

Interner Bericht
DESY F1-77/03
Dezember 1977

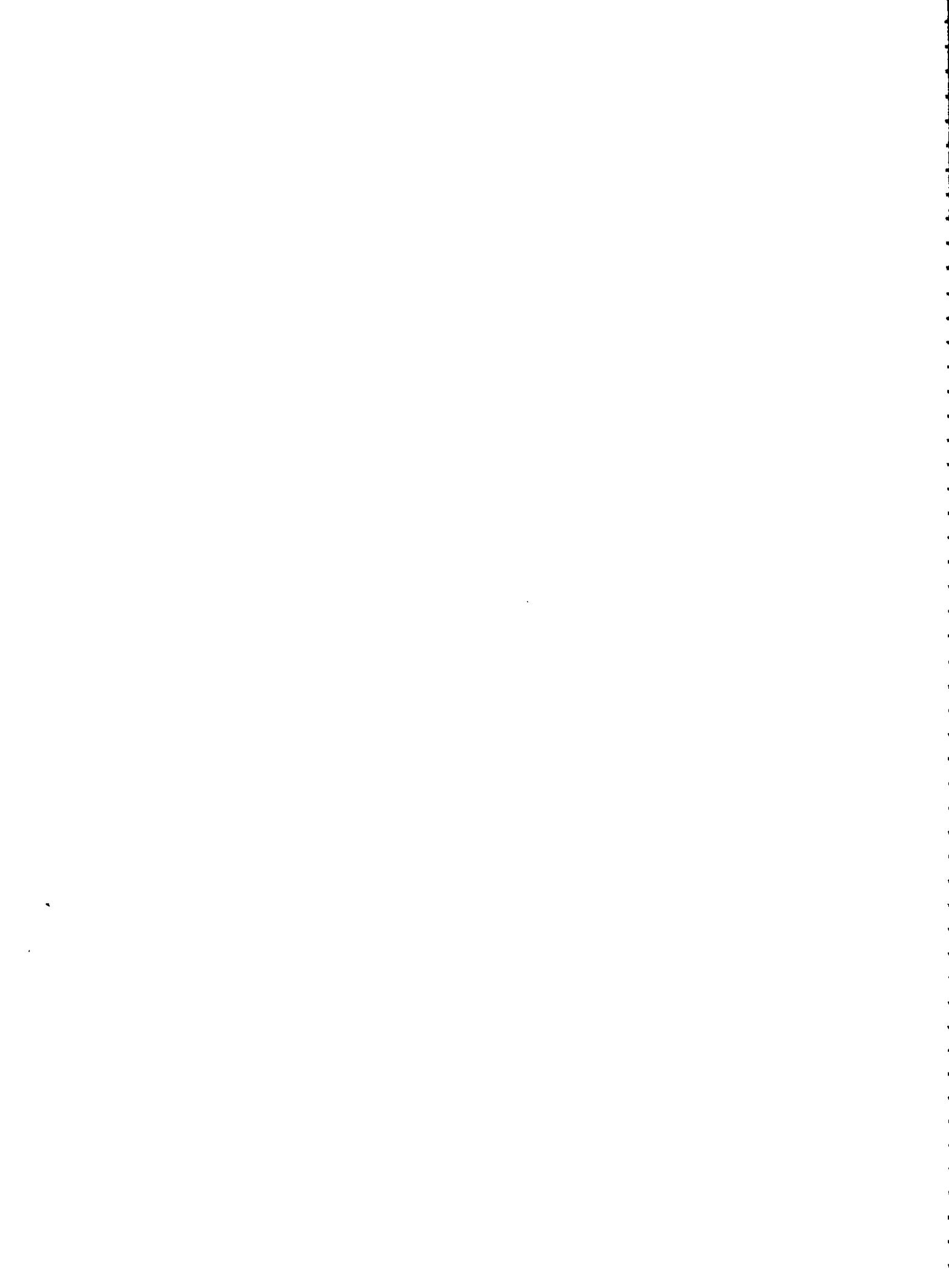
DESY-Bibliothek

9. JAN. 1978

Driftzeit- und Impulshöhenmessungen mit
quadratischen Proportionaldriftrohren

von

Bernd Kröger



Driftzeit- und Impulshöhenmessungen mit
quadratischen Proportionaldriftrohren

von
Bernd Kröger

Hamburg, Oktober 1977

<u>Gliederung</u>		Seite
I.	<u>Einleitung</u>	1
II.	<u>Die Wirkungsweise von Proportionaldriftrohren</u>	
1.	Das Prinzip des Zählrohrs	4
2.	Primäre und totale Ionisation	4
3.	Die Gasverstärkung	8
4.	Die Drift von Elektronen unter dem Einfluß eines inhomogenen elektrischen Feldes	13
III.	<u>Experimentelle Messungen</u>	
1.	Aufbau der Meßanordnung	
1.1	Das Driftrohr und nachgeordnete Elektronik	22
1.2	Das Gasmischsystem	25
2.	Driftzeiten	
2.1	Driftzeit - Driftweg Beziehungen	27
2.2	Ortsauflösung	37
2.3	Einfluß von Spannung und Zählrate	45
2.4	Schiefe Teilchenspuren	49
3.	Impulshöhe in Abhängigkeit	
3.1	von der Spannung	51
3.2	vom Teilcheneintrittswinkel	57
3.3	vom Ort	62
3.4	von der Zählrate	65
IV.	<u>Driftzeitmessungen mit verschiedenen elektronischen Schaltungen</u>	
1.	Version 1 (Fast-Slow)	66
2.	Version 2 (Komparatoren parallel)	68
3.	Version 3 (Komparatoren seriell)	72
4.	Version 4 (Timing Filter Amplifier)	74
V.	<u>Zusammenfassung</u>	75
	Literaturverzeichnis	
	Anhang I + II	
	Danksagung	

Einleitung

Für viele Experimente in der Hochenergiephysik ist es notwendig, den Ort einer Teilchenspur möglichst genau zu bestimmen, da dieser für die magnetische Impulsanalyse besonders wichtig ist. Für diese Aufgabe wurden Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) entwickelt¹⁾ die eine Ortsauflösung von annähernd 1mm besitzen. Durch die Weiterentwicklung der MWPC zur Driftkammer^{2,3)} wurde es möglich, Ortsgenauigkeiten von 0,1mm und besser zu erzielen⁴⁾. Einen ausgezeichneten Überblick über den gegenwärtigen Stand der Arbeiten auf diesem Sektor bieten die Veröffentlichungen von F. Sauli⁵⁾, G. Charpak⁶⁾ und G. Schultz⁷⁾.

Diese Arbeit entstand im Rahmen einer europäischen Kollaboration, die ein Neutrinozählerexperiment am CERN 400 GeV Super - Proton - Synchrotron aufbaut. Ziel des Experiments ist es, inklusive Reaktionen der Art



zu untersuchen, wobei 'l' ein geladenes Muon oder Neutrino im Endzustand ist, während X einen nicht im einzelnen bestimmten hadronischen Endzustand bezeichnet. Da der totale Wirkungsquerschnitt für derartige Prozesse nur etwa $0,8 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{Nukleon}$ beträgt, benötigt man eine große Menge Targetmaterial (einige hundert Tonnen), um bei den existierenden Neutrinostrahlen Reaktionsraten in der Größenordnung von einem Ereignis pro Sekunde zu erzielen. Zur Beschreibung der Prozesse ist es notwendig, außer dem Lepton (falls es geladen ist) auch Schwerpunkt und Richtung des sich im Targetmaterial ausbildenden hadronischen Schauers nachzuweisen. Dies geschieht mit der sogenannten kalorimetrischen Methode. Dabei werden in das Targetmaterial sensi-

tive Elemente eingebaut, die einen gewissen Bruchteil der durch Ionisation deponierten Energie messen. Die Wahl fiel auf Szintillationszähler und Proportionaldriftrohre. Das Proportionaldriftrohr ist ein Zähler, der sich im wesentlichen wie die Zelle einer Driftkammer verhält. Während die Szintillationszähler in der Hauptsache zur Energiemessung dienen, ist es Aufgabe der Proportionaldriftrohre sowohl die Spur des auslaufenden Leptons (falls es geladen ist) zu messen, als auch den Ort der primären Reaktion, den Vertex, aus dem hadronischen Endzustand zu bestimmen. Dies ist besonders dann wichtig, wenn das auslaufende Lepton ein Neutrino ist.

Um obige Prozesse zu untersuchen wird ein kombiniertes Target-Kalorimeter mit den lateralen Dimensionen $4 \times 4 \text{ m}^2$ und einer Länge von annähernd 20 m aufgebaut⁸⁾. Es besteht aus einem Marmorkern von $3 \times 3 \text{ m}^2$ mit einem Gewicht von 156 t und 600 t Eisen, die als Rahmen und Endplatten das Kalorimeter begrenzen. Das Eisen dient zum Nachweis des geladenen Leptons und zur Bestimmung des nicht vom Marmorkalorimeter erfaßten Energieanteils. Dieser Aufbau wird mit insgesamt 12544 Proportionaldriftrohren von 4 m Länge und je $31 \times 31 \text{ mm}^2$ Querschnittsfläche versehen, auf 98 Ebenen zu je 128 Rohren verteilt. Die Proportionaldriftrohre erhielten wegen ihrer relativ einfachen Handhabung den Vorzug vor Driftkammern.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung von Proportionaldriftrohren bezüglich ihrer Driftweg - Driftzeit Beziehung bei Verwendung von Argon mit Zusätzen von Propan, Methan, Isobutan und Kohlendioxyd als Driftgas ; die Messung der Impulshöhe für Teilchendurchtritte unter verschiedenen Winkeln, sowie die

Bestimmung des Einflusses unterschiedlicher Verstärkerstufen auf die Driftgeschwindigkeitsaussage.

Daneben wird ein kurzer Überblick der physikalischen Grundlagen der Drift von Elektronen in inhomogenen elektrischen Feldern sowie der Gasverstärkung gegeben. Hierfür werden die Ergebnisse der oben angeführten Arbeiten herangezogen.

II. Die Wirkungsweise von Proportionaldriftrohren

1. Das Prinzip des Zählrohrs

Ein geladenes Teilchen ionisiert beim Durchgang durch das Zählgas einzelne Moleküle und setzt dabei Elektronen frei. Diese werden von dem vorhandenen elektrischen Feld zur Anode hin beschleunigt und bewegen sich dabei mit einer gewissen Geschwindigkeit, der. sog. "Driftgeschwindigkeit" auf den Potentialdraht zu. Der mit $1/r$ gehende Verlauf des elektrischen Feldes führt in Drahtnähe zu einem starken Energiegewinn der Elektronen. Ab einer gewissen Grenzenergie sind die driftenden Elektronen nun selbst wieder in der Lage ionisierend zu wirken, es bildet sich eine Elektronenlawine aus. Das am Draht entstehende Signal wird kapazitiv abgenommen und über eine geeignete Elektronik weiterverarbeitet. Gemessen werden kann die Driftzeit und die Amplitude (oder Impulshöhe) des Signals.

2. Primäre und totale Ionisation

Der Energieverlust geladener Teilchen beim Durchdringen von Materie ist auf elastische und ineleastische Stöße mit Elektronen und Nukleonen zurückzuführen. Da dies statistische Prozesse sind, ergeben sich unterschiedliche Energieverluste für Teilchen gleicher Energie, was wiederum unterschiedliche Energien der freigesetzten Elektronen zur Folge hat (primäre Ionisation). Überschreitet diese Energie eine, von Gas zu Gas unterschiedliche Grenze, so kann das beim primären Stoß freigesetzte Elektron seinerseits ionisierend wirken und weitere Elektronen erzeugen (sekundäre Ionisation). Der durchschnittliche Energieverlust pro Einheitslänge dE/dx wird durch die Bethe-Bloch Gleichung beschrieben. Diese besagt,

daß bei einer bestimmten Energie (die für jedes Teilchen unterschiedlich ist), dE/dx ein Minimum annimmt und dann zu höheren Energien wieder ansteigt. Teilchen, deren Energie im Minimum liegt bezeichnet man als minimal ionisierend. Figur 1 zeigt eine graphische Darstellung des Energieverlustes von Elektronen in Argon als Funktion der Teilchenenergie. Man erkennt, daß Elektronen mit einer Energie zwischen 1 MeV und 3 MeV minimal ionisierend wirken.

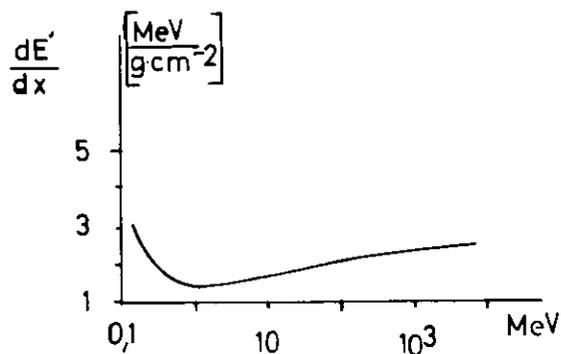


Fig. 1: Ionisationsverlust von hochenergetischen Elektronen als Funktion der Teilchenenergie in Argon (nach 9)

Man beschreibt die primäre und sekundäre Ionisation mit Hilfe der Ionisationskoeffizienten j_p und j_t . j_p gibt die Anzahl der pro cm beim Durchgang des minimal ionisierenden Teilchens primär erzeugten Elektronen an, j_t , der totale Ionisationskoeffizient, gibt die Gesamtzahl der durchschnittlich erzeugten Elektronen in einem Gas pro cm an, die beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens entstehen.

Bisher gibt es noch keine Theorie, die die Werte von j_p exakt vorhersagen kann. Experimentell bestimmte Werte für die in Zählrohren am häufigsten verwendeten Gase zeigt Tabelle 1.

GAS	n_e	j_p
H ₂	2	4
He	2	8
Ar	18	29
BF ₃	32	44
CO ₂	22	34
CH ₄	10	17
C ₃ H ₈	26	33
C ₄ H ₁₀	34	46

Tabelle 1: Der primäre Ionisationskoeffizient für verschiedene Zählgase (7,32,40); n_e = Anzahl der Elektronen pro Molekül

Man erkennt einen engen Zusammenhang zwischen der Anzahl der pro Molekül vorhandenen Elektronen und der Zahl der primär ionisierten Elektronen. Nach Schultz ⁷⁾ läßt sich der Ionisationskoeffizient j_p für Gasgemische auch schreiben als

$$j_p = \sum_i j_{pi} P_i$$

dabei sind P_i : Volumenanteil des Gases am Gemisch

j_{pi} : zugehöriger j_p - Wert

Für das von uns am häufigsten verwendete Gemisch aus 95 % Argon und 5 % Propan ergibt sich damit ein

$$j_p \approx 30 \text{ Ionenpaare / cm}$$

Der totale Ionisationskoeffizient ist gegeben durch

$$j_t = \frac{dE / dx}{\xi}$$

wobei ξ die durchschnittlich zur Erzeugung eines Ionenpaares aufzuwendende Energie ist. Tabelle 2 enthält die Zusammenstellung von ξ - Werten sowie die durchschnittlichen Energieverluste

minimalionisierender Teilchen in verschiedenen Gasen.

GAS	dE/dx (eV/cm) (minimalionisierendes Teilchen)	(eV) ξ
H ₂	360	37
He	320	41
Ne	1410	
Ar	2440	26
CO ₂	3300	34
CH ₄	1500	29
C ₃ H ₈	~5000	24
C ₄ H ₁₀	5300	31

Tabelle 2: Durchschnittlicher Energieverlust minimalionisierender Teilchen und ξ -Werte für verschiedene Zählrohrgase (7,38)

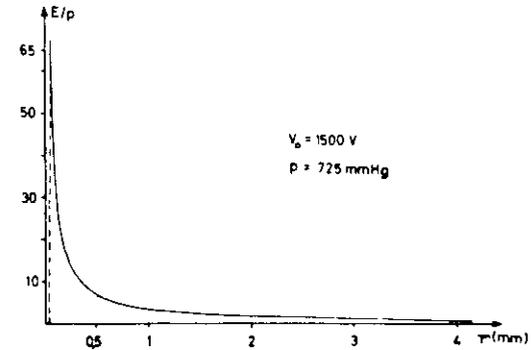
Für 95% Argon und 5% Propan ergibt sich

$$j_t = 100 \text{ Ionenpaare / cm}$$

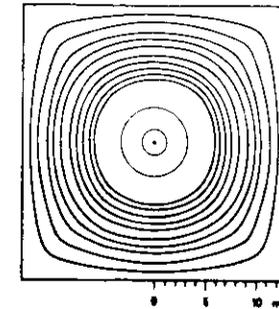
Die in Büchern und Tabellen zu findenden Werte für ξ sind mit einem gewissen Vorbehalt zu verwenden, da sie aus Messungen der frühen fünfziger Jahre resultieren. Diese Untersuchungen wurden nicht immer mit "gereinigten" Gasen durchgeführt, was zu erheblichen Fehlern führen kann, da geringfügige Unreinheiten im Promillebereich starke Änderungen von ξ hervorrufen können.

3. Die Gasverstärkung

Die Beziehungen für die Berechnung der Gasverstärkung sind für zylindrische Proportionalrohre abgeleitet worden. Da die eigentliche Gasverstärkung in unmittelbarer Drahtnähe stattfindet (einige 10 μ m), können wir die Ergebnisse ohne weiteres auf die Verhältnisse in unserem Zähler anwenden. Figur 2 und 3 zeigen Feldverlauf und Verteilung der Äquipotentiallinien unseres Zählers in Drahtnähe. Man erkennt, daß das Proportionaldriftrohr sich in Drahtnähe wie ein zylindrischer Proportionalzähler verhält.



Figur 2: Feldstärkenverlauf in Drahtnähe



Figur 3: Verlauf von Äquipotentiallinien im Driftrohr (nach Tomitani 39)

Bei Annäherung an den Anodendraht gewinnen die Elektronen auf den letzten freien Weglängen zwischen den elastischen Stößen eine so große Energie, daß sie ihrerseits wieder ionisierend wirken können. Es kommt zur Ausbildung einer Elektronenlawine. Dieser Vorgang wird durch den sog. 1. Townsend - Koeffizienten beschrieben, der als der pro cm erzielte Zuwachs an Elektronen in einem homogenen elektrischen Feld definiert ist

$$\frac{dn}{n} = \alpha \cdot dx \quad (1)$$

daraus folgt

$$n_1 = n_0 \cdot e^{\alpha \cdot x}$$

(n_0 = Anzahl der primären Elektronen ;

n_1 = Anzahl der Elektronen in der Lawine nach der Strecke x)

Man definiert jetzt den Gasverstärkungsfaktor M

$$M = \frac{n_1}{n_0} = \exp(\alpha \cdot x) \quad (2)$$

Da wir es im Driftzähler mit einem stark inhomogenen elektrischen Feld zu tun haben, gilt $\alpha = \alpha(x)$ und für M

$$M = \exp \left[\int_{x_1}^a \alpha(x) dx \right] \quad (3)$$

a = Radius des Anodendrahtes

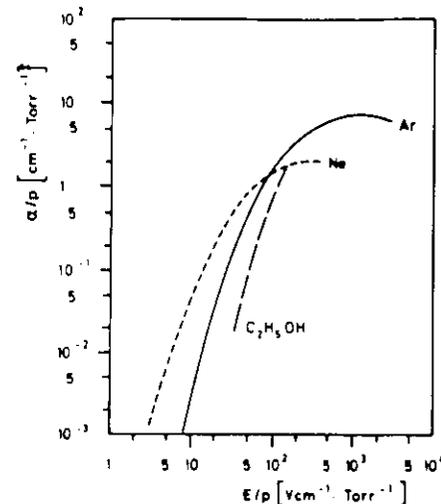
x_1 = Entfernung vom Draht, an welchem $\alpha(x)$ einen von Null verschiedenen Wert annimmt.

Zum Ausgleich der unterschiedlichen Druckverhältnisse bei den einzelnen Experimenten führt man die reduzierte Feldstärke ein.

Man erhält ihren Wert durch Division der Feldstärke durch den herrschenden barometrischen Druck (Angabe in V/cm mmHg).

Figur 4 zeigt α für Argon, Neon und Alkohol als Funktion der reduzierten Feldstärke.

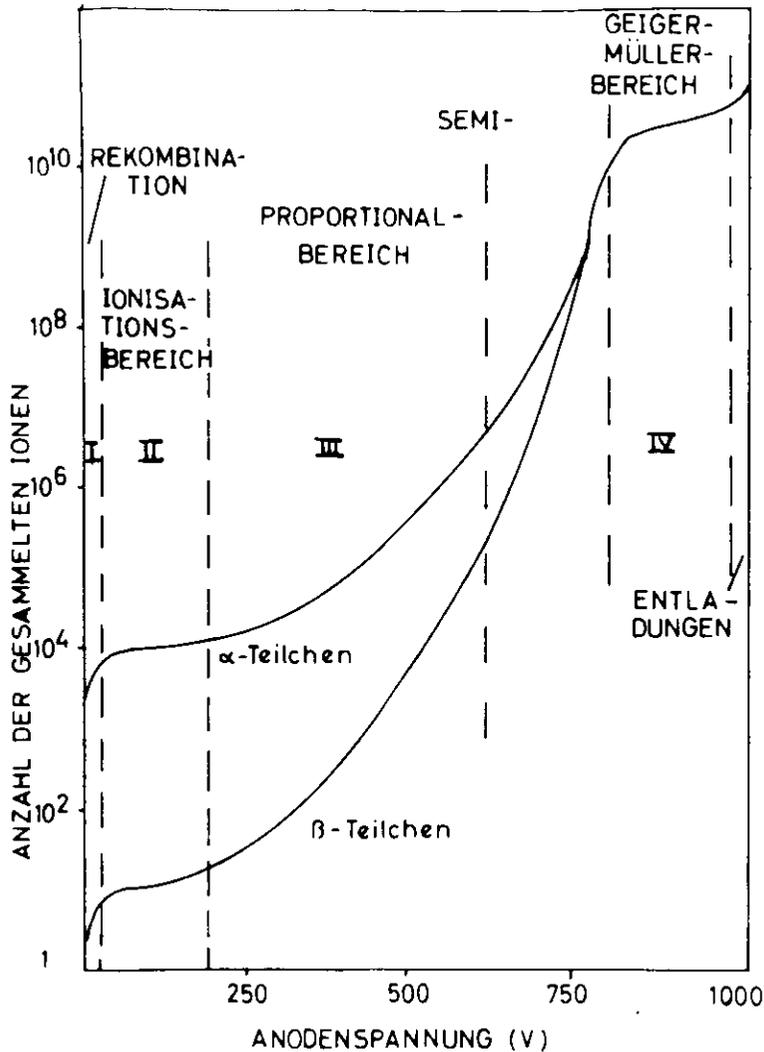
Figur 4: 1. Townsend - Koeffizient als Funktion der reduzierten Feldstärke



Es gibt bis heute keine analytische Darstellung für die Berechnung des Townsendkoeffizienten in geschlossener Form. Für verschiedene Bereiche der reduzierten Feldstärken existieren aber gute Näherungen ^(10,11,12,13), denen ein exponentielles Anwachsen von α mit der Feldstärke gemeinsam ist. Townsendkoeffizienten für Gasmischungen sind bisher nicht berechnet worden; man kann aber feststellen, daß durch den Zusatz von Molekülgasen zu Argon die Werte von α bei gleichbleibender Feldstärke abnehmen.

Nach oben hin begrenzt wird die Gasverstärkung durch sekundäre Effekte wie Raumladung, Photoemission, sekundäre Emission, Ausbildung eines Ionenschlauches um den Anodendraht und durch Funkendurchbrüche.

In Figur 5 sind die verschiedenen Arbeitsbereiche des Zählrohrs dargestellt. Man unterscheidet 4 Bereiche. Im Bereich I werden zwar Ladungen am Draht gesammelt, aber die elektrischen Feldstärken sind noch zu klein und Rekombination herrscht vor. Im Bereich II ist die Feldstärke groß genug um alle Ladungen an den Draht zu ziehen, der Zähler arbeitet als Ionisationskammer. Im Bereich III setzt Gasmultiplikation ein; die gemessene Ladung ist jedoch noch proportional der vom ionisierenden Teilchen abgegebenen



Figur 5: Arbeitsbereiche des Proportionalzählrohrs (nach 14)

Energie (Proportionalbereich). Bei noch höheren Spannungen setzen dann allmählich die oben angeführten sekundären Prozesse ein, die dazu führen, daß im Bereich IV, Geiger - Müller Bereich stets eine gleich große Ladungsmenge nachgewiesen wird, unabhängig von der primär deponierten U nergie.

