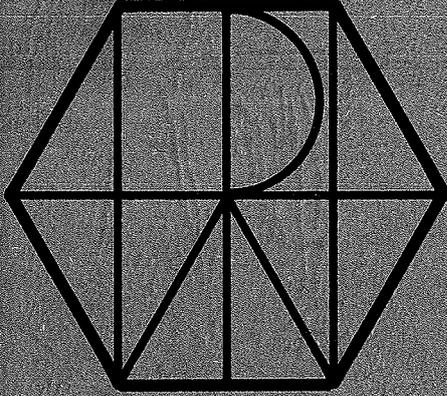


EX PITHA 87-06
C1

-5 OCT. 1987

CERN LIBRARY



PITHA

87/06

April 1987

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051645

Untersuchung der Signalform, Driftgeschwindigkeit,
Diffusion und Ortsauflösung in verschiedenen Gasgemischen

Bernward Krause

Siegfried Masson

III, Physikalisches Institut, Technische Hochschule, Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
Sommerfeldstr.
51 AACHEN, FR GERMANY

Thesis-1987-Krause

PLEASE
LEAVE
THIS COPY
OUT AS
NORMAL
AN

**Untersuchung der Signalform, Driftgeschwindigkeit,
Diffusion und Ortsauflösung in verschiedenen Gasgemischen**

von
Bernward Krause
und
Siegfried Masson

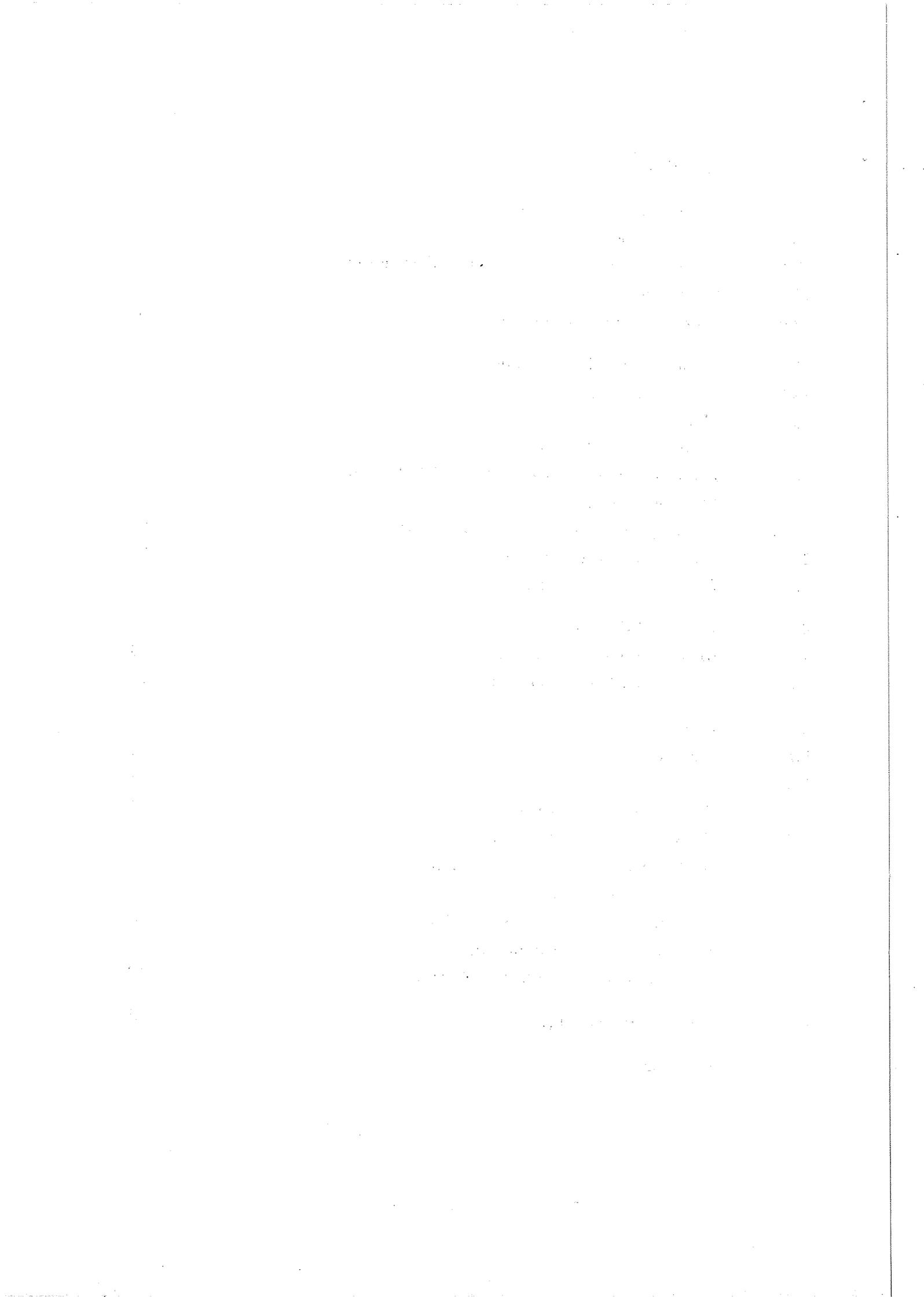
**Zusammenfassung der Diplomarbeiten in Physik
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule
Aachen**

im April 1987

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



	Seite
1. Einleitung	1
2. Theoretische Vorüberlegung	2
2.1 Primärionisation	2
2.2 Theorie der Elektronendrift und Diffusion in Gasen	3
2.3 Gasverstärkung	6
2.4 Theoretische Ortsauflösung	6
3. Experimenteller Aufbau	8
3.1 Die Driftkammer	8
3.2 Mechanischer Meßaufbau	11
3.3 Elektronischer Aufbau	12
3.3.1 Funktionsbeschreibung der FADC/DRP - Kombination	13
3.3.2 Der Gigafash-ADC	14
3.3.3 Auskoppelkondensator und Vorverstärker	16
3.4 Gassystem und Mischanlage	18
3.5 Der Gaschromatograph	20
4. Auswahl der Gase	25
4.1 Herstellen der Gasmischungen	26
4.2 Analyse der Gasmischungen	27
5. Auswertung	31
5.1 Pulssuche	32
5.2 Pulsform	33
5.3 Bestimmung der Zeitmarke	34
5.4 Genauigkeit des Zeitmaßstabs	37
5.5 Einfluß der Signalform auf die Zeitmarke	41
5.6 Diffusion und Signalform	43
5.7 Bestimmung der Driftgeschwindigkeit	48
5.8 Experimentelle Ortsauflösung	55
5.9 Diskussion der Ortsauflösungskurven	61
6. Zusammenfassung	65
7. Anhang	



1. Einleitung

Detektoren in der experimentellen Hochenergiephysik dienen dazu, Informationen über Ladung, Masse, Impuls, Energie und räumliche Verteilung der Teilchen zu gewinnen, die durch inelastische Stoßprozesse erzeugt werden. Um all diese Daten zu erhalten, wird eine Vielzahl von verschiedenen Nachweisgeräten eingesetzt.

Bei den 1988 bzw. 1990 anlaufenden Experimenten L3 am LEP-Ring (Large Elektron Positron) beim CERN und H1 am HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) beim DESY in Hamburg werden Proportional- und Driftkammern als Systemkomponenten eingebaut. Diese Kammern werden zur Energieverlustmessung ($-dE/dx$) und Rekonstruktion der Bahnspur geladener Teilchen benutzt. Die in den Kammern benutzten Gase und Gasgemische sind dabei von entscheidender Bedeutung.

Von H1 und L3 wurde der Wunsch geäußert, Gasgemische zu testen. H1 benötigt Gase mit hoher und L3 Gase mit niedriger Elektronendriftgeschwindigkeit /H1P86, L3P83/.

Ziel dieser Arbeit ist es, das geeignete Gas für die jeweilige Anwendung zu finden. Es wurden Gasgemische mit Hauptanteilen Xenon, Argon oder Kohlendioxid auf Verwendung in Driftkammern getestet. Pulsform, Driftgeschwindigkeit und Diffusion untersuchten wir mit einem "Gigafash" - ADC, während die Ortsauflösung mit 100 MHz FADCs /COM/ bestimmt wurde.

2. Theoretische Vorüberlegungen

Hochenergetische Teilchen erzeugen beim Durchgang durch Materie entlang ihrer Bahn Ionen und freie Elektronen. Die so entstandenen Elektronen werden durch ein elektrisches Feld abgesaugt und driften in Richtung des Anodendrahtes. Zum Nachweis wird dort die ankommende Elektronenverteilung gasverstärkt und als Puls an der Anode registriert. Die benötigte Driftzeit wird zur Lokalisation der Ionisationsspur verwendet.

Die wichtigsten Prozesse der Entstehung, Drift und Nachweis der Ladungsträger werden im folgenden kurz beschrieben.

2.1 Primärionisation

Ein geladenes Teilchen, das durch eine Driftkammer fliegt, wechselwirkt durch inelastische Stöße mit den Gasatomen und -molekülen. Dadurch entstehen entlang der Flugbahn Ionen und Elektronen. Die Zahl der erzeugten Elektron - Ionenpaare pro Längeneinheit ist poissonverteilt:

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} \cdot e^{-n} \quad (2.1)$$

P_k^n ist die Wahrscheinlichkeit dafür, k Elektronen pro Längeneinheit zu erzeugen, wenn im Mittel n Paare entstehen.

Werden k Elektronen erzeugt, so ist die Wahrscheinlichkeit, das j -te Elektron an der Stelle y zu finden, gegeben durch:

$$D_j^k(y) = \frac{k!}{(k-j)!(j-1)!} (1-y)^{k-j} y^{j-1} \quad (2.2)$$

wobei $0 \leq l \leq 1$ gesetzt wurde. Eine linienförmige Ladungsverteilung wird erzeugt (Abb. 2.1).

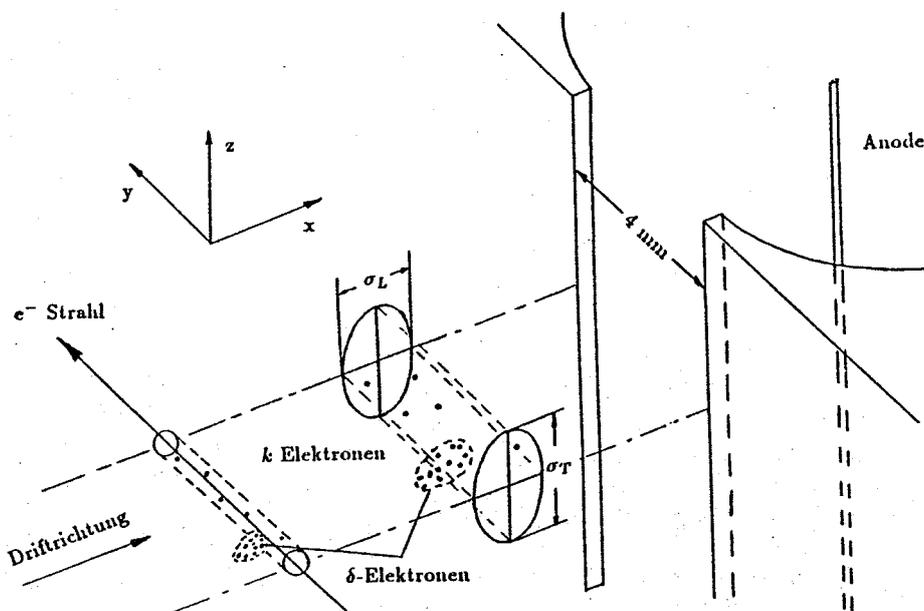


Abb. 2.1: Primärionisation und Drift von Elektronen

Der dabei durch geladene Teilchen übertragene Energiebetrag auf die Primärelektronen ist statistisch verteilt und kann durch eine Landau - Verteilung beschrieben werden /RIC74/. Die untere Grenze dieser Verteilung ist die Ionisierungsenergie des Gases. Durch Auftreten von hochenergetischen δ - Elektronen wird diese asymmetrische Verteilung nach oben verbreitert und weist einen langen Ausläufer zu großen Energiebeträgen auf /HAW82/. Insbesondere die durch die δ - Elektronen bedingte Sekundärionisation führt zu lokalen Anhäufungen von Ladungen, sogenannten Clustern, und beeinflusst den Ladungsschwerpunkt der eigentlichen Verteilung. Die Reichweite dieser Elektronen beträgt z.B. in Argon $10 \mu m$. Für andere Gase nimmt man für die Reichweite die gleiche Größenordnung an /LAP80/.

2.2 Theorie der Elektronendrift und Diffusion in Gasen

Die klassische kinetische Gastheorie kann zur Beschreibung der Elektronendrift herangezogen werden. Ohne Einwirkung äußerer Kräfte gleichen die durch Ionisation freigesetzten Elektronen durch elastische und inelastische Stöße mit den Gasmolekülen ihre Energien der thermischen Energieverteilung des Gases an. Die thermischen Energien werden durch eine Maxwell-Verteilung beschrieben:

$$F(\epsilon)d\epsilon = C \cdot \sqrt{\epsilon} \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT}\right)d\epsilon \quad (2.3)$$

mit k =Boltzmannkonstante, T =Absoluttemperatur, C =Normierungskonstante. Die mittlere Elektronenenergie $\langle \epsilon \rangle$ beträgt bei Zimmertemperatur:

$$\langle \epsilon \rangle = \int \epsilon \cdot F(\epsilon)d\epsilon = \frac{3}{2}kT = 0,04 \text{ eV} \quad (2.4)$$

Danach diffundieren die Elektronen. Die Diffusionsbewegung einer linienförmigen Ladung wird durch eine Gauß - Verteilung beschrieben:

$$\frac{dn}{n}(t) = \frac{1}{4\pi Dt} \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (z-z_0)^2}{4Dt}\right) dx dz \quad (2.5)$$

$\frac{dn}{n}$ ist der Anteil der Ladung, der sich zur Zeit t im Element $dx dz$ mit dem Abstand x, z zum Ursprung (x_0, z_0) befindet. D ist der Diffusionskoeffizient. Die Diffusionsbewegung ist isotrop für alle Raumrichtungen, so daß sich durch diese Bewegung der Schwerpunkt der Ladungsverteilung nicht verschiebt.

Legt man nun zusätzlich ein elektrisches Feld an, so werden die Elektronen entgegengesetzt zur elektrischen Feldrichtung driften. Je nach elektrischer Feldstärke und Beschleunigungsdauer δt zwischen zwei Stößen können die Elektronen wegen ihrer kleinen Massen erhebliche Energiebeträge aufnehmen. Aber durch elastische und inelastische Stöße mit den Gaspartikeln verlieren die Elektronen ganz oder teilweise die durch die Beschleunigung aufgenommene Energie. Je nach Eigenschaft der Gasteilchen, Energie bei einem Stoß zu absorbieren, verschiebt sich die Energieverteilung der Elektronen zu höheren Energien hin:

$$F(\epsilon) = C \cdot \sqrt{\epsilon} \cdot \exp\left(-\int \frac{3\Lambda(\epsilon)\epsilon d\epsilon}{(eE\lambda(\epsilon))^2 + 3\Lambda(\epsilon)kT}\right) \quad (2.6)$$

wobei $\Lambda(\epsilon)$ der relative Energieverlust des Elektrons pro Stoß und $\lambda(\epsilon)$ die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen ist. Die mittlere freie Weglänge ist gegeben durch:

$$\lambda(\epsilon) = \frac{1}{N\sigma(\epsilon)} \quad (2.7)$$

N ist die Anzahl der Gasteilchen pro Volumeneinheit und $\sigma(\epsilon)$ beschreibt den Stoßquerschnitt zwischen Gasteilchen und Elektronen.

Mit zunehmenden Elektronenenergien treten bei Stößen zwischen Elektronen und Gasatomen bzw. Molekülen quantenmechanische Effekte auf (z.B. Ramsauer-Effekt), die zu starken Schwankungen des Wirkungsquerschnittes $\sigma(\epsilon)$ mit der Energie führen (Abb. 2.2).

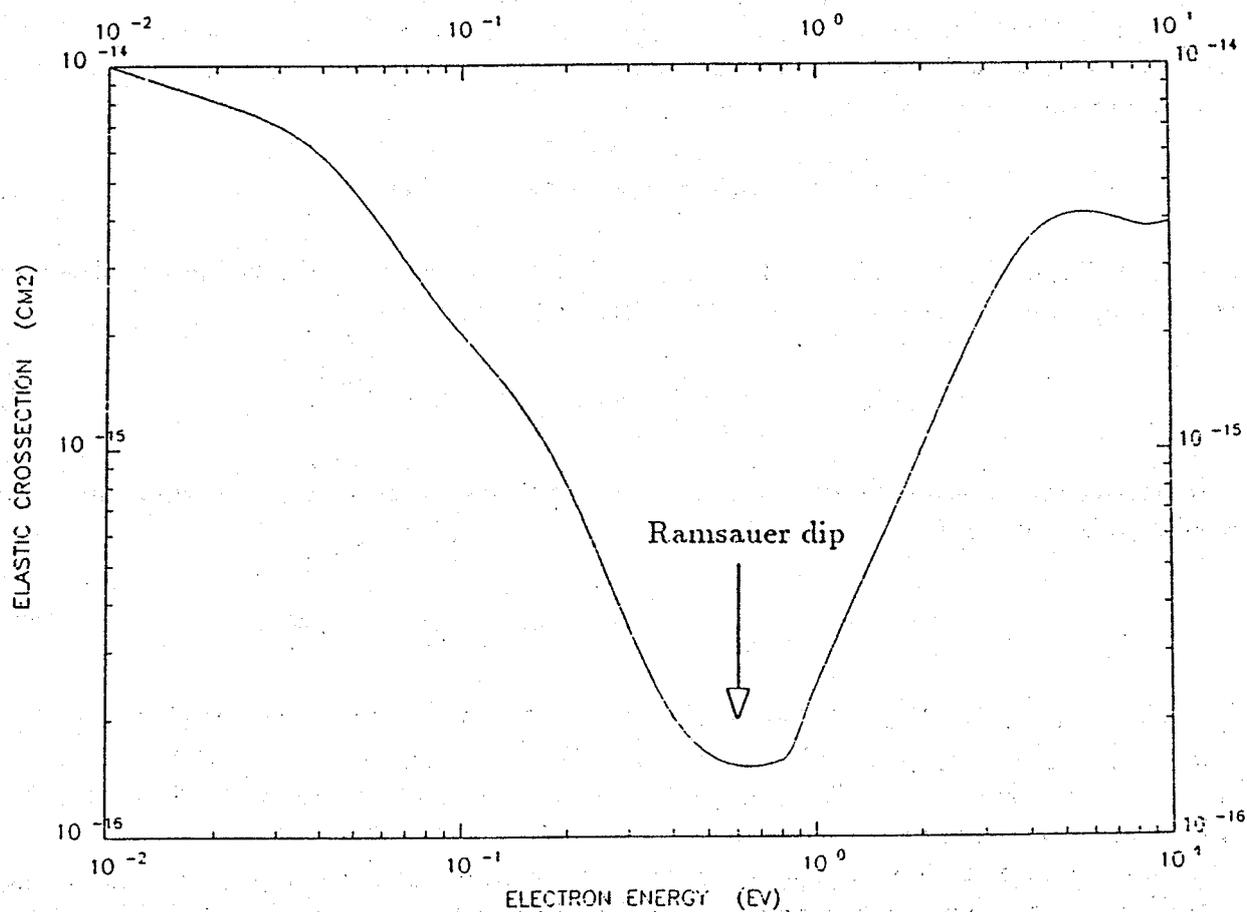


Abb. 2.2 : Wirkungsquerschnitt für Xenon /WIR83/

Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes wird der thermischen Bewegung der Elektronen eine gerichtete Bewegung überlagert. Die Driftgeschwindigkeit ergibt sich aus der Verschiebung des Ladungsschwerpunktes durch die dazu benötigte Zeit. Die Zeit, die zur

Verschiebung des Ladungsschwerpunktes benötigt wird, ergibt sich aus der Mittelung über die Beschleunigungszeit der einzelnen Elektronen.

Deshalb wird die Driftgeschwindigkeit durch die elektrische Feldstärke und durch die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen bestimmt /PAL74/:

$$w = \frac{eE}{m} \cdot \left\langle \frac{\lambda}{v} \right\rangle \quad (2.8)$$

λ mittlere freie Weglänge des Elektrons
 v Geschwindigkeit der Elektronen

Durch die äußere Kraft des elektrischen Feldes wird die Diffusionskonstante $D = D(\epsilon)$ aufgrund der Änderung der Elektronenenergieverteilung vom Feld abhängig. In einem elektrischen Feld ist die Streuung der Elektronen (Gleichung 2.5) nicht mehr isotrop.

Wie aus dem Experiment von Wagner /WAG67/ hervorgeht, weist die Messung der Diffusionskonstanten in Richtung bzw. transversal zur Richtung des elektrischen Feldes teilweise erhebliche Differenzen auf.

In einer räumlich begrenzten Elektronenwolke treten Diffusionsmaterieströme auf, die in die Energiebilanz zwischen Energiegewinn durch das elektrische Feld und Energieverlust durch Stöße mit den Gaspartikeln mit einbezogen werden müssen.

Parker und Lowke /PAR69/ leiteten folgenden Zusammenhang ab:

$$D_L(\vec{E}) = D(\vec{E}) + f(\vec{E}) \quad (2.9)$$

Dabei beschreibt $f(\vec{E})$ die Abweichung von der Isotropie. Die Anisotropie ist gas- und feldabhängig.

Bei gut "kühlenden" Gasen ist die Diffusion klein, und die Diffusionsmaterieströme tragen wenig zur Energiebilanz bei. Daher gilt $D_L = D$.

Bei Gasen mit großen Diffusionsmaterieströmen wird die Energiebilanz dagegen erheblich beeinflusst, und es treten teilweise große Differenzen zwischen longitudinaler und transversaler Diffusionskonstante auf.

Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes $\vec{E} = E\vec{k}_z$ (k_z Einheitsvektor in z -Richtung) lautet die Kontinuitätsgleichung für eine linienförmig verteilte Elektronenwolke $n(x, z, t)$:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(x, z, t) - D \frac{\partial^2}{\partial z^2} n(x, z, t) - D_L \frac{\partial^2}{\partial x^2} n(x, z, t) + w \frac{\partial}{\partial x} n(x, z, t) = 0 \quad (2.10)$$

Hierbei ist die Anisotropie und die Ladungserhaltung berücksichtigt worden. Die Lösung lautet:

$$n(x, z, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \cdot \frac{n_0}{\sqrt{4\pi D_L t}} \exp\left(-\frac{z^2}{4Dt}\right) \exp\left(-\frac{(x - wt)^2}{4D_L t}\right) \quad (2.11)$$

Eine anfangs linienförmige Elektronenwolke driftet unter dem Einfluß des elektrischen Feldes auf die Anode zu und dehnt sich dabei mit zunehmender Driftgeschwindigkeit aus. Die Ausdehnung ist parallel und senkrecht zum Feld unterschiedlich, so daß die Elektronenwolke eine gestauchte bzw. eine gestreckte Form in bezug auf die Feldrichtung annimmt (Abb. 2.1). Nimmt man an, daß die Elektronen senkrecht zu den Feldlinien nahezu

gleichzeitig an der Anode registriert werden, d.h., der Laufzeitunterschied zwischen Elektronen am Rand der Verteilung und Elektronen auf der Mittelachse der Verteilung ist vernachlässigbar klein, wird über die transversale Ausdehnung der Elektronenwolke die Ladung an der Anode summiert. Der zeitliche Verlauf an der Anode zeigt nur die von der longitudinalen Diffusion herrührende Ausdehnung der Elektronenwolke /NIE84/:

$$n(x, t) = \frac{n_0}{\sqrt{4\pi D_L t}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - wt)^2}{4D_L t}\right) \quad (2.12)$$

Ein Maß für die longitudinale Diffusion ist die Ausdehnung der Elektronenwolke in Richtung des Feldes:

$$\sigma_L = \sqrt{2D_L t} \quad (2.13)$$

Die Diffusion nimmt mit der Wurzel der Zeit zu. Die Zeit t ergibt sich aus der Driftstrecke x geteilt durch die Driftgeschwindigkeit w . Daraus folgt für die Diffusion, daß sie mit der Wurzel der Driftstrecke bei gegebener Driftgeschwindigkeit zunimmt:

$$\sigma_L = \sqrt{\frac{2D_L}{w}} \cdot \sqrt{x} \quad (2.14)$$

2.3 Gasverstärkung

Die beim Teilchendurchgang erzeugten Elektronen reichen nicht aus, um auf dem Signaldraht ein nachweisbares Signal zu erzeugen. Daher nutzt man den Effekt der Gasverstärkung aus:

Durch die Anodenspannung wird die elektrische Feldstärke ($E \sim \frac{1}{r}$) in Drahtnähe so groß, daß die Energie, die die Elektronen zwischen zwei Stößen aufnehmen, genügt, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren. Da auch die dabei entstehenden Elektronen zu weiterer Ionisation führen, kommt es zu einer lawinenartigen Vermehrung der Ladungsträger. Die schnellen Elektronen bewegen sich zum Signaldraht und werden dort gesammelt, während die Ionen langsam zur Kathode wandern. Diese Ladungsverschiebung in dem Zylinder ergibt den eigentlichen Spannungspuls.

Diesen Prozeß der lawinenartigen Vermehrung bezeichnet man als Avalancheeffekt. Der Multiplikationsfaktor M der Gasverstärkung wird berechnet nach:

$$M = e^{\int \alpha(x) dx} \quad (2.15)$$

α ist der erste Townsend - Koeffizient, über den integriert wird und für den Näherungsformeln existieren /SAU77/. Üblicherweise beträgt die Gasverstärkung etwa 10^4 bis 10^6 . Die Gasverstärkung ist abhängig vom Drahtradius, der Anodenspannung und der Art des Gasgemisches.

2.4 Theoretische Ortsauflösung

Der Sinn von Driftkammern besteht darin, Teilchenspuren möglichst genau zu lokalisieren. Ziel ist es, die Driftzeit des Ladungsschwerpunktes der Spur genau zu vermessen und mit Hilfe der Ortsdriftzeitbeziehung (ODZ) den Ort anzugeben.

Da sowohl die Ionisation als auch die Bewegung der Elektronen im Driftraum der Statistik unterliegen, sind der Spurbestimmung Grenzen gesetzt. Die Genauigkeit der Spurbestimmung (Ortsauflösung) hängt neben den mechanischen und elektronischen Faktoren stark von der Art des verwendeten Driftgases ab.

Im wesentlichen wird die Ortsauflösung σ durch folgende Effekte begrenzt:

- Gasintrinsische Parameter σ_{GAS}

Hierzu gehören die in Kapitel 2.1 beschriebene Primärionisation und die δ -Elektronen. Je nach Gasart werden unterschiedlich viele Ladungsträger um die Teilchenspur erzeugt. Zusätzlich verschiebt die durch statistisch verteilte δ -Elektronen verursachte hohe Ladungsträgerdichte den Ladungsschwerpunkt der Spur. Diese Effekte spielen eine geringe Rolle. Unabhängig vom Ort der Entstehung verschlechtert sich die Ortsauflösung um einen konstanten Wert.

Diffusion σ_{diff}

Die Verschlechterung der Ortsauflösung durch die Diffusion der Elektronen ist dagegen ortsabhängig. Sie nimmt mit der Wurzel der Driftdistanz zu: $\sigma_x \sim \sqrt{x}$. Vom Entstehungsort bis zur Anode verbreitert sich die Verteilung (s. Kapitel 2.2). Je nach Dichte der Verteilung am Draht erzeugen die ersten Elektronen eine unterschiedliche Raumladungsdichte. Das bedeutet eine lokale Felderniedrigung, wodurch die nachfolgenden Elektronen nicht mehr im gleichen Maß gasverstärkt werden.

Zur Berechnung des Meßfehlers durch die Diffusion muß berücksichtigt werden, daß die Elektronen in einer Wolke driften. Wird über die n ankommenden Elektronen gemittelt, dann gilt:

$$\sigma_{GAS} \sim \sigma_{diff} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{\mu \cdot n}} \quad (2.16)$$

wobei $\mu \cdot n$ die effektive Elektronenzahl beschreibt /VAV86/.

- Zeitauflösung der Elektronik σ_{ZEIT}

Aus dem Fehler in der Zeitmessung σ_t resultiert ein Fehler in der Ortsmessung σ_{ZEIT} :

$$\sigma_{ZEIT} = v_D \cdot \sigma_t \quad (2.17)$$

Dieser Fehler liefert je nach Geschwindigkeit der Gasmischung einen konstanten Beitrag. Damit setzt sich die theoretische Ortsauflösung σ_{theo} in einer Kammer aus den einzelnen Komponenten folgendermaßen zusammen:

$$\sigma_{theo} = \sqrt{\sigma_{GAS}^2 + \sigma_{ZEIT}^2} \quad (2.18)$$

3. Experimenteller Aufbau

Alle Messungen fanden am Teststrahl 22 am DESY in Hamburg statt. In drei Phasen (Oktober 1985, April und Oktober 1986) wurden Daten genommen.

Im Oktober 1985 begannen die Gasuntersuchungen mit einer Kammer mit radialsymmetrischen Zellen /GES87/ und einer weiteren Kammer mit einem homogenen Driftfeld aber nur einem Auslesedraht /NIE84/. Nachteil der ersten Kammer war die nicht lineare Ortsdriftzeitbeziehung und die für die geplanten Experimente L3 und H1 viel zu kleine Driftstrecke von nur 10,5 mm. Mit der anderen Kammer, die diesen Experimenten mehr angepaßt war, konnte die Ortsauflösung nicht allein mit den aus der Kammer gewonnenen Meßdaten bestimmt werden. Deshalb wurde eine neue Kammer gebaut.

Mit dieser Kammer sind dann im April und Oktober 1986 Daten gewonnen worden, mit denen Pulsform, Driftgeschwindigkeit, Diffusion und Ortsauflösung untersucht wurden.

Im weiteren werden nur die beiden Messungen von April und Oktober 1986 besprochen.

3.1 Die Driftkammer

Der Aufbau der Kammer (Abb. 3.1) beruht in der Grundkonzeption auf einem als "Saclay" - Kammer bezeichneten Driftkammerprinzip. Die wesentlichen Merkmale dieses Types sind:

- Nachweisraum und Driftraum sind voneinander getrennt
- homogenes elektrisches Feld im Driftbereich der Kammer

An der einen Seite des Driftraumes ist ein Aluminiumblock angebracht, in dem als Nachweisraum für die Elektronen fünf zylindrische Proportionalzählrohre eingefräst sind. Jedes Proportionalzählrohr hat einen Durchmesser von 15 mm. Der Mittelpunkt des Röhrchens ist 20 mm vom nächsten entfernt. Der Aluminiumteil dient sowohl als Kathode für die Proportionalzählrohre sowie als Anode für den Driftraum und ist elektrisch auf Massepotential gelegt. Die Anoden der Proportionalzählrohre bestehen aus 20 μm dicken goldbeschichteten Wolframdrähten. Sie sind auf positive Hochspannung gelegt. Durch den geometrischen Aufbau des Nachweisraumes ergibt sich ein zylindersymmetrisches elektrisches Feld, das zum Anodendraht hin steil ansteigt. Nur jeweils ein Schlitz von 10,4 cm Länge und 4 mm Breite verbindet die Proportionalzählrohre mit dem Driftraum.

Der Driftraum der Kammer ist 10 cm lang, 15 cm breit und hat eine Höhe von 12 cm. Der Rahmen des Driftraumes besteht aus glasfaserverstärktem Epoxyharz. Gegenüber dem Aluminiumblock ist ein Kupferblech eingeklebt. Dies ist die Kathode des Driftraumes und wird auf negative Hochspannung gelegt.

Zwischen Kupferblech und dem Aluminiumblock befinden sich 9 Ebenen mit je 8 Feldformungsdrähten aus 125 μm dickem vergoldetem Wolframdraht, die untereinander einen Abstand von 10 mm haben und parallel zu den Elektroden angeordnet sind. Diese Drähte sind elektrisch durch Steckverbindungen miteinander verbunden. Jede Ebene selbst wird durch einen Spannungsteiler aus 10 ($993 \pm 0.4\text{k}\Omega$) Widerständen, der zwischen Massepotential und Kupferblech liegt, mit einer von Ebene zu Ebene ansteigenden Spannung versorgt.

Die Aufgabe der Feldformungsdrähte ist es, die Feldinhomogenitäten im Driftraum klein zu halten ($\sim 0,5\%$). Die Feldstärke im Driftraum läßt sich von 0 bis 2 kV/cm variieren.

Die durch die Ionisation freigesetzten Elektronen driften unter dem Einfluß des elektrischen Feldes auf die Anoden zu. Derjenige Anteil der Elektronen, der sich im Anodeneinzugsbereich befindet, drifftet durch den Schlitz des jeweiligen Proportionalzählrohres und wird dort nachgewiesen.

Es wurden fünf Proportionalzählrohre gewählt, um nicht nur die Pulsform, Driftgeschwindigkeit und Gasparameter zu untersuchen, sondern auch die Ortsauflösung der Elektronen in den unterschiedlichen Gasen mit Hilfe eines Fünf-Draht-Fits zu bestimmen.

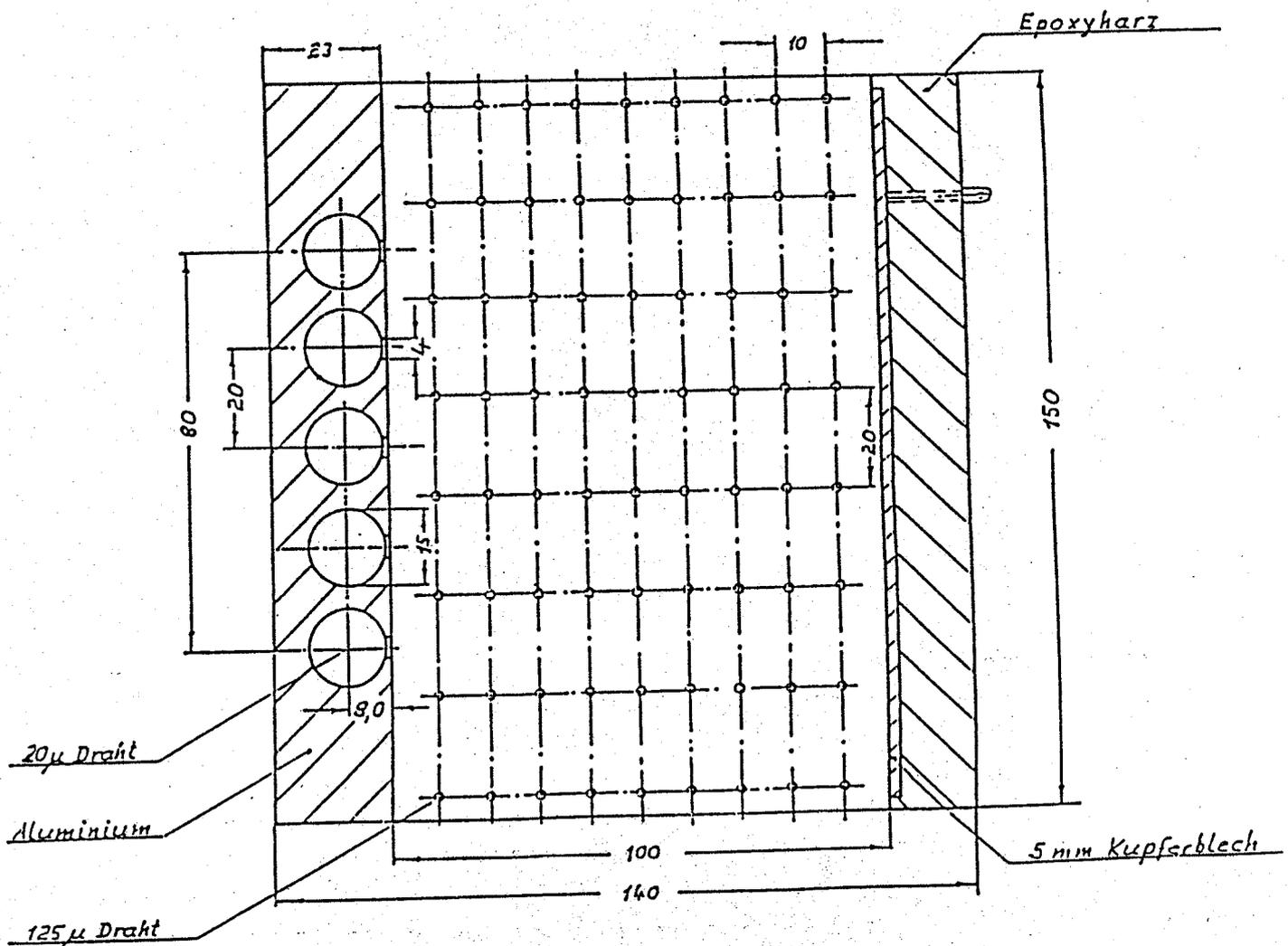


Abb. 3.1: Kammerskizze

Die Driftkammer ist in ein Aluminiumgehäuse mit den Innenmaßen 21 cm x 31 cm x 28 cm eingebaut. Zum Teilchendurchschuß wurden in der Höhe des Driftraumes an beiden Seiten des Aluminiumgehäuses runde Fenster mit einem Durchmesser von 10 cm eingefräst. Sie sind mit einer 150 μm dicken Mylarfolie gasdicht verschlossen.

Das Gehäuse dient sowohl als Druckbehälter für das Gas als auch zur Abschirmung hochfrequenter Strahlung.

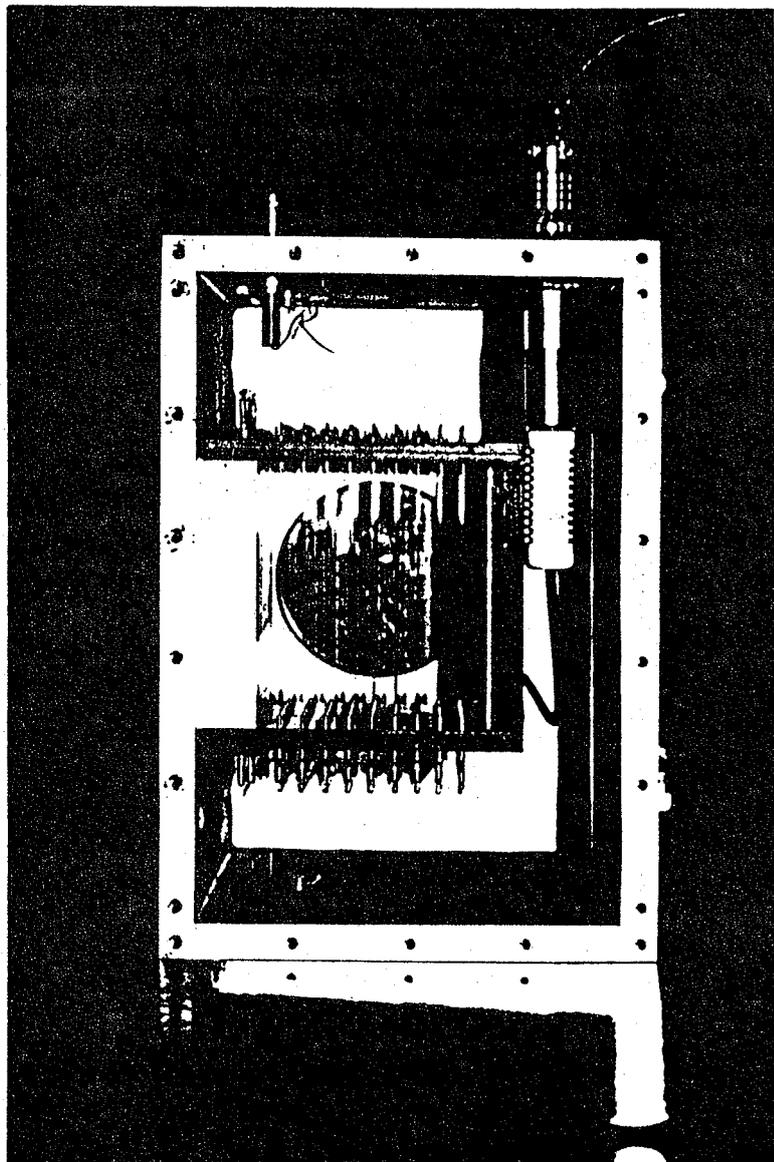


Bild der geöffneten Kammer

3.2 Mechanischer Meßaufbau

Zum Triggeraufbau, der die Zeitmessung startet, gehörten zwei Szintillatoren, die so angeordnet waren, daß ein Elektronenstrahl von $0,4 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ definiert wurde (Abb. 3.2). Der Elektronenstrahl wurde so eng gewählt, weil wir auf weitere Spurbestimmungsmeßgeräte verzichtet haben.

Die Kammer konnte senkrecht zum Strahl über eine Strecke von fünf Zentimetern stufenlos verfahren werden. Mit einer Meßuhr konnte die Position auf $\pm 5 \mu\text{m}$ genau abgelesen werden. Der ganze Aufbau war in einem stabilen Aluminiumgestell montiert. Der Strahl verlief parallel zu den Drahtebenen und senkrecht zu den Schlitzen des Nachweisraumes. In der Grundeinstellung (Meßuhrposition 0 mm) betrug der Abstand Strahl - Schlitz etwa 2,5 bis 5 mm.

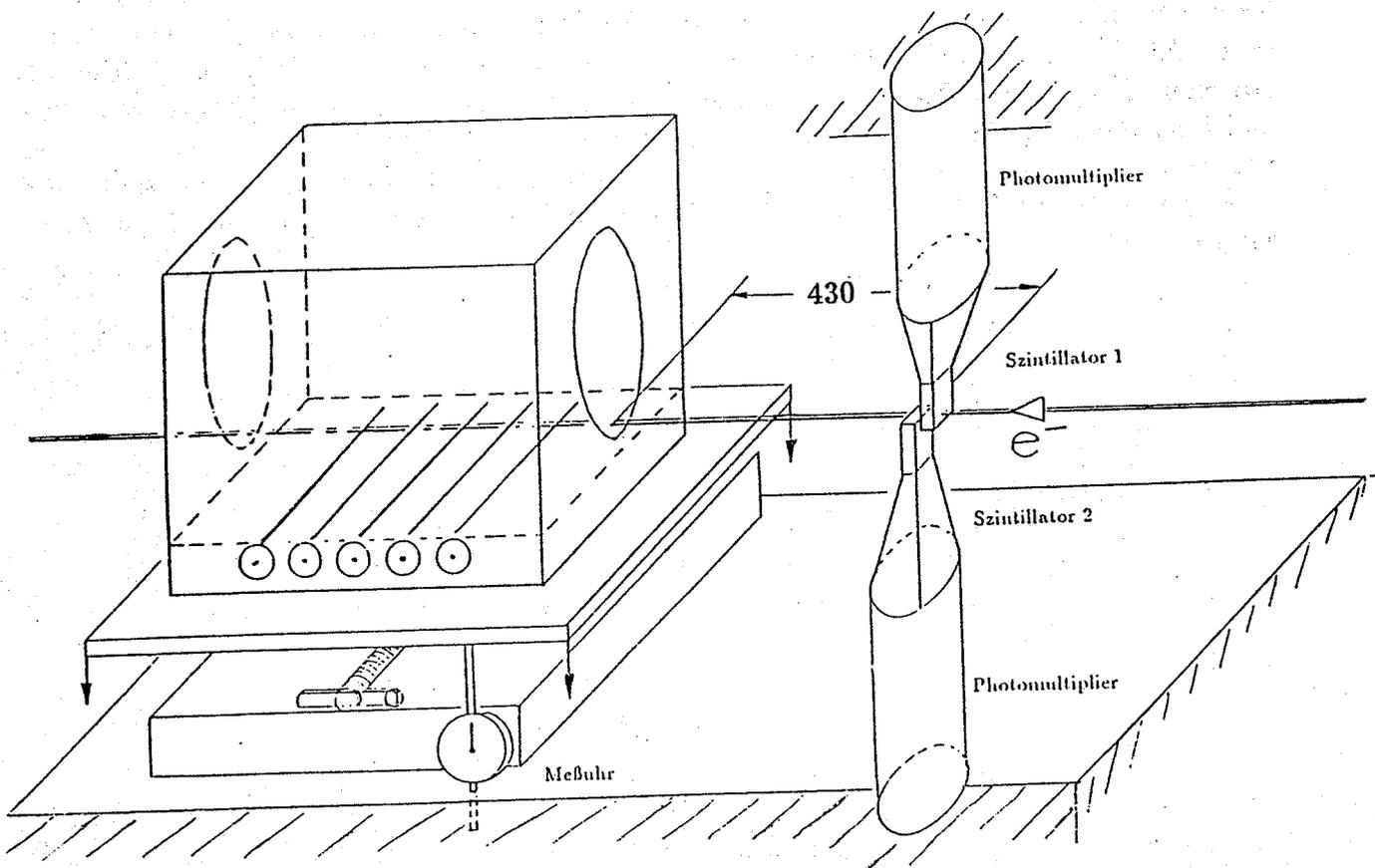


Abb. 3.2: Meßaufbau

3.3 Elektronischer Aufbau

Ein Elektron des Teststrahls durchdringt zuerst die Szintillationszähler Sz1 und Sz2 (Abb. 3.2). Dort werden im Szintillatormaterial Lichtblitze erzeugt, die durch einen Photovervielfacher in elektrische Signale umgewandelt und über 16 m lange Kabel der Elektronik zugeleitet werden.

In der Driftkammer ionisiert das Elektron das Zählgas, wobei die entstehenden Elektronen zur Anode driften. Der negative Puls, der beim Auftreffen genügender Elektronen auf die Anode entsteht, wird mit einem Kondensator ausgekoppelt und einem Vorverstärker (LEP4) zugeführt. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers wird über ein ca. 35 m langes Kabel zur Ausleselektronik übertragen und hier mit FADCs (engl. Flash Analog Digital Converter) digitalisiert.

Die Triggerbedingung für die Datenaufnahme und -auslese ist erfüllt, wenn eine Koinzidenz der beiden Szintillationszähler vorliegt und der eingesetzte Rechner (PDP11/05) zur Datenauslese bereit ist (Abb. 3.3). Ist diese Bedingung erfüllt, wird der Pulsgenerator gestartet. Der dort erzeugte gaußförmige "Zeitreferenzpuls" wird kapazitiv auf alle Anodendrähte der Kammer eingekoppelt. Für die Zeitbasis der FADCs läuft aus Stabilitätsgründen der externe Taktgenerator (100 MHz) ständig durch. Die dadurch verursachte Zeitasynchronität zwischen Trigger und Takt wird mit einem "Phasen"-TDC (Auflösung 100 ps) gemessen und über einen Zähler ausgelesen. Gleichzeitig werden die FADCs zur Aufzeichnung der Kammersignale und des Referenzpulses gestartet. Die Aufzeichnungen aller Meßgeräte werden von der PDP11 über den "CAMAC-Daten-Bus" ausgelesen und auf Magnetband geschrieben.

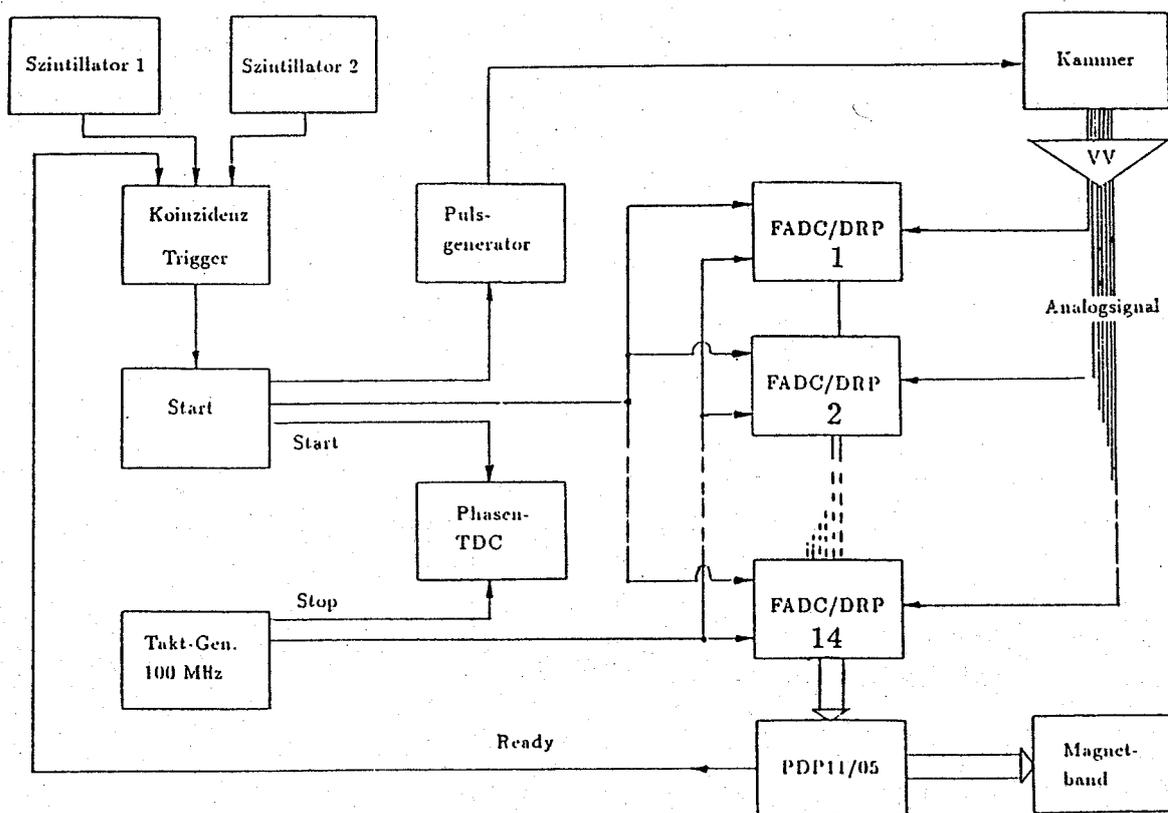


Abb. 3.3: Elektronischer Triggeraufbau

3.3.1 Funktionsbeschreibung der FADC/DRP - Kombination

Bei den zur Messung verwendeten FADCs handelt es sich um die im Hause gebauten CAMAC-Module der Version V02B /COM84/. Der eigentliche Wandler ist vom Typ TDC 1029 JC7 der Firma TRW. Die FADCs beginnen mit der Pulsaufzeichnung nach dem ersten auf das Startsignal folgenden Taktzyklus (Abb. 3.4). In dem 10 ns Taktintervall erfolgt je nach FADC verschieden etwa nach 3 bis 6 ns die Messung des Analogsignals durch 64 Komparatoren. In einer kurzen Aperturzeit werden die 64 Werte ausgelesen und zwischengespeichert. Das so erzeugte 6 Bit Wort wird in das ECL-Memory (engl. Emitter Coupled Logic) vom Typ 2112-1 der Firma Hitachi übertragen. Das Memory kann 1024 Meßwerte speichern. Daraus ergibt sich eine Aufzeichnungszeit von $10,24 \mu s$. Mit der Amplitudenauflösung von 6 Bit wird der maximal zulässige Spannungshub von 1 V in 64 Spannungsschritte unterteilt. Legt man die Nulllage z.B. auf -200 mV , so reicht der Meßbereich von $+200 \text{ mV}$ bis -800 mV . Damit lassen sich auch sogenannte 'Überschwinger' noch erfassen und aufzeichnen.

