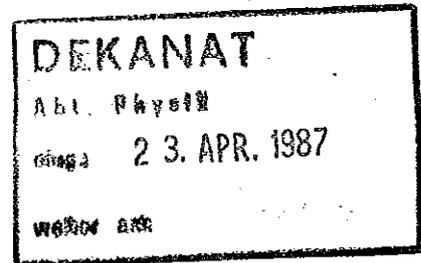


**Untersuchung des Streamermodes von
Gasdetektoren**

April 1987



Diplomarbeit

vorgelegt von

Albin Walther

Lehrstuhl für experimentelle Physik V

Institut für Physik

Universität Dortmund

Handwritten signature and date:
Albin Walther
23. APR. 1987

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1.0. Aufgabenstellung und Ziel	1
1.1. Der H1 Detektor	2
2.0. Energieverlust geladener Teilchen und Gammastrahlung in Materie	7
2.1. Energieverlust geladener Teilchen	7
2.2. Energieverlust von Photonen	9
3.0. Arbeitsweise von Gasdetektoren und deren unterschiedliche Arbeitsbereiche	12
3.1. Arbeitsweise von Gasdetektoren	12
3.2. Der Streamermode	19
3.2.1. Mechanismus des Streamermodes nach L.S. Zhang	20
3.2.2. Mechanismus des Streamermodes nach M. Atac et al.	25
4.0. Beschreibung der Meßapparatur und der Meßmethode	28
4.1. Der Aufbau der Streamerkammern	28
4.2. Die Hochspannungsversorgung und Ausleseelektronik	32
4.3. Die Gasversorgung	33
4.4. Die Triggeranordnung zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten	34
4.5. Aufbau zur Messung der Zählratenkurven und der Ladungsdeposition	37
5.0. Resultate der Messungen	38
5.1. Abhängigkeit des Streamermodes vom Gasgemisch	38
5.1.1. Zweigasgemische	42
5.1.1.1. Argon-Isobutan	42
5.1.1.2. Argon-Kohlendioxid	48
5.1.1.3. Vergleich von Isobutan und Kohlendioxid als Löschgase	52
5.1.1.4. Argon-Methan	53
5.1.1.5. Argon-Äthan	54
5.1.1.6. Argon-Propan	56
5.1.1.7. Argon-Äthen	57
5.1.1.8. Vergleich der unterschiedlichen Zweigasgemische	61
5.1.2. Dreigasgemische	63
5.1.2.1. Argon-Kohlendioxid-n-Pentan	63
5.1.2.2. Argon-Isobutan-Kohlendioxid	66

	Seite
5.2. Abhängigkeit des Streamermodes vom Drahtdurchmesser	73
5.3. Abhängigkeit des Streamermodes vom Kammerdurchmesser	80
5.4. Abhängigkeit des Streamermodes vom Kathodenmaterial	84
5.5. Kammer ohne Deckel und Kammer ohne Deckel und ohne Boden	89
5.6. Abhängigkeit des Streamermodes vom Gasdruck	92
5.7. Abhängigkeit des Streamermodes von der Primärstrahlung	98
5.8. Stabilität	100
5.9. Alterung	101
6.0. Zusammenfassung	107
Anhang A	109
Anhang B	111
Anhang C	112
Literaturverzeichnis	113
Danksagung	115

1.0. Aufgabenstellung und Ziel

In der experimentellen Hochenergiephysik sind Gasdetektoren ein wichtiges Hilfsmittel zur Untersuchung der Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen. In Detektoren der neuen Generation müssen einige Tausend Quadratmeter aktiver, fein segmentierter Fläche vorhanden sein, um eine genaue Teilchenidentifizierung und Energiemessung zu gewährleisten. Derartig große Detektorkomponenten müssen kostengünstig zu erstellen und ohne teure Elektronik zu betreiben sein. Als Lösungsmöglichkeit für dieses Problem hat sich in den letzten Jahren die Nutzung von Streamerkammern herausgestellt. Dieser Detektortyp soll auch in den H1 Detektor am Elektron-Proton-Speicherring HERA als Subkomponente integriert werden.

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, die Abhängigkeit des Streamermodes von Gasdetektoren von den wichtigsten Betriebsparametern zu verstehen. Hier ist als erstes die Abhängigkeit des Streamermodes vom Gasgemisch zu nennen. Für den Betrieb des H1 Detektors muß ein Gasgemisch gefunden werden, das einen stabilen Langzeitbetrieb ermöglicht und einfach in der Handhabung ist. Von besonderem Interesse im Hinblick auf den Betrieb des H1 Detektors ist zudem die Beantwortung der Frage, ob der brennbare Anteil des Kammergases reduziert werden kann, ohne den Betrieb der Streamerkammern zu beeinträchtigen, da die großen Detektorvolumen mit mehreren Kubikmetern an brennbaren Kohlenwasserstoffen einen erheblichen sicherheitstechnischen Aufwand erfordern.

In einem weiteren Schritt soll untersucht werden, wie der Streamermodus von den Kammerparametern Drahtdurchmesser, Kammerdurchmesser und Kathodenmaterial abhängt. Ein hochohmiges Kathodenmaterial bietet zudem die Möglichkeit, die Kammer-signale induktiv auszulesen. Diese induktive Auslese ist auch für den H1 Detektor geplant. Sollte aber ein niederohmiges Kathodenmaterial zum Einsatz kommen, so stellt sich die Frage, ob es möglich ist, Streamerkammern ohne Deckel zu betreiben, ohne dabei andere Nachteile in Kauf nehmen zu müssen. Zu diesem Zweck wurden Streamerkammern ohne Deckel und ohne Boden getestet.

Für den H1 Detektor ist ein Kammersystem geplant, das aus Kunststoffkammern bestehen wird. Aufgrund der mechanischen Deformierbarkeit der Kunststoffkammern wird es nicht möglich sein, die Kammern bei einem festen Kammerinnendruck zu betreiben. Es ist deshalb nötig, die Abhängigkeit des Streamermodes vom Gasdruck quantitativ zu erfassen und Wege aufzuzeigen, wie diese Abhängigkeit kompensiert werden kann. Abschließend soll untersucht werden ob Streamerkammern auch Alterungserscheinungen zeigen, wie sie von anderen Gasdetektoren bekannt sind und darüber hinaus soll eine quantitative Angabe über die Alterung gemacht werden. Dies ist deshalb von Interesse, weil der H1 Detektor über einen Zeitraum von mehreren Jahren bei hohen Ereignisraten, wie sie für Elektron-Proton-Speicherringe typisch sind, mit gleichbleibender Akzeptanz betrieben werden soll.

1.1. Der H1 Detektor /1/

Der H1 Detektor soll am Elektron-Proton-Speicherring HERA installiert werden und dort 1990 seinen Betrieb aufnehmen. Im HERA Speicherring werden Elektronen mit einer Energie von 30 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von 315 GeV. Der maximal mögliche Impulsübertrag kann dadurch gegenüber den heute erreichbaren Werten um zwei Größenordnungen auf $3 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2/c^2$ erhöht werden.

In einer der beiden Wechselwirkungszoneen soll der H1 Detektor zum Zwecke des Teilchennachweises und der Teilchenidentifizierung in den Speicherring eingebaut werden. Der Aufbau des Detektors ist aus den Abbildungen 1 und 2 ersichtlich.

Die wichtigsten Komponenten seien im folgenden kurz beschrieben:

- 1) Der zentrale Spurendetektor befindet sich in einem solenoidalen Magnetfeld von 1.2 T, das mittels einer supraleitenden Spule erzeugt wird. Die Richtung des Magnetfeldes verläuft parallel zur Strahlachse.
- 2) Das elektromagnetische und hadronische flüssig-Argon-Kalorimeter umschließen den Zentraldetektor und decken aus der Flugrichtung der Protonen gesehen den vorderen Winkelbereich ab. Für das elektromagnetische Kalorimeter wird Blei und für das hadronische Kalorimeter Stahl als Absorbermaterial verwendet. Beide Kalorimeter besitzen eine Dicke von 5 Absorptionslängen.
- 3) In Rückwärtsrichtung dient ein elektromagnetisches Kalorimeter, das aus Blei und Szintillatorplatten besteht, der Energiemessung.
- 4) Das flüssig Argon Kalorimeter wird von der supraleitenden Spule und dem Rückflußjoch aus Eisen umgeben. Dieses Rückflußjoch besteht aus zehn Lagen 7.5 cm dicker Eisenplatten, in die Streamerkammern eingelassen sind.

Aufgrund dieser Anordnung ist es möglich, den Anteil von hadronischen Schauern, der nicht in den flüssig-Argon-Kalorimetern absorbiert wurde, mit Hilfe der Streamerkammern nachzuweisen ("Tail-catcher").

- 5) Drei Streamerkammerlagen (innerhalb, außerhalb und in der Mitte des Eisenjochs) umschließen den Detektor in Vorwärtsrichtung und radial; sie dienen dem Nachweis von Myonen.
- 6) In Vorwärtsrichtung vervollständigt ein Myonspektrometer, das aus einem magnetisierten Eisen Toroiden und vier Driftkammerlagen besteht, den Myonennachweis.

Die Streamerkammern des H1 Detektors werden sowohl analog als auch digital ausgelesen. Dabei dient die digitale Auslese der Spurenbestimmung der Myonen und die analoge Auslese der Energiemessung. Da die Teilchenenergie aus der durch einen Schauer in den Streamerkammern deponierten Ladung bestimmt werden soll, ist es wichtig, daß die Pulshöhenspektren der Streamerpulse keine großen Fluktuationen aufweisen. Diese Forderung muß bei der Suche nach einem geeigneten Kammergas berücksichtigt werden. Wie aus Abbildung 1 zu ersehen ist, besitzt der H1 Detektor eine stark asymmetrische Struktur. Der Grund hierfür sind die unterschiedlich großen Impulse der Elektronen und Protonen, die eine starke Richtungs Bündelung der Sekundärteilchen in Richtung der Protonflugrichtung bedingen.

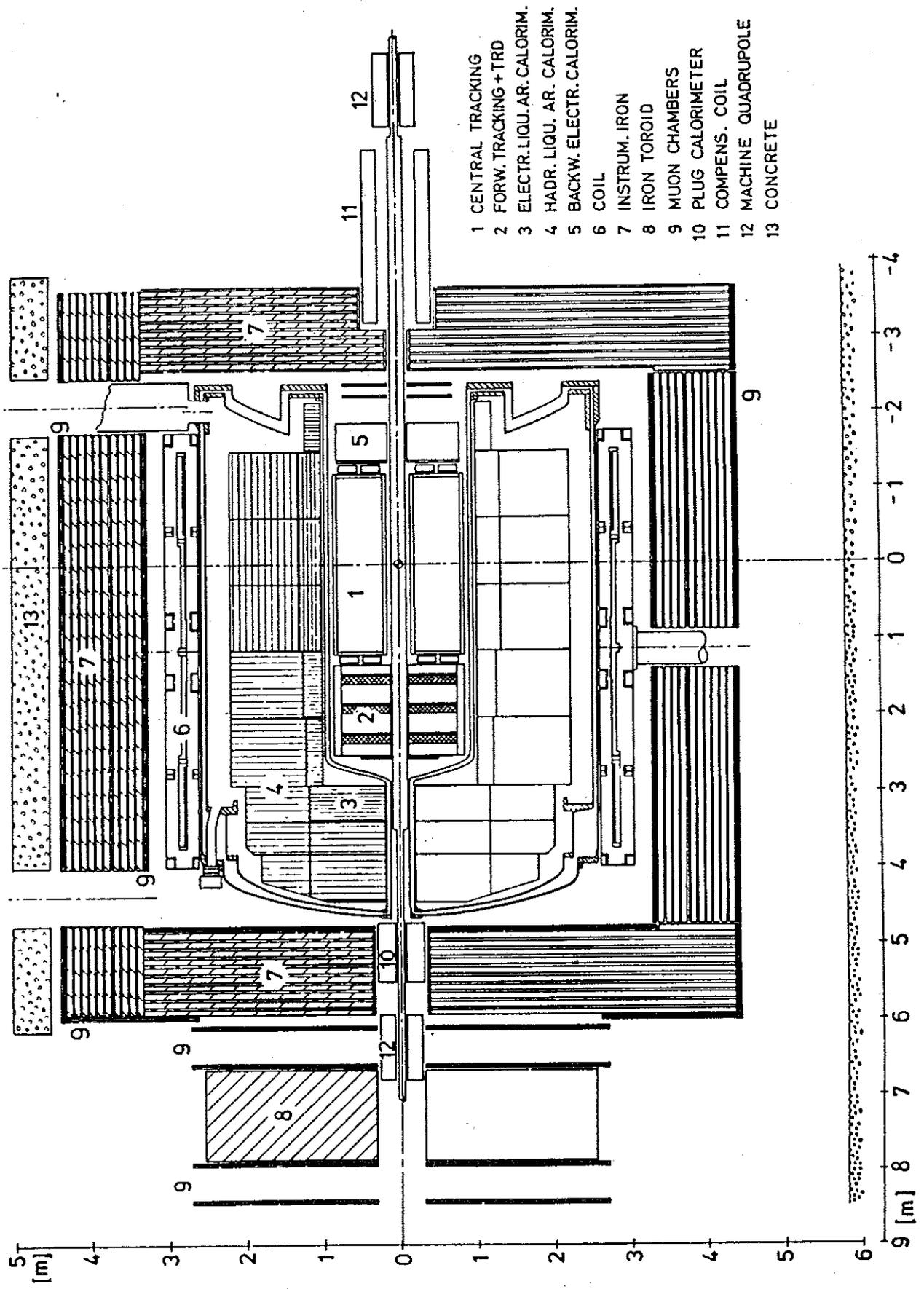


Abb. 1: Querschnitt durch den H1 Detektor. Vertikaler Schnitt parallel zur Strahlachse. /1/

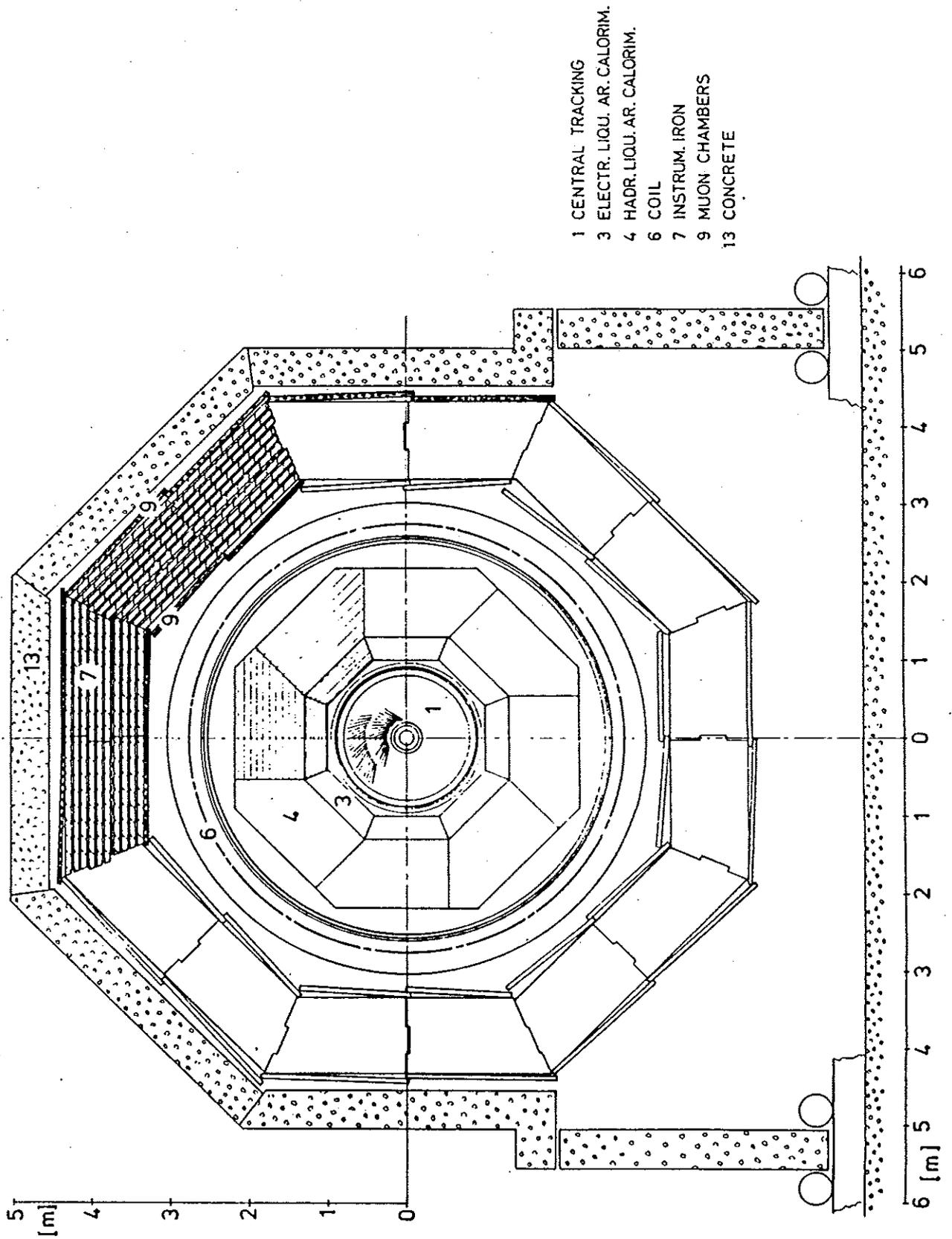


Abb. 2: Querschnitt durch den H1 Detektor. Vertikaler Schnitt senkrecht zur Strahlachse. /1/

2.0. Energieverlust geladener Teilchen und Gammastrahlung in Materie

Streamerkammern stellen eine besondere Art von Gasdetektoren dar. Deshalb soll in diesem Kapitel das Hauptinteresse dem Energieverlust geladener Teilchen und von Gammastrahlung in Gasen gelten.

2.1. Energieverlust geladener Teilchen

Geladene Teilchen, die ein Gasvolumen durchqueren, geben durch inelastische Coulomb-Wechselwirkungen Energie an die Gasatome ab, die dabei angeregt oder ionisiert werden. Bei schweren geladenen Teilchen liefern andere Prozesse wie Brems-, Cerenkov- oder Übergangsstrahlung nur einen untergeordneten Beitrag zum Energieverlust. Der Energieverlust schwerer geladener Teilchen wird durch die Bethe-Block-Formel beschrieben /2/ :

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi e^4 z^2}{m v^2} N Z \left(\ln \frac{2mv^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (1)$$

Hierbei ist $v = \beta \cdot c$ die Geschwindigkeit des Teilchens der Ladung $z \cdot e$. Das Absorbermaterial wird durch die Kernladung $Z \cdot e$, die Teilchendichte N und ein mittleres Ionisationspotential I beschrieben. Eine hinreichend gute Approximation für I wird durch die Gleichung $I = 16 \text{ eV} \cdot Z^{0.9}$ gegeben/3/. Da für Elektronen die Wechselwirkung identischer Teilchen berücksichtigt werden muß, gilt für den Energieverlust durch Ionisation und Anregung von Elektronen der kinetischen Energie T /2/ :

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{2\pi e^4}{m v^2} N Z \left(\ln \frac{mv^2 T}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln 2(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 \right) \quad (2)$$

Bei kleinen Energien ist der Energieverlust aufgrund der längeren Wechselwirkungszeit groß. Im Energiebereich von 2 bis 4 Ruhmassen durchläuft die Energieverlustkurve ein

Minimum, um dann bei hohen Energien, durch relativistische Effekte bedingt, wieder schwach anzusteigen (Abb. 3) und einem Sättigungswert zuzustreben.

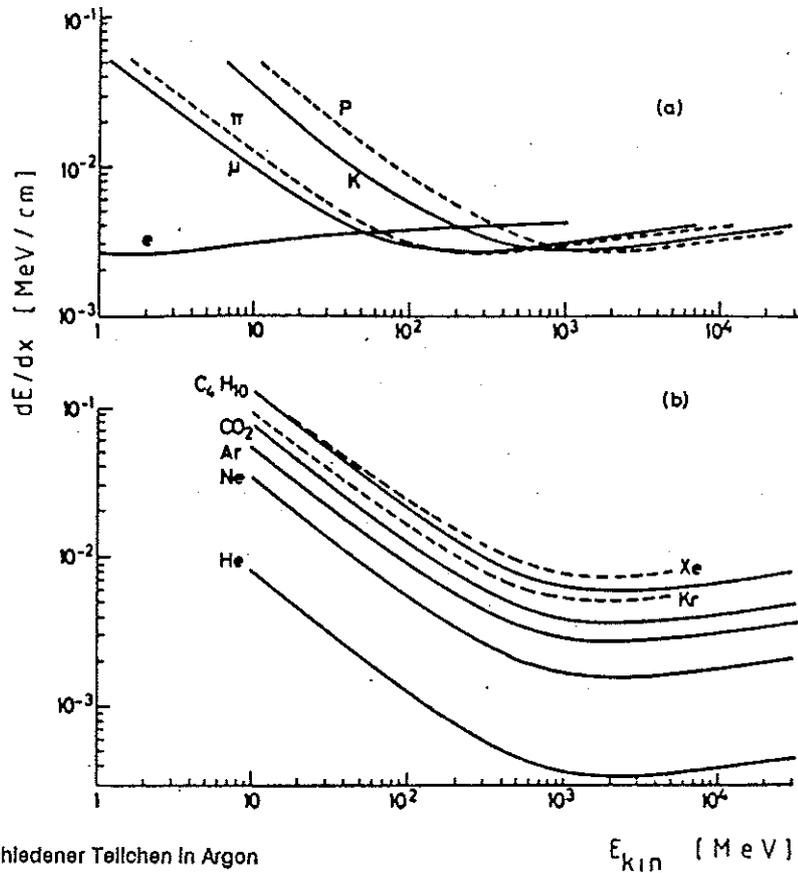


Abb. 3a: Energiedeposition verschiedener Teilchen in Argon
 3b: Energiedeposition von Protonen in verschiedenen Gasen
 Der Sättigungsbereich der Kurven ist nicht dargestellt. /4/

Teilchen mit einer kinetischen Energie von 2 bis 4 Ruhemassen heißen daher minimal ionisierend.

Beim Durchqueren eines Gasvolumens erzeugt ein geladenes Teilchen entlang seiner Bahn Elektron-Ion-Paare. Dieser Vorgang wird als primäre Ionisation bezeichnet. Einige der primär erzeugten Elektronen erhalten dabei so viel Energie, daß sie selbst dazu in der Lage sind, Gasatome bzw. -moleküle zu ionisieren. Dieser Prozeß heißt sekundäre Ionisation.

Die Energie W_i , die im Mittel aufgewendet werden muß, um ein Elektron-Ion-Paar zu erzeugen, ist im allgemeinen wesentlich größer als die Ionisierungsenergie (Tab. 1), da ein Teil des Energieübertrags in Anregungszustände des Atoms bzw. Moleküls investiert wird. Der Energieverlust ΔE eines geladenen Teilchens ist also proportional zur Zahl

n_T der erzeugten Elektron-Ion-Paare /5/:

$$\Delta E = W_1 n_T \quad (3)$$

Tabelle 1 gibt für einige Gase die wichtigsten Größen an:

Tabelle 1 : Eigenschaften einiger im Experiment verwendeter Gase. Der Energieverlust (dE/dx) und die Anzahl der Ionenpaare pro cm (I.P./cm) gelten für Normaldruck und minimalionisierende Teilchen /5/.

Gas	Z	A	Dichte (g/cm ³)	E _i (eV)	W _i	dE/dx (keV/cm)	n _P (I.P./cm)	n _T
Ar	18	39.9	1.66*10 ⁻³	15.7	26	2.44	29.4	94
CO ₂	22	44.0	1.86*10 ⁻³	13.7	33	3.01	34.0	91
CH ₄	10	16.0	6.70*10 ⁻⁴	15.2	28	1.48	16.0	53
C ₄ H ₁₀	34	58.0	2.42*10 ⁻³	10.6	23	4.50	46.0	195

Für Gasgemische gilt: $n_T = \sum n_i \cdot c_i$,
wobei c_i der prozentuale Anteil (Vol. %) der i-ten Komponente am Gesamtgemisch ist.

2.2. Energieverlust von Photonen

Die Wechselwirkung besteht bei Photonen aus einzelnen, örtlich begrenzten Ereignissen, die mit einer durch den Wirkungsquerschnitt σ beschriebenen Wahrscheinlichkeit eintreten. Für die Abschwächung eines ganzen Strahlenbündels durch ein Absorptionsmaterial der Dicke x und der Moleküldichte N gilt das Exponentialgesetz /5/ :

$$I = I_0 \exp(-\sigma N x) = I_0 \exp(-\mu x) = I_0 \exp(-x/\lambda), \quad (4)$$

wobei μ den Massenabsorptionskoeffizient und λ die mittlere freie Absorptionslänge darstellen.

Die Art der Wechselwirkung hängt von der Photonenenergie und der Kernladungszahl des Materials ab, mit dem die Photonen wechselwirken. Für Gasgemische aus Argon und Kohlenwasserstoffen ergeben sich die folgenden Verhältnisse.

Bis zu Energien von ca. 50 keV dominiert der Photoeffekt, bei höheren Energien zwischen 50 keV und ca. 22 MeV spielen

Compton-Streuprozesse die dominierende Rolle, und bei Energien über 22 MeV ist die Elektron-Positron-Paarherzeugung maßgebend /5a/.