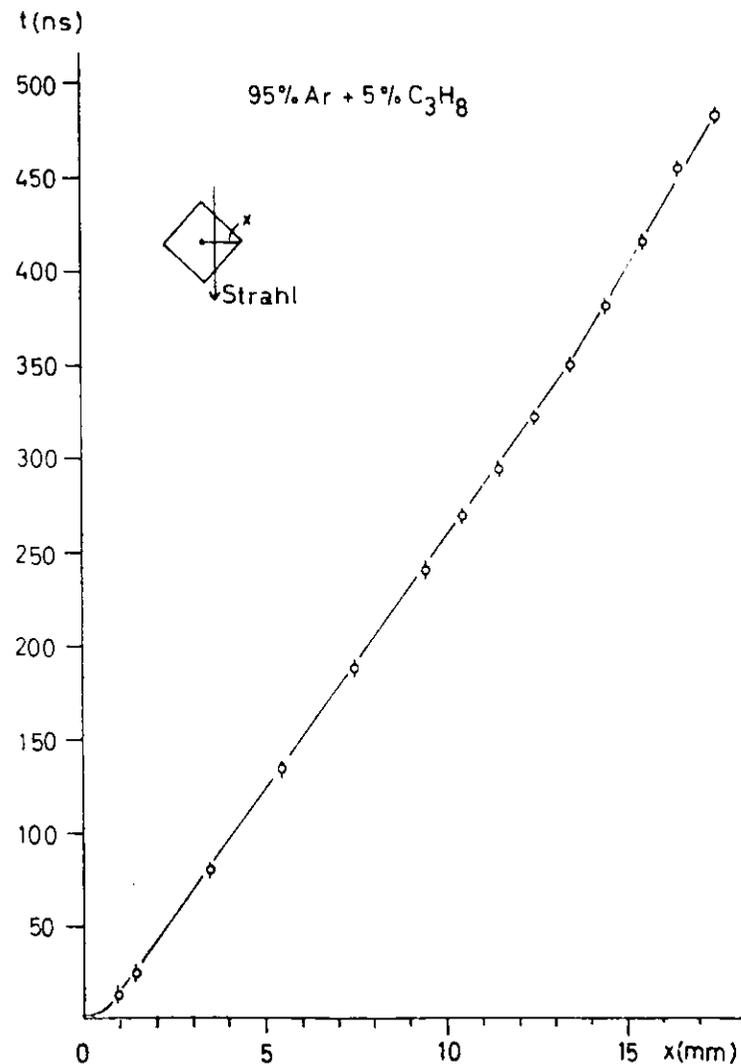
Edelgase als Zählgas zeigen dabei ein ganz anderes Verhalten als Molekülgase. Der Grund ist darin zu sehen, daß z.B. angeregte Argonatome nur durch Emission eines Photons (Energiebereich zwischen 11.6 eV und 15.7 eV) wieder in den Grundzustand zurückkehren können. Diese Energie liegt aber weit über der Schwellenenergie für den Photoeffekt in den meisten Metallen. Das führt zu zwei Effekten:

- 1) Photonen lösen aus dem Kathodenmaterial Elektronen aus, die wiederum neue Lawinen in Gang setzen. Die Folge sind andauernde Entladungen des Zählrohrs. In reinem Argon ist deshalb der Übergang zum Geiger - Müller - Bereich schon bei Gasverstärkungen von $10^3 - 10^4$ erreicht.
- 2) Erreicht ein Argonion die Kathode, so wird es durch Auslösen eines Elektrons neutralisiert. Dabei kann es in einen angeregten Zustand übergehen. Bei der Rückkehr in den Grundzustand können durch Auger-Effekt bzw. sekundäre Emission Elektronen freigesetzt werden, was eine erneute Lawinenbildung zur Folge hat.

Die Molekülgase können aufgrund ihrer vielen Anregungsniveaus ein breites Energiespektrum von Photonen absorbieren und die gewonnene Energie in Stößen oder durch Dissoziation wieder abgeben. Schon geringe Zusätze von Molekülgas zu Argon verhindert dadurch, daß die bei der Lawinenbildung entstehenden Photonen die Kathode oder den Anodendraht erreichen und dort Elektronen ablösen. Dieses Verhalten nennt man "quenchen". Auf dem Weg zur Kathode führt das Argonion etwa 10^5 Stöße aus. Da die Ionisierungspotentiale

Sobald man sich im Bereich kleiner reduzierter Feldstärken befindet ($x > 12$ mm) sinkt die Driftgeschwindigkeit stark ab, was sich in einer Zunahme der Driftzeit zwischen zwei gleichweit voneinander entfernten Meßpunkten ausdrückt. Bevorzugt man eine lineare Driftweg - Driftzeit Beziehung für den Betrieb des Driftrohres, so scheidet eine Mischung von 95 % Ar + 5 % CO₂ wegen der starken Änderung der Driftgeschwindigkeit, wie sie in den Ecken des Driftrohres auftritt, aus.

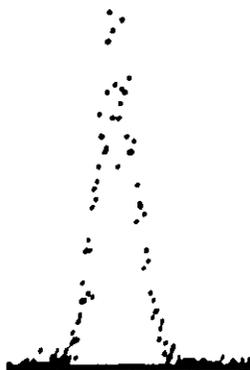
Anders verhält es sich mit unserem Standardgemisch 95 % Ar + 5 % Propan. Figur 19 stellt die Meßkurve über den gesamten im Driftrohr vorkommenden Bereich reduzierter Feldstärken dar. Man stellt auch hier eine Erniedrigung der Driftgeschwindigkeit bei kleinen Feldstärken fest, wie sie sich für kein uns bekanntes Gasgemisch geringer Quenchgaskonzentration verhindern läßt, jedoch läßt sich die gemessene Verteilung gut durch zwei Geraden beschreiben, deren eine Steigung $28,1 \pm 0,1$ ns/mm ist, mit einem Gültigkeitsbereich zwischen 0 - 14 mm Drahtentfernung. Die Steigung der zweiten Geraden beträgt $33,2 \pm 0,1$ ns/mm, was einer mittleren Driftgeschwindigkeit von $3,01 \pm 0,1$ cm/ μ sec entspricht. Der Bereich dieser Anpassung beschränkt sich auf die Ecken und zwar auf eine Drahtentfernung zwischen 14 - 17,5 mm. Driftzeitmessungen konnten bis auf eine Entfernung von 1 mm an die Driftrohrwände durchgeführt werden, bei weiterer Annäherung machte die endliche Kollimatorweite zuverlässige Messungen nicht mehr möglich.



Figur 19: Driftweg - Driftzeit Beziehung für 95% Ar + 5 % Propan bei Teilcheneintritt unter 45° zu den Driftrohrwänden (1570V ; 760 mmHg)

2.2 Ortsauflösung

Unter der Ortsauflösung des Proportionaldriftrohres verstehen wir die Standardabweichung der Driftzeitverteilung für eine konstante Drahtentfernung, die mit Hilfe der Driftgeschwindigkeit in eine Ortsaussage umgewandelt wird. Figur 20 zeigt eine solche Verteilung für ein Gemisch aus 95 % Argon und 5 % Propan in einer Drahtentfernung von 10 mm.



Figur 20: Driftzeitenverteilung für 95% Argon und 5% Propan bei einer Drahtentfernung von 10 mm

Bei der Bestimmung der Ortsauflösung spielen viele Faktoren eine Rolle. Zuerst muß man zwischen den physikalischen Effekten wie Primärionisationsrate, δ -Strahlen, Diffusion und Quenchfähigkeit der verwendeten Gasmischung, und Fehlern, die im Meßsystem begründet sind, unterscheiden. Während man die letz-

teren durch große Sorgfalt und eine verfeinerte Elektronik auf ein Minimum reduzieren kann, begrenzen die physikalischen Parameter die erreichbare Genauigkeit. Man nennt die durch die physikalischen Grenzen gegebene Ortsauflösung oft auch "innere Driftrohrgenauigkeit". Sie ist in letzter Zeit Gegenstand vieler Untersuchungen gewesen^{23,24}). Man kann folgende Effekte unterscheiden:

a) Die Dispersion der primären Ionen

Darunter versteht man die statistische Verteilung der primär erzeugten Elektron - Ionenpaare. Der Einfluß dieser zufälligen Verteilung auf die Ortsauflösung ist besonders groß für Teilchenspuren, die in der Nähe des Nachweisdrahtes vorbeigehen. Der maximale Fehler wird aufgrund theoretischer Überlegungen von Sadoulet auf 0,15 mm geschätzt²⁰); gemessene Werte schwanken zwischen 0,1 mm (Charpak⁶) und 0,2 mm (Walenta²⁵). Für Teilchenspuren die weiter vom Draht entfernt sind, nimmt dieser Wert stark ab.

b) δ -Strahlen

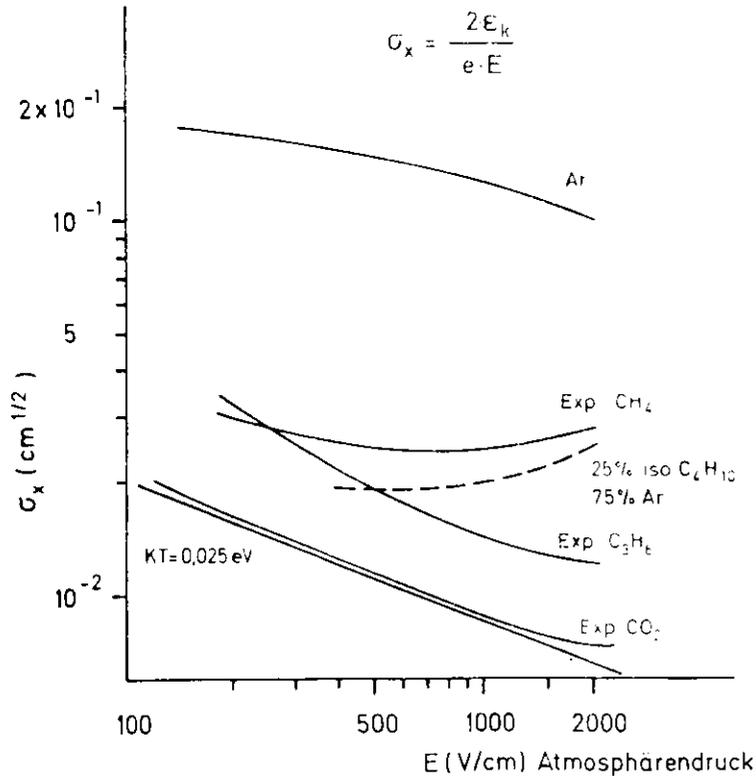
Die bei der primären Ionisation entstehenden Anstoßelektronen können zum Teil erhebliche Energien besitzen⁵). Allerdings nimmt die Wahrscheinlichkeit der Entstehung solcher Elektronen mit zunehmender Energie mit $\sim 1/E^2$ ab. Der Effekt, eine Verbreiterung der Ionisationsspur, wird von verschiedenen Autoren mit 0,1 mm angegeben.

c) Diffusion

Für große Driftweiten stellt die Diffusion der Elektronen die physikalische Grenze dar. Hat man zur Zeit $t = 0$ eine Anzahl von Ladungen punktförmig konzentriert, so diffundieren sie bei Anwesenheit eines konstanten elektrischen Feldes gemäß

$$\frac{dN}{N} = (4\pi Dt)^{-1/2} \cdot e^{-(x^2/4Dt)} dx \quad (6)$$

wobei dN/N ein Maß für die Anzahl der Teilchen ist, die im Element dx nach der Zeit t im Abstand x vom Ursprung gefunden wird. D bezeichnet den Diffusionskoeffizienten, der für Elektronen bei schwachen Feldstärken stark zunimmt⁵⁾, was zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung in den Ecken des Driftzählers führt (s. Figur 25). Die Standardabweichung der Verteilung (6)



Figur: 21 Diffusion nach 1cm Wegstrecke für einen Elektronenschwarm für verschiedene Driftgase (nach Palladino und Sadoulet)

ist gegeben durch

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_k \cdot p \cdot x}{e \cdot E}}$$

mit x - Driftlänge

Man sieht, daß Gase mit niedrigem ϵ_k (z.B. CO_2) eine geringere Diffusion aufweisen als solche mit hohem ϵ_k (z.B. Argon).

Figur 21 zeigt die Standardabweichung einer Ladungsverteilung nach 1cm Diffusionsweg für verschiedene Gase (nach 7).

In unserem Standardgemisch kann man also einen maximalen Fehler von 0,35 mm nach 1cm Drift erwarten. Der Schwerpunkt einer Ladungsverteilung läßt sich jedoch wesentlich genauer bestimmen

$$\sigma_s = \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}}$$

mit n = Anzahl der Elektronen. Für rd. 100 Elektronen wird

$$\sigma_s = 35 \mu m$$

Neben diesen "inneren" Fehlern, die ein σ von $\sim 0,3$ mm erwarten lassen, spielen die systematischen Fehler bei unseren Messungen eine beherrschende Rolle.

d. Nichtlinearität der Driftweg - Driftzeit Beziehung

Der maximale Anteil an der Ortsungenauigkeit beträgt für 95% Argon und 5% Propan $\sim 0,3$ mm. Ist die genaue Driftzeitfunktion aber durch Messungen bekannt, so kann man in der Auswertung auf diesen Fehler korrigieren.

e. Mechanische Ungenauigkeit

Die Unsicherheit, mit der die Lage des Anodendrahtes bestimmt werden konnte betrug, einschließlich der Rohrverbiegung, maximal 0,1 mm.

f. Ungenauigkeiten in der Zeitmessung

In die Zeitmessung geht die endliche Auflösung des Vielkanals mit 1,2 ns, sowie die Zeitunschärfe ein, die entsteht, wenn Impulse mit verschiedener Anstiegscharakteristik eine Poten-

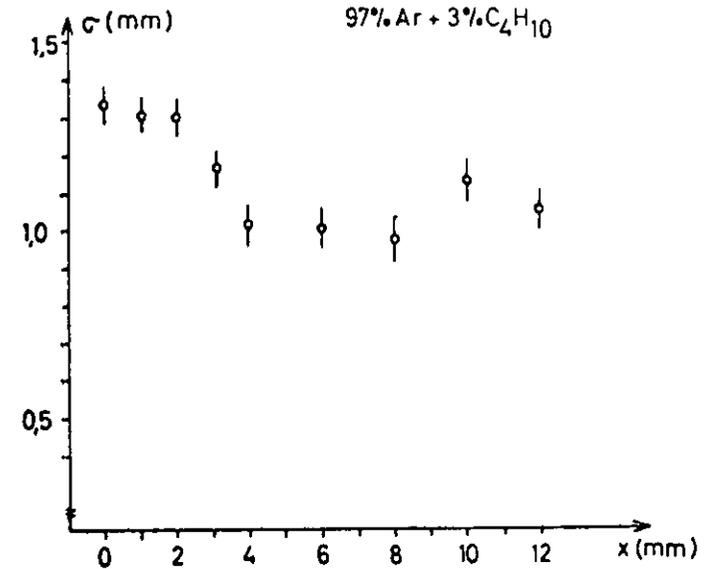
tialschwelle überschreiten. In unserem Falle lag die Diskriminatorschwelle für die Driftzeitaussage relativ hoch, was eine große Zeitunschärfe zur Folge hat, besonders wenn der Teilchendurchgang nahe am Draht stattfindet. Der Fehler beträgt maximal 8 ns, nimmt aber mit der Drahtentfernung stark ab. Alle Effekte, die die Form des Pulses ändern, wie z.B. Raumladungseffekte, wirken sich negativ auf die Zeitauflösung aus. Für weite Bereiche des Driftrohres wird ein σ von 0,1 mm geschätzt, daß aber in unmittelbarer Drahtnähe auf $\sim 0,3$ mm anwachsen kann.

g. Kollimierung der β - Quelle

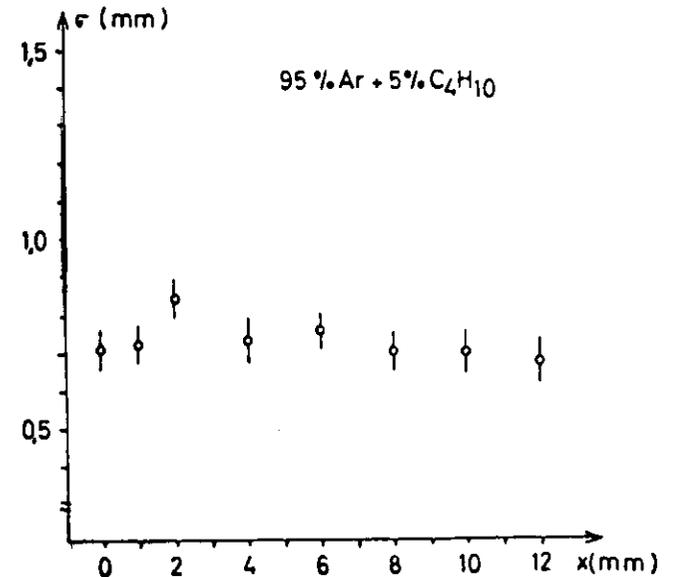
Der größte Fehler bei den Messungen trat durch ungenügende Kollimierung der Ruthenium 106 β - Quelle auf, was sich wiederum besonders in Drahtnähe auswirkte. Die Varianz des Strahls betrug 0,4 mm. In der Literatur ließen sich nur in der umfangreichen Arbeit von Browell ²⁶⁾ Daten finden, die ebenfalls mit einer kollimierten β - Quelle gewonnen wurden. Browell zeigt, daß die Kollimierung zu einer so drastischen Verschlechterung der Auflösung führt, daß nur die Methode der Spurrekonstruktion dreier hintereinander liegender Driftkammern ²⁷⁾ erfolgreiche Messungen erlaubt. So reduziert sich sein σ von 1,2 mm (= Auflösung des Systems) auf 0,15 mm ("innere Ortsauflösung") Das läßt erwarten, daß die innere Driftrohrauflösung sehr viel besser ist, als die mit der Methode der Driftzeitverteilungen gewonnenen Resultate erwarten lassen. Messungen mit mehreren Driftrohren nach dem Prinzip der Spurrekonstruktion werden z. Zt. mit Kosmischer Höhenstrahlung vorgenommen.

h. Einfluß des Quenchgases auf die Ortsauflösung

Bei hoher Quenchgaskonzentration, wenn die meisten der entstehenden Photonen im Quenchgas absorbiert werden, sollte kein merklicher Einfluß festzustellen sein. Es sollte dann nur



Figur 22: Ortsauflösung als Funktion des Drahtabstandes für ein Gasgemisch aus 97% Argon und 3 % Isobutan

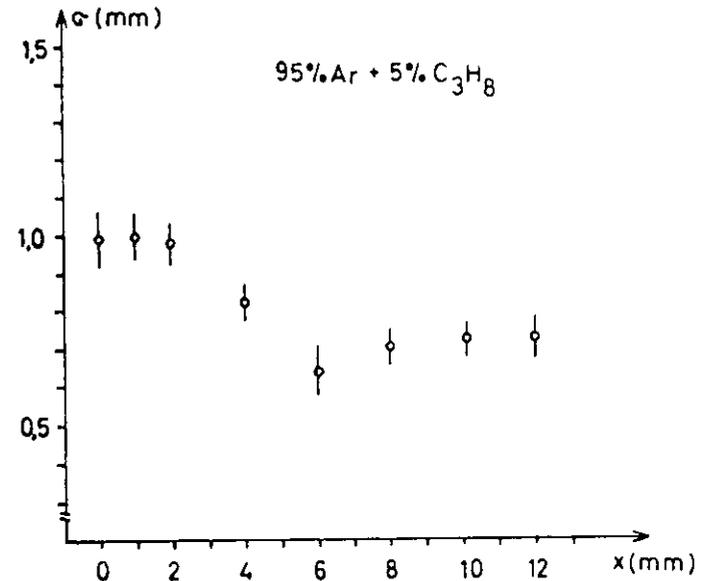


Figur 23: Ortsauflösung als Funktion des Drahtabstandes für ein Gemisch aus 95% Argon und 5% Isobutan

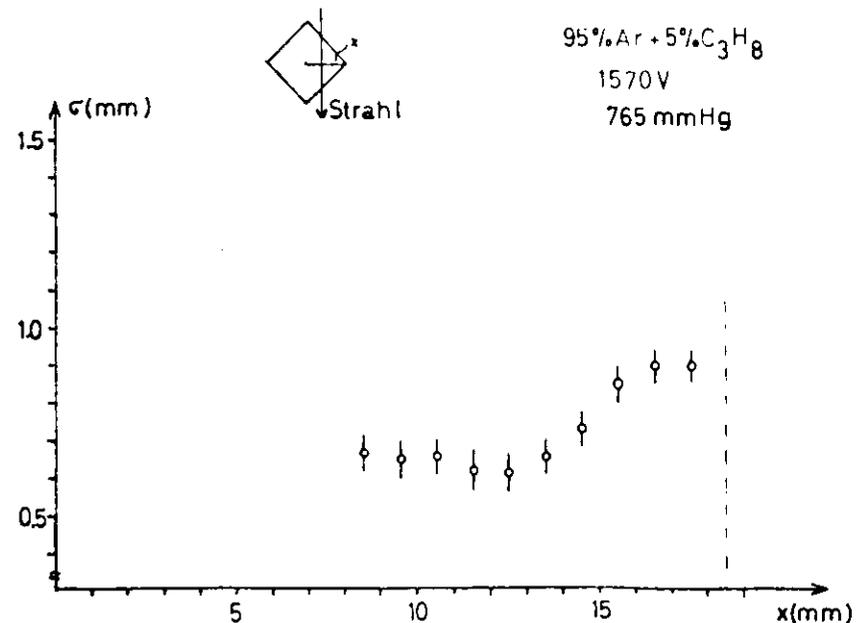
selten zu sekundärer Emission und Funkendurchbrüchen kommen ⁵⁾. Dieses Verhalten ändert sich allerdings bei sehr geringen Molekülgasanteilen. Figur 22 und 23 zeigen ein Beispiel dafür. 3% Isobutan sind augenscheinlich nicht mehr in der Lage, alle auftretenden UV - Photonen aufzufangen und es bilden sich sekundäre Elektronenlawinen, was die Auflösung drastisch verschlechtert. Eine quantitative Bestimmung des Einflusses ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Beimischungen unter 5% scheinen aber keine ausreichenden Quenzeigenschaften mehr zu besitzen. Als ein typisches Beispiel für die in Anhang 2 reproduzierten Messungen dient uns die Varianzkurve unseres Standardgemisches. Figur 24 zeigt die gemessene Auflösung für senkrechten Teilchendurchtritt, Figur 25 unter 45°. Die gemessenen Kurven gehen im Bereich x = 10 mm gut ineinander über. Man erkennt außerdem das starke Anwachsen des Diffusionskoeffizienten für schwache Feldstärken in den Ecken des Driftzählers.

Zusammenfassung

Die gemessenen Ortsauflösungen in Abhängigkeit vom Ort des Teilchendurchgangs sind in Tabelle 3 mitaufgeführt. Die zugehörigen graphischen Darstellungen finden sich im Anhang 2. Die untersuchten Gasgemische besaßen einen Quenchgasanteil von 3,5 % - 15 %. Die Ortsauflösungen bewegen sich im Bereich zwischen 0,6 mm und 1,3 mm, wobei aber Werte von 0,7 mm über den gesamten Driftbereich selbst mit einer kollimierten B-Quelle gut zu erreichen waren. Addiert man die unter a - h aufgeführten abgeschätzten Fehler quadratisch zusammen, so ergibt sich eine erwartete Auflösung von 0,65 mm. Das stimmt mit den Messungen überein, sieht man von den besonderen Effekten in Drahtnähe einmal ab.