Um die Datenaufnahme zu beschleunigen, wird die Signalsequenz jedes einzelnen FADCs aus dem ECL-Memory über 'Direct Memory Access' (DMA) in einen zugehörigen 'Data Reduction Processor' (DRP) kopiert. Diese Prozessoren basieren auf der CPU TMS 9900 und besitzen 16 kB ROM und 16 kB RAM.

In diesen DRP's werden die Signale vorverarbeitet und entlasten somit den Datenaufnahmerechner. Es stehen vier verschiedene Verarbeitungsarten zur Verfügung /HAN84/:

- **Zero Modus:** Die Signalsequenzen werden nicht verarbeitet und die Rohdaten werden direkt weitergeleitet.
- **Compressed Data Modus:** Eine Folge von gleichen FADC-Werten wird durch Länge und Inhalt der Folge abgekürzt und gespeichert.
- **Differential Threshold Modus:** Nur Kanäle, deren Inhalt eine gewisse Schwelle in der Amplitude übersteigt (plus einige Kanäle davor und dahinter), werden im Compressed Data Modus verarbeitet.
- **Cluster Parameter Modus:** Charakteristische Signalinformationen wie Peakhöhe, -breite, -fläche, -schwerpunkt und Baseline (Nullage) werden berechnet und ins Outputmemory transferiert.

Für diese Messungen wurde mit dem Differential Threshold Modus gearbeitet, um die Datenmenge um 70 bis 90 % zu reduzieren, aber den interessanten Teil der Pulsregion zu erhalten.

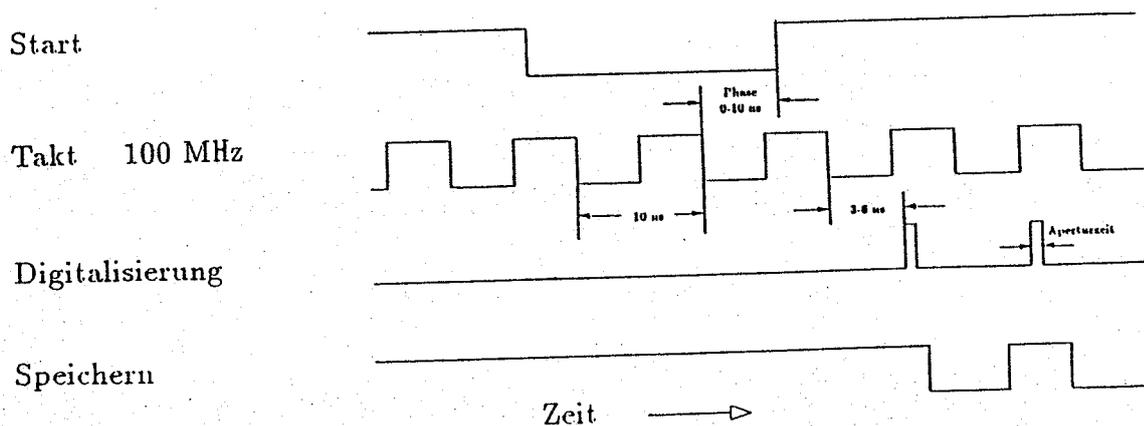


Abb. 3.4: Taktplan

3.3.2 Der Gigafash-ADC

Für genaue Pulsformstudien der zur Anwendung kommenden Gase wird eine bessere Zeitauflösung benötigt. Mit einem Schaltungstrick ist es möglich, die Abtastrate von 100 MHz auf 1 Giga-Hertz hochzusetzen. Die Abbildung 3.5 zeigt den prinzipiellen Aufbau dieser Schaltung. Es werden 10 der in Kapitel 3.3.1 beschriebenen FADCs verwendet, die alle zeitgestaffelt dasselbe Analogsignal verarbeiten. Bevor die Taktsignale um jeweils 1 ns verzögert werden, wird die Meßanordnung einmal mit Hilfe des Zeitreferenzpulses geeicht. Man ermittelt aus dem Schwerpunkt dieser Signale eine Zeitmarke (vergl. 5.3) und korrigiert die einzelnen Kabellaufzeiten so, daß alle 10 Signalschwerpunkte auf denselben Zeitpunkt fallen. Anschließend werden in die Taktsignalstrecken Verzögerungen eingefügt, die von Kanal zu Kanal jeweils 1 ns größer werden. In der Analyse der aufgezeichneten Daten werden an Hand der Zeitreferenzmarken in richtiger zeitlicher Reihenfolge die Daten der 10 Wandler zu einem Puls zusammengesetzt. Abbildung 3.6 zeigt oben die zehn Einzelflash-Aufzeichnungen eines Kammerpulses und darunter den daraus zusammengesetzten 'Gigapuls'. Die einmal erzielte Justierung brauchte während der gesamten Meßzeit (2-3 Wochen) nicht verändert zu werden. Mit dem Gigafash-ADC wurde der mittlere Kammerdraht im 1 ns Takt ausgelesen, während die übrigen vier Drähte mit je einem FADC im 10 ns Takt aufgezeichnet werden.

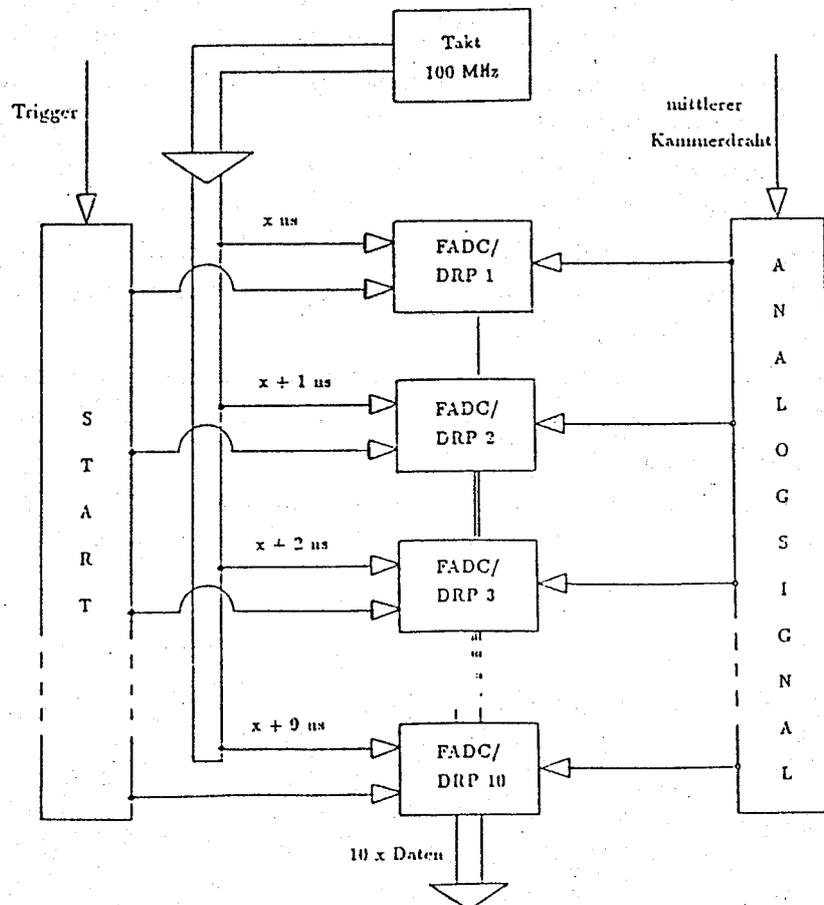


Abb. 3.5: Prinzipskizze Gigafash ADC

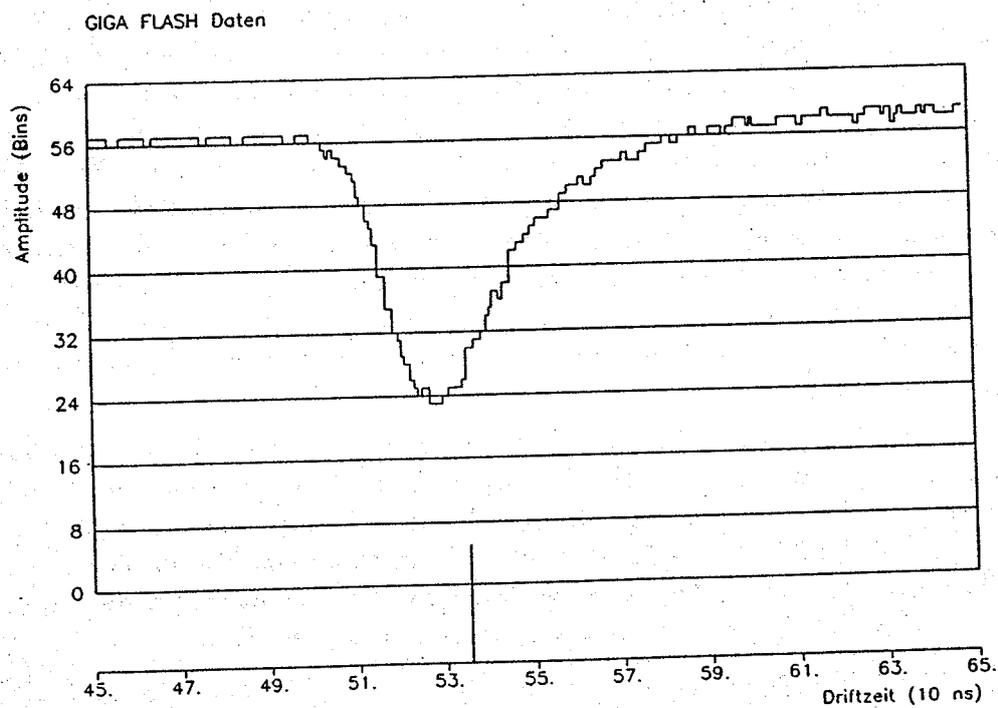
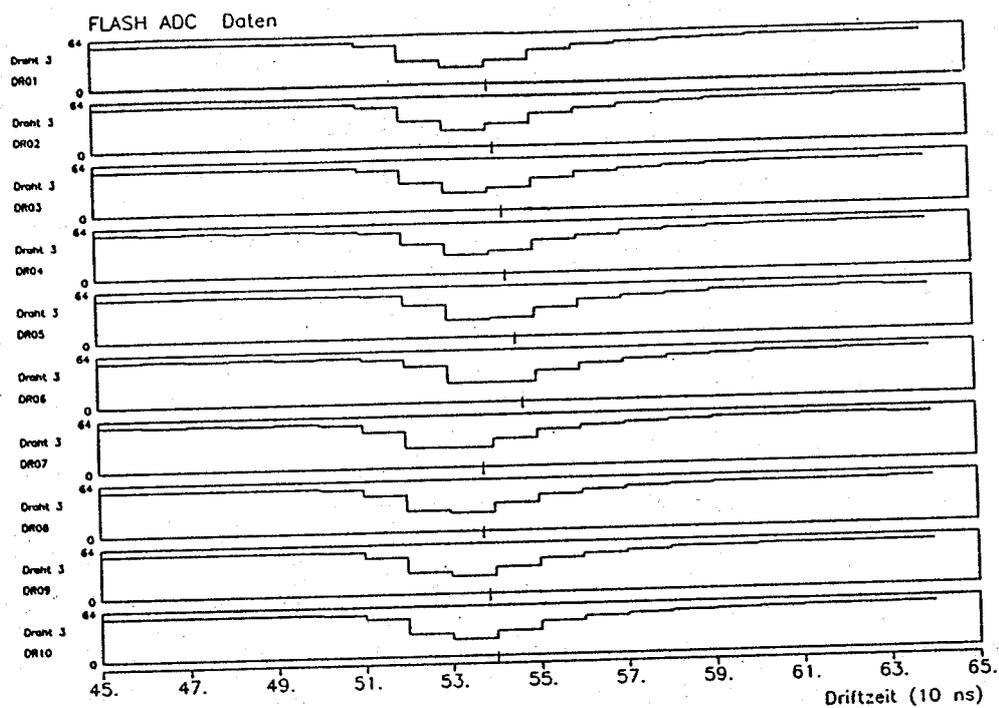


Abb. 3.6: 10 FADCs und der daraus zusammengesetzte Gigafash - Puls

3.3.3 Auskoppelkondensator und Vorverstärker

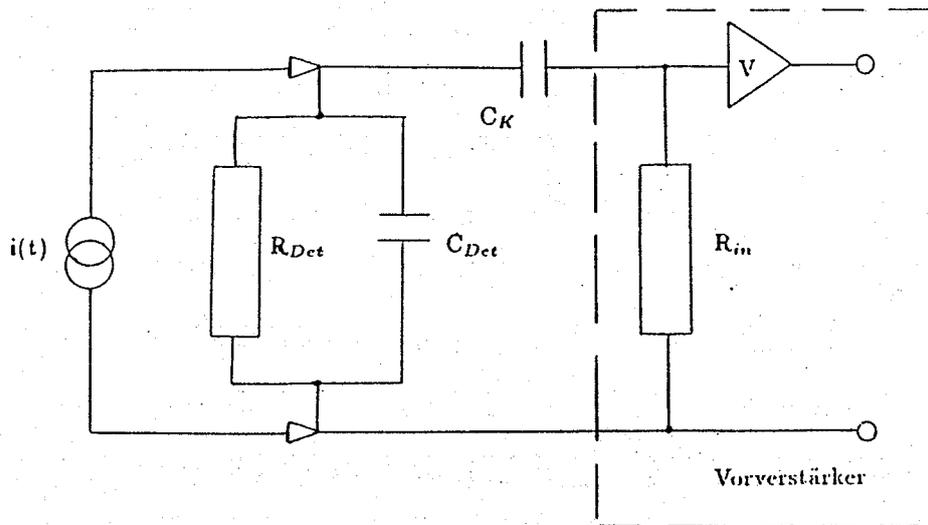


Abb. 3.7 : Elektrisches Prinzipschaltbild der Kammerelektronik

Abbildung 3.7 zeigt ein elektrisches Prinzipschaltbild von Kammer, Auskoppelkondensator und Verstärker.

Ändert sich die Ladung zeitlich in der Kammer – im Schaltbild durch den Widerstand R_D und die Kapazität C_D dargestellt – so wird ein Strom über den Auskoppelkondensator C_K dem Vorverstärker zugeführt. Die Aufgabe des Koppelkondensators ist es, die an den Signaldraht angelegte Hochspannung vom Verstärker abzukoppeln. Gleichzeitig stellt C_K zusammen mit dem Eingangswiderstand R_{in} des Vorverstärkers einen Hochpaß dar. Daher wird der schnelle Anstieg des Stromes in der Kammer nahezu direkt auf den Vorverstärker übertragen. Dagegen wird die Steilheit der abfallende Flanke des Stromes von der Elektronik mitbestimmt. Insbesondere entlädt sich der Koppelkondensator mit einer charakteristischen Zeitkonstanten $\tau \sim C_K$. Ist C_K klein, so sieht der FADC einen sehr strukturierten Puls (Abb. 3.8). Mit so einem Puls ist es relativ schwierig, eine Zeitmarke oder die Diffusion zu bestimmen.

Da wir genau entscheiden wollten, ob es sich um eine Einzel- oder Doppelspur handelt, entschlossen wir uns im Oktober, einen Kondensator mit einer Kapazität von 4,7 nF (Faktor 10 größer als im April) zu verwenden. Der Kondensator kann mehr Ladung verarbeiten und damit wird mehr Signal auf den Vorverstärker übergekoppelt. Die größere Kapazität integriert leicht und verhindert so, daß mehrere Pulse im FADC sichtbar werden. Innerhalb des Pulses sind noch einzelne Clusterstrukturen erkennbar (Abb. 3.9).

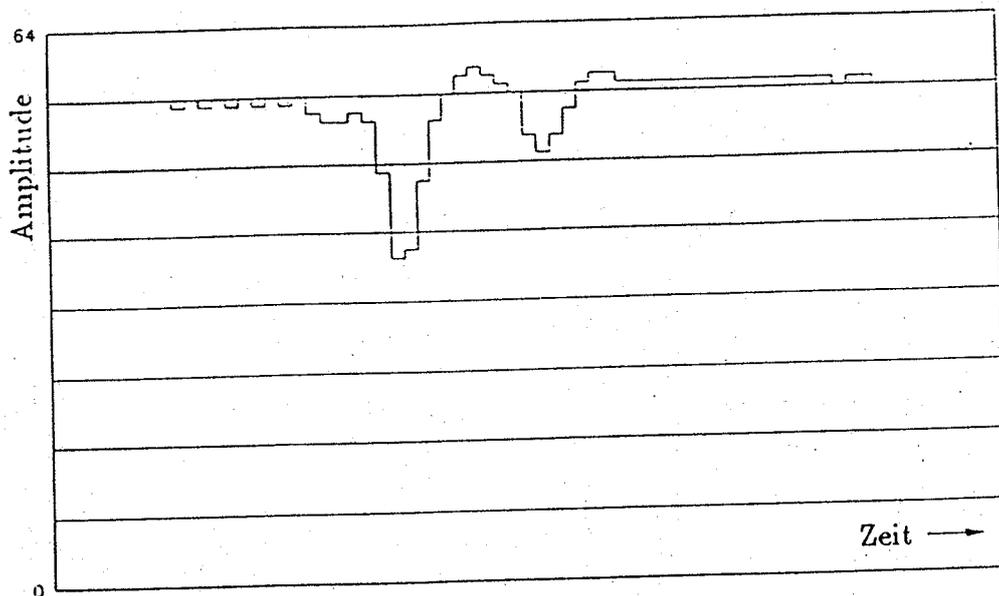


Abb. 3.8: Signal aufgenommen mit einem 470 pF Koppelkondensator

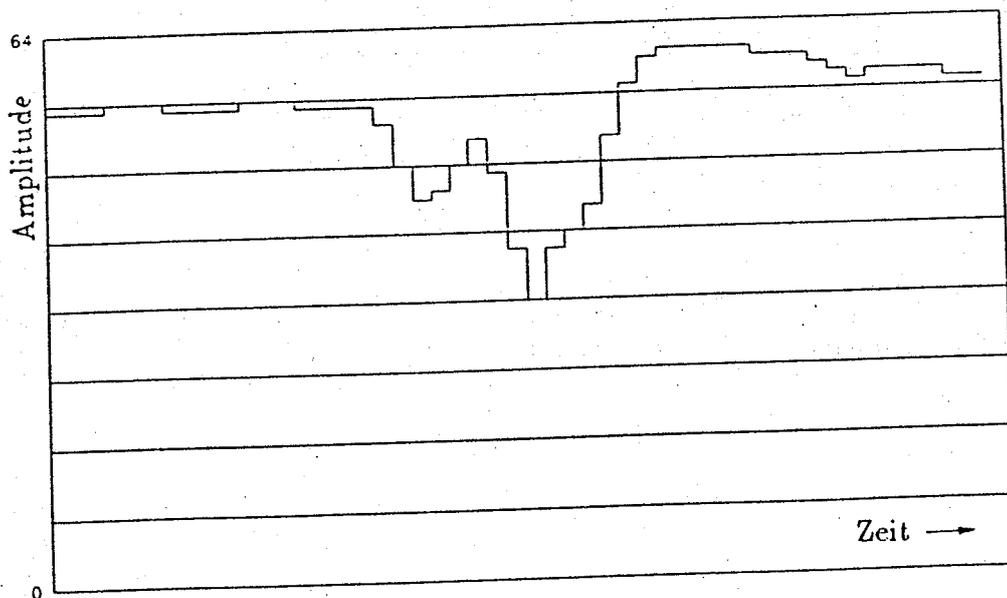


Abb. 3.9: Signal aufgenommen mit einem 4,7 nF Koppelkondensator

Bei allen Messungen im April und Oktober wurde derselbe als LEP4 /BEI83/ bezeichnete Vorverstärker benutzt (Abb. 3.10). Hierbei handelt es sich um einen stromempfindlichen Verstärker mit einer Eingangsimpedanz von kleiner 150Ω . Durch den Hochpaß wird das an der Anode erzeugte Signal differenziert und durch diesen breitbandigen Baustein (100 MHz) verstärkt. Danach wird das verstärkte Signal an die Impedanz des Koaxialkabels angepaßt und der jeweiligen Analyseeinheit (FADC) zugeführt. Durch den 100 MHz Verstärkerbaustein können Signalanstiegszeiten bis zu 10 ns untersucht werden.

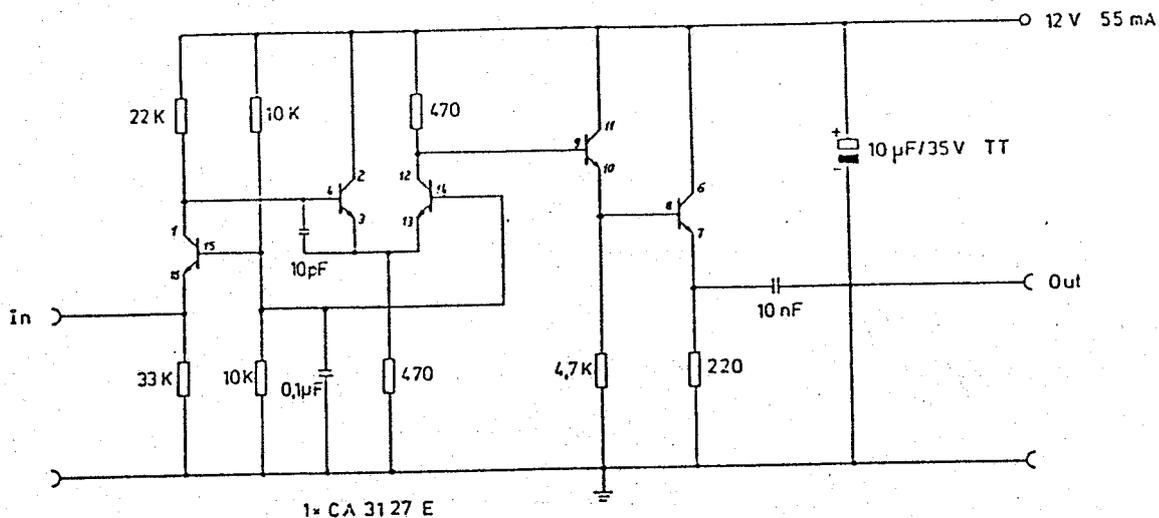


Abb. 3.10: Elektrisches Schaltbild des Vorverstärkers

3.4 Gassystem und Mischanlage

Bei Messungen an einer Driftkammer hängen die physikalischen Meßgrößen (Driftgeschwindigkeit, Diffusion, ...) stark von Temperatur, Druck und Gaszusammensetzung ab. Um diese Parameter möglichst konstant zu halten, wurde bei allen Messungen ein geschlossenes Gassystem verwendet. Gase wie z.B. CO_2 sind sehr empfindlich gegenüber elektronegativen Verunreinigungen (O_2 , H_2O , Cl , ...) und müssen ständig gereinigt werden. Abbildung 3.11 zeigt schematisch den Aufbau des Gassystems und der Mischanlage.

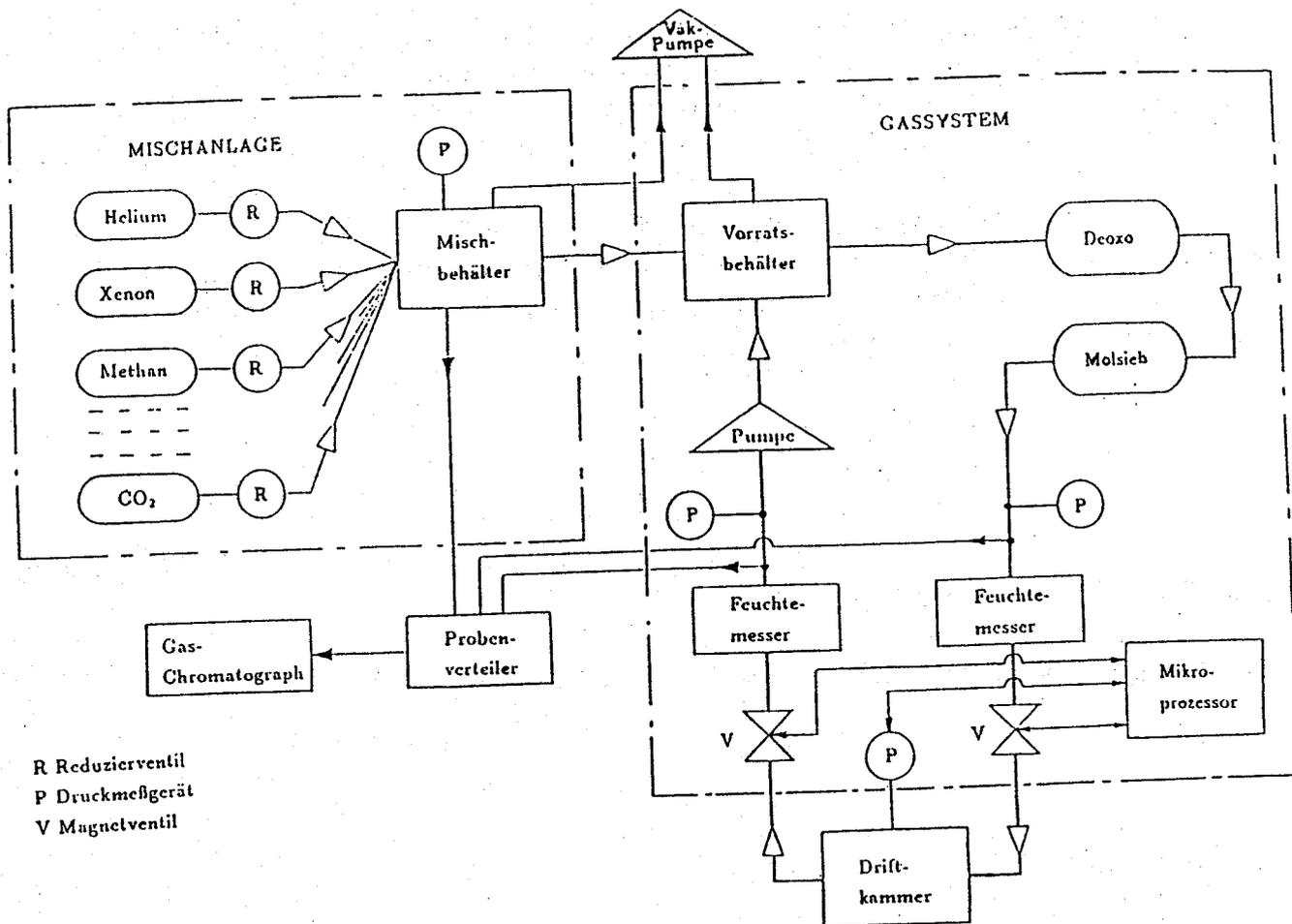


Abb. 3.11: Prinzipskizze des Gassystems und der Mischanlage

Die Mischanlage gestattet es kurzfristig – mit einer Palette von Standardgasen bestückt – einen Vorrat des gewünschten Gasgemisches herzustellen. An das Mischsystem können gleichzeitig mehrere Gasflaschen über Druckminderer angeschlossen werden. Diese Zuleitungen münden in einen 10 Liter Mischbehälter, in dem typisch 100 Liter angemischt werden (entspricht einem Druck von 10 bar absolut). Vor dem Anmischen wird das System gründlich mit Helium durchspült und evakuiert. Das Mischen geschieht komponentenweise, wobei der Mischungsanteil eines Gases direkt proportional dem Partialdruck dieser Komponente eingestellt wird.

Gassystem und Kammer werden ebenfalls vor dem Füllen mit Helium gespült und evakuiert. Vom 5 Liter Vorratsbehälter ausgehend strömt das Gas durch Deoxo und Molsieb in die Kammer und von dort zurück zur Pumpe des Gassystems. Die Reiniger /GAS1/ entziehen dem Gas hauptsächlich Wasserdampf und Sauerstoff. Ein Mikroprozessor regelt mit Ventilen im Ein- und Auslauf den Kammerdruck absolut. Aus den Erfahrungen früherer Messungen folgt, daß die Temperatur in der Meßhalle im wesentlichen konstant blieb.

Sämtliche Verbindungen im Gassystem bestehen aus Kupferrohren, um die Diffusion von Gasen aus der Atmosphäre ins Zählgas zu unterdrücken. Für die ca. 30 m lange Strecke zur Kammer werden flexible Metallschläuche verwendet (Tombac-Schläuche) /GAS2/. Somit bleiben als einzige Quelle für Verunreinigungen die 150 μm dicken Mylarfenster der Kammer übrig.

Die Wasserkonzentration im Gas wird mit Feuchtemeßzellen im Ein- und Auslauf der Kammer gemessen /GAS3/. Die Gaszusammensetzung und eventuelle Verunreinigungen werden mit einem Gaschromatographen (vergl. 3.5) im Vor- und Rücklauf der Kammer und im Mischsystem kontrolliert.

3.5 Der Gaschromatograph

Abbildung 3.12 zeigt die Komponenten eines Gaschromatographen.

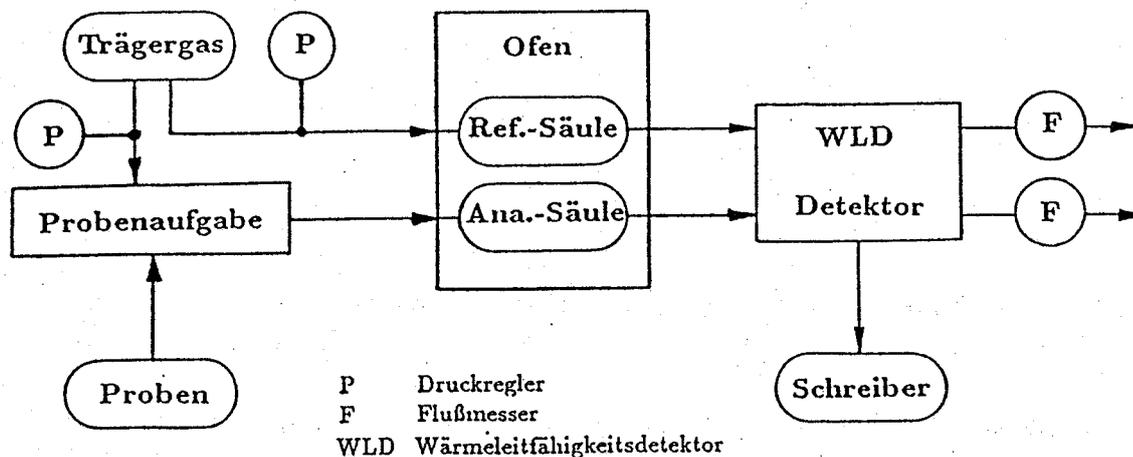


Abb. 3.12: Schema Gaschromatograph

Die Gaschromatographie ist in erster Linie ein physikalisches Trennverfahren für Stoffgemische ("Proben"), die gasförmig vorliegen oder vollständig verdampft werden können. Die Trennung beruht auf einer selektiven, mehrmaligen Stoffverteilung der Probe zwischen einer unbewegten ("stationären") und einer sich gerichtet bewegenden ("mobilen") Phase. Die mobile Phase wird als Träger- oder Schleppegas bezeichnet und muß sich gegenüber der Probe und der stationären Phase neutral ("inert") verhalten. Die stationäre Phase kann flüssig (Gas Liquid Chromatography GLC) oder fest (Gas Solid Chromatography GSC) sein und befindet sich in einem dünnen Metall-, Kunststoff- oder Glasrohr (Säule).

Wird nun eine kleine Probenmenge einmalig am vorderen Ende der Säule dem Trägergas zugemischt, so verteilt sich die Probe auf die stationäre und die mobile Phase. Im Gleichgewichtszustand stellt sich bei konstanten Bedingungen eine unterschiedliche Konzentration der Probenkomponenten in der mobilen Phase ($K_{i,mobil}$) ein, da der stoffspezifische Verteilungskoeffizient ($V_i = K_{i,mobil}/K_{i,stat}$) jeweils unterschiedlich ist. Beim Weitertransport durch die Säule finden also kontinuierlich viele solcher Verteilungen statt, so daß am hinteren Ende der Säule die Komponenten der Probe zeitlich getrennt austreten. Zur qualitativen und quantitativen Analyse wird ein Detektor nachgeschaltet. Die Identität eines Stoffes ergibt sich aus seiner Retentionszeit (Zeit zwischen Probenaufgabe und Austritt aus der Säule). Die Menge der Probe wird durch zeitliche Integration des Detektorsignals bestimmt.

Im folgenden werden die Komponenten des Aufbaus und deren Funktionsweise des bei unseren Messungen eingesetzten Gaschromatographen vom Typ VARIAN 3700 /GAS4/ beschrieben:

1. Trägergas Helium

Für die Anwendung von Helium sprechen folgende Gründe:

- **Inertheit:** Helium ist ein Edelgas und verhält sich daher gegen Probe und stationäre Phase inert. Helium ist unpolar und hat die kleinste Adsorptionswahrscheinlichkeit aller in Frage kommenden Gase.
- **Strömungswiderstand:** Eine geringe Viskosität erleichtert den Transport durch dicht gepackte Säulen.
- **hoher Wärmeleitwert:** Bei Verwendung eines Wärmeleitfähigkeitsdetektors (WLD) erhöht sich die Empfindlichkeit, da schwerere Gase einen vergleichbar geringeren Wärmeleitwert haben (siehe WLD).
- **Sicherheit:** Helium ist als Edelgas sicherer zu handhaben als andere leichte Gase wie z.B. Wasserstoff.

Wir verwendeten Helium 6.0 (Reinheit 99,9999 %). Um die Forderung nach möglichst konstantem Trägergasfluß zu erfüllen, wurde mit Druckreglern (P) der Säulenvordruck (typ. 2-5 bar) stabilisiert, und über die Schwebekörper-Flußmesser (F) konnte der Fluß (typ. 20-30 ml/min) abgelesen werden. Die Flußmesser wurden mit einem Blasendurchflußzähler geeicht.

2. Probenverteileranlage (Abb. 3.13):

Wahlweise kann aus dem Vorlauf (CR1) oder Rücklauf (CR2) der Driftkammer oder aus dem Vorratsbehälter des Mischsystems (EXTERN) ein kontinuierlicher Probenfluß zum Gaschromatographen geschaltet werden. Zur Überwachung sind Flußmesser und eine Druckdose installiert. Zusätzlich ist eine Verdünnung der Proben mit Helium vorgesehen. Mit einer Vakuumpumpe kann - neben der Reinigung des kompletten Systems - die Menge der Probe durch Reduktion des Druckes erniedrigt werden.

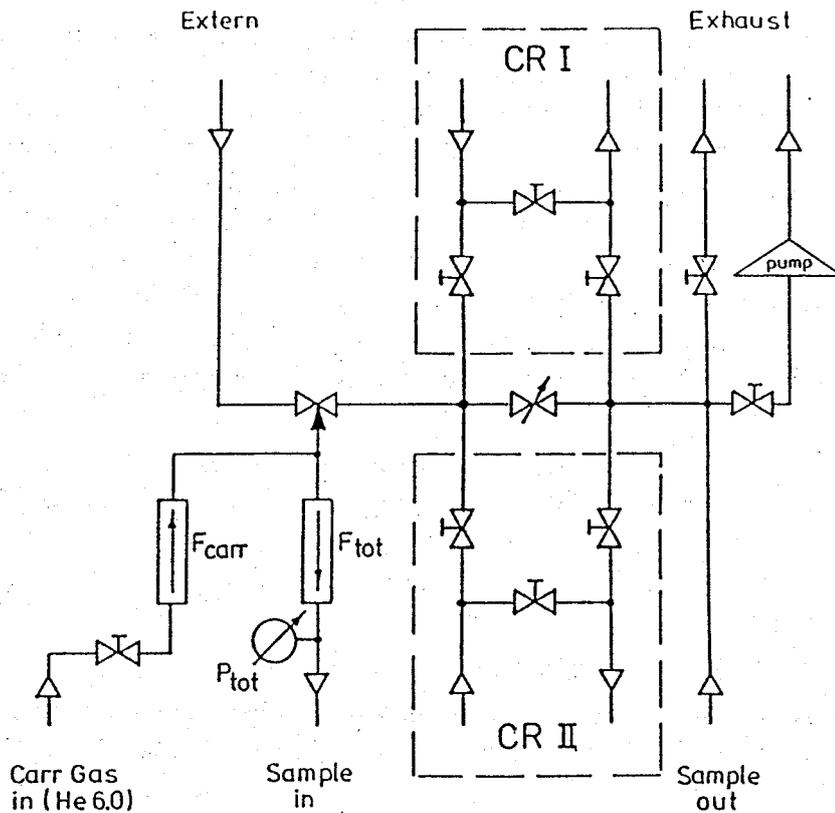


Abb. 3.13: Schaltplan Probenverteileranlage

3. Probenaufgabe

Zur Probenaufgabe wird eine 6-Wege-Ventil-Schaltung (6-port-valving) verwendet.

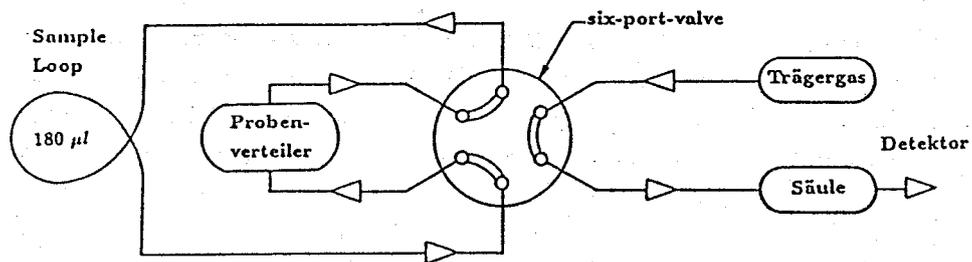


Abb. 3.14: Laden der Sample Loop

Schalterzustand 1 (Abb. 3.14):

Vom Probenverteiler strömt das Gas in eine $180 \mu\text{l}$ Sammelschleife (engl. Sample Loop) und von dort zum Verteiler zurück. Das Trägergas wird direkt zur Analysen-Säule durchgeschaltet.

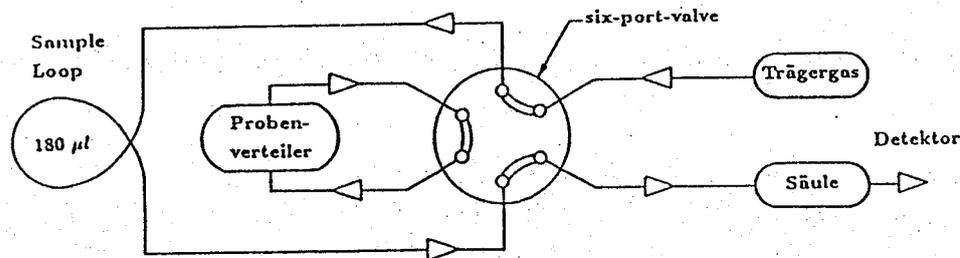


Abb. 3.15: Analyse der Probe

Schalterzustand 2 (Abb. 3.15):

Zum Start der Analyse wird das Ventil umgeschaltet. Das Trägergas strömt nun den Probeninhalt durch die Sample Loop zur Säule, während der Probengaskreis kurzgeschlossen ist. Im Gegensatz zu anderen Verfahren der Probenaufgabe z.B. der Einspritztechnik ist das beschriebene Verfahren sehr einfach anzuwenden. Es gelangen keinerlei Verunreinigungen aus der Luft in die Probe (Teflondichtungen), und bei konstantem Druck gelangt durch das feste Schleifenvolumen bei jeder Analyse dieselbe Menge Probe zur Säule.

4. Säulen

Zur Analyse von Gasen werden dicht gepackte Edelstahlsäulen verwendet, die einen Außendurchmesser von 1/8 Zoll haben und ca. 1 bis 10 m lang sind. Die Verteilungskoeffizienten der Probe sind stark temperaturabhängig. Deshalb befinden sich die Säulen in einem auf 0,1°C exakt thermostatisierbaren Konvektionsofen mit Gebläse. Mit steigender Temperatur verkürzen sich die Retentionszeiten.

Betrachtet man die Ursache der Verteilung der Probe, so muß man im Wesentlichen drei Gruppen von Säulen unterscheiden:

– Molekularsiebe

Die Grundsubstanzen der Füllung sind Na-Al oder Ca-Al Silikate mit Poren, deren Durchmesser genau definiert ist. Auf Grund der Molekülgröße wandern Gaskomponenten unterschiedlich schnell oder gar nicht durch eine solche Säule. Wir hatten ein 1,8 m langes Molekularsieb 5 A (Porengröße 0,5 nm) zur Verfügung.

– Polymersäulen (GSC)

Das Füllmaterial besteht aus Polymeren mit räumlicher Vernetzung und wird in Form winziger Kügelchen geliefert. Die Trennung erfolgt auf Grund des Siebeffektes, der Adsorption und der Verteilung der Probe im Korn /PMC77/. Die wichtigsten Vertreter dieser Gruppe sind die Porapak- und Chromosorb-Serien (Warenbezeichnung Waters Assoc.). Für unsere Zwecke ist in der "Technischen Chemie" (RWTH Aachen) /MEL86/ eine 4 m x 1/8 Zoll Porapak Q 80-100 mesh (entspricht Korndurchmesser 0,15-0,18 mm) angefertigt worden.

– GLC-Säulen

Die Säulenfüllung besteht aus feinkörnigen Trägermaterialien (Kieselgur), deren gesamte Oberfläche mit einem gleichmäßig dünnen Film der Trennflüssigkeit benetzt ist /THO77/. Die Trennung beruht hauptsächlich auf der unterschiedlichen Verteilung der Probenkomponenten zwischen der Trennflüssigkeit und dem Trägergas. Wir erhielten von der "Technischen Chemie" /MEL86/ eine Säule 4 m x 1/8 Zoll mit 37% Silicon OV 101 (Silikonöl;

OV abgekürzt für Ohio Valley) auf Chromosorb P 60-80 mesh (entspricht 0,18-0,25 mm im Durchmesser).

5. Der Wärmeleitfähigkeitsdetektor (WLD)

Der WLD gehört zu der Gruppe der "konzentrationsabhängigen" Detektoren. Er ist universell einsetzbar, sehr robust und einfach zu bedienen.

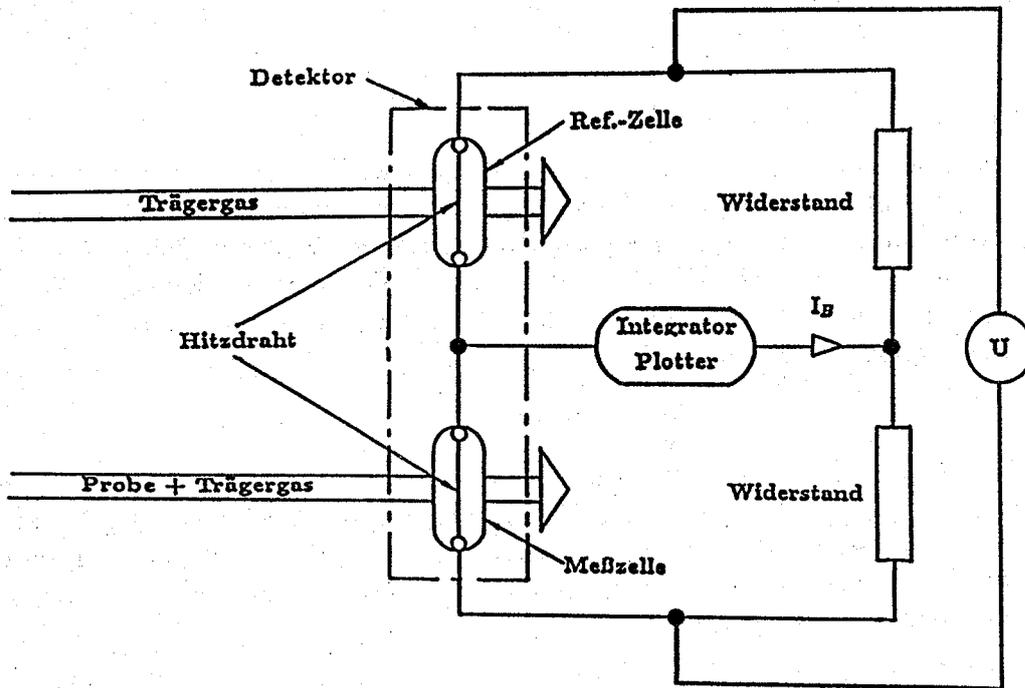


Abb. 3.16: Schaltung WLD

Abbildung 3.16 zeigt die elektrische Schaltung (Wheatstone'sche Brücke) des WLD-Detektors. Der Detektor besteht aus zwei Gasräumen (Referenz- und Meßzelle), in denen jeweils ein Hitzdraht aus einer Wolfram Legierung eingebaut ist. Der Widerstand dieses Materials steigt mit wachsender Temperatur. Die Referenzzelle wird konstant mit reinem Helium durchspült. Strömt in die Meßzelle zusätzlich zum Trärgas (He) eine Probenkomponente mit einer kleineren Wärmeleitfähigkeit als Helium, so steigt infolge der Temperaturerhöhung der Widerstand und somit auch der Brückenstrom I_B . Dieser Strom wird laufend gemessen und von einem Integrator-Plotter /GAS5/ ausgewertet (vergl. 4.1). Die Empfindlichkeit des Detektors steigt, wenn die Differenz der Wärmeleitfähigkeit zwischen Probe und Trärgas groß und wenn die Grundeinstellung des Brückenstromes möglichst hoch ist. Praktisch erreicht man eine Vergrößerung des Brückenstromes durch Steigerung der Temperaturdifferenz zwischen Detektorblock (eigene Heizung) und Hitzdraht.

4. Auswahl der Gase

Da wir Untersuchungen für H1 und L3 durchführten, waren an die Gasgemische unterschiedliche Anforderungen des jeweiligen Experimentes geknüpft.

- Durch die kurzen Zeitabstände zwischen dem Aufeinandertreffen der Elektronenpakete mit dem Protonenstrahl (125 ns) beim Speicherring HERA und die vorgegebene maximale Länge der Driftwege sollen Gasgemische verwendet werden, bei denen die Elektronen - Driftgeschwindigkeit in der Größenordnung von $40 \mu\text{m}/\text{ns}$ liegt, damit der Detektor rechtzeitig wieder aufnahmebereit ist.
- Beim L3-Experiment sind die Zeitabstände zwischen zwei aufeinanderfolgenden Elektron- und Positronpaketen wesentlich größer ($22 \mu\text{s}$). Deshalb ist die Driftgeschwindigkeit hier durch die Kammergeometrie und den FADC Zeitmeßbereich ($10,24 \mu\text{s}$) limitiert. Somit ergibt sich bei einer vorgegebenen maximalen Driftdistanz von 5 cm eine Driftgeschwindigkeit von ungefähr $5 \mu\text{m}/\text{ns}$. Hauptsächlich soll dieser Vertexdetektor, der in einem Magnetfeld betrieben werden soll, durch eine exzellente Ortsauflösung die Rekonstruktion schwach gekrümmter Spuren zur Impulsbestimmung ermöglichen.

Aus diesem Grund haben wir zwei Klassen von Gasen untersucht: die bei realistischen Feldstärken schnellen oder "heißen" Gase und die langsamen oder "kalten" Gase. "Kalt" bedeutet in diesem Zusammenhang, daß die Energieaufnahme der Elektronen zwischen den Stößen vergleichbar mit der Energieabgabe ist. Die Elektronen behalten etwa thermische Energie.

"heiße" Gase

Um unsere Ergebnisse mit den Resultaten anderer Gruppen /VAV86/ vergleichen zu können, verwendeten wir das Referenzgasgemisch Ar/Ethan 50/50. Danach wurde die Edelgaskomponente Argon durch Xenon ausgetauscht. Xenon bietet den Vorteil einer höheren Ionisationsdichte ($314 \text{ ip}/\text{cm}$ (Ionenpaare/cm) bei minimal ionisierenden Teilchen /SAU77/) und ist somit für die Energiemessung günstiger. In einer weiteren Meßreihe wurde der Löschgasanteil (Quencher) von 50 % auf 30 % reduziert.

"kalte" Gase

Ein typisches "kaltes" Gas ist Kohlendioxid. Dieses Gas hat aber eine niedrige Ionisationsdichte ($88 \text{ ip}/\text{cm}$ bei minimal ionisierenden Teilchen) und zeigt schon bei geringer Gasverstärkung $\sim 10^3$ Entladungserscheinungen. Organische Zusätze (Quencher) wie z.B. Isobutan (iC_4H_{10}) erlauben wegen ihrer Molekülstruktur (Absorption von UV - Quanten) eine Steigerung der Gasverstärkung.

Mit einer Gasmischung aus 80 % CO_2 und 20 % iC_4H_{10} wurden sehr gute Ortsauflösungen erzielt ($\sim 30 \mu\text{m}$ bei 1 cm Driftstrecke /HER85,HAW87,MUH85/). Man vermutet aber, daß im realen Experiment am e^+e^- -Speicherring das Isobutan die Lebensdauer der Driftkammer verkürzt /EFS86/. Deshalb testeten wir Gasgemische, in denen das Isobutan durch niedrige Kohlenwasserstoffe (Ethan,Methan) ersetzt wurde. Außerdem wurden Anteile von Argon ($96 \text{ ip}/\text{cm}$) hinzugesetzt, um die Driftgeschwindigkeit bei niedrigerem Feld beizubehalten.