Abb. 4 zeigt den Massenabsorptionskoeffizienten μ /5/:

$$\mu = \sigma N /$$

sowie die mittlere freie Weglänge λ für Absorption in verschiedenen Gasen bei Photonenenergien, bei denen der Photoeffekt für die Absorption verantwortlich ist.

Die Compton-Streuung sowie die Paarbildung sind im Rahmen dieser Arbeit nicht von Bedeutung, da mit einer 5.9 keV ^{55}Fe Gammaquelle gearbeitet wurde.

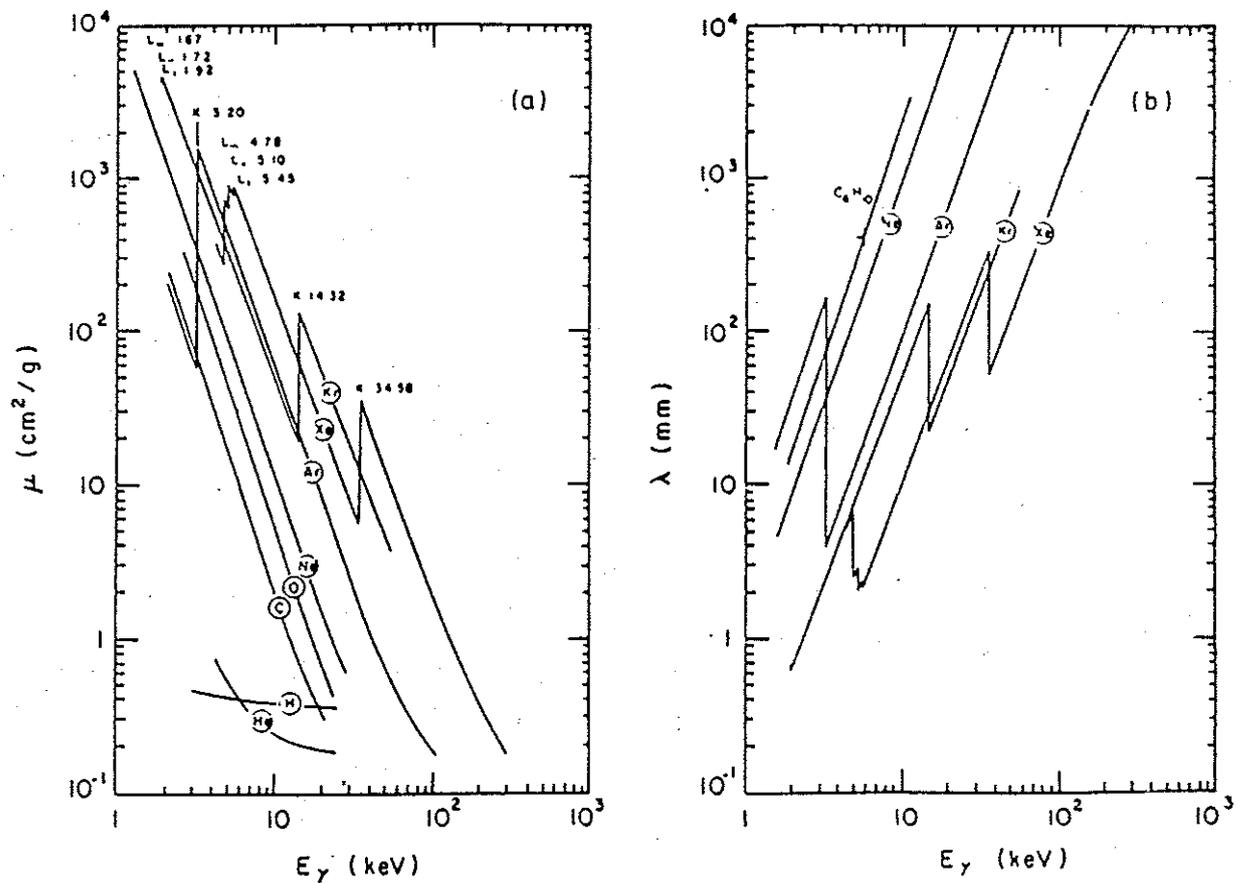


Abb. 4: a) Massenabsorptionskoeffizient μ und b) mittlere freie Weglänge λ für Photonen in Abhängigkeit von der Photonenenergie für verschiedene Gase./5/

Für Gasgemische oder komplexe Moleküle läßt sich der Massenabsorptionskoeffizient wie folgt berechnen /5/:

$$\mu_{1,2\dots n} = g_1\mu_1 + g_2\mu_2 + \dots + g_n\mu_n, \quad (5)$$

wobei die g_i die Gewichtsprozentage des jeweiligen Atoms im Gasgemisch bzw. Molekül angeben.

Organische Gase, die häufig als Bestandteil des Kammergases Verwendung finden, besitzen einen kleinen Massenabsorptionskoeffizienten, da sie im wesentlichen aus leichten Elementen bestehen.

3.0. Arbeitsweise von Gasdetektoren und deren unterschiedliche Arbeitsbereiche

3.1. Arbeitsweise von Gasdetektoren

Ein typisches Zählrohr besteht aus einem gasgefüllten, zylindrischen Metallrohr als Kathode und einem dünnen Draht (Durchmesser $>10 \mu\text{m}$) in der Symmetrieachse als Anode (Abb. 5). Zwischen Anode und Kathode wird eine Hochspannung V_0 von einigen Kilovolt angelegt.

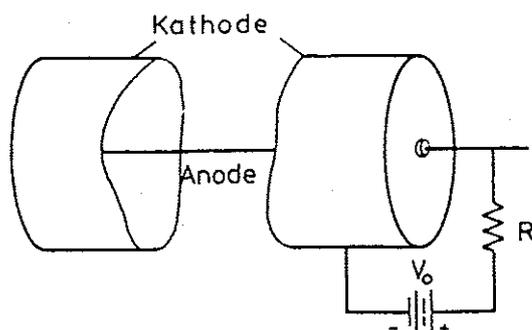


Abb. 5: Prinzipieller Aufbau eines Gaszählrohres /6/

Für das Potential und das elektrische Feld in einem zylindrischen Zählrohr (Abb. 6) gilt /5/:

$$V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{a} \quad (6)$$

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \quad (7)$$

Hierbei ist $C = 2\pi\epsilon_0 / \ln(b/a)$ die Kapazität pro Einheitslänge, b der Zählrohrradius und a der Anodenradius.

Für ein Zählrohr mit quadratischem Querschnitt kann Gleichung 7 als gute Näherung für den Feldverlauf benutzt werden, wenn der Kathodenabstand groß gegen den Anodendrahtdurchmesser ist.

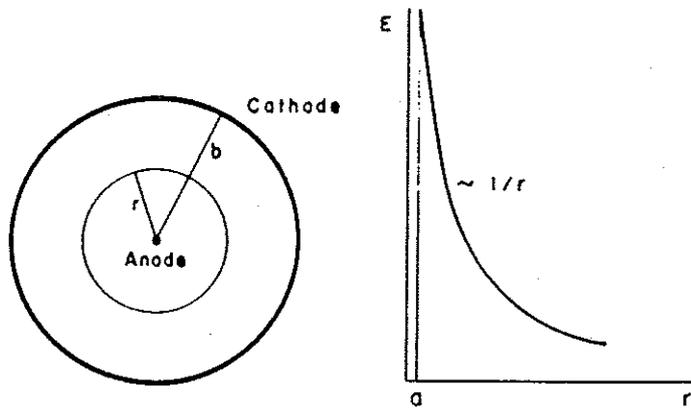


Abb. 6: Schnitt durch ein zylindrisches Zählrohr und Feldstärke als Funktion des Abstands vom Anodendraht. /5/

Als Kammergas wird i. a. ein Gasgemisch aus einem Edelgas, zumeist Argon, und einem organischen Gas, z.B. Kohlenwasserstoffe oder Alkohole, verwendet. Das organische Gas wird auch als Löschgas bezeichnet.

Im Folgenden soll die Pulsentstehung, wie sie für ein Proportionalzählrohr typisch ist, erleutert werden.

In der Nähe des Anodendrahtes ist die Feldstärke so groß ($0(10^5 \text{ V/cm})$), daß durch Primärionisation erzeugte Elektronen auf der mittleren freien Weglänge zwischen zwei Kollisionen so viel Energie gewinnen, daß sie weitere Gasatome ionisieren können. Dieser Vorgang wiederholt sich solange, bis die Elektronen den Anodendraht erreicht haben. Hierbei vergrößert sich die Zahl der Elektron-Ion-Paare um einige Größenordnungen. Diesen Prozeß bezeichnet man als Gasverstärkung. Abbildung 7 zeigt, daß die Gasverstärkung von der angelegten Hochspannung und in einem weiten Bereich von der Art der Primärstrahlung abhängt.

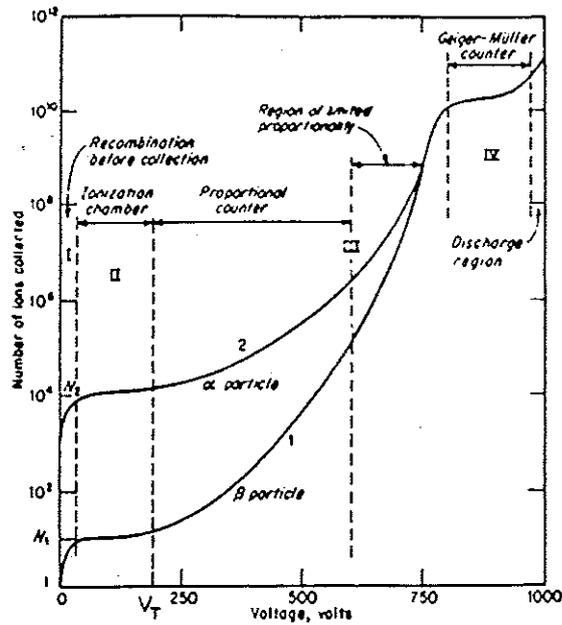


Abb. 7: Gasverstärkung in einem Zählrohr als Funktion der Hochspannung für unterschiedliche Primärstrahlung. /5/

Die zeitliche Entwicklung einer Lawine an einem Anodendraht im Proportionalbereich ist in Abbildung 8 dargestellt.

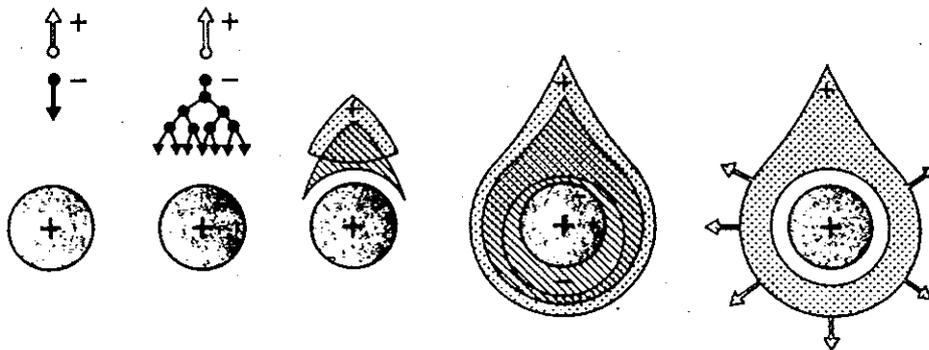


Abb. 8: Entwicklung einer Lawine an einem Anodendraht. /5/

Die Lawinenentwicklung läßt sich mit dem ersten Townsendkoeffizienten α beschreiben, der die Anzahl der Elektronen angibt, die von einem in Feldrichtung driftenden Elektron pro cm Wegstrecke erzeugt werden. Abbildung 9 zeigt α/p in Abhängigkeit von der reduzierten Feldstärke E/p für verschiedene Gase, wobei p den Druck des Kammergases angibt.

Die Zunahme dn von n Elektronen auf dem Driftweg dx ist durch $dn = n \alpha dx$ gegeben /5/. Dies bedeutet, daß n_0 Elektronen nach der Wegstrecke x bei konstantem α $n = n_0 \exp(\alpha x)$ Elektronen produzieren. Dabei wird $M = n/n_0$ als Gasverstärkungsfaktor bezeichnet. Die Anzahl der freigesetzten Elektronen steigt also Exponential an.

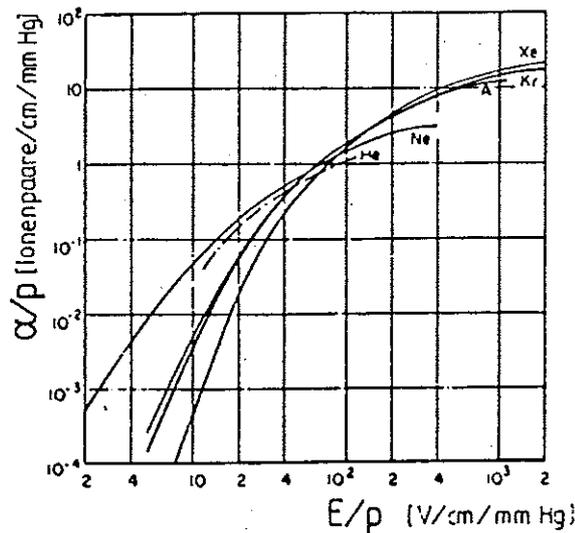


Abb. 9: Erster Townsendkoeffizient α/p als Funktion der reduzierten Feldstärke E/p für verschiedene Edelgase. /5/

Bei hohen Gasverstärkungsfaktoren oder bei der Messung von Ereignissen mit hohen Raten spielen Raumladungseffekte durch die in den Lawinen entstehenden positiven Ionen eine Rolle /7/. Durch die große positive Raumladungsdichte wird die Feldstärke in Anodendrahtnähe reduziert und somit die Lawinenentwicklung der nachfolgenden Elektronen behindert. Eine obere, empirische Grenze für den Gasverstärkungsfaktor ist durch die Raether Bedingung $\alpha x = 20$ oder $M = 5 \cdot 10^8$ gegeben.

Die auf die Kathode auftreffenden Ionen sind in der Lage, dort Elektronen aus der Kathodenoberfläche zu befreien. Diese können, nachdem die vom einfallenden Teilchen freigesetzte Gesamtladung abgeflossen ist, die Entladung erneut zünden, so daß nach dem Durchgang eines einzigen Teilchens durch das Gasvolumen die Entladung ständig aufrecht-

erhalten wird, sofern sie nicht durch einen äußeren Eingriff unterbrochen wird. Der Zusatz von organischen Gasen (Löschgas) bewirkt jedoch eine Selbstlöschung der Entladung, da die organischen Moleküle bei Zusammenstößen mit Argon-Ionen aufgrund ihrer kleineren Ionisationsenergie deren Ladung übernehmen. Die organischen Ionen driften dann anstelle der Argon-Ionen zur Kathode. Hier lösen sie jedoch keine Sekundärelektronen aus, da die bei der Neutralisation freiwerdende Energie eine Vielzahl von molekularen Schwingungen anregt, die schließlich eine Dissoziation der organischen Moleküle bewirkt.

Darüber hinaus sind organische Moleküle in der Lage, Photonen, die durch Rekombinationen von Elektronen und Edelgasionen entstehen können, zu absorbieren, ohne dabei ionisiert zu werden. Die durch das Molekül aufgenommene Energie dient dazu, Schwingungs- oder Rotationszustände anzuregen. Auf diese Weise wird durch das Löschgas verhindert, daß durch Photoionisation Elektronen im Kammer-volumen freigesetzt werden, die zu einer erneuten Lawinenbildung führen würden.

Aus Abbildung 7 geht hervor, daß der Proportionalbereich über den Bereich limitierter Proportionalität in den Geiger-Müller-Bereich übergeht, an den sich dann die Funkenentladungen anschließen. Dieses Verhalten ist typisch für Kammergasgemische, die nur einen relativ geringen Anteil an Löschgas aufweisen. Erhöht man den Löschgasanteil des Gasgemisches, so gelangt man zu einem Punkt, wo der Übergang vom Proportional- zum Geiger-Müller-Mode nicht mehr beobachtet wird. Es findet jetzt ein anderer Übergang vom Proportional- zum Streamer-Mode statt. Bei weiterer Erhöhung der Zählrohrspannung geht der Streamerbereich dann in den Bereich der Funkenentladungen über. Für unterschiedliche Gasgemische gibt es also zwei verschiedene Wege, mit zunehmender Hochspannung vom Ionisationsbereich in den Bereich der Funkenentladungen zu gelangen /8/.

a) Ionisationsbereich
Proportionalbereich
Geiger-Müller-Bereich
Funkenentladungen

b) Ionisationsbereich
Proportionalbereich
Streamerbereich
Funkenentladungen

Außer der Wahl des Gasgemisches und der Hochspannung sind zum einen der Anodendrahtdurchmesser und zum anderen der Gasdruck für die Arbeitsweise von Zählrohren von Bedeutung. Der Streamerbereich ist z.B. nicht mit dünnen Anodendrähten (<20-30 μm Durchmesser) zu erreichen, auch wenn das Gasgemisch geeignet gewählt wird.

Um die Besonderheiten des Streamermodes herauszustellen, sollen die wichtigsten Eigenschaften von Proportional-, Geiger-Müller- und Streamermoden im folgenden gegenübergestellt werden:

i) Proportionalmode

Proportionalpulse besitzen eine Pulshöhe von wenigen Millivolt und eine Pulslänge von ca. 0.5-1.0 μs an der Basis; sie deponieren somit eine Ladung von wenigen pC pro Puls. Die deponierte Ladung ist proportional zur Energie des Teilchens, das die Primärionisation verursacht hat, und die Entladung beschränkt sich auf einen kleinen Bereich des Drahtes

ii) Geiger-Müller-Mode

Im Geiger-Müller-Mode breitet sich die Gasentladung über die gesamte Länge des Zählrohrdrahtes aus. Aus diesem Grund sind die Pulsdauer und die deponierte Ladung von der Kammergröße abhängig. Als typische Werte für eine 20 cm lange Kammer können 1.5 μs für die Pulsdauer und ca. 1000-1500 pC an deponierter Ladung dienen.

Die Energie der Primärstrahlung besitzt keinen Einfluß auf die Größe der Ladungsdeposition.

iii) Streamermoden

Streamerpulse besitzen eine Pulsdauer von 50-100 ns an der Basis und eine Pulshöhe von 10-100 Millivolt. Die

von ...

Ladungsdeposition eines Pulses liegt je nach Hochspannung und Gasgemisch zwischen 10 und 100 pC und ist von der Energie und Art der Primärstrahlung praktisch unabhängig. Die Streamerpulse sind auf einen kleinen Drahtabschnitt begrenzt und verursachen nur eine kleine tote Zone.

Die Arbeitsweise von Gasdetektoren wird durch die Wahl des Gasgemisches, des Anodendrahradius, des Gasdrucks und durch die angelegte Hochspannung festgelegt.

3.2. Der Streamermode

Der Streamermode von Gasdetektoren zeichnet sich durch eine große Gasverstärkung aus, die um etwa eine Größenordnung über derjenigen von Proportionalzählrohren liegt (Abb. 10). Während Proportionalzählrohre nur mit einem geringen Anteil an Löschgasen im Kammergas betrieben werden, betreibt man Streamerkammern mit Gasgemischen, deren Löschgasanteil im Bereich zwischen 50% und 90% liegt. Ein weiterer Unterschied zeigt sich im Durchmesser der Anodendrähte. Proportionalzählrohre arbeiten am besten mit Drähten kleineren Durchmessers (20 μm), Streamerkammern hingegen lassen sich erst mit Drähten größeren Durchmessers (ab ca. 50 μm) betreiben. Die obigen Feststellungen legen den Schluß nahe, daß es sich beim Streamermode um eine vollkommen neue Art der Gasverstärkung handelt. Da auch in der Literatur noch keine einheitliche Beschreibung einer Theorie des Streamermodes zu finden ist, sollen im folgenden zwei Modelle vorgestellt werden, die anhand experimenteller Ergebnisse zu einer qualitativen Beschreibung des Streamermodes gelangen.

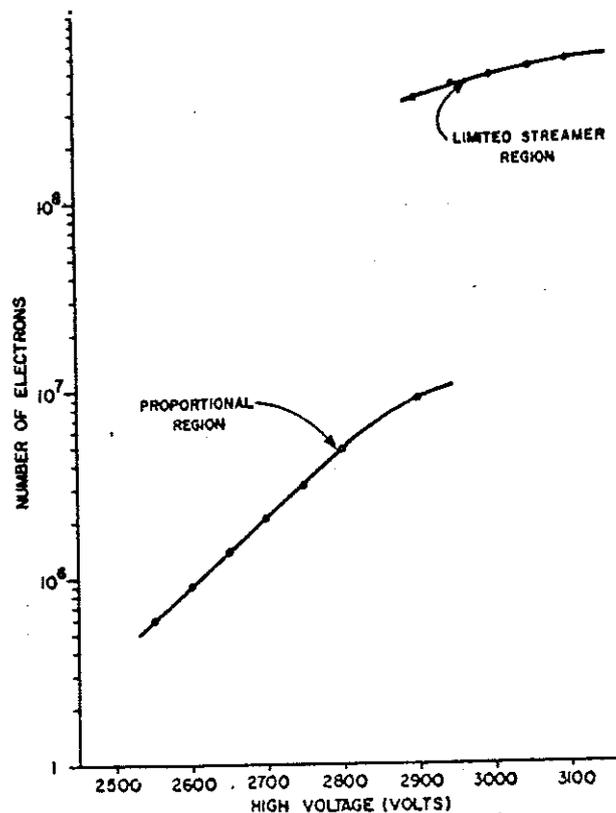


Abb. 10: Anzahl der freigesetzten Elektronen als Funktion der Hochspannung (Aluminiumkammer $12 \times 12 \text{ mm}^2$, Gasgemisch: 49.3% Ar + 49.3% C_2H_6 + 1.4% $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$). /9/

3.2.1. Mechanismus des Streamermodes nach L.S. Zhang /10/

Als Grundlage für sein Modell benutzt Zhang die in Abbildung 11 dargestellte photographische Aufnahme von Streamerpulsen.

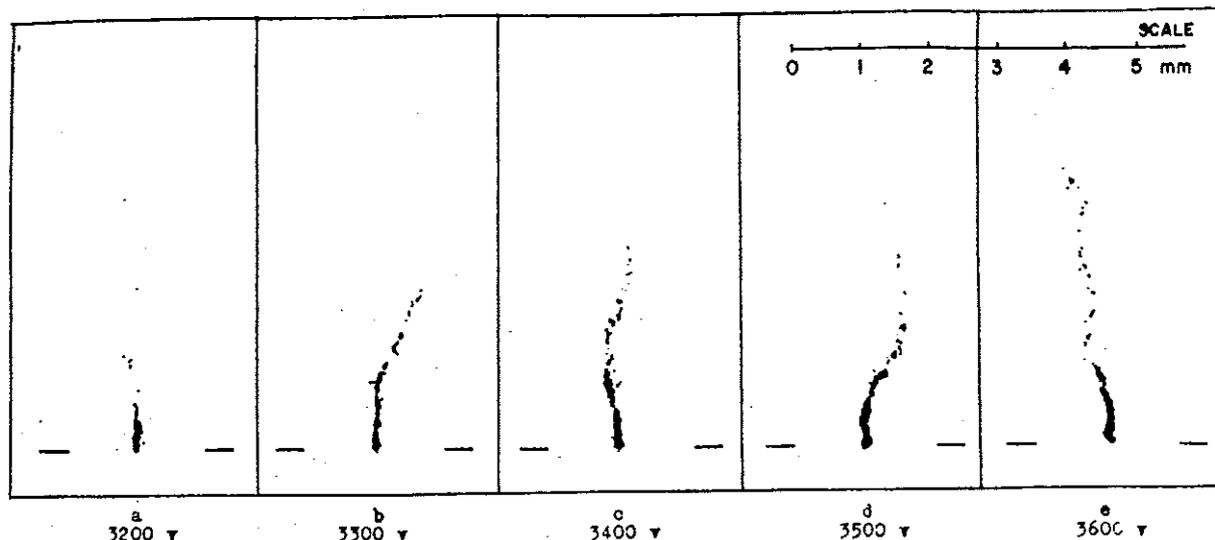


Abb. 11: Photographische Aufnahmen einzelner Streamerpulse bei verschiedenen Hochspannungen. Die Position des Drahtes ist durch horizontale Striche angedeutet. /9/

Aus dieser Abbildung ist ersichtlich, daß in einer Entfernung zwischen 2.35 und 0.66 mm vom Anodendraht Photonen aus kleinen, voneinandergetrennten Raumbereichen emittiert werden. In Abstand von 0.66 mm bis zum Draht ist der Bereich, aus dem Photonen emittiert werden, zusammenhängend. Aus dieser Beobachtung zieht er den Schluß, daß es sich hier um zwei verschiedene Bereiche hinsichtlich der ablaufenden physikalischen Prozesse handelt. Da die Daten der für die Aufnahme benutzten Streamerkammer bekannt sind (Abb. 11a , $V_0 = 3200$ V, Anodenradius $a = 50$ μm , Kathodenradius $b = 6$ mm), läßt sich das elektrische Feld im Abstand r vom Draht nach der Gleichung $E = V_0 / (r \cdot \ln(b/a))$ leicht berechnen. Man erhält für $r_a = 2.35$ mm ein Feld $E_a = 2.8$ kV/cm und für $r_a = 0.66$ mm ein Feld $E_a = 10$ kV/cm. Da für das benutzte Gas (49.3% Ar + 49.3% C_2H_6 + 1.4% $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$) keine experimentellen Daten bezüglich Ener-

gieverlust von Elektronen vorliegen, geht Zhang in seiner Argumentation von reinem Argon aus. In reinem Argon gelten bei Normaldruck folgende Bedingungen. Bis zu einer Feldstärke von 10 kV/cm tritt keine Sekundärionisation ein, etwa 80% der Elektronenenergie werden zur Anregung von Argon verwendet. Ab 10kV/cm Feldstärke tritt Sekundärionisation auf, es wird aber auch weiterhin ein großer Anteil des Energieverlusts für Anregung verbraucht /5/. Es muß also, wie oben schon angedeutet, zwischen zwei Regionen unterschieden werden. Region A, in der ausschließlich Anregung stattfindet, und Region D, in der Anregung und Ionisation erfolgen (Abb. 12). Diese beiden Regionen sollen noch einmal näher beschrieben werden.