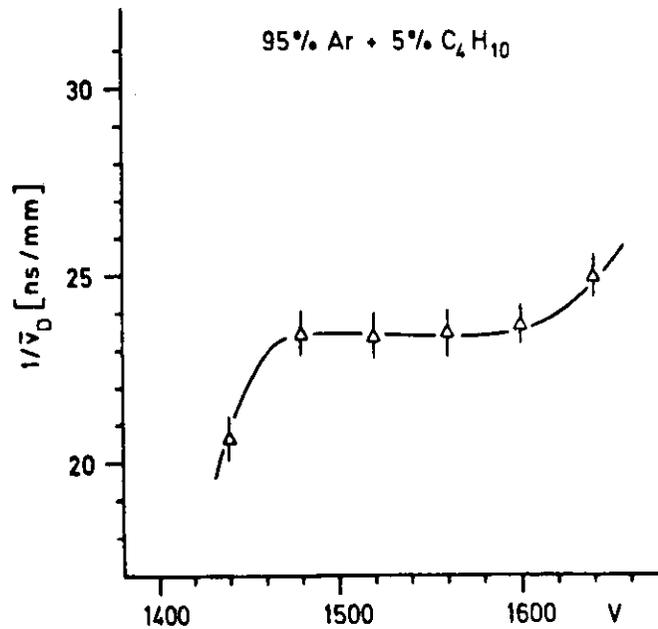
Figur 24: Ortsauflösung als Funktion des Drahtabstandes für ein Gemisch aus 95% Argon und 5% Propan bei senkrechtem Teilchendurchtritt



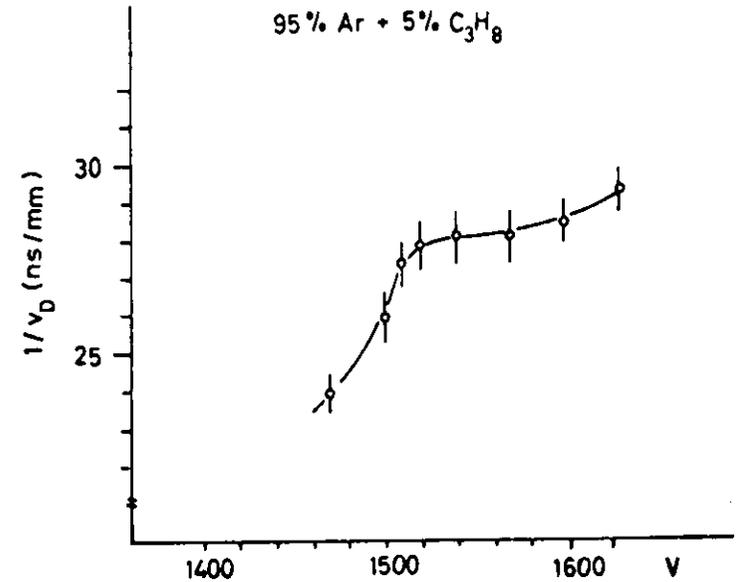
Figur 25: wie Figur 24, nur Teilcheneintritt unter 45°

2.3 Einfluß von Spannung und Zählrate

Für den Betrieb von Proportionaldriftrohren im Experiment ist es wichtig, daß die Driftgeschwindigkeit gegen kleine Schwankungen in der Hochspannungsversorgung möglichst unabhängig ist. Zur Untersuchung dieses Effektes wurde die Driftzeit zwischen zwei Punkten im Driftrohr als Funktion der Anodenspannung gemessen. Dabei geht man davon aus, daß sich die Driftzeit der Elektronen nicht ändert, wenn die Driftgeschwindigkeit für verschiedene Spannungen einen konstanten Wert annimmt. Figur 26 und 27 zeigen das Resultat der Messungen für Gemische aus 95% Ar + 5% C₄H₁₀ und 95% Ar + 5% C₃H₈

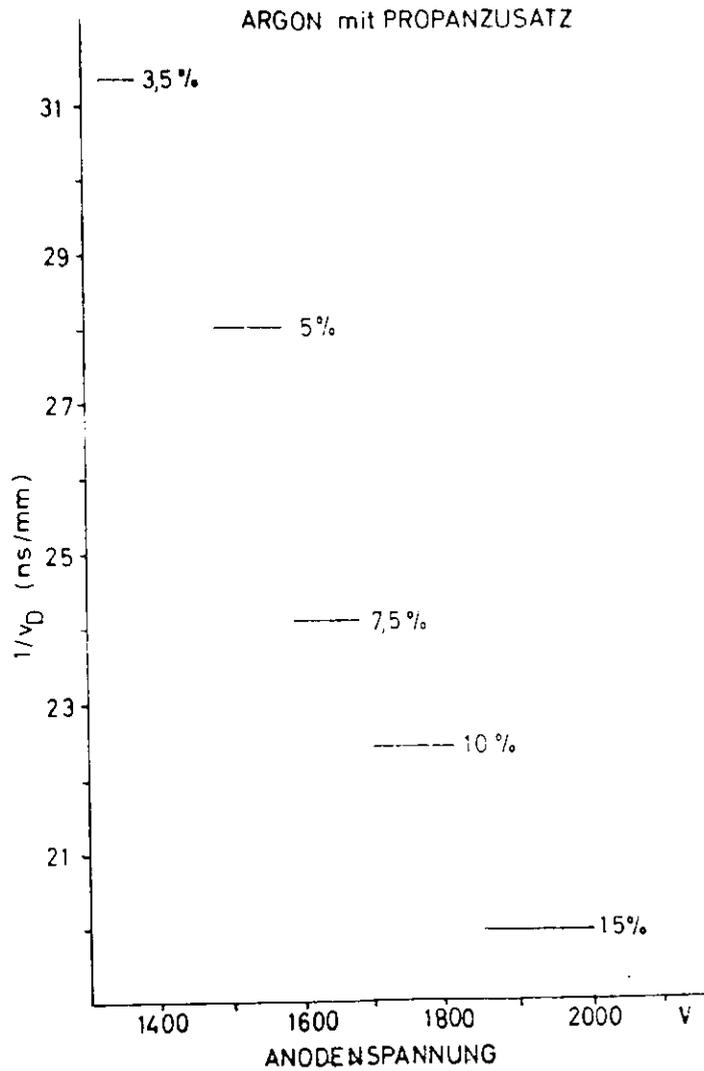


Figur 26: Inverse Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Anodenspannung für ein Gemisch aus 95%Ar + 5% C₄H₁₀



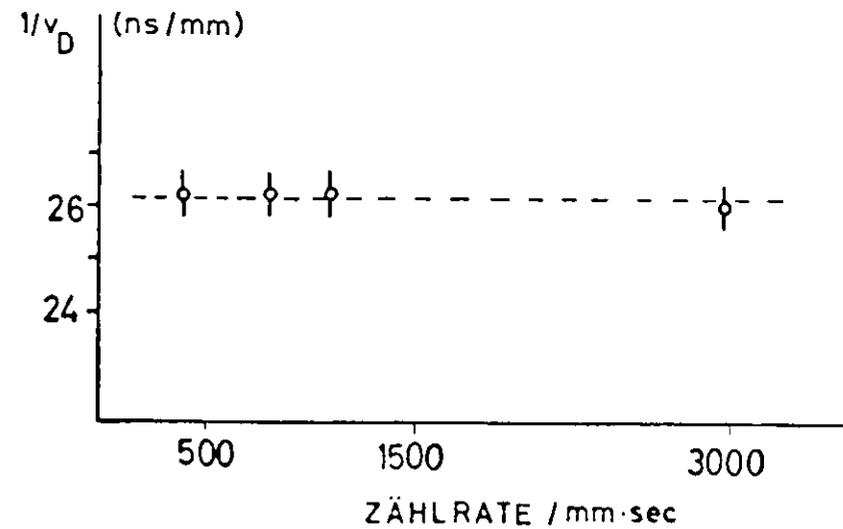
Figur 27: Inverse Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Anodendrahtspannung für ein Gemisch aus 95% Ar + 5% C₃H₈

Unterhalb einer Grenzspannung ist es nicht mehr möglich Driftzeiten zu messen, da die Gasverstärkung noch zu gering ist. Die Pulse können die Nachweisschwelle der Elektronik nicht überschreiten. Erhöht man die Spannung, so wird durch die Unschärfe der Anstiegsflanken der schwachen Signale eine kürzere Driftzeit vorgetäuscht. Bei noch höherer Gasverstärkung existiert dann ein Bereich, in dem die Driftzeit unabhängig von der angelegten Anodenspannung ist. Ausdehnung und Lage dieses Bereiches gegen die Spannung (in Volt) für verschiedene Propanzusätze zu Argon zeigt Figur 28. Die Breite des Plateaubereichs nimmt mit steigendem Propananteil zu. Man erkennt außerdem sehr gut die Abnahme der Driftzeiten für höhere Quenchgaseanteile (s. II 4).



Figur 28: Bereiche konstanter Driftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Anodenspannung für Argon mit verschiedenen Propananteilen.

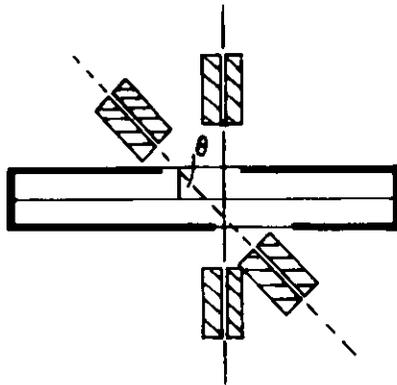
Des weiteren wurde die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Zählrate untersucht. Diese wurde dabei durch Änderung des Abstandes der β - Quelle vom Draht variiert. Man erwartet keinen Einfluß der Zählrate auf die Driftgeschwindigkeit, wenn die Raumladungseinflüsse nicht so groß werden, daß die Pulse die Diskriminatorschwelle nicht mehr überschreiten können. Figur 29 zeigt die Messung der Driftgeschwindigkeit gegen die Zählrate für das Gemisch von 92,5 % Argon und 7,5 % Propan. Es ist keine merkliche Änderung der Driftgeschwindigkeit festzustellen.



Figur 29: Inverse Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Zählrate

2.4 Schiefe Teilchenspuren

Zur Untersuchung der Driftgeschwindigkeit bei schiefer Teilchendurchtritt wurde ein Proportionaldriftrohr mit zwei gegeneinander versetzten $18 \times 26 \text{ mm}^2$ großen Fenstern versehen, die mit Mylarfolien verschlossen wurden. Die durch eine gemeinsame Halterung verbundenen Kollimatoren konnten gedreht werden, so daß sich jeder Winkel zwischen 0° und 45° senkrecht zum Rohr einstellen ließ (s. Skizze).



Der Verlauf der Feldlinien im Driftrohr läßt keine Änderung der Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen Eintrittswinkeln der Teilchen relativ zur Drahtachse erwarten. Tabelle 4 gibt die gemessenen Driftzeiten für drei verschiedene Einschüßwinkel, 0° , 30° , 45° als Funktion des Drahtabstandes an. Die Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut überein, d.h. die gemessene Driftgeschwindigkeit ist unabhängig von den relativ zur Drahtachse gemessenen Eintrittswinkeln der Teilchen.

Tabelle 4

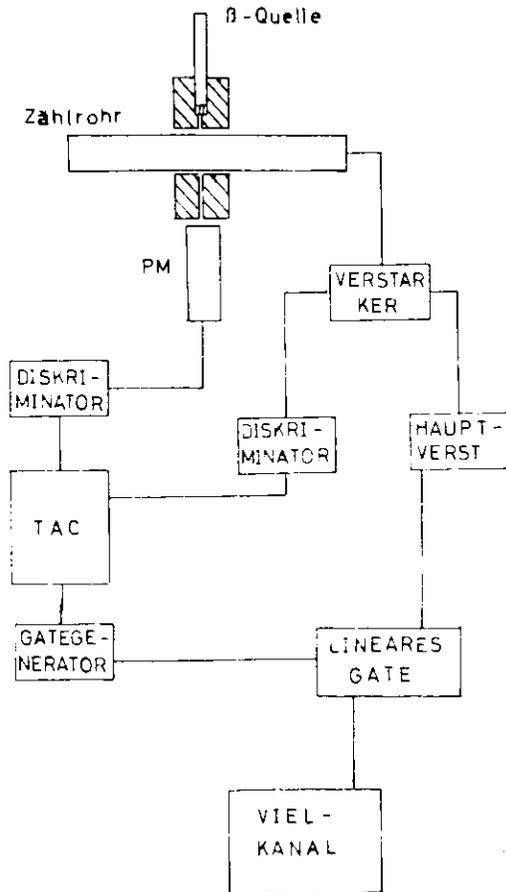
Position (mm)	0°		30°		45°	
	M	σ_M (ns)	M	σ_M (ns)	M	σ_M (ns)
1	300.0	2.3	321.3	2.3	321.5	2.2
2	302.6	2.3	298.2	2.4	293.7	2.5
4	228.0	2.0	228.8	2.4	226.6	2.4
6	163.4	2.0	165.2	2.2	163.2	2.2
8	104.9	1.9	104.9	2.0	103.9	2.1
10	52.4	1.8	54.0	2.0	54.5	2.1
12	1.0	1.8	3.7	2.0	4.0	2.0

Tabelle 4: Driftzeiten für drei verschiedene Teilcheneintrittswinkel relativ zur Drahtachse in Abhängigkeit vom Drahtabstand.

3. Impulshöhenmessungen

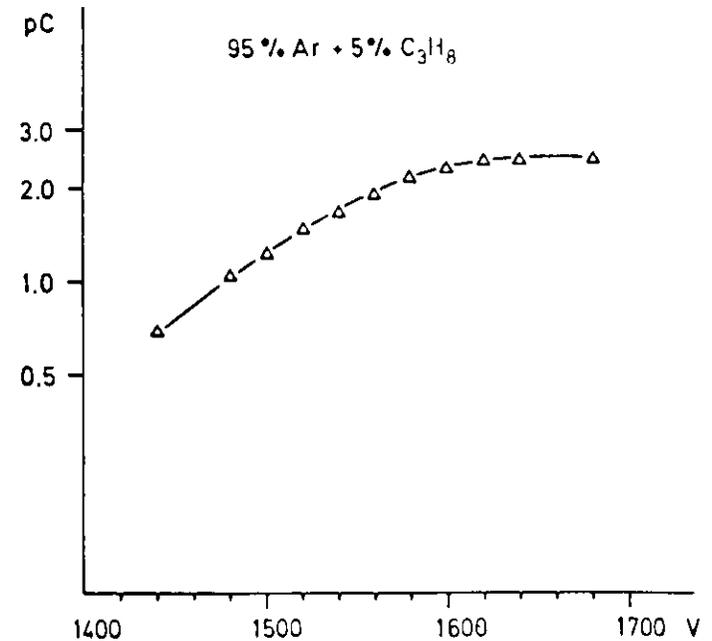
3.1 Impulshöhe in Abhängigkeit von der Spannung

Einen Überblick über die zur Impulshöhenmessung verwendete Apparatur gibt die folgende Skizze.



Die von den Elektronenlawinen am Draht induzierten Impulse wurden vorverstärkt und nach weiterer linearer Verstärkung auf den linearen Eingang eines "Linear Gate" gegeben. Dessen anderer Eingang wurde durch die aus dem TAC kommenden Pulse gesteuert.

Durch diese zeitliche Koinzidenz war sichergestellt, daß nur solche Impulse nachgewiesen wurden, die mit großer Wahrscheinlichkeit zu einem minimal ionisierenden Elektron gehörten. Da man die Anzahl der bei einem solchen Vorgang primär erzeugten Elektronen abschätzen kann (ca. 260 Ionenpaare in unserem Proportionaldriftrohr), ist es möglich, über die Gasverstärkung M eine Aussage zu machen. Die ganze Apparatur wurde durch Pulse bekannter Höhe und Zeitdauer geeicht. Gemessen wurde die Änderung der Impulshöhe (Wert im Maximum der Impulshöhenverteilung) in Abhängigkeit von der angelegten Anodendrahtspannung. Die Messungen wurden bei niedriger Zählrate, ca. 800 Teilchen/sec mm (s. folgender Abschnitt), und einem Kollimatorabstand vom Draht von 4 mm vorgenommen. Figur 30 zeigt das Ergebnis für ein Gemisch aus 95 % Argon und 5 % Propan.



Figur 30: Impulshöhe in Abhängigkeit von der Anodenspannung für 95% Ar + 5% Propan (Maximalwert)

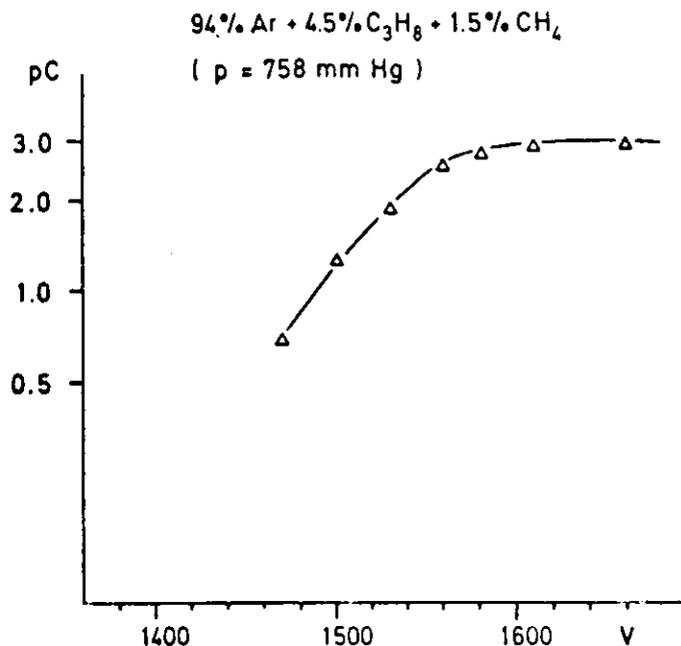
Man beachte den logarithmischen Masstab der Abszisse. Nach einem relativ kurzen, linearen Anstieg der Impulshöhe mit der Spannung

wird bei ca. 1620 V eine Sättigung der Impulshöhe erreicht. Obwohl durch die Erhöhung der Anodendrahtspannung eine größere Gasverstärkung auftreten sollte, mißt man doch nur konstante Impulshöhen. Dieser Effekt läßt sich mit dem Auftreten von Raumladungen im Zählrohr erklären.

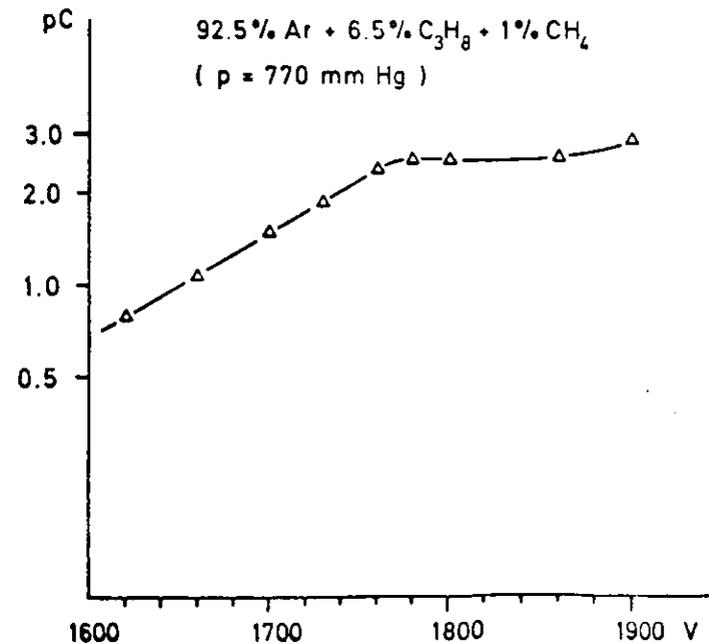
Bei der Entwicklung der Elektronen - Ionenlawine in Drahtnähe wird die Hälfte der Ionenpaare auf der letzten freien Weglänge gewonnen. Während die Elektronen innerhalb kürzester Zeit, einige Nanosekunden, durch den Draht aufgenommen werden, beginnen die positiven Ionen gegen die Kathode zu driften. Dieser Vorgang führt zu einer Reduzierung der effektiven Feldstärke. Umgestörte Feldverhältnisse im Zählrohr liegen erst dann wieder vor, wenn alle Ionen die Kathode erreicht haben. Wegen der relativ großen Ionenmasse ist die Driftgeschwindigkeit der Moleküle rund 1000 mal kleiner als die der Elektronen. Ausführliche Untersuchungen zur Bewegung der positiven Ionen in Driftkammergasen hat Schultz⁷⁾ vorgenommen. Es dauert somit einige hundert μ s bis die Ionen die Kathode erreicht haben. Obwohl dieser Effekt seit langem bekannt ist, wurde er doch erst von Hendricks 1969²⁸⁾ berechnet. Er konnte zeigen, daß die Reduzierung der Feldstärke nur von der mittleren Ionendichte im Rohr abhängig ist. Er erhält als Ergebnis eine mit der Zählrate exponentiell abnehmende Impulshöhe. Dieses Verhalten wurde seitdem von mehreren Autoren bestätigt^{7,29)}. Bei hohen Zählraten zeigt sich jedoch, daß die Abnahme nicht so stark ist, wie aus den Rechnungen hervorzugehen scheint. Alle diese Messungen wurden mit Driftkammern

vorgenommen, deren Anodendrähte einen Durchmesser von 30 μ m und kleiner besaßen. Vor kurzer Zeit haben Brehin et al.³⁰⁾ festgestellt, daß im Zählrohr der Übergang vom Proportionalbereich zum Geigerbereich nicht schlagartig sondern stetig vor sich geht. Dabei spielt besonders die Quenchgaskonzentration eine erhebliche Rolle. Alle Berechnungen für die Raumladungseffekte^{28,31)} gehen davon aus, daß alle Photonen, die bei der Entwicklung der Elektronenlawine entstehen, auch absorbiert werden. Brehin et al. stellten jetzt fest, daß es bei Verwendung relativ dicker Anodendrähte (Durchmesser größer 40 μ m) und bei geringen Quenchgaskonzentrationen zur Ausbildung eines begrenzten Geigerbereiches kommt. Während bei Betrieb des Zählers im Geiger-Müller Bereich ein Ionenschlauch um den gesamten Zählrohrdraht liegt, und somit der Zähler für einige hundert μ s keine weiteren Teilchen nachweisen kann, kommt es im "begrenzten" Geigerbereich nur zur Ausbildung eines relativ kurzen Ionenschlauches von ca 10 mm Länge. Es ist zu vermuten, daß die Länge dieser Ionenwolke abhängig von der angelegten Anodendrahtspannung, von der Drahtdicke und der Quenchgaskonzentration ist. Genauere Untersuchungen liegen jedoch noch nicht vor. Festgestellt wurde, daß mit Erhöhung der Spannung immer mehr Zählrohrpulse in diesen Zustand übergehen, bis dann der Geigerbereich erreicht ist, und der Ionenschlauch die volle Länge des Zählrohrdrahts umspannt. Es liegt nahe, den von uns gemessenen Sättigungseffekt mit dem Auftreten eines begrenzten Geigerbereiches zu erklären, da wir mit sehr geringen Molekülgaskonzentrationen und einer Drahtdicke von 50 μ m arbeiten.