Folgende Gasmischungen wurden untersucht:

heiße Gasgemische:

Gas	Druck [bar abs.]	-dE/dx [keV/cm]	n _T [ip/cm]
Ar/CH ₄ 50/50	1	2,58	98
Xe/CH ₄ 50/50	1	4,74	205
Xe/CH ₄ 70/30	1	5,55	246

„kalte“ Gasgemische:

Gas	Druck [bar abs.]	-dE/dx [keV/cm]	n _T [ip/cm]
CO ₂ /CH ₄ 75/25	2	5,26	158
CO ₂ /Ar/CH ₄ 75/20/5	2	5,64	174
CO ₂ /Ar/C ₂ H ₆ 75/20/5	2	5,76	184

dE/dx Energieverlust pro Einheitslänge für einfach geladene minimal ionisierende Teilchen

n_T Zahl der insgesamt erzeugten Elektron-Ionenpaare bei Durchgang minimal ionisierender Teilchen

4.1 Herstellen der Gasmischungen

Die Gasgemische sind mit der beschriebenen Anlage (vergl. 3.4) hergestellt worden. Das Mischungsverhältnis muß genau bekannt sein, damit die Reproduzierbarkeit unserer Ergebnisse gewährleistet ist. Die Verfahrensweise wird an Hand des Gasgemisches Xe/Ethan 70/30 erläutert:

Es sollen z.B. 100 l Xe/Ethan 70/30 im Partialdruckverhältnis (PDV) gemischt werden (entspricht 10 bar x 10 l). Dieses Verhältnis wird direkt proportional zum Partialdruck der Komponenten eingestellt ($Xe/Ethan = P_{Xe}/P_{Ethan} = 70/30$). Das Partialdruckgesetz von Dalton gilt streng nur für ideale Gase. In erster Näherung gilt das Gesetz auch hier, da wir nicht im Bereich des kritischen Druckes oder der kritischen Temperatur der Gase arbeiten /KEL61/. Der evakuierte Mischbehälter wird also mit Ethan bis zu einem Druck von 3 bar gefüllt. Anschließend wird Xenon zugemischt, bis ein Druck von 10 bar erreicht

wird. Der Fehler der Druckdose beträgt 0,01 bar. Das entspricht einem relativen Fehler von 0,33 % bei Ethan und 0,14 % bei Xenon.

Vor dem Gebrauch müssen Deoxo und Molsieb /GAS1/ regeneriert werden. Um die Adsorptionszentren der festen Trägermaterialien zu aktivieren, werden die Reiniger über ca. 8 Stunden auf ungefähr 250°C aufgeheizt. Unter ständigem Fluß von HeH₂ bzw. He werden die angelagerten Moleküle wie z.B. Wasser desorbiert und aus dem Gassystem hinaus transportiert. Wird ein neues Gasgemisch eingefüllt, so werden außer den Verunreinigungen auch die Komponenten des Gasgemisches je nach spezifischen Verteilungskoeffizienten unterschiedlich adsorbiert, bis ein stabiles Gleichgewicht erreicht ist. Deshalb muß das System im offenem Durchfluß gut gespült werden, bis die Reiniger gesättigt sind und die Konzentration der Komponenten Xe und Ethan im Gassystem dem gewünschten Verhältnis entspricht.

4.2 Analyse der Gasmischungen

Ziel ist es, mit dem im Kapitel 3.5 beschriebenen Gaschromatographen die Gasmischungen qualitativ und quantitativ zu analysieren. Um die Chromatographiebedingungen festzulegen, ist eine Anzahl von Parametern zu berücksichtigen. Grundsätzlich bringt bei allen Säulen eine Temperaturerhöhung sowie eine Säulenverkürzung den Vorteil kürzerer Retentionszeiten (RT) aber den Nachteil einer schlechteren Trennung. Andererseits bedingt eine Verlängerung der Säule oder eine geringere Temperatur eine größere Längsdiffusion der Probe beim Durchlaufen der Säule. Im Idealfall erhält man im Chromatogramm, das ist die Aufzeichnung der Intensität des Detektorsignals über der Zeit, einen gaußförmigen Peak. Dieser verbreitert sich mit wachsender Retentionszeit aufgrund der Diffusion und geht im Extremfall großer Retentionszeiten und kleiner Stoffmengen im Rauschen der Nulllinie unter. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors ist je nach Wärmeleitfähigkeit der Komponente begrenzt. Es ist nicht möglich gleichzeitig die Hauptkomponenten des Gasgemisches in der Größenordnung 5 - 75% und kleine Verunreinigungen im ppm- oder ppb-Bereich zu detektieren. Unsere Versuche mit den uns zur Verfügung stehenden Mitteln sind gescheitert. So treten bei normalen GC-Bedingungen (s.u.) alle Komponenten der Luft (N₂, O₂, Ar, ...) mit Ausnahme von Wasser und Kohlendioxid als ein gemeinsamer Peak (engl. Composite-Peak) im Chromatogramm auf (Abb. 4.1). Eine Verbesserung der Spurenanalyse mit dem Gaschromatographen wäre durch folgende Modifikationen des Aufbaues möglich:

- mit einer komplizierten Säulenumschaltung werden die Hauptkomponenten vom Analyseprozeß ausgeschlossen.
- eine Sample Loop mit größerem Volumen erhöht die Stoffmenge der zu analysierenden Komponenten.
- wesentlich längere Säulen und eine "Ofen"-Temperatur von -78°C (Stickstoff Kühlung ermöglichen eine Trennung der 'Composite'-Gase /THO77/.

Die Erfahrung zeigt jedoch, daß besonders Sauerstoff mit gaschromatographischen Mitteln im ppm Bereich nicht nachzuweisen ist /MEL87/. Während der Testmessungen im DESY beschränkten wir uns darauf, die Hauptbestandteile unserer Gasgemische zu analysieren. Es war also erforderlich eine geeignete Säule zu wählen und die Chromatographiebedingungen so festzulegen, daß alle vorkommenden Komponenten einfach und in möglichst kurzer Zeit getrennt und detektiert werden konnten:

- Molsieb 5 A 6' x 1/8" (6 Fuß ~ 1,8 m)

Zur Trennung der Hauptkomponenten erwies sich diese Säule als völlig ungeeignet. Eines der für uns wichtigsten Gase - das Kohlendioxid - wird sehr lange in dieser Säule zurückgehalten (3-4 Stunden). Dies führt beim Detektorsignal zu einer kaum meßbaren Erhöhung der Nulllinie und vermindert zusätzlich die Nachweiswahrscheinlichkeit der anderen Komponenten /MÖC85/. Die Trennfähigkeit der Säule wird durch irreversible Adsorption von Staub und ähnliche Verunreinigungen schnell herabgesetzt. Sogar fabrikneue Materialien sind oft schon unbrauchbar /BIR85/.

- 4 m x 1/8" Porapak Q und OV 101 auf Chromosorb P

Beide Säulen sind mit einem vergleichbar unpolaren Material gefüllt, so daß auch das Trennverhalten sehr ähnlich ist. Beide Säulen besitzen mittlere bis kurze Retentionszeiten sowohl für polare Substanzen wie CO₂ als auch für unpolare Stoffe wie z.B. die niedrigen Alkane oder Edelgase. Nicht getrennt werden können die Composite-Gase wie O₂, N₂, He, Ar, CO. Sie treten als gemeinsamer Peak vor allen anderen Komponenten im Chromatogramm auf. Abbildung 4.1 zeigt einen Vergleich der beiden Säulen und die Chromatographiebedingungen /MEL86/.

Trotz der niedrigen Ofentemperatur wurden mit der Silikon-Säule kürzere Retentionszeiten erzielt. Deshalb wurde diese Säule zur Analyse und die Porapak-Säule als Referenz-Säule eingesetzt.

- Qualitative Analyse

Bei gleichen Gaschromatographiebedingungen tritt eine Gaskomponente immer zum selben Zeitpunkt aus der Säule aus. Der Integrator druckt den Zeitwert, der zum Maximum des Peak gehört, als Retentionszeit aus. Aus den Retentionszeiten werden direkt die Gase identifiziert. Mit den GC-Bedingungen (Abb. 4.1) und einem Trägergasfluß von 20 ml/min erhält man folgende Eluationsreihenfolge:

1,16 min Argon (und Composite-Gase)

1,21 min Methan

1,37 min CO₂

1,55 min Xenon

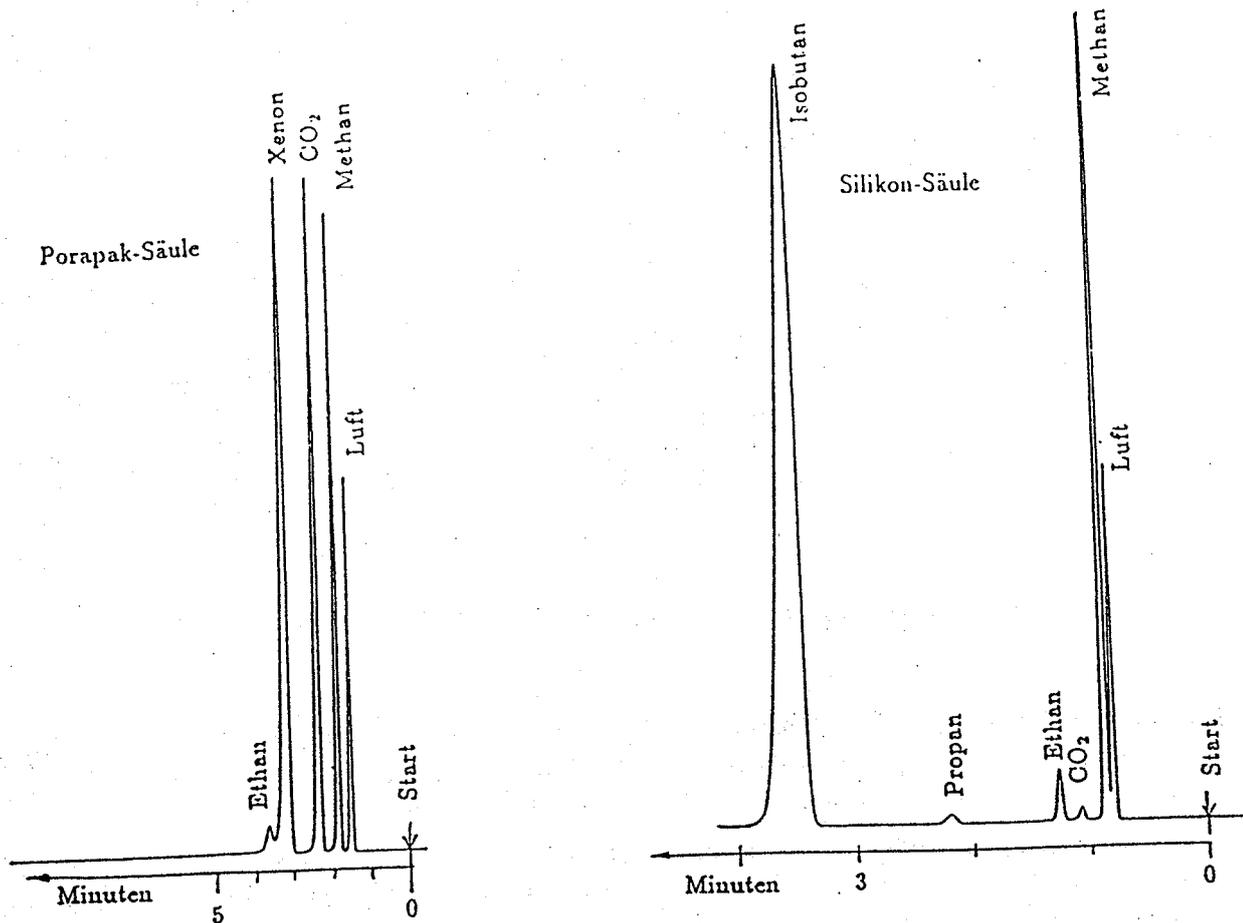
1,67 min Ethan

- Quantitative Analyse

Die durch den Detektor geströmte Substanzmenge m_i ist der Peakfläche A_i direkt proportional. Dabei versteht man unter der Peakfläche die über der Nulllinie stehende Fläche; d.h. die zeitlich integrierte Intensität des Detektorsignals. Der Proportionalitätsfaktor R_i (engl. Responsefactor) ist, außer der Menge dieser Substanz, noch von der Wärmeleitfähigkeitsdifferenz zwischen dem Trägergas He und der Substanz abhängig.

$$m_i = R_i \cdot A_i \quad (4.1)$$

Unsere Mischungen sind über das Partialdruckverhältnis (PDV) hergestellt worden. Die Vorgehensweise bei der Gasanalyse wird am Beispiel der Mischung Xe/Ethan im PDV 70/30 erläutert:



GC-Bedingung

Säule : 4 m x 1/8", Porapak Q, 80-100 mesh
 Ofentemperatur : 110°C
 Säulenvordruck : 30 psi He
 Detektortemperatur : 150°C
 Filamenttemperatur : 220°C (211 mA)
 Probenmenge : 100 µl
 Abschwächung : 8 (5 mV)
 Schreibgeschwindigkeit : 10 mm/min

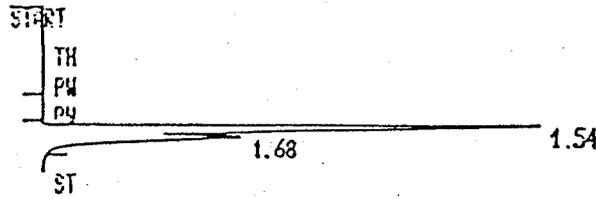
GC-Bedingung

Säule : 4 m x 1/8", 37% Silikon OV 101
 auf Chromosorb P, 60-80 mesh
 Ofentemperatur : 40°C
 Säulenvordruck : 30 psi He
 Detektortemperatur : 150°C
 Filamenttemperatur : 220°C (211 mA)
 Probenmenge : 150 µl
 Abschwächung : 8 (5 mV)
 Schreibgeschwindigkeit : 30 mm/min

Abb. 4.1: Chromatogramm - Vergleich

Abbildung 4.2 zeigt ein Chromatogramm der Probe, die direkt aus dem Mischbehälter genommen wurde. Der obere Peak (RT = 1,55 min) stammt von 70% Xenon, der untere (RT = 1,68 min) von 30% Ethan. Unter dem Chromatogramm sind in der rechten Spalte die vom Integrator berechneten Peakflächen prozentual gedruckt. Zur Eichung werden aus dem Mischgefäß mehrere Chromatogramme genommen. Aus dem Mittelwert der Flächen A_i (in %) wird mit einer leicht von 4.1 abgewandelten Formel ein Eichfaktor R_{p_i} bestimmt:

$$R_{p_i} = \frac{PDV_i}{\langle A_i \rangle} \quad (4.2)$$



RUN #. 172

APR/12/86 20:42:33

AREA#	RT	AREA	TYPE	AR/HT	AREA%
	1.54	1023600	EV	0.876	67.230
	1.63	530340	VS	0.894	32.770

Abb. 4.2: Chromatogramm HP - Integrator

Hierbei wird $PDV_{Xenon} = 70\%$ und $PDV_{Ethanol} = 30\%$ als richtig vorausgesetzt. R_{pXenon} ergibt sich mit $\langle A_{Xenon} \rangle = 67,244\%$ zu 1,0409 und $R_{pEthanol}$ mit $\langle A_{Ethanol} \rangle = 32,757\%$ zu 0,9158. Der statistische Fehler beträgt in diesem Beispiel $\pm 0,07\%$.

Während der eigentlichen Messung des Gasgemisches in der Driftkammer wurden aus dem Rücklauf der Kammer einige Proben entnommen und analysiert. Die Mittelwerte der erhaltenen Flächenprozentage A_i wurden mit den Eichfaktoren R_{p_i} multipliziert. Die so erhaltenen Partialdruckverhältnisse betragen $69,9 \pm 0,1\%$ Xenon und $30,1 \pm 0,1\%$ Ethanol. Bei allen anderen Messungen wurde genauso verfahren. Der statistische Fehler der Eichung betrug maximal $0,5\%$.

Die Abweichungen der Partialdruckverhältnisse von Proben aus dem Mischbehälter zu Proben aus dem Rücklauf der Kammer betrug maximal 1% mit einem statistischen Fehler von $\pm 0,5\%$.

Der Wassergehalt der Gas Mischung wurde mit einem Panametrics Feuchtemesser ermittelt. Er betrug typisch ≤ 10 ppm.

5. Auswertung

Die Analyse der Daten fand im III. Physikalischen Institut an der RWTH Aachen mit dem Standardprogramm ANALYS /SCH85/ auf einer VAX 785 statt. Für unsere speziellen Anforderungen haben wir Unterprogramme modifiziert und weiterführende Programme geschrieben. Abbildung 5.1 zeigt schematisch den Datenfluß durch die Auswerte-Software.

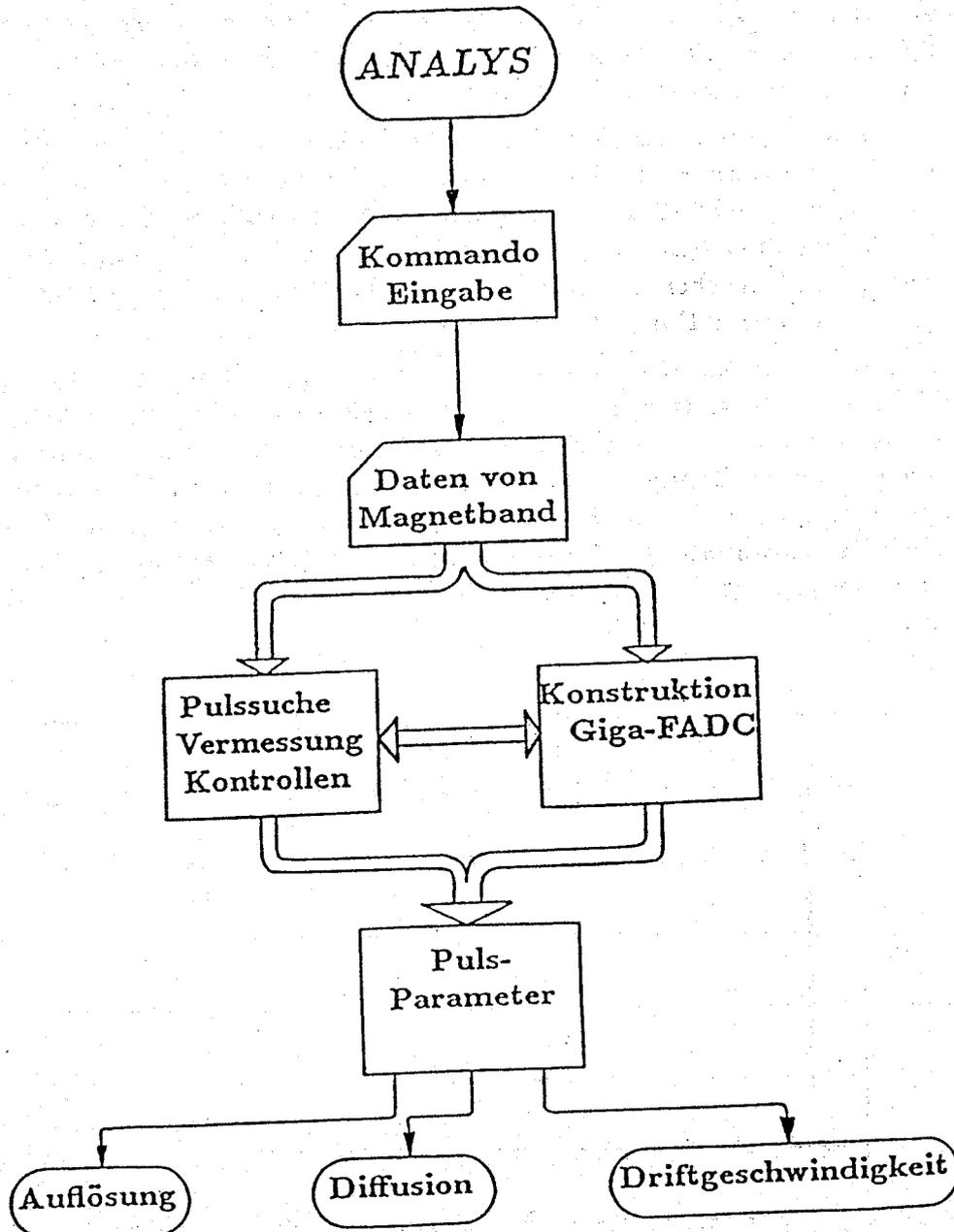


Abb. 5.1: Prinzipskizze Auswertung

5.1 Pulssuche

Das erste Unterprogramm in der Analyseketten liest eventweise die auf Magnetband gespeicherten Daten ein. Pro Ereignis ergibt das für jeden der 14 FADCs ein Feld der Dimension 1024. Betrachtet man die graphische Darstellung einer einzelnen Messung (Abb. 5.2), so erkennt man links den eigentlichen Kammerpuls und rechts den Zeitreferenzpuls. Damit das Programm einen Puls erkennt und akzeptiert, müssen bestimmte Kriterien erfüllt sein:

- **Baseline (engl. für Null-Linie):** Im Zeitbereich vor dem Zeitreferenzsignal in dem kein Kammerpuls liegen sollte, wird der häufigst vorkommende Amplitudenwert als Baseline errechnet (hier Bin 55).
- **Threshold (engl. für Schwelle):** Ein Puls wird erkannt, wenn der Amplitudenwert die Threshold überschreitet und mindestens eine Fläche von 5 Einheiten beinhaltet (1 Einheit entspricht $10 \text{ ns} \times 1 \text{ Amplitudenbin}$). In unserem Fall hat sich eine Threshold von 2 Bins über Baseline (= 30 mV) als ausreichend erwiesen. Die Schwelle ist hoch genug, um Rauschen und Baselineschwanken von $\pm 1 \text{ Bin}$ auszuschließen und niedrig genug, um kleine Pulse zu detektieren.
- **Region of Interest (engl. für Suchbereich):** Da der Elektronenstrahl im DESY nicht gut kollimiert war, wurden vereinzelt außer der normalen Spur weitere 'Ausreißer' - Spuren aufgezeichnet. Deshalb wurde mit kleiner Statistik (ungefähr 100 Ereignisse) der Zeitbereich des eigentlichen Elektronenstrahls und des Zeitreferenzpulses bestimmt. In der Hauptanalyse (3500 Ereignisse) werden nur diese beiden Bereiche nach Pulsen untersucht. Wird in einem der FADCs mehr als ein Puls pro Suchbereich gefunden, so wird das Ereignis verworfen.

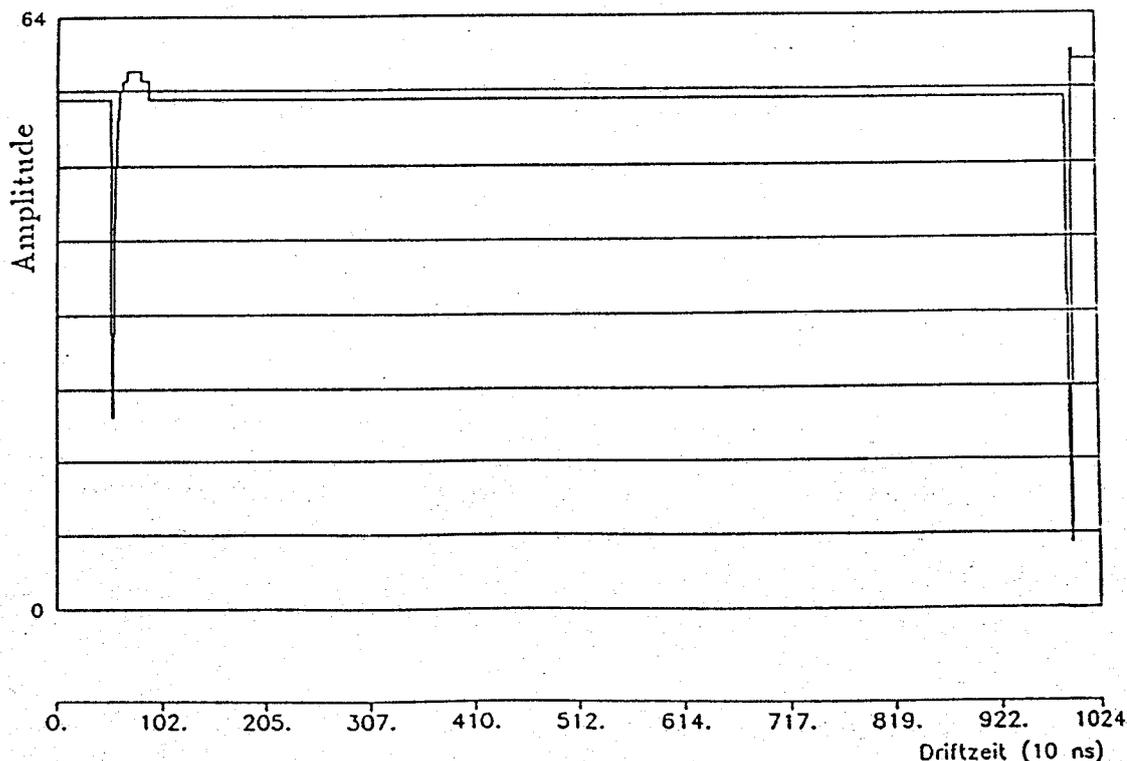


Abb. 5.2: FADC - Aufzeichnung

5.2 Pulsform

Zur quantitativen Erfassung der Pulsform wurden folgende Parameter gewählt (Abb. 5.3):

- maximale Amplitude
- Anstiegs- und Gesamtlänge
- Anstiegs- und Gesamtintegral

Die Anodenspannungen (vergl. 2.3) wurde bei den verschiedenen untersuchten Gasmischungen so eingestellt, daß das Spektrum der Kammerpulse ganz im FADC - Amplitudenbereich (maximal 1 V) aufgelöst werden konnten. Daher lag der Mittelwert (Median) im landauförmigen Amplitudenspektrum (Abb. 5.4) bei allen Gasen etwa gleich (1 FADC - Amplitudenbin = 1/64 Volt).

Für genauere Pulsformstudien wurde der Gigafly - ADC mit einer gegenüber dem FADC zehnfach höheren Zeitaufösung (1 Zeitbin = 1 ns) verwendet (vergl. Abb. 3.6).

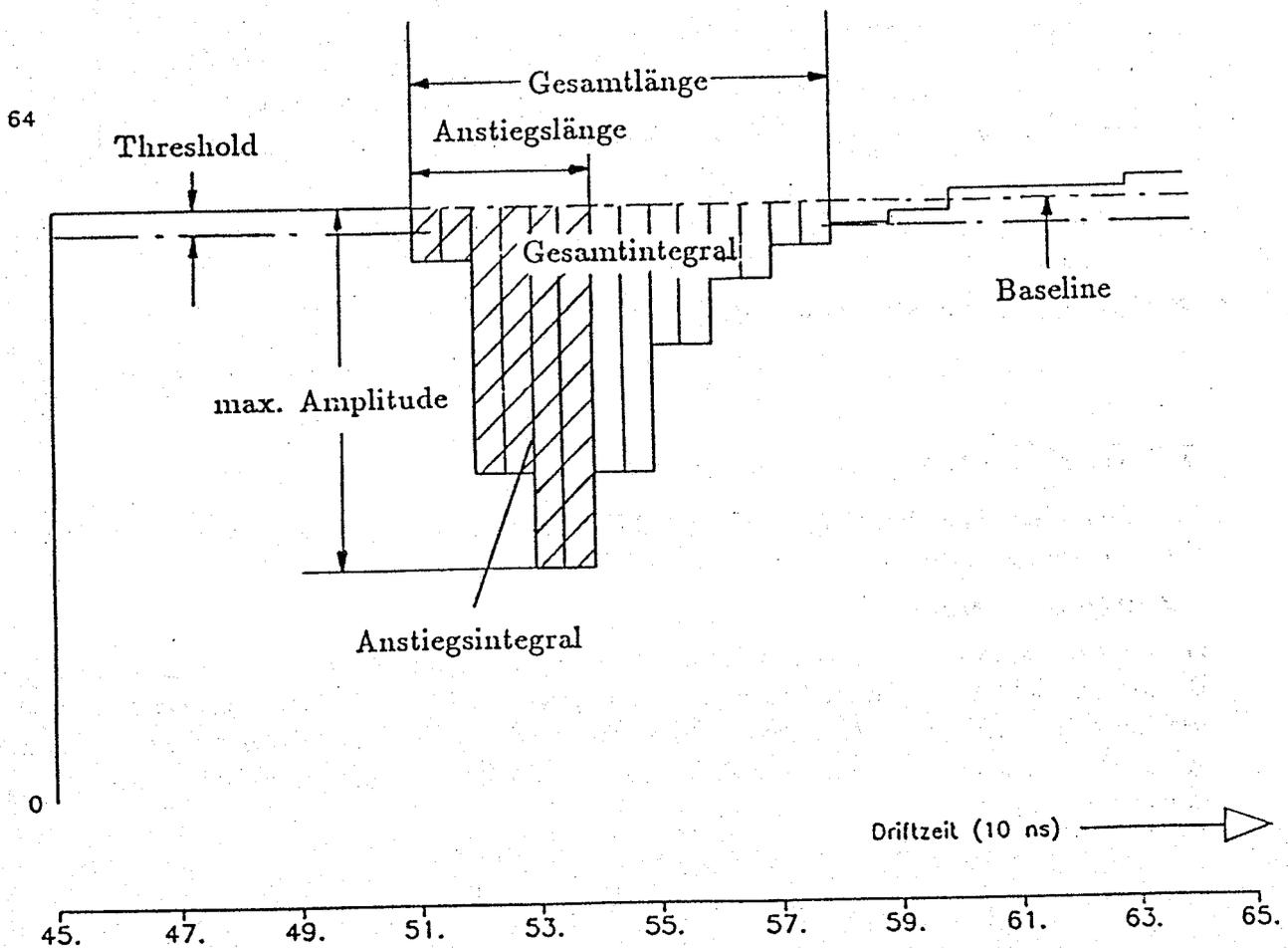


Abb. 5.3: Pulsparameter

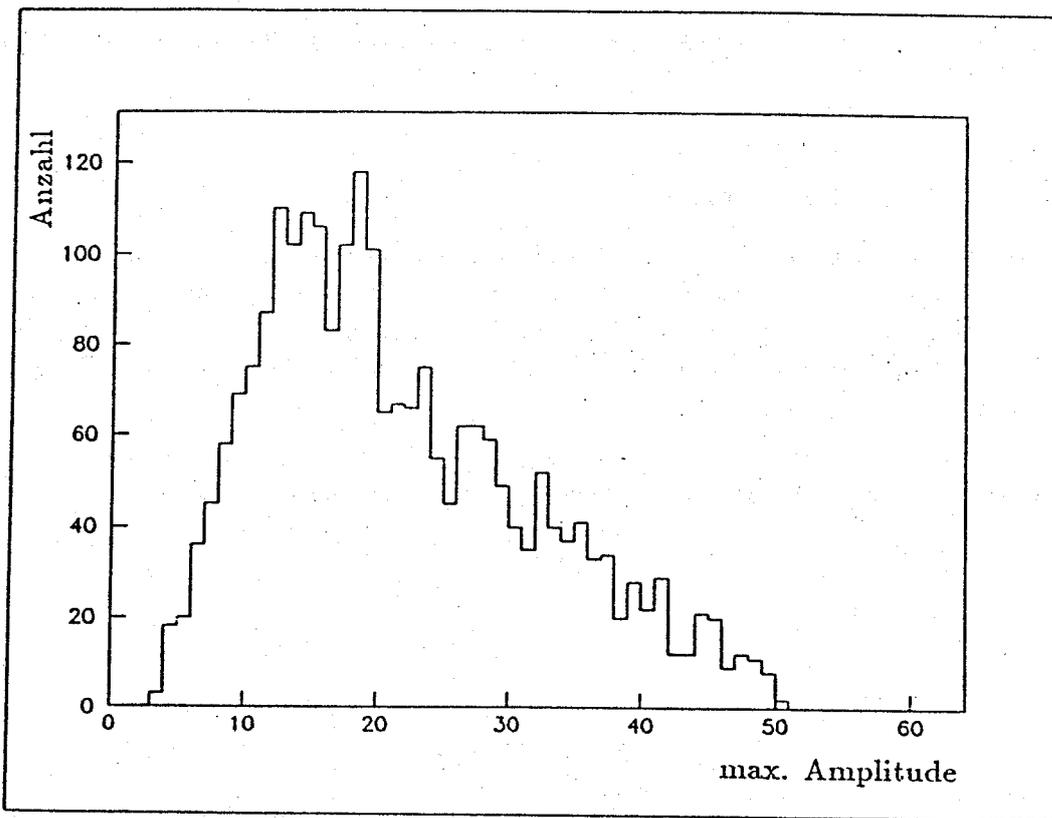


Abb. 5.4: Verteilung max. Amplitude

5.3 Bestimmung der Zeitmarke

Aus den identifizierten Pulsen der FADC - Aufzeichnung werden Zeitmarken berechnet. Hierbei werden zwei Puls - Typen unterschieden:

- Zeitreferenzpuls

Dieser Puls wurde symmetrisch geformt und muß zeitlich lang genug sein, um im 10 ns - Bining der FADCs mehrere Stützstellen zu liefern (Abb. 5.5). Die Flächenschwerpunktmethode (engl. COG = Center Of Gravity) ist das beste Verfahren bei einem symmetrischen Puls eine stabile Zeitmarke festzulegen /HAN87/. Die Formel für dieses Verfahren lautet:

$$t_{COG} = \frac{\sum_{i=a}^b t_i A_i}{\sum_{i=a}^b A_i} \quad (5.1)$$

a : Anfang des Pulses entspricht erstem Bin über Threshold (vergl. 5.1)

b : Ende des Pulses entspricht letztem Bin über Threshold

A_i : Amplitude des Zeitbins i

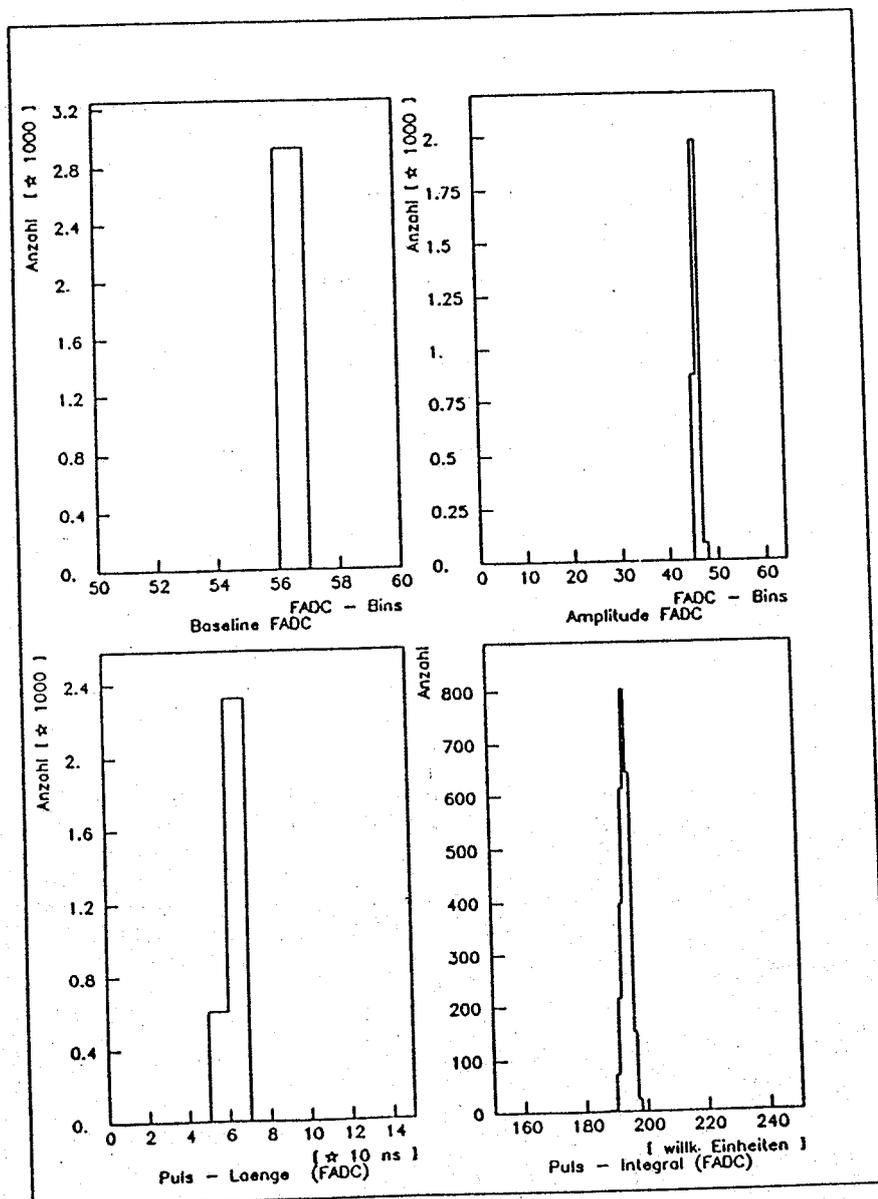
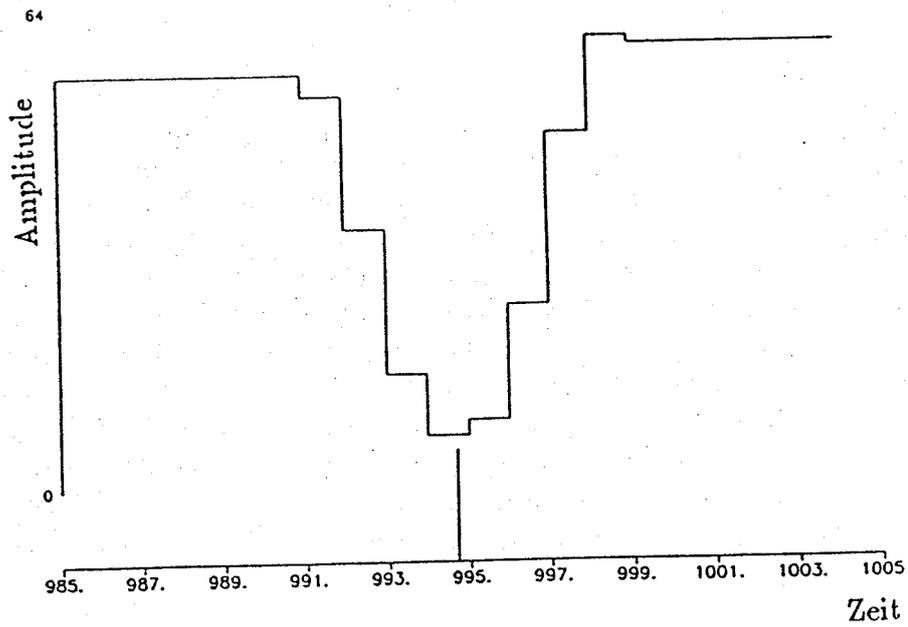


Abb. 5.5: Pulsparameter Zeitreferenzpuls

- Kammer Puls

Dieser Puls ist asymmetrisch und beinhaltet die Ankunftsverteilung der Elektronen am Anodendraht der Driftkammer (Abb. 5.6). Die Form des Pulses hängt von bekannten Parametern (Gasart, Geometrie der Kammer,...), relativ wenig bekannten Größen (Gasverstärkung, Übertragungsfunktion von Auskoppelkreis und Vorverstärker) und von der Güte des FADCs ab. Es ist nicht möglich ohne genauere Untersuchung der Parameter vorherzusagen, in welcher Weise der Puls die physikalischen Informationen beinhaltet. Deshalb verwendeten wir zur Zeitmarkenbestimmung sowohl ein Verfahren, das nur den Anstieg des Pulses berücksichtigt, das DCOG (engl. DCOG = Differential Center Of Gravity), als auch das COG, bei welchem die gesamte Pulsinformation berücksichtigt wird. Beim DCOG wird der Puls differenziert und über den Flächenschwerpunkt der differenzierten Anstiegsflanke die Zeitmarke bestimmt (Abb. 5.7) /DRA86/.

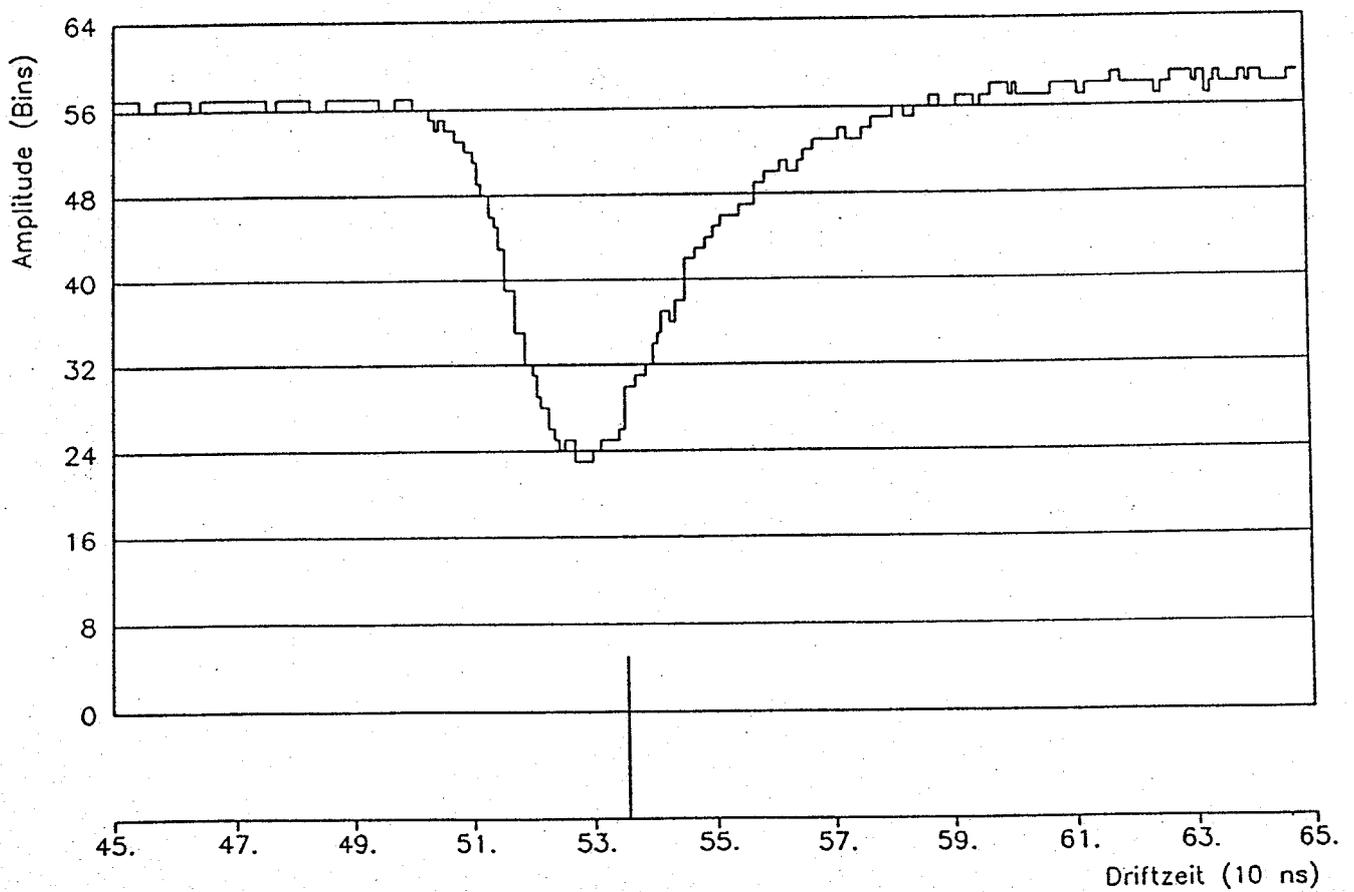


Abb. 5.6: Gigaflash - ADC Kammer Puls

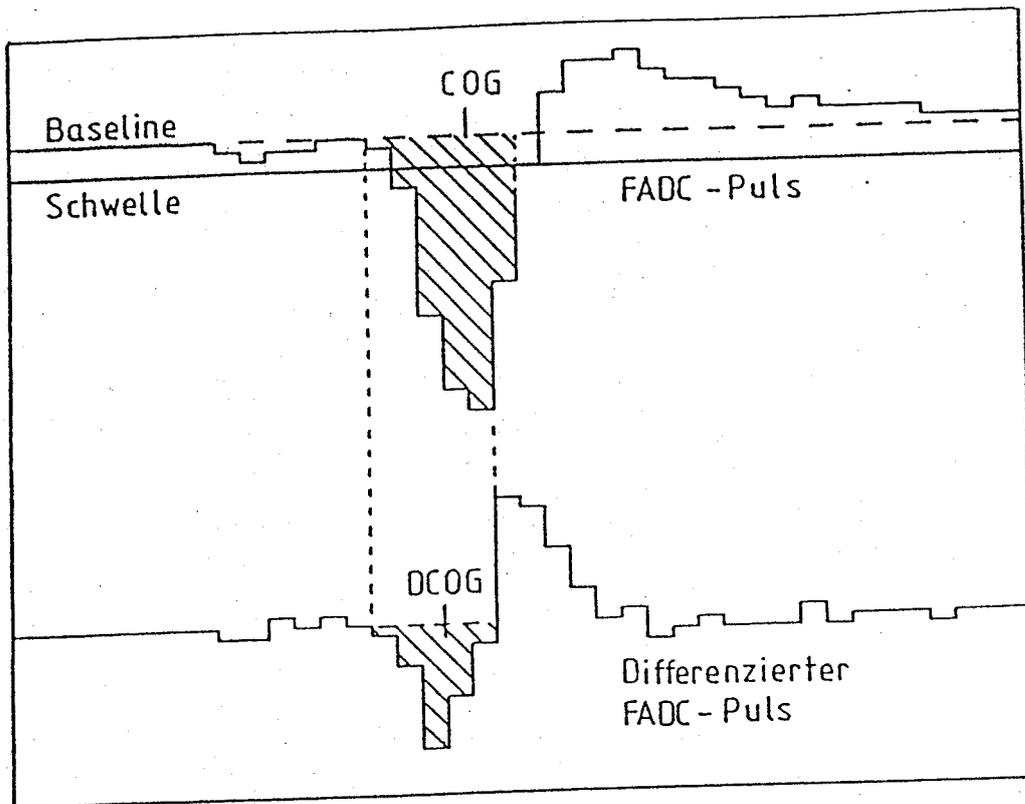


Abb. 5.7: Zeitmarkenbestimmung COG, DCOG

5.4 Genauigkeit des Zeitmaßstabs

Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, beruht die Zeitmessung in unserem Experiment auf dem Zeitreferenz - Verfahren. Nach der Triggerentscheidung wird kapazitiv der Referenzpuls gleichzeitig auf alle Anodendrähte der Kammer eingekoppelt und zusammen mit dem Kammer-signal aufgezeichnet (vergl. Abb. 5.2). Mit Hilfe der Zeitmarke des Referenzpulses werden innerhalb eines aufgezeichneten Ereignisses die Zeitskalen der einzelnen FADCs relativ zueinander geeicht. Durch Verwendung des äußeren quarzstabilisierten Taktgenerators ist der Fehler des FADC internen Zeitmaßstabs zu vernachlässigen. Die Genauigkeit der einzelnen Meßwerte ist durch den Aperturfehler des FADCs je nach Steigung des Analsignals (ΔU) während der Aperturzeit (Δt_{Ap}) gegeben.

- Relative Zeitmessung

Innerhalb eines Ereignisses wird der Referenzpuls zu unterschiedlichen Zeitpunkten von 14 verschiedenen FADCs abgetastet. Je nach Phasenlage zwischen Trigger und Takt ändert sich bei jedem FADC während eines "Runs" (1 Run entspricht 3500 Ereignissen) der Abtastzeitpunkt im Signal. Die Differenz der Referenz - Zeitmarken zweier FADCs sollte während eines Runs konstant bleiben ($D_r = t_i - t_j; i, j = 1-14$). Abbildung 5.8A zeigt die gaußförmige Differenzverteilung der FADCs 1 und 4 mit einer Breite von $\sigma_r = 0,23$ ns).

Diese Breite setzt sich aus den Fehlern der einzelnen FADCs zusammen:

$$\sigma_{rij} = \sqrt{\sigma_{t_i}^2 + \sigma_{t_j}^2} \quad (5.2)$$

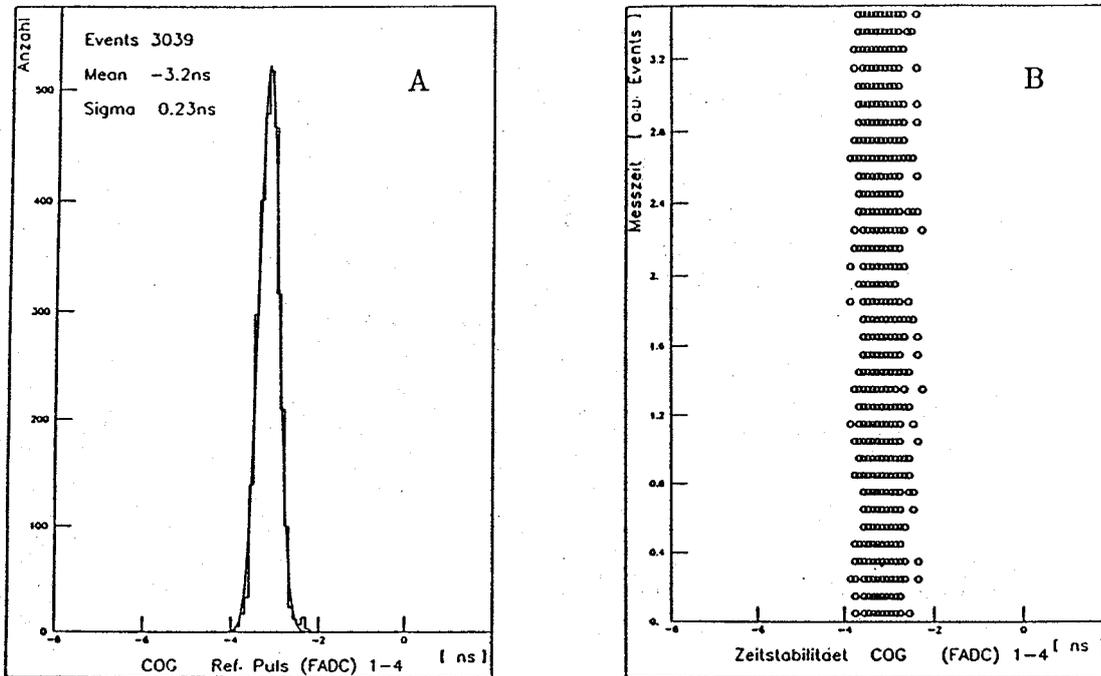


Abb. 5.8: relative Zeitmessung

Diese Verteilung wurde für 14 linear unabhängige FADC Kombinationen aufgenommen und daraus der Einzelfehler (σ_{t_i}) bestimmt. Der mittlere Fehler der relativen Zeitskala beträgt $\langle \sigma_r \rangle = 175$ ps.