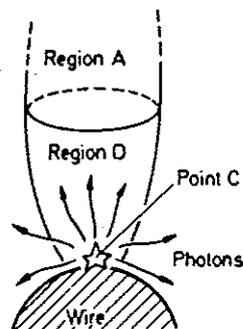


Abb. 12: Unterschiedliche Regionen der Streamerentwicklung /10/

Region A

Die durch Primärionisation erzeugten Elektronen regen auf ihrem Driftweg zur Anode metastabile Zustände des Argon Ar^m an. Die Lebensdauer dieser Zustände beträgt $2.78 \pm 0.49 \mu s$, die Anregungsenergie liegt bei 11.6 eV. Mit abnehmendem Abstand von der Anode nimmt die Anzahl der angeregten Argonatome zu.

Region A verläuft entlang der Bahn der auf den Anodendraht zudriftenden Elektronen und ist 1.5-3.0 mm lang sowie einige hundert μm breit.

Region D

Die Anzahl von Elektronen nimmt durch Sekundärionisation stark zu. Dies führt auch zu einer erhöhten Zunahme an angeregten Ar^m Atomen. Die Konzentration von Ar^m (n_m) ist in Region D noch größer als in Region A. Die Länge dieser Region beträgt einige hundert μm .

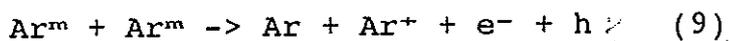
Angeregte Argonatome reichern sich in den Regionen A und D an, da der primäre Multiplikationsprozeß sehr viel schneller verläuft (einige ns) als der Zerfall der metastabilen Zustände durch Photoemission.

Die Ar^m Konzentration in Region A und D ist um etwa eine Größenordnung größer als die Ar^+ Konzentration in Region D.

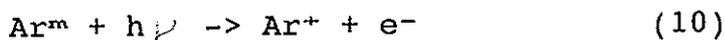
Im Anschluß an diese Betrachtung beschreibt Zhang die Rolle des Löschgases (B). Hierfür spielt der Penning-Effekt eine wichtige Rolle. Er läßt sich durch folgende Gleichung beschreiben: $Ar^m + B \rightarrow Ar + B^+ + e^-$ (8)

Die Ar^m und die B Konzentration werden durch den Penning-Effekt beide erniedrigt. Da die Löschgaskonzentration aber einen begrenzten Wert hat, und Ar^m immer wieder neu produziert wird, kann das Löschgase vollständig aufgebraucht werden (Punkt C Abb. 12). Sobald dies aber der Fall ist, nimmt die Ar^m Konzentration sprunghaft zu (positive Rückkopplung). Zhang macht diesen Vorgang für den scharfen Übergang vom Proportional- zum Streamermoden verantwortlich.

Für den weiteren Ablauf sind zwei andere Reaktionsmechanismen von Bedeutung.



und



Die Reaktionsrate von (9) ist proportional zu $(n_m)^2$ und somit in Anodendrahtnähe von ausschlaggebender Bedeutung.

Am Punkt C nimmt die lokale Ar^m Konzentration aufgrund der positiven Rückkopplung sehr schnell zu. Sobald der lokale Wert von n_m einen kritischen Wert n_c überschreitet, kommt

es aufgrund der Reaktionen (9) und (10) zur "Detonation". Es ergibt sich eine Kettenreaktion aus Photoionisation und Rekombination. Diese Kettenreaktion breitet sich in Richtung auf die Kathode hin aus und regt auf diese Weise alles vorhandene Ar^m in Region A und D ab. Ist die Löschgaskonzentration groß genug, so wird die Kettenreaktion abgebrochen und sekundäre Multiplikationsprozesse innerhalb von A und D werden unterbunden.

In reinem Argon kollidieren die Atome im Mittel alle 0.25 ns miteinander, so daß die "Detonation" nach etwa 4 ns beendet wird. Dies steht in guter Übereinstimmung mit der Anstiegszeit eines Streamerpulses von 4-5 ns. Die abfallende Flanke wird durch sekundäre Multiplikationsprozesse bestimmt und hat eine wesentlich längere Abklingzeit.

Anhand seines Modells macht Zhang acht Aussagen über den Streamermodus, von denen die vier wichtigsten herausgegriffen werden sollen.

- 1) Die positive Rückkopplung führt dazu, daß der Übergang vom Proportional- zum Streamermodus sehr scharf ist. Nur wenn $n_m > n_0$ ist, wird ein Puls zum Streamerpuls, anderenfalls bleibt er ein Proportionalpuls. Dies ist auch der Grund dafür, daß es keinen kontinuierlichen Übergang gibt.
- 2) Die mittlere Ladung eines Streamerpulses liegt um etwa eine Größenordnung über derjenigen eines Proportionalpulses und weist ein gaußförmiges Pulshöhenspektrum auf. Die relative Breite der Verteilung ist aufgrund geringer Fluktuationen bei der Pulsentstehung klein.
- 3) Mit dünnen Anodendrähten ist es nicht möglich, Streamerpulse zu erzeugen, da das elektrische Feld in Drahtnähe so groß ist, daß die meisten Argonatome ionisiert werden und sich nicht genug Ar^m ausbilden kann ($n_m < n_0$).
- 4) Da die Energieverteilung der durch Reaktion (9) und Rekombination erzeugten Photonen kontinuierlich ist, können einige dieser Photonen die Regionen D und A verlassen und zur Erzeugung von Nachpulsen führen. Bei zu geringer Löschgaskonzentration

tration können sich die Nachpulse auch entlang des Anodendrahtes ausbilden, man gelangt dann in den Geiger-Müller- und nicht in den Streamermodus.

Kritik am Modell

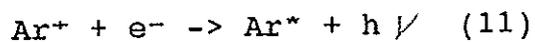
Da das von Zhang vorgestellte Modell nur qualitativ formuliert ist, lassen sich praktisch keine quantitativen Aussagen für die Messungen ableiten. So ist es z.B. aufgrund seines Modells nicht möglich, die folgenden drei Fragen zu beantworten:

- 1) Wie wirken sich unterschiedliche Löschgase auf die Entwicklung des Streamers aus? Gibt es allgemeine Kriterien, die bestimmte Gase als untauglich erscheinen lassen?
- 2) Wie hängt die mittlere Ladungsdeposition bei fester Hochspannung von der Löschgaskonzentration ab?
- 3) Wie hängt beim Streamermodus die mittlere Ladungsdeposition bei festem Gasgemisch von der Hochspannung ab?

3.2.2. Mechanismus des Streamermodes nach M. Atac et al. /9/

Die experimentellen Resultate, die den Betrachtungen von Atac et al. zugrundeliegen, sind dieselben, die auch Zhang in seiner Arbeit benutzt hat.

Aus Abbildung 10 ist ersichtlich, daß der Lawinenprozeß in der benutzten Kammer mit einem Drahradius von 50 μm den erwarteten exponentiellen Verlauf im Proportionalbereich zeigt. Oberhalb von 2800 V wird die Steigung der Kurve geringer. Dieser Effekt ist durch eine zunehmende Raumladungsdichte zu erklären, die den sekundären Multiplikationsprozeß der Elektronen behindert. Es gibt einen kurzen Bereich limitierter Proportionalität. Übersteigt die Zahl der erzeugten Elektron-Ionen-Paare für die hier verwendete Kammer den Wert von $8 \cdot 10^6$, so kann das durch Raumladungen erzeugte elektrische Feld eine Stärke erreichen, die es erlaubt, das von außen angelegte Feld teilweise abzuschirmen. Als Folge ergibt sich eine "Abkühlung" der Elektronen, und es kommt zu radiativen Rekombinationen.



Die Photonenenergie ist die Summe aus der kinetischen Energie und der Bindungsenergie des Elektrons im betreffenden Bindungszustand.

$$h\nu = E_{\text{kin}} + (E_{\text{i}} - E_{\text{x}}) \quad (12)$$

E_{i} und E_{x} sind elektronische Bindungszustände.

Aufgrund von (12) ist es möglich, daß Photonen höherer Energie den Bereich der Raumladungswolke verlassen und neue Elektronen produzieren. Einige dieser Elektronen können in einer Entfernung von 50-100 μm von der Raumladungswolke erzeugt werden und zu ihr zurückdriften. An der Spitze der Wolke aus positiv geladenen Ionen ist das Feld am größten, hier kommt es zu sekundärer Multiplikation. An den Seiten der Ionenwolke ist das Feld zu klein, um sekundäre Multiplikation zu bewirken. In Abbildung 13 ist der Prozeß schematisch dargestellt.

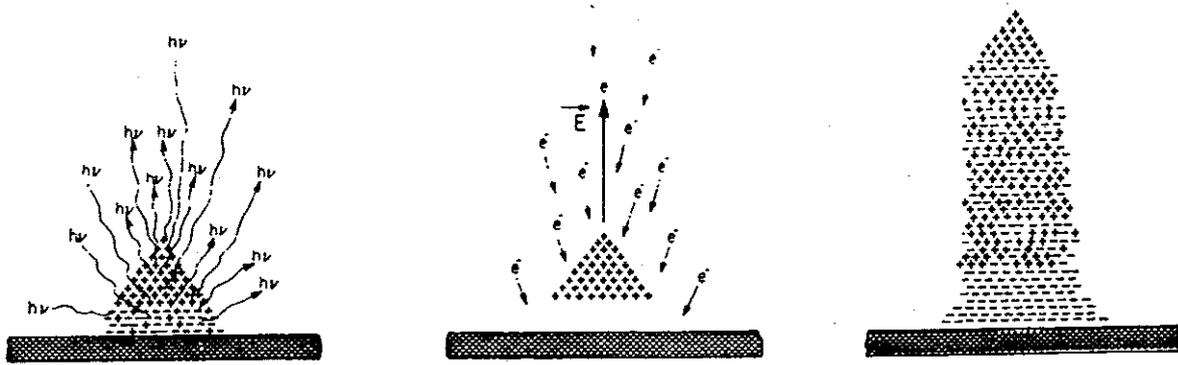


Abb. 13: Schematische Darstellung der Entwicklung eines Streamerpulses /9/

Ist der beschriebene Streamerprozeß erst einmal in Gang gesetzt, dauert er solange an, bis es keine Photonen mehr gibt, die an der Spitze der Raumladungswolke Elektronen erzeugen.

Wie aus Abbildung 11 zu ersehen ist, nimmt die Photondichte mit wachsendem Abstand von der Anode ab. Es finden also immer weniger Rekombinationen statt, da die Dichte der Raumladungswolke und somit die Abschirmung geringer wird.

Dieses von Atac et al. vorgestellte Modell läßt den Schluß zu, daß die mittlere Ladungsdeposition eines Streamers mit zunehmender Löschgaskonzentration kleiner werden sollte, da der in Abbildung 13 dargestellte Prozeß aufgrund der mit steigendem Löschgasanteil zunehmenden Absorptionswahrscheinlichkeit für Photonen früher abgebrochen wird.

Kritik am Modell

Die wesentlichen Kritikpunkte seien kurz zusammengefaßt:

- 1) Das Modell macht keine Aussagen über die Abhängigkeit des Streamermodes vom Drahtdurchmesser.
- 2) Es ist nicht möglich, Vorhersagen über die Wirkungsweise verschiedener Löschgase zu gewinnen.
- 3) Die Abhängigkeit der mittleren Ladungsdeposition von der elektrischen Feldstärke wird nicht beschrieben.

Aufgrund der qualitativen Formulierung der beiden vorgestellten Modelle sind Vorhersagen bezüglich der Messungen nur in sehr beschränktem Maße möglich. Aus diesem Grund wird es auch nicht möglich sein, eine Bewertung der Modelle anhand der Messungen vorzunehmen, da es an quantitativen Vorhersagen fehlt. Die Modelle lassen erwarten, daß mit dünnen Drähten kein Übergang vom Propotional- zum Streamermode zu erkennen ist, und eine Abnahme der mittleren Ladungsdeposition mit wachsendem Löschgasanteil einhergeht.

4.0. Beschreibung der Meßapparatur und der Meßmethode

4.1. Der Aufbau der Streamerkammern

Die in dieser Arbeit eingesetzten Streamerkammern besitzen alle den in Abbildung 15 dargestellten prinzipiellen Aufbau. Eine Kammereinheit besteht aus acht gleichen Kanälen. Jeder dieser Kanäle ist 20 cm lang und hat einen Querschnitt von $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Es wurden insgesamt vier unterschiedliche Kammertypen eingesetzt. Der Aufbau dieser Kammern und die verwendeten Materialien sind aus Abbildung 14 zu erkennen.

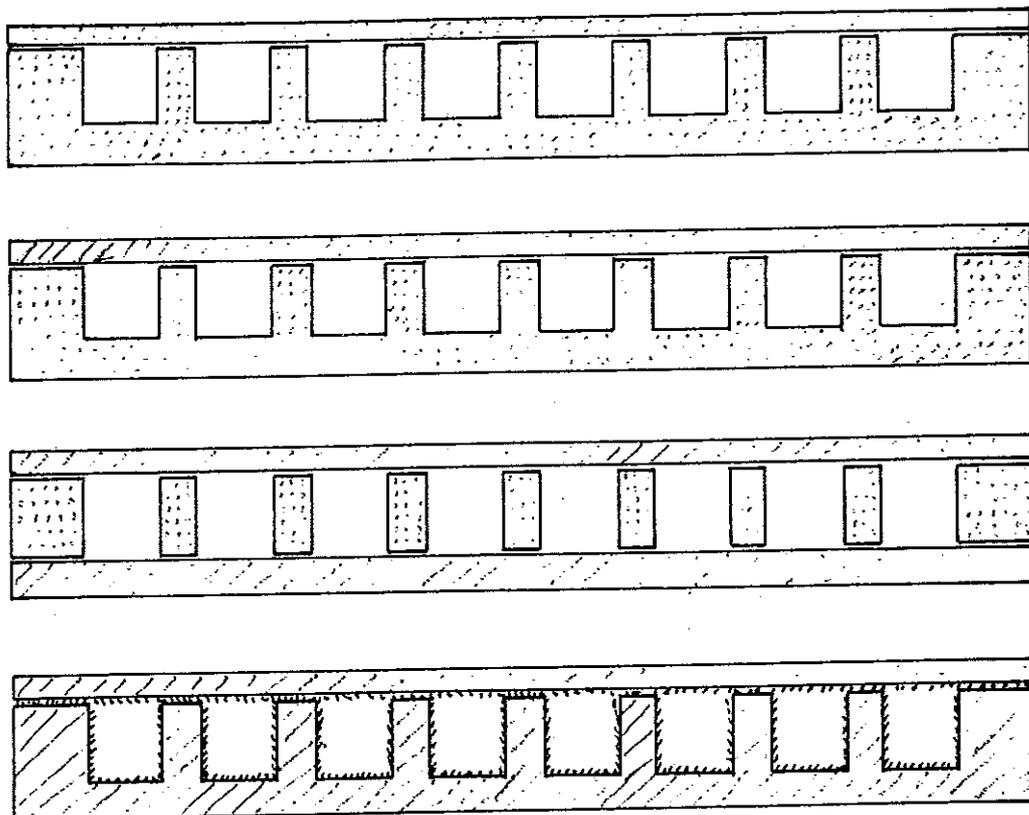


Abb. 14: Querschnitt durch die verschiedenen Kammern

- Aluminiumkammer
- Aluminiumkammer mit PVC-Deckel
- Kammer mit Aluminiumstegen und PVC-Deckel sowie -Boden
- Graphitbeschichtete PVC-Kammer

Sieht man von der Untersuchung der Abhängigkeit des Streamermodes vom Kathodenmaterial ab, so wurden bei allen Messungen Aluminiumkammern eingesetzt. Diese Kammern besitzen zwar den Nachteil, daß sie eher zum Nachpulsen neigen, besitzen aber gegenüber graphitbeschichteten Kammern den großen Vorteil, daß sie auch über längere Zeit Funkenentladungen bei zu großen Hochspannungen ohne sichtbare Schäden überstehen. Bei einer Graphitkammer konnten größere Ansammlungen von Ruß auf der Kathode und dem Anodendraht festgestellt werden, nachdem sie eine Zeitlang bei zu großer Hochspannung betrieben worden war /11/. Da die Kammern während der Messungen aber immer bis an die Grenze ihrer Belastbarkeit getestet wurden, war es vorteilhaft, mit einem widerstandsfähigen Kathodenmaterial zu arbeiten. (2)

Die Anodendrähte sind auf Platinen festgelötet, die ihrerseits an den beiden Enden der Kammereinheit fest verschraubt sind. (Abb. 15,16). Dieser Aufbau ermöglicht eine hinreichend genaue Positionierung der Anodendrähte in der Kammermitte. Die gemessene Abweichung von der Mittelachse der Kammer beträgt weniger als 500 μm .

Bei allen Kammertypen, die einen Deckel besitzen, besteht dieser aus einer ebenen Platte von 5 mm Dicke, in die Schlitz von $20 \times 4 \text{ mm}^2$ gefräst sind. Diese Schlitz befinden sich direkt über den Drähten und sind je nach Kammertyp mit einer Folie aus aluminiumbeschichteten Mylar (35 μm) oder Kapton (70 μm) bedeckt.

Abbildung 15 zeigt das gasdichte Gehäuse, in das die Kammereinheiten zum Messen eingebracht werden. Dieses Gehäuse enthält Anschlüsse für die Gaszu- und -abführung, sowie Zuleitungen für die Hochspannungsversorgung. Zusätzlich ist die Ausleseelektronik außerhalb des Gasraumes in das Gehäuse integriert.

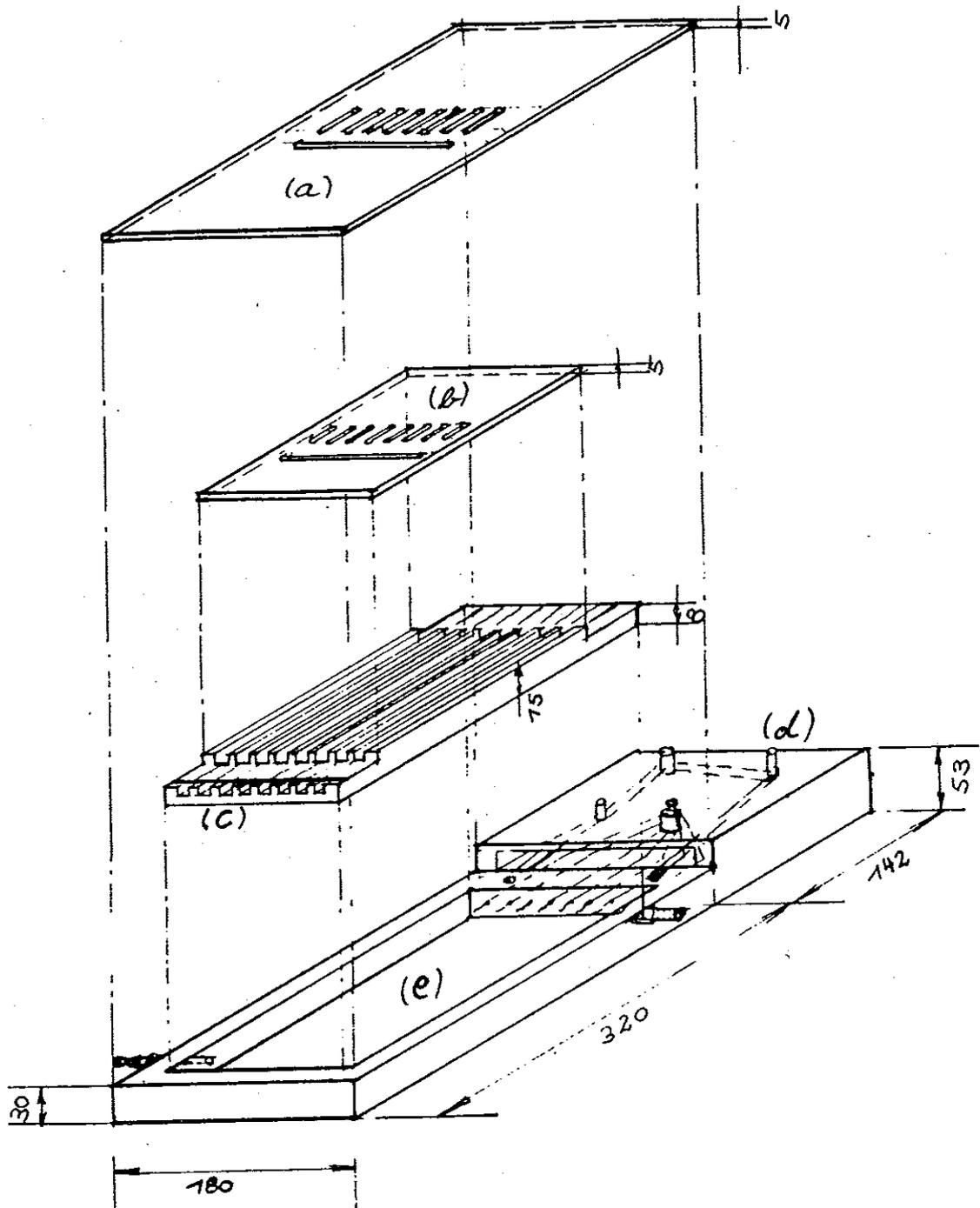


Abb. 15: Streamerkammer mit gasdichtem Gehäuse, HV-Versorgung und Pulsauslese

- (a) Deckel der gasdichten Kammer mit Einstrahlungsöffnungen
- (b) Deckel der Streamerkammer mit Einstrahlungsöffnungen
- (c) Streamerkammer mit Platinen zur Drahtfizierung
- (d) HV-Versorgung und Pulsauslese
- (e) Gasdichte Kammer aus Plexiglas mit Gaszu- und -abführung

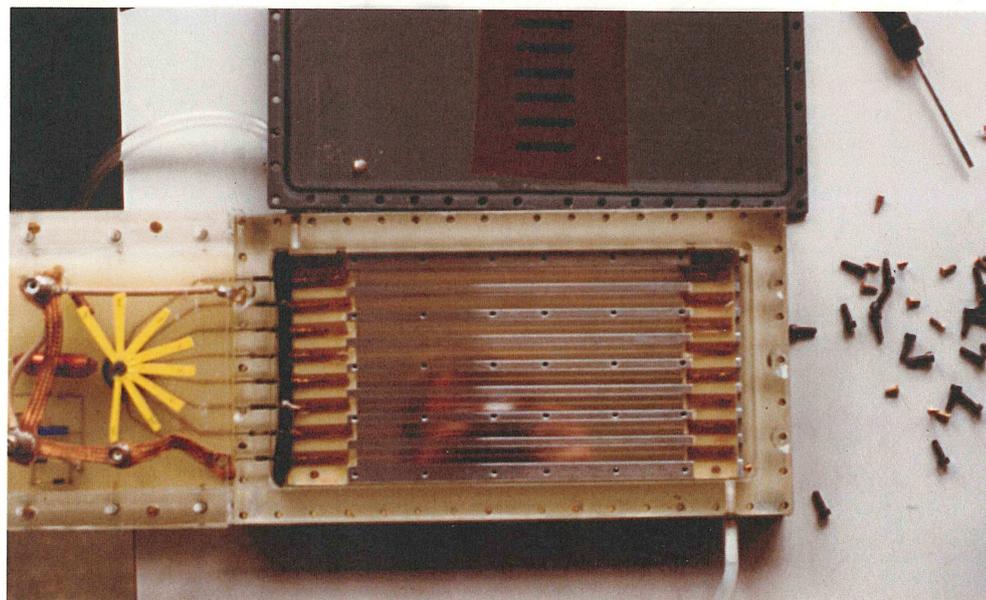
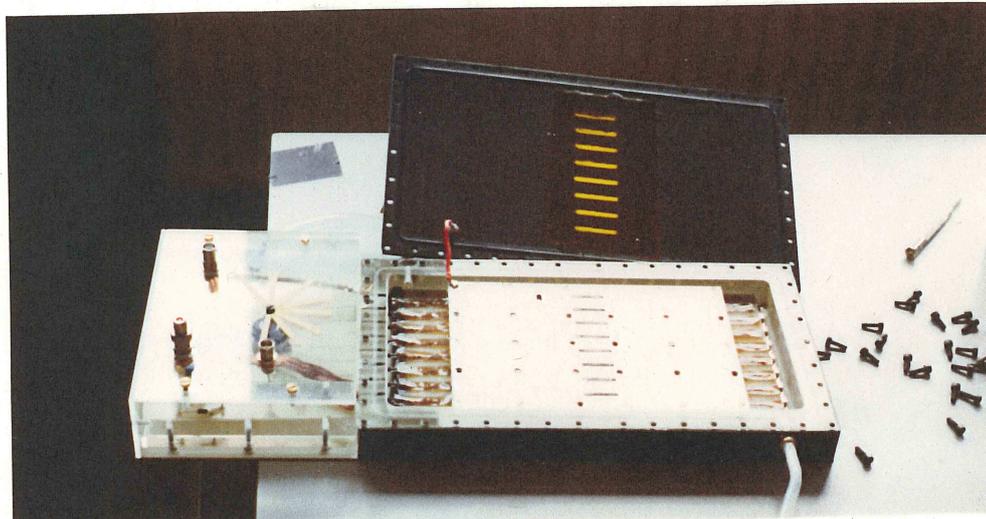
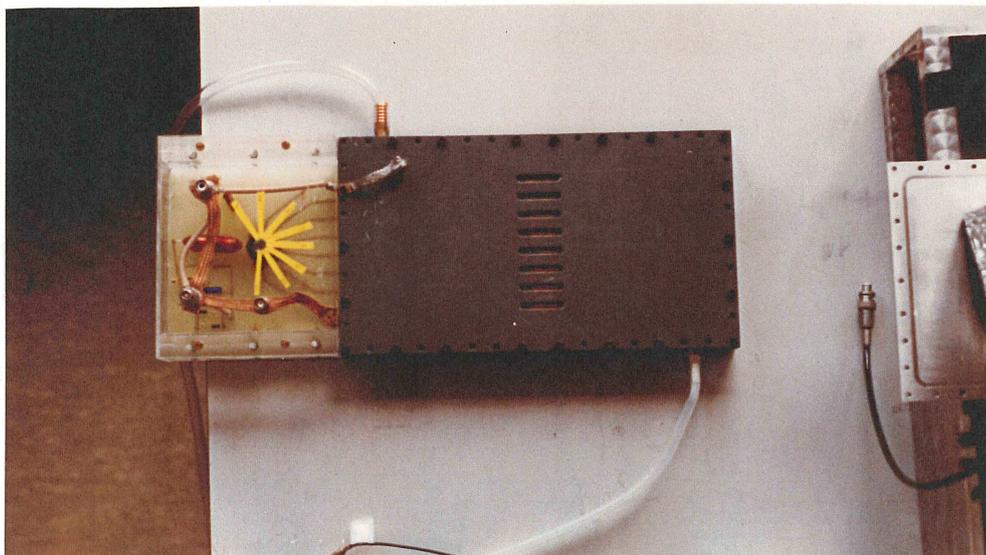


Abb. 16: Streamerkammer und Gaskammer in geschlossenem und offenem Zustand

4.2. Die Hochspannungsversorgung und Ausleseelektronik

Der prinzipielle Aufbau der Hochspannungsversorgung und der Pulsauslese ist aus Abbildung 17 zu erkennen. In das Mikroamperemeter ist ein Widerstand von $1\text{ G}\Omega$ integriert, der wahlweise zur Strombegrenzung in die Hochspannungszuleitung geschaltet werden kann. Der hochspannungsfeste Kondensator C_1 dient der Entkopplung von Hochspannung und der restlichen Elektronik. Die Wahl von $R_1=300\ \Omega$ und $R_2=270\ \Omega$ ergab ein gutes Verhalten hinsichtlich Pulshöhe und Reflexionen.