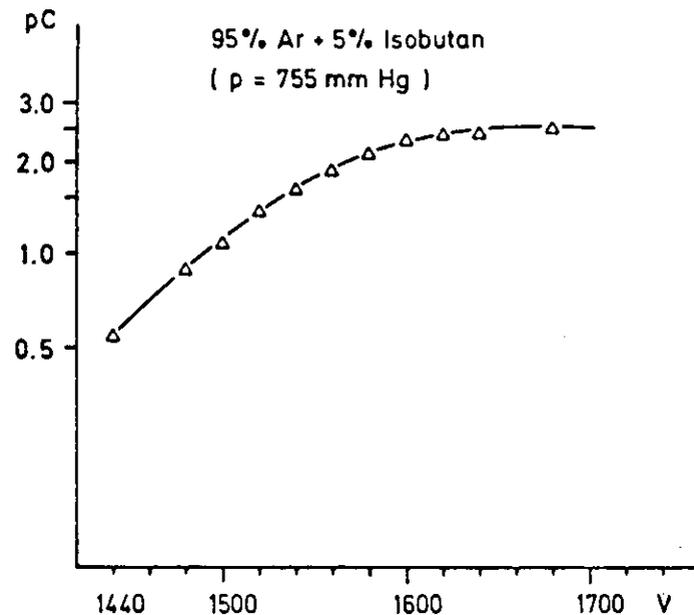
Je nach Art und Anteil der Molekülgase variiert die Empfindlichkeit der Gasverstärkung auf Spannungsänderungen im Proportional-



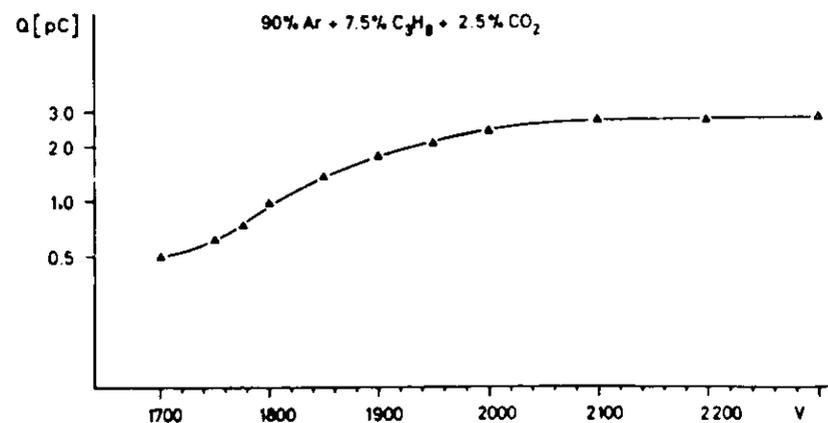
Figur 31: Impulshöhe in Abhängigkeit von der Spannung für 94% Ar + 4.5% C₃H₈ + 1.5% CH₄



Figur 32: Impulshöhe in Abhängigkeit von der Spannung für 92.5% Ar + 6.5% C₃H₈ + 1% CH₄



Figur 33: Impulshöhe in Abhängigkeit von der Spannung für 95% Ar + 5% C₄H₁₀



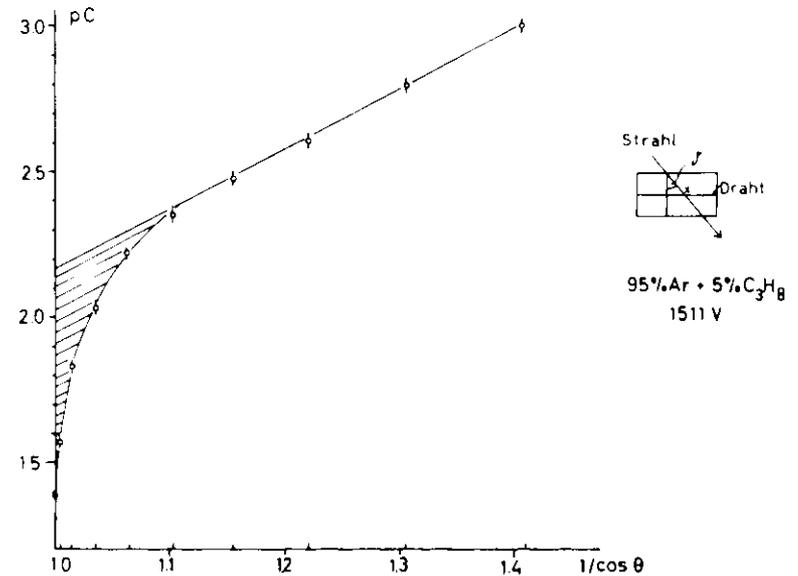
Figur 34: Impulshöhe in Abhängigkeit von der Spannung für 90% Ar + 7.5% C₃H₈ + 2.5% CO₂

bereich, was aus den Steigungen der Geraden in den Figuren 31-34 ersichtlich ist. In einem Gemisch aus 95% Argon und 5% Propan erhält man beim Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchens, einer Spannung von 1570 V und Normaldruck eine Ladung von 2pC. Um bei dieser Verstärkung nicht in den Sättigungsbereich zu kommen, muß man die Hochspannung auf 2,5% konstant halten. Aus den Messungen im Proportionalbereich ergibt sich, daß eine Spannungsänderung um 1% eine Änderung der Amplitude von 16% zur Folge hat. Nicht so empfindlich reagiert ein Gasgemisch von 90% Ar + 7,5% Propan + 2,5% CO₂. Dort hat dieselbe Spannungsänderung um 1% nur eine Amplitudenänderung von 8% zur Folge. Insgesamt läßt sich feststellen, daß Argon als Zählgas ^{bei nur} geringen Molekülgaszusätzen recht empfindlich auf Spannungsänderungen reagiert.

3.2 Impulshöhe in Abhängigkeit vom Teilcheneintrittswinkel

Neben der im vorigen Abschnitt besprochenen Reduzierung der Feldstärke durch die Bewegung der positiven Ionen zur Kathode, tritt bei senkrechtem Durchgang des ionisierenden Teilchens noch ein anderer Abschirmungseffekt auf. Stellt man sich die primär erzeugten Elektronen gleichverteilt über die Länge der Teilchenspur vor, so erreichen, je nach Drahtabstand, innerhalb von maximal 500 ns rd. 260 Elektronenlawinen den Draht. Im Mittel folgen die Elektronen also sehr schnell, ca. 2 ns, aufeinander. In dieser Zeit gelingt es den entstehenden Ionen am Draht nicht, aus dem Gasverstärkungsbereich zu driften, was eine erhebliche, kurzzeitige Reduzierung der Feldstärke in unmittelbarer Drahtnähe zur Folge hat. Dadurch erfahren die zeitlich später ankommenden Elektronen eine wesentlich geringere Gasverstärkung als die den Draht zuerst erreichenden Elektronen. Dieser Effekt müßte abnehmen wenn jedes primär erzeugte Elektron genügend Platz am Draht findet,

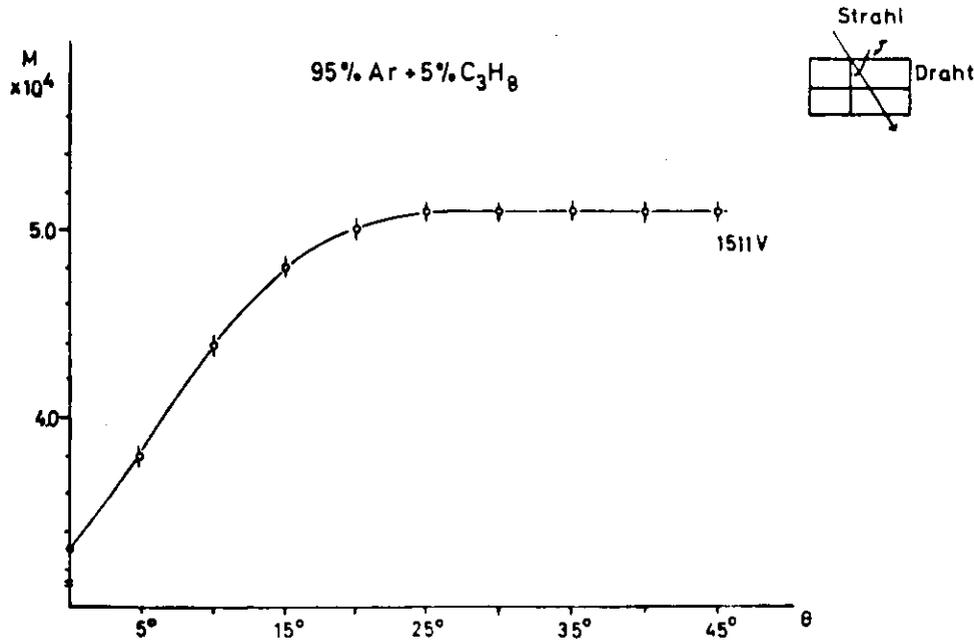
und die Entwicklung einer ungestörten Elektronenlawine hervorrufen kann. Da die Elektronen den Feldlinien im Proportionaldriftrohr folgen, also immer senkrecht zum Draht driften, kann man eine Verminderung der Teilchenzahl pro mm Drahtlänge durch Änderung des Einschubwinkels erreichen. Die Messungen wurden mit der in Kap. II.2.4 beschriebenen Apparatur vorgenommen. Das Ergebnis ist in Figur 35 dargestellt.



Figur 35: Änderung der Impulshöhe als Funktion des Teilcheneintrittswinkel

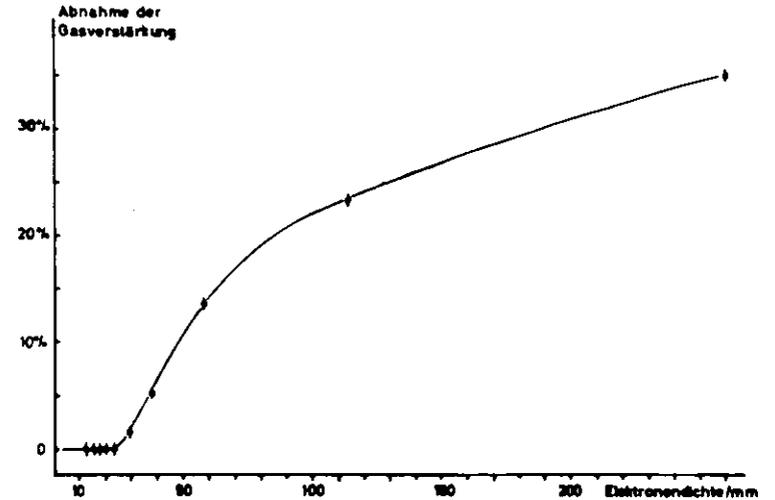
Da mit wachsendem Einschubwinkel auch die Zahl der primär erzeugten Elektronen anwächst, erwartet man ein lineares Ansteigen mit 1/cos θ der Impulshöhe bei großen Winkeln. Man erkennt das sehr schön für Winkel größer 30°. Auf dieser Geraden ist die Gasverstärkung pro Elektron konstant und beträgt 5.1 x 10⁴. Bei kleineren Winkeln

treten deutliche Abschirmungseffekte auf und die Impulshöhe sinkt stärker, als es die Abnahme der primär erzeugten Elektronen erwarten ließe. Der Einfluß der Raumladung, der sich in einer Reduzierung der Gasverstärkung auswirkt, kommt besonders deutlich zum Ausdruck, wenn man sich die Abnahme der Gasverstärkung in Abhängigkeit vom Finschußwinkel der Teilchen ansieht, wie es in Figur 36 dargestellt ist.



Figur 36: Änderung der Gasverstärkung mit dem Teilcheneintrittswinkel

Nimmt man eine homogene Verteilung der Elektronen längs der primären Teilchenspur an, so läßt sich eine Aussage über die Zahl der pro mm am Draht ankommenen Elektronen machen.



Figur 37: Abnahme der Gasverstärkung als Funktion von der Elektronendichte am Draht (95%Ar + 5% C₃H₈)

Bei einer Elektronendichte von weniger als 20 Elektronen / mm wird jedes Elektron maximal verstärkt (Abb.37). Mit wachsender Elektronendichte nimmt die Gasverstärkung aufgrund der Raumladungen ab und strebt dabei einem Sättigungswert zu. Das Auftreten dieses Wertes läßt sich als dynamischer Gleichgewichtszustand zwischen aus dem Multiplikationsbereich wegdriftenden positiven Ionen und der Ausbildung neuer Elektronenlawinen verstehen. Damit ergibt sich eine mittlere Ausdehnung der unbeeinflussten Elektronenlawine von

$$l \sim 50 \mu\text{m}$$

Die gemessene Gasverstärkung läßt sich parametrisieren als

$$M = M_0 \cdot F(\mathcal{J})$$

mit

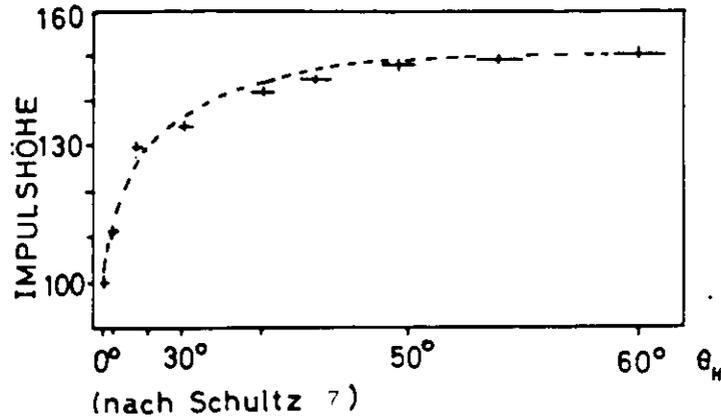
$$F(\mathcal{J}) = c \cdot 10^{-\mathcal{J}} \quad \text{für } 0^\circ \leq \mathcal{J} \leq 0.5^\circ$$

$$F(\mathcal{J}) = \sqrt{\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_{\max}}} \quad \text{für } 0.5^\circ \leq \mathcal{J} \leq \mathcal{J}_{\max}$$

$$F(\mathcal{J}) = 1 \quad \text{für } \mathcal{J} > \mathcal{J}_{\max}$$

(\mathcal{J}_{\max} Winkel, bei dem maximale Gasverstärkung einsetzt)

Ähnliche Messungen wurden bisher nur von Schultz⁷⁾ et al. berichtet. Ihr Ergebnis zeigt Figur 38.

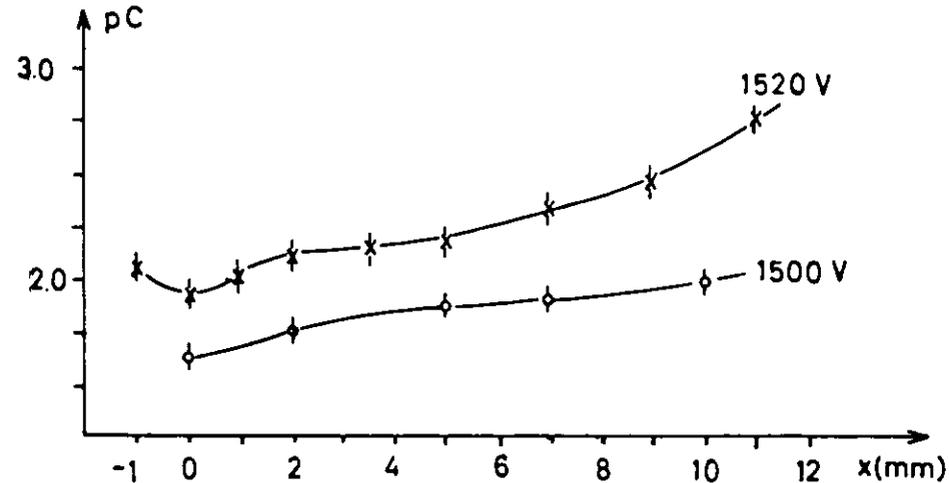


Figur 38: Änderung der Impulshöhe als Funktion des Teilcheneintrittswinkels für eine konstante Zahl primär erzeugter Elektronen. (Die Meßpunkte wurden durch eine Kurve verbunden, die mit $\mathcal{V}_{max} = 60^\circ$ gerechnet wurde)

Sie geben eine Ausdehnung der Elektronenlawine von $220 \mu\text{m}$ an. Ausgangspunkt ist dabei die Zahl der primär erzeugten Elektronen und nicht, wie bei uns, die Zahl der tatsächlich driftenden Elektronen. Rechnet man die Werte um, so ergibt sich eine Ausdehnung von $\sim 17 \mu\text{m}$. Bedenkt man jetzt noch die höhere Gasverstärkung bei den Messungen von Schultz et al., was eine größere Ausdehnung der Elektronenlawine zur Folge hat, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung der beiden Zahlen.

3.3 Impulshöhe in Abhängigkeit vom Ort

Die gemessenen Impulshöhen in Abhängigkeit vom Ort des Teilchendurchgangs zeigt Figur 39 für zwei verschiedene Spannungen

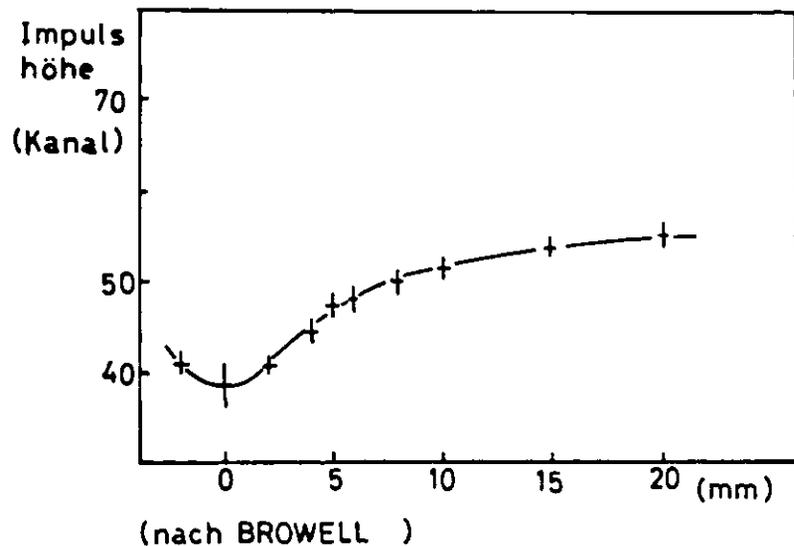


Figur 39: Impulshöhe in Abhängigkeit vom Ort des Teilchendurchganges für zwei verschiedene Spannungen. $95\% \text{Ar} + 5\% \text{C}_2\text{H}_6$

Man erkennt das Anwachsen der Amplitude mit anwachsendem Drahtabstand und das in Drahtnähe auftretende Minimum. Der letztgenannte Effekt läßt sich dadurch erklären, daß bei direktem Durchgang des primär ionisierenden Teilchens am Draht einige der Elektronen so nahe am Draht erzeugt werden, daß sie nicht mehr den vollen Gasmultiplikationsprozeß durchlaufen können. Das Anwachsen der Impulshöhe bei Entfernung vom Draht läßt sich durch Diffusionseffekt verstehen. Während der Drift gegen den Draht breiten sich die primär erzeugten Elektronen längs des Drahtes aus, die mittlere Elektronendichte / mm nimmt ab, was zu einer höheren Gasverstärkung führt (s. Figur 38).

Da bei höheren Spannungen die Ausdehnung der Elektronenlawine zunimmt, sollte die gegenseitige Beeinflussung der Elektronenlawinen bei höheren Spannungen größer sein, als bei niedrigen Spannungen. Dieses Verhalten wird durch die Messungen bestätigt. Impulshöhenmessungen dieser Art, mit einer β -Quelle ausgeführt, wurden bisher nur von Browell²⁶⁾ berichtet.

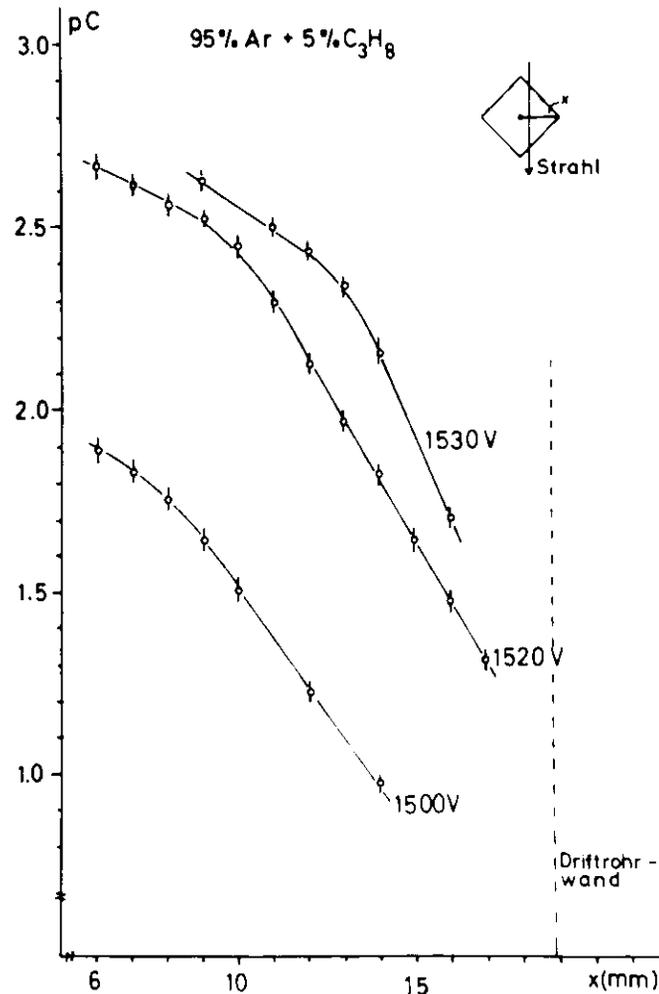
Figur 40 zeigt die von ihm angegebene Kurve.



Figur 40: Impulshöhe in Abhängigkeit von Ort des Teilchendurchgangs. 90%Ar + 10% CH₄

Zur weiteren Bestimmung der Ortsabhängigkeit der Impulshöhe wurde das Driftrohr um 45° um die Drahtachse gedreht und der Teilchenstrahl durch die Ecken des Rohres geschickt (s. S.32). Mit der Entfernung nimmt die Zahl der primär erzeugten Elektronen jetzt ab, die Diffusion wegen der schwachen Feldstärken, jedoch stark zu. Figur 41 gibt die Resultate für 3 verschiedene Spannungen in einem Gemisch aus 95% Ar + 5% C₃H₈ wieder. Dabei ist deutlich zu sehen, daß die Raumladungseffekte um so weiter

entfernt vom Draht einsetzen, je höher die Spannung ist. Dieses Verhalten wird erwartet, da die Ausdehnung der Elektronenlawinen mit wachsender Spannung zunimmt.



Figur 41: Änderung der Impulshöhe für drei verschiedene Spannungen bei Teilchendurchtritt in den Ecken des Driftrohrs

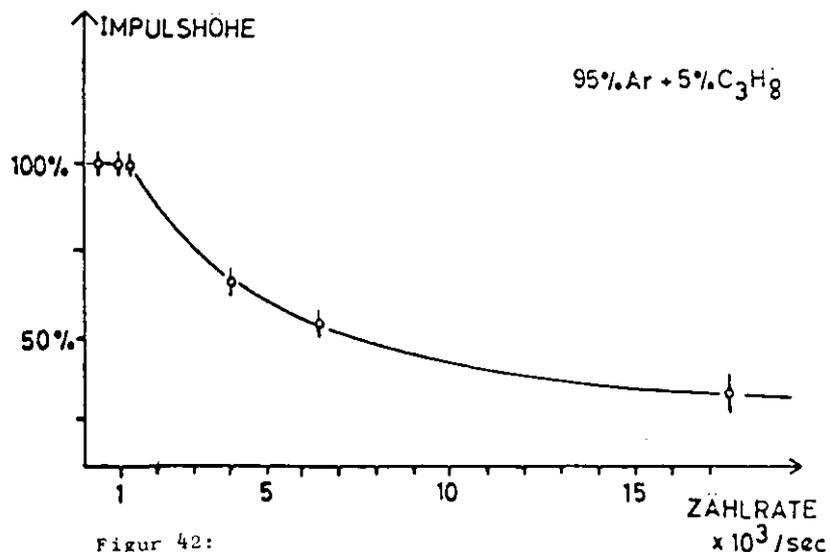
3.4 Impulshöhe in Abhängigkeit von der Zählrate

Der Einfluß der vom Draht zur Kathode driftenden positiven Ionen ist schon im Kapitel III.3.1 beschrieben worden. Je länger ihre Driftzeit ist, bedingt durch die Geometrie des Zählrohrs, desto eher sollte sich eine Zählratenabhängigkeit bemerkbar machen. Sauli⁵⁾ gibt als Näherung für die Reduzierung der Gasverstärkung die folgende Beziehung an, die jedoch nur für hohe Gasverstärkungen ($M \sim 10^6$) gilt

$$M = M_0 \cdot \exp(-K \cdot M_0 \cdot R) \quad (K = \text{Konstante})$$

wobei R die Zählrate ist. Bei niedrigeren Gasverstärkungen wird eine nicht so starke Abnahme der Impulshöhe erwartet.

Für die Messungen wurde die Zählrate durch Variation des Abstandes der β -Quelle vom Draht geändert. Die vom Strahl überdeckte Drahtlänge betrug ~ 3 mm. Figur 42 zeigt die Abnahme der Impulshöhe mit der Zählrate.