In Abbildung 5.8B ist die Differenzverteilung ($D = t_i - t_j$) gegenüber der Meßzeit aufgetragen (Aufnahmerate 2 Hz). Man sieht, daß die relativen Zeitmaßstäbe über der Meßzeit stabil bleiben. Diese (relative) Zeitstabilität ermöglicht den Betrieb des Gigafash - ADCs (vergl. 3.5)

- Absolute Zeitmessung

Die Laufzeiten der Triggerentscheidung und des Referenzsignals müssen für eine absolute Zeiteichung gemessen werden (Kabelllaufzeiten). Die Zeitversetzung zwischen Trigger und 100 MHz - Takt wird mit einem schnellen TDC (Auflösung 100 ps) gemessen. Abbildung 5.9 zeigt das Rechteckprofil dieses TDCs mit einer Breite von exakt 10 ns entsprechend einer Periodendauer des 100 MHz - Taktes.

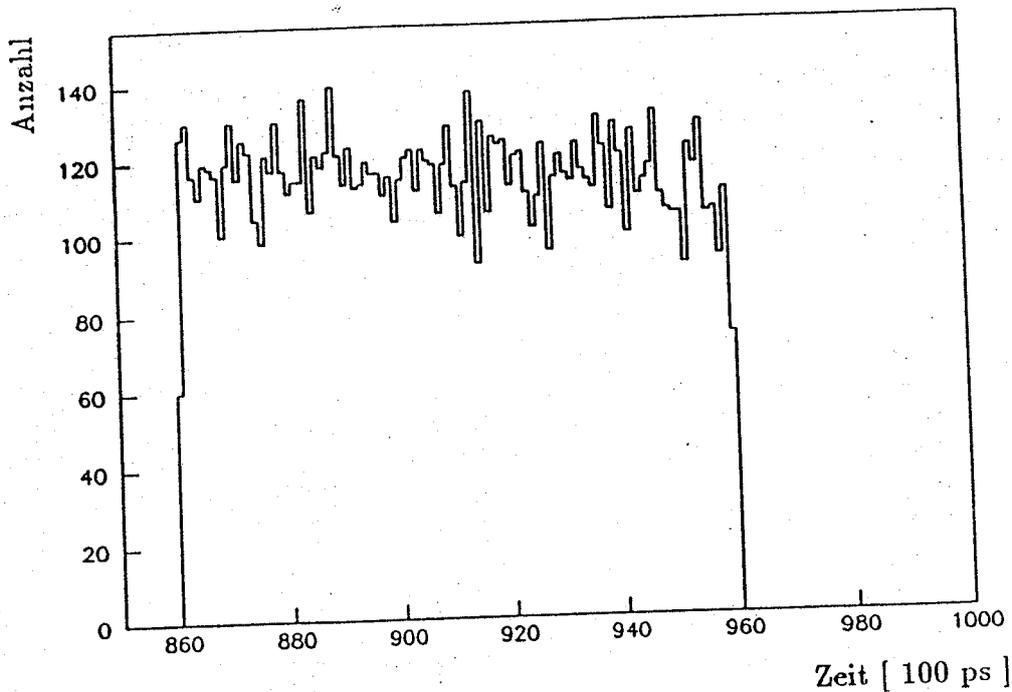


Abb. 5.9: Zeitspektrum "Phasen" - TDC

Werden die Referenz - Zeitmarken mit den oben erwähnten Kabellaufzeiten und dem TDC Wert korrigiert, so erhält man eine absolute Zeitmarke. Abbildung 5.10A zeigt die Verteilung der korrigierten Zeitmarke. Die Breite dieser Verteilung setzt sich aus den relativen Fehlern des FADCs (s.o.), des "Phasen" - TDCs und dem Jitter des Pulsgenerators (Modell 222N Firma Le Croy) zusammen:

$$\sigma_{abs} = \sqrt{\sigma_r^2 + \sigma_{TDC}^2 + \sigma_{Pulsgenerator}^2} \quad (5.3)$$

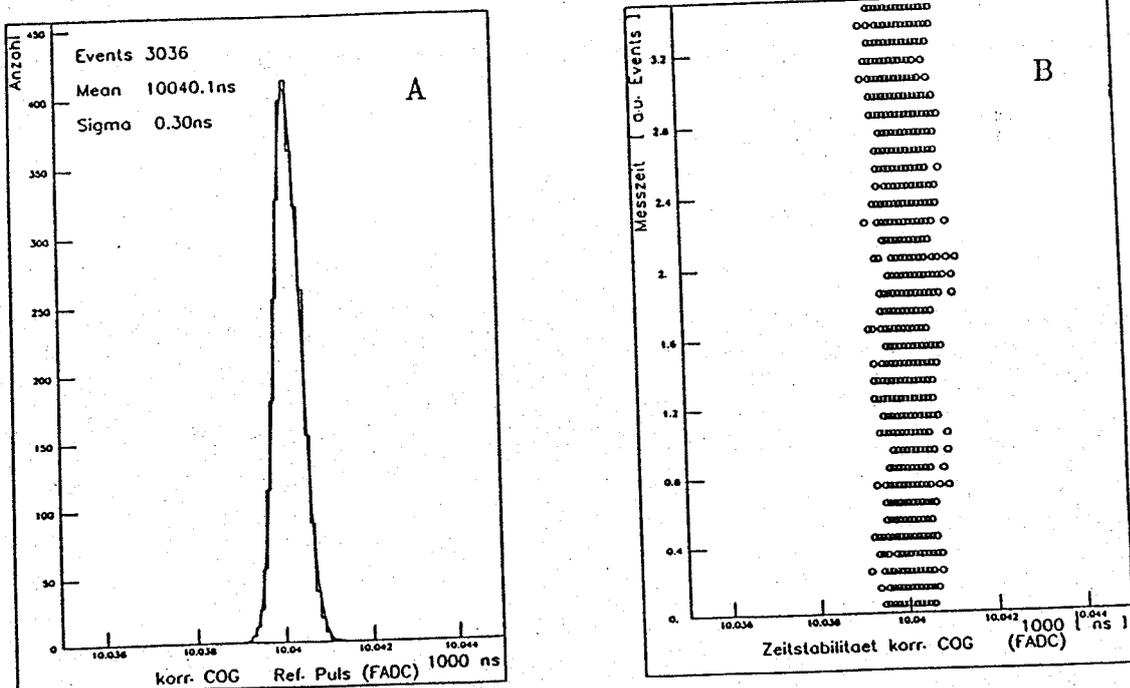


Abb. 5.10: absolute Zeitmessung mit Pulsgenerator Firma Le Croy

Über alle FADCs gemittelt beträgt der Fehler der absoluten Zeitskala $\sigma_{abs} = 0,30$ ns. Abbildung 5.10B zeigt deutlich das Driftverhalten während der Meßzeit.

Tests mit einem besseren Pulsgenerator (DG535 Firma Spectros Copy Instruments) zeigen, daß der Fehler in der absoluten Zeitmessung auf $\sigma_{abs} = 0,21$ ns (Meßzeit 10 Stunden) reduziert werden kann (Abb. 5.11).

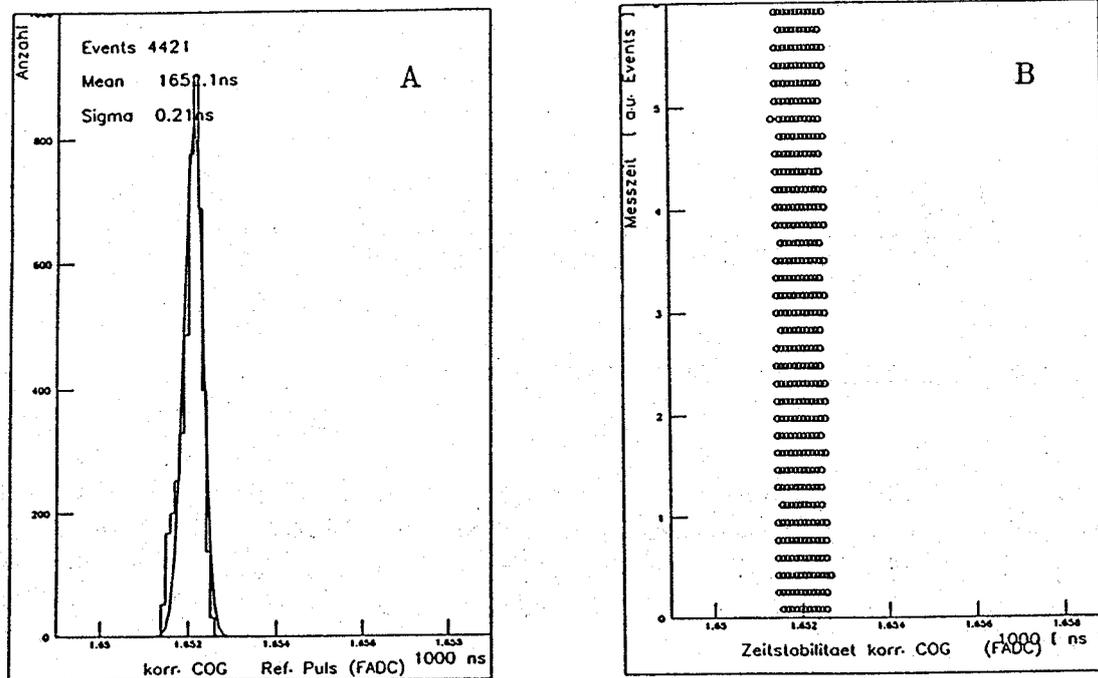


Abb. 5.11: absolute Zeitmessung mit Pulsgenerator Firma Spectros Copy Instruments

5.5 Einfluß der Signalform auf die Zeitmarke

Im Gegensatz zum immer gleichförmigen Zeitreferenzpuls weisen die Kammersignale ein Spektrum verschiedener Pulsformen auf (Abb. 5.12B,C). Mit Hilfe des Gigaflysh - ADCs wurde die Abhängigkeit der Zeitmarke (COG) von Parametern der Pulsform untersucht. Zu jedem Ereignis wurde die Differenz der Kammerpulszeitmarke eines Einzel FADCs und des Gigaflysh - ADCs gebildet (F-G (COG)). Abbildung 5.12A zeigt ein Beispiel dieser gaußförmigen Verteilung mit einer Breite von

$$\sigma_{ges} = \sqrt{\sigma_G^2 + \sigma_{F10}^2} = 0,78 \text{ ns} \quad (5.4)$$

Betrachtet man nur die 10 - fach höhere Zeitaufösung des Gigaflysh - ADCs, so gelangt man zu folgender Fehlerabschätzung:

$$\sigma_G = \frac{1}{10} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^{10} \sigma_{F_i}^2} = \frac{1}{\sqrt{10}} \cdot \langle \sigma_F \rangle \quad (5.5)$$

und

$$\sigma_{ges} = \sqrt{\frac{\langle \sigma_F \rangle^2}{10} + \langle \sigma_F \rangle^2} = \sqrt{\frac{11}{10}} \cdot \langle \sigma_F \rangle \quad (5.6)$$

Hierbei wird aber nicht berücksichtigt, daß der Gigaflysh - ADC und der einzelne FADC dieselbe Amplitudenaufösung haben. Zur Abschätzung des Einzel FADC Fehlers σ_F wird analog zur Vorgehensweise bei der Zeitreferenzmarke im vorigen Kapitel verfahren; d.h. aus der Zeitdifferenz jeweils 2 der 10 zum Gigaflysh - ADC gehörenden Einzel FADCs kann der mittlere Einzel FADC Fehler bestimmt werden:

$$\sigma_{p_{ij}} = \sqrt{\sigma_{F_i}^2 + \sigma_{F_j}^2} \quad (5.7)$$

In diesem Beispiel ist $\sigma_{F_{10}} = 0,65 \text{ ns}$ und mit Gleichung 5.4 $\sigma_G = 0,43 \text{ ns}$, also doppelt so schlecht wie in Gleichung 5.5 angenommen. Die Verteilung (Abb. 5.12A) wurde bei sämtlichen Runs aufgenommen (das entspricht ca. 500000 Ereignissen!). Der mittlere Einzel FADC Fehler betrug $\langle \sigma_p \rangle = 0,8(\pm 0,2) \text{ ns}$, je nach Größe der aufgezeichneten Pulse.

Abbildung 5.12D,E verdeutlichen die starke Abhängigkeit der Zeitmarkenbestimmung von der Pulsform. Mit größerer maximaler Amplitude bzw. steigendem Integral der Pulse wird die Abweichung der FADC Zeitmarke von der Gigaflysh - ADC Zeitmarke zunehmend geringer. Die Differenzverteilung konvergiert bei größer werdenden Pulsen gegen denselben Wert, der der Genauigkeit des Zeitmaßstabs entspricht (vergl. Gleichung 5.4).

- Driftzeit

Die Definition der Driftzeit lautet:

$$t_D = t_{Puls} - t_{Ref} + konst \quad (5.8)$$

Die Zeit t_{Ref} wird subtrahiert, da sich die Referenz - Zeitmarke am Ende der FADC Zeitskala befindet. Die Konstante (*konst*) ist größer als t_{Ref} gewählt, um positive Driftzeiten zu erhalten und dient außerdem zur Korrektur der Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen FADCs.

Faßt man den Fehler des relativen Zeitmaßstabs $\langle \sigma_r \rangle = 175 \text{ ps}$ und den mittleren Fehler der Kammerpuls Zeitmarke $\langle \sigma_p \rangle = 0,8(\pm 0,2) \text{ ns}$ zusammen, so ergibt sich der mittlere Fehler der Driftzeitmessung zu:

$$\sigma_{t_D} = \sqrt{\langle \sigma_r \rangle^2 + \langle \sigma_p \rangle^2} = 0,82(\pm 0,2) \text{ ns} \quad (5.9)$$

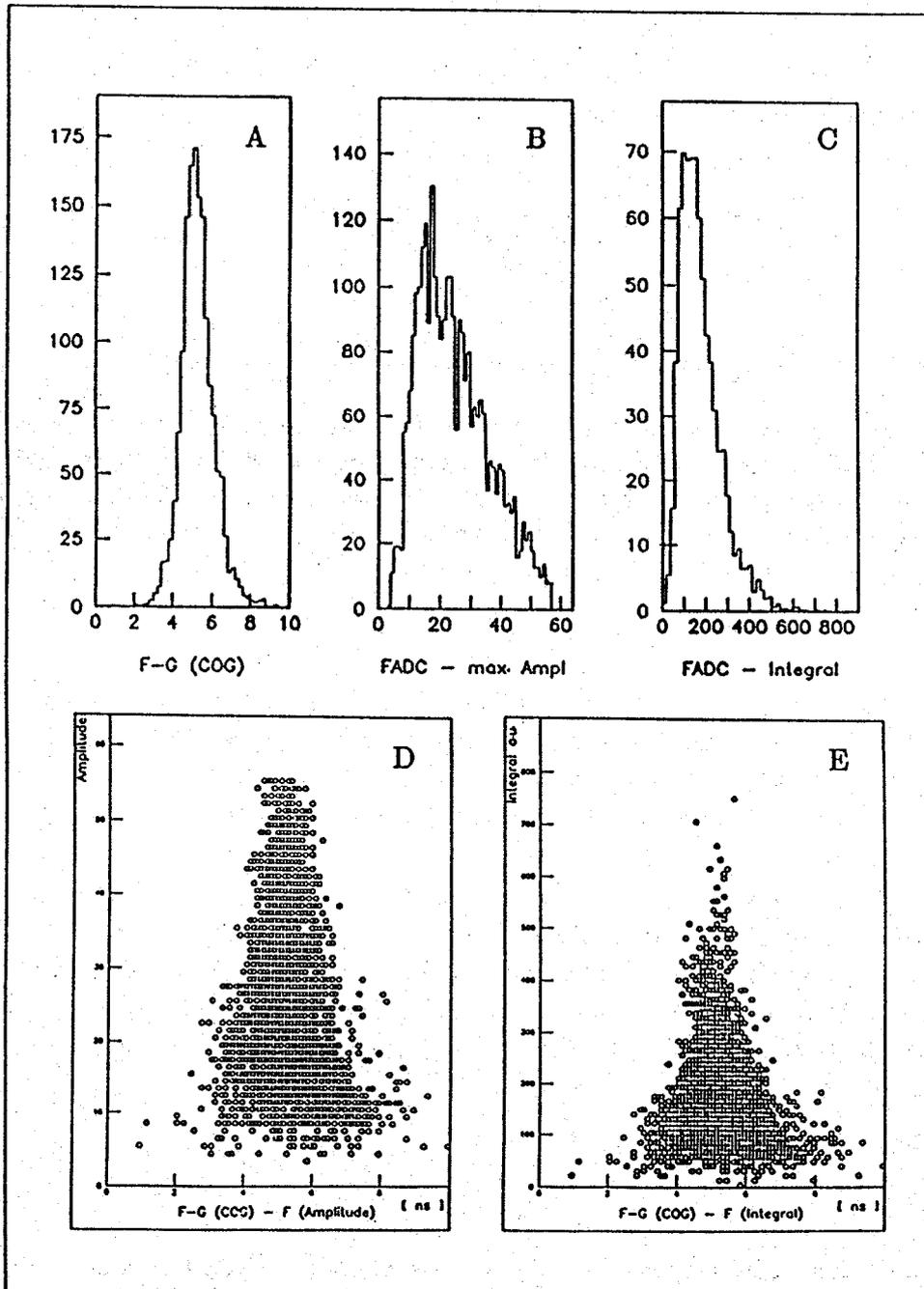


Abb. 5.12: Pulsformparameter und Zeitmarke

5.6 Diffusion und Signalform

Wie in Kapitel 2 beschrieben, sind verschiedene statistische Prozesse wie Primärionisation, Transportvorgänge und Gasverstärkung an der Entstehung des Kammer Signals beteiligt. Setzt man voraus, daß die FADC Amplitude proportional dem ausgekoppelten Strom (vergl. 3.3.3) am Kammerdraht ist, so ist das Integral des Pulses proportional zur Ladung am Draht.

Betrachtet man die räumliche Verteilung der Ladungen am Draht (zur Vereinfachung 2-dimensional), so sind zwei unterschiedliche Extremverteilungen vorstellbar (Abb 5.13).

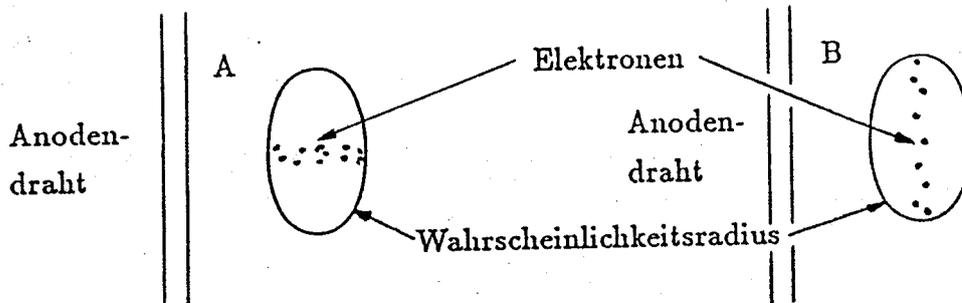


Abb. 5.13: Extrema der räumlichen Ladungsverteilung

Im Fall A sollte die Amplitude des resultierenden Pulses relativ klein und das Signal zeitlich lang sein und im Fall B sehr kurz und mit hoher maximaler Amplitude. D.h. zu einer konstanten Ladungsmenge = Integral muß das Produkt aus Amplitude und Länge ebenfalls konstant sein. Abbildung 5.14 zeigt bei festgehaltenem Integralintervall (1400 bis 2400 a.u.) den erwarteten Hyperbelverlauf, womit die Gültigkeit der oben erwähnten Proportionalitäten gezeigt wäre.

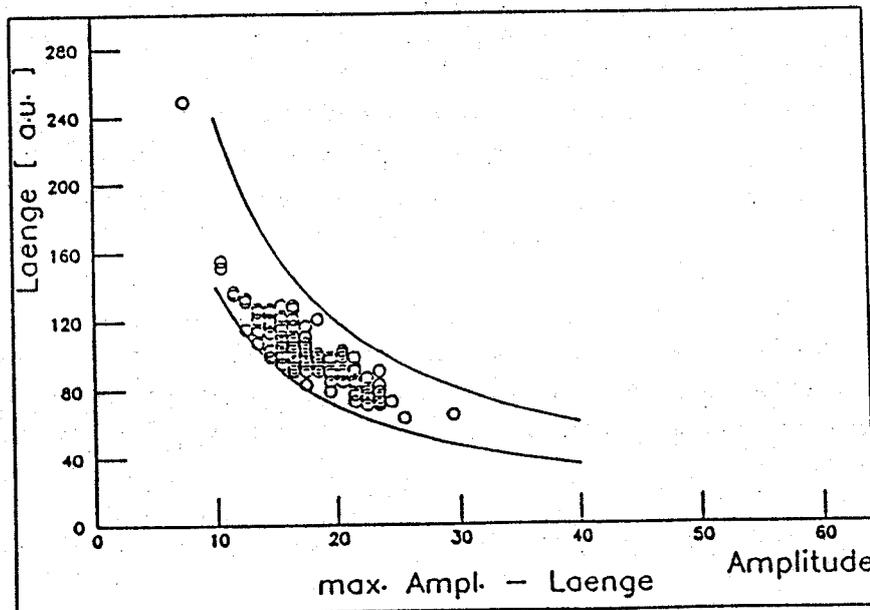


Abb. 5.14: max. Amplitude gegen Länge

In erster Näherung wäre nun zu vermuten, daß an den unterschiedlichen Kammerpositionen (gleiche Gasmischung bei gleichem Driftfeld) im Mittel dieselbe Ladung = Integral

registriert wird. Durch den Einfluß der longitudinalen Diffusion sollten die Pulslängen mit wachsender Driftstrecke größer werden und die maximalen Amplituden gemäß Amplitude \times Länge = konst. abnehmen. Die Längenänderung durch longitudinale Diffusion kann durch Gleichung 2.14 beschrieben werden:

$$\sigma_l(x) = \sqrt{2D} \cdot \sqrt{t_D} = \sqrt{\frac{2D}{v_D}} \cdot \sqrt{x} \quad (5.10)$$

Für konstante Driftgeschwindigkeit ist der erste Wurzelausdruck konstant

$$\sigma_l(x)^2 = Kx \quad \text{mit} \quad K = \frac{2D}{v_D} \quad (5.11)$$

Setzt man als Maß für die Verbreiterung $\sigma_l(x)$ die Pulslänge L ein und betrachtet zwei verschiedene Kammerpositionen, x_1, x_2

$$L(x_1) = K \cdot x_1 \quad (5.12)$$

$$L(x_2) = K \cdot x_2 \quad (5.13)$$

so ergibt sich die Diffusionskonstante K zu:

$$K = \frac{L(x_1) - L(x_2)}{x_1 - x_2} \quad (5.14)$$

Abbildung 5.15 zeigt am Beispiel Ar/CO₂/C₂H₆ 20/75/5 (1000 V/cm) die Bestimmung von K , wo bei konstanter Driftgeschwindigkeit (konstantem E -Feld) die mittleren Pulslängen quadratisch über den Relativpositionen der Kammer aufgetragen sind und eine Gerade nach Gleichung 5.14 durch die Punkte gefittet wurde (χ^2 -Fit). Im Gegensatz zur ersten Näherung (s.o.) zeigt auch das mittlere Integral der Pulse dasselbe Verhalten, während die mittlere maximale Amplitude sich kaum ändert (Abb. 5.16). Dieses Verhalten zeigt sich bei allen getesteten Gasmischungen bei verschiedenen Driftgeschwindigkeiten.

Das Anwachsen der Pulsintegrale mit steigender Driftstrecke täuscht einen nur scheinbaren Ladungszuwachs vor. Zur Klärung dieses Sachverhaltes sind die mikroskopischen Vorgänge bei der Gasverstärkung am Anodendraht zu betrachten. Mit längerem Driftweg driften die Ladungen sowohl in Driftrichtung (longitudinale Diffusion) als auch senkrecht dazu (transversale Diffusion) auseinander und das Raumvolumen der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen nimmt zu. Durch die abnehmende Ladungsträgerdichte am Draht wird der Abschirmeffekt (vergl. 2.3) mit steigender Driftstrecke geringer und somit steigt auch das mittlere Integral der Pulse.

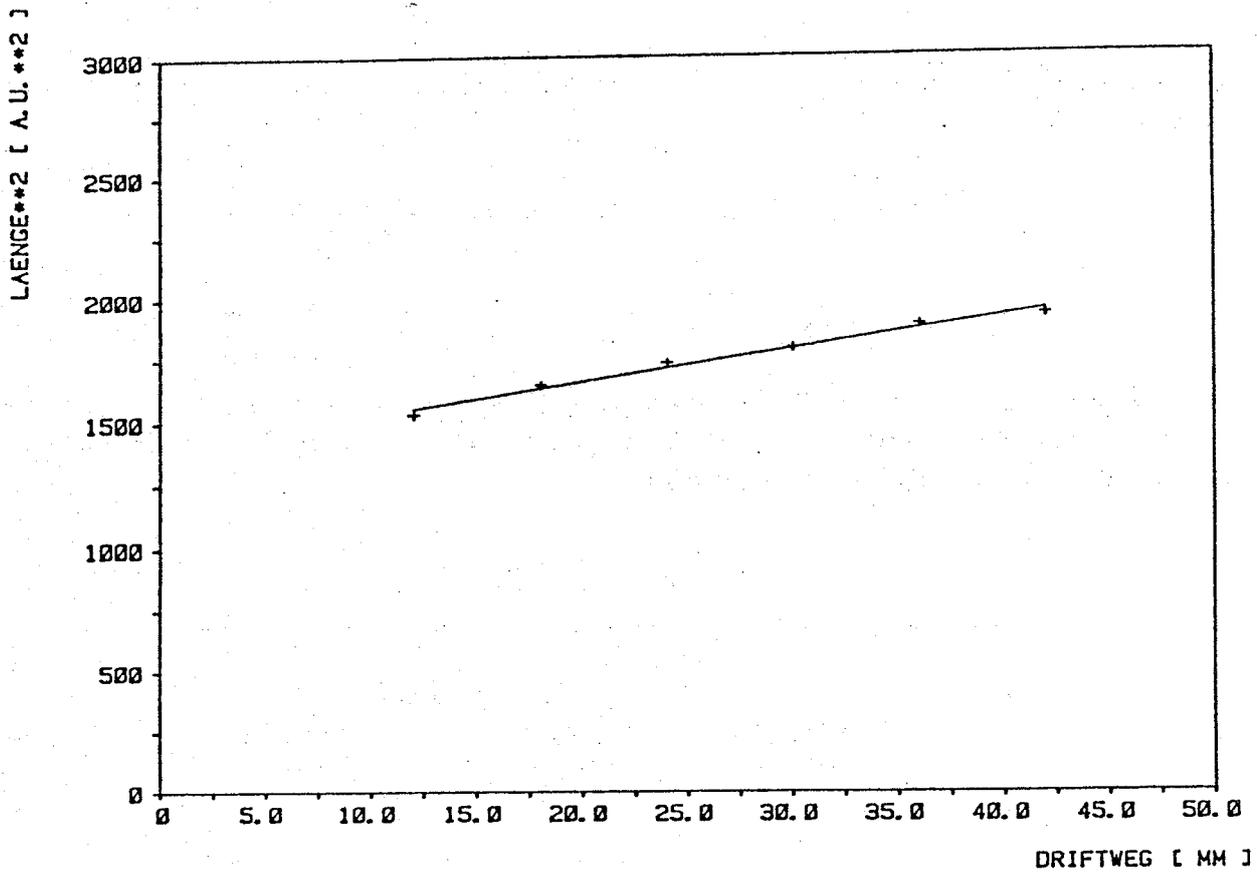


Abb. 5.15: Pulslänge und Diffusionskonstante

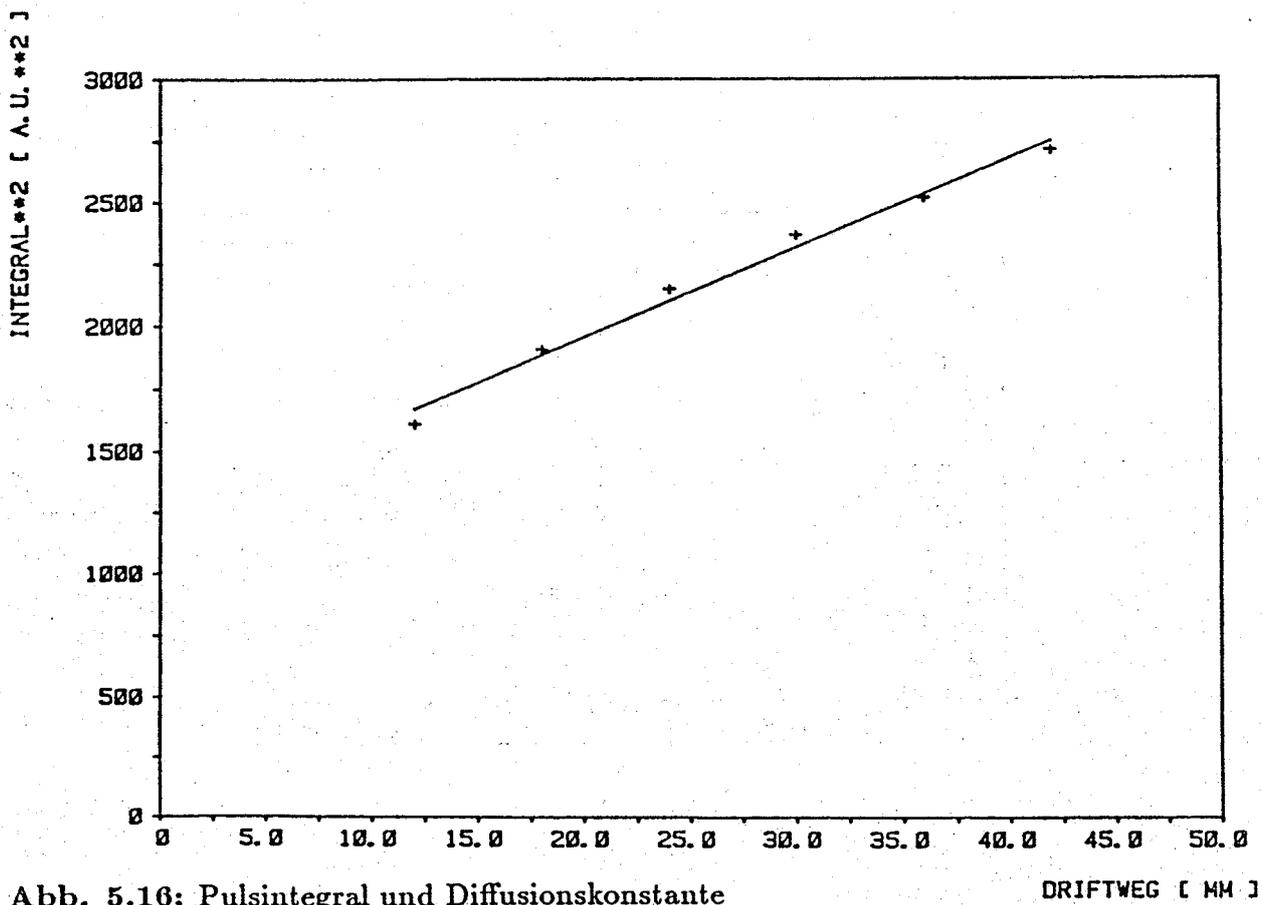


Abb. 5.16: Pulsintegral und Diffusionskonstante

Als Maß für das Abflachen der Pulse werden zwei neue Pulsformparameter eingeführt (Abb. 5.17A):

$$\text{vorderer Winkel} \quad \alpha = \arctan \frac{\text{max. Amplitude}}{\text{Anstiegslänge}}$$

$$\text{hinterer Winkel} \quad \beta = \arctan \frac{\text{max. Amplitude}}{\text{hintere Länge}}$$

Abbildung 5.17B,C zeigen die landauförmigen Spektren von α und β . Die Verkleinerung des Mittelwertes (Median) dieser Verteilungen mit steigender Driftstrecke ist ein anschauliches Maß für den Pulsabflachungseffekt.

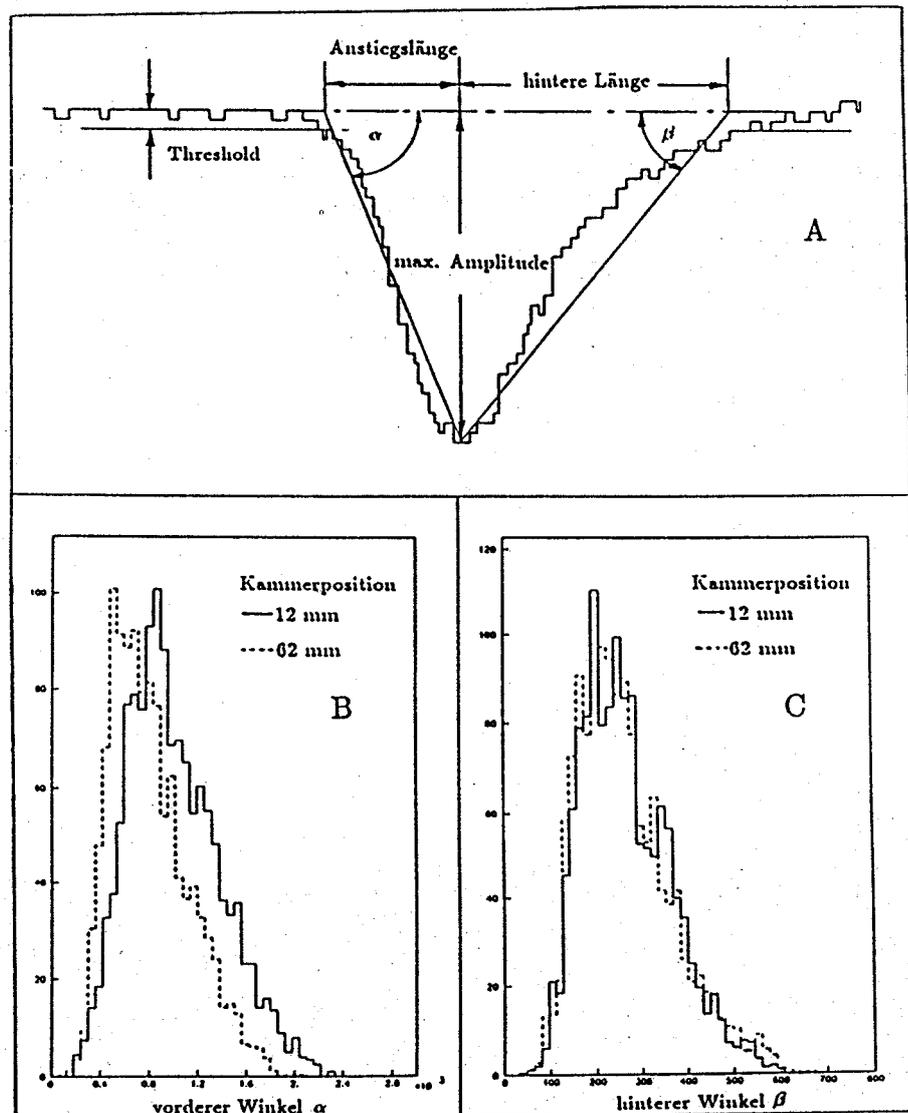


Abb. 5.17: Winkel als Pulsparameter

Einen Hinweis darauf, ob die physikalische Information im vorderen Teil oder im ganzen Puls liegt, liefert der Vergleich zwischen Parametern des Anstiegs und des abfallenden Teils des Pulses als Funktion der Driftstrecke. Da die Zeitmarkenbestimmung über die verschiedenen Flächenschwerpunkte (COG, DCOG) erfolgt und für Energieverlustmessungen ebenfalls das Pulsintegral verwendet wird, bietet es sich an, Anstiegs- und Gesamtintegral als Parameter zu verwenden. Angenommen der hintere Teil des Pulses wäre nur durch die Zeitkonstante der Elektronik bestimmt, so sollte sich das hintere Integral des Pulses mit steigender Driftstrecke nicht ändern, da die mittlere maximale Amplitude ungefähr konstant bleibt. Dieses Verhalten konnte tatsächlich bei Ar/C₂H₆ 50/50 (600 V/cm) beobachtet werden. Somit ist das DCOG anscheinend die bessere Methode der Zeitmarkenbestimmung wie auch aus den Auflösungskurven (vergl. Anhang A8 - A10) zu ersehen ist. Andererseits stellt man fest, daß mit steigendem E - Feld auch das hintere Integral mit wachsender Driftstrecke bei dieser Gasmischung größer wird und deshalb das COG mehr an Bedeutung gewinnt. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 5.18 die prozentualen Änderungen (über die gesamte Driftstrecke) des Anstiegs- und des hinteren Integrals für zwei Gasmischungen über dem E - Feld aufgetragen.

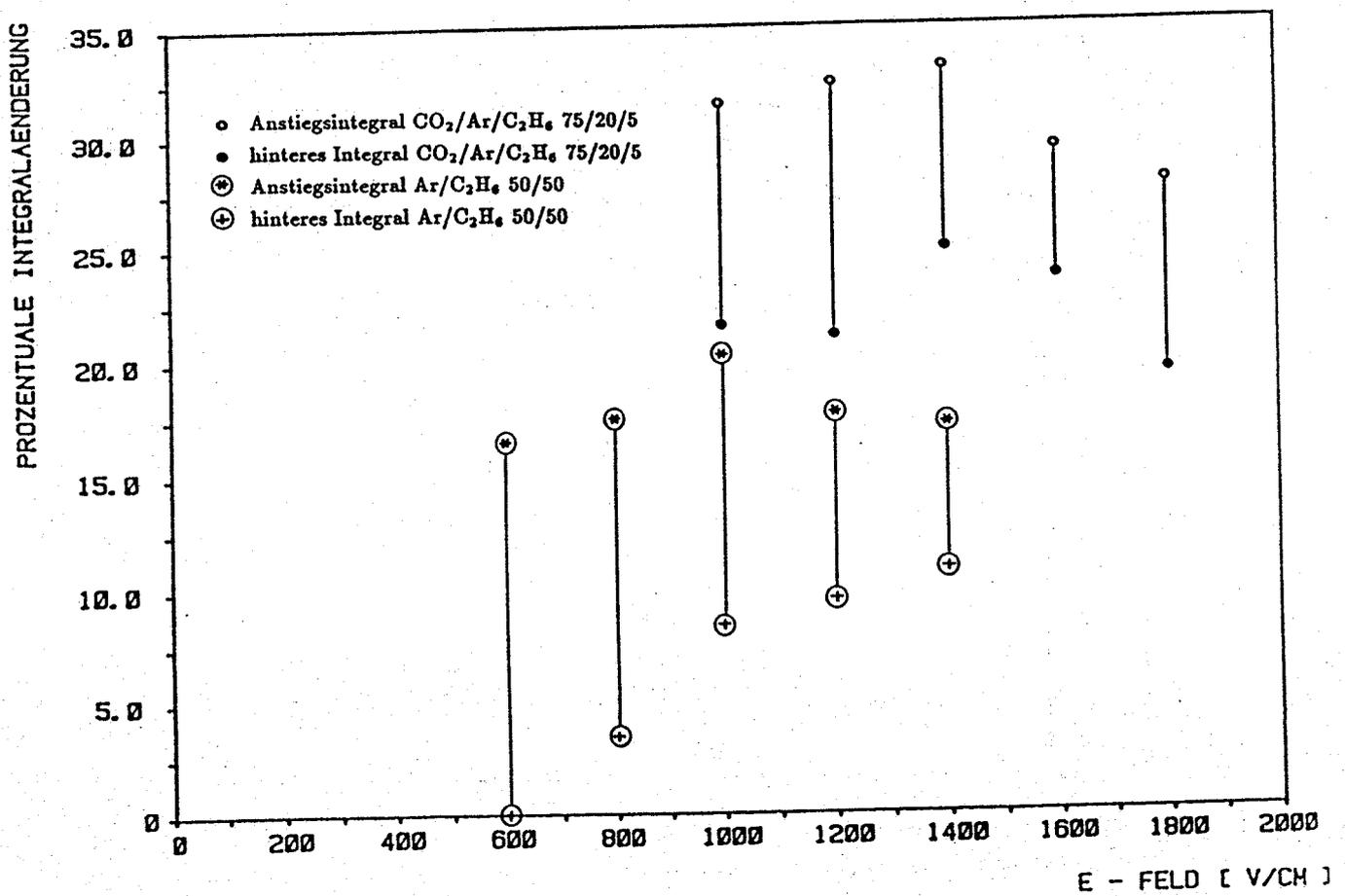


Abb. 5.18: Prozentuale Abweichung der Integrale

5.7 Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Die Driftgeschwindigkeit ergibt sich aus dem Quotienten Driftweg durch Driftzeit:

$$v_D = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (5.15)$$

Da das elektrische Feld innerhalb des Driftraumes der Kammer homogen und konstant ist (vergl. 3.1), ist dort die Driftgeschwindigkeit ebenfalls konstant. Die Methode der Driftgeschwindigkeitsbestimmung wird am Beispiel eines Anodendrahtes bei der Gasmischung Ar/C₂H₆ 50/50 mit einem Driftfeld von 1200 V/cm erläutert:

An 6 um jeweils 10 mm verschobenen Positionen der Driftkammer (Meßuhr) wurden über je 3500 Ereignisse die Driftzeiten mit verschiedenen Zeitmarken - Verfahren (COG, DCOG) ermittelt. Abbildung 5.19 zeigt die Zeitverteilung (COG) bei der Meßuhrposition 0 mm (entspricht 12 ± 3 mm Entfernung zum Anodendraht). Als stabilster Mittelwert der "Beam" - Profile hat sich der Median /TON87/ herausgestellt.

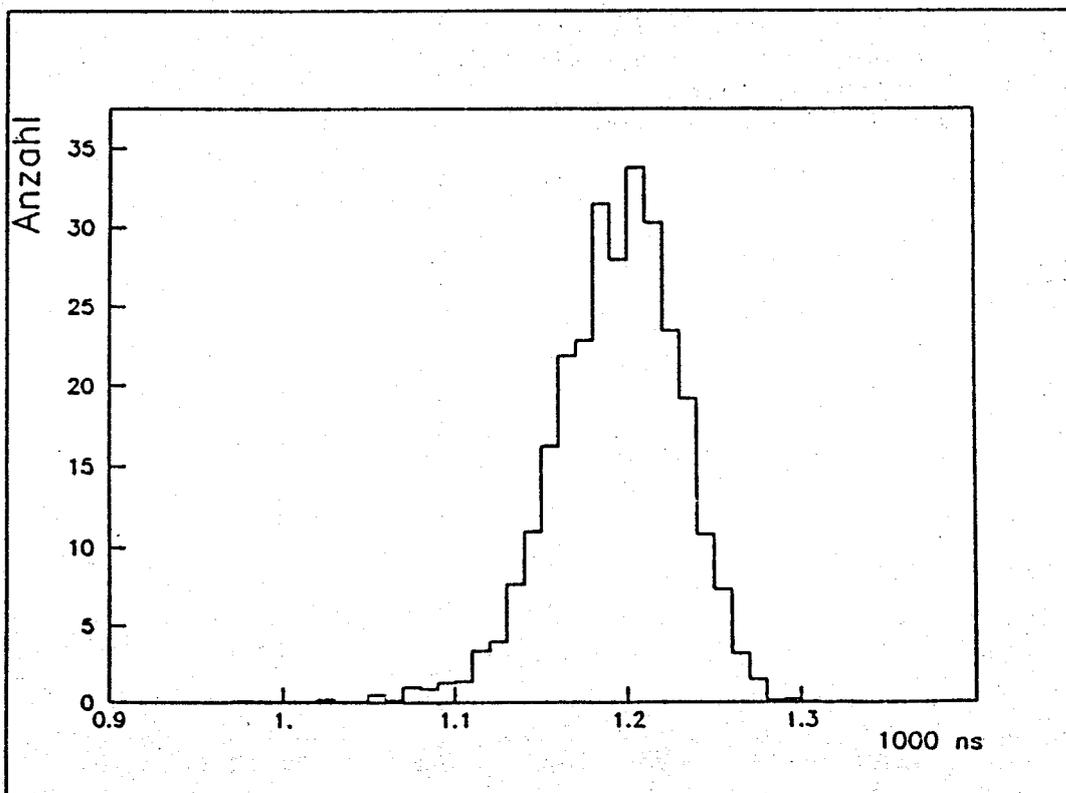


Abb. 5.19: Beam Profil (COG)

Die 6 Zeitmittelwerte werden gegen die Meßuhrposition aufgetragen (Abb. 5.20). Durch die Punkte dieser Ortsdriftzeitbeziehung (ODZ) wird eine Gerade gefittet (χ^2 - Fit). Die Steigung dieser Gerade beträgt in diesem Beispiel $v_D = 52,52 \mu\text{m/ns}$.

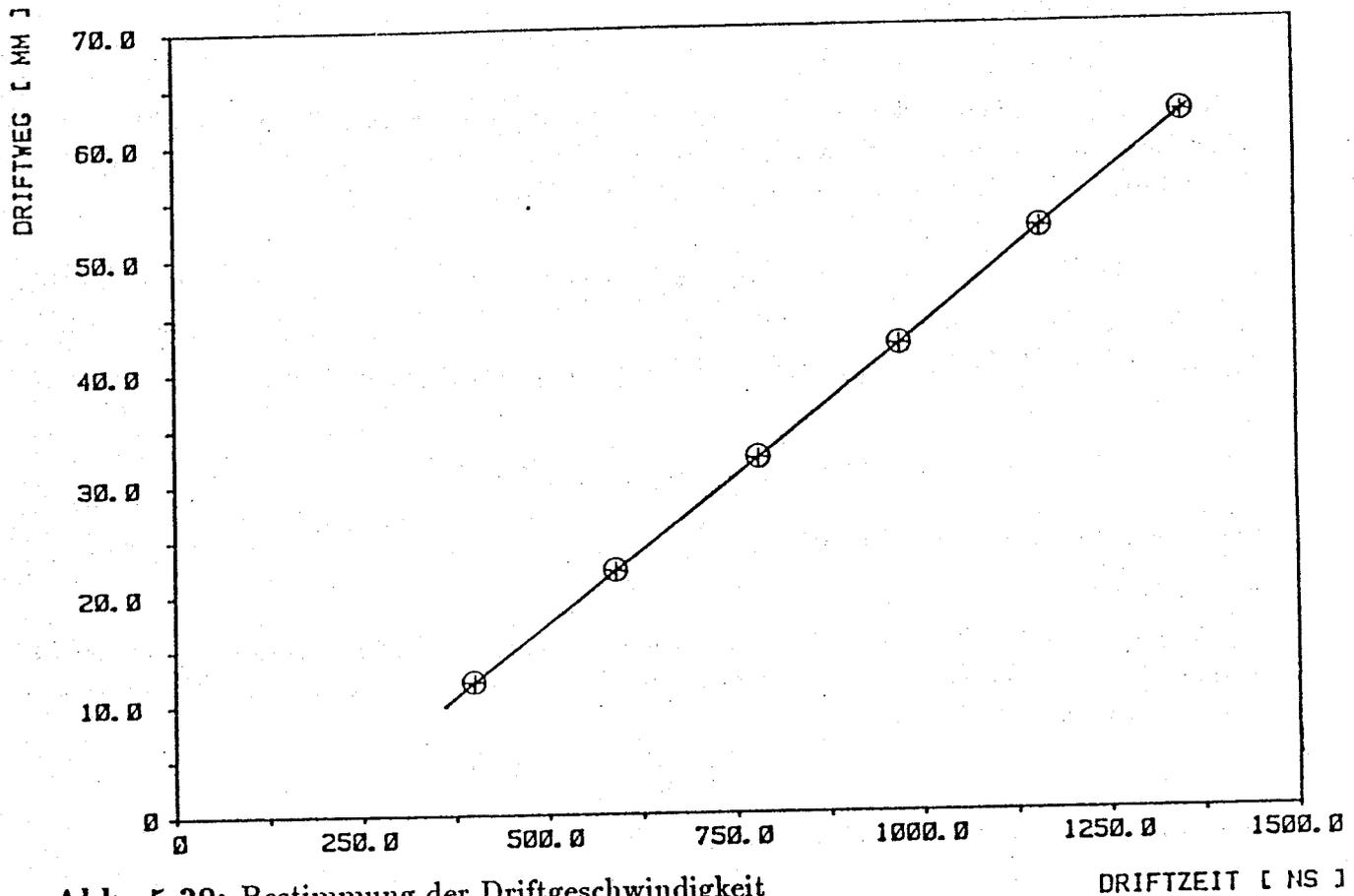


Abb. 5.20: Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

DRIFTZEIT [NS]

Fehlerbetrachtung zur Driftgeschwindigkeit

– Zeitmarke

Mit dem anstiegsbetonten Zeitmarkenverfahren (DCOG) erhält man gegenüber dem Gesamtpulsverfahren (COG) eine ca. 0,2 % höhere Driftgeschwindigkeit. Dieser Effekt kann mit der Diffusion erklärt werden. Mit steigender Driftstrecke werden die Pulse länger und das Integral steigt (vergl. 5.6). Deshalb werden auch die Zeitmarken der Pulse zu längeren Driftzeiten verschoben. Aufgrund des kleineren Integrals beim DCOG ist der Zeitverschiebungseffekt geringer als beim COG und führt somit zu einer größeren Steigung der Geraden in der Ortsdriftzeitbeziehung (entspricht höherer Driftgeschwindigkeit). Wird bei der Ortsbestimmung zur Transformation der Driftzeiten die scheinbar höhere Driftgeschwindigkeit verwendet, so kürzt sich dieser Fehler wieder heraus.

– Position

Die Position der Kammer wurde mit einer Meßuhr kontrolliert. Der Positionsfehler wird

mit $\delta = \pm 2 \mu\text{m}$ abgeschätzt. Der relative Fehler

$$\sigma_{\text{Position}} = \frac{\delta_x}{\Delta x} = \frac{2 \mu\text{m}}{10000 \mu\text{m}} \sim 2 \cdot 10^{-5} \quad (5.16)$$

ist also zu vernachlässigen.