Für die Ströme, und somit auch für die Ladungen, gilt:

$$I_1 = (R_2 + 50\ \Omega) / (R_1 + R_2 + 50\ \Omega) * I_0 \quad \text{und} \quad I_2 = R_1 / (R_1 + R_2 + 50\ \Omega) * I_0$$

Es werden also 48% der Ladung nachgewiesen, die restlichen 52% fließen über R_1 gegen Erde ab. Die in den Messungen für die Ladungsdeposition bestimmten Werte sind nicht auf diesen Stromteilungseffekt korrigiert.

Die Dioden D_1 und D_2 sollen eventuell auftretende Schaltpulse hoher Spannung von der nachfolgenden Elektronik fernhalten.

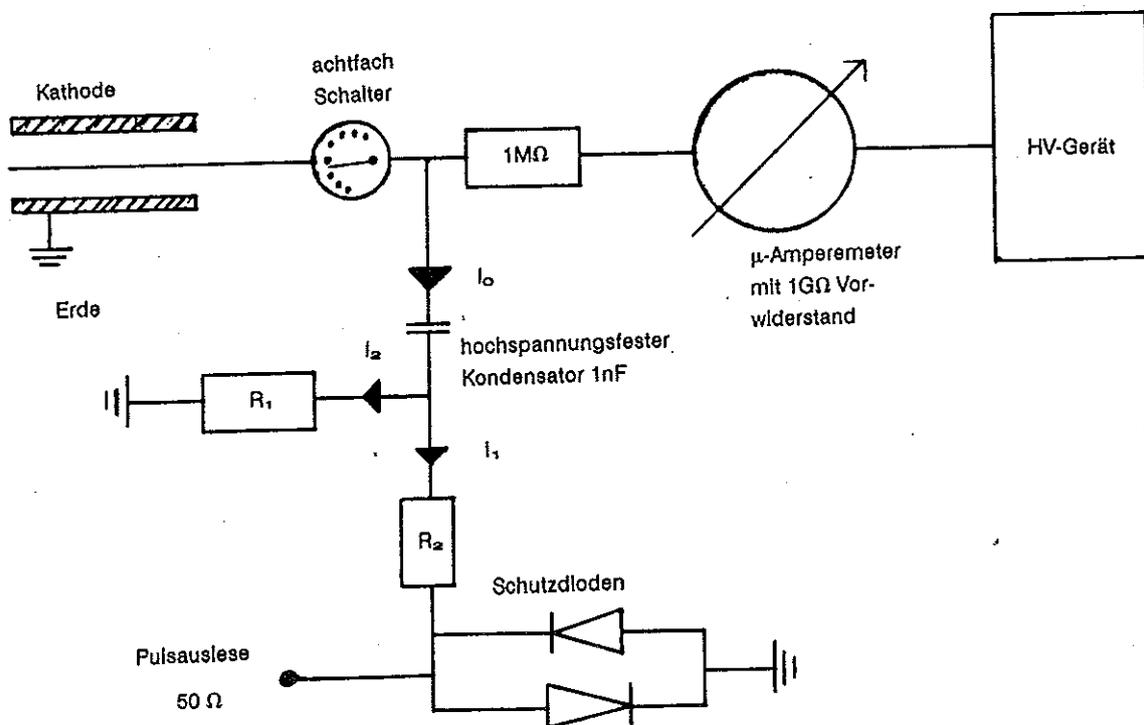


Abb. 17: Hochspannungsversorgung und Pulsauslese

4.3. Die Gasversorgung

Die Gasmischung folgte mittels Durchflußmessern *, die für jedes der verwendeten Gase gesondert geeicht wurden. Die Eichung erfolgte mittels Verdrängung einer Wassersäule aus einem Glaszylinder. Bei unterschiedlichen Durchflußmengen wurde die Zeit gestoppt, die zum Verdrängen eines bestimmten Wasservolumens nötig war, und daraus die Durchflußmenge ermittelt. Die auf diese Weise ermittelten Ergebnisse waren gut reproduzierbar und zeigten fertigungstechnisch bedingte Unterschiede zwischen verschiedenen Durchflußmessern gleichen Typs. Für unterschiedliche Gase variierten die Durchflußmengen bei gleicher Einstellung des Durchflußmessers z.T. erheblich, so daß es unbedingt notwendig war, für jedes Gas eine gesonderte Eichung durchzuführen. Die Durchflußmesser wurden mit dem von der Herstellerfirma empfohlenen Vordruck von 600 hPa betrieben.

Die Mischung der einzelnen Komponenten fand hinter den Durchflußmessern in einer Wirbelkammer statt. Die Gaszuleitung zur Streamerkammer hat eine Länge von ca. 3 m und besteht aus Kupferrohren und Rilsanschläuchen. Auf PVC-Schläuche wurde bewußt verzichtet, da diese durch Ausdunstung von Lösungsmittelrückständen das Kammergas verunreinigen können. Am Gasauslaß ist eine Blubberflasche mit Silikonöl angebracht, so daß von außen keine Luft in die Kammer eintreten kann. Der prinzipielle Aufbau ist aus Anhang A zu ersehen.

Die nachfolgende Tabelle gibt eine Übersicht über die verwendeten Gase und deren Reinheitsgrad. Da n-Pentan bei Zimmertemperatur flüssig ist (Siedetemperatur 37° C), wird das Gas, dem es beigemischt werden soll, durch eine mit n-Pentan gefüllte Waschflasche geleitet. Um wohldefinierte Verhältnisse zu erzielen, muß das Gas durch einen Zerstäuber fein verteilt und die Temperatur auf einen festen Wert fixiert werden.

Firma: Matheson
Typ: Floameter Tube 600 und 602

Tabelle 2 : Reinheitsgrad der verwendeten Gase nach Herstellerangaben

Gas	Reinheitsgrad [%]
Argon	99.998
CO ₂	99.995
CH ₄	99.95
C ₂ H ₄	99.7
C ₂ H ₆	99.5
C ₃ H ₈	99.5
i-C ₄ H ₁₀	99.5
n-C ₅ H ₁₂	99

4.4. Die Triggeranordnung zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden mittels kosmischer Myonen bestimmt. Zu diesem Zweck wurde die Streamerkammer mit drei Lagen Szintillatoren überdeckt (Abb. 18). Die Szintillatoren werden über Lichtleiter mit Photomultipliern ausgelesen. Der Schaltplan für die Auslese ist aus Anhang B zu ersehen. Zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde immer mit allen acht Kanälen gleichzeitig gemessen. Dies hat den Vorteil, daß sich Fluktuationen einzelner Kanäle herausmitteln. Da die Kanäle aber durch Stege von 5 mm Breite voneinander getrennt sind, ergibt sich die Notwendigkeit, die geometrische Akzeptanz zu ermitteln. Hierzu wurde eine Monte Carlo Simulation durchgeführt, die es ermöglicht, anhand der Kammergeometrie, der Szintillatoranordnung und der Winkelverteilung der kosmischen Strahlung ($\cos^2\theta$) die geometrische Akzeptanz sowie die Spurlängenverteilung der Teilchenspuren in der Kammer zu bestimmen. In Abbildung 19a und 19b sind die Ergebnisse der Simulationsrechnung für zwei Szintillatoranordnungen dargestellt. Die erste Anordnung entspricht der für die späteren Messungen verwendeten

Firma: Valvo
Typ: 2232B

Geometrie. Der geringe Abstand zwischen den Szintillatoren wurde bewußt gewählt, um möglichst große Koinzidenzraten und damit eine gute Statistik zu erhalten. Als Ergebnis erhält man, daß 13.6% aller kosmischen Myonen das aktive Kammervolumen nicht treffen und somit nicht nachgewiesen werden können.

Die zweite Anordnung dient der Überprüfung des Simulationsprogramms. Bei der hier gewählten Geometrie ist es leicht möglich, die geometrische Akzeptanz und die Spurlängen zu bestimmen. Man erwartet 64% Akzeptanz und eine maximale Spurlänge von 10 mm. Wie Abbildung 19b zeigt werden diese Werte durch die Monte Carlo Simulation gut wiedergegeben. Für die Berechnung der Spurlängen wurden Teilchenspuren, die durch zwei verschiedene Kanäle der Kammer verlaufen als zwei Spuren betrachtet und nicht aufintegriert.

*weiche
2
aufintegriert*

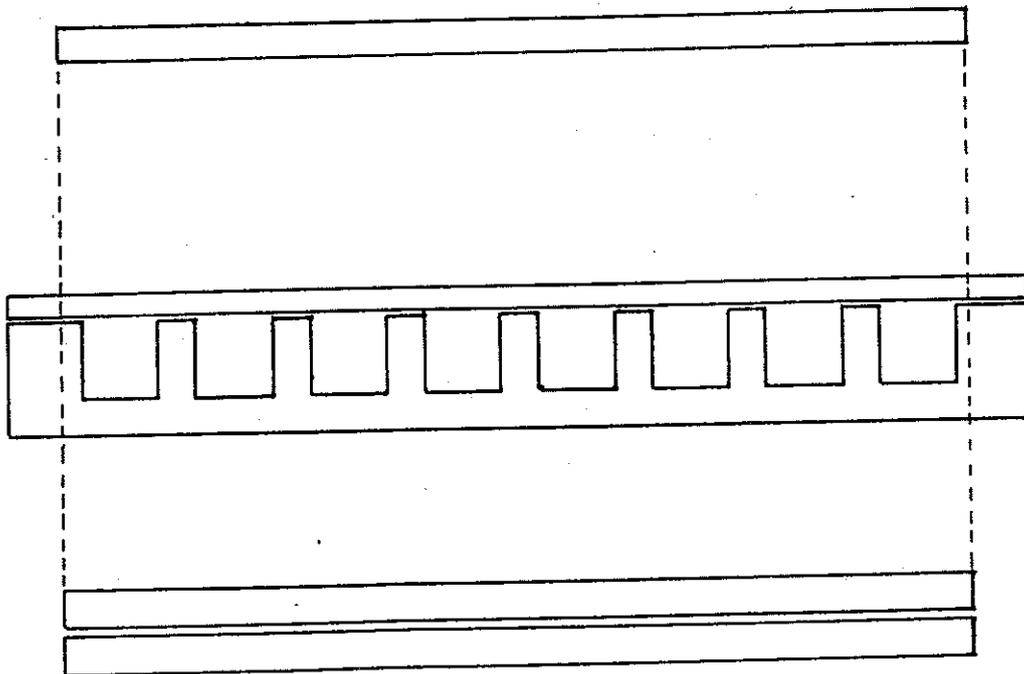
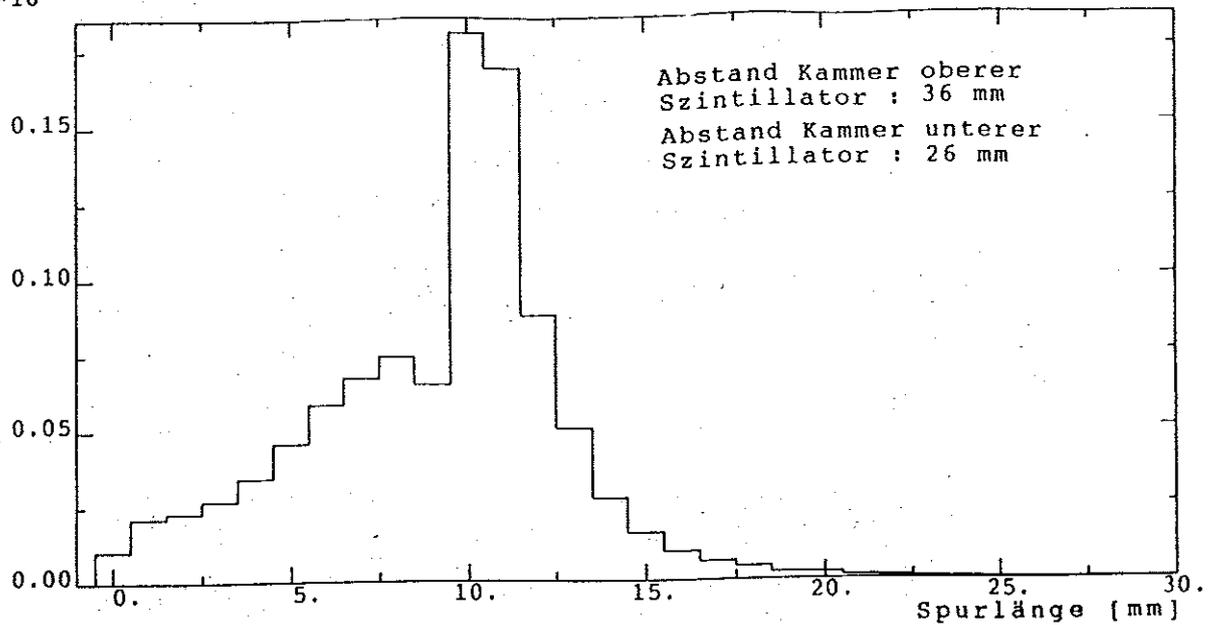


Abb. 18: Querschnitt durch den Meßaufbau zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit mittels kosmischer Myonen

Häufigkeit
*10⁵



Häufigkeit
*10⁵

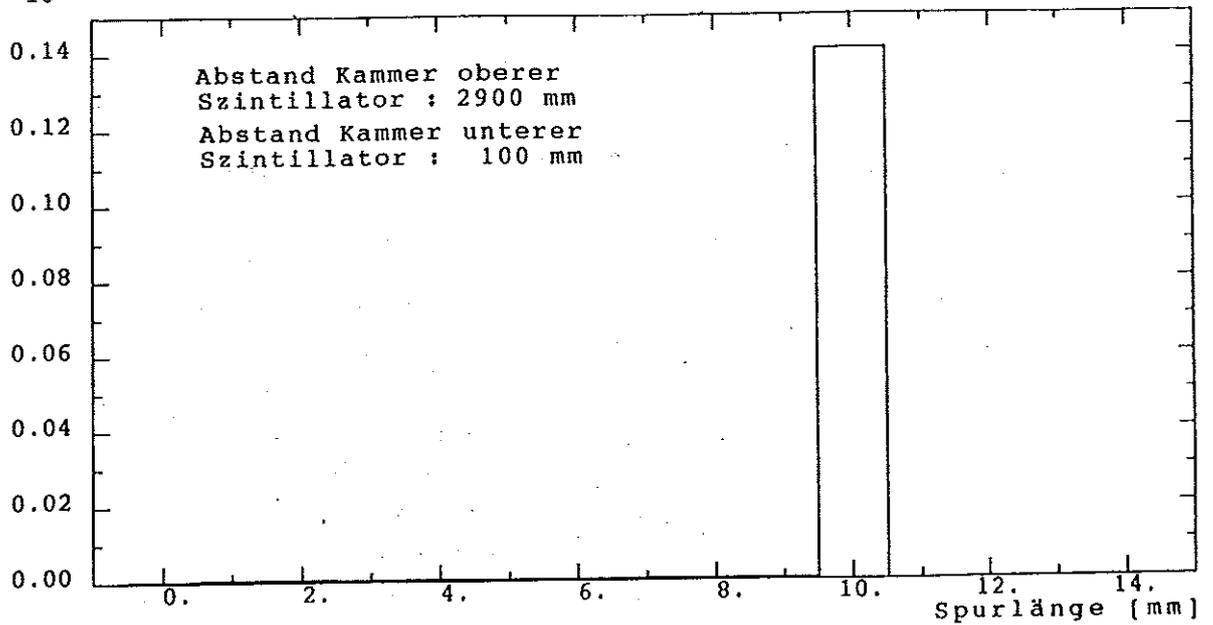


Abb. 19: Mittels Monte Carlo Simulation erzeugte Spurlängenverteilung in der für die Messungen eingesetzten Streamerkammer
a) Spurlängenverteilung in der Kammer für die bei den Messungen benutzten Kammergeometrie und Triggeranordnung
b) Spurlängenverteilung bei 3000 mm Szintillatorabstand

4.5. Aufbau zur Messung der Zählratenkurven und der Ladungsdeposition

Zur Bestimmung der Zählratenkurven und zur Messung der Ladungsdeposition wurde einer der acht Kanäle mit einer ^{55}Fe Quelle bestrahlt. Diese Quelle emittiert Gammastrahlen mit einer Energie von 5.9 keV. Für alle Messungen, die die Abhängigkeit des Streamermodes vom Gasgemisch untersuchen, wurde ausschließlich ein Draht verwendet, um Unterschiede durch Einbau, unterschiedlichen Gasfluß, etc. zu vermeiden. Die Schaltpläne für die Ausleseelektronik sind aus Anhang C ersichtlich. Bei diesen Messungen wurde selbsttriggernd gearbeitet.

5.0. Resultate der Messungen

5.1. Abhängigkeit des Streamermodes vom Gasgemisch

Die Zusammensetzung des Kammergases bestimmt die Pulshöhe, die Nachweiswahrscheinlichkeit und den Verlauf der Zählratenkurve. Es wurden Gasgemische aus zwei und drei verschiedenen Gasen untersucht. In Tabelle 2 (Kap. 4.3.) sind die einzelnen Gase mit ihrem Reinheitsgrad angegeben; Tabelle 3 enthält die wichtigsten physikalischen Eigenschaften der verwendeten Gase. Abbildung 20 zeigt die Strukturformeln der untersuchten Löschgase. Es sei darauf hingewiesen, daß in den Abbildungen C_4H_{10} anstelle von $i-C_4H_{10}$ für Isobutan als Summenformel benutzt wird.

Tabelle 3 : Physikalische Eigenschaften der verwendeten Gase

Gas	Schmelzpunkt[°C]	Siedepunkt[°C]	Dichte[$10^{-3}g/cm^3$]
Argon	-189.4	-185.9	1.66
CH ₄	-184	-162	0.67
C ₂ H ₆	-172	- 89	1.35
C ₃ H ₈	-190	- 45	2.00
$i-C_4H_{10}$	-159.4	- 11.7	2.42
$n-C_5H_{12}$	-130	+ 36	-
C ₂ H ₄		-104	1.26
CO ₂	- 56	- 78.5*	1.86

(*Sublimationspunkt)

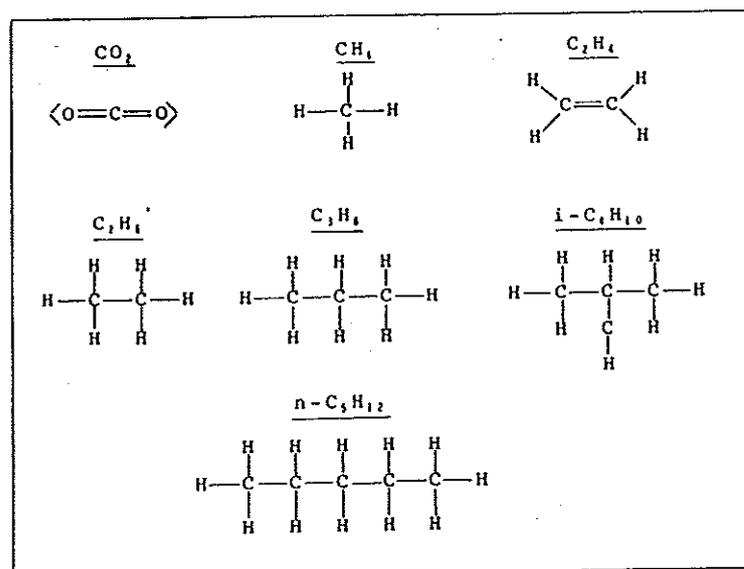


Abb. 20: Strukturformeln der verwendeten Löschgase

Bei allen Messungen wurde Argon als Edelgaskomponente verwendet. Tabelle 4 gibt einen Überblick über die untersuchten Gasgemische und deren Zusammensetzung.

Tabelle 4

Zweigasgemische

Argon-Isobutan	1:1	1:2	1:3	1:5
Argon-Kohlendioxid	1:1	1:2	1:3	1:5
Argon-Methan			1:3	1:5
Argon-Äthan	1:1		1:3	
Argon-Propan	1:1		1:3	1:5
Argon-Äthen	1:1		1:3	1:5

Dreigasgemische

Argon-Kohlendioxid-n-Pentan		1:3+0°C	1:3+21°C *
Argon-Isobutan-Kohlendioxid	a)	25:20:55	25:30:45
		25:37.5:37.5	25:50:25
	b)	1:3+10%	1:3+30% 1:3+50%

(*Ein Argon-Kohlendioxidgemisch 1:3 wurde durch flüssiges n-Pentan mit der angegebenen Flüssigkeitstemperatur geleitet)

Die in den Abbildungen dargestellten Werte für die Ladungsdeposition, Zählrate und Nachweiswahrscheinlichkeit sowie deren Fehler wurden wie folgt ermittelt:

a) Ladungsdeposition : An die Pulshöhenspektren wurde eine Gaußkurve angepaßt und deren Mittelwert und Sigma bestimmt. Für die Anpassung der Gaußkurve wurden 65% der Einträge links und rechts vom Maximum des Pulshöhenspektrums verwendet. Abbildung 21 zeigt einige typische Spektren mit den angepaßten Gaußkurven.

Als Fehler wird der Fehler auf den Mittelwert angegeben. Von wenigen Ausnahmen abgesehen, wurden jeweils 20000 Einzelereignisse pro Spektrum gemessen; dies führt dazu, daß die statistischen Fehler in den Diagrammen meist kleiner als die verwendeten Symbole und somit nicht sichtbar sind.

b) Zählrate: Die Zählratenmessungen dauerten 90 s. Die Raten wurden anschließend auf 1 s umgerechnet und der Fehler mittels Poissonstatistik berechnet.

Es sei besonders darauf hingewiesen, daß die absoluten Raten nur für ein bestimmtes Gasgemisch und dessen Variation

von Bedeutung sind. Bei Messungen mit unterschiedlichen Löschgasen wurde häufig die Position der Quelle und bei den Untersuchungen bezüglich der Kammerparameter die Geometrie geändert, so daß die absoluten Raten nicht vergleichbar sind.