Figur 42:

Abnahme der Impulshöhe bei Variation der Zählrate am Anodendraht.

IV. Driftzeitmessungen mit verschiedenen elektronischen Schaltungen

Drei verschiedene elektronische Schaltkreise wurden auf ihre Brauchbarkeit zur Messung der Driftgeschwindigkeit untersucht. Zum Vergleich wurden die mit einem spannungsempfindlichen Verstärker (Ortec Timing Filter Amplifier) erzielten Ergebnisse herangezogen. Dieser Verstärker mißt den zeitlichen Einsatz des Signals mit einer sehr geringen Schwankungsbreite. Aufgabe der Proportionaldriftrohrelektronik ist es:

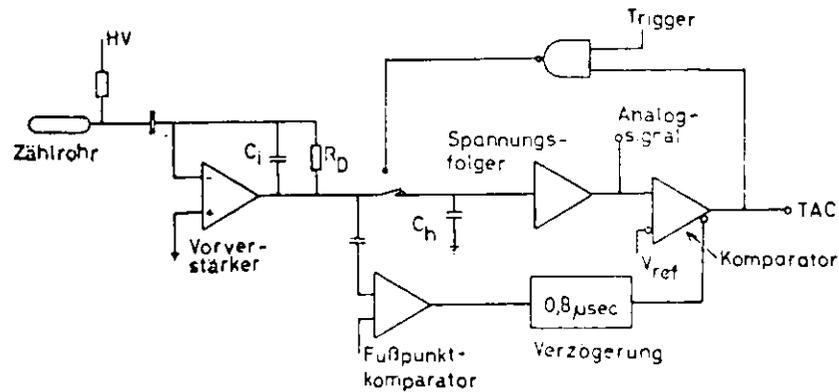
1. sowohl eine feste Zeitaussage zur Messung der Driftzeit gegen einen externen Trigger zu geben, als auch
2. ein analoges Signal zur Messung der Impulshöhe zu verarbeiten.

Die Messung geschieht mit Komparatoren, die den Impuls mit einer vorgegebenen Schwellenspannung vergleichen. Durch die Wahl der Schwelle kann man das Signal vom 'Rauschen' im Schaltkreis trennen. Schon bei den ersten Untersuchungen stellte sich heraus, daß beide Aussagen nicht mit Hilfe eines einzigen Komparators gewonnen werden konnten, da die Referenzschwelle in diesem Fall für die Messung der Driftzeit zu hoch lag. Im folgenden wird die Wirkungsweise der drei Schaltungen kurz beschrieben und die Verbindung der wichtigsten Komponenten an Hand einer Skizze dargestellt.

4.1 Version 1 (Fast-Slow)

Alle in dieser Arbeit bisher berichteten Ergebnisse wurden mit dieser Schaltung gemessen. Es handelt sich dabei um die seit langem aus der Kernphysik bekannte Methode das Signal aufzuspalten und zwei verschiedene 'Zweige' durchlaufen zu lassen. Die Driftzeitaussage wird mittels eines Komparators mit möglichst niedriger Schwelle gewonnen, um so die Zeitunschärfe klein zu halten.

Diese entsteht, wenn ein Impuls mit verschiedenartigen Anstiegsflanken eine feste Schwelle überschreitet; die Analoginformation wird mit einer wesentlich höheren Schwelle erhalten.

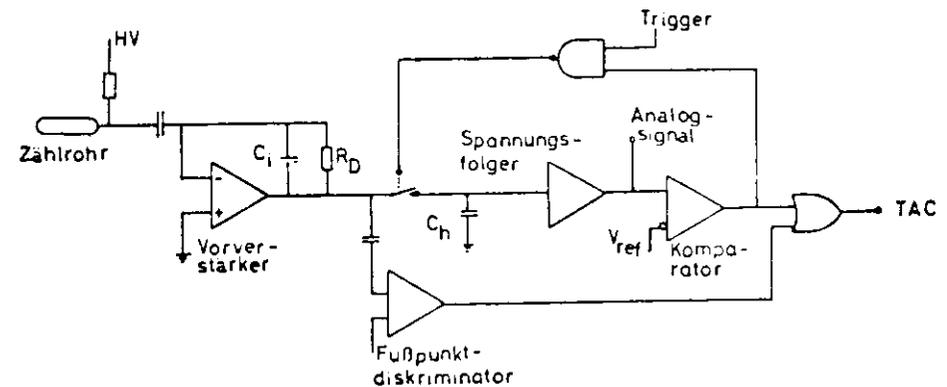


Figur 43: Blockschaltbild der Ausleseelektronik (Fast-Slow)

Der am Draht ankommende Impuls wird kapazitiv abgenommen und auf den negativen Eingang eines Vorverstärkers gegeben. Zwei davorliegende Dioden schützen den Schaltkreis vor hochfrequenten Impulsspitzen, wie sie beim Ein- und Ausschalten, oder beim Reißen des Drahtes entstehen können. Der Eingang des Vorverstärkers ist mit dem Ausgang rückgekoppelt, wobei der Widerstand R_D die Verstärkung definiert und der Kondensator C_i den Strom aufintegriert. Am Ausgang des Vorverstärkers liegt dann das Signal in analoger und positiver Form vor. Über einen Kondensator wird das Signal über den 'schnellen Zweig' auf den Eingang eines Fußpunktdiskriminators gegeben, dessen anderer Eingang die Schwellenspannung definiert, bei deren Überschreiten ein Puls weiterverarbeitet wird. Ist dies der Fall, so gibt der Diskriminator einen normten Puls ab, der ein Flip-Flop setzt. Zum anderen wird das analoge Signal auf dem Kondensator C_h gespeichert und steht hinter dem Spannungsfollower an einem Test-

ausgang für die Labormessungen zur Verfügung. Bei digitaler Auslese wird das Analogsignal durch einen zweiten Komparator mit einer externen Rampenspannung verglichen und digitalisiert. Dieser Komparator wird durch ein schnelles Abfragesignal (fast strobe), das nach einer Verzögerung von $0,8 \mu\text{sec}$ beim Zurücksetzen des Flip-Flop ausgesandt wird, freigegeben. Der Vorteil dieser Schaltung ist das Setzen einer festen Zeitmarke, wodurch die Zeitverschiebung (time jitter) entfällt, den kleine, langsame Impulse beim Überschreiten der Analogschwelle verursachen. Die gemessene Driftgeschwindigkeit unseres Standardgemisches (s. Figur 15a) betrug $3,4 \pm 0,2 \text{ cm}/\mu\text{sec}$.

4.2 Version 2 (Komparatoren parallel)

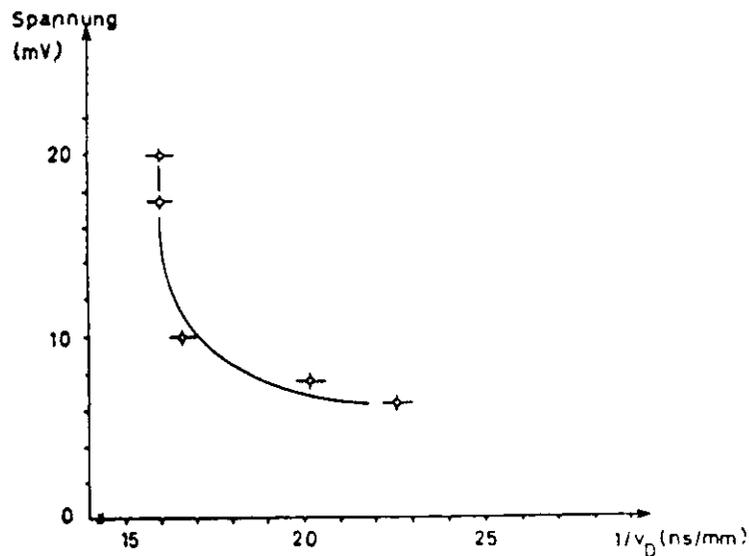


Figur 44: Blockschaltbild der Ausleseelektronik (Komparatoren parallel)

Der wesentliche Unterschied zur vorherigen Schaltung besteht im Fehlen des Flip-Flop. Die Ausgänge der beiden Komparatoren werden auf ein gemeinsames logisches 'Oder' geführt, sodaß der schnellere Impuls die Driftzeitaussage ergibt. Da keine von der Pulsform unabhängige Zeitmarke gesetzt wird, besteht eine starke Abhängigkeit der gemessenen Driftgeschwindigkeit von

der Schwellenspannung des Fußpunktdiskriminators. Diese zeigt

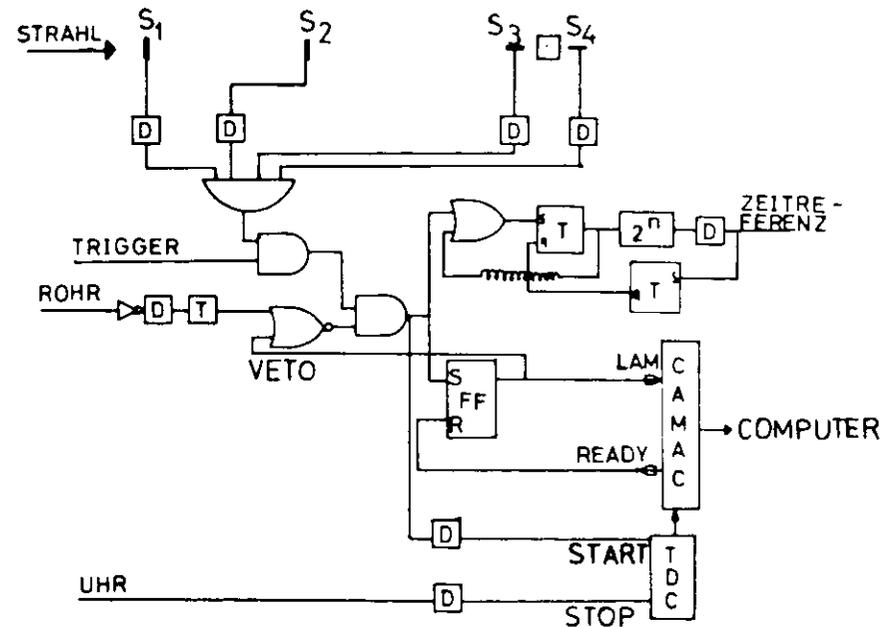
Figur 45.



Figur 45: Änderung der Driftzeit mit der Abnahme der Schwellenspannung des Driftzeitkomparators

Man erkennt, daß eine Schwellenspannung von 5 mV oder geringer anzustreben ist. Durch Messungen wurde nachgewiesen, daß der Komparator bis herunter zu Schwellenspannungen von 2 mV einwandfrei arbeitet. Bei 6 mV wurde eine Driftgeschwindigkeit von $4,0 \pm 0,3$ cm/µsec gemessen.

Neben den Labormessungen mittels einer B - Quelle wurden mit dieser Version auch Messungen mit hochenergetischen Protonen vorgenommen. Zur Verfügung stand ein 24 GeV Protonenteststrahl des Proton - Synchrotrons am CERN in Genf. Die Driftzeitauslese geschah dabei digital im 'On-Line' Betrieb mit einem Kleinrechner von Hewlett Packard. Das Meßprinzip verdeutlicht die folgende Skizze.



Figur 46: Blockschaltbild der Meßanordnung zur digitalen Driftzeitauslese (D = Diskriminator ; T = Zeiteinheit)

Aus dem Protonenteststrahl wurde durch die Szintillationszähler S3 und S4 ein Teststrahl von 5×1 mm² ausgeblendet, dessen breitere Seite parallel zum Anodendraht verlief. Die Zählrate am Draht betrug ca. 1 kHz, so daß keine Raumladungseffekte auftraten. Als Zählgas wurde ein Gemisch aus 95 % Argon und 5 % Propan benutzt. Die Anodendrahtspannung betrug 1520 V. Zur Zeitmessung wurde eine 20 MHz Uhr benutzt, was einem Pulsabstand von 50 ns entspricht. Diese niedrige Zeitauflösung lieferte einen driftgeschwindigkeitsabhängigen Beitrag

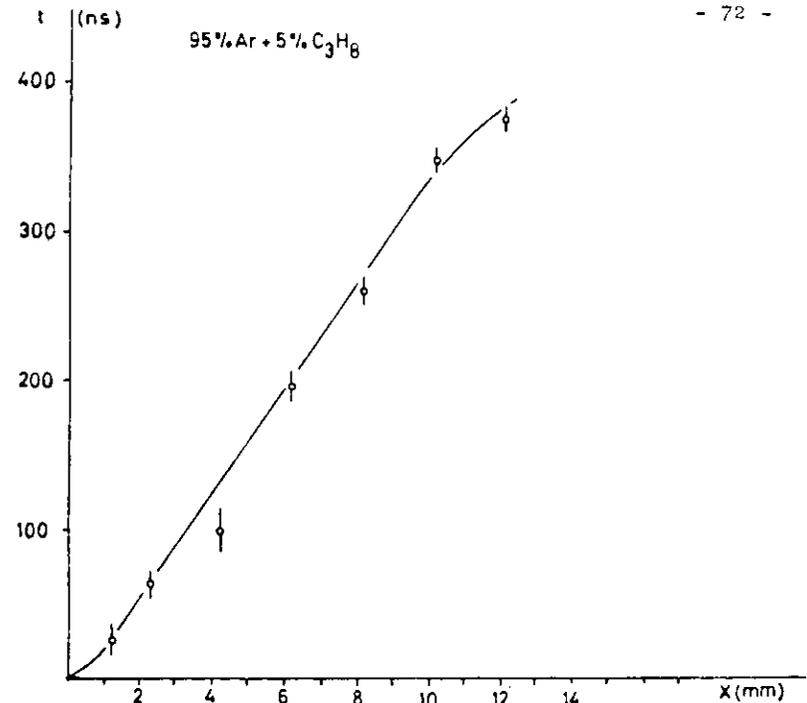
zum Fehler der Ortsauflösung von $\sim 0,4$ mm.

Der vom Proportionaldriftrohr kommende Impuls startete einen Zähler, auf den die Pulse der Uhr gegeben wurden. Gestoppt wurde der Zähler durch das Koinzidenzsignal, das aus den vier Szintillationszählern gewonnen wurde, die den primären Strahl definierten. Das in der Koinzidenz erzeugte Signal wurde in der Zeitreferenzeinheit um einen festen Wert verzögert, der größer als die maximale Driftzeit der Elektronen im Rohr war. Zusätzlich zur Driftzeit wurde noch die relative Phase zwischen dem Zeitpunkt des Teilchendurchgangs und dem nächstfolgendem Zeitpuls mit einem Zeit - Digital - Wandler (TDC) gemessen (sog. Stop - Korrektur).

Dadurch konnte die Zeitauflösung verbessert werden. Gleichzeitig setzte das Koinzidenzsignal der Zähler S1 - S4 einen Flip-Flop. Dieser aktivierte den Computer. Die Daten wurden über ein CAMAC System ausgelesen. Das CAMAC System stellt die Verbindung zwischen dem Computer und der am Experiment befindlichen Elektronik her und sorgt für die Übermittlung der gemessenen Daten.

Ein Veto-Zähler verhinderte, daß Messungen vorgenommen werden konnten, wenn die Apparatur nicht aufnahmebereit war.

Es ergab sich die in Figur 47 dargestellte Driftzeit - Driftweg Beziehung. Bei der Berechnung der Driftgeschwindigkeit wurden die in einer Entfernung von 4 mm zum Draht gemessenen Werte nicht mit berücksichtigt. Durch eine fehlende Synchronisation der Uhr mit der Zeitreferenzeinheit

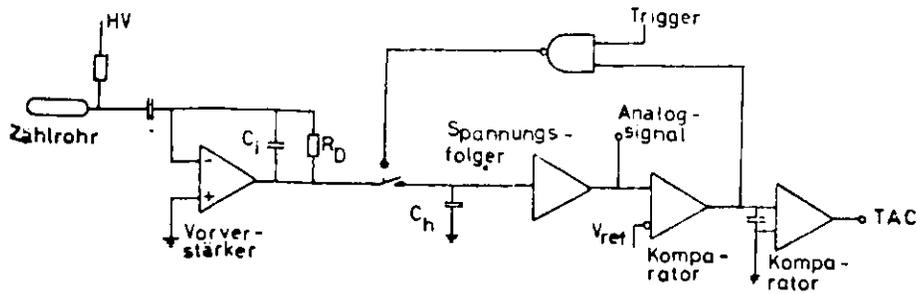


Figur 47: Driftweg-Driftzeit Kurve für ein Gemisch aus 95% Argon und 5% Propan

bekam der Zähler in diesem Intervall unvollständige Pulse angeboten, was zu falschen Resultaten führte. Die gemessene Driftzeit betrug $3,2 \pm 0,7$ cm / μ sec. Die Ortsauflösung betrug über den Driftraum $\sim 1,1$ mm und stieg in Drahtnähe auf 1,5 mm an. Durch einige Verbesserungen in der Elektronik und durch genauere Justierung des Strahls wurde bei nachfolgenden Messungen eine Ortsauflösung von 0,9 mm erzielt, die in Drahtnähe auf 1,3 mm anstieg.

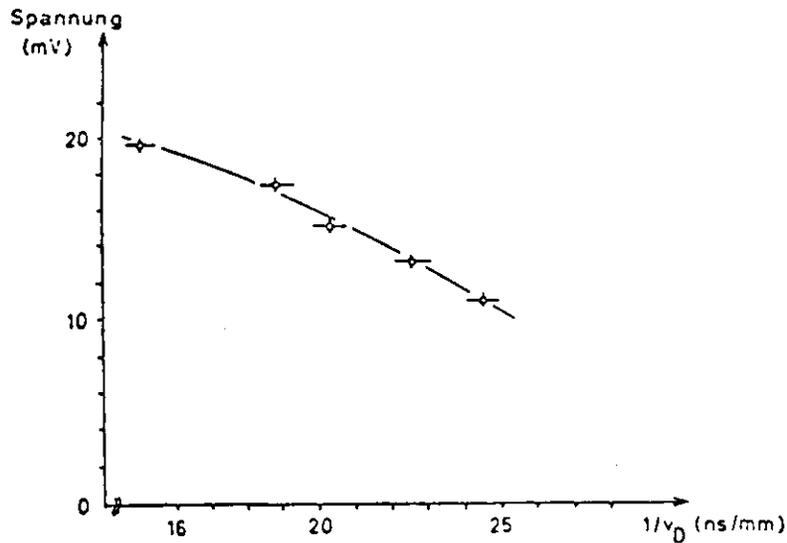
4.3 Version 3 (Komparatoren seriell)

In dieser Anordnung wird der Impuls nicht aufgespalten, sondern durchläuft zwei Komparatoren nacheinander, wobei der Ausgang des ersten auf den Eingang des zweiten gelegt wird. Bei dieser Schaltungsart wirkt der zweite Komparator als ein schneller Verstärker. Auch hier wurde eine starke Abhängigkeit der Drift-



Figur 48: Blockschaltbild der Ausleseelektronik (Komparatoren seriell)

zeitaussage von der Schwellenspannung des ersten Komparators festgestellt (Figur 49), wie sie sich schon bei der Version 2 gezeigt hatte. Durch die Messung von Driftzeit und Amplitude des Signals mit nur einem Komparator ist es nicht möglich, die Schwellenspannung sehr tief zu legen, da dann die Schaltung anfällig gegen Störimpulse würde.



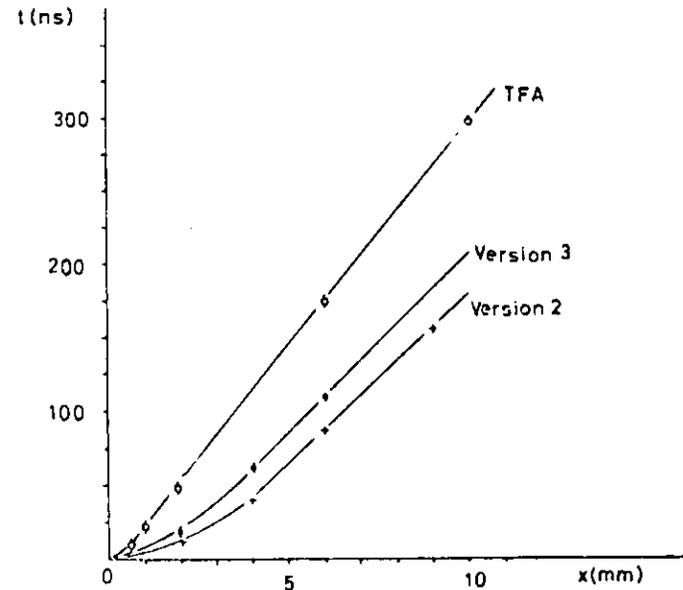
Figur 49: Änderung der inversen Driftgeschwindigkeit mit der Schwellenspannung am Analogkomparator

4.4 Version 4 (Ortec TFA)

Der 'Ortec Timing Filter Amplifier' (TFA) ist ein spannungsempfindlicher, aktiver Bandbreiten - Verstärker mit einem differenzierenden und einem integrierenden Teil. Der differenzierende Teil war während der Messungen abgeschaltet. Als Integrationszeiten hat man den Bereich zwischen 10 - 200 ns zur Verfügung. Da keine merkliche Beeinflussung der Driftzeitaussage von der Integrationszeit festgestellt werden konnte, wählten wir die Zeitkonstante 50 ns.

Die Driftgeschwindigkeit ergab sich zu $3,5 \pm 0,2$ cm/ μ sec.

Figur 50 zeigt die Driftzeitmessungen für die Versionen 2,3 und 4 im Zusammenhang. Version 1 gibt etwa einen deckungsgleichen Verlauf der Kurve mit dem TFA.



Figur 50: Driftweg - Driftzeit Kurven für die verschiedenen Arten der Ausleseelektronik

Zusammenfassung

Es wurden Proportionaldriftrohre, die für den Einsatz in einem

γ - Experiment vorgesehen sind, bezüglich der Messung von Driftgeschwindigkeit und Impulshöhe untersucht.

Nach einer kurzen Beschreibung der Gasverstärkung in Zählrohren wurde die Drift von Elektronen im Proportionalzählrohr näher dargestellt.

Die experimentellen Messungen der Driftgeschwindigkeit und der Impulshöhen in Zählgasen aus Argon mit Zusätzen von Propan, Methan, Buthan und Kohlendioxid ergaben folgende Resultate:

1. Die Driftgeschwindigkeiten variieren je nach Molekülgaskonzentration zwischen 3 cm/ μ sec und 5,5 cm/ μ sec. Die Driftgeschwindigkeit nimmt mit steigendem Quenchgasanteil zu.
2. Gute lineare Driftweg - Driftzeit Beziehungen ergeben sich für Molekülgaszusätze zu Argon von mehr als 10 % (Ausnahme Kohlendioxid). Die Linearität eines Gemisches aus 95% Argon und 5% Propan war ausreichend über den gesamten Driftraum. In den Ecken des Driftzählers zeigte dieses Gemisch das beste Verhalten. Bei niedrigen Feldstärken eignet sich Kohlendioxid wegen seiner geringen charakteristischen Energie nicht als Driftgaskomponente.
3. Die mit einer β - Quelle bestimmten Ortsauflösungen lagen für die meisten Gemische in der Größenordnung von $\sim 0,8$ mm über den gesamten Driftraum.
4. Molekülgasanteile unter 5% erlauben keinen sicheren Betrieb der Proportionaldriftrohre.
5. Die Messung der Impulshöhe im Driftzählrohr ist stark von Raumladungseffekten beeinflusst. Bei Gasverstärkungen größer

6×10^4 / Elektron kommt es im verwendeten Driftzähler zur Ausbildung eines Semi - Geiger Bereiches.

6. Messungen bei nichtrechtwinkeligem Teilchendurchtritt ergaben eine Ausdehnung der Elektronenlawine bei einer Gasverstärkung von $\sim 5 \cdot 10^4$ von ca. 50 μ m.

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit einer ^(aus Messungen) von Schultz ⁷⁾ bestimmten Größe von ~ 65 μ m, die er mit einer um den Faktor 10 höheren Gasverstärkung erhielt.

7. Die Verarbeitung des Driftzählersignals ist am sinnvollsten mit zwei getrennten Komparatoren. Dabei ist es besonders für die Driftzeitaussage wichtig, die Schwellenspannung des Fußpunktdiskriminators so niedrig wie möglich zu legen (einige mV) um eine gute Zeitauflösung zu erhalten.