– Zeitmessung

Schätzt man den Fehler der Driftzeitmessung großzügig zu $\pm 1\text{ns}$ (Gleichung 5.9) bei einer Einzelmessung ab und berücksichtigt man den statistischen Fehler bei etwa gaußförmiger Verteilung von 3500 Ereignissen, so beträgt dieser Fehler

$$\delta_t = \frac{1 \text{ ns}}{\sqrt{3500}} = 0,017 \text{ ns} \quad (5.17)$$

Selbst bei einer hohen Driftgeschwindigkeit von $50 \mu\text{m}/\text{ns}$ beträgt der relative Fehler nur

$$\sigma_t = \frac{\delta_t}{\Delta t} = \frac{0,017 \text{ ns}}{200 \text{ ns}} = 8,5 \cdot 10^{-5} \quad (5.18)$$

und kann ebenfalls vernachlässigt werden.

– Driftfeld

Die Widerstände des Driftfeld - Spannungsteilers haben eine Toleranz von $\delta_{E1} = 0,1\%$. Der Abstand zweier Feldformungsdrähte (10 mm) ist auf $\pm 50 \mu\text{m}$ bekannt. Das entspricht einem relativen Fehler von

$$\delta_{E2} = \frac{50 \mu\text{m}}{10000 \mu\text{m}} = 0,5\% \quad (5.19)$$

Der relative Fehler des E - Feldes beträgt daher

$$\sigma_E = \sqrt{\delta_{E1}^2 + \delta_{E2}^2} = \sqrt{(0,1\%)^2 + (0,5\%)^2} \sim 0,5\% \quad (5.20)$$

Da die Änderung der Driftgeschwindigkeit mit dem E - Feld nicht linear verläuft, machen sich die Feldinhomogenitäten bei verschiedenen Feldstärken unterschiedlich stark bemerkbar.

– Druck

Da sich mit der Dichte des Gases die mittlere freie Weglänge der Elektronen ändert, hängt auch die Driftgeschwindigkeit vom Druck ab (vergl. 2.2). Durch den Einsatz einer sehr gleichmäßig fördernden Drehschieberpumpe konnte der Druck in der Kammer auf $\delta_P = \pm 3 \text{ mbar}$ konstant gehalten werden. Mit dem Simulationsprogramm WIRCHA /WIR83/ wurde der relative Fehler σ_P in der Driftgeschwindigkeit je nach Kurvenverlauf der Driftgeschwindigkeit über dem E - Feld (vergl. Abb. 5.21) abgeschätzt zu:

$$0,002\% \leq \sigma_P \leq 0,21\%$$

- Absolute Genauigkeit

Ohne genaue Kenntnis des mikroskopischen Verhaltens der Elektronen in der Driftkammer und der Übertragungsfunktion des Signals bis zum FADC, kann nicht entschieden werden, welche Methode der Zeitmarkenbestimmung die physikalisch richtige ist. Sieht man von dieser Fehlerquelle ab, so kann die Driftgeschwindigkeit mit unserem Aufbau sicher besser als 0,5 % genau bestimmt werden.

- Reproduzierbarkeit

Zum Vergleich haben wir die gleiche Gasmischung Xe/C₂H₆ 70/30 im April und Oktober untersucht. Trotz eines anderen Koppelkondensators (4,7 nF statt 470 pF) und einer um 50 V höheren Anodendrahtspannung konnte die Driftgeschwindigkeit auf 0,3 % wieder reproduziert werden.

- Meßergebnisse

In Abbildung 5.21A-D sind die mit dem Gigafash - ADC bestimmten Driftgeschwindigkeiten (COG - Verfahren) für alle getesteten Gasmischungen über dem elektrischen Feld aufgetragen. Die (genauen) Zahlenwerte sind den Auflösungskurven Anhang A1 bis A17 zu entnehmen.

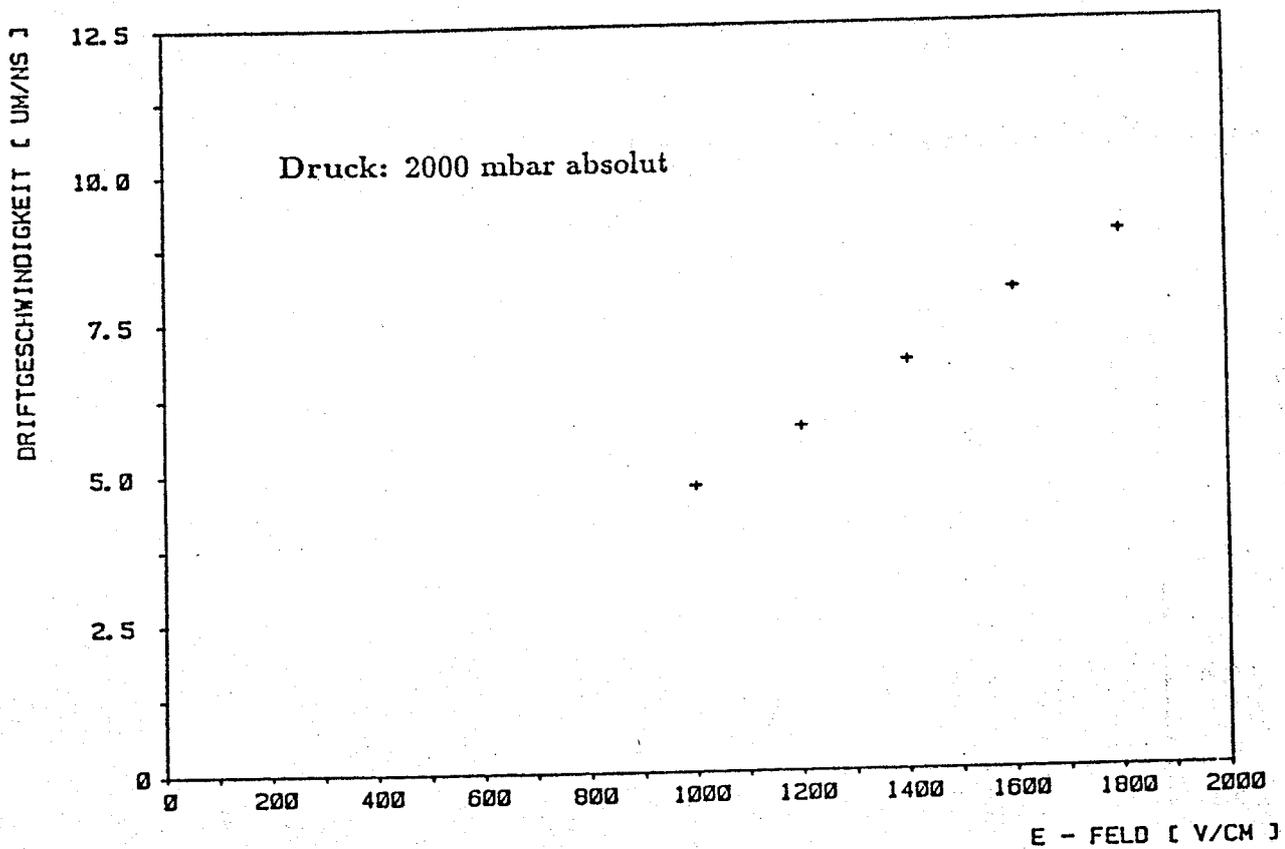


Abb. 5.21A: Driftgeschwindigkeit CO₂/Ar/CH₄ 75/20/5

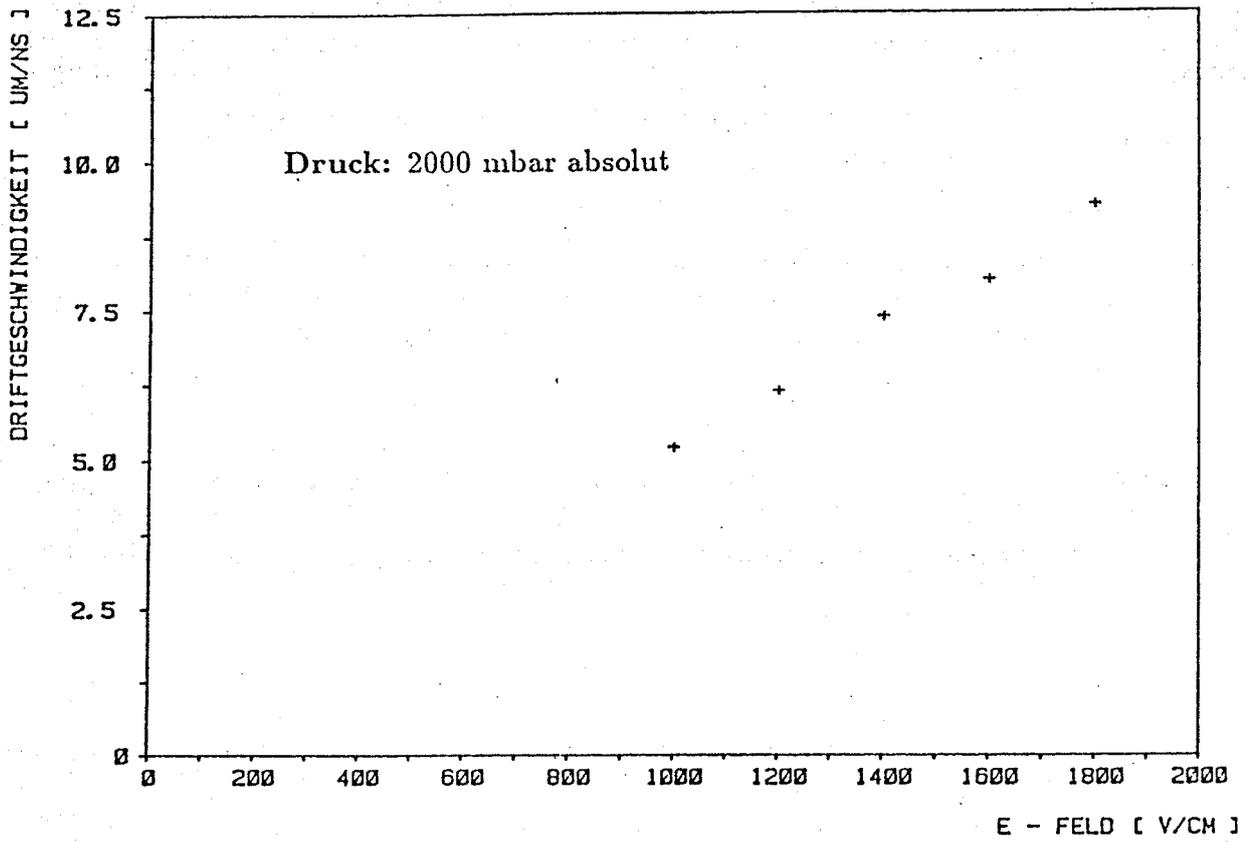


Abb. 5.21B: Driftgeschwindigkeit CO₂/Ar/C₂H₆ 75/20/5

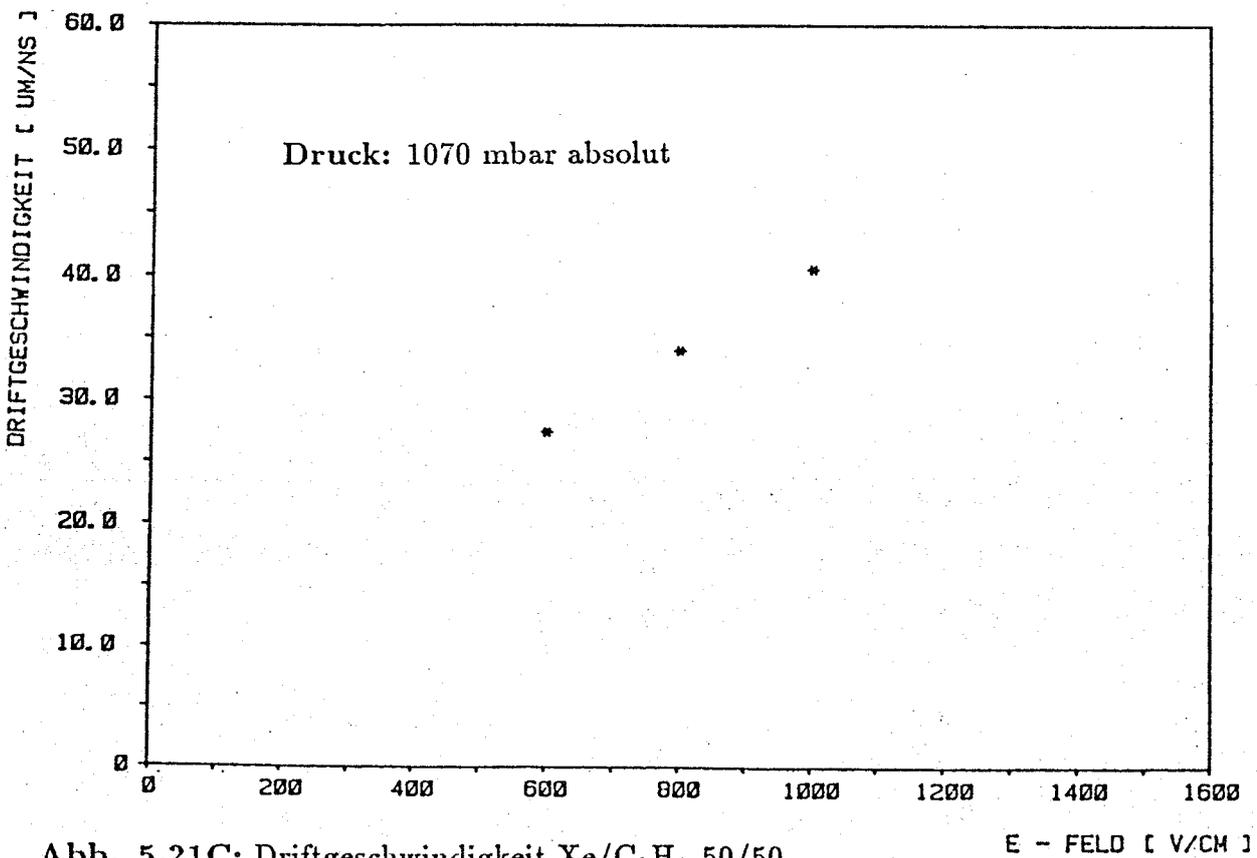


Abb. 5.21C: Driftgeschwindigkeit Xe/C₂H₆ 50/50

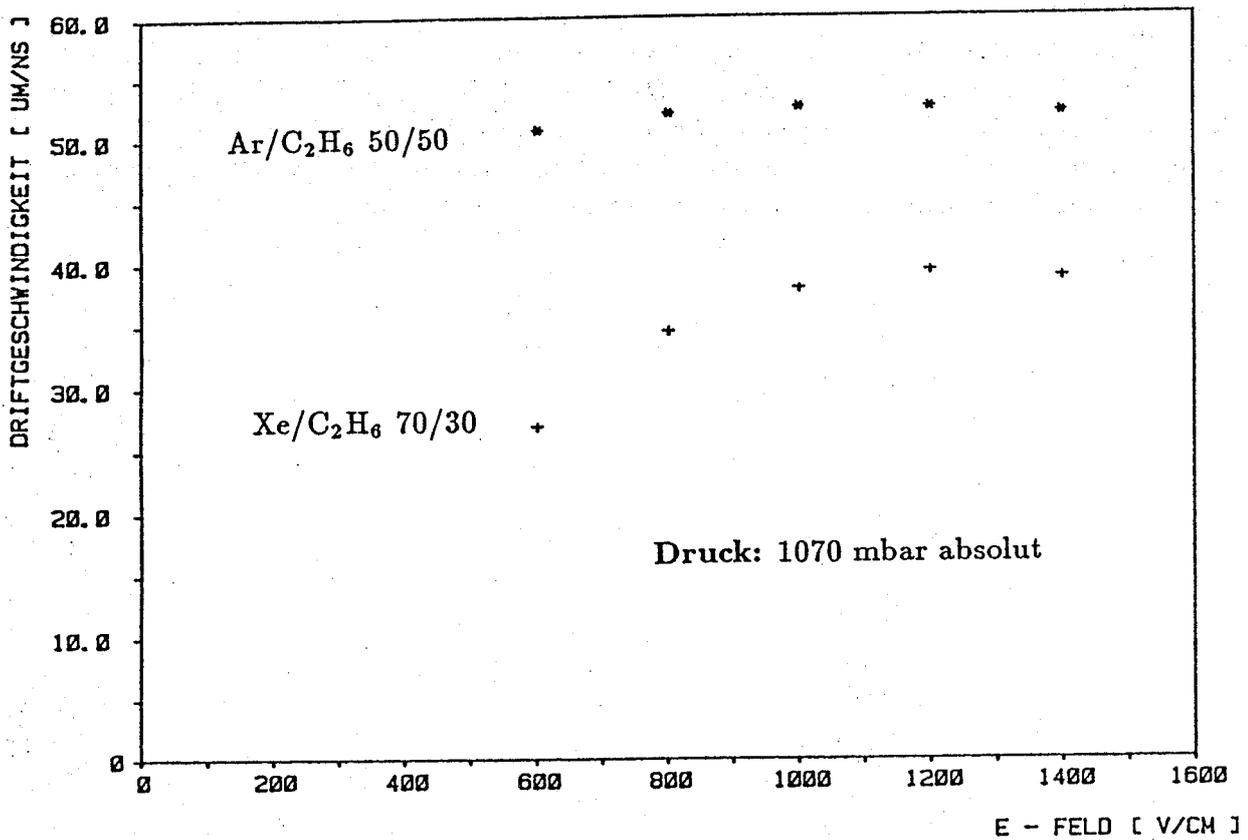


Abb. 5.21D: Driftgeschwindigkeit Ar/C₂H₆ 50/50 und Xe/C₂H₆ 70/30

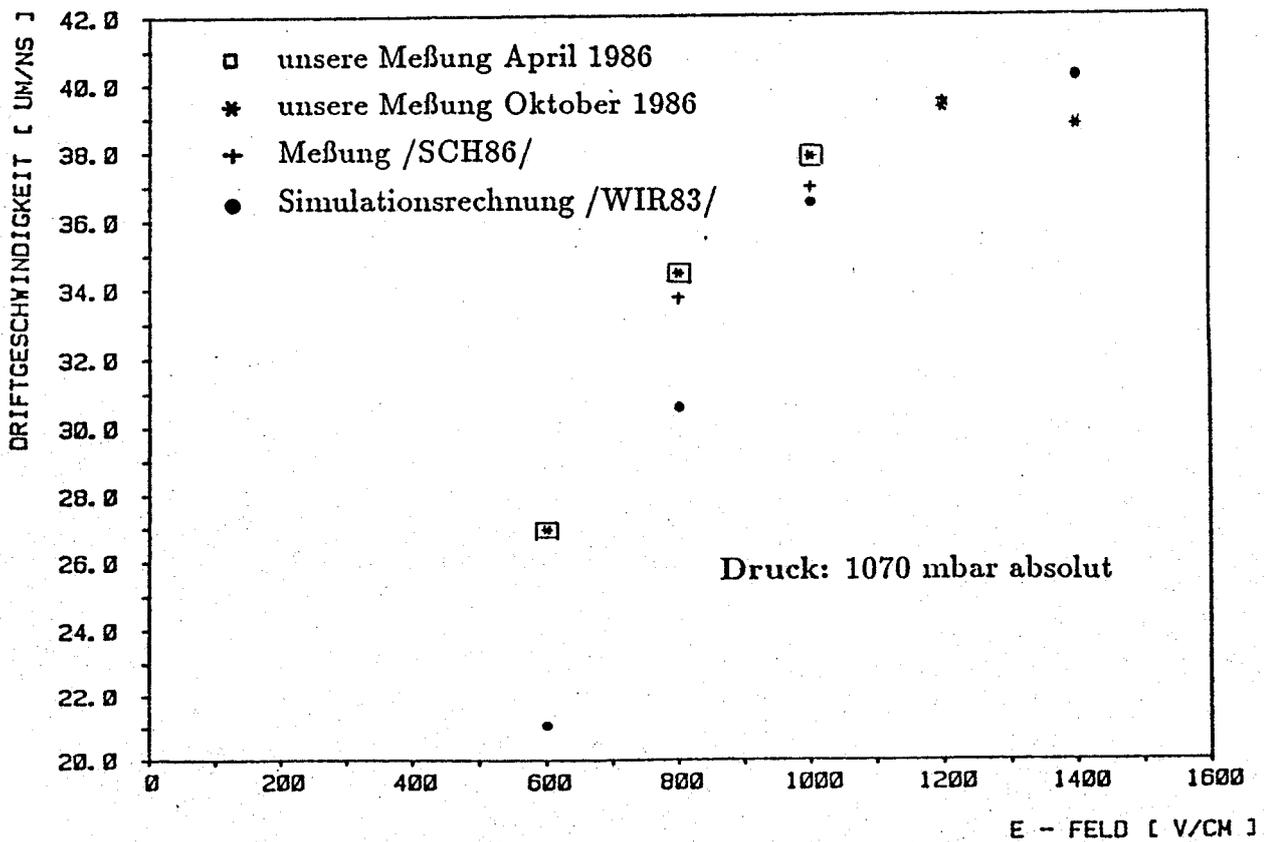


Abb. 5.22: Vergleich der Driftgeschwindigkeiten Xe/C₂H₆ 70/30

- Anmerkung

Im Sättigungsbereich der Driftgeschwindigkeit stimmen unsere Ergebnisse sehr gut mit den Literaturwerten überein /PEI84/, /FEH83/. Am Beispiel Xe/C₂H₆ 70/30 (Abb. 5.22) sieht man deutlich die Übereinstimmung von experimentellen Werten und dem Simulationsprogramm im flachen Kurvenbereich (1000 V/cm), während im Anstieg die berechneten Werte /WIR83/ sich stärker von den gemessenen unterscheiden.

5.8 Experimentelle Ortsauflösung

Die gemessenen Zeiten zwischen dem Durchgang des ionisierenden Teilchens in der Kammer und der Ankunft der durch die Ionisation produzierten Elektronen auf der Anode werden mit Hilfe der Ortsdriftzeitbeziehung in Orte umgeformt. Um entscheiden zu können, wie genau eine Zelle (Nachweis- und Driftraum eines Proportionalröhrchens) den Ort des Teilchendurchganges bestimmen kann, muß dieser durch andere Meßgeräte ermittelt werden. Dazu wird die Teilchenspur mit den übrigen vier Zellen rekonstruiert, da auf externe spurdefinierende Meßgeräte verzichtet wurde. Aus Kapitel 2 ist bekannt, daß sowohl die Ionisation als auch die Bewegung der Elektronen im Driftraum der Statistik unterliegen. Für einen konstanten Abstand zwischen Spur und Signaldraht werden deshalb viele Ereignisse aufgezeichnet. Die Abweichung der gemessenen Driftwege zu den durch die anderen Zellen rekonstruierten Teilchenspuren werden in ein Histogramm eingetragen. Ein Maß dafür, wie genau die betrachtete Zelle den Ort der Spur gemessen hat, ist die Breite dieser Häufigkeitsverteilung. Die Verteilung läßt sich mit einer Gauß-Funktion approximieren, deren Standardabweichung $\sigma = FWHM/2,36$ als Wert für die Genauigkeit der Spurbestimmung (Ortsauflösung) genommen wird.

Beschreibung der Teilchenspurrekonstruktion

Aus dem Meßaufbau ist bekannt, daß der Elektronenstrahl geradlinig und parallel in einem bestimmten Abstand von den fünf Drähten verläuft. Führt man ein Koordinatensystem ein, so ist X die Richtung der Drahtebene. Die Anodendrähte haben dann die festen Positionen x_i . Die gemessenen Orte jeder einzelnen Zelle werden in Y -Richtung aufgetragen und mit y_i bezeichnet. Sie streuen mit einer noch zu bestimmenden Genauigkeit σ_i um die wahre Teilchenspur (Abb. 5.23).

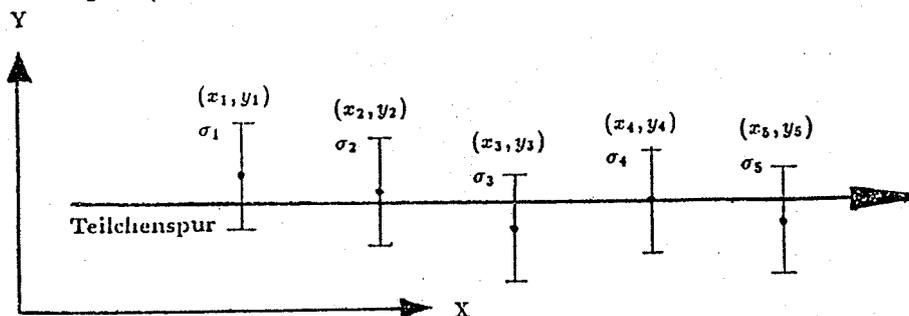


Abb. 5.23: Schematische Anordnung im Koordinatensystem

Mit Hilfe der gemessenen Orte y_i läßt sich die Teilchenspur rekonstruieren, indem gefordert wird, daß alle y_i auf einer Geraden

$$y = ax + b \quad (5.21)$$

liegen. Die Parameter a, b der Geraden werden mit der Methode der kleinsten Quadrate ("least square") aus den Meßwerten bestimmt. Das heißt, die Summe der quadratischen Abweichung

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - ax_i - b)^2}{\sigma_i^2} \Big|_{\min} \quad (5.22)$$

wird minimalisiert.

Das Minimum der Funktion χ^2 wird durch die partiellen Ableitungen $\frac{\partial \chi^2}{\partial a}$, $\frac{\partial \chi^2}{\partial b}$ und durch die Bedingung, daß diese Ableitungen identisch Null sind, berechnet. Mit diesem Ansatz erhält man die Parameter a, b der gefitteten Gerade /FRO79,SLA85/:

$$a = \frac{1}{Q} \cdot \left(\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \cdot \sum_i \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} - \sum_i \frac{x_i}{\sigma_i^2} \cdot \sum_i \frac{y_i}{\sigma_i^2} \right) \quad (5.23)$$

$$b = \frac{1}{Q} \cdot \left(\sum_i \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \cdot \sum_i \frac{y_i}{\sigma_i^2} - \sum_i \frac{x_i}{\sigma_i^2} \cdot \sum_i \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} \right) \quad (5.24)$$

$$Q = \sum_i \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \cdot \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} - \left(\sum_i \frac{x_i}{\sigma_i^2} \right)^2. \quad (5.25)$$

Die so bestimmte Gerade sagt den Ort \hat{y}_k der rekonstruierten Spur vorher. Die Zelle k , die nicht zur Bestimmung der Geraden herangezogen wird, mißt den Ort y_k . Die Differenz oder das Residuum D_{res} zwischen vorhergesagtem und gemessenem Ort wird für viele Teilchenspuren als Häufigkeitsverteilung aufgetragen.

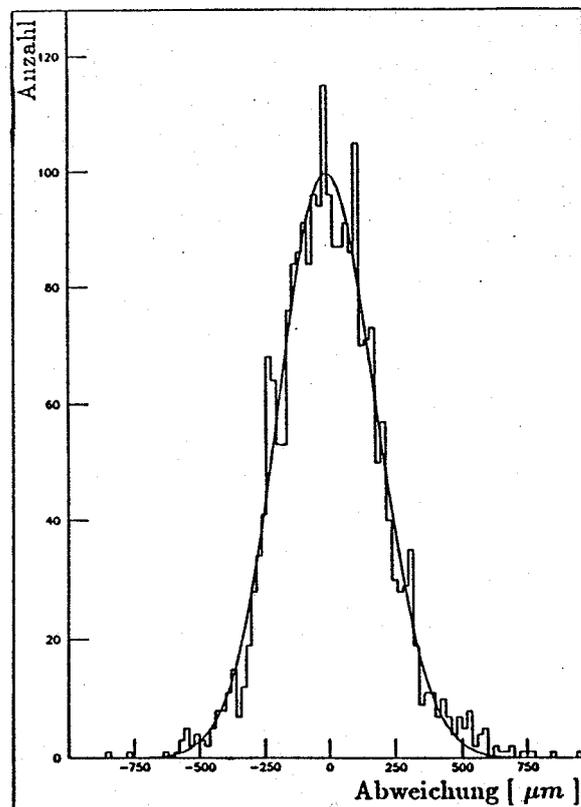


Abb. 5.24: Häufigkeitsverteilung für die mittlere Zelle

Die Verteilung ist symmetrisch um Null und kann durch eine Gauß-Funktion beschrieben werden. Die durchgezogene Linie gibt die optimale Anpassung einer Gauß - Verteilung an die Originalverteilung wieder. Die Höhe und die Halbwertsbreite der Gauß-Funktion wird beim Fit iterativ verändert, bis sie optimal die Verteilung wiederspiegelt. Aus der Gauß - Verteilung erhält man das Sigma der Residuenverteilung σ_{res} . Dieses Sigma beinhaltet sowohl den Fehler der Zelle, für die die Ortsauflösung berechnet werden soll, als

auch den Fehler der vier spurbestimmenden Zellen, den sogenannten Spuraufpunktsfehler $\Delta \hat{y}_k$. Daher sind die Parameter a, b der Geraden fehlerbehaftet. Durch Anwendung der Fehlerfortpflanzung ergibt sich der Fehler für a und b zu:

$$\Delta a^2 = \frac{1}{Q} \cdot \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (5.26)$$

$$\Delta b^2 = \frac{1}{Q} \cdot \sum_i \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \quad (5.27)$$

Diese beiden Fehler sind jedoch nicht mehr voneinander unabhängig, denn die Kovarianzmatrix der Parameter a, b ist nicht mehr diagonal. Unter Berücksichtigung der Korrelationen erhält man den Fehler des Spuraufpunktes $\Delta \hat{y}_k$ für die Zelle k /FRO79,SLA85/:

$$\Delta \hat{y}_k^2 = x_k^2 \Delta a^2 + \Delta b^2 - 2x_k \frac{\sum_i \frac{x_i}{\sigma_i^2}}{Q} \cdot \text{mit } i \neq k. \quad (5.28)$$

Ist der Fehler des Spuraufpunktes $\Delta \hat{y}_k$ unabhängig vom Meßfehler σ_k , d. h., die Zelle geht nicht zur Bestimmung der Geradenparameter a, b ein, so ergibt sich die Ortsauflösung σ_k durch quadratische Differenzbildung

$$\sigma_k^2 = \sigma_{res}^2 - \Delta \hat{y}_k^2 \quad (5.29)$$

Da in unserem Fall die Ortsdriftzeitbeziehung linear ist,

$$y_i = v_D \cdot t_i$$

dürfen die gemessenen Orte durch die gemessenen Zeiten t_i ersetzt werden. Man erhält ein D_{res} in der Zeit mit einer Zeitauflösung σ_t . Um die Ortsauflösung σ_k nach Gleichung 5.29 berechnen zu können, wird das σ_{t_k} durch Multiplikation mit der jeweiligen Driftgeschwindigkeit v_D in das Sigma der Ortsresiduumverteilung σ_{res} transformiert.

Im Gegensatz zur Drei - Draht - Methode wird die Gerade nicht mehr durch zwei sondern an vier Punkten festgelegt. Aus diesem Grund ist die Bestimmung der Geraden unempfindlicher auf sogenannte "Ausreißer" geworden. Voraussetzung ist bei dieser Methode, daß die Ortsdriftzeitbeziehung genau bekannt sein muß. Sie ist bei dieser Kammer nur innerhalb des Driftraumes bestimmbar, da der Nachweisraum für den Elektronenstrahl nicht transparent ist (Aluminiumblock!). Damit kann auch die genaue Lage des Drahtes, die mechanisch nur auf $50 \mu m$ /BOF87/ bekannt ist, nicht vermessen werden.

Diese Versetzungen in den Drähten und die vor allem in den Randdrähten leicht unterschiedliche Driftgeschwindigkeit werden beim Geradenfit berücksichtigt, indem zu jeder gemessenen Zeit ein für die Zelle individueller Zeitausgleich additiv hinzugefügt wird. Dieser Zeitausgleich ergibt sich aus der Betrachtung der einzelnen Zeitmittelwerte aller gemessenen Zeiten bei einer festgehaltenen Einstellung der Kammer zum Elektronenstrahl. Die Differenz der Zeitmittelwerte einer einzelnen Zelle bezüglich der mittleren Zelle ist dann die Zeit, die zu jeder gemessenen Zeit addiert oder subtrahiert werden muß. Die Drahtversetzung und die Driftgeschwindigkeit ist nun relativ zum mittleren Draht in Zeiteinheiten berücksichtigt worden. Die Zeitunterschiede bezüglich des mittleren Drahtes müssen bei jeder Position der Kammer zum Elektronenstrahl neu berechnet werden, da durch die unterschiedliche Driftgeschwindigkeit in den Randdrähten die Zeitmittelwerte sich systematisch verschieben. Die Abweichungen werden mit zunehmender Driftstrecke größer (Abb. 5.25).

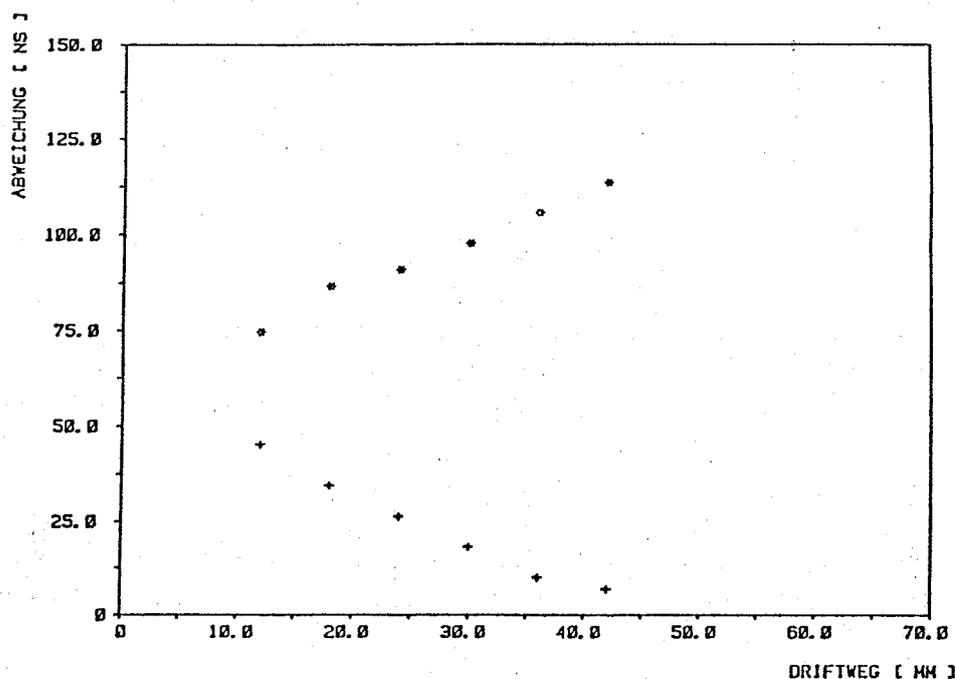


Abb. 5.25: Zeitdifferenzen der äußeren Zellen bezgl. der mittleren Zelle

Aus dieser Abbildung erkennt man das systematische Wandern der Abweichungen für die Randdrähte. Dies ist besonders für ein "kaltes" Gas ausgeprägt. Durch die niedrige Elektronendriftgeschwindigkeit werden mit größer werdenden Abständen vom Zählrohr die Zeitdifferenzen deutlicher sichtbar als bei "heißen" Gasen. Die mittleren Drähte zeigen dagegen keine systematische Verschiebung.

Da alle Zellen von der Konstruktion her in y -Richtung nicht stark versetzt sind (maximal $50 \mu m$), haben sie den gleichen Abstand zu einer Teilchenspur, die parallel zu den Proportionalröhrchen verläuft. Damit besitzen sie auch die gleiche Zeitauflösung σ_t . Im Gegensatz zu versetzten Driftzellen /HAW87/ braucht der Aufpunktsfehler nicht iterativ herausgerechnet zu werden. Er ist durch die geometrische Anordnung der Proportionalröhrchen gegeben und wird wie bei der Drei-Draht-Methode ermittelt. Für die mittlere Zelle gilt somit:

$$\sigma_3 = \frac{2}{\sqrt{5}} \cdot \sigma_{res} \quad (5.30)$$

Um nun nicht eine Zelle zu bevorzugen bzw. nur den Bestwert anzugeben, wird für jede Zelle eine Zeitauflösung berechnet. Die so gewonnenen fünf Zeitaufösungen werden mit den zugehörigen Driftgeschwindigkeiten in Ortsauflösungen umgeformt. Der Mittelwert der Ortsauflösungen aus allen fünf Zellen wird für die jeweiligen Positionen als Ortsauflösung angegeben.

Abbildung 5.26 zeigt nun die Ortsauflösung für das Gas Xe/Ethan 70/30 bei einem E-Feld von 1000 V/cm über die sechs gemessenen Positionen. Dabei ist die erste Position

vom Anodendraht $12 \text{ mm} \pm 3 \text{ mm}$ entfernt. Die Schwankung von $\pm 3 \text{ mm}$ ist wegen der Nichttransparenz der Proportionalröhrchen großzügig gewählt worden.

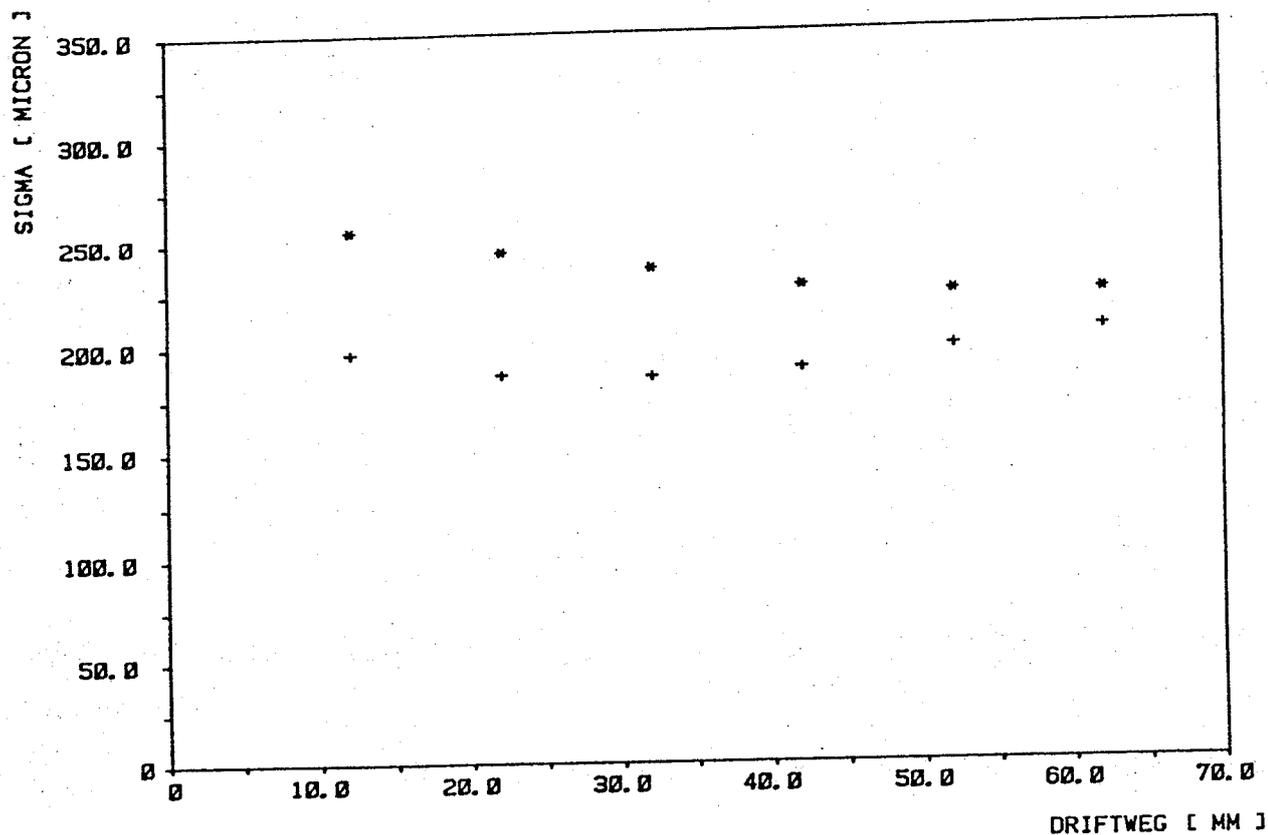


Abb. 5.26: Ortsauflösung Xe/Ethan 70/30 bei einem E-Feld von 1000 V/cm

Eine nach oben abgeschätzte mittlere Ortsauflösung ergibt sich durch Bildung des Mittelwertes der Ortsauflösung über die sechs Positionen bei konstantem E - Feld. Trägt man diesen Mittelwert für das Gas Xe/Ethan 70/30 für fünf eingestellte Driftfeldspannungen auf, so ergibt sich folgender Kurvenverlauf:

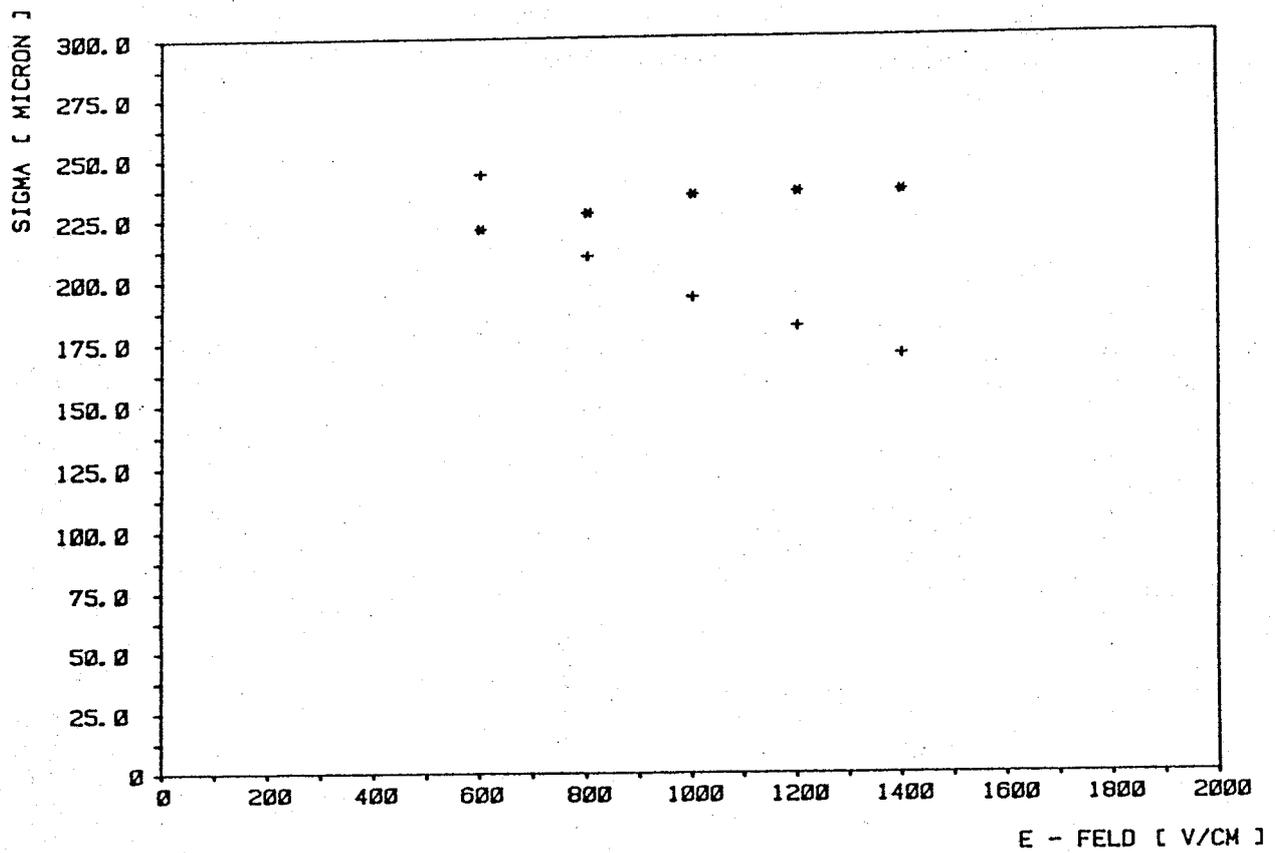


Abb. 5.27: Ortsauflösung Xe/Ethan 70/30 über das E-Feld

Alle übrigen Ortsauflösungskurven für die unterschiedlichen Gase sind im Anhang graphisch dargestellt.

5.9 Diskussion der Ortsauflösungskurven

Bevor die in dieser Arbeit vorgestellten Gasgemische getestet wurden, ist die Mischung $\text{CO}_2/\text{iC}_4\text{H}_{10}$ im Verhältnis 80/20 untersucht worden. Für dieses Gasgemisch sind mehrere gute Ortsauflösungsergebnisse veröffentlicht worden /DED83, DRA86, HER85, HAW87, HOF86, GES87, MUH85/. Somit hat man einen Vergleich, wie genau diese Kammer den relativen Ort messen kann, bevor andere Gasgemische untersucht werden. Der relative Ort kann mit dieser Mischung bei einem Driftweg von 12 mm mit der COG - Methode auf $50 \mu\text{m}$ vorhergesagt werden. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem TEC-Sektortest /MUH85/.

Im Anhang (A1-A17) sind die Werte der relativen Ortsauflösungen über dem Driftweg aufgetragen. Bei der Diskussion der Ortsauflösungskurven wird zuerst auf die "kalten" Gasgemische (A1-A7) eingegangen:

– "kalte" Gasgemische (A1-A7)

Bei den drei Gasgemischen fällt auf, daß die Ortsauflösungskurven einen "badewannen"-förmigen Verlauf zeigen. Dieser Verlauf ist sowohl beim COG- wie auch beim anstiegsbetonten DCOG - Verfahren zu erkennen; erwartet hätte man einen wurzelförmigen Verlauf der Ortsauflösung /MUH85/.

– "heiße" Gasgemische (A8-A17)

Mit Ausnahme von (Ar/Ethan 50/50) zeigt sich auch hier ein "badewannen"-förmiger Verlauf, der jedoch nicht so stark ausgeprägt ist wie bei den "kalten" Gasgemischen. Bei den im April gemessenen Gasgemischen (Xe/Ethan 50/50 und Xe/Ethan 70/30) steigt der Wert der Ortsauflösung von kurzen zu langen Driftstrecken kontinuierlich an. Wegen des fast doppelt so großen Abstandes der Meßpositionen konnte im Vergleich zu den Oktobermessungen der Verlauf der Ortsauflösungskurven nicht so gut rekonstruiert werden.

Erklärung des Kurvenverlaufes

Bis zu einem Driftweg von 24 mm wird die Ortsauflösung hauptsächlich durch Abschirmung beeinflusst /BUR85/, die sich folgendermaßen erklären läßt:

Die Linienladung, die in der Nähe des Nachweisraumes erzeugt wird, driftet unter dem Einfluß des elektrischen Feldes auf den Anodendraht. Bei niedrigen Driftgeschwindigkeiten hat der Elektronenschlauch nicht genügend Zeit, sich in transversaler Richtung (z-Richtung Abb. 2.1) auszudehnen. Aus diesem Grund hat die Linienladung in der Nähe des Anodendrahtes eine hohe Dichte. Damit werden die ersten Elektronen in einem kleinen Raumbereich durch die Gasverstärkung vervielfacht. Die abwandernden Ionen schwächen das Feld um den Anodendraht. Die zeitlich später ankommenden Elektronen werden durch diese Ionen abgeschirmt. Somit werden nur die allerersten Elektronen verstärkt. Damit ist das Signal nicht mehr zur ganzen Linienladung proportional.

Hinzu kommt, daß statistisch verteilt mal mehr und mal weniger Primärelektronen entlang der Spur des hochenergetischen Teilchens erzeugt werden. Somit kann es passieren, daß eine Anode wenig Ladung zu verarbeiten hat. Diese Ladung wird aber korrekt durch den Signalpuls wiedergegeben. Bei einer anderen Anode kommen für dasselbe Ereignis mehr Elektronen an, aber durch Abschirmung enthält der Signalpuls nicht mehr die ganze Ladungsinformation. Die Zeitmarke wird in diesem Fall falsch bestimmt. Die Residuumverteilung verbreitert sich dadurch und die Ortsauflösung liefert schlechtere Werte für die ersten beiden Positionen.

Aus den Kurven erkennt man, daß die Ortsauflösung mit der anstiegsbetonten Methode leicht bessere Werte liefert als mit der COG - Methode. Durch die ersten ankommenden Elektronen, die den Pulsanstieg ausmachen, wird die anstiegsbetonte DCOG - Methode weniger von der Abschirmung beeinflusst.

Die Abschirmung wird möglicherweise verringert, wenn der Schlitz, der bei dieser Kammer 4 mm beträgt, verkleinert oder die Anodenspannung reduziert wird. Die Abschirmung ist bei Gasverstärkungen größer als 10^5 besonders ausgeprägt. Nach Zastawny /ZAS66/, der die Gasverstärkung in reinem CO_2 gemessen hat, kann in unserer Kammer bei den "kalten" Gasgemischen die Gasverstärkung zu $4 \cdot 10^5$ abgeschätzt werden.

Nachdem die Auflösungskurve ein Minimum durchlaufen hat, verschlechtert sich die Ortsauflösung auf Grund der longitudinalen Diffusion, die die Linienladung verbreitert (vergl. 5.6). Die Abschirmung verringert sich durch die transversale Ausdehnung der erzeugten Ladungen. Die longitudinale Diffusion bewirkt aber, daß der Spurdurchgang des hochenergetischen Teilchens verschmiert wird. Dadurch kann der Ort nicht mehr so gut bestimmt werden.

Vergleich der Ortsauflösungskurven

- "kalte" Gasgemische

Bei den "kalten" Gasgemischen wird eine gute Ortsauflösung mit CO_2/CH_4 75/25 bei einem Driftfeld von 1000 V/cm erzielt ($72 \mu\text{m}$). Wird der Anteil des Quenchers auf 5% reduziert und als Ersatz 20% Argon beigelegt, so verschlechtert sich die Auflösung gegenüber CO_2/CH_4 75/25 bei einem Driftfeld von 1000 V/cm auf $82 \mu\text{m}$, wobei es gleichgültig ist, ob Ethan oder Methan als Quencher verwendet wird. Dies deutet darauf hin, daß die Zunahme der Ortsauflösung auf gasintrinsische Eigenschaften des Edelgases Argon zurückzuführen sind.