- c) Nachweiswahrscheinlichkeit: Das Verhältnis der Kammer-Szintillatorkoinzidenzen zu den Szintillatorkoinzidenzen multipliziert mit dem mittels Monte Carlo Simulation erhaltenen Korrekturfaktor ergibt die Nachweiswahrscheinlichkeit. Da bei einer Szintillatorkoinzidenz nur ein Ansprechen bzw. Nichtansprechen der Kammer auftreten kann und dieses Verhalten unabhängig von der Nummer der gerade gezählten Szintillatorkoinzidenz ist, muß der Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit mittels Binominalstatistik ermittelt werden. Für n Szintillatorkoinzidenzen und u Kammer-Szintillatorkoinzidenzen erhält man als relativen Fehler f_{rel} :

$$f_{rel} = (n * w * (1-w))^{1/2}$$

wobei w gleich u/n ist. Für alle Messungen wurde $n = 1000$ gewählt.

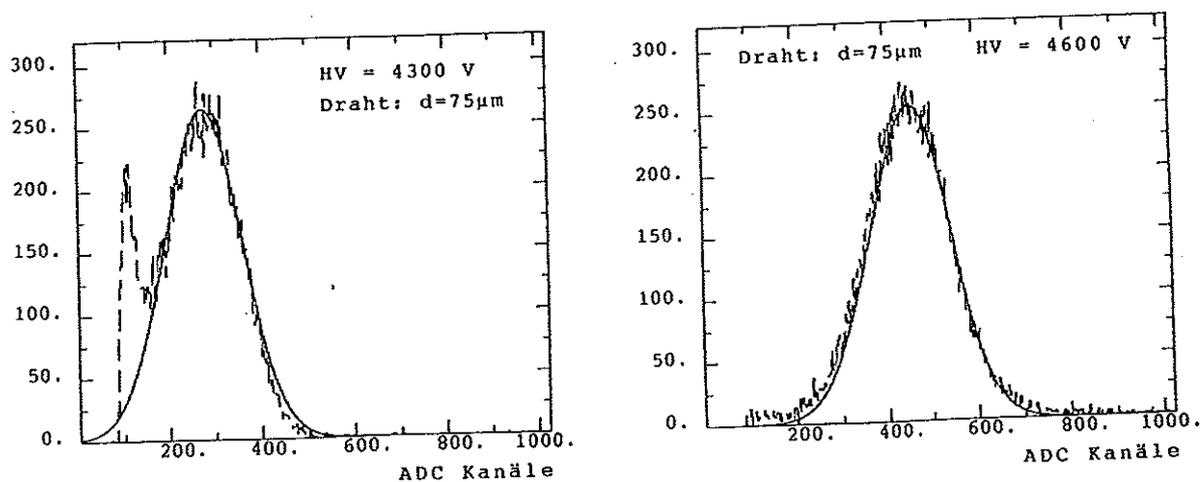


Abb. 21: Einige typische Spektren mit angepaßten Gaußkurven

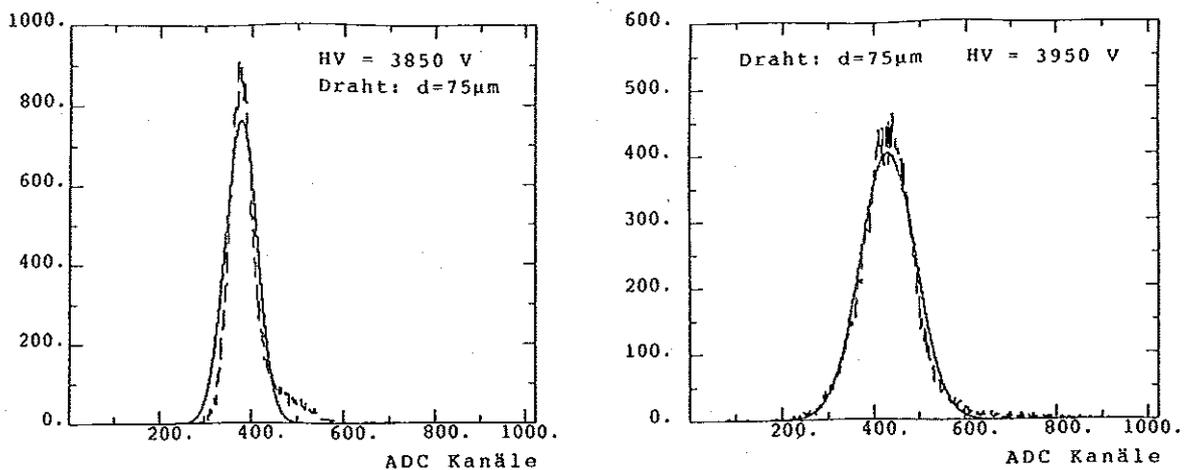


Abb. 21: Einige typische Spektren mit angepaßten Gaußkurven

Für alle Messungen, die die Abhängigkeit des Streamermodes vom Gasgemisch untersuchen, wurde eine Aluminiumkammer mit einem Draht von $75\ \mu\text{m}$ Durchmesser verwendet.

Die Hochspannung wurde bei den verschiedenen Messungen jeweils nur soweit gesteigert, bis die Kammer anfang heftiges Nachpulsen zu zeigen (Zählraten) bzw. ein Strom von mehr als einem μA floß (Ladungsdeposition und Nachweiswahrscheinlichkeit).

5.1.1. Zweigasgemische

5.1.1.1. Argon-Isobutan

Bei der Verwendung von Isobutan als Löschgase erhält man sowohl in den Zählratenkurven als auch in den Kurven für die Nachweiswahrscheinlichkeit ein Plateau (Abb. 22a, 22b). Die Hochspannung, bei der das Plateau erreicht wird, wird mit zunehmendem Löschgaseanteil größer.

Abbildung 23 zeigt die Abhängigkeit der Hochspannung, für die das Zählratenplateau, das Ende des Zählratenplateaus und 90% Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht werden, vom Isobutananteil am Kammergegas.

Die Zählratenkurven zeigen für zunehmenden Löschgaseanteil eine Ratenabnahme im Plateaubereich. Dieser Effekt ist auf die Abnahme der Absorptionswahrscheinlichkeit für Photonen mit wachsendem Löschgaseanteil zurückzuführen. Abbildung 24 zeigt die Zählratenkurven nach Korrektur auf die Absorptionswahrscheinlichkeit.

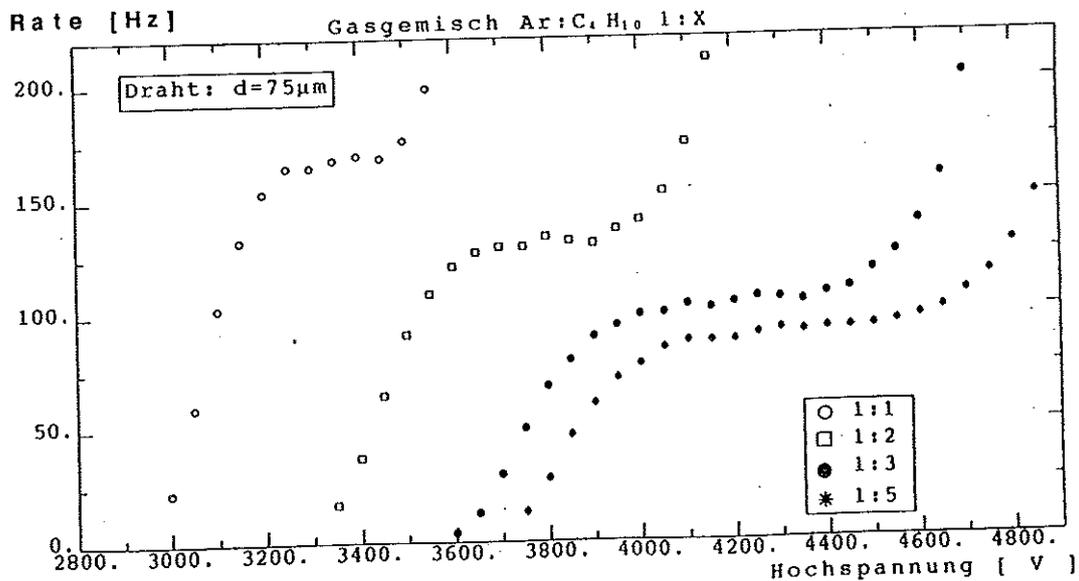


Abb. 22a: Argon-Isobutan Gasgemische
Zählrate mit ⁵⁹Fe gemessen

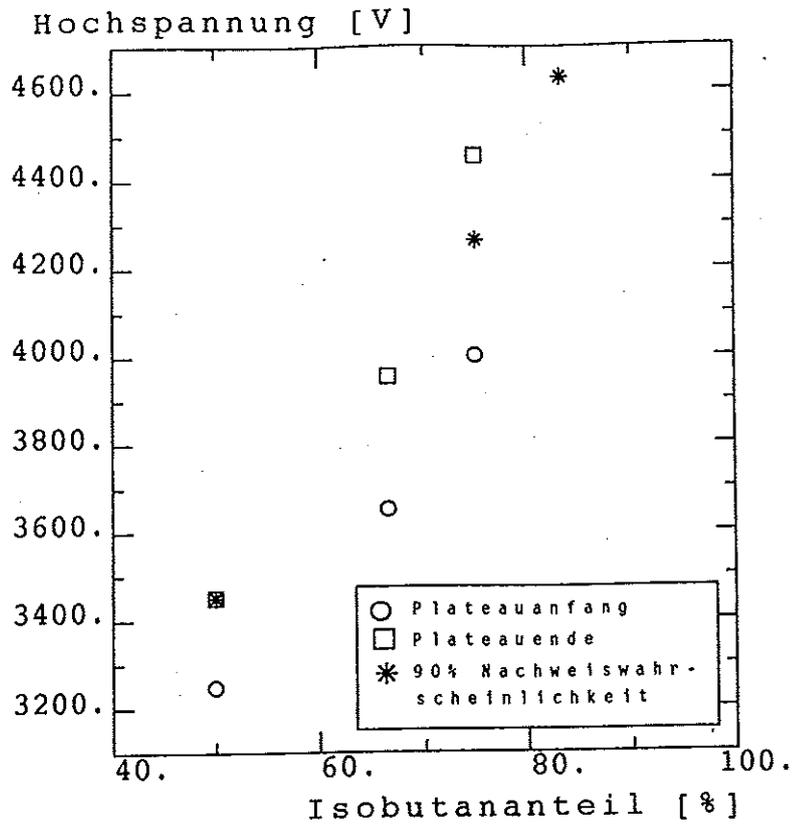


Abb. 23: Hochspannung als Funktion des Isobutananteils, für die das Zählratenplateau, das Ende des Zählratenplateaus und 90% Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht werden

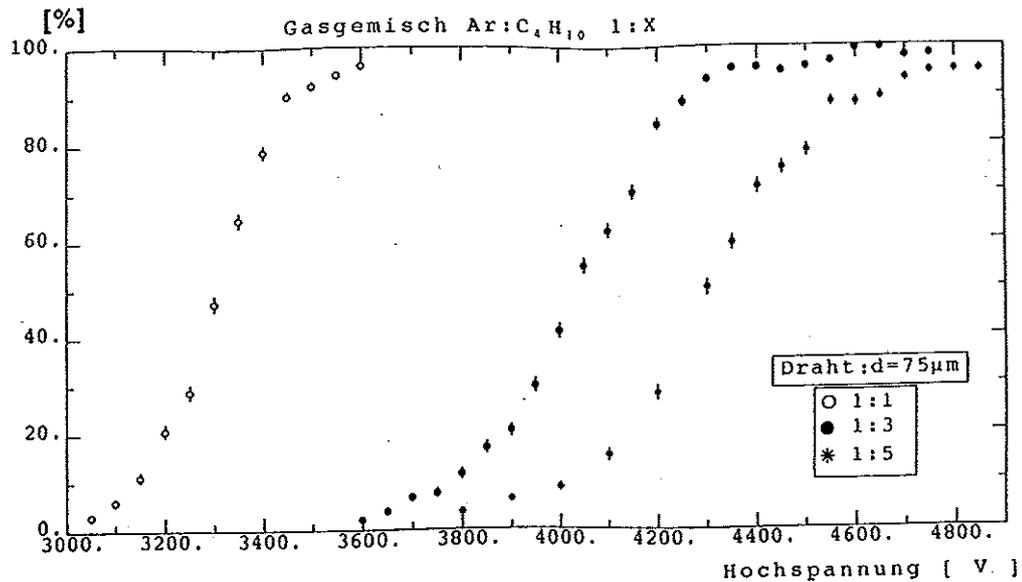


Abb. 22b: Argon-Isobutan Gasgemische
Nachweiswahrscheinlichkeit mit kosmischen Myonen gemessen

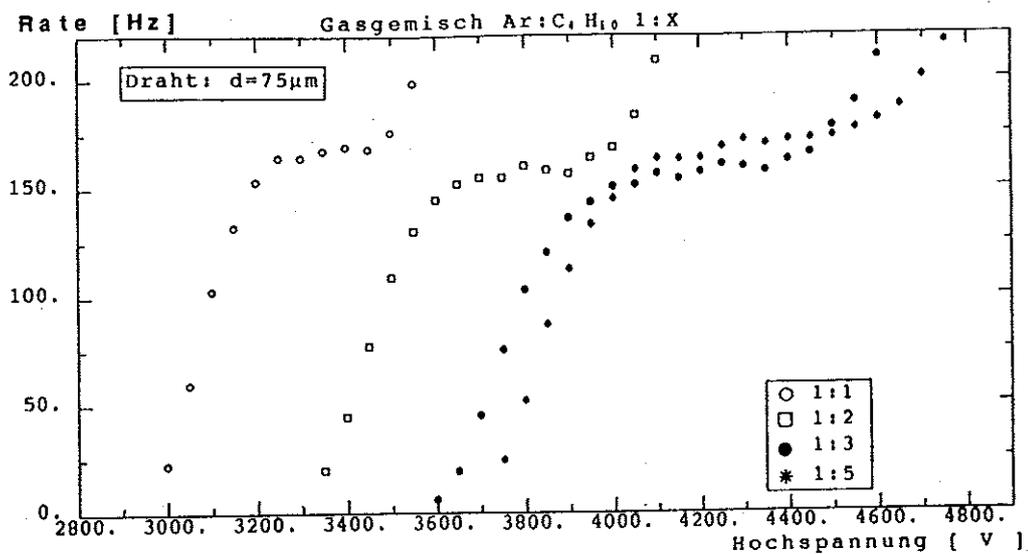


Abb. 24: Zählratenkurven nach der Korrektur auf die unterschiedlichen
Absorptionswahrscheinlichkeiten

Wie außerdem aus Abbildung 22a und 22b zu erkennen ist, setzt das Zählratenplateau etwa 300 bis 400 V früher ein als das Plateau für die Nachweiswahrscheinlichkeit. Der Grund hierfür ist die unterschiedliche Primärstrahlung. Während die Zählratenkurven mit ⁵⁵Fe als Quelle aufgenommen wurden, wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit mit minimalionisierenden kosmischen Myonen bestimmt. ⁵⁵Fe deponiert eine Energie von 5.9 keV in einem kleinen Raumbereich und erzeugt dabei in einem Argon-

Isobutan Gasgemisch 1:3 ca. 250 Elektron-Ionen-Paare; kosmische Myonen verlieren in demselben Gasgemisch ca. 4keV/cm an Energie und erzeugen dabei entlang ihrer Spur im Mittel 170 Elektron-Ionen-Paare. Da minimalionisierende Teilchen nur eine dünne Spur von Elektron-Ionen-Paaren erzeugen, bedarf es eines größeren Feldes, um die gleiche Nachweiswahrscheinlichkeit zu erhalten /9/.

Die mittlere Ladungsdeposition steigt bei festem Gasgemisch mit zunehmender Hochspannung im Plateaubereich an. Bei einer Zunahme der Hochspannung um 300 V verdoppelt sich die deponierte Ladung. Für die verschiedenen Mischungsverhältnisse ändert sich dieser Wert nicht (Abb. 22c).

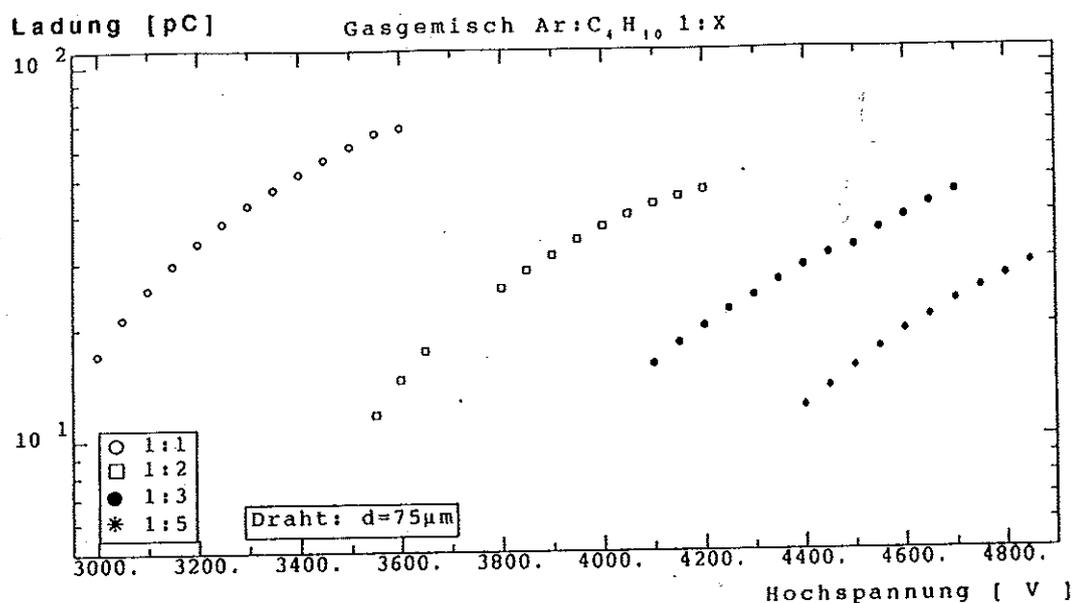


Abb. 22c: Argon-Isobutan Gasgemische
Ladungsdeposition mit ⁵⁵Fe gemessen

In Abbildung 25 und 26 sind die Oszillographenphotos und Pulshöhenspektren für die Standardgasmischung Argon-Isobutan 1:3 bei unterschiedlichen Hochspannungen dargestellt. Man erkennt andeutungsweise den Übergang vom Proportional- zum Streamer-mode (Abb. 26). Dieser Übergang soll an anderer Stelle noch deutlicher gezeigt werden (Drahtstrahl Kap 5.2.). Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß es sich bei den kleinen Puls-

höhen nicht um Rauschpulse, sondern um Proportionalpulse handelt. Diese Feststellung konnte durch Entfernen der Quelle eindeutig nachgewiesen werden. Bei einer Hochspannung von 4850 V sind auf der Oszillographenaufnahme deutlich Nachpulse zu erkennen. Diese Nachpulse sind für den Anstieg der Zählratenkurve bei zunehmender Hochspannung verantwortlich. Da das Nachpulsverhalten außer vom Gasgemisch auch vom Kathodenmaterial bestimmt wird, soll erst in dem entsprechenden Abschnitt 7.4. darauf eingegangen werden. Die Ausläufer zu großen Pulshöhen im Pulshöhenspektrum werden durch sogenannte Doppelstreamerpulse verursacht. Abbildung 27 zeigt photographische Aufnahmen von Doppelstreamern. Doppelstreamer können entstehen, wenn Elektronen durch Photonen aus dem Kathodenmaterial herausgeschlagen werden und diese dann an der Spitze eines Streamers einen neuen Streamer erzeugen. Eine andere Möglichkeit ist darin zu sehen, daß minimal ionisierende Teilchen entlang ihrer Spur zwei oder mehrere räumlich getrennte Streamer erzeugen, die dann gleichzeitig nachgewiesen werden. Dieses Verhalten würde die langen Ausläufer der Pulshöhenspektren erklären, wie sie für Betastrahler und kosmische Myonen zu beobachten sind.

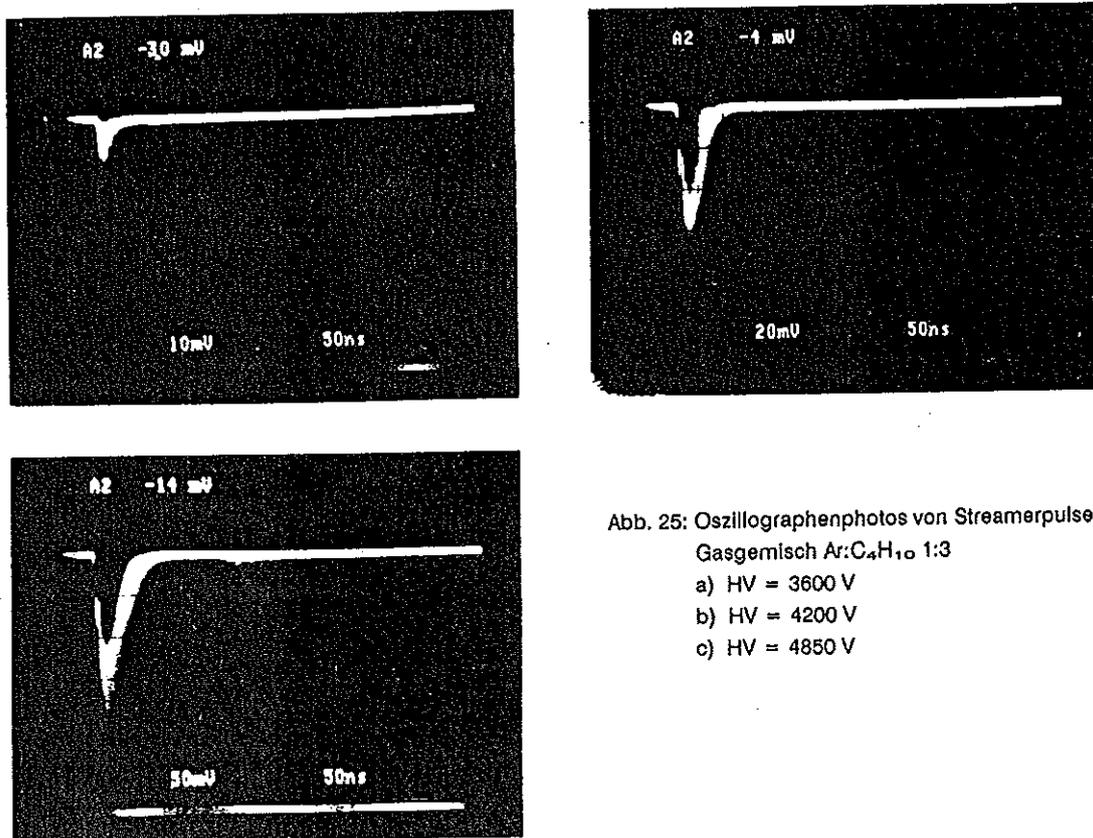


Abb. 25: Oszillographenphotos von Streamerpulsen
 Gasgemisch Ar:C₄H₁₀ 1:3
 a) HV = 3600 V
 b) HV = 4200 V
 c) HV = 4850 V