Literaturverzeichnis

1. G. Charpak et al. : N.I.M. 62 (1968), 235
2. A.H.Walenta et al. : The multiwire drift chamber. A new type of proportional wire chamber.
N.I.M. 92 (1971), 373 - 380
3. J.Saudinois et al. : N.I.M. 92 (1971), 393
4. N.A. Filatova et al. : Study of drift chamber system for a K - e scattering experiment at the Fermi National Accelerator Laboratory.
N.I.M. 143 (1977), 17 - 28
5. F.Sauli : Principles of operation of multi-wire proportional and drift chambers.
CERN 77 - 09 . 3.Mai 1977
6. G.Charpak : Drift Chambers. Workshop on Research Goals for Cosmic - Ray Astrophysics in the 1980s. ESRIN (Frascati), 24-25 Oct. 1974
CERN PRE 18130
7. G.Schultz : Etude d'un detecteur de particules á très haute précision spatiale (chambre á drift). Thesis.Université de Strasbourg 1976
8. Cern,Hamburg,Amsterdam,Rom,Moskau : Proposal for a study of high energy neutrino interactions using counter techniques.
CERN/SPSC/75-59/P49
+ Progress Report WA18:
CERN/SPSC/77-45
9. R.D. Birkhoff : The passage of fast electrons through matter.In: Handbuch der Physik (Hrsg.Flügge),Bd.34, 193 - 215
10. A. Zastawny : Journ. of Sci, Instrum. 43 (1966), 179
11. M.Rose and S.Korff : Physical Review 59 (1941), 850
12. L. Khristov : Dokl. Bulg. Akad. Nauk 10 (1947), 453
13. W.Diethorn : A methan proportional counter system for natural radiocarbon measurements.Dissertation. Carnegie Inst.of Technology.1956
14. W.Price : Nuclear radiation detection McGrawHill,New York,1958.
15. S.A.Korff , R.D.Present : On the role of polyatomic gases in fast counters. Physical Review 65 (1944), 274 - 282
16. K.Urbanczyk, P.Waligorski : Application of the finite-difference approximation to electrostatic problems in gaseous proportional counters. N.I.M. 124 (1975) , 413 - 428
17. C.Ramsauer : Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen. Annalen der Physik 64 (1921), 513 - 540
18. J. Holtzmark : Der Ramsauereffekt im Argon. Zeits.f.Physik 55 (1929), 437 - 446
19. P.Morse et al. : Physical Review 48 (1935), 412
20. V.Palladino, B.Sadoulet : Application of classical theory of electrons in gases to drift proportional chambers. N.I.M. 128 (1975), 323 - 335
21. S. Brown : Basic Data of Plasma Physics
22. B.Rossi, H.Staub : Ionization chambers and counters. McGrawHill.New York.1949.
23. G.Charpak et al. : Recent observations and measurements with high accuracy drift chambers. N.I.M. 124 (1975), 189 - 214
24. G.Charpak, W.Sauli : Limiting accuracy in gas multi-wire chambers. CERN - pp Note 4
25. J.Heintze, A.H.Walenta : A multiwire drift chamber with high space and time resolution. N.I.M. 111 (1973), 461 - 465
26. R. Browell : A detailed study of drift chambers. Thesis.University of Durham. 1975.

27. A.Breskin et al. : Further results on the operation of high-accuracy drift chambers. N.I.M. 119 (1974), 9 - 28
28. R.W.Hendricks : Space charge effects in proportional counters. Review of Scientific Instruments 40 (1969), 1216 - 1223
29. B.Makowski, B.Sadoulet : Properties of 1mm pitch wire proportional chambers at high gain. N.I.M. 111 (1973), 561 - 565
30. S.Brehin et al. : Some observations concerning the construction of proportional chambers with thick sense wires. N.I.M. 123 (1975), 225 - 229
31. B.Makowski, B.Sadoulet : Space charge effects in multiwire proportional counters. CERN/D.Ph.II/ Phys 73-5
32. W.Bambynek : On selected problems in the field of proportional counters. N.I.M. 112 (1973), 103 - 110
33. T.Bortner et al. : Drift velocities of electrons in some commonly used counting gases. Review of Scientific Instruments 28 (1957), 103 - 108
34. Bowman, D.Gordon : Drift velocities of slow electrons in Methane, Ethane, Ethylene, Propylene, Acetylene and 1-Butene. J.Chem.Phys. 46 (1967), 1878 - 1883
35. T.Cottrell, I.Walker : Drift velocities of slow electrons in polyatomic gases. Transactions of the Faraday Soc. 61 (1965), 1585 - 1592
36. W.Hanna, English : Grid ionisation chamber ionization measurements of electron drift velocities in gas mixtures. Canadian Journ.of Physics 31 (1953), 768 - 797
37. T.Nagy et al. : Drift velocities of electrons in Argon, Nitrogen and Argon mixtures. N.I.M. 8 (1960), 327 - 330
38. R.S. Wolff : Measurements of the gas constants for various proportional counter gas mixtures. N.I.M. 117 (1974), 461 - 463
39. T.Tomitani : Analysis of potential distribution in a gaseous counter of rectangular cross - section. N.I.M. 100 (1972), 179 - 191
40. W. Whaling : The energy loss of charged particles in matter. in: Handbuch der Physik (Hrsg. Flügge), Bd. 34, S.193 - 215

Anhang I:

Driftweg - Driftzeit Kurven für

Argon - Propan

Argon - Methan

Argon - Isobutan - Methan

Argon - Isobutan

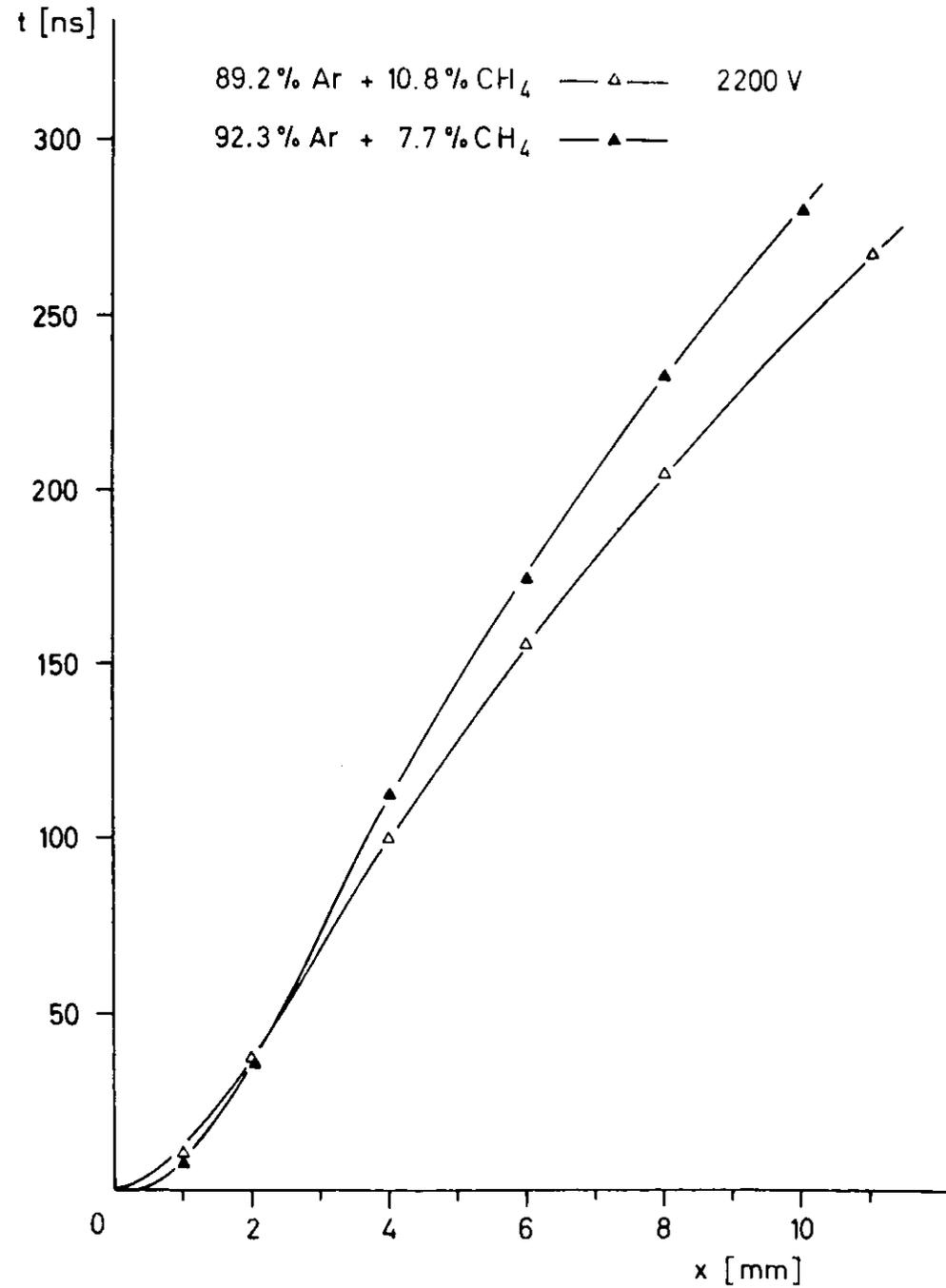
Argon - Propan-Methan

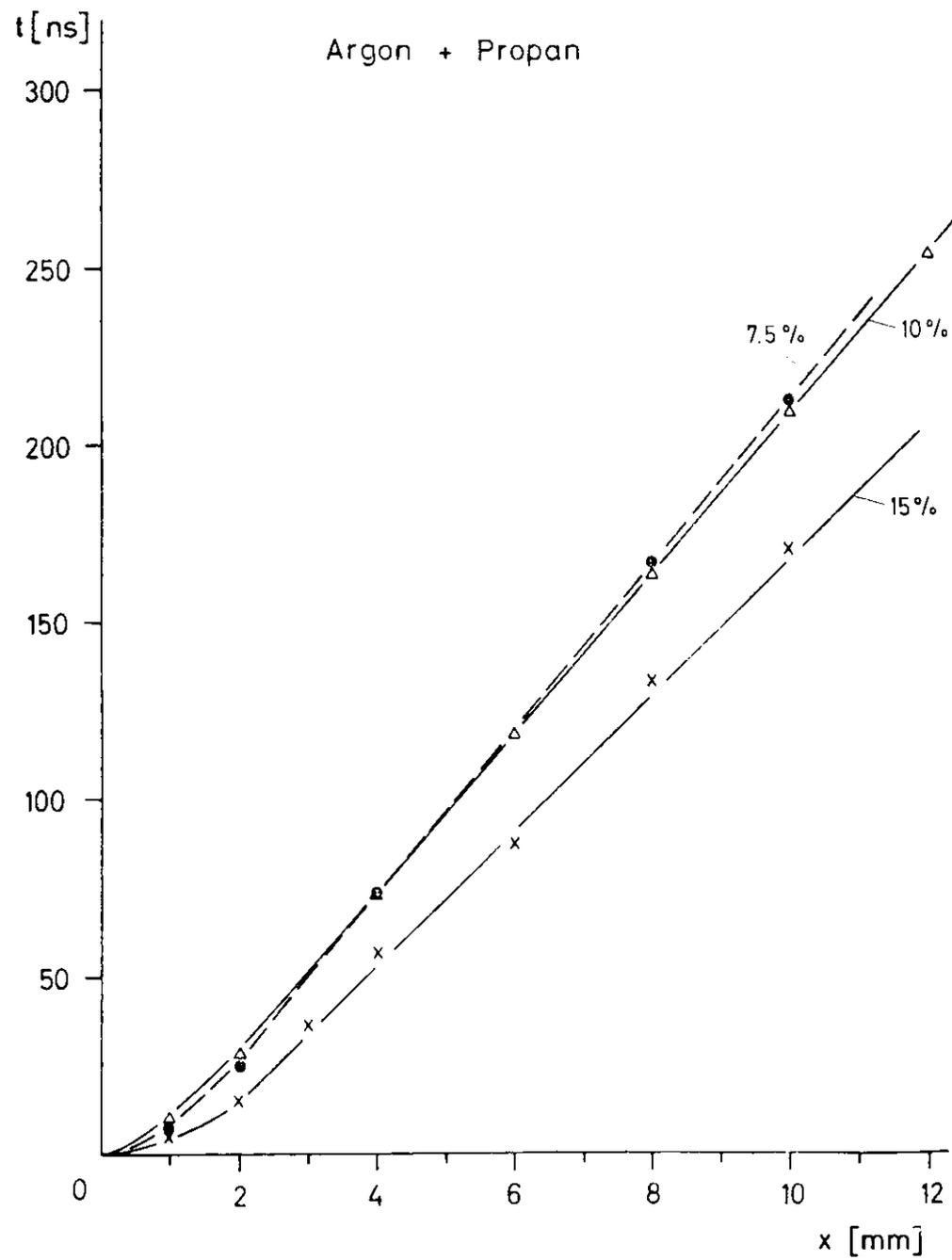
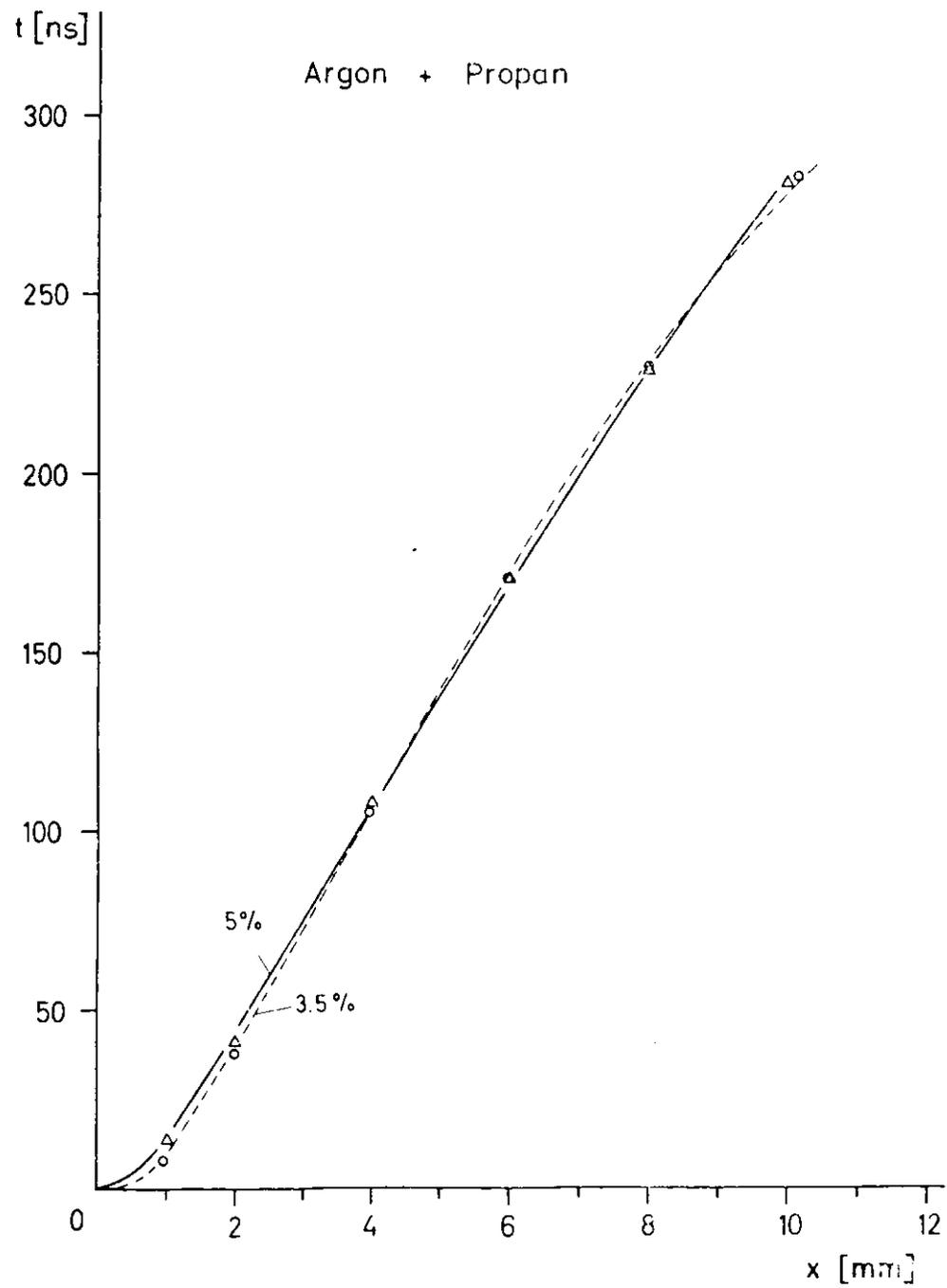
Argon - Kohlendioxid

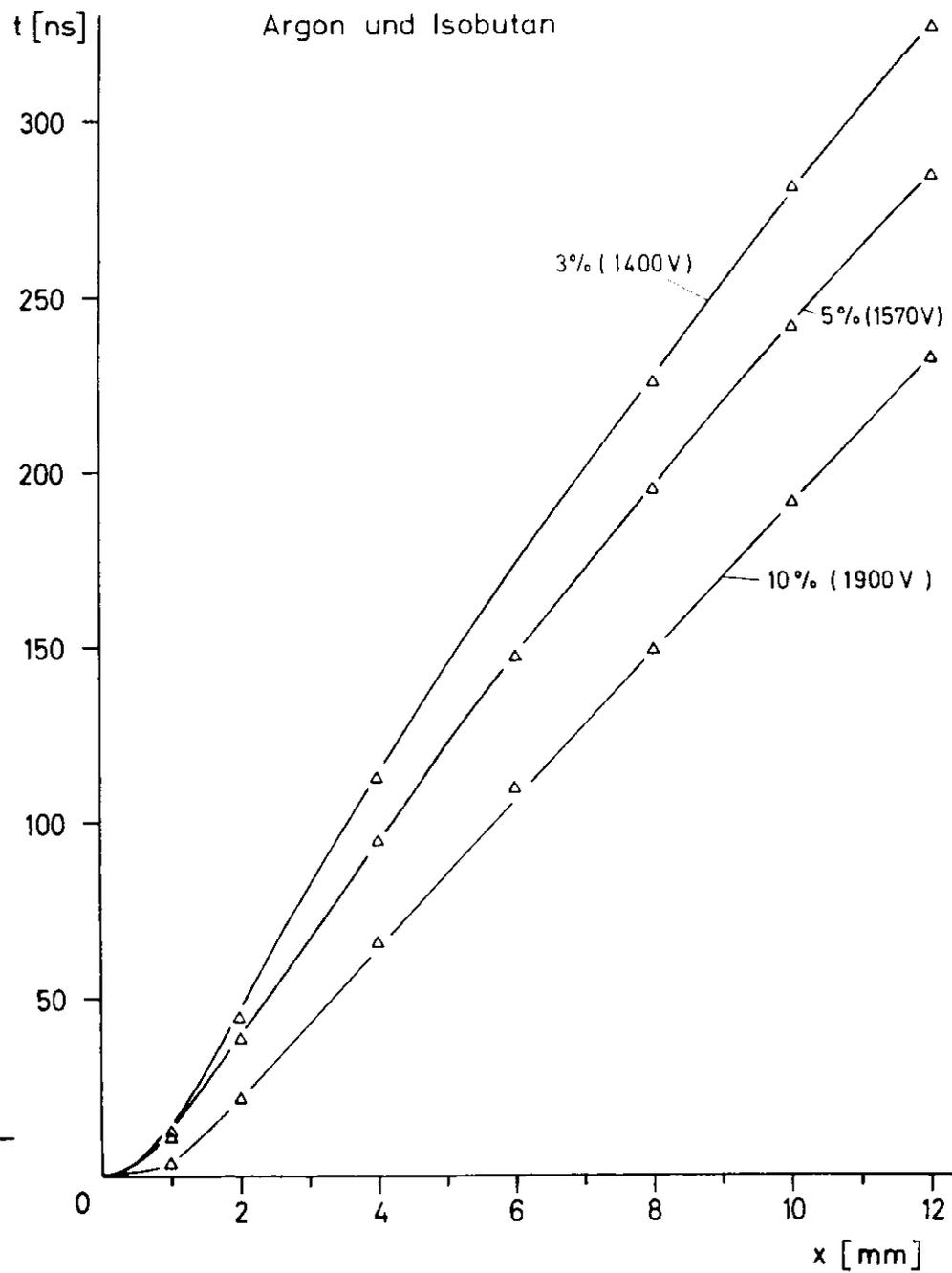
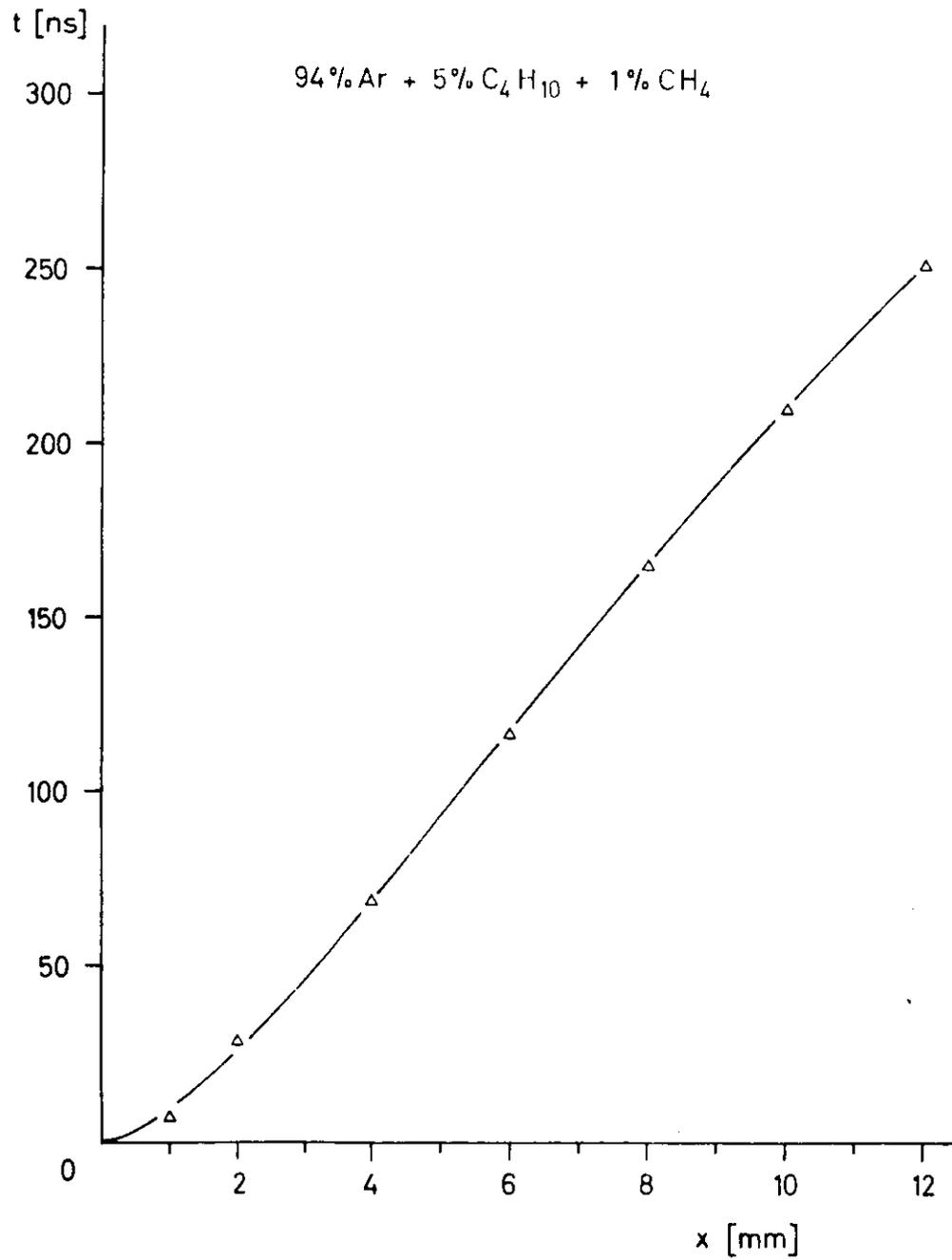
Argon - Propan - Kohlendioxid