Andererseits, vergleicht man die Mischungen $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4$ mit $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{C}_2\text{H}_6$, so liefert das Ethan - Gasgemisch die besseren Auflösungswerte bei steigendem E - Feld, obwohl dort die Driftgeschwindigkeit größer ist. Das läßt vermuten, daß mit höheren Alkanen als Quencher die Ortsauflösung besser wird ($\text{CO}_2/\text{C}_4\text{H}_{10}$ 80/20 Ortsauflösung $50 \mu\text{m}$).

- "heiße" Gasgemische

Die beste Ortsauflösung ($77 \mu\text{m}$) bei den "heißen" Gasgemischen wird mit $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ 50/50 trotz der hohen Driftgeschwindigkeit ($50 \mu\text{m}/\text{ns}$) erreicht. Das entspricht einer Zeitauflösung von $\sigma_t = 1,5 \text{ ns}$. Dies bedeutet, daß die elektronische Zeitauflösung σ_{ZEIT} besser als dieser Wert sein muß. Schätzt man die elektronische Zeitauflösung nach oben hin zu 1 ns ab (Gleichung 5.9), so ergibt sich ein Grundsockel für die Ortsauflösung von $50 \mu\text{m}$, der bei dieser Mischung nicht unterschritten werden kann.

Wird das Edelgas Argon durch Xenon ersetzt und das Mischungsverhältnis beibehalten, so verschlechtert sich die Auflösung um mindestens $40 \mu\text{m}$, obwohl die Driftgeschwindigkeit abgenommen hat. Erhöht man den Xenonanteil auf 70 %, so kann der Ort mit diesem Gasgemisch ($\text{Xe}/\text{C}_2\text{H}_6$ 70/30) nicht besser als $165 \mu\text{m}$ bestimmt werden.

Die Meßergebnisse der Gasmischung $\text{Xe}/\text{C}_2\text{H}_6$ 70/30, die im Oktober getestet worden ist, weisen bessere Ortsauflösungswerte auf als die, die im April gemessen wurde. Dies kann einerseits am geänderten Auskoppelkondensator liegen, der einen größeren und längeren Puls liefert, als auch an der um 50 V höheren Anodendrahtspannung. Durch die

höhere Spannung hat sich die Gasverstärkung geändert, die Einfluß auf die Ortsauflösung hat (s.o.). Deshalb ist bei dieser Mischung schwierig eine Aussage zu treffen, warum die Ortsauflösung bessere Werte bei der Messung im Oktober liefert.

- Einschränkung der Vergleichbarkeit

Vergleicht man die Ortsauflösungen bei unterschiedlichen Driftfeldern bei einer Gasmischung, so muß der Einfluß des eingestellten Driffeldes auf die Ankunftsverteilung der Elektronen näher betrachtet werden. Der aufgezeichnete Puls spiegelt die Ankunftsverteilung der Elektronen am Draht wieder. Sie hängt einerseits vom Laufzeitunterschied ab, den die Elektronen durch die Geometrie des Nachweisraumes haben. Ein Elektron, das am Rand des Schlitzes in den Nachweisraum eintritt, muß einen um $260 \mu\text{m}$ weiteren Weg zum Anodendraht zurücklegen als ein Elektron, das in der Mitte des Schlitzes in diesen gelangt. Andererseits ändert sich die Elektronenlaufzeit und die Anzahl der Elektronen, die an der Anode nachgewiesen werden, je nach Verhältnis der Felder im Nachweis- und Driftraum. Eine anschauliche Erklärung zeigen die Abbildungen 5.28A-D:

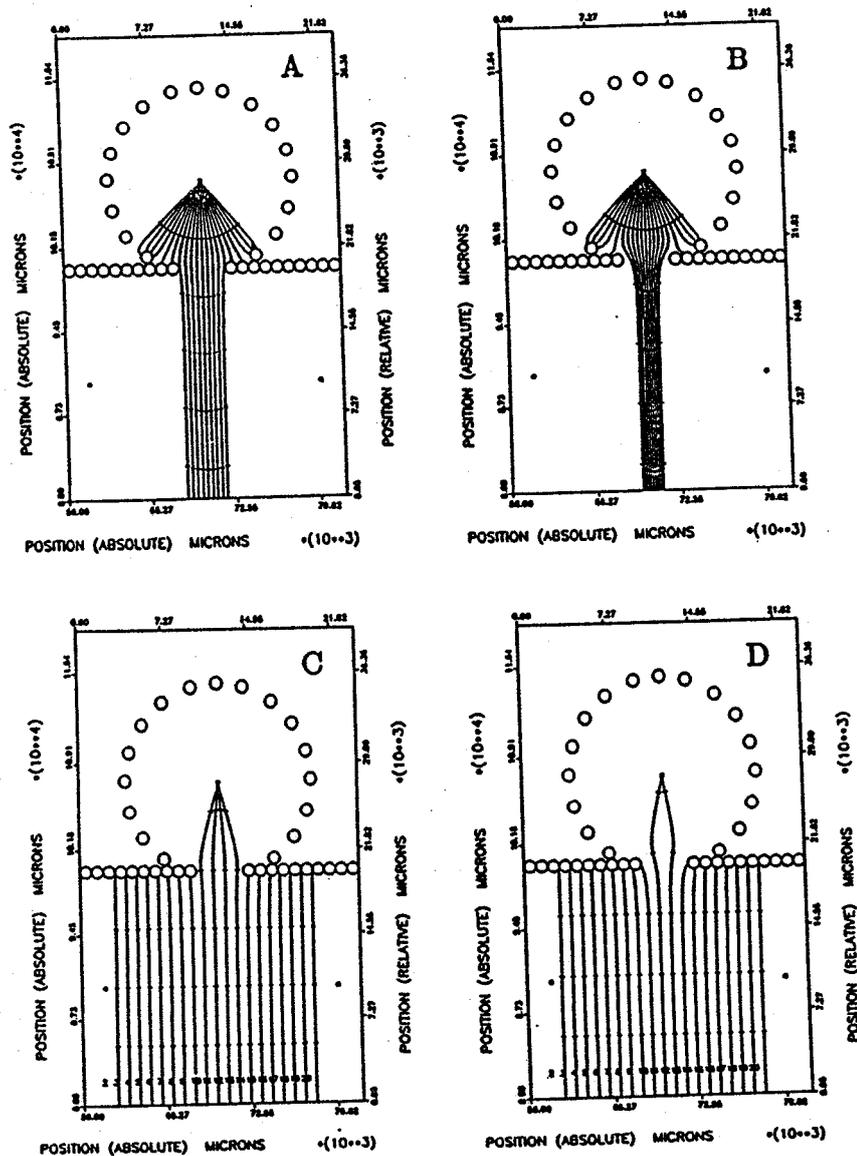


Abb. 5.28: Äquidriftzeitlinien für einen Teil der Zelle

In den Abbildungen 5.28A,B starten zur gleichen Zeit "Positronen" an der Anode und driften zur Kathode. Dabei legen die "Positronen" unterschiedliche Wege in einer bestimmten Zeit zurück. Die senkrechten kleinen Striche auf der "Positronen" - Spur markieren eine Zeit, die für alle "Positronen" - Spuren gleich ist. Man erkennt, daß die "Positronen", die am Schlitzrand in den Driftraum gelangen, einen kürzeren Driftweg im Driftraum zurückgelegt haben als die "Positronen", die durch die Schlitzmitte in den Driftraum gelangen. Deshalb liegen die Striche gleicher Driftzeit (Äquidriftzeitlinien) auf einem Kreisbogen. Wenn man nun wieder Elektronen betrachtet (Abb. 5.28C,D), so kommen sie je nach Entfernung zu unterschiedlichen Zeiten an der Anode an. Außerdem erkennt man, daß der Einzugsbereich mit steigendem E - Feld kleiner wird (Abb. 5.28C,D). Damit reduziert sich die Anzahl der an der Anode registrierten Elektronen.

Berücksichtigt man zusätzlich Diffusionseffekte (vergl. 5.6) so ist ein Vergleich der Ortsauflösung innerhalb einer Gasmischung bei verschiedenen Driftfeldern schwierig. Dies gilt auch für den quantitativen Vergleich der beiden Methoden (DCOG und COG) in Bezug auf die Ortsauflösung.

6. Zusammenfassung

Zweck der vorliegenden Arbeit war es, mit einer Driftkammer Pulsform, Driftgeschwindigkeit, Diffusion und Ortsauflösung in verschiedenen Gasmischungen zu untersuchen, um Aussagen darüber machen zu können, ob eine Verwendung der vorgeschlagenen Gasmischungen für H1 und L3 sinnvoll ist.

Mit Hilfe unserer Apparaturen (Mischanlage, geschlossenes Gassystem) ließen sich reine Gasmischungen mit hoher Konstanz in allen Parametern herstellen, deren qualitative und quantitative Zusammensetzung laufend während des Experimentes überwacht wurde (Feuchtemesser, Gaschromatograph).

Deshalb war es möglich, die Driftgeschwindigkeit im Promille Bereich zu reproduzieren. Bei allen getesteten Gasmischungen sind die Driftgeschwindigkeiten mit dem Gigaflash - ADC bestimmt worden, die gut mit den Literaturwerten übereinstimmen.

Der Gigaflash Aufbau funktionierte einwandfrei, so daß Pulsform und Diffusionseffekte genauer studiert werden konnten.

Da die elektronische Zeitauflösung größenordnungsmäßig 1 ns beträgt, ist der gute Ortsauflösungswert von $77 \mu\text{m}$ bei dem Gas mit der größten Driftgeschwindigkeit ($\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ 50/50, $v_D = 50 \mu\text{m}/\text{ns}$) noch aussagekräftig. Nach Austausch des Argons durch das schwerere Edelgas Xenon, verschlechterte sich die Ortsauflösung trotz kleinerer Driftgeschwindigkeit. Das eine niedrigere Driftgeschwindigkeit nicht äquivalent mit einer besseren Ortsauflösung ist, konnte auch bei den "kalten" Gasmischungen gezeigt werden.

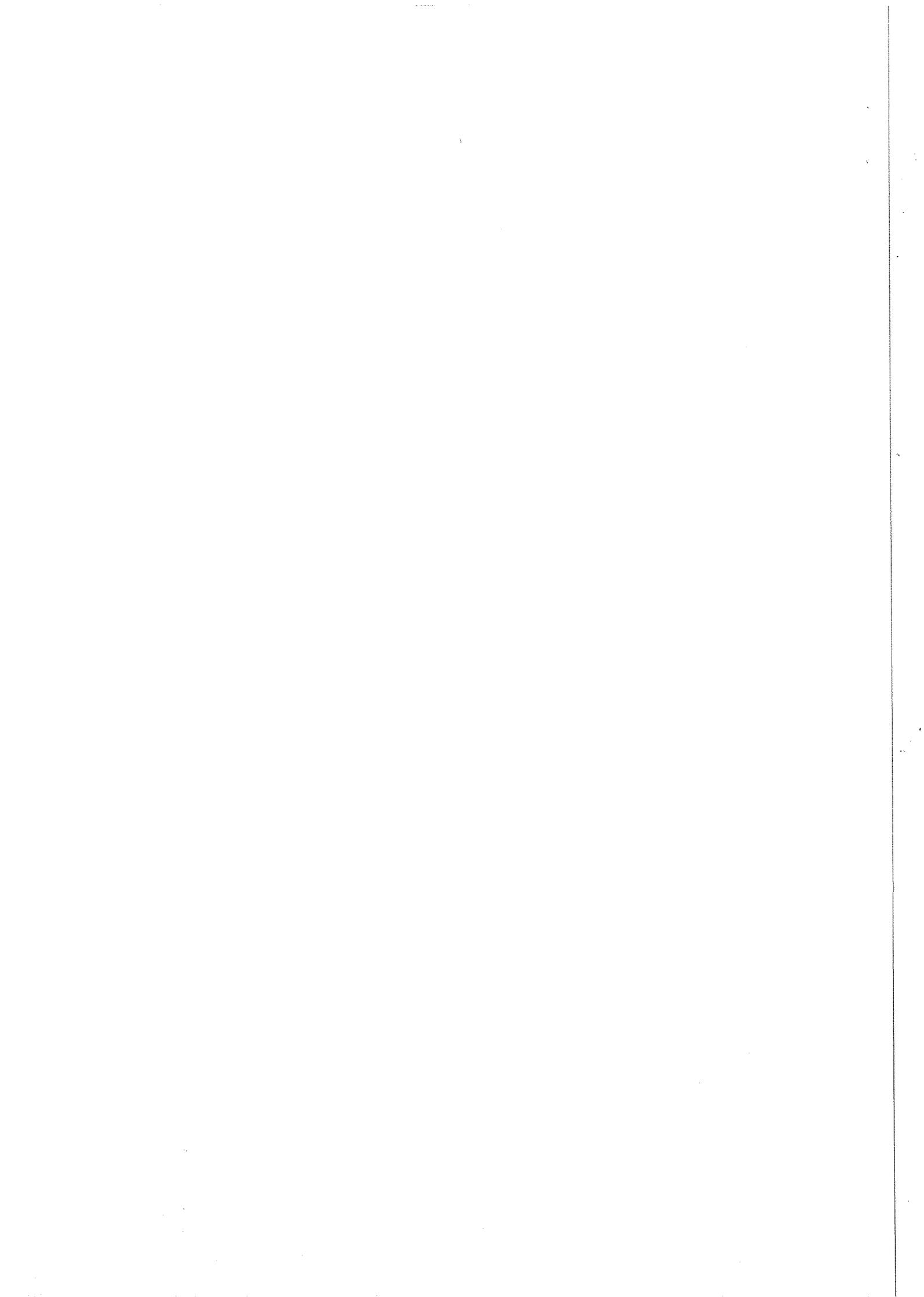
Bei den CO_2 - Mischungen ist der Isobutan - Anteil wegen vermutetem "Ageing" - Effekt, der die Kammer unbrauchbar machen kann, durch niedrige Alkane ersetzt worden, wodurch die Auflösungswerte schlechter wurden.

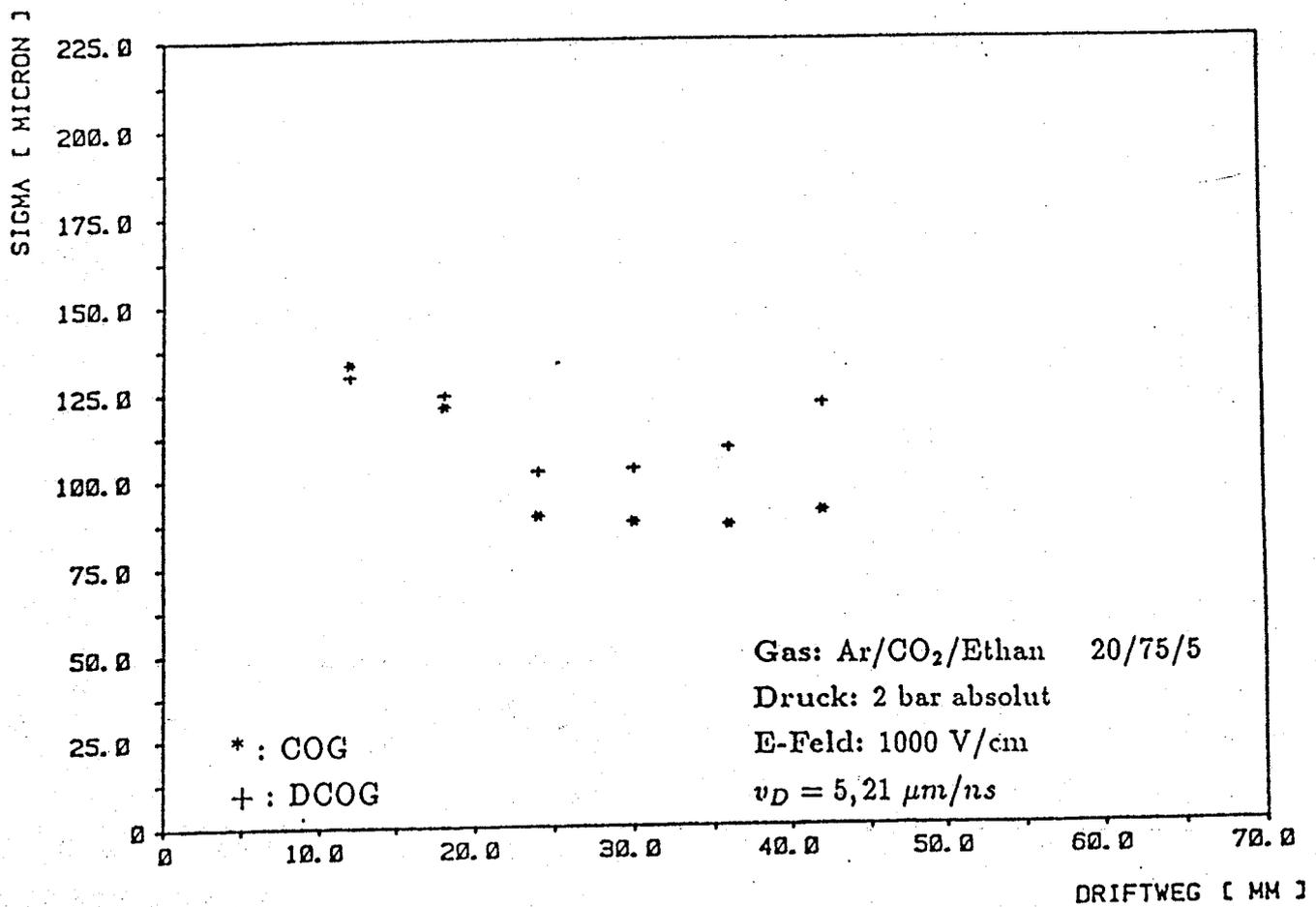
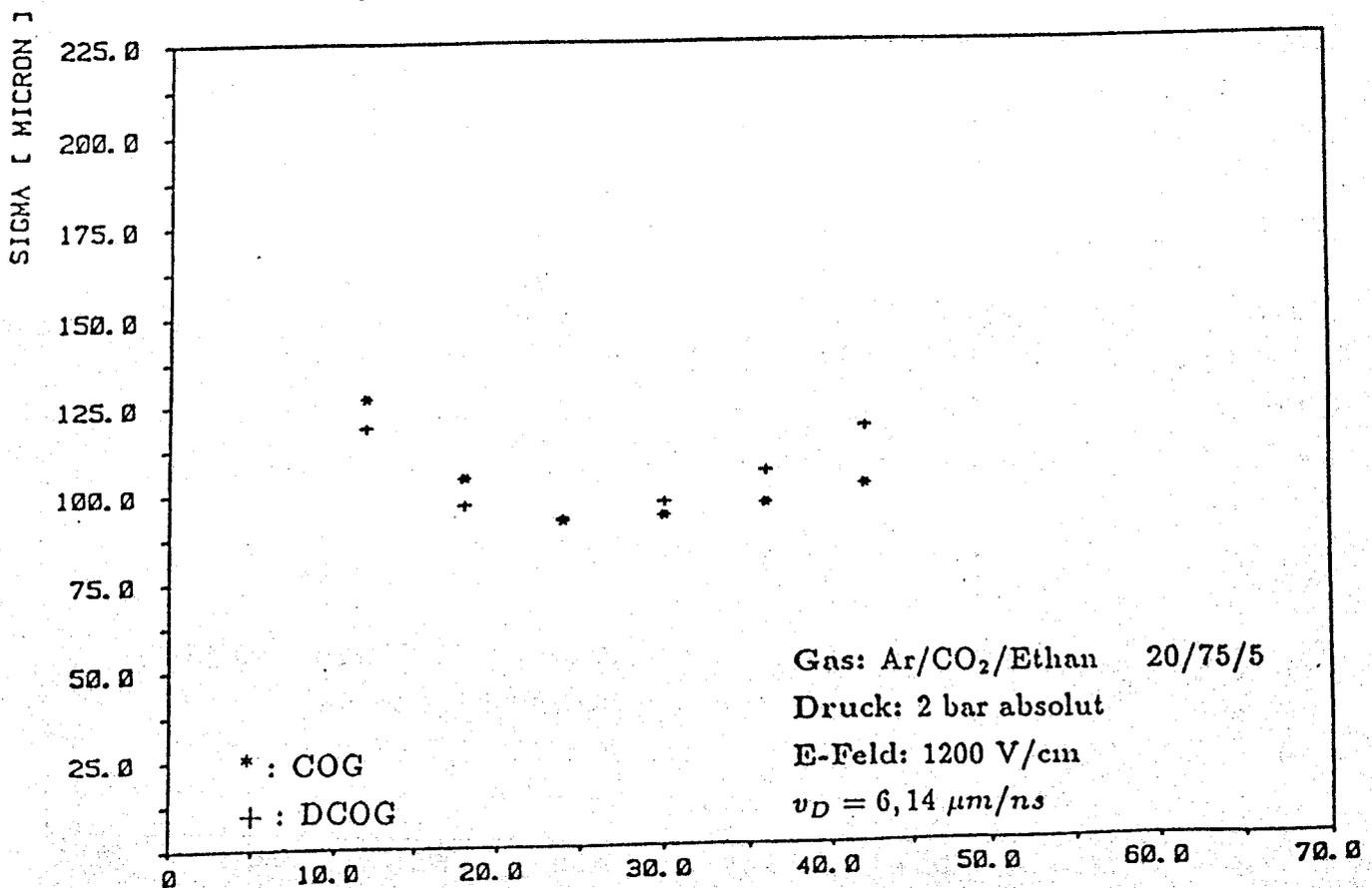
Um die mikroskopischen Effekte bei Entstehung, Transport und Nachweis der Elektronen besser verstehen zu können, müssen Einzugsbereich, Gasverstärkung und elektronische Übertragungsfunktion näher untersucht werden.

Welche gasintrinsischen Effekte sind für die Verschlechterung der Ortsauflösung bei Zusatz von Edelgasen wie Argon oder Xenon verantwortlich?

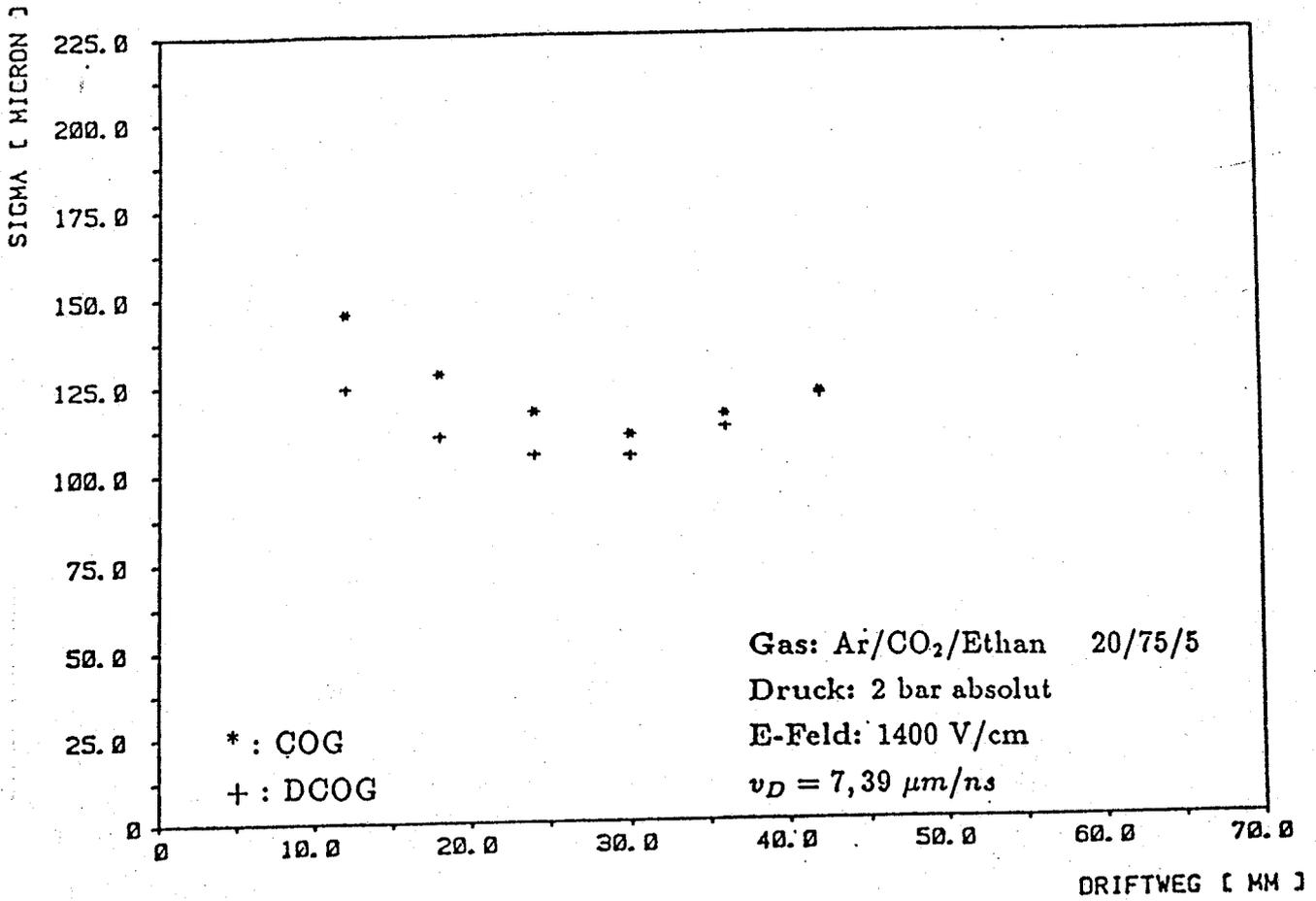


7. Anhang

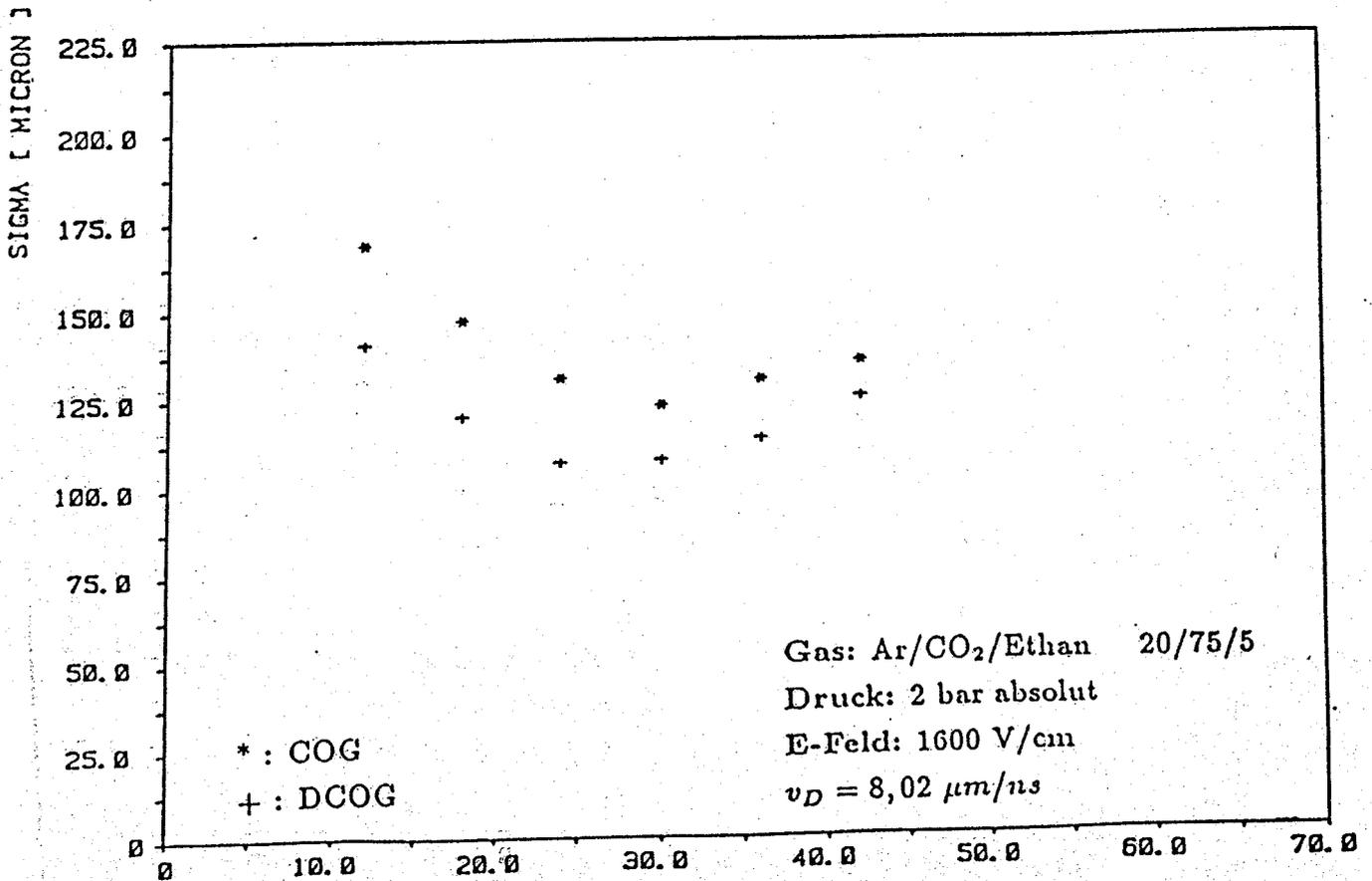


Ortsauflösung Ar/CO₂/Ethan 20/75/5Ortsauflösung Ar/CO₂/Ethan 20/75/5

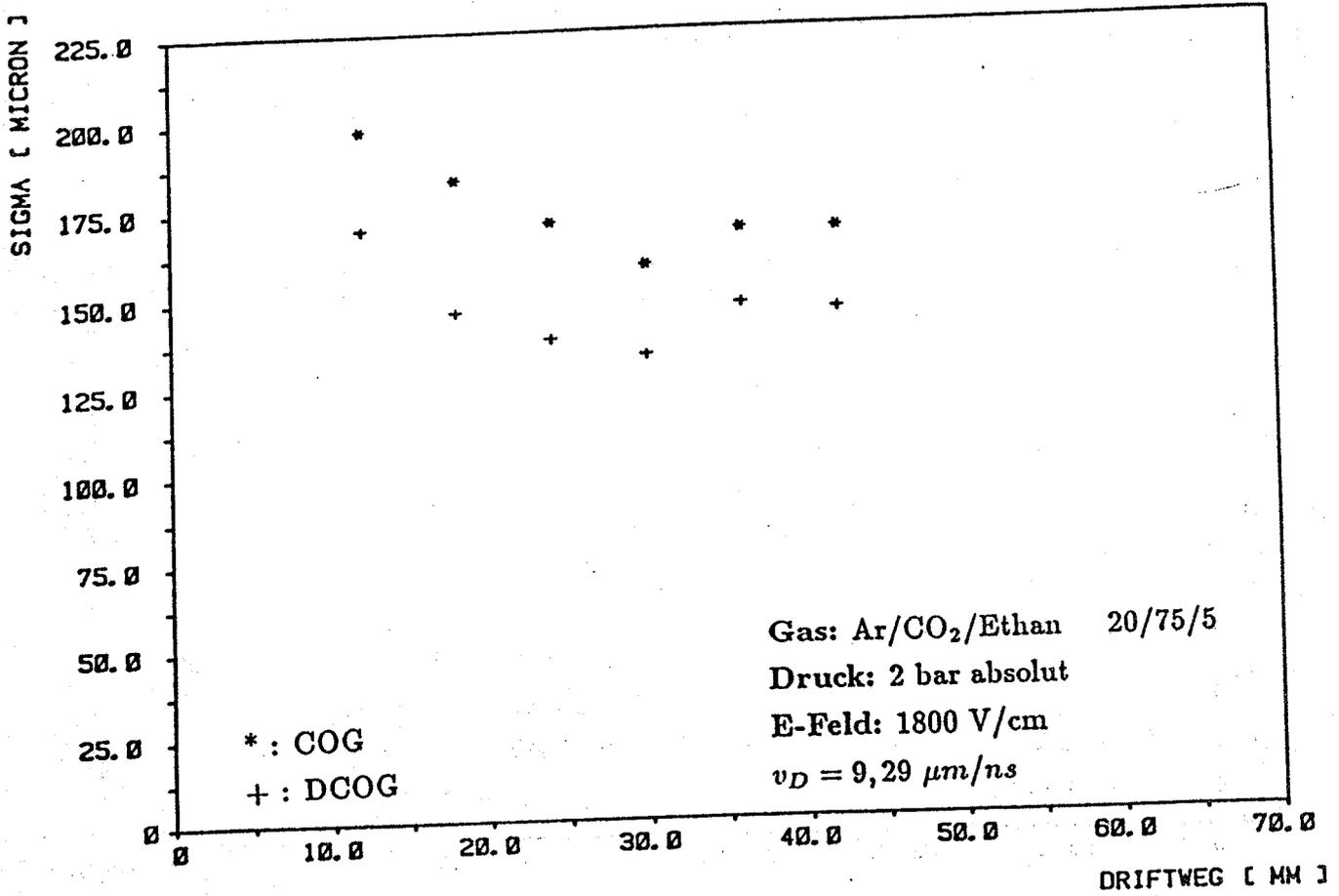
Ortsauflösung Ar/CO₂/Ethan 20/75/5



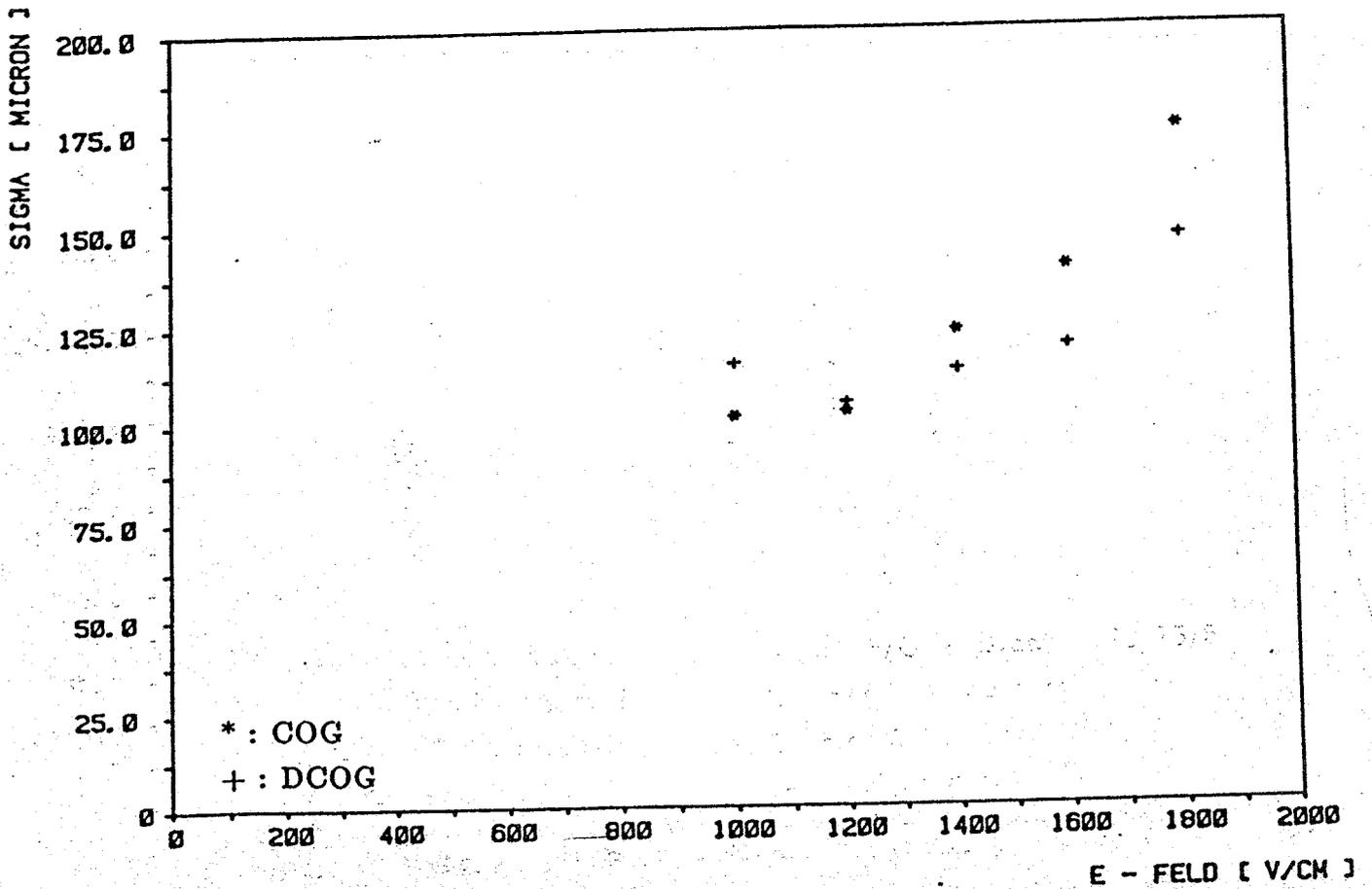
Ortsauflösung Ar/CO₂/Ethan 20/75/5

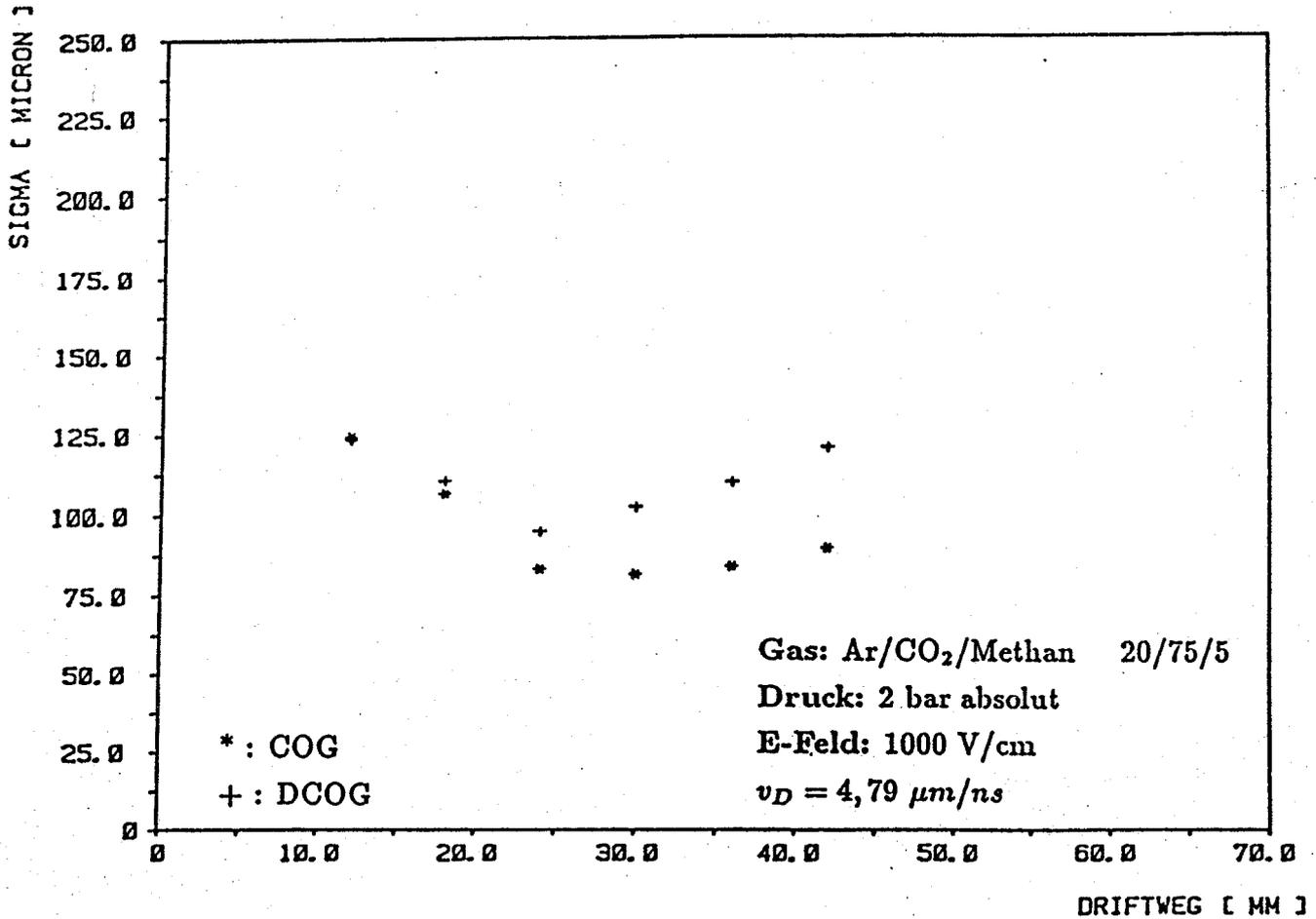
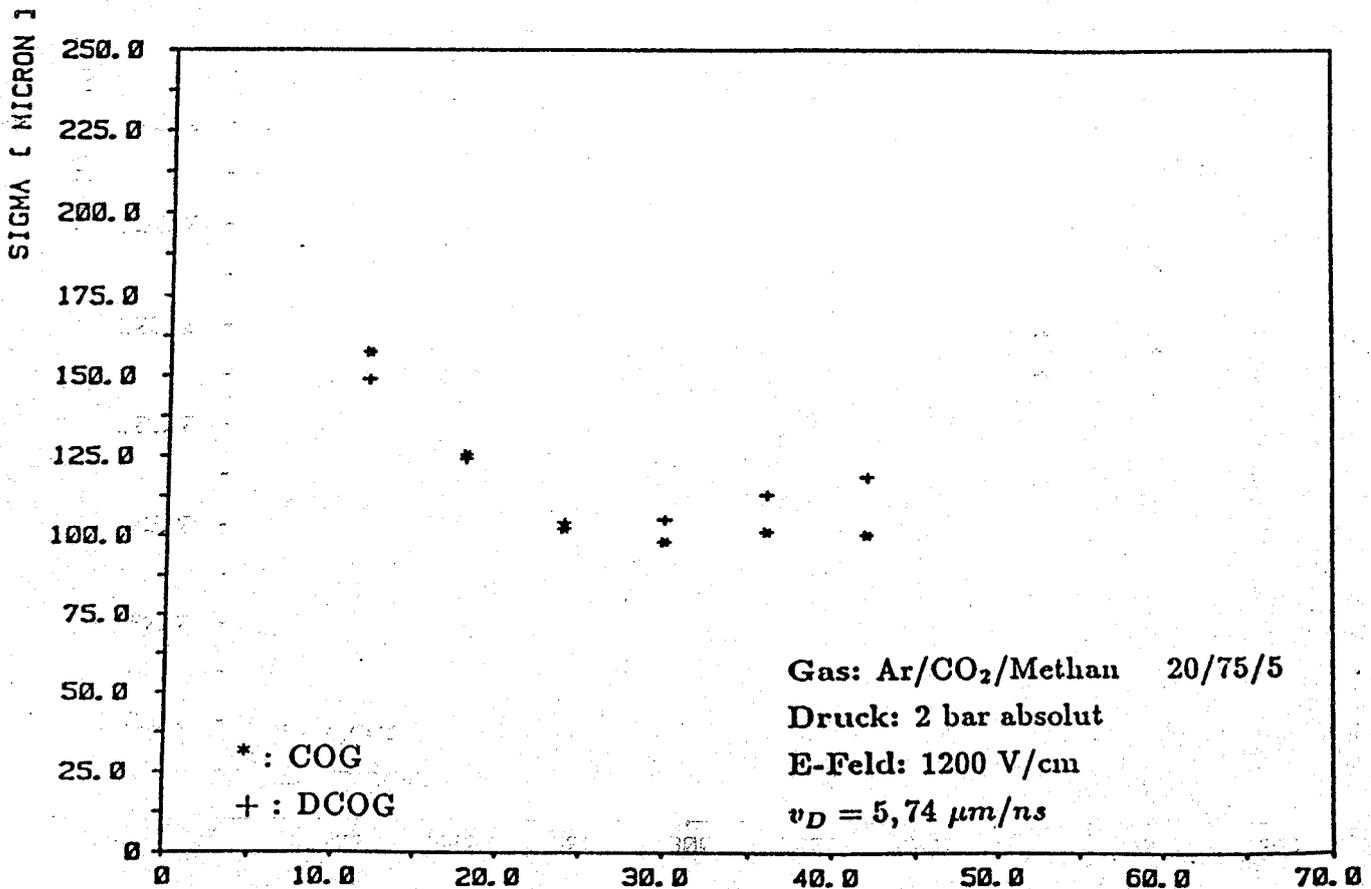