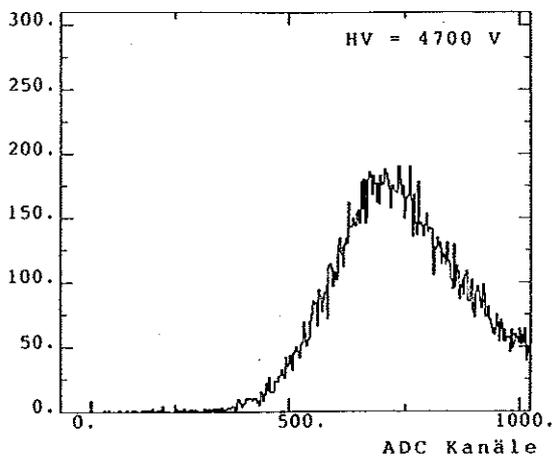
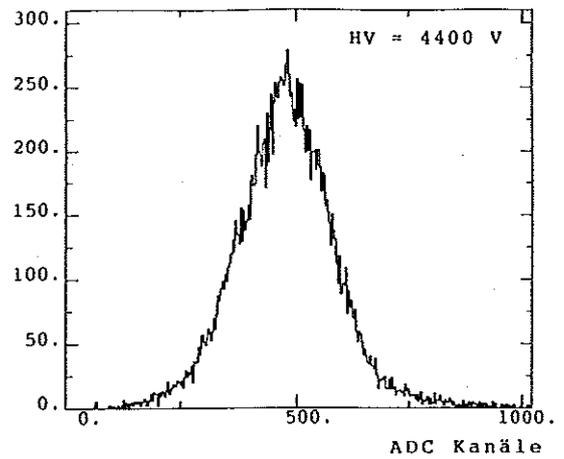
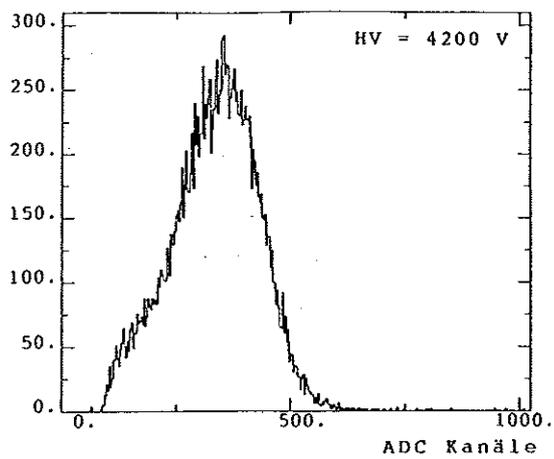
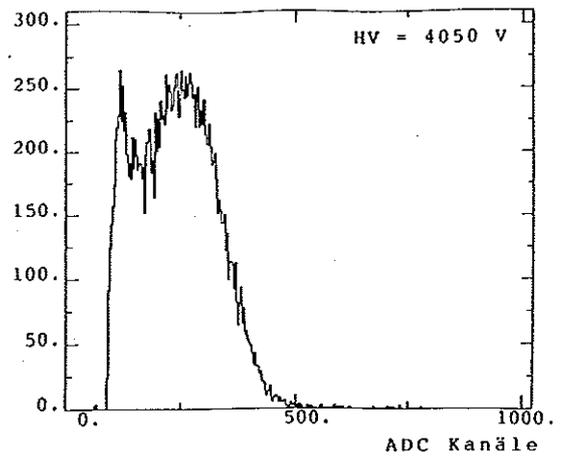
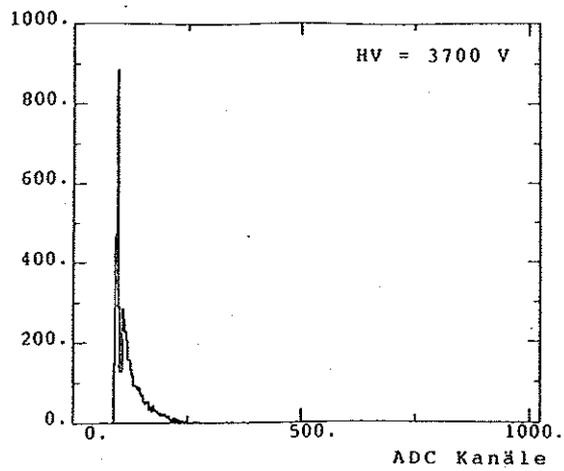


Abb. 26: Pulshöhenspektren für das Gasgemisch Ar:C₄H₁₀ 1:3 bei unterschiedlichen Hochspannungen mit einer ⁵⁶Fe Quelle gemessen

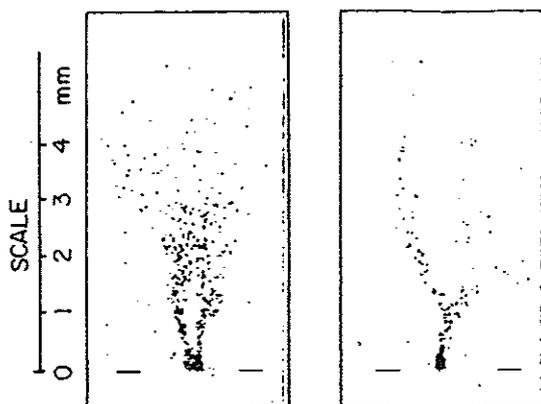


Abb. 27: Photographische Aufnahmen von Doppelstreamern /9/

5.1.1.2. Argon-Kohlendioxid

Die Abbildungen 28a und 28b zeigen, daß Kohlendioxid in der für diese Arbeit verwendeten Kammer nur schlecht als Löschgas verwendet werden kann. Die Zählratenkurven weisen nur ein sehr kurzes Plateau (20-150 V) auf, während für die Nachweiswahrscheinlichkeit kein Plateau erreicht wird. Auch an dieser Stelle muß auf die unterschiedlichen Primärstrahlungen für die Zählraten und Nachweiswahrscheinlichkeitsmessungen hingewiesen werden. Bevor für minimalionisierende Teilchen ein Plateau in der Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht werden kann, setzt schon so starkes Nachpulsen ein, daß die Messung abgebrochen werden muß.

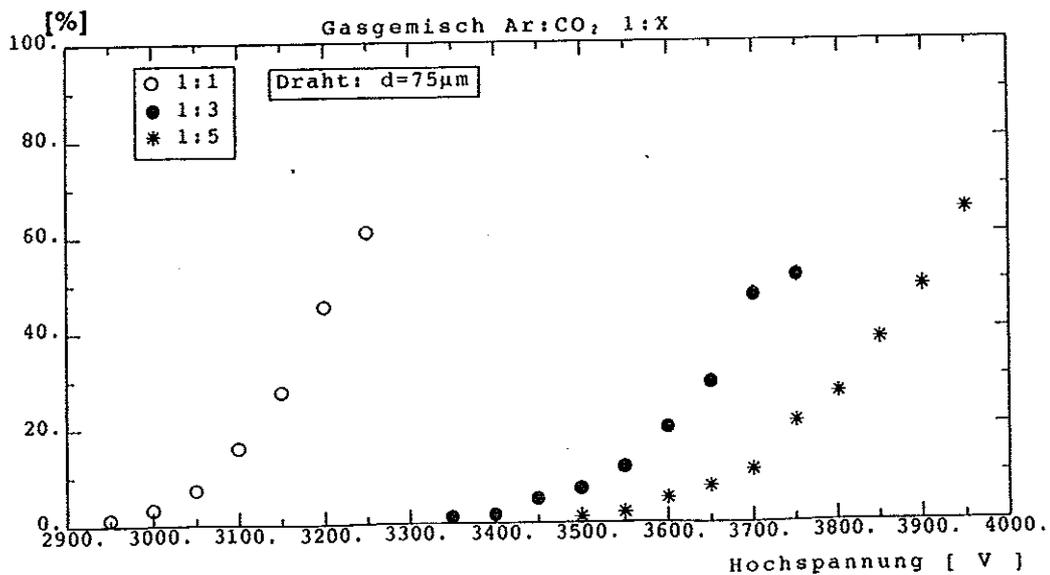
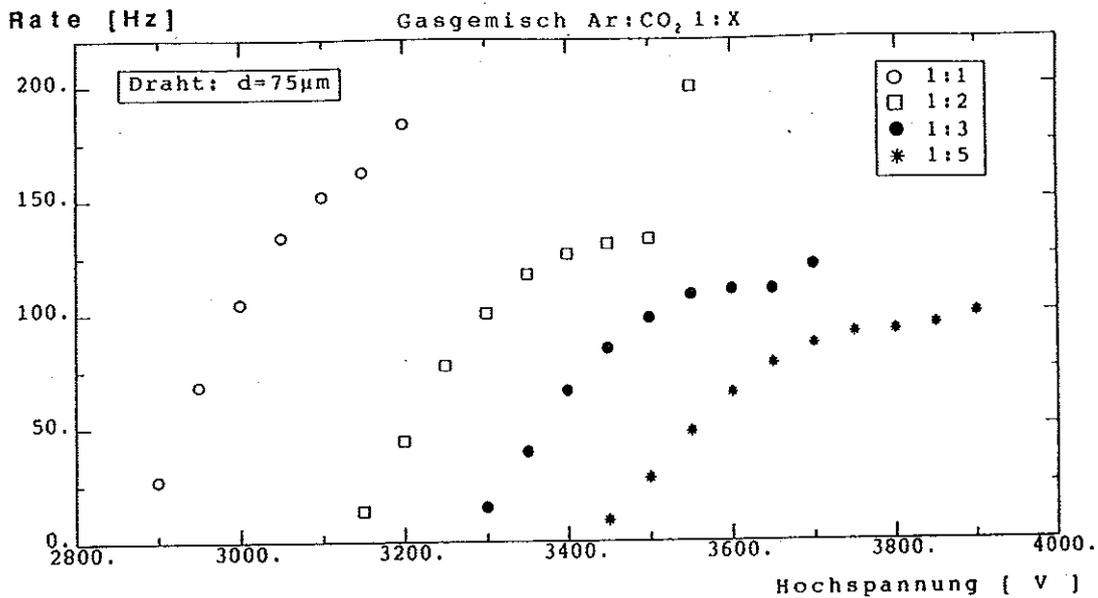


Abb. 28: Argon-Kohlendioxid Gasgemische
 a) Zählrate mit ⁵⁵Fe gemessen
 b) Nachweiswahrscheinlichkeit mit kosmischen Myonen gemessen

Die Zählratenkurven zeigen für zunehmenden Löschgasanteil eine Ratenabnahme im Plateaubereich, wie dies auch schon für Isobutan beobachtet und begründet wurde. Die auf die Absorptionswahrscheinlichkeit korrigierten Zählratenkurven sind in Abbildung 29 dargestellt.

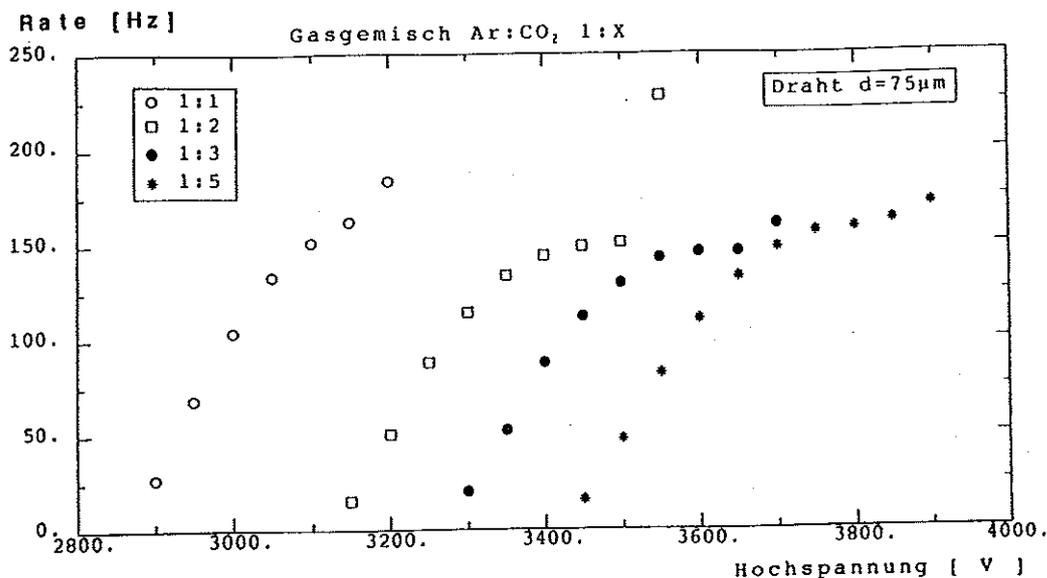


Abb. 29: Zählratenkurven nach der Korrektur auf die unterschiedlichen Absorptionswahrscheinlichkeiten

In Abbildung 31 und 30 sind die Pulshöhenspektren und Oszillographenphotos für das Gasgemisch Argon-Kohlendioxid 1:3 bei unterschiedlichen Hochspannungen dargestellt. Ein Übergang vom Proportional- zum Streamermod ist nicht zu erkennen. Bei einer Hochspannung von 3800 V sind deutlich Nachpulse zu sehen. Bei Kohlendioxid setzen die Nachpulse innerhalb eines kleinen Spannungsintervalls von ca. 50 Volt ein; dies führt zu einem steilen Anstieg der Zählratenkurve am Ende des Plateaus. Für ein festes Gasgemisch verdoppelt sich die mittlere Ladungsdeposition bei einer Zunahme der Hochspannung um ca. 280 V. Dieser Wert ändert sich für unterschiedliche Kohlendioxidanteile am Gesamtgemisch praktisch nicht (Abb. 28c). Zusätzlich zu der großen mittleren Ladungsdeposition besitzt Kohlendioxid ein schmales Pulshöhenspektrum (Abb. 31), so daß die relativen Breiten der Verteilungen sehr schmal werden (<10%).

Handwritten notes:
 von...
 schmal
 ab...
 im Bereich
 2.5.62

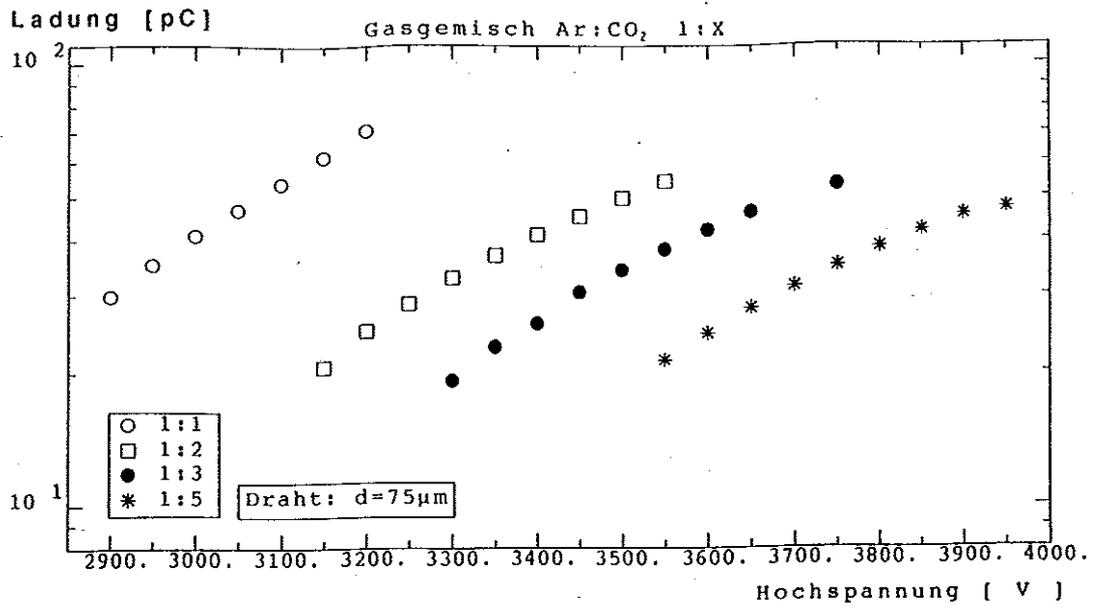


Abb. 28c: Argon-Kohlendioxid Gasgemische
 Ladungsdeposition mit ⁵⁵Fe gemessen

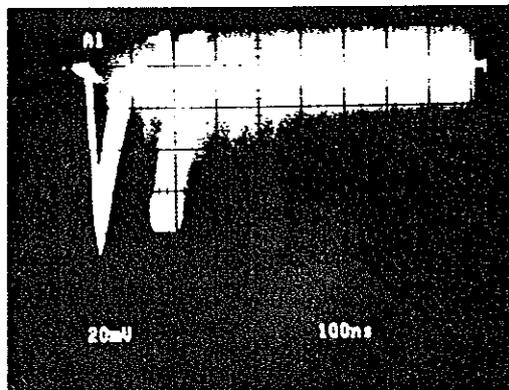
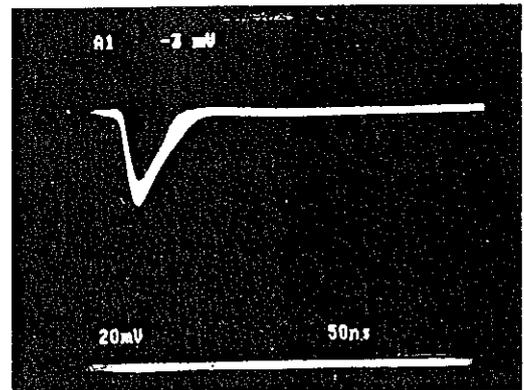
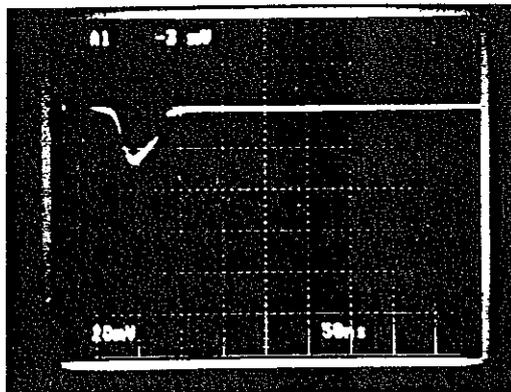


Abb. 30: Oszillographenphotos von Streamerpulsen
 Gasgemisch Ar:CO₂ 1:3
 a) HV = 3350 V
 b) HV = 3500 V
 c) HV = 3800 V

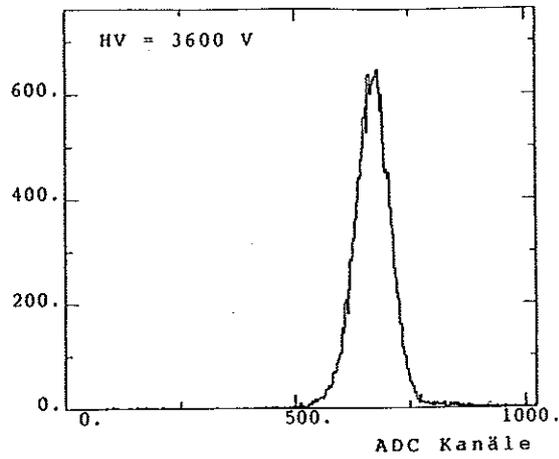
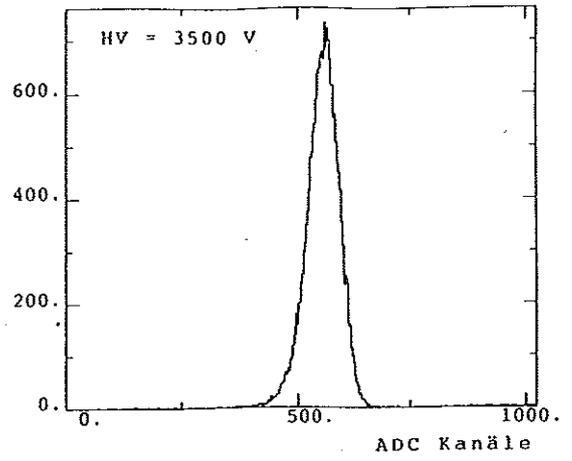
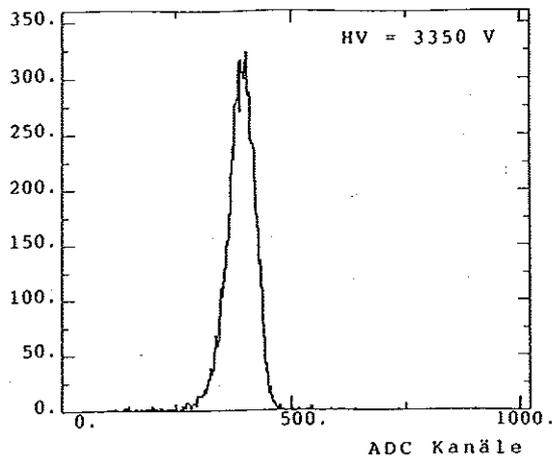


Abb. 31: Pulshöhenspektren für das Gasgemisch Ar:CO₂ 1:3 bei unterschiedlichen Hochspannungen mit einer ⁵⁷Fe Quelle gemessen

5.1.1.3. Vergleich von Isobutan und Kohlendioxid als Löschgase

Kohlendioxid besitzt im Vergleich zu Isobutan als Löschgase in Streamerkammern entscheidende Nachteile, die auch durch die Vorteile nicht kompensiert werden können.

Als nachteilig sind die geringe Plateaubreite und das Fehlen eines Plateaus für die Nachweiswahrscheinlichkeit anzusehen.

Als Vorteil sind die gegenüber Isobutan größere mittlere Ladungsdeposition und die geringe relative Breite der Verteilung zu nennen. Abbildung 32 zeigt die relativen Breiten für Argon-Kohlendioxid und Argon-Isobutan 1:3 Gasgemische in Abhängigkeit von der Hochspannung. In Kapitel 5.1.2.2 wird gezeigt werden, daß man die Vorteile beider Löschgase vereinen kann, indem man ein Dreigasgemisch aus Argon, Kohlendioxid und Isobutan als Kammergas verwendet.

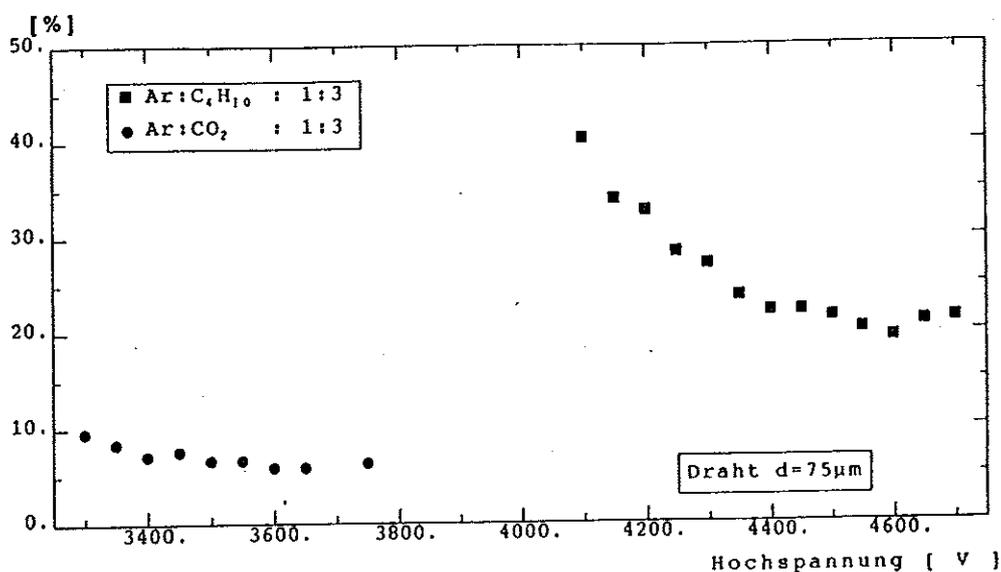


Abb. 32: Relative Breiten der Pulshöhenspektren als Funktion der Hochspannung für Ar:C₄H₁₀ 1:3 und Ar:CO₂ 1:3

Die nachfolgenden Zweigasgemische wurden untersucht, um herauszufinden, ob kürzerkettige Kohlenwasserstoffe genauso gut als Löschgase geeignet sind wie Isobutan, da sie zum Teil erheblich billiger sind. Gleichzeitig sollte versucht werden, die Brennbarkeit bei Luftkontakt dadurch zu reduzieren, daß der prozentuale Anteil am Gesamtgemisch gegenüber Isobutan reduziert wird. Es stellte sich aber heraus, daß die im folgenden untersuchten Löschgase als Kammergas nicht so gut geeignet sind wie Argon-Isobutan. Deshalb sollen die Meßergebnisse nur kurz mit wenigen Kommentaren aufgeführt werden.

5.1.1.4. Argon-Methan

Mit Argon-Methan Gasgemischen ist praktisch kein Plateau in den Zählratenkurven (Abb. 33) und für die Nachweiswahrscheinlichkeit zu erreichen. Das zeitliche Verhalten der Pulse entspricht nicht dem Verhalten üblicher Streamerpulse (Abb. 34), da die Abfallzeit der Pulse über 400 ns, im Gegensatz zu 50-100 ns, beträgt.

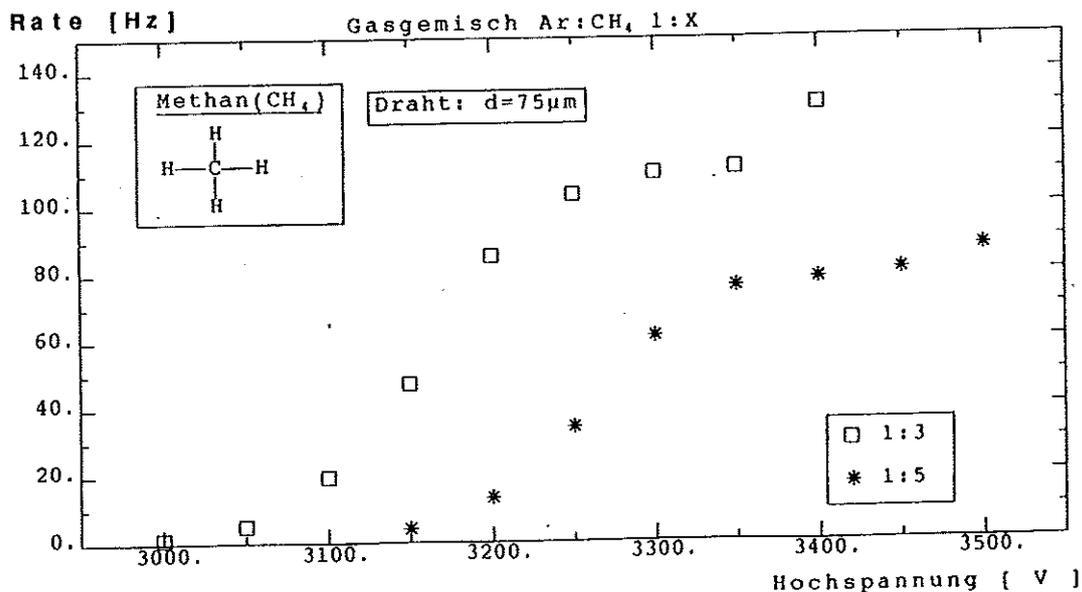


Abb. 33: Argon-Methan Gasgemische
Zählrate mit ⁵⁵Fe gemessen

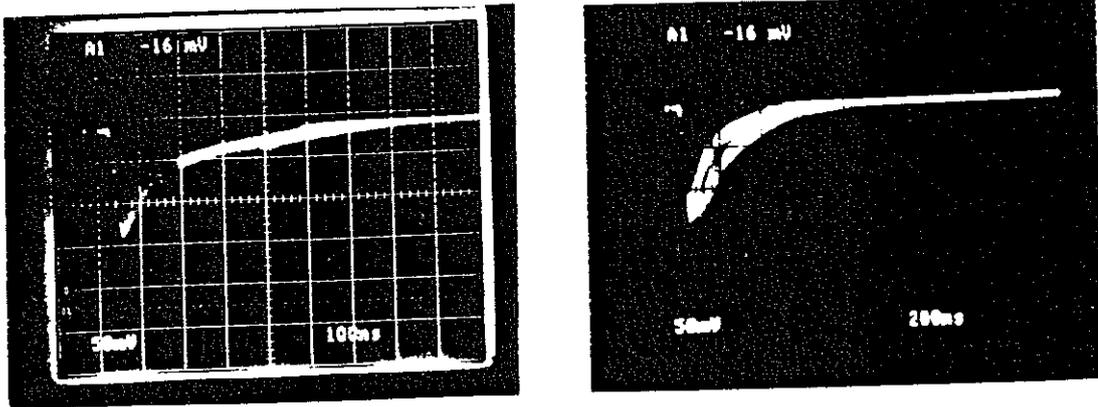


Abb. 34: Oszillographenphotos von Streamerpulsen
 a) Gasgemisch Ar:CH₄ 1:3 HV = 3200 V
 B) Gasgemisch Ar:CH₄ 1:5 HV = 3300 V

5.1.1.5. Argon-Äthan

Argon-Äthan Gasgemische zeigen ein Plateau in den Zählratenkurven, aber nicht für die Nachweiswahrscheinlichkeit (Abb. 35a und 35b). Die mittlere Ladungsdeposition ist groß und erreicht fast 100 pC. Es gibt aber schon bei relativ niedrigen Spannungen lange Ausläufer im Pulshöhenspektrum (Abb. 35c und Abb. 36).