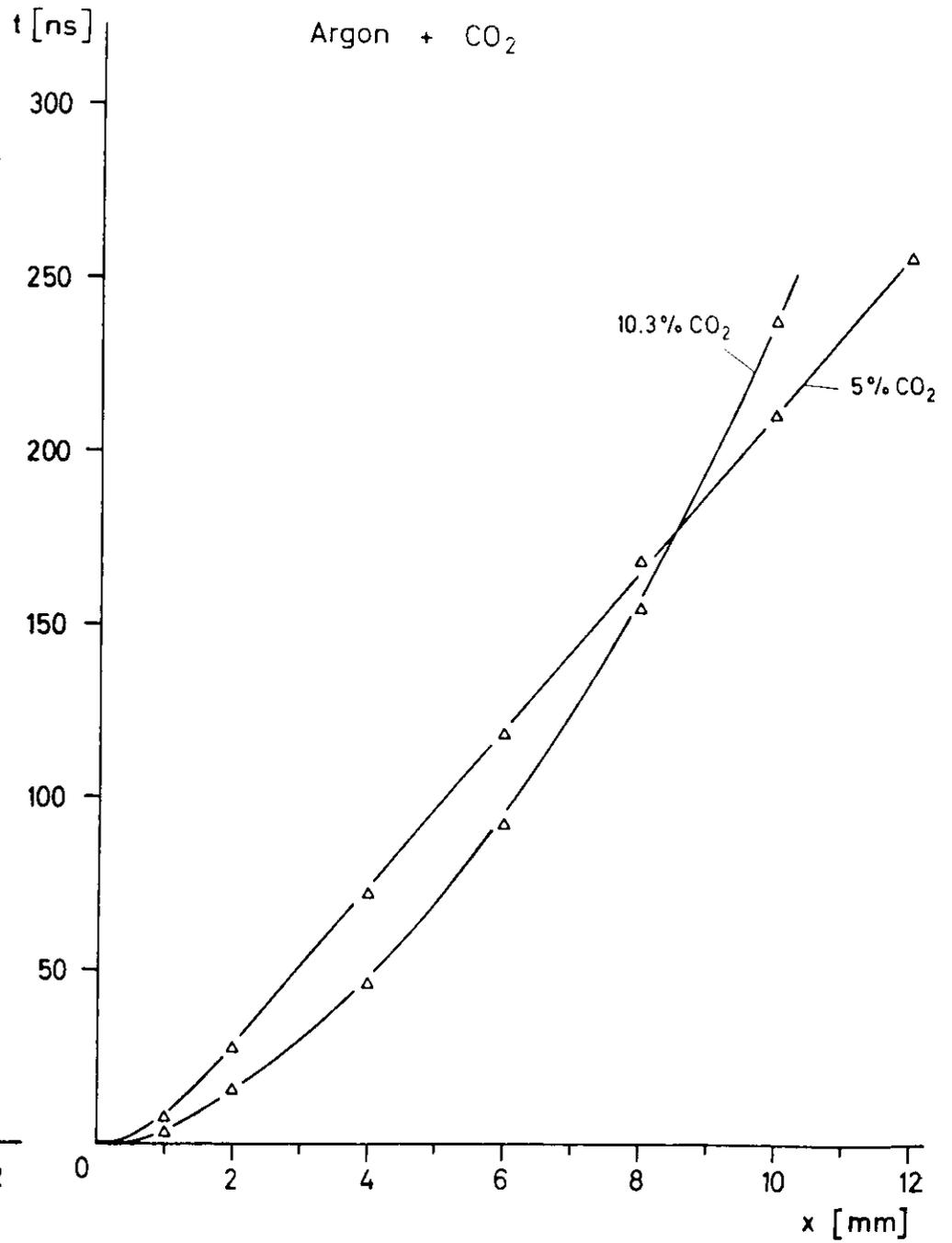
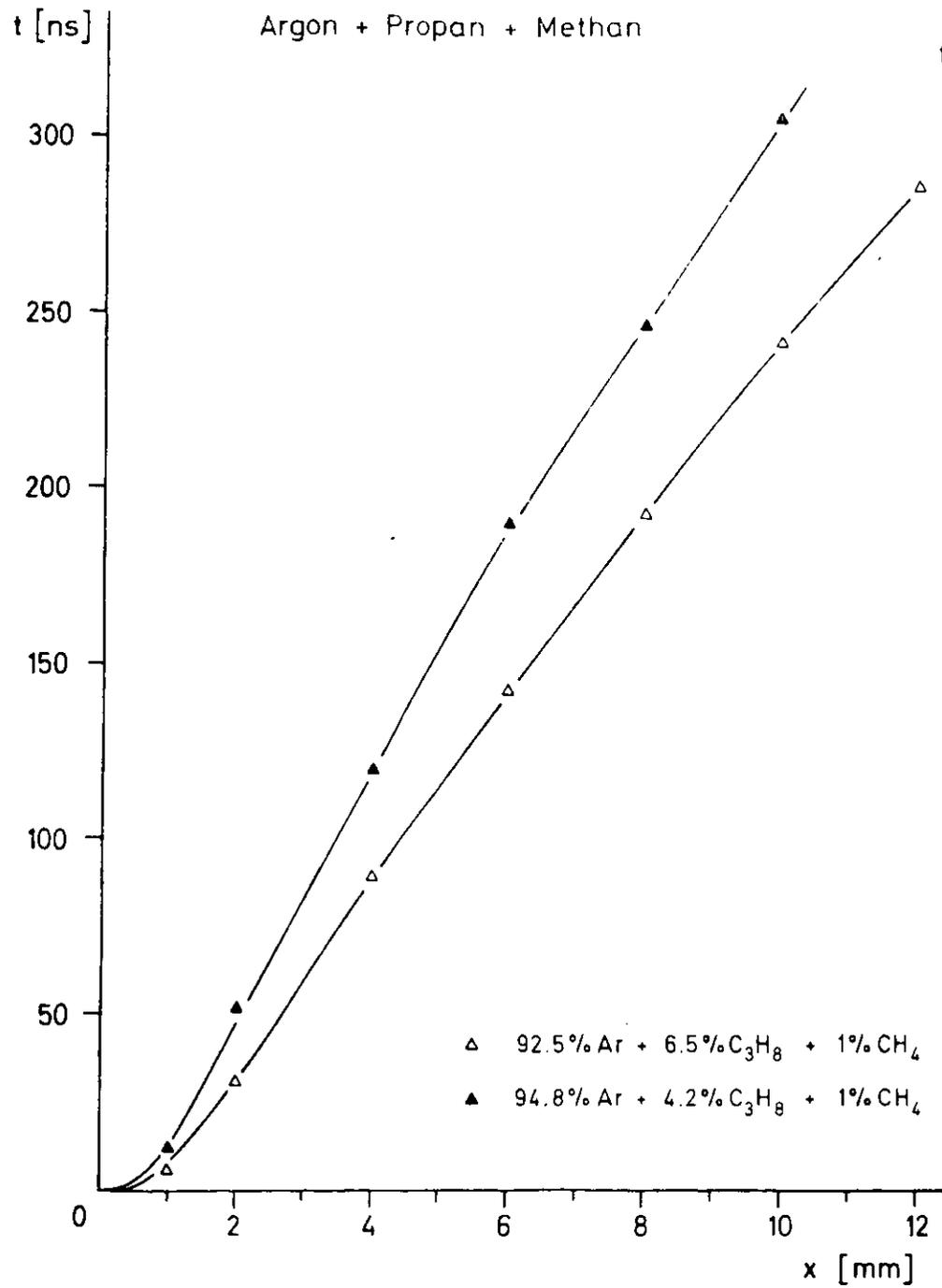
Argon - Propan - Isobutan

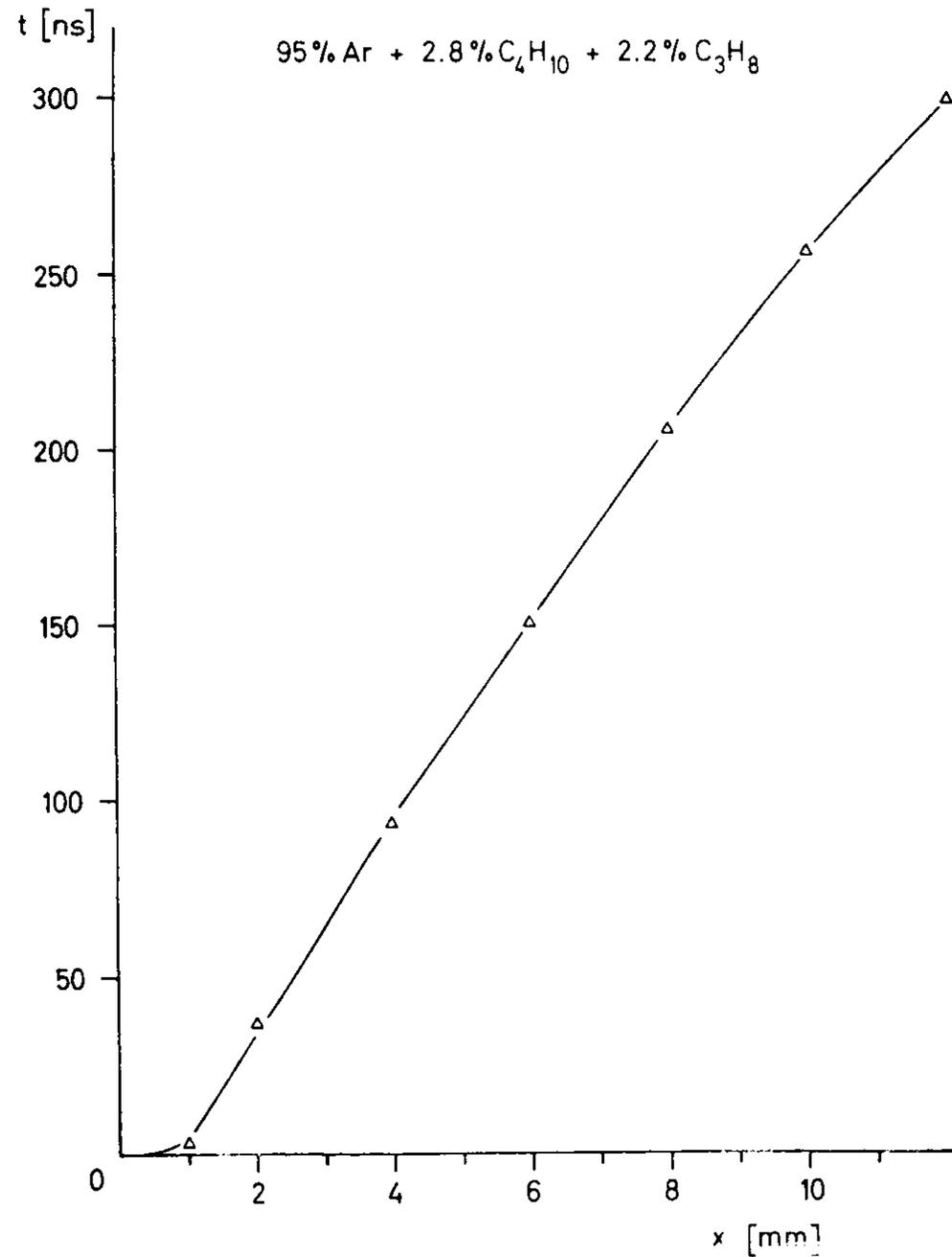
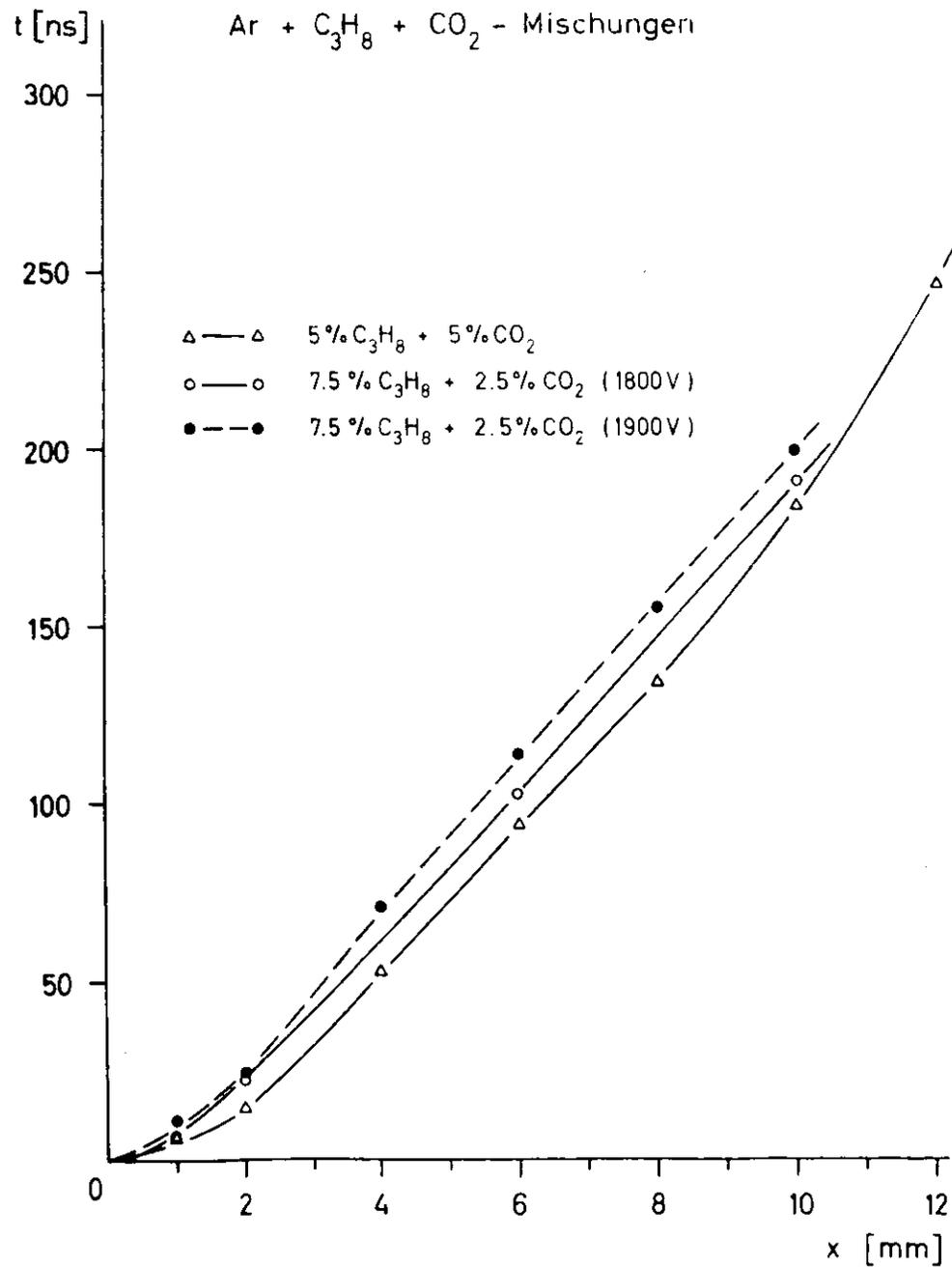
Argon - Methan - Kohlendioxid

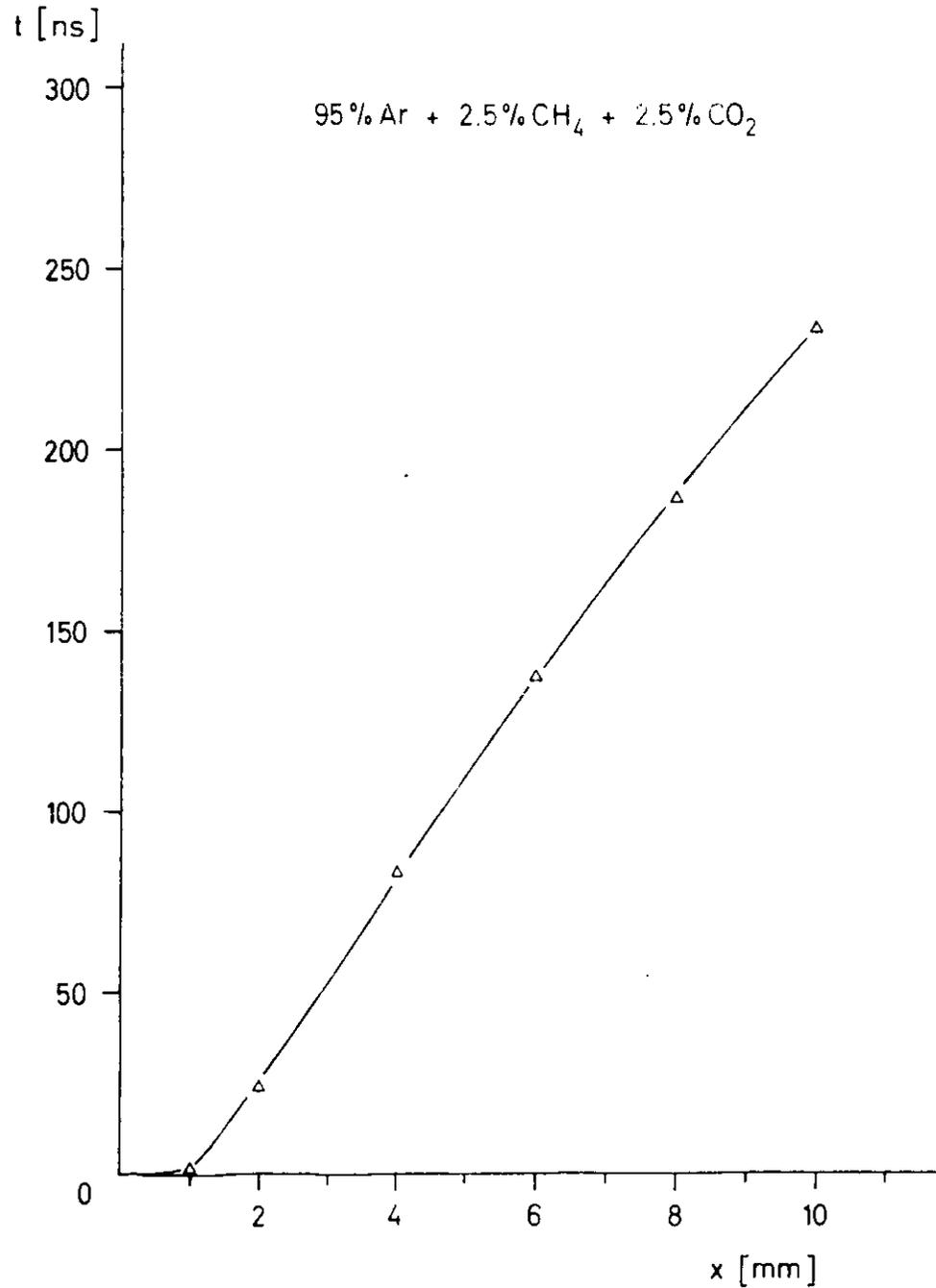












Anhang II

Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Drahtabstand für

Argon + 5% Propan

Argon + 5% Propan (Ecken des Driftrohres)

Argon + 3% Isobutan

Argon + 5% Isobutan

Argon + 10% Isobutan

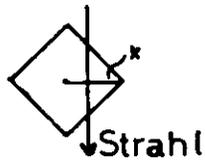
Argon + 4.2% Propan + 1% Methan

Argon + 6.5% Propan + 1% Methan

Argon + 2.5% Methan + 2.5% Kohlendioxid

Argon + 7.5% Propan + 2.5% Kohlendioxid

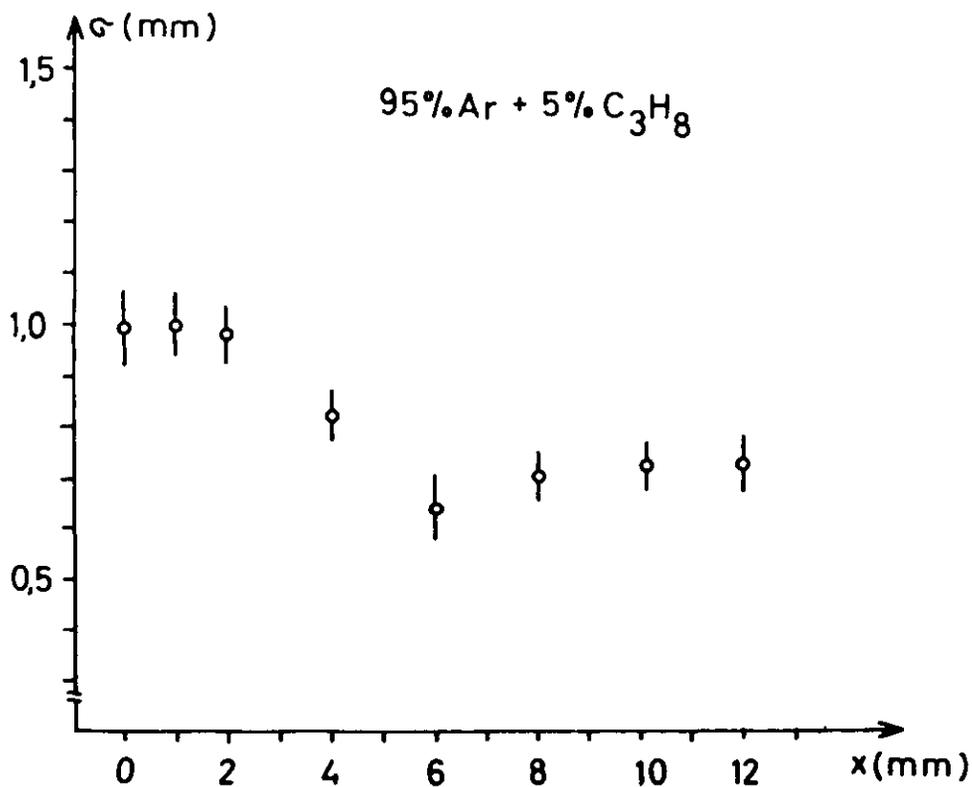
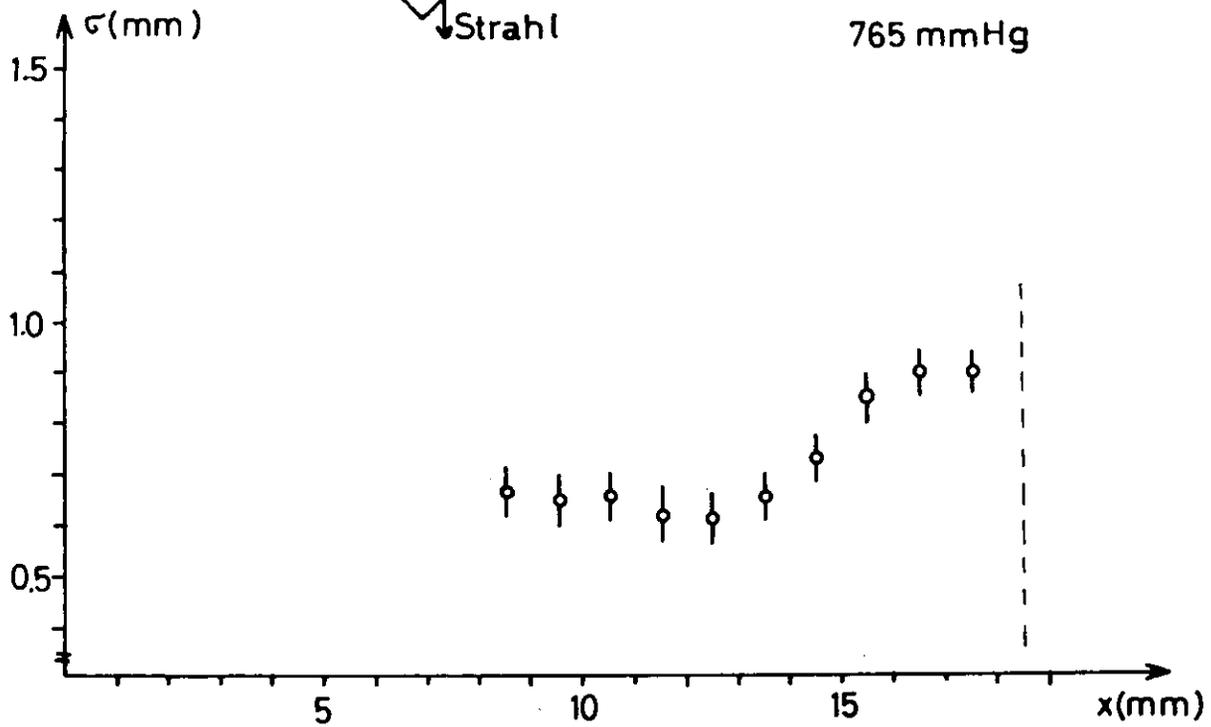
Argon + 2.8% Isobutan + 2.2% Propan