Ortsauflösung Ar/CO₂/Ethan 20/75/5

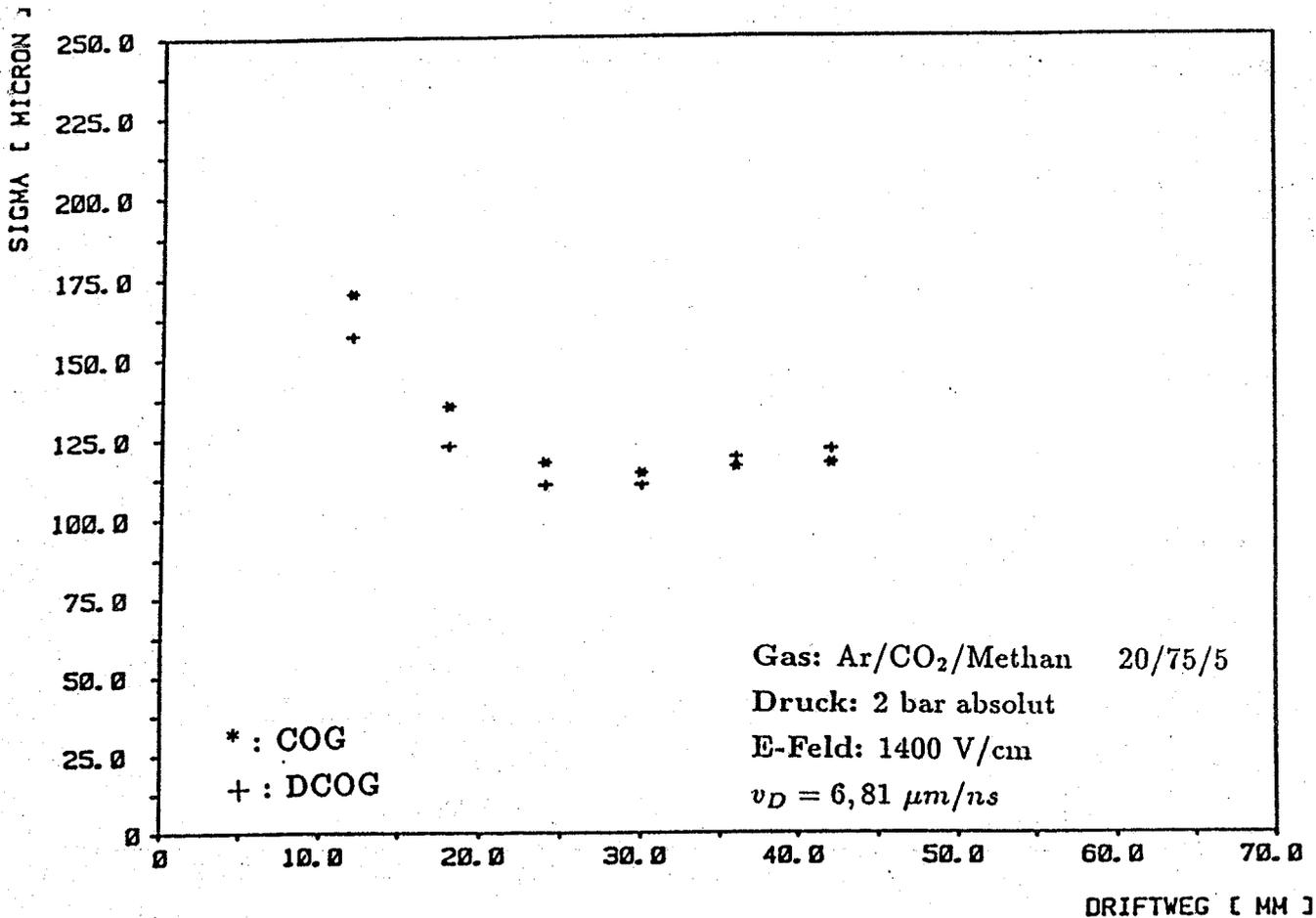


mittlere Ortsauflösung Ar/CO₂/Ethan 20/75/5

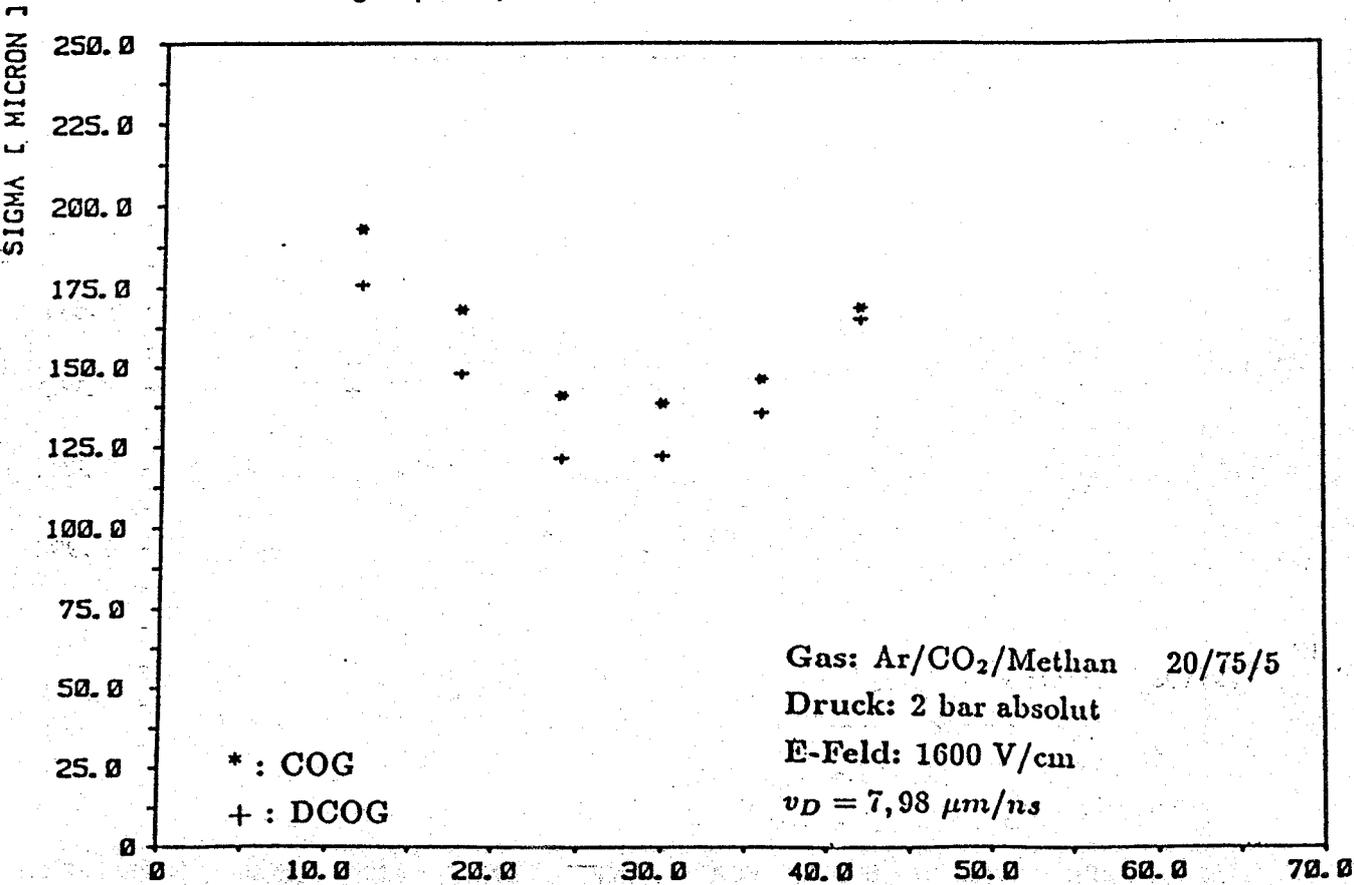


Ortsauflösung Ar/CO₂/Methan 20/75/5Ortsauflösung Ar/CO₂/Methan 20/75/5

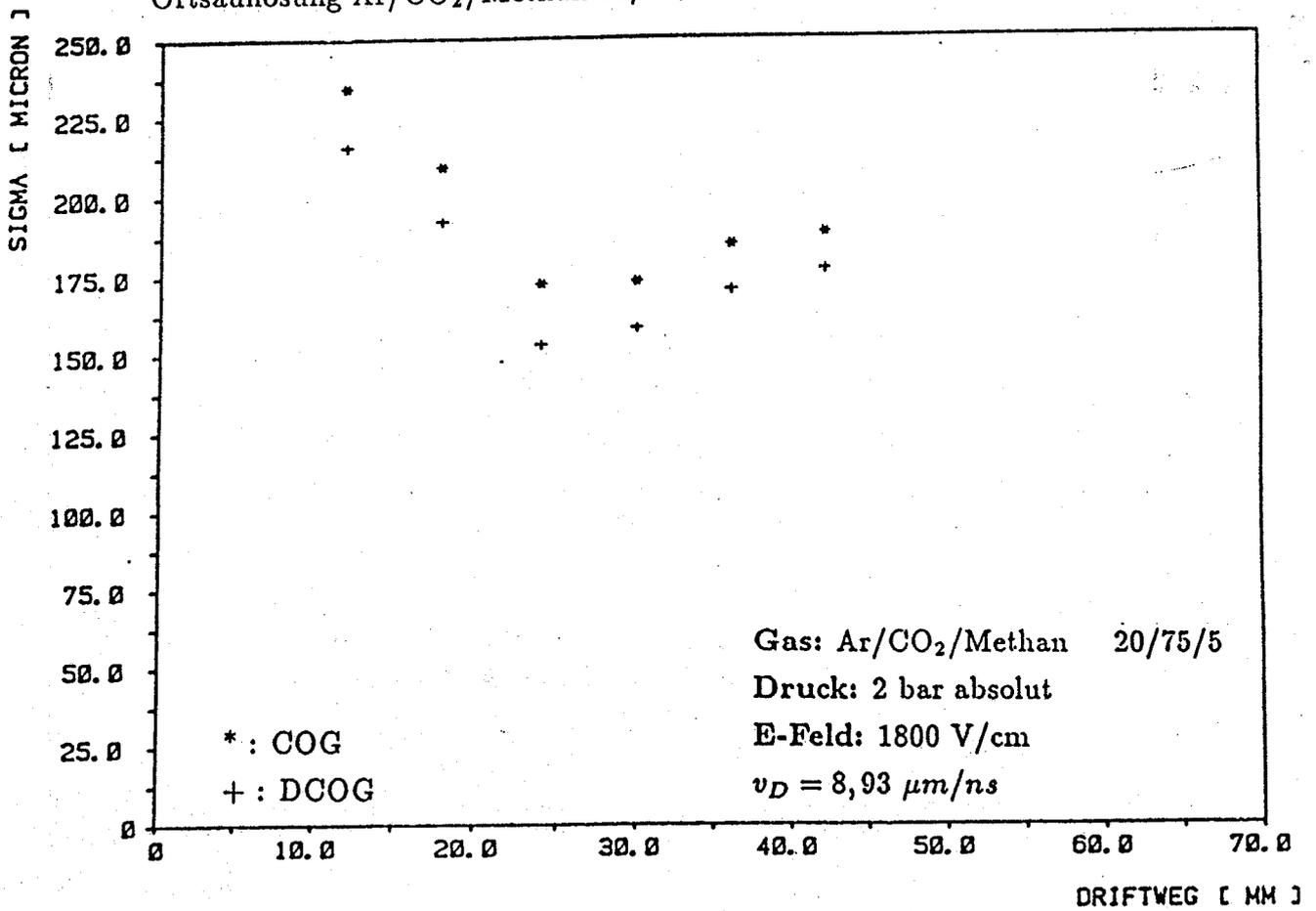
Ortsauflösung Ar/CO₂/Methan 20/75/5



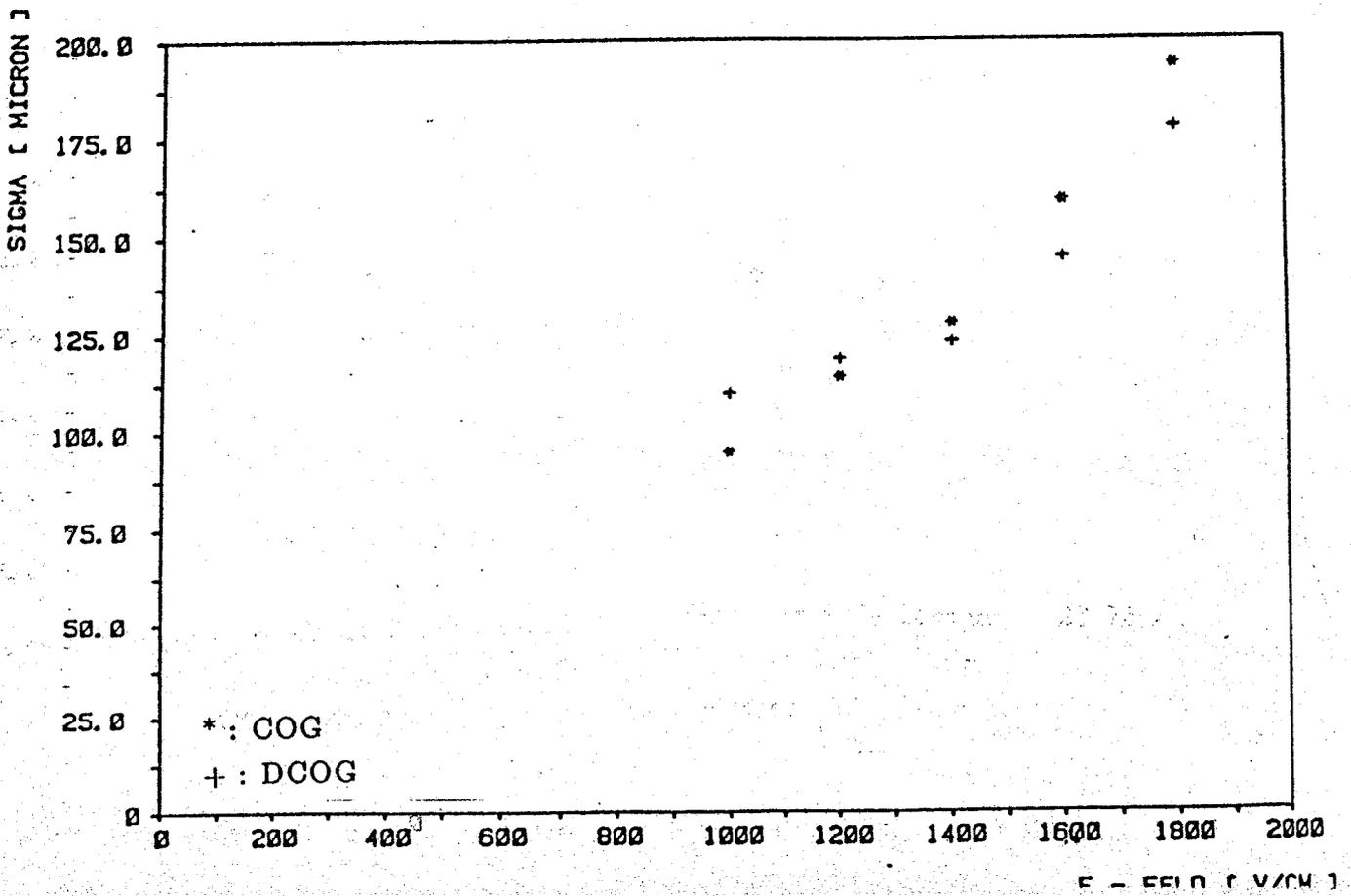
Ortsauflösung Ar/CO₂/Methan 20/75/5



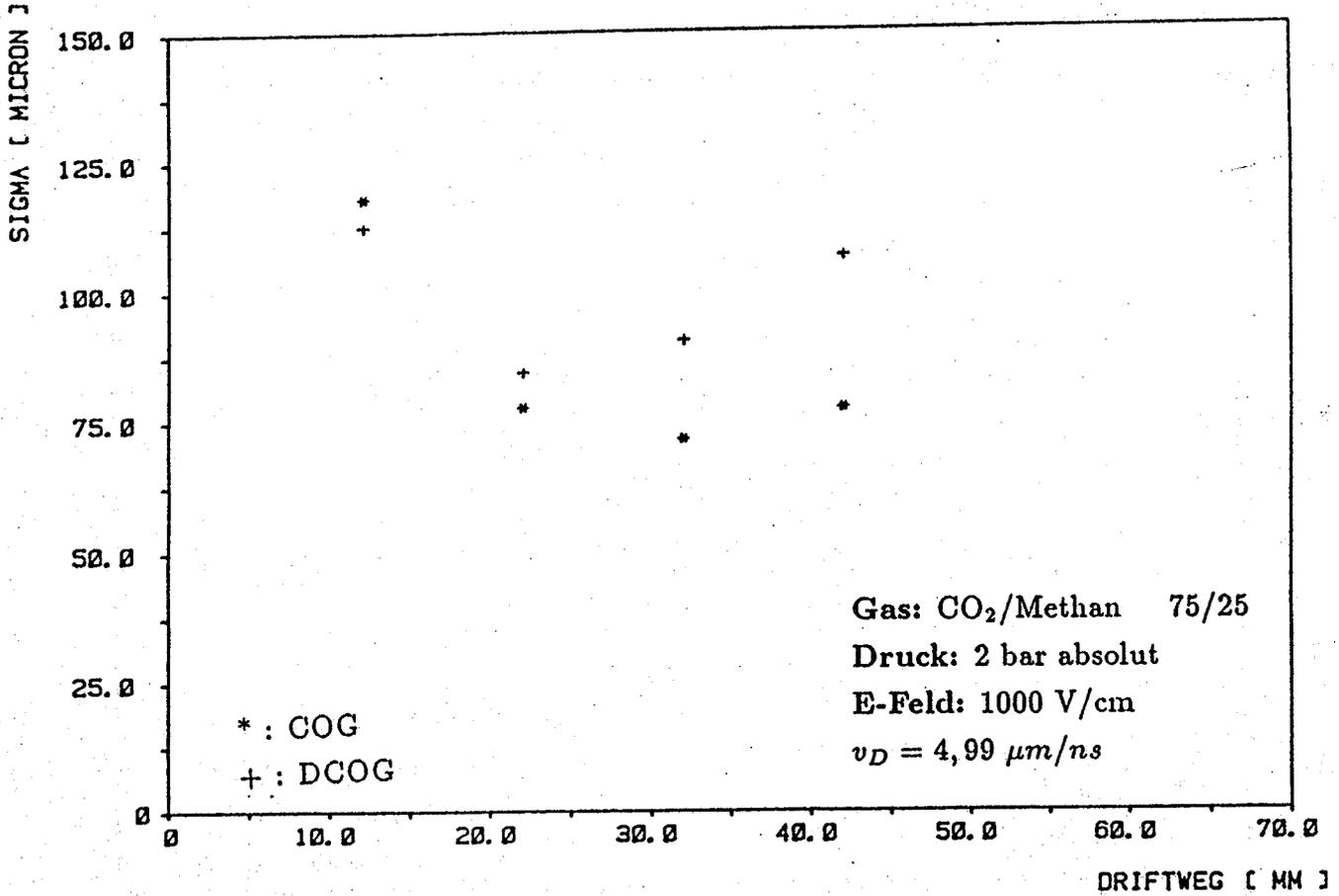
Ortsauflösung Ar/CO₂/Methan 20/75/5



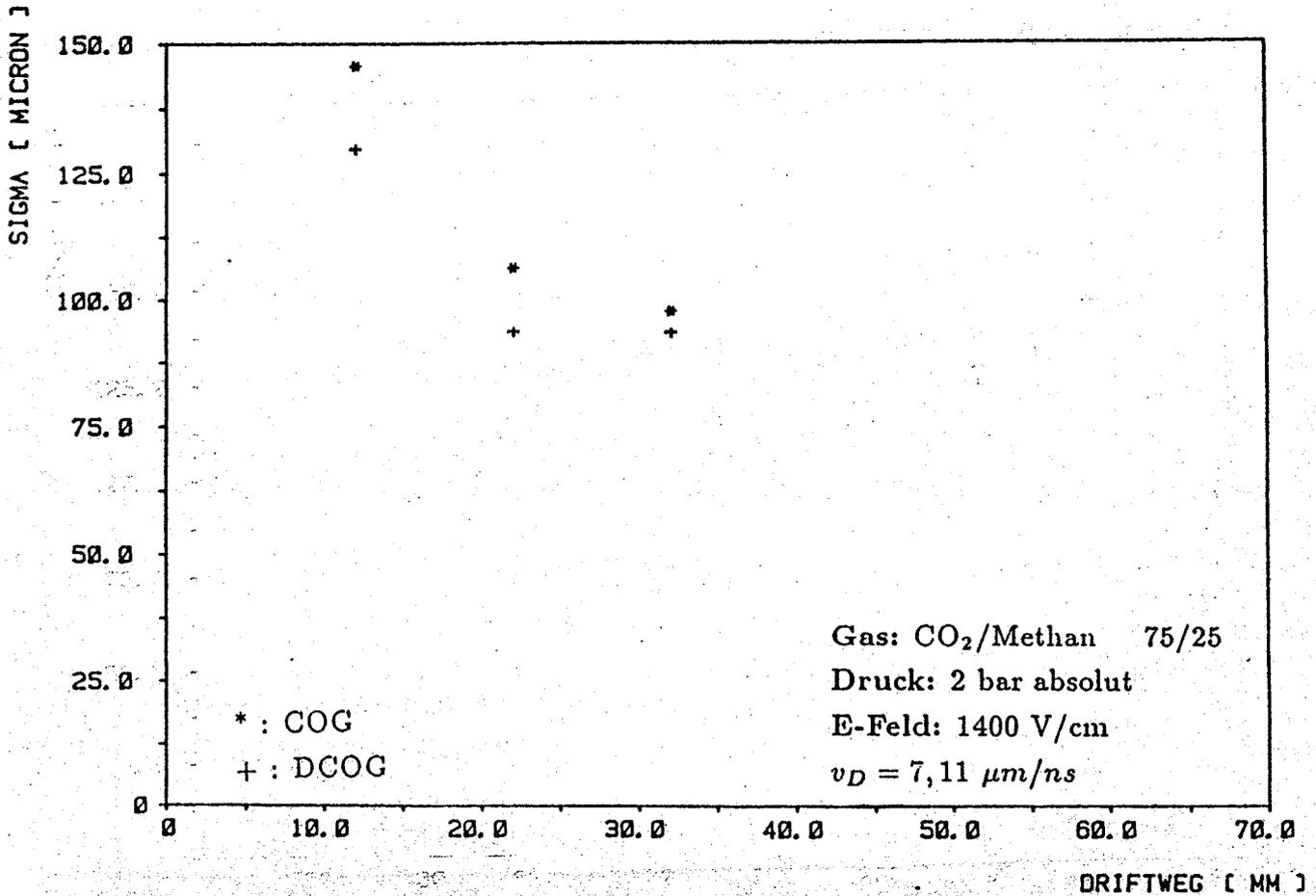
mittlere Ortsauflösung Ar/CO₂/Methan 20/75/5