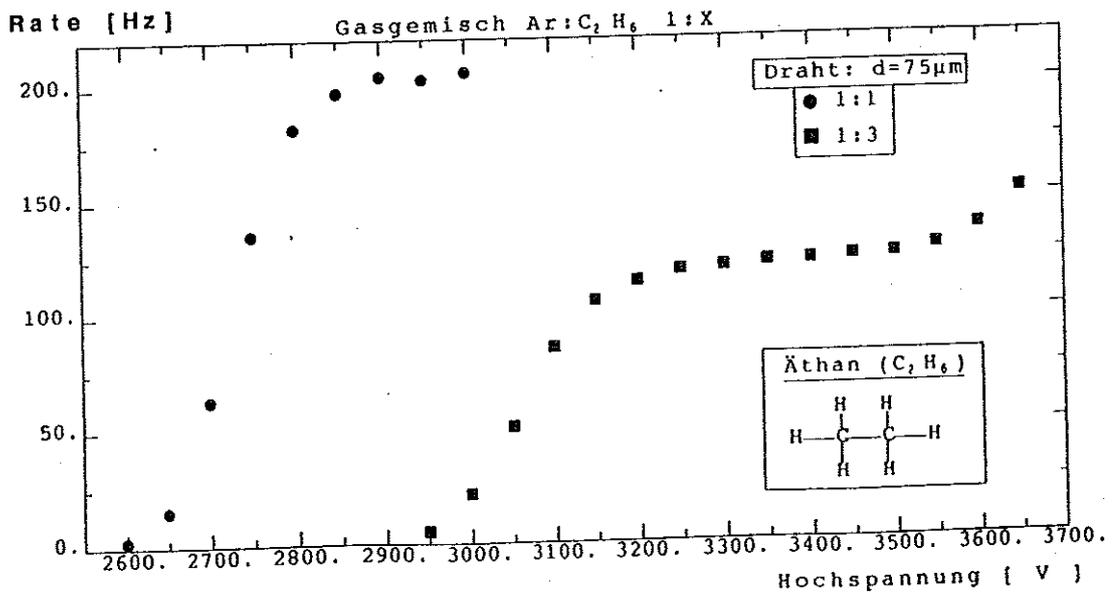


Abb. 35a: Argon-Äthan Gasgemische
 Zählrate mit ⁵⁵Fe gemessen

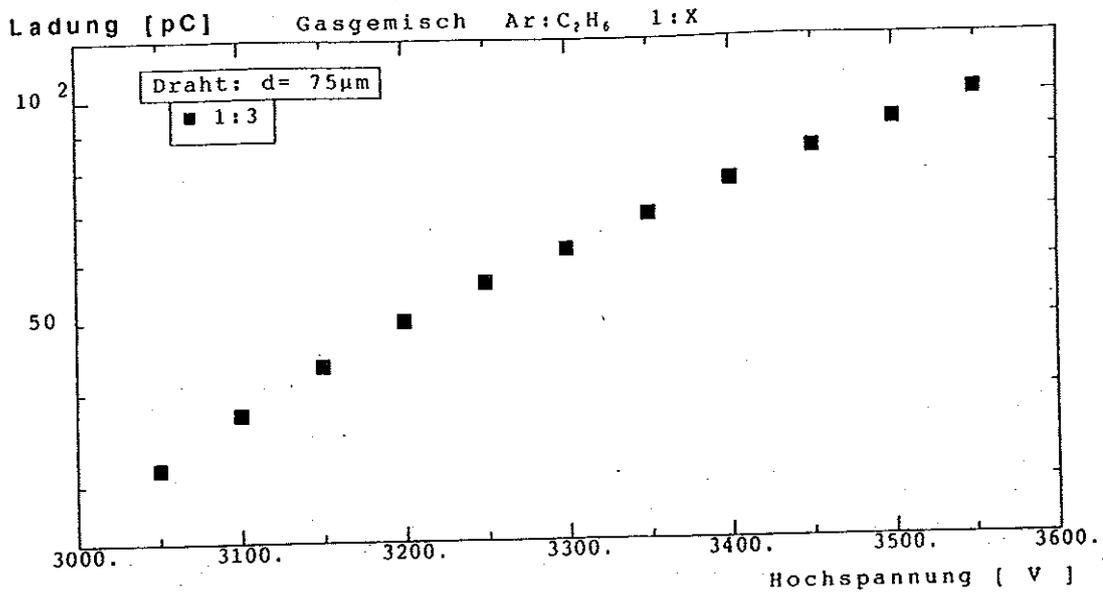
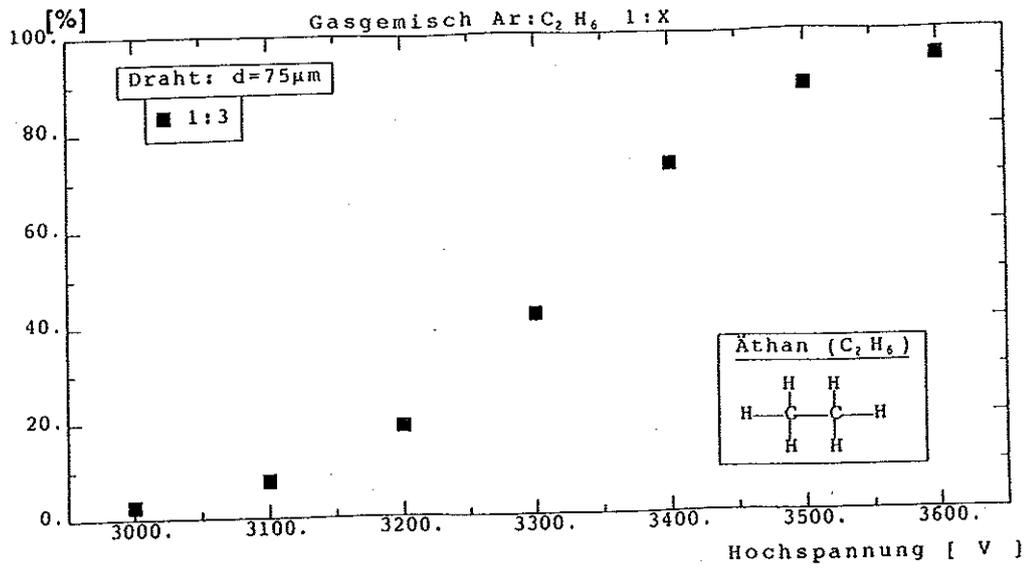


Abb. 35: (a) Nachweiswahrscheinlichkeit mit kosmischen Myonen gemessen
 (b) Ladungsdeposition mit ⁵⁵Fe gemessen

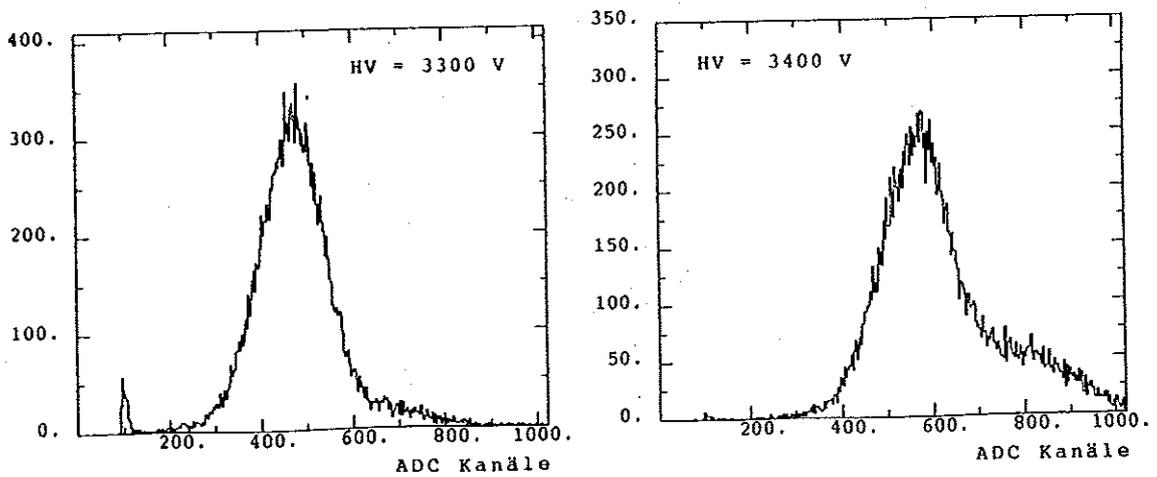


Abb. 36: Pulshöhenspektren für das Gasgemisch Ar:C₂H₆ 1:3 bei unterschiedlichen Hochspannungen mit einer ⁵⁵Fe Quelle gemessen

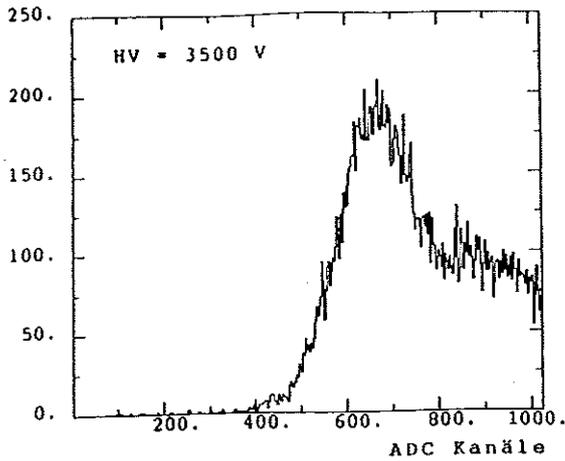


Abb. 36: Pulshöhenspektrum für das Gasgemisch Ar:C₂H₆ 1:3 bei 3500 V Hochspannung mit einer ⁵⁵Fe Quelle gemessen

5.1.1.6. Argon-Propan

Diese Gasgemische zeigen ein ausgeprägtes Zählratenplateau, aber nur für Argon-Propan 1:5 ein kurzes Plateau für die Nachweiswahrscheinlichkeit (Abb. 37a und 37b). Die mittlere Ladungsdeposition verdoppelt sich bei einer Spannungszunahme um 276 V (Abb. 37c).

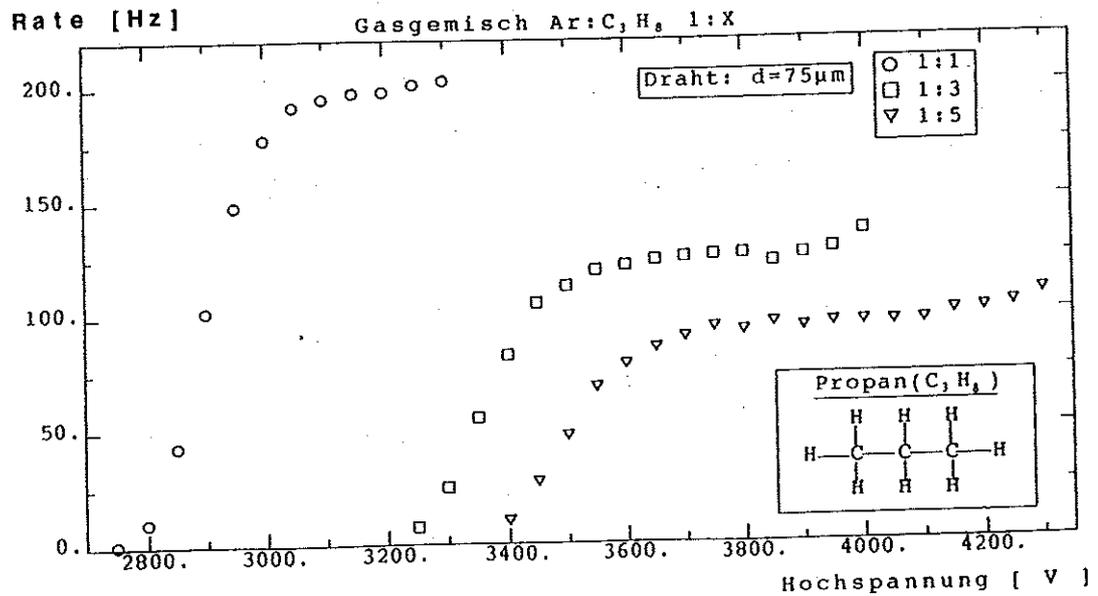


Abb. 37a: Argon-Propan Gasgemische Zählrate mit ⁵⁵Fe gemessen

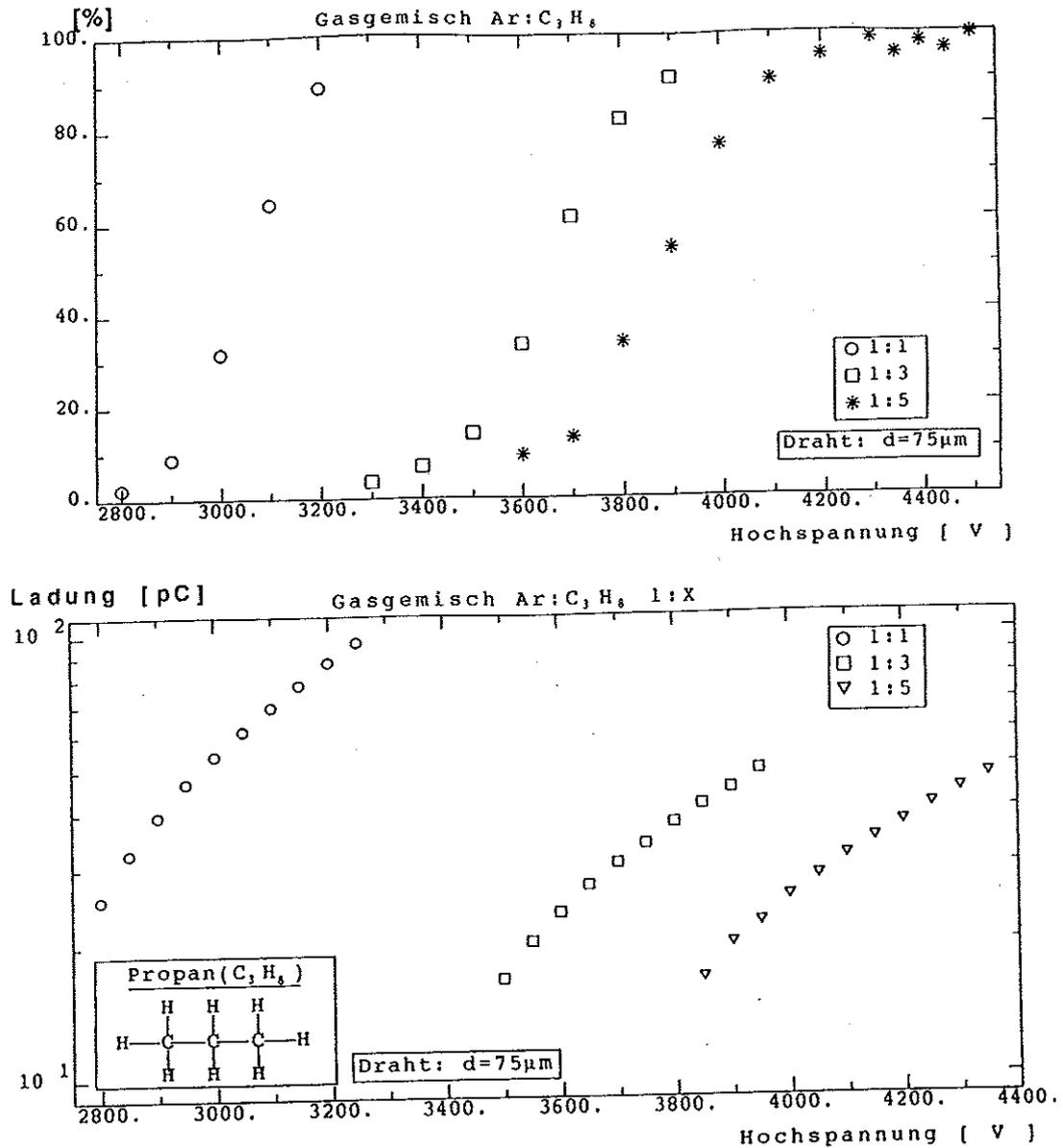


Abb. 37: a) Nachweiswahrscheinlichkeit mit kosmischen Myonen gemessen
 b) Ladungsdeposition mit ⁵⁶Fe gemessen

5.1.1.7. Argon-Äthen

Argon-Äthen Gasgemische zeigen für Mischungsverhältnisse von 1:3 und 1:5 ein Plateau von über 400 V, aber nur ein kurzes Plateau für die Nachweiswahrscheinlichkeit (Abb. 38a und 38b). Die mittlere Ladungsdeposition ist groß (Abb. 38c), und die Verteilungen besitzen eine geringe relative Breite (Abb. 39).

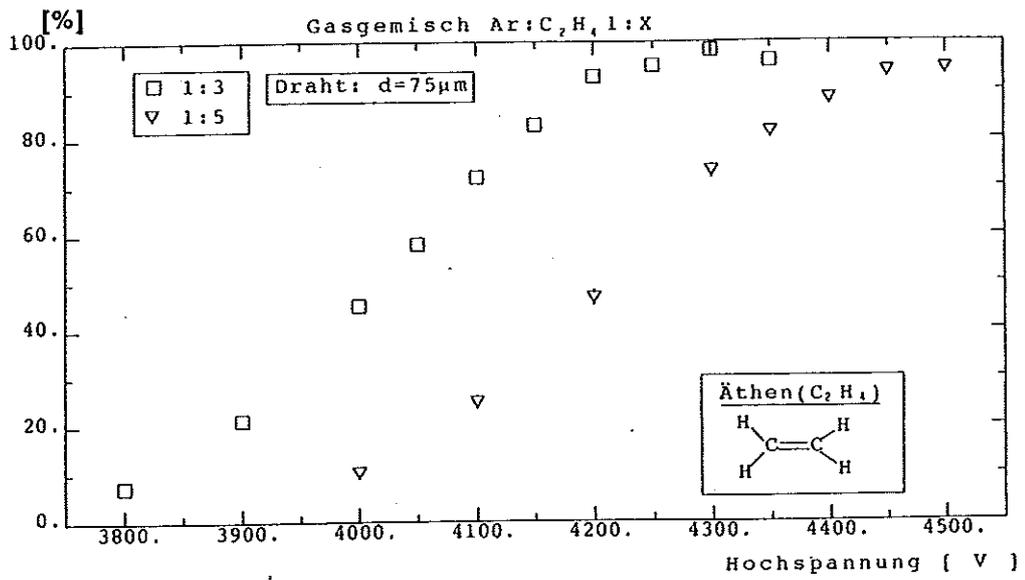
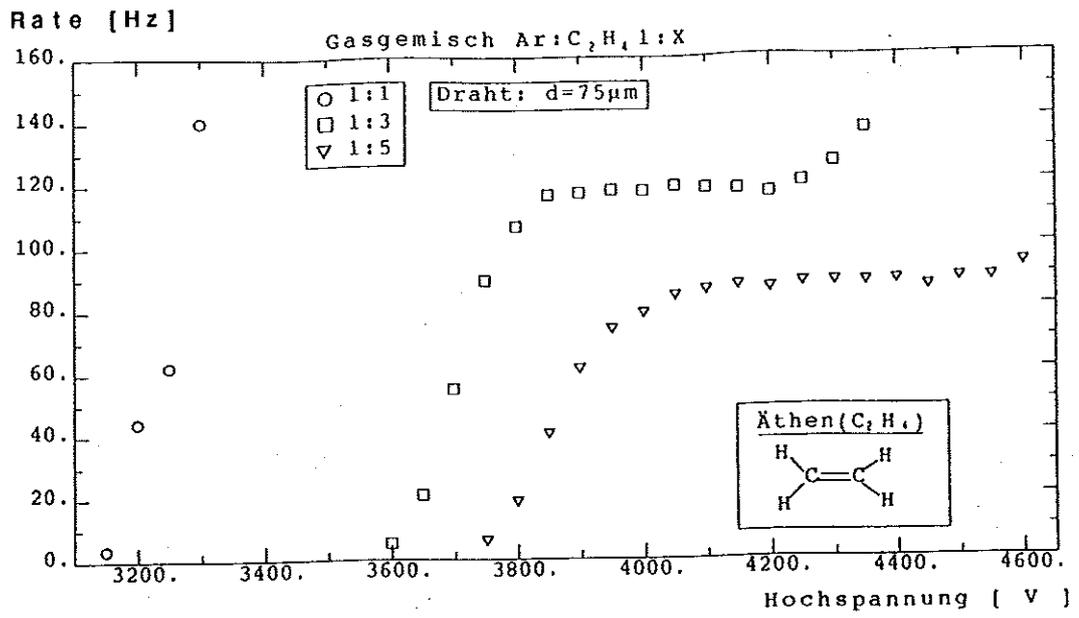


Abb. 38: Argon-Äthen Gasgemische
 a) Zählrate mit ⁵⁹Fe gemessen
 b) Nachweiswahrscheinlichkeit mit kosmischen Myonen gemessen