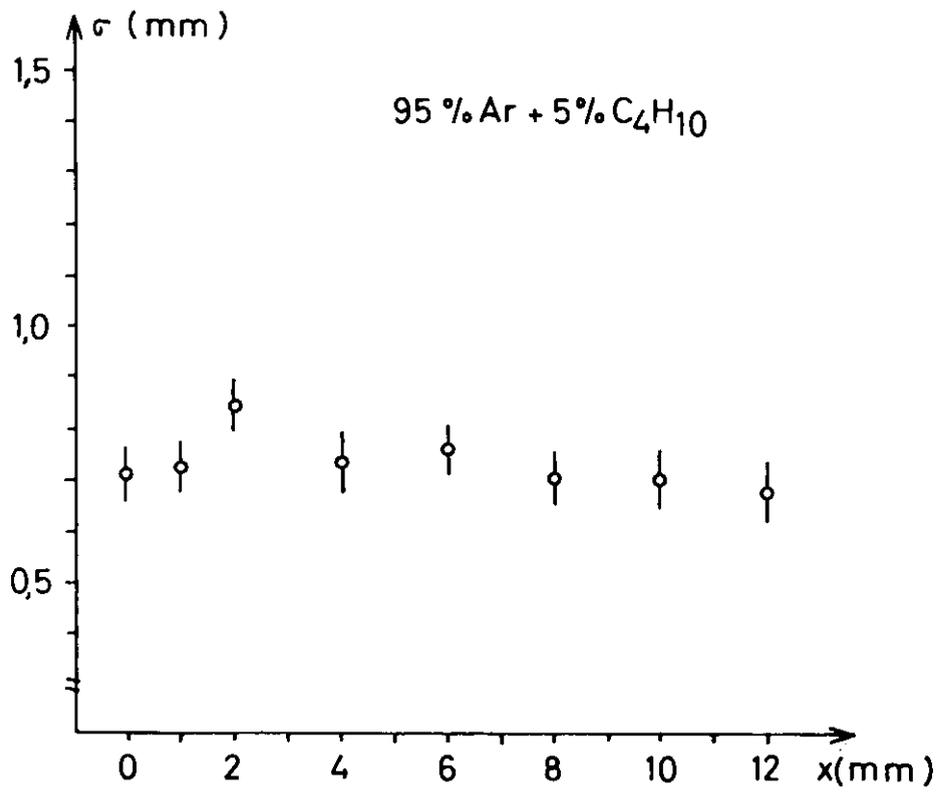
95%.Ar + 5%.C₃H₈

1570 V

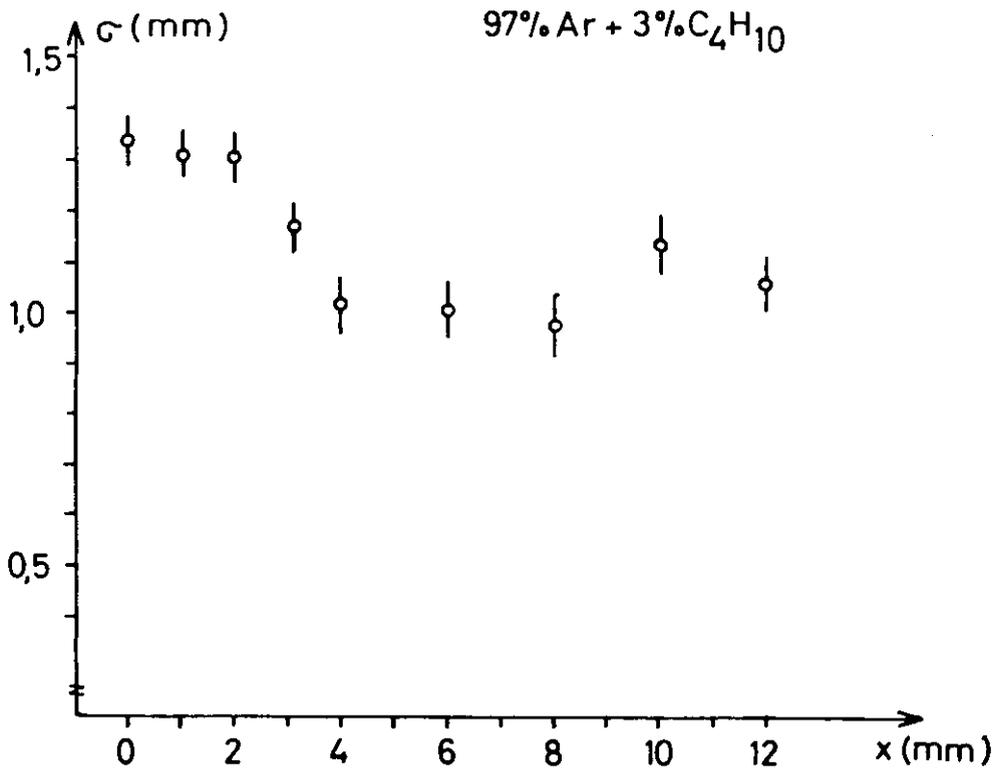
765 mmHg

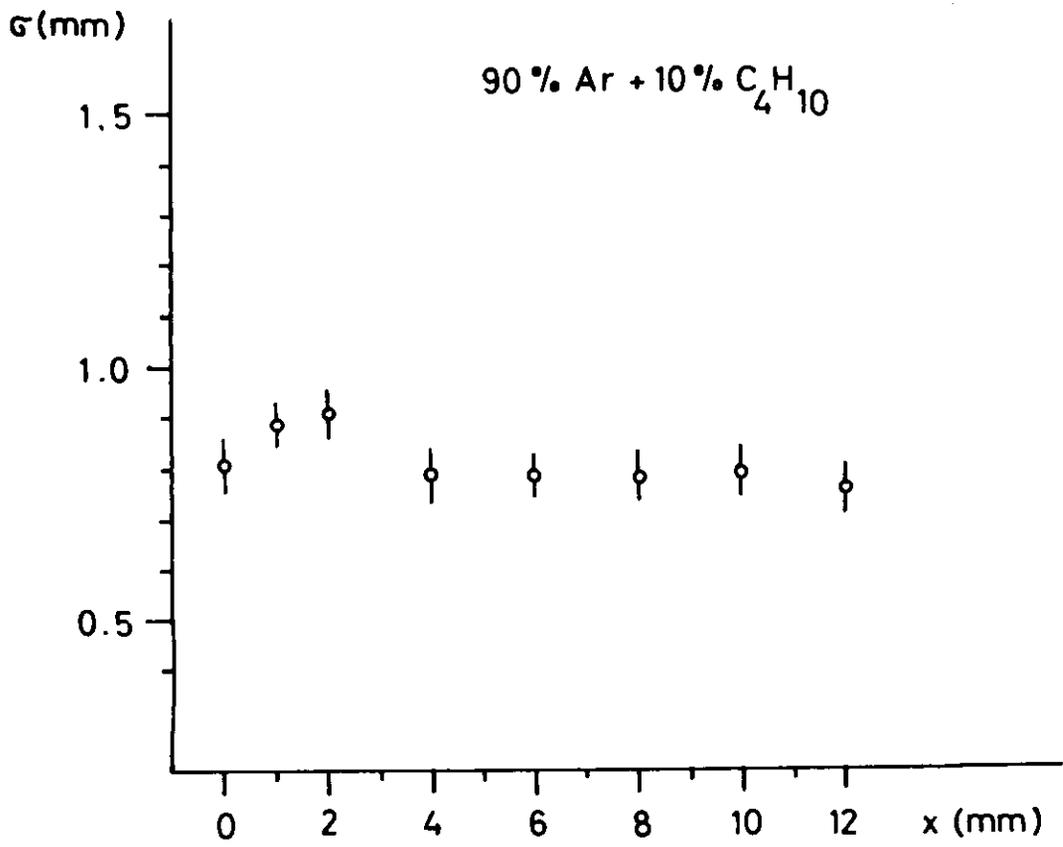
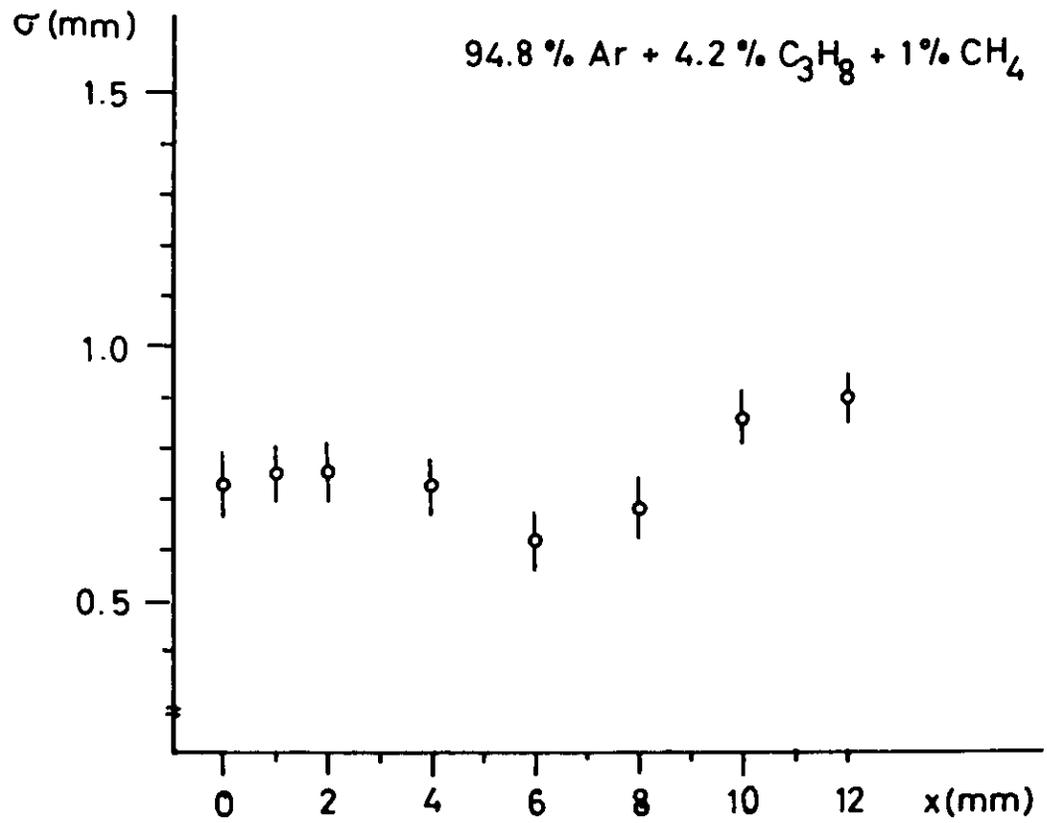


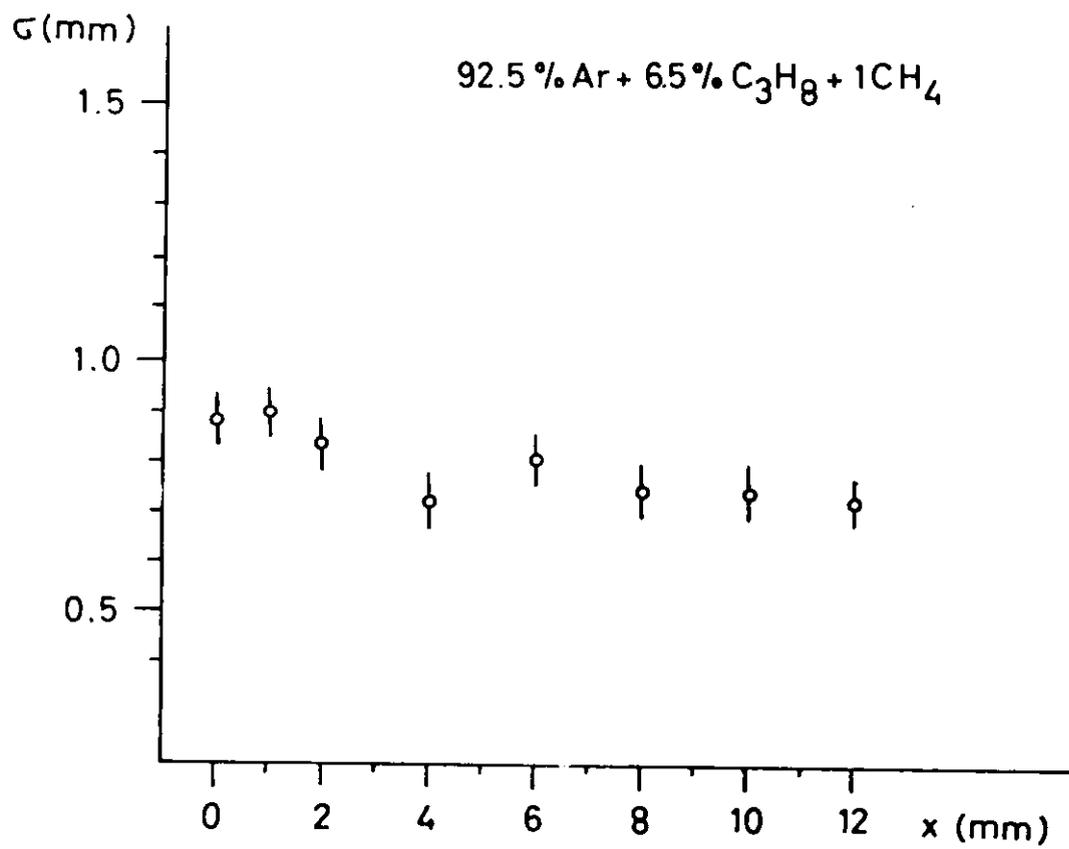
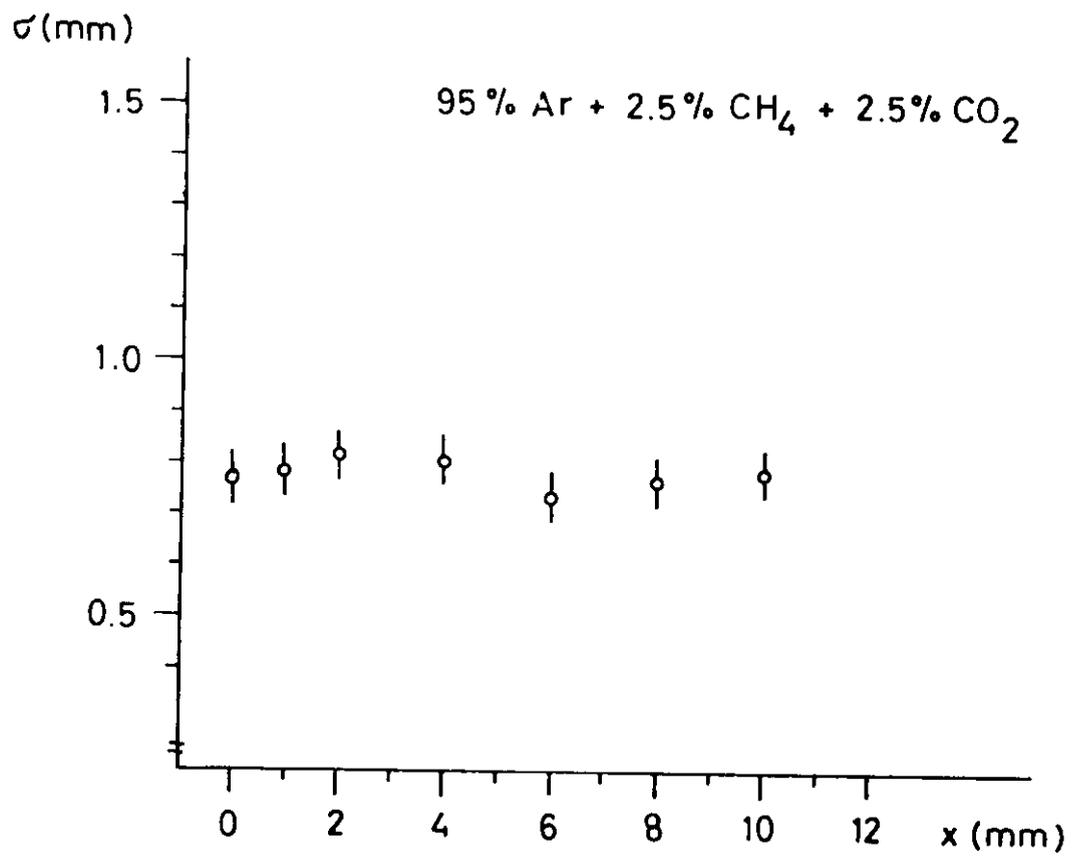
A 2.4



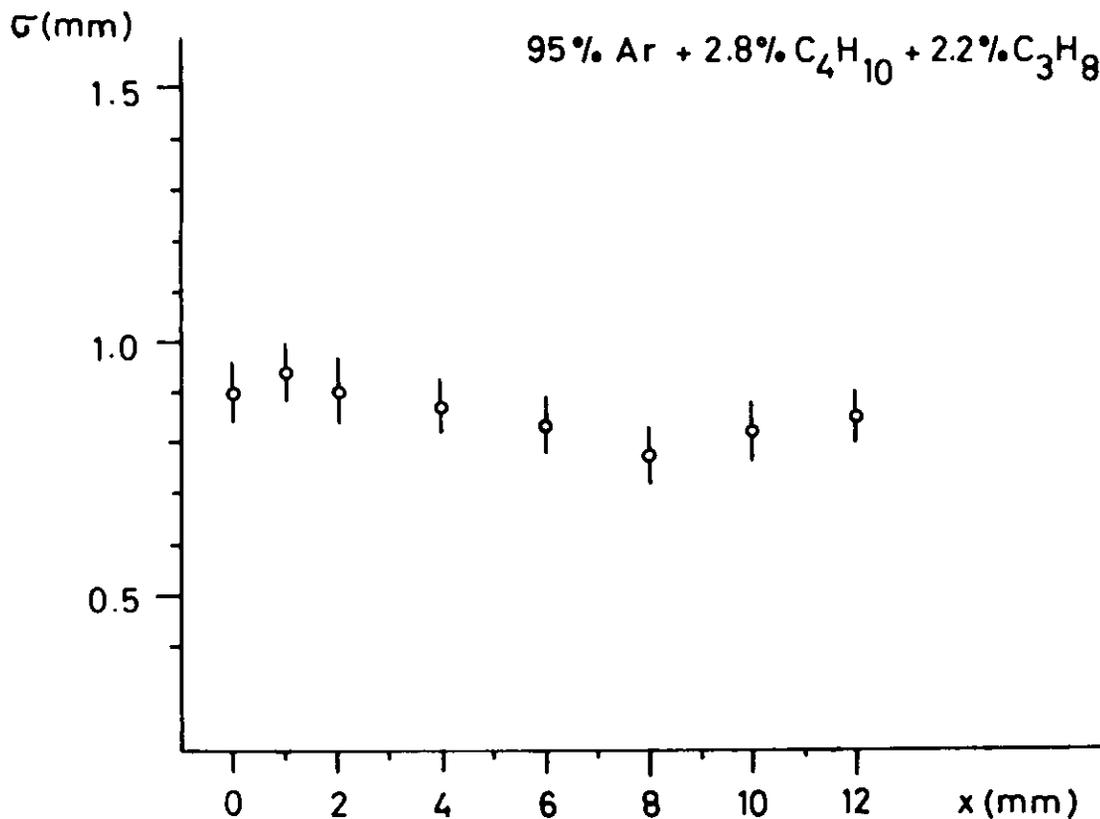
A 2.5



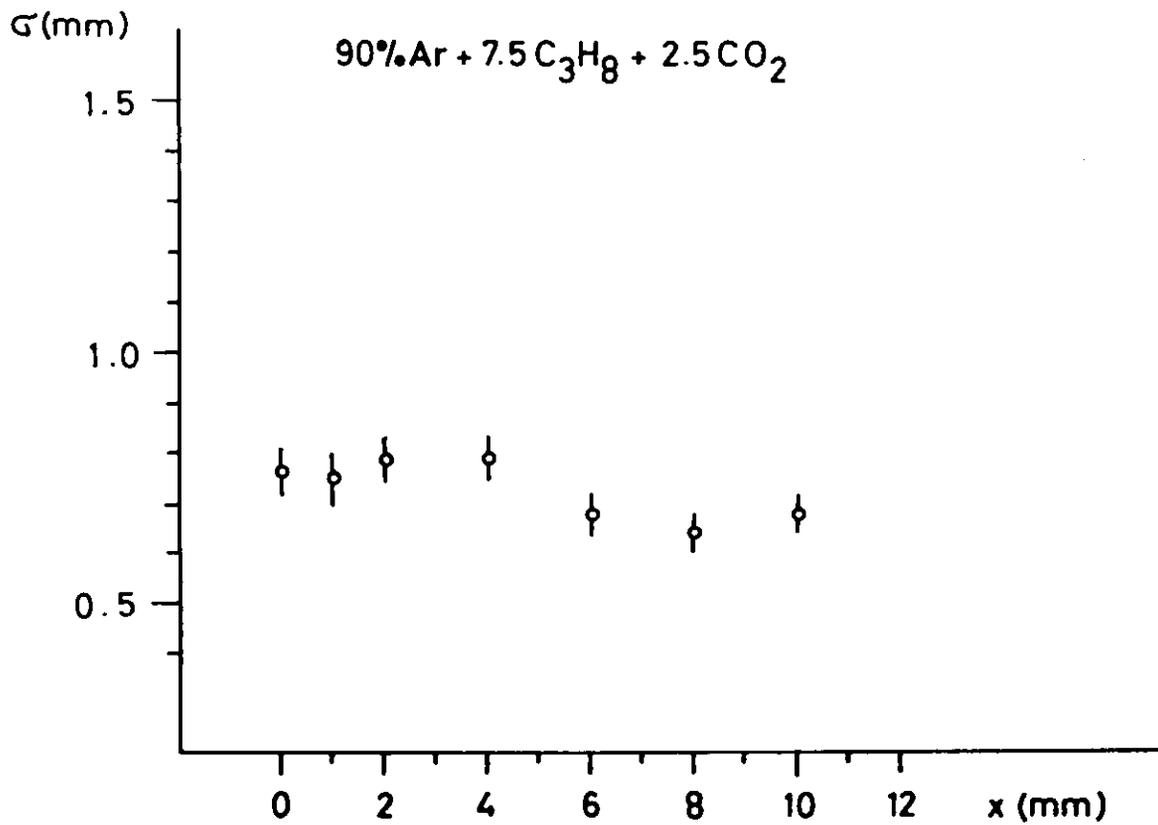




A 2.10



A 2.9



Danksagung

Besonders danken möchte ich den Herren Prof. Dr. P. Stähelin und Dr. F.-W. Büßer, die mir Gelegenheit gaben diese Arbeit durchzuführen. Darüber hinaus standen sie mir jederzeit hilfreich bei der Bewältigung vieler kleiner und großer Probleme zur Seite.

Mein Dank gilt auch den Mitgliedern der Neutrino - Gruppe, die stets meine Arbeit förderten und mit Interesse ihr Fortschreiten verfolgten.

Eine experimentelle Arbeit in der Hochenergiephysik, und sei sie noch so klein, ist nicht möglich, ohne die Hilfe vieler Menschen. So möchte ich meinen Dank dem Technischen Bereich und der Werkstatt des II. Institutes für Experimentalphysik aussprechen. Ganz besonderer Dank gilt dabei den Herren K. Geske und H. Bock, die durch stets freundliche und ausdauernde Hilfe zum Gelingen der Arbeit beitrugen.

Frau. G. Bömmelburg danke ich für Ihre Mühe bei den Zeichnungen.