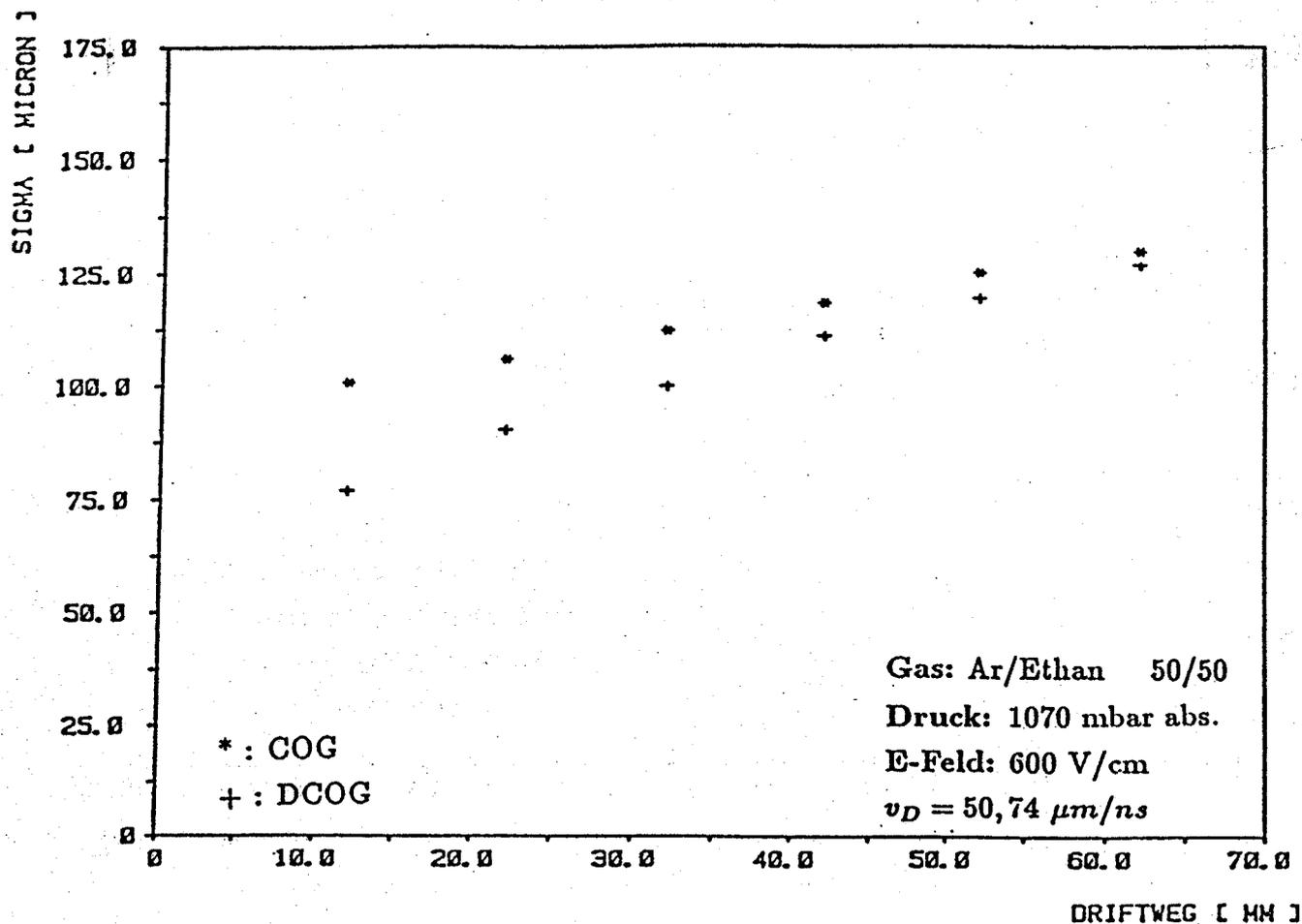
Ortsauflösung CO₂/Methan 75/25



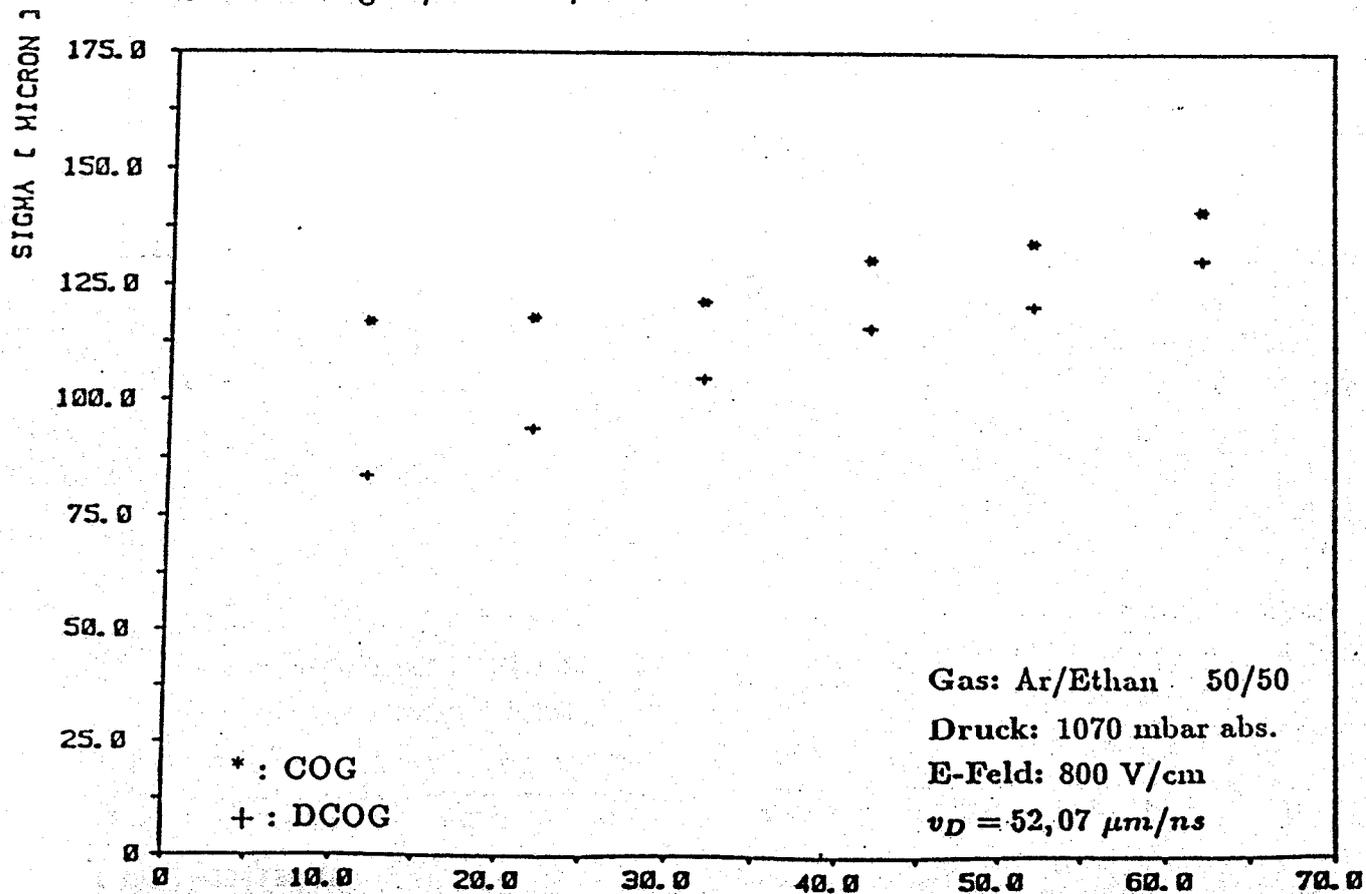
Ortsauflösung CO₂/Methan 75/25



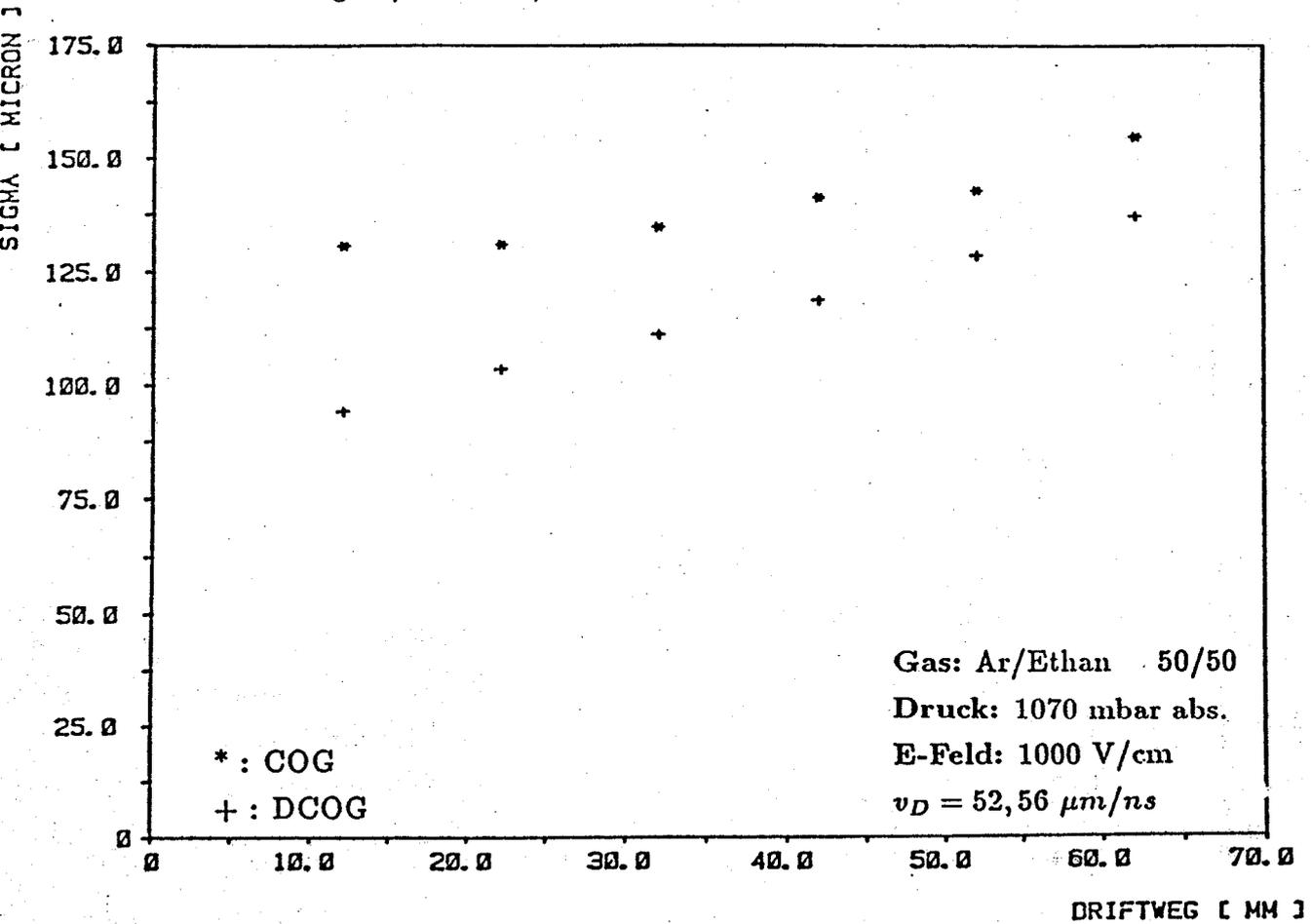
Ortsauflösung Ar/Ethan 50/50



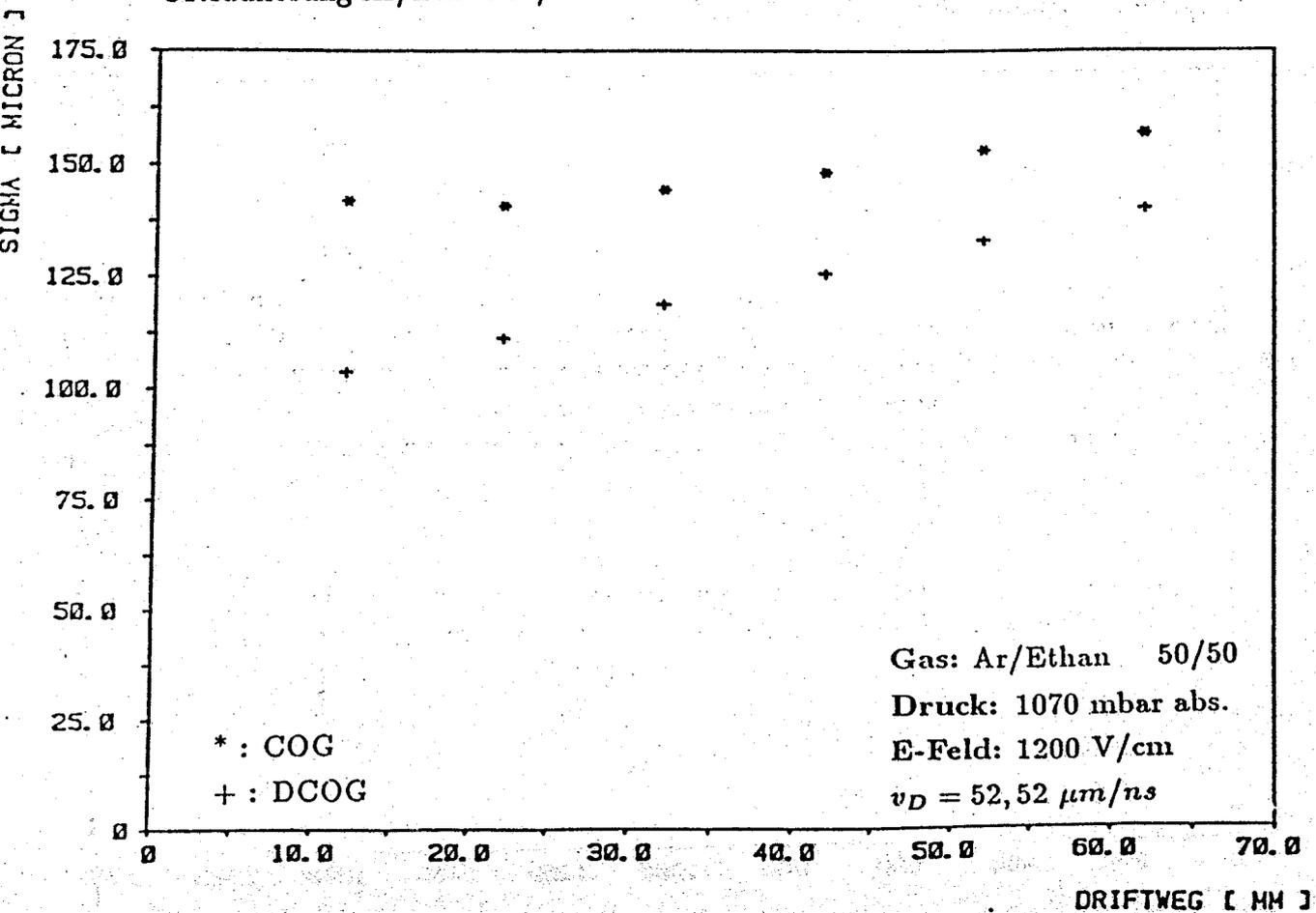
Ortsauflösung Ar/Ethan 50/50



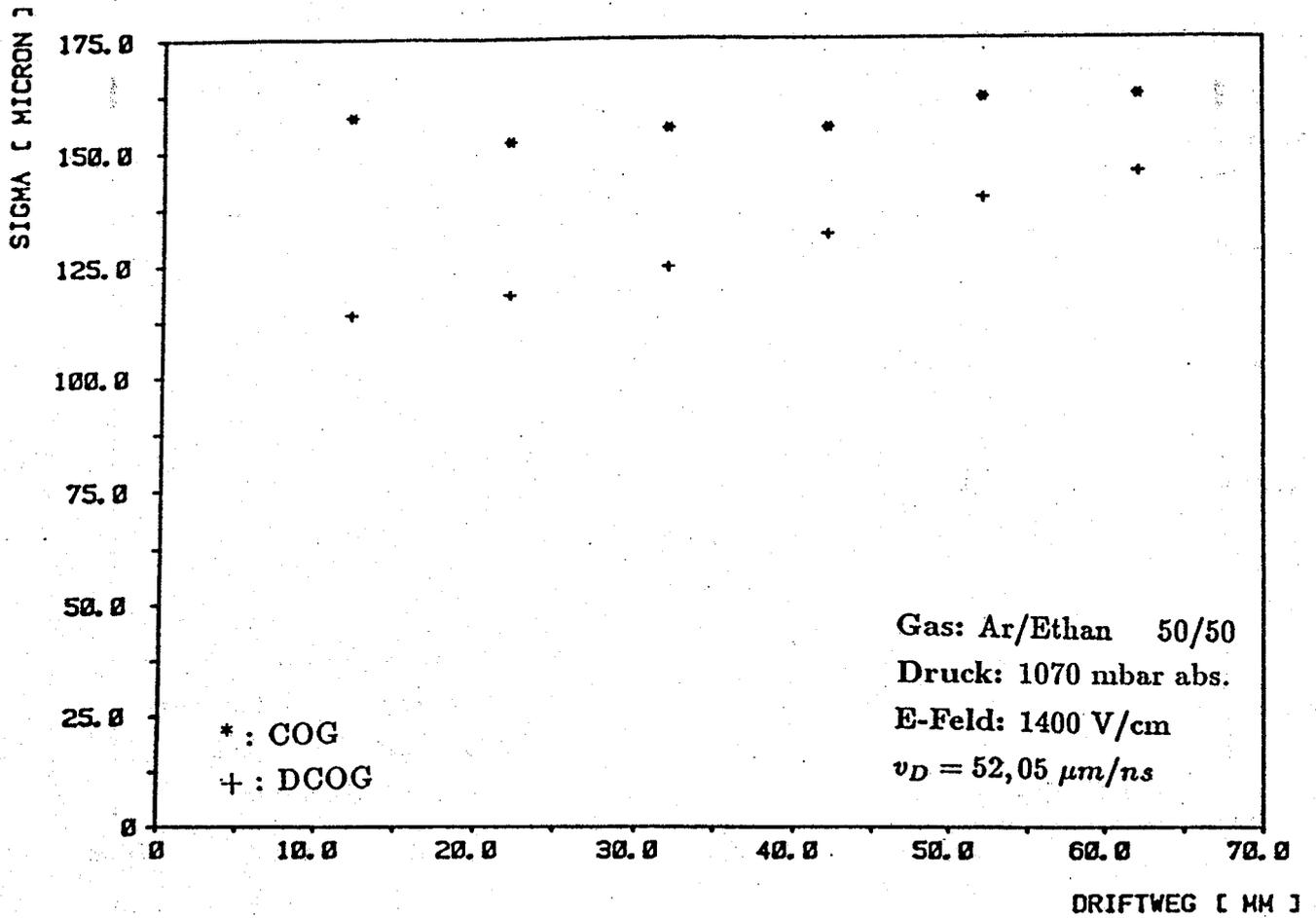
Ortsauflösung Ar/Ethan 50/50



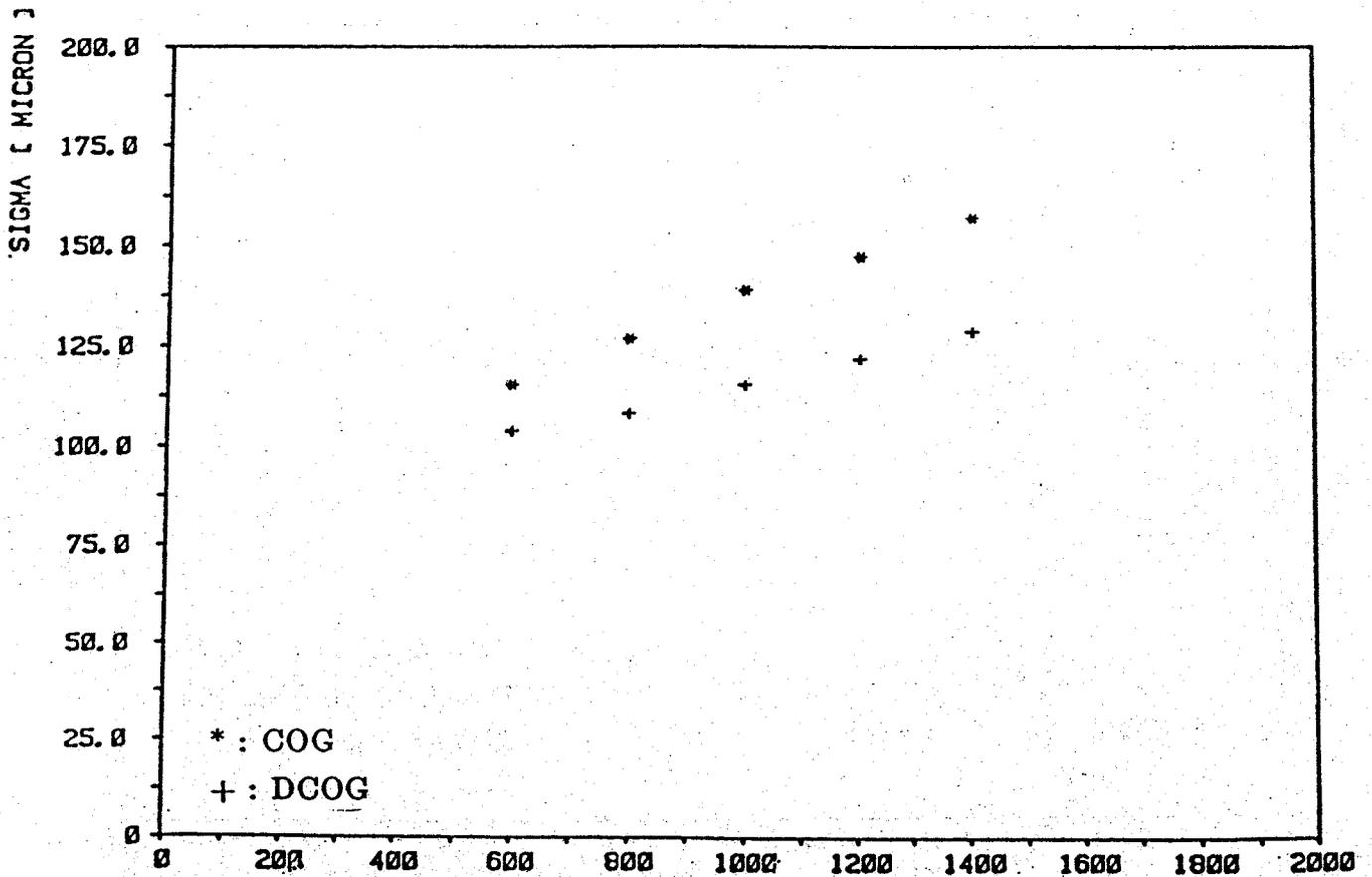
Ortsauflösung Ar/Ethan 50/50



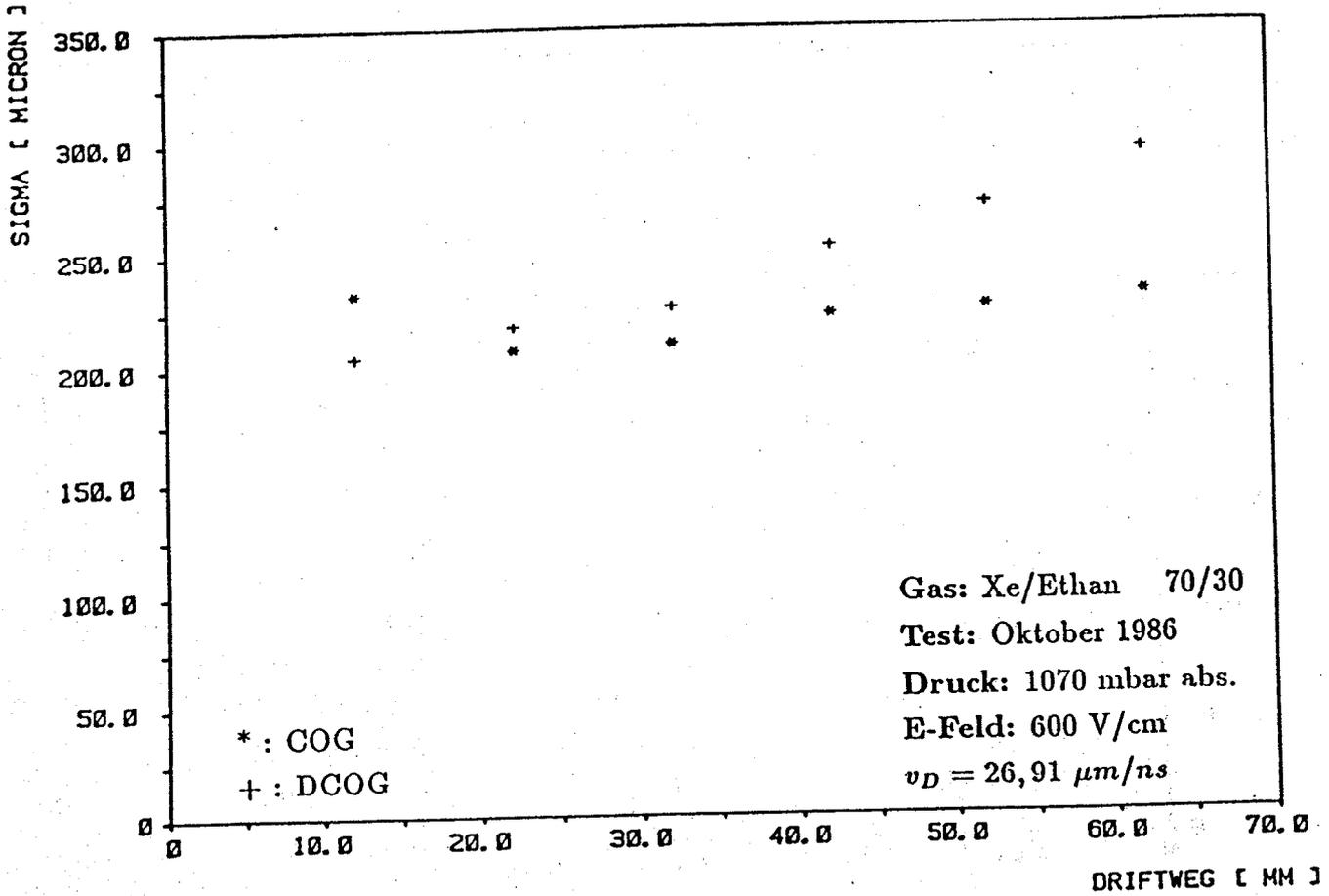
Ortsauflösung Ar/Ethan 50/50



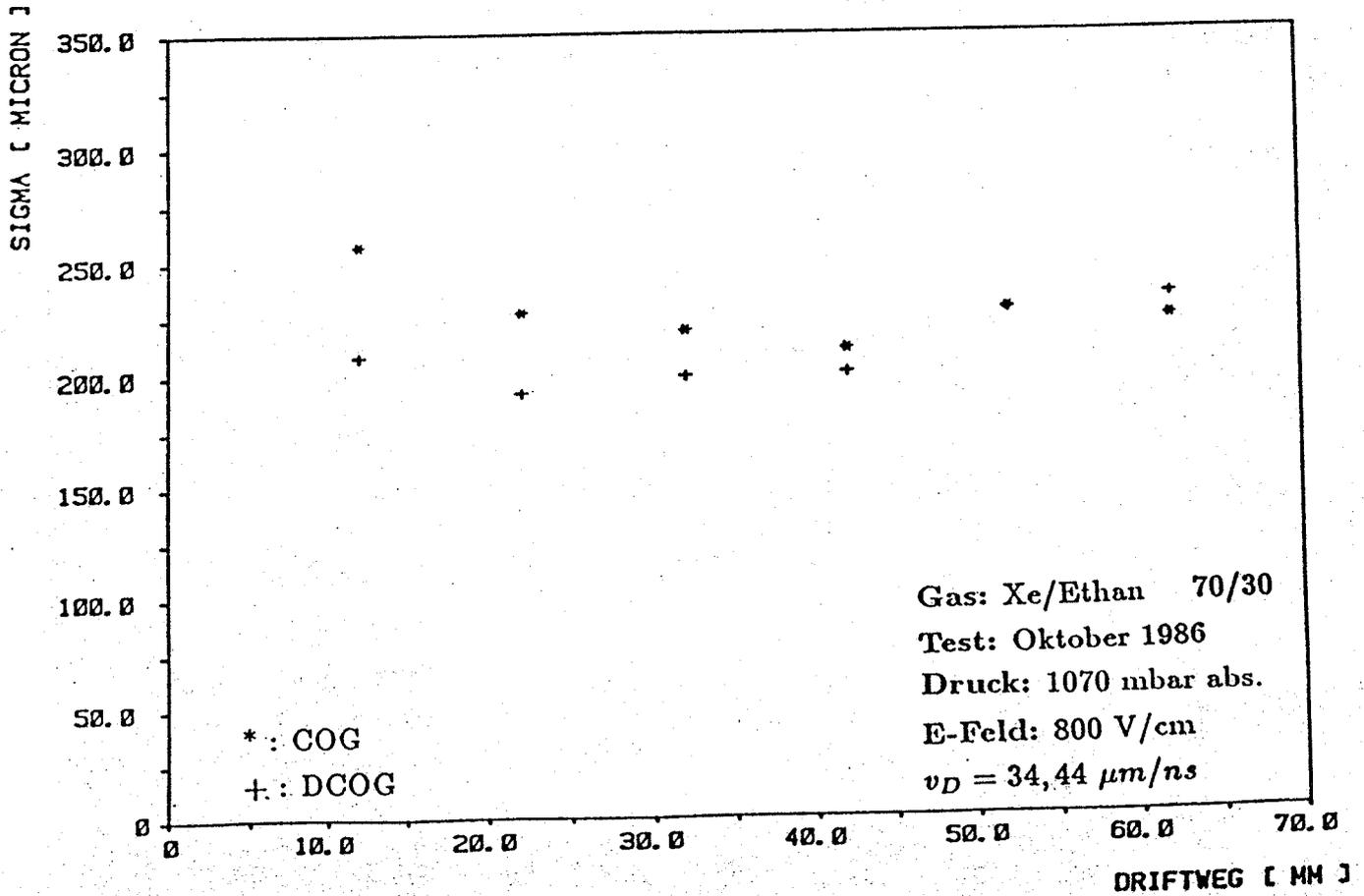
mittlere Ortsauflösung Ar/Ethan 50/50



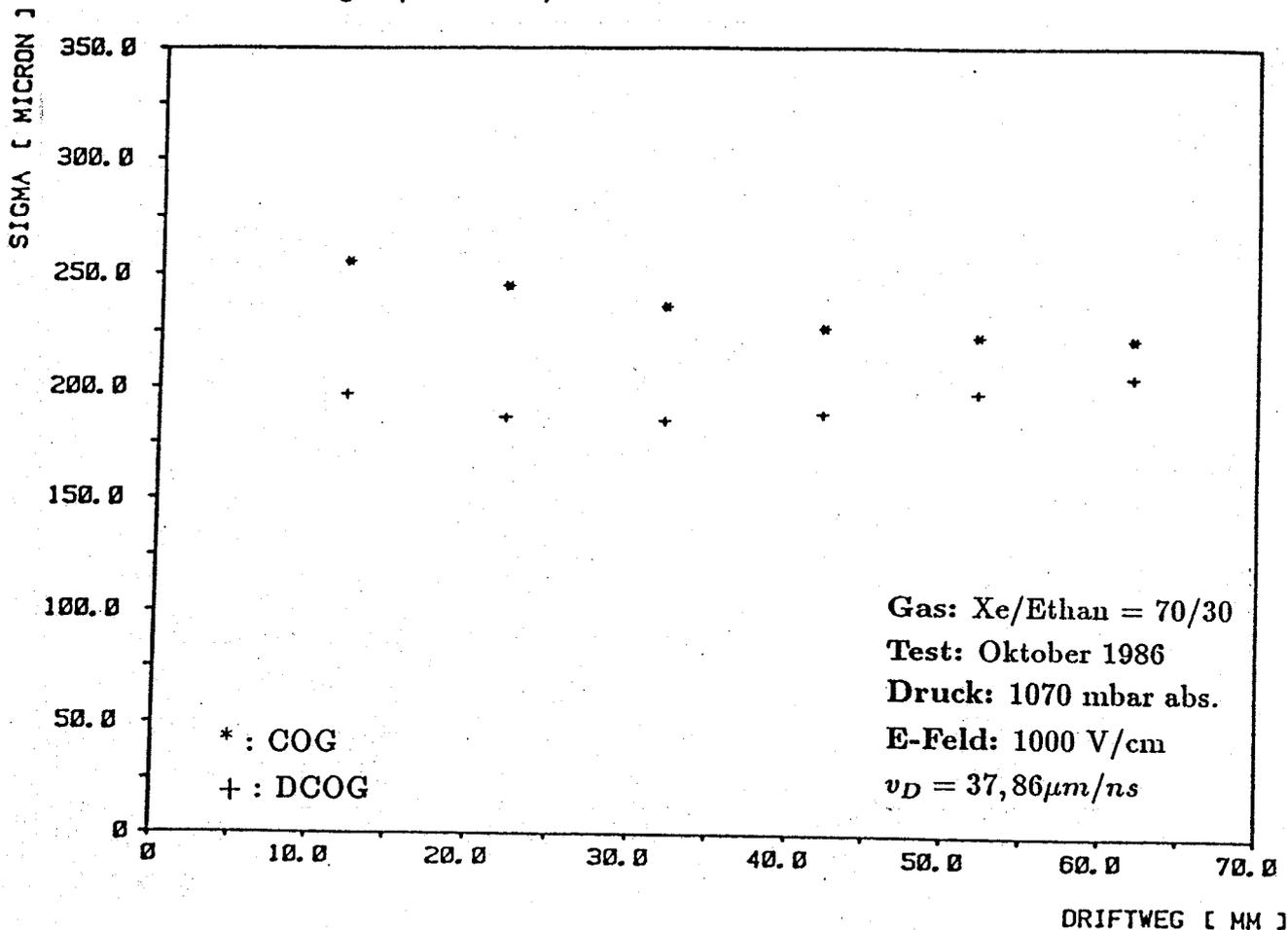
Ortsauflösung Xe/Ethan 70/30



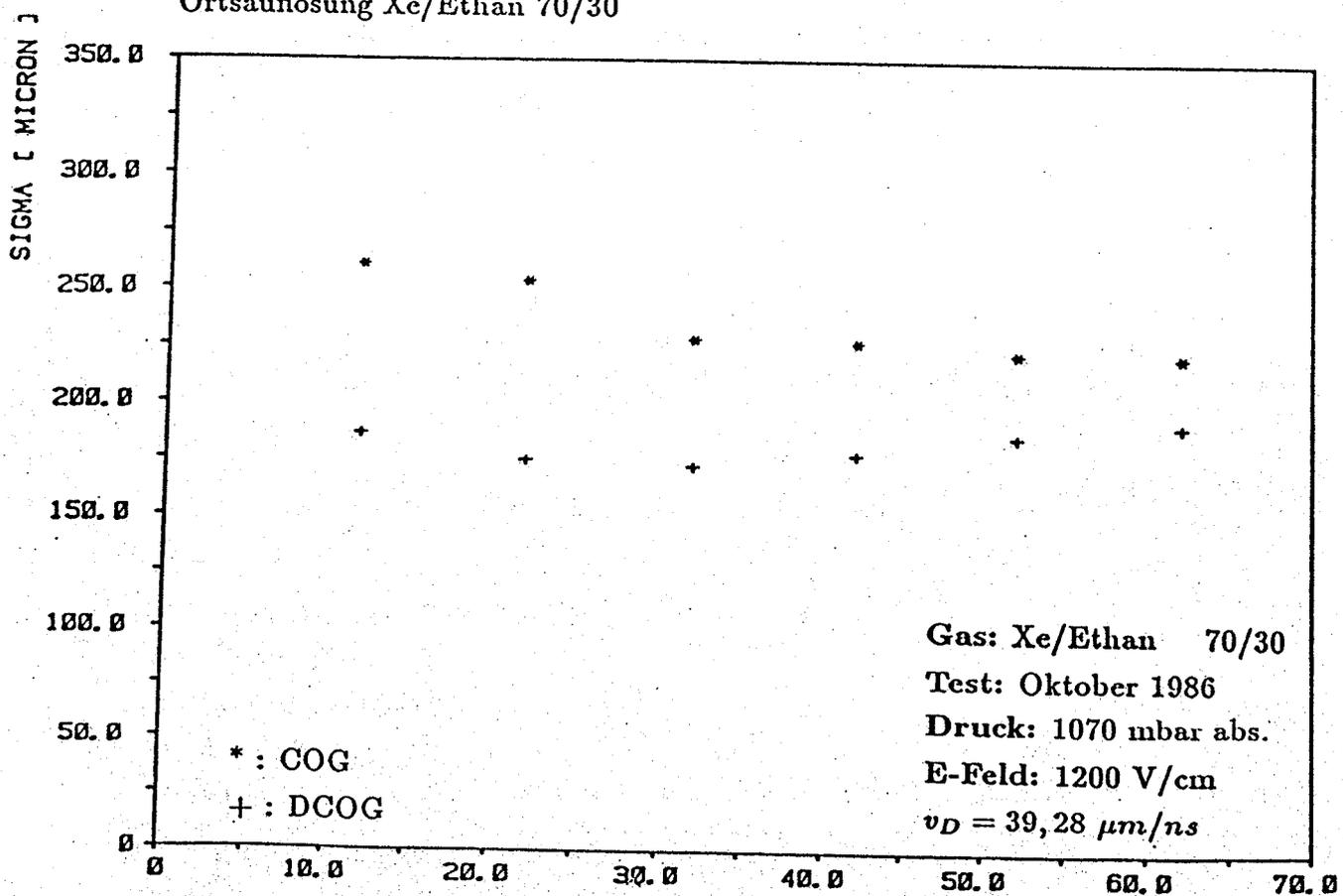
Ortsauflösung Xe/Ethan 70/30



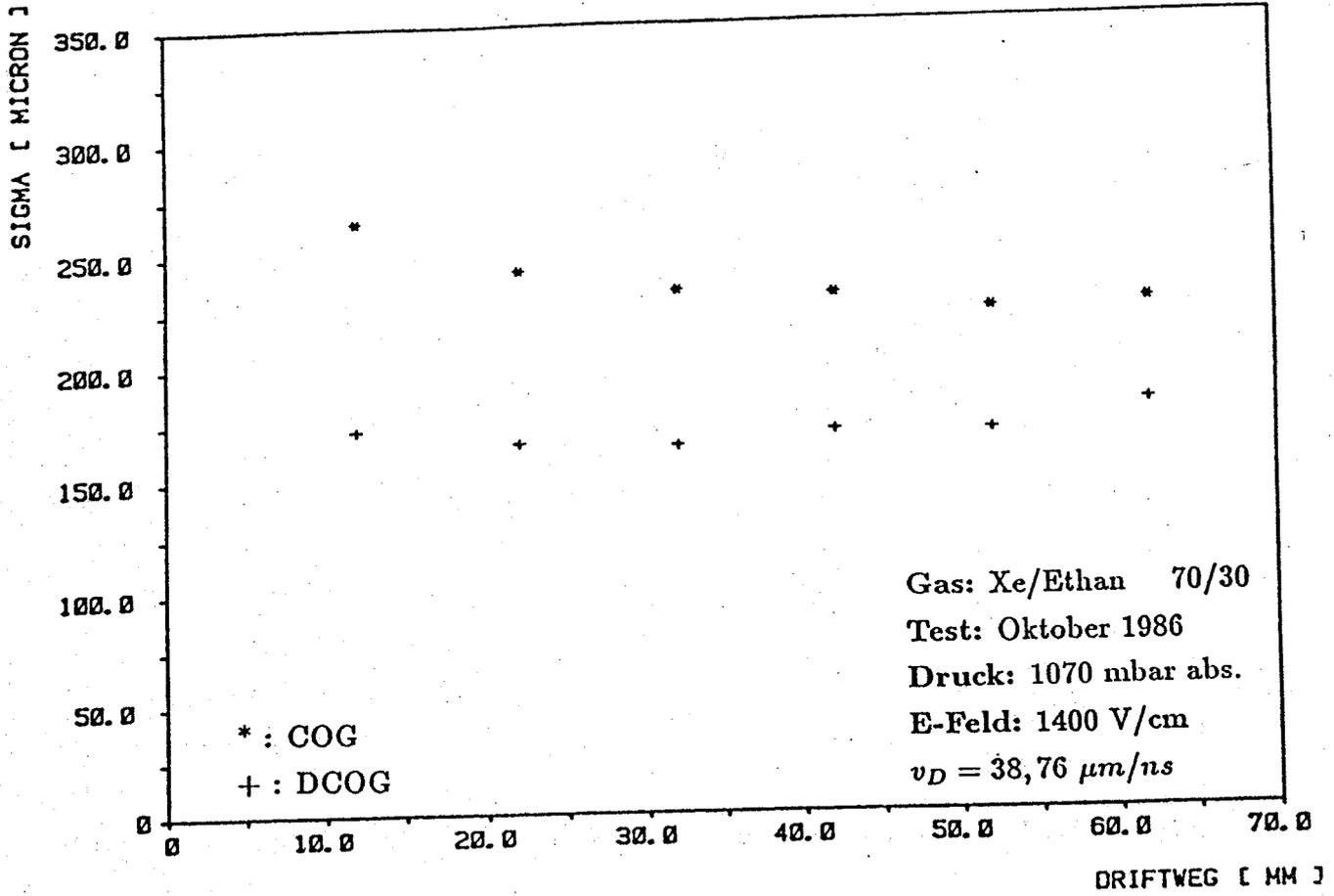
Ortsauflösung Xe/Ethan 70/30



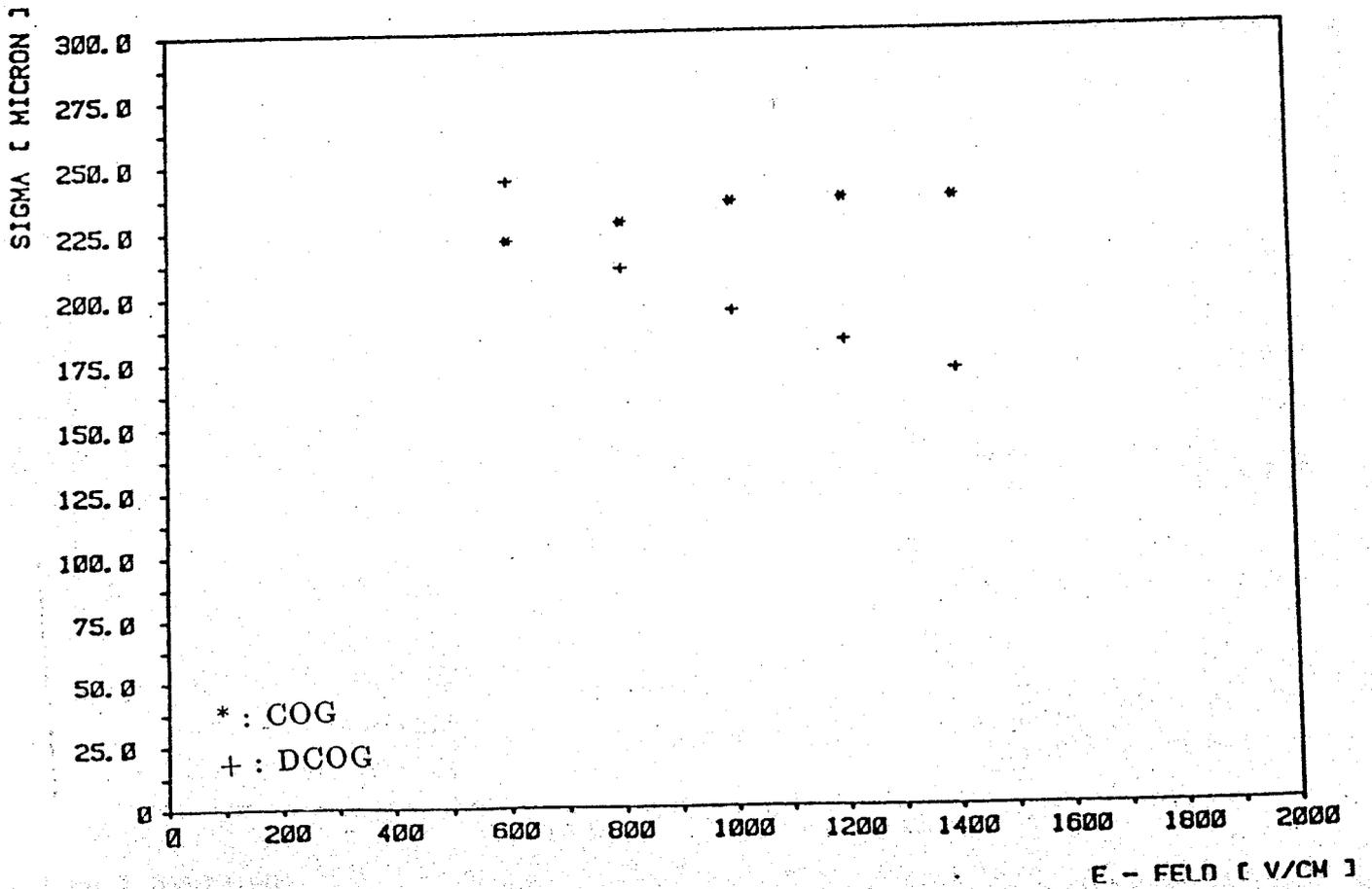
Ortsauflösung Xe/Ethan 70/30



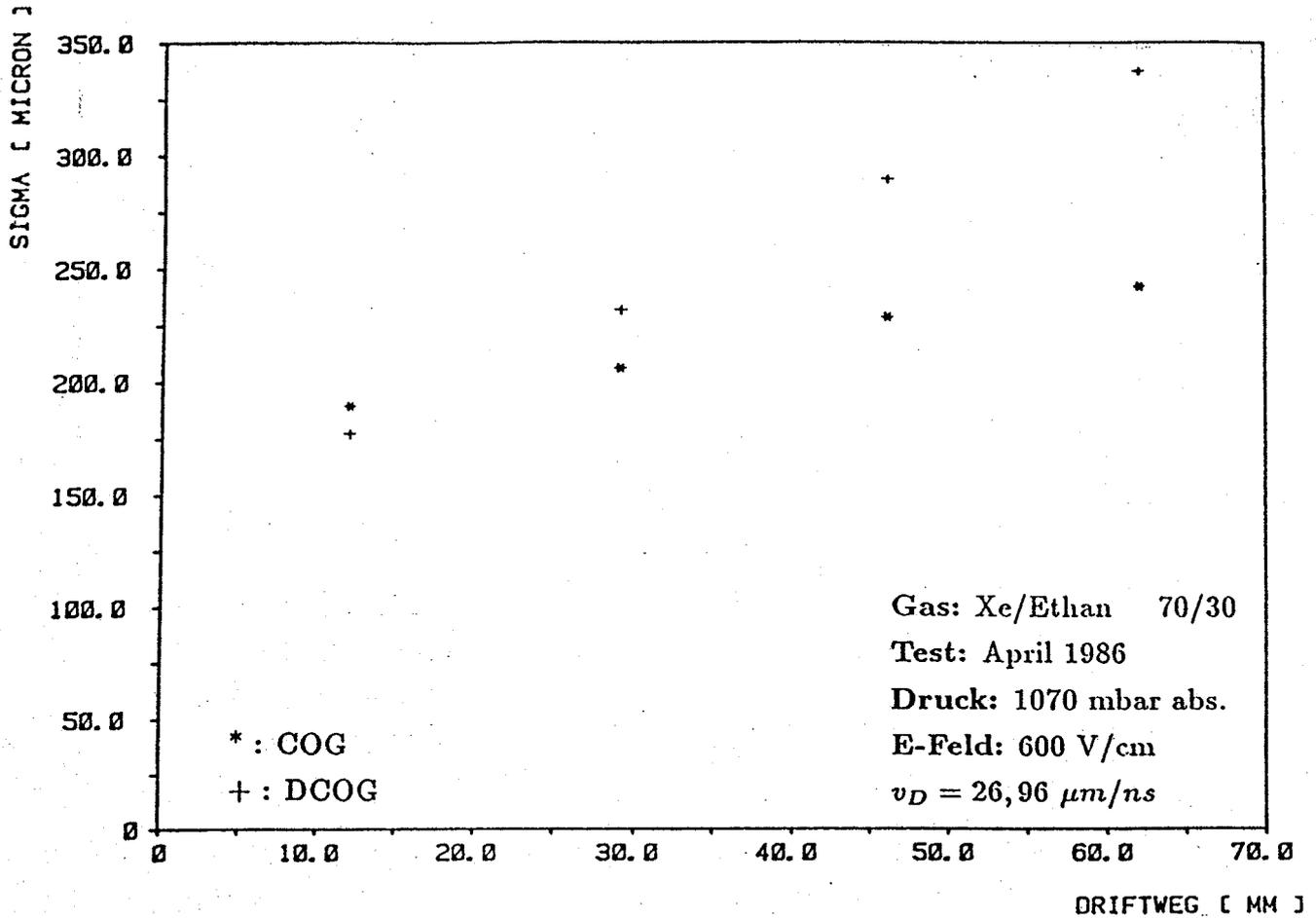
Ortsauflösung Xe/Ethan 70/30



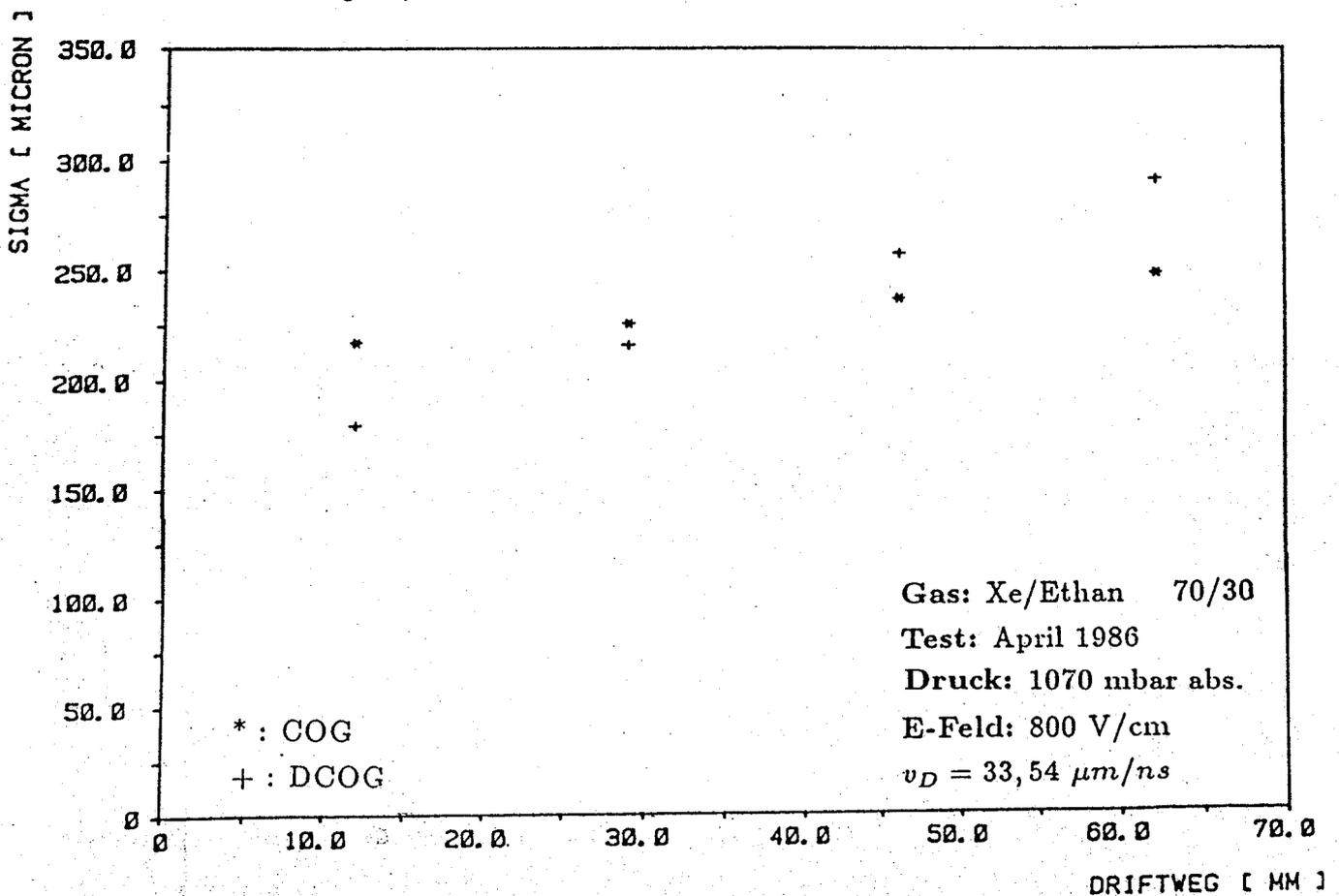
mittlere Ortsauflösung Xe/Ethan 70/30



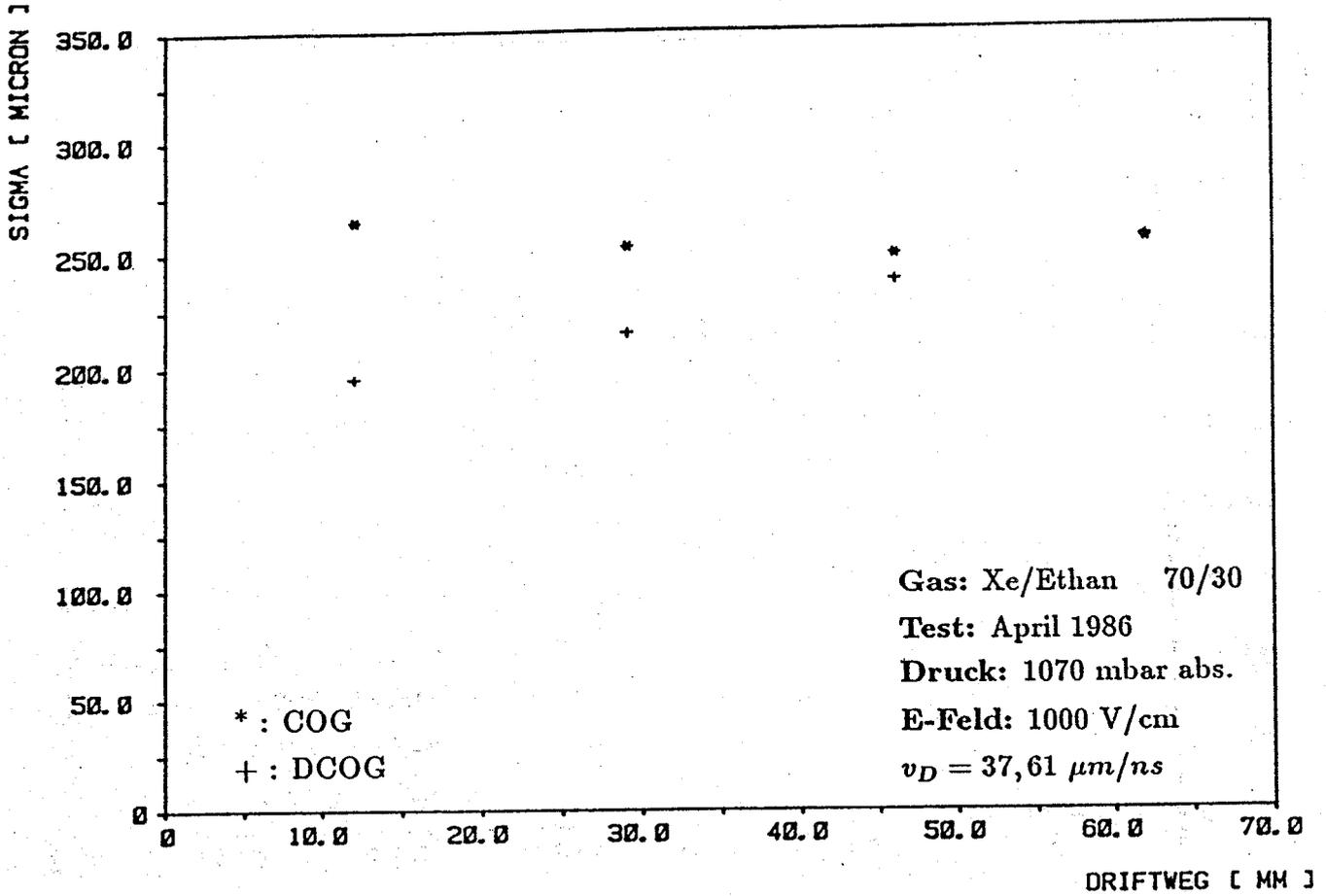
Ortsauflösung Xe/Ethan 70/30



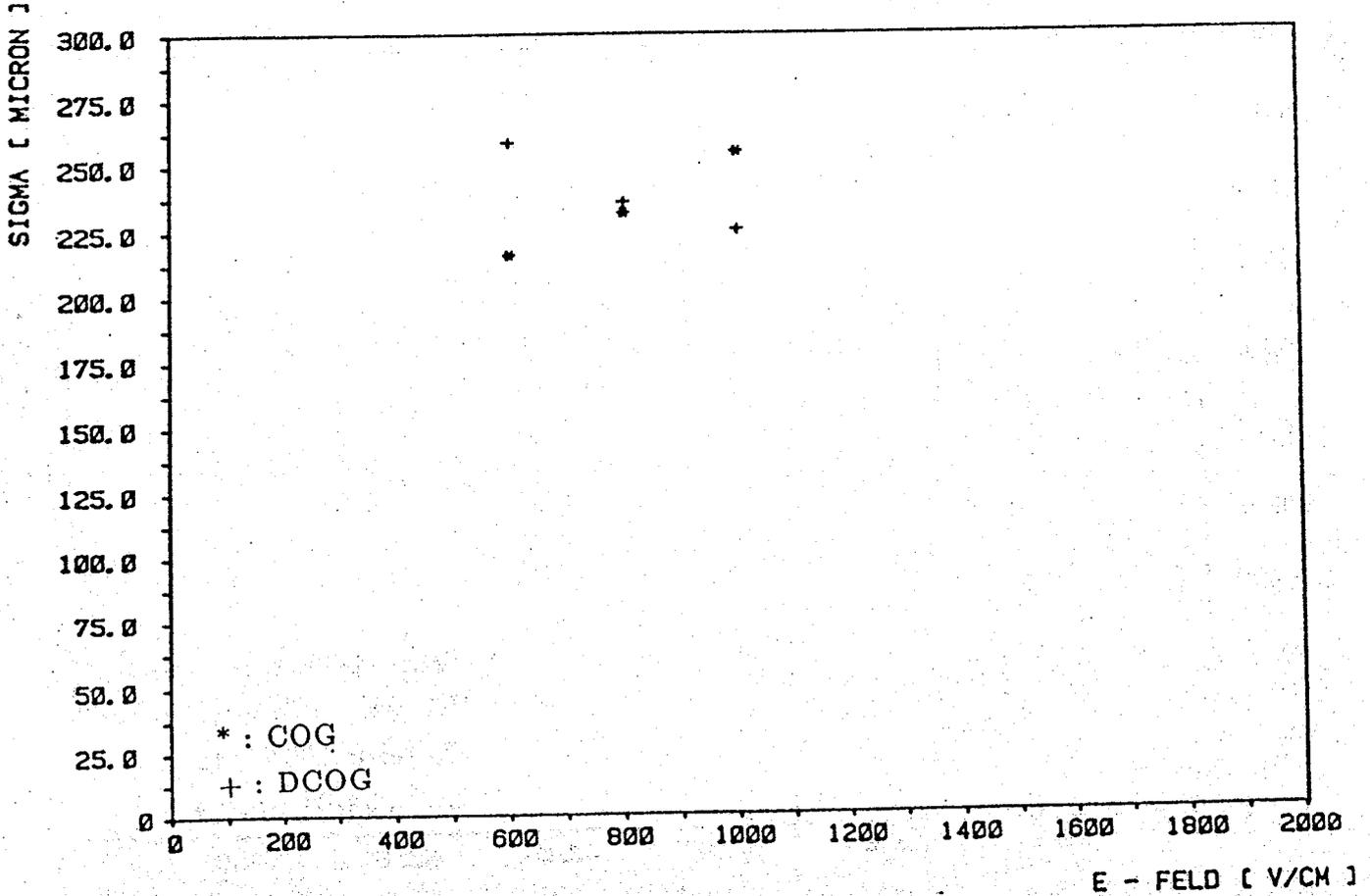
Ortsauflösung Xe/Ethan 70/30



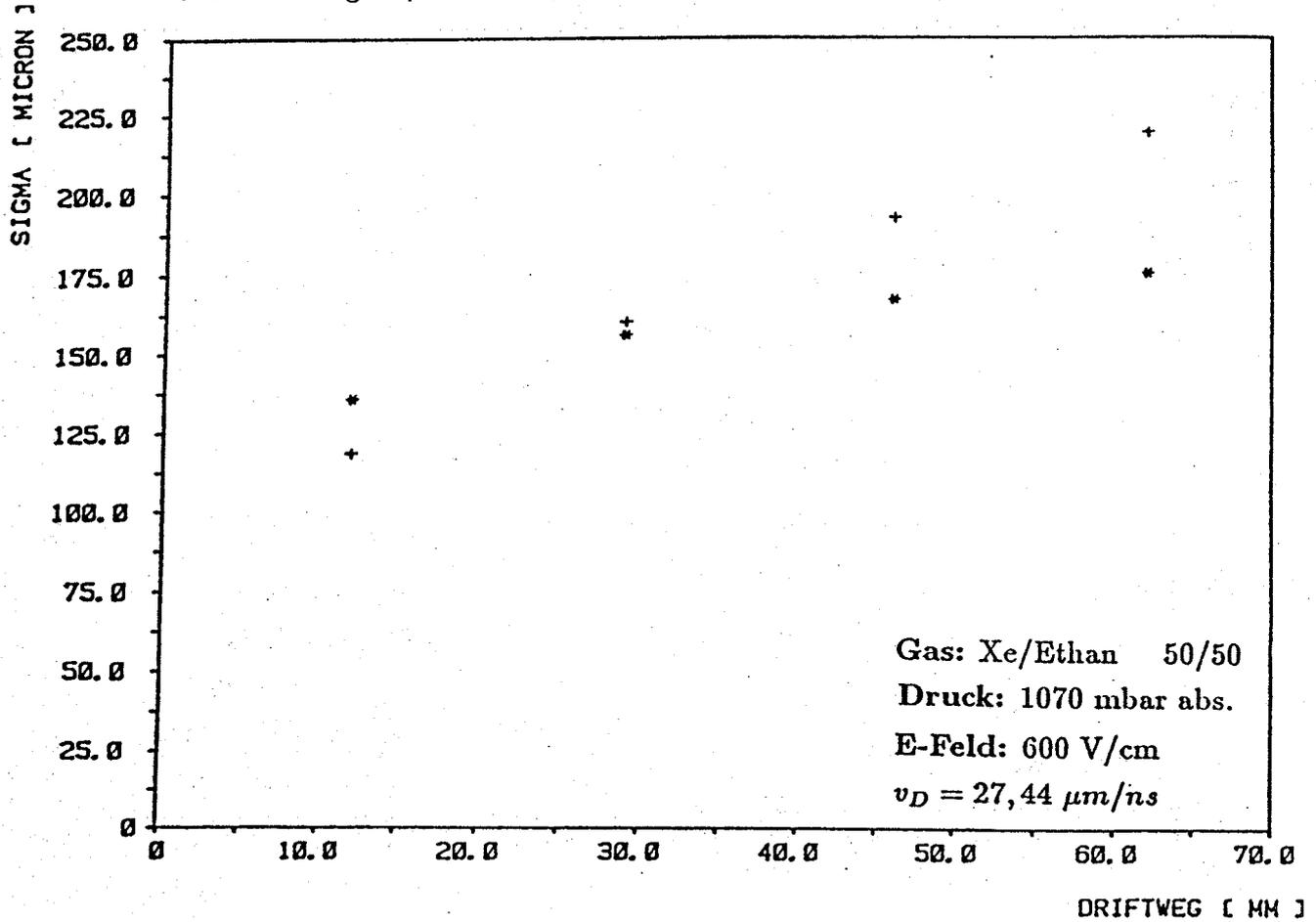
Ortsauflösung Xe/Ethan 70/30



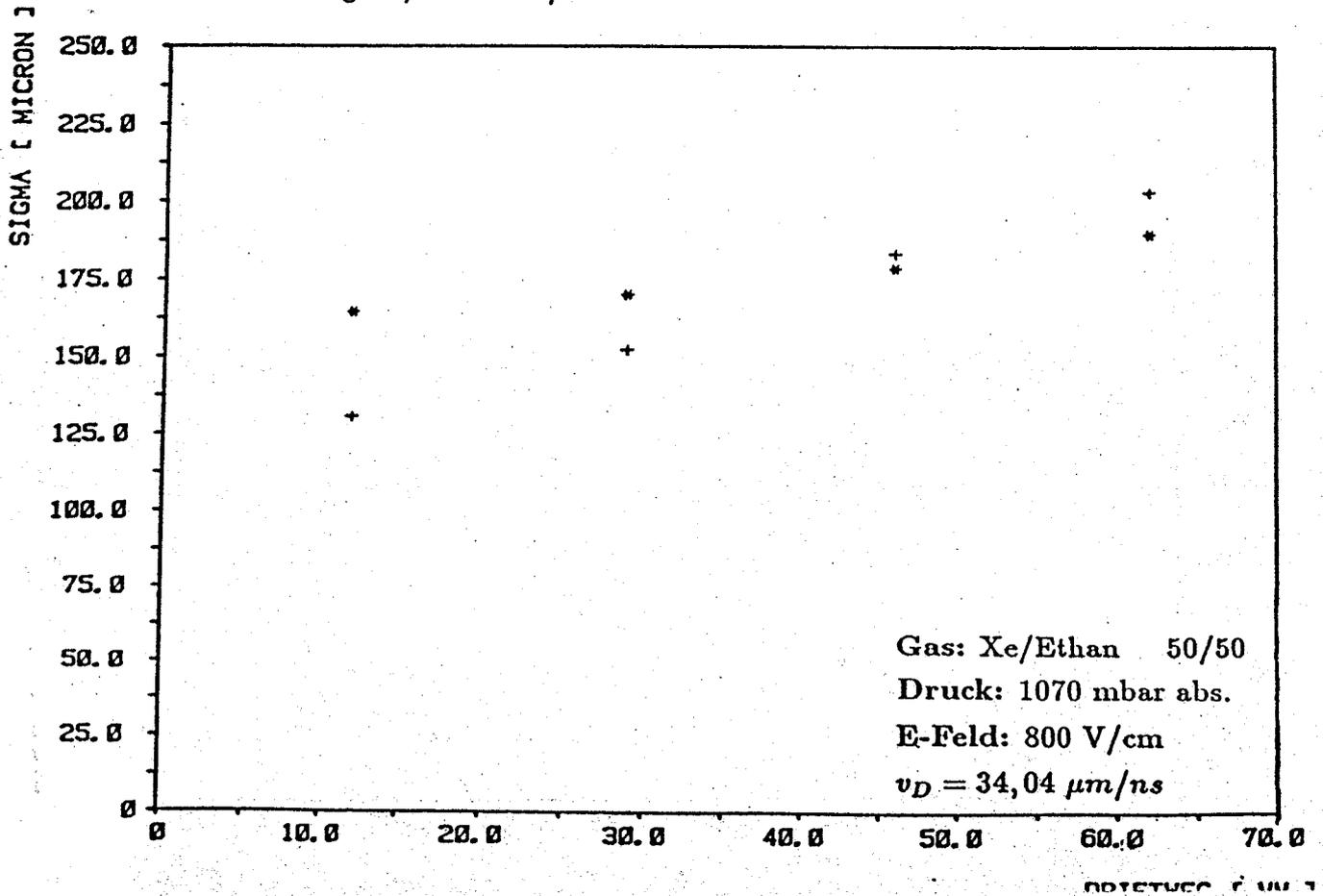
mittlere Ortsauflösung Xe/Ethan 70/30



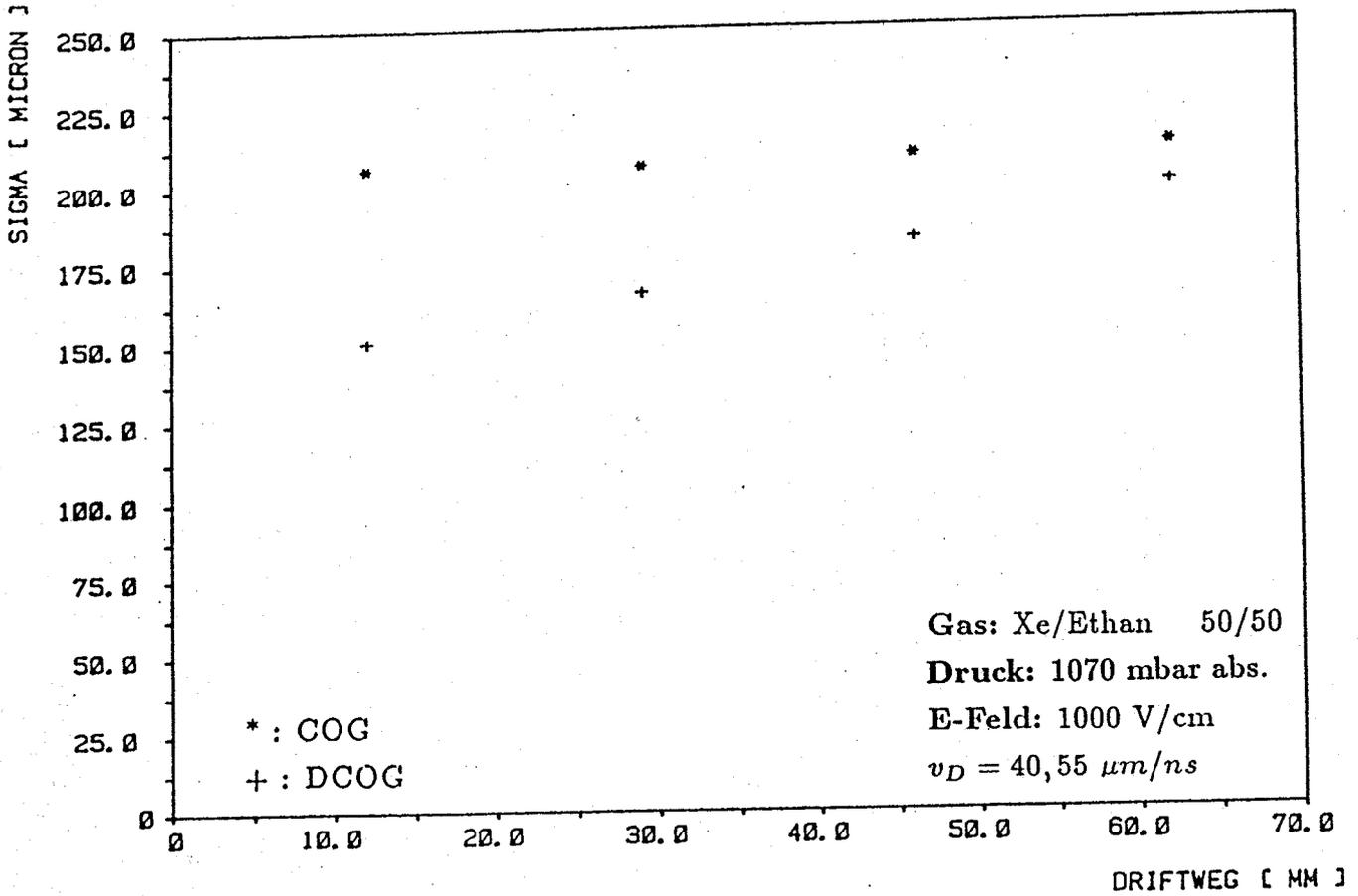
Ortsauflösung Xe/Ethan 50/50



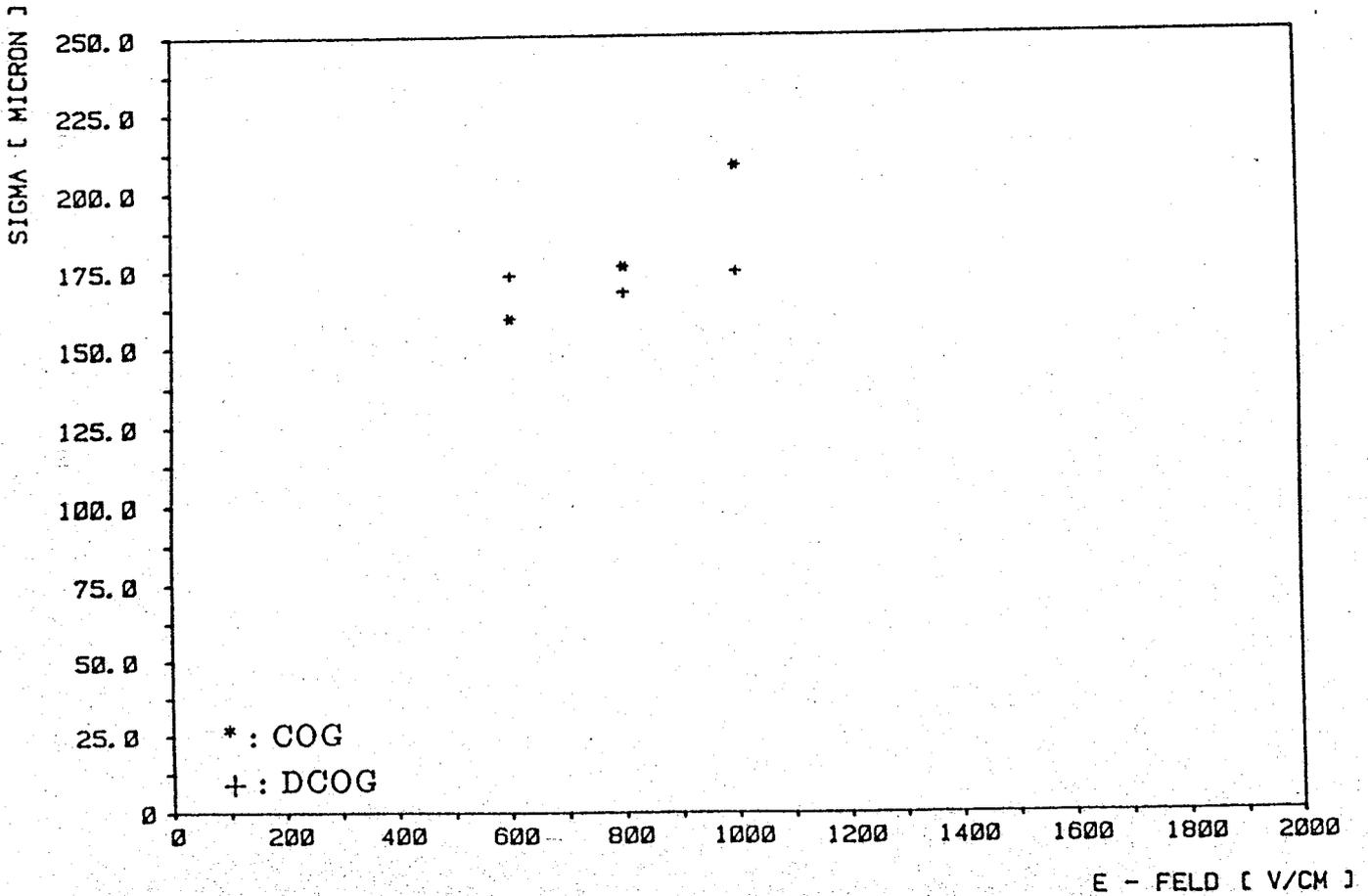
Ortsauflösung Xe/Ethan 50/50



Ortsauflösung Xe/Ethan 50/50



mittlere Ortsauflösung Xe/Ethan 50/50





Literaturverzeichnis

- /BEI83/ Entwicklung und Bau der Vorverstärker, F. Beißel,
III. Phys. Institut, RWTH Aachen, 1983
- /BIR85/ H. Birke, VARIAN, Darmstadt, private Mitteilung
- /BOF86/ K. Boffin und mechanische Werkstatt, Bau der Testkammer,
III. Phys. Institut, RWTH Aachen, (1986)
- /BRA68/ S. Brandt, Statistische Methoden der Datenanalyse,
B.I. Mannheim / Zürich, (1968)
- /BUR85/ H.J. Burckhart et al. Nucl. Instr. and Meth. A244 (1986) 416ff
- /COM/ V. Commichau, Entwicklung und Bau der FADC-Einheiten
III. Phys. Institut, RWTH Aachen
- /COM84/ V. Commichau, Interner Bericht FADC-Version 1C
III. Phys. Institut, RWTH Aachen, 1984
- /DED83/ K. Dederichs, Diplomarbeit III. Phys. Institut,
RWTH Aachen, 1983
- /DRA86/ K.J. Draheim, Diplomarbeit III. Phys. Institut,
RWTH Aachen, 1986
- /EFS86/ Workshop on Radiation Damage to Wire Chambers
16, 17 Januar 1985
- /FRO79/ A.G. Frodesen et al., Probability and Statistics
in Particle Physics,
Universitetsforlaget, (1979) 259
- /GAS1/ Deoxo: BTS-Katalysator, Firma Fluka, Buchs (Schweiz)
Molekularsieb Union Carbide Typ 3 A, Firma Fluka, Buchs (Schweiz)
- /GAS2/ 'Tombac' flexible Metallschläuche, Hersteller:
Witzenmann GmbH, Pforzheim
- /GAS3/ Feuchtemeßgerät Firma Panametrics, System III
- /GAS4/ Gaschromatograph: Modell 3700, Firma VARIAN, Darmstadt
- /GAS5/ 3390A Integrator, Firma Hewlett Packard
- /GES87/ U. Gessner, Diplomarbeit III. Phys. Institut,
RWTH Aachen, 1987
- /HAN84/ Entwicklung der DRP - Software, K. Hangater,
III. Phys. Institut, RWTH Aachen
- /HAN87/ K. Hangater, III. Phys. Institut, RWTH Aachen,
private Mitteilung

- /HAW82/ P. Hawelka, Diplomarbeit III. Phys. Institut,
RWTH Aachen, 1982
- /HAW87/ P. Hawelka, Dissertation III. Phys. Institut,
RWTH Aachen, 1987
- /HER85/ U. Herten, Diplomarbeit III. Phys. Institut,
RWTH Aachen, 1985
- /HOF86/ K.D. Hofmann, Diplomarbeit III. Phys. Institut,
RWTH Aachen, 1986
- /H1P86/ H1-Detektor HERA, Technical Proposal (1986)
- /KEL61/ H. Kelker, Farbwerke Hoechst AG, Frankfurt Main Hoechst
aus Ullmanns Encyclopädie der technischen Chemie, Band 2/1, S.129ff
- /L3P83/ L3-Detektor CERN, Technical Proposal (1983)
- /LAP80/ F. Lapique and F. Piuz, Nucl. Instr. and Meth. 175 (1980) 297f
- /MEL86/ Herstellung der Säulen durch W. Meltzow,
Technische Chemie, RWTH Aachen
- /MEL87/ W. Meltzow, Technische Chemie, RWTH Aachen, private Mitteilung
- /MÖC85/ Möckel, Hahn-Meitner-Institut, Berlin, private Mitteilung
- /MUH85/ F. Muheim, Diplomarbeit IHP, ETH Zürich, 1985
- /NIE84/ H. Nierobisch, Diplomarbeit III. Phys. Institut,
RWTH Aachen, 1983
- /PAL74/ V.Palladino and B.Sadoulet, Application of the Classical
Theory of Electrons in Gases to Multiwire Proportional and
Drift Chambers,
LBL University of California Berkeley, California (1974)
- /PAR69/ J. Parker et al. Phys. Rev. 181 (1969) 290f
- /PEI84/ A. Peisert, F. Sauli, Drift and Diffusion of Electrons in Gases,
A Compilation, CERN84-08
- /PMC77/ Autorenkollektiv, Physikalische Methoden in der Chemie
VEB Verlag der Wissenschaften, Berlin 1977
- /RIC74/ P. Rice-Evans, Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers,
Richelieu Press London (1974)
- /SAU77/ F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional
and Drift Chambers, CERN 77-09, (1977)
- /SCH86/ E. Schenit, F14 DESY Hamburg, private Mitteilung
- /SCH85/ J. Schug, ANALYS, Datenauswertprogramm,
III. Phys. Institut, RWTH Aachen, 1985
- /SCH77/ G. Schultz et al., Nucl. Instr. and Meth. 151 (1978) 413ff

- /SLA85/ L.D. Gladney, SLC - Report 279, (1985)
- /THO77/ B. Thompsen, Fundamentals of Gas Analysis by Gas Chromatography, Varian Associates 1977
- /TON87/ M. Tonutti, III. Phys. Institut, RWTH Aachen, private Mitteilung
- /VAV86/ J. Va'vra, Nucl. Instr. and Meth. A244 (1986) 391ff
- /WAG67/ E.B. Wagner, F.J. Davis, G.S. Hurst, Time-of-Flight Investigation of Electron Transport in some Atomic and Molecular Gases
Journal of Chem. Phys. 47 (1967) 3138-3147
- /WIR83/ J. Fehlmann, J.A. Paradiso und G. Viertel, "WIRCHA", Ein Programm zur Simulation von Driftkammern, ETH Zürich, (1983)
- /ZAS66/ A. Zastawny, Gas Amplification in a Proportional Counter with Carbon Dioxid,
J. Sci. Instr. 43 (1966) 179ff

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that proper record-keeping is essential for ensuring transparency and accountability in financial operations. This section also highlights the role of internal controls in preventing fraud and errors.

2. The second part of the document focuses on the implementation of effective risk management strategies. It outlines various risk assessment techniques and provides guidance on how to identify, measure, and mitigate potential risks. The text stresses the need for a proactive approach to risk management to protect the organization's assets and reputation.

3. The third part of the document addresses the importance of regular communication and reporting. It discusses the benefits of clear and concise communication in conveying financial information to stakeholders. This section also provides examples of effective reporting formats and emphasizes the need for timely and accurate data.

4. The fourth part of the document discusses the role of technology in modern financial management. It explores various software solutions and digital tools that can streamline processes, improve efficiency, and enhance data security. The text highlights the importance of staying up-to-date with the latest technological advancements in the industry.

5. The fifth and final part of the document provides a summary of the key points discussed throughout the document. It reiterates the importance of maintaining accurate records, implementing effective risk management strategies, and ensuring clear communication. The text concludes by encouraging organizations to adopt a holistic approach to financial management to achieve long-term success.

Danksagung

Dr. M. Tonutti und H. Nierobisch gaben uns die Anregung zu diesem interessanten Thema. Für ihre ständige Diskussionsbereitschaft und ihre umfassende Betreuung möchten wir ihnen unseren Dank aussprechen.

E. Schenuit und U. Gessner danken wir für die Unterstützung bei der Durchführung der Testmessungen. Ihnen und Dr. W. Struczinski sei für ihr Interesse an der Auswertung und ihre wertvollen Hinweise und Ratschläge während der Auswertephase gedankt.

Bei C. Camps, K. Draheim, Dr. K. Hangarter, P. Hawelka, U. Herten und J. Schug möchten wir uns für ihre Diskussionsbereitschaft und die Überlassung von Auswerterroutinen bedanken.

Dr. V. Commichau, F. Beißel und den Mitarbeitern der Elektronik - Werkstatt danken wir für ihre Unterstützung in allen Hardware - Fragen.

E. Bock, K. Boffin und den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt sei für den Bau der Kammer und ihre Hilfsbereitschaft bei den Vorbereitungen des Experiments gedankt.