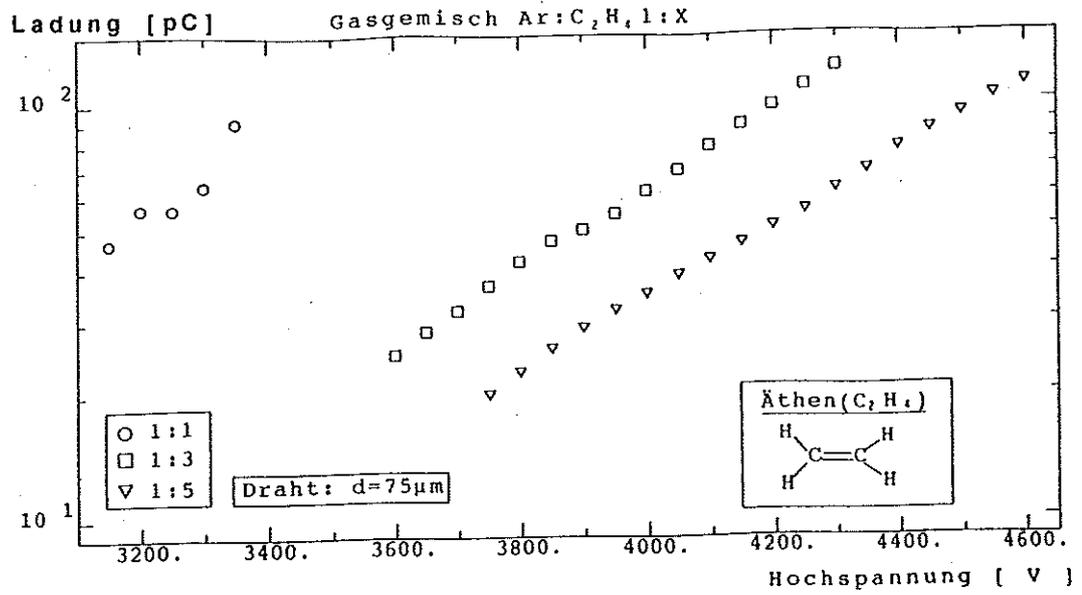


Abb. 38c: Ladungsdeposition mit ⁵⁵Fe gemessen

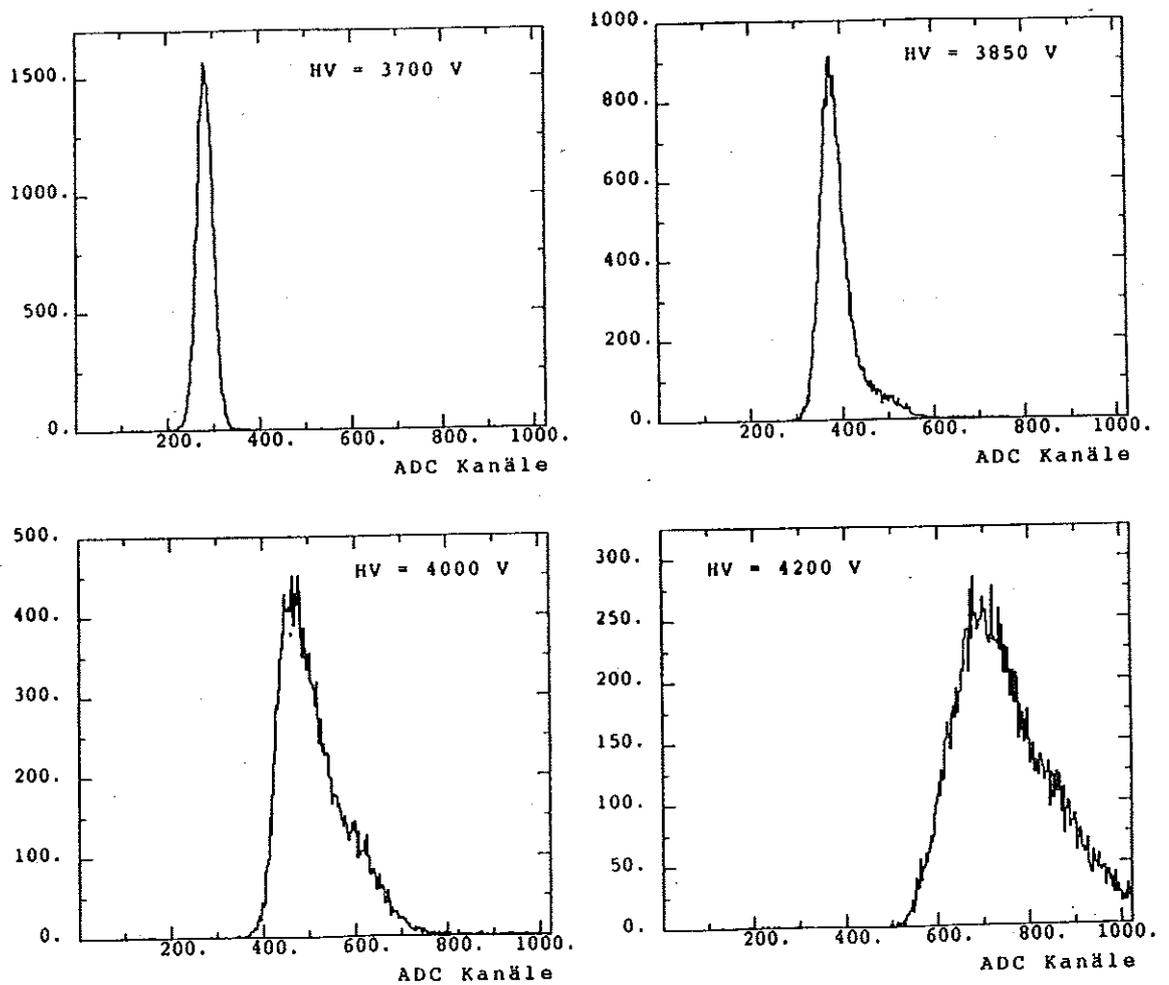


Abb. 39: Pulshöhenspektren für das Gasgemisch Ar:C₂H₄ 1:3 bei unterschiedlichen Hochspannungen mit einer ⁵⁵Fe Quelle gemessen

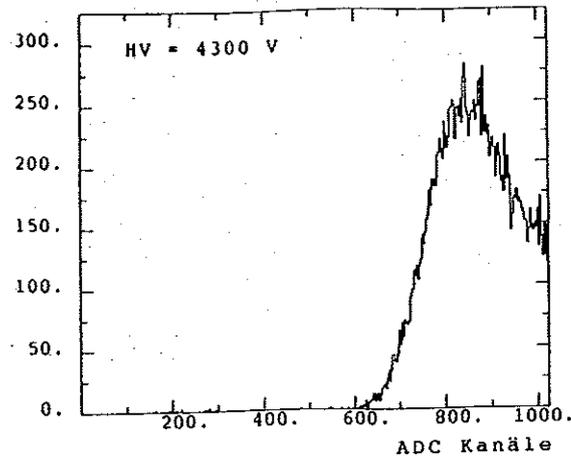


Abb. 39: Pulshöhenspektrum für das Gasgemisch
 Ar:C₂H₄ 1:3 bei 4300 V Hochspannung
 mit einer ⁵⁵Fe Quelle gemessen

Äthen ist das einzige in dieser Arbeit untersuchte Löschgas, das eine Kohlenstoff-Kohlenstoff Doppelbindung besitzt. Ungesättigte Kohlenwasserstoffe neigen aber stark zur Polymerisation und sollten aus diesem Grund nicht in Gaszählrohren verwendet werden, wenn eine Langzeitstabilität über mehrere Jahre wichtig ist /12/.

le

5.1.1.8. Vergleich der unterschiedlichen Zweigasmische

Da die wichtigsten Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Löschgase schon in den vorhergehenden Kapiteln behandelt wurden, sollen hier einige wichtige Größen, die das Verhalten der Löschgase beschreiben, tabellarisch aufgelistet werden. Die in Tabelle 5 aufgeführten Größen beziehen sich immer auf Gasgemische, die aus 25% Argon und 75% Löschgas bestehen.

Tabelle 5 : Vergleich der unterschiedlichen Löschgase

Löschgas	PM [V]	PLZ [V]	PLW [V]	LPA [pC]	HVDL [V]	R.B. [%]
C ₄ H ₁₀	4200	450	350	12	300	33
CO ₂	3600	100	-	42	278	6
CH ₄	3300	50	-	-	-	-
C ₂ H ₆	3400	300	<50	77	347	16
C ₃ H ₈	3700	350	-	31	276	26
C ₂ H ₄	4050	400	150	69	311	15

Erläuterung der Abkürzungen:

- PM : Hochspannung in der Mitte des Zählratenplateaus (Quelle ⁵⁵Fe)
- PLZ : Länge des Zählratenplateaus
- PLW : Länge des Plateaus für die Nachweiswahrscheinlichkeit (Quelle kosmischen Myonen)
- LPA : Mittlere Ladung, die bei der Hochspannung gemessen wurde, die dem Plateauanfang entspricht (Quelle ⁵⁵Fe)
- HVDL : Steigerung der Hochspannung, die benötigt wird, um die mittlere Ladungsdeposition zu verdoppeln
- R.B. : Relative Breite der Verteilung (in der Mitte des Zählratenplateaus gemessen)

Ein Vergleich der Kurven für die mittlere Ladungsdeposition zeigt ein ähnliches Verhalten für alle verwendeten Gasgemische. Abbildung 40 zeigt exemplarisch den typischen Verlauf einer Kurve für die mittlere Ladungsdeposition als Funktion

der Hochspannung. Man erkennt, daß die Ladungsdeposition für Spannungen, die unterhalb der Spannung, bei der das Zählratenplateau einsetzt, steil ansteigt. Im Bereich des Zählratenplateaus steigt die mittlere Ladungsdeposition exponentiell mit zunehmender Hochspannung an, um oberhalb des Zählratenplateaus einer Sättigung zuzustreben /13/. Der exponentielle Anstieg der Ladungsdeposition im Zählratenplateau ist dabei von der Art des Löschgases, jedoch nicht, oder nur sehr schwach, von dessen prozentualen Anteil am Gesamtgemisch abhängig. Bei den meisten gemessenen Kurven ist der genannte Sättigungseffekt nur schlecht zu erkennen, da aus schon aufgeführten Gründen die Messungen bei einer bestimmten Hochspannung abgebrochen werden mußten, bzw. weil durch Nachpulse der Wert für die mittlere Ladungsdeposition zu zu großen Werten hin verschoben wird.

Ein weiteres Merkmal, das allen Gasgemischen eigen ist, ist die Abnahme der mittleren Ladungsdeposition bei konstanter Hochspannung mit steigendem Löschgasanteil. Der Grund hierfür ist die frühere Beendigung der Streamerentwicklung mit zunehmendem Löschgasanteil. Dieses Verhalten wird durch das Streamermodell von Atac et al. angedeutet.

Auffällig ist, daß Kohlendioxid- und Äthengasgemische ein besonders schmales Pulshöhenspektrum liefern. Diese beiden Löschgase unterscheiden sich von den anderen Löschgases dadurch, daß sie Doppelbindungen im Molekül besitzen. Leider stand kein weiteres Löschgas mit Doppelbindungen im Molekül zur Verfügung um diesen Befund zu verallgemeinern.

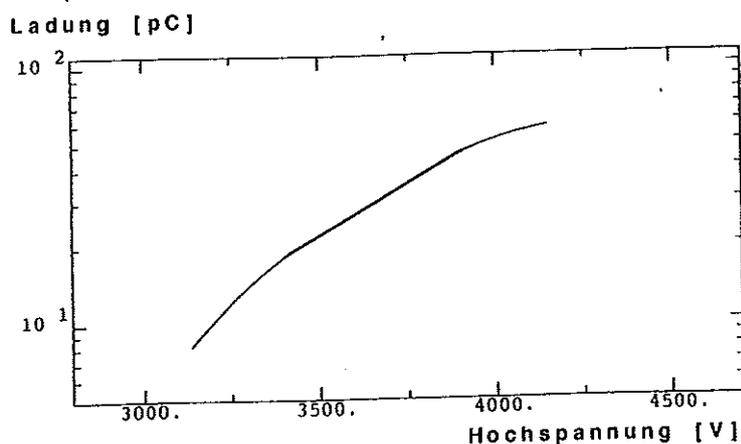


Abb. 40: Exemplarische Kurve für den Verlauf der mittleren Ladungsdeposition als Funktion der Hochspannung

5.1.2. Dreigasgemische

5.1.2.1. Argon-Kohlendioxid-n-Pentan

N-Pentan ist bei Zimmertemperatur flüssig und somit nicht so einfach zu handhaben wie die anderen Löschgase. Die Beimischung zu einem Gasgemisch von Argon-Kohlendioxid 1:3 erfolgte mittels einer Blubberflasche, die sich in einem Wasserbad, das auf einer konstanten Temperatur gehalten wurde, befand. Da der Dampfdruck einer Flüssigkeit temperaturabhängig ist, kann durch die Variation der Flüssigkeitstemperatur eine Änderung der Mischungsverhältnisse erzielt werden.

Die Abbildungen 41a und 41b zeigen, daß man mit Kohlendioxid und n-Pentan als Löschgasen lange Plateaus sowohl in den Zählratenkurven als auch in den Kurven für die Nachweiswahrscheinlichkeit erhält. Nachteilig sind die geringe mittlere Ladungsdeposition (Abb. 41c) und die große relative Breite der Spektren (Abb. 42). Ein weiterer Nachteil von n-Pentan besteht darin, daß das Gas in großen Kammervolumina an kalten Kammerwänden kondensieren und sich dann in der Kammer ansammeln kann.

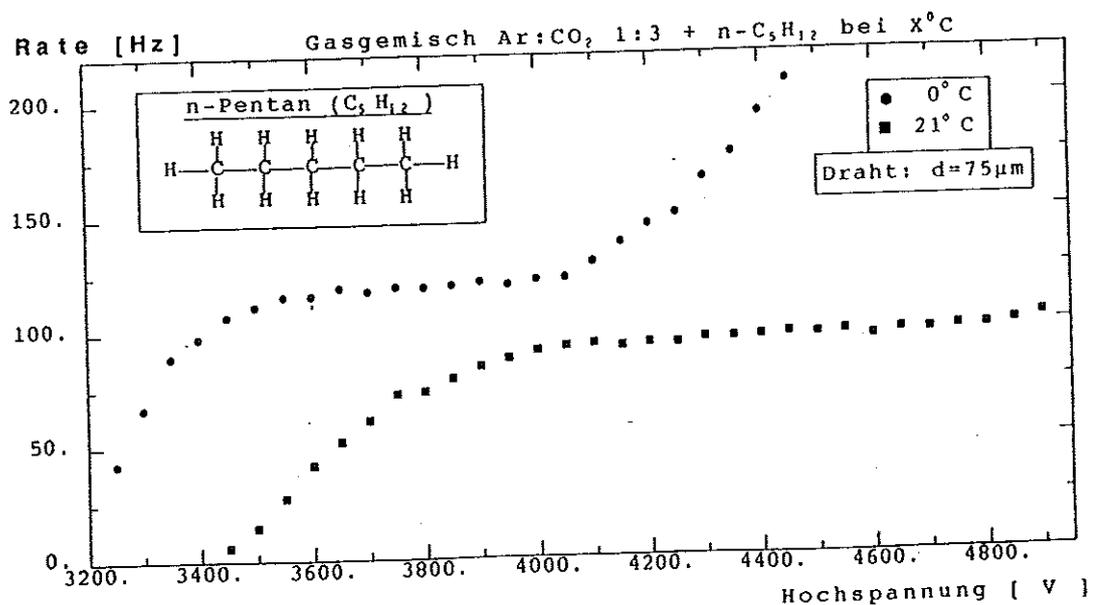


Abb. 41a: Argon-Kohlendioxid-n-Pentan Gasgemische
Zählrate mit ⁵⁹Fe gemessen

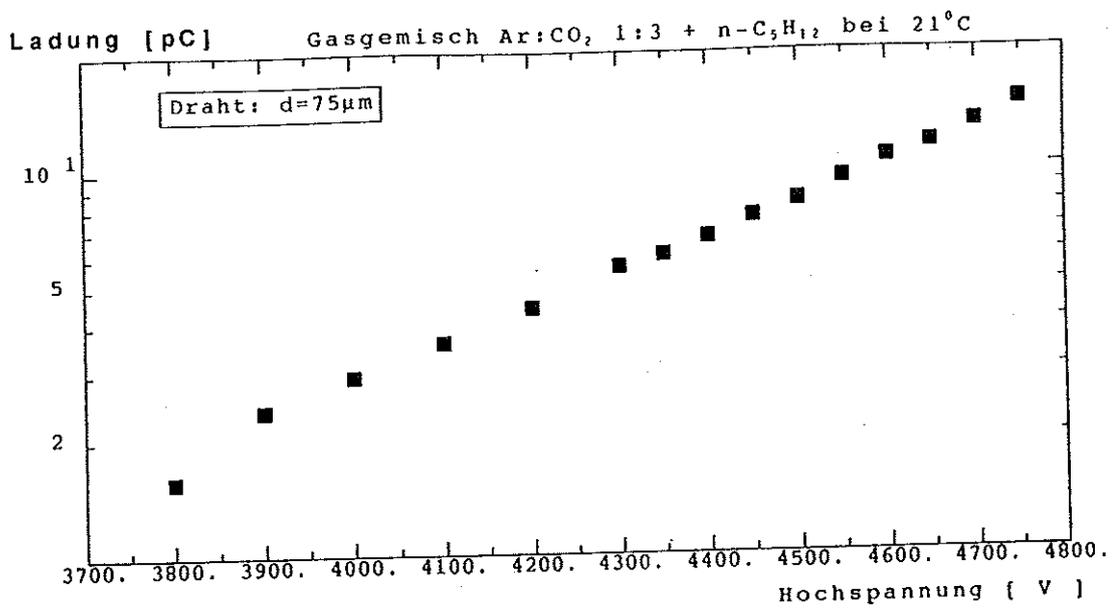
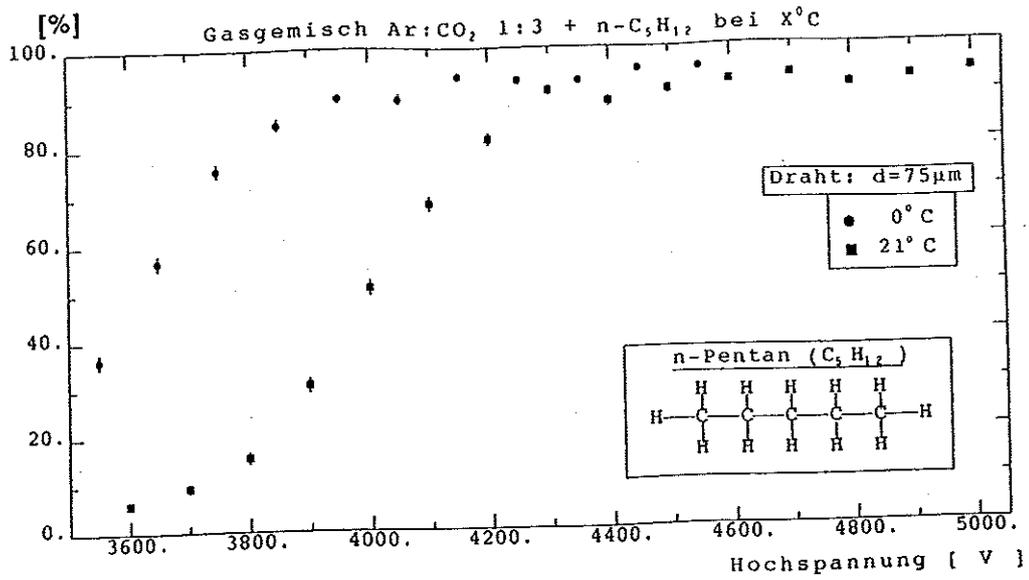


Abb. 41: Argon-Kohlendioxid-n-Pentan Gasgemische
 b) Nachweiswahrscheinlichkeit mit kosmischen Myonen gemessen
 c) Ladungsdeposition mit ⁵⁵Fe gemessen

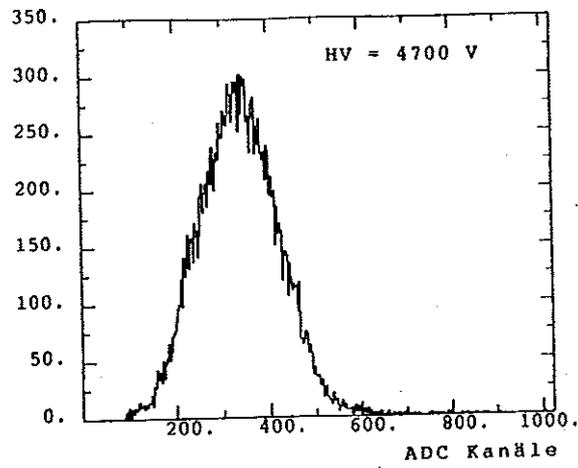
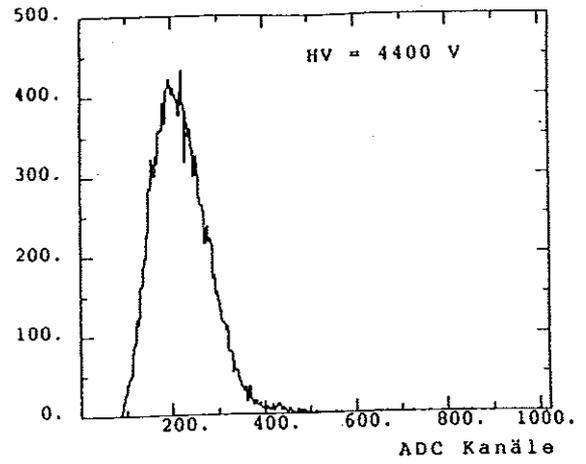
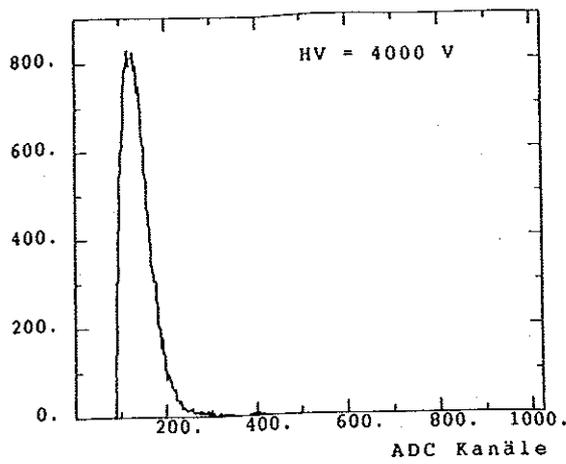


Abb. 42: Pulshöhenspektrum für das Gasgemisch
 Ar:CO₂1:3 + n-C₂H₆ bei 21°C bei unterschiedlichen
 Hochspannungen mit einer ⁵⁵Fe Quelle gemessen

5.1.2.2. Argon-Isobutan-Kohlendioxid

Die Dreigasgemische mit Isobutan und Kohlendioxid als Löschgase wurden untersucht, um eine Substitution des brennbaren Kohlenwasserstoffs Isobutan zu erreichen. Es wurden zwei unterschiedliche Wege beschritten:

- Der relative Anteil von Argon zur Gesamtsumme der Löschgase wurde bei 1:3 belassen, d.h. es wurde Isobutan durch Kohlendioxid ersetzt.
- Der relative Anteil von Argon und Isobutan wurde konstant bei 1:3 belassen, und zu diesem Gasgemisch wurde Kohlendioxid zugegeben. Hierdurch verringert sich der absolute Anteil von Isobutan am Gesamtgemisch.

Abbildung 42 zeigt den Bereich in dem der Austausch von Isobutan und Kohlendioxid vorgenommen wurde.

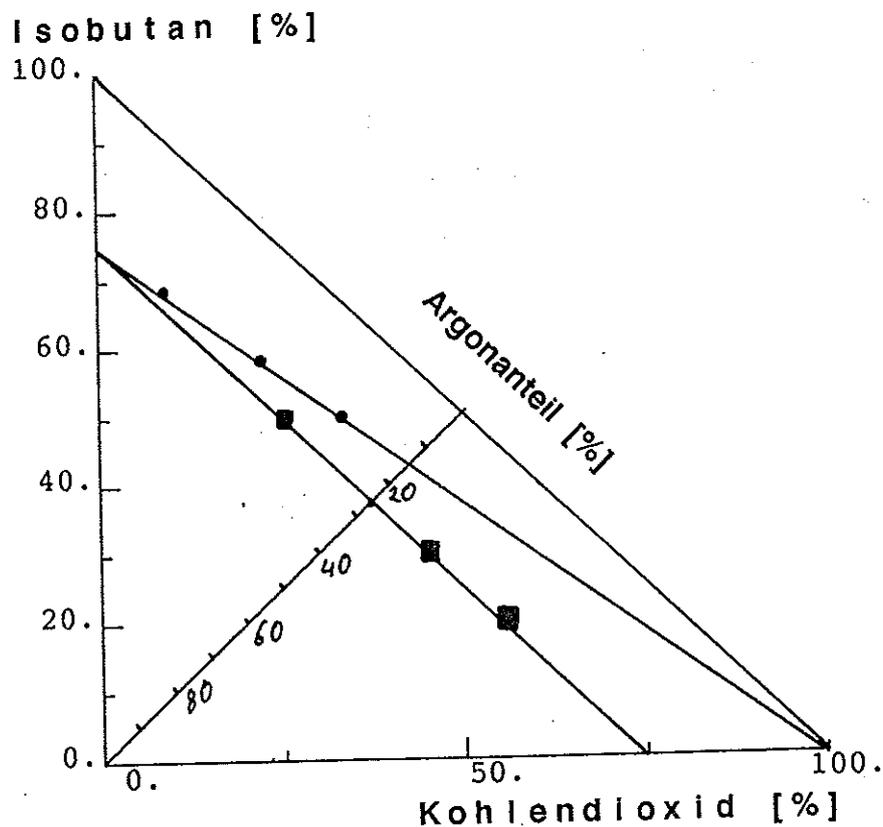


Abb. 43: Austausch von Isobutan und Kohlendioxid
Punkte, für die Messungen durchgeführt wurden
■ Ar: Löschgase 1:3
● Ar: C₄H₁₀ 1:3 + X% CO₂

Die Messungen ergaben folgende Resultate:

- a) Beläßt man das Verhältnis von Argon zu Löschgase bei 1:3 und variiert den Isobutananteil zwischen 20 und 50 Vol. %, so erhält man Zählratenplateaus zwischen 300 und 500 V Länge (Abb. 44a). Die Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht für alle Gemische ein Plateau, dessen Länge mit wachsendem Isobutananteil zunimmt (Abb. 44b). Dieses Verhalten war aufgrund der vorausgegangenen Messungen mit Isobutan und Kohlendioxid zu erwarten. Da die mittlere Ladungsdeposition im Zählratenplateau mit Kohlendioxid als Löschgase größer ist als diejenige mit Isobutan, erwartet man eine Abnahme der mittleren Ladungsdeposition bei konstanter Spannung mit wachsendem Isobutananteil. Dieses Verhalten wird durch die Messungen bestätigt (Abb. 44c).

Die relativen Breiten der Verteilungen und das Nachpulsverhalten sind für einen Anteil von 37.5 Vol. % Isobutan am Gesamtgemisch nicht schlechter als für das Standardgasgemisch Argon-Isobutan 1:3 (Abb. 45 und Abb.46 vgl. Abb. 26). Als zusätzlicher Vorteil kann die Tatsache gewertet werden, daß die Hochspannung, bei der die Plateaus einsetzen, bei den hier verwendeten Dreigasgemischen niedriger ist als für das Standardgemisch.

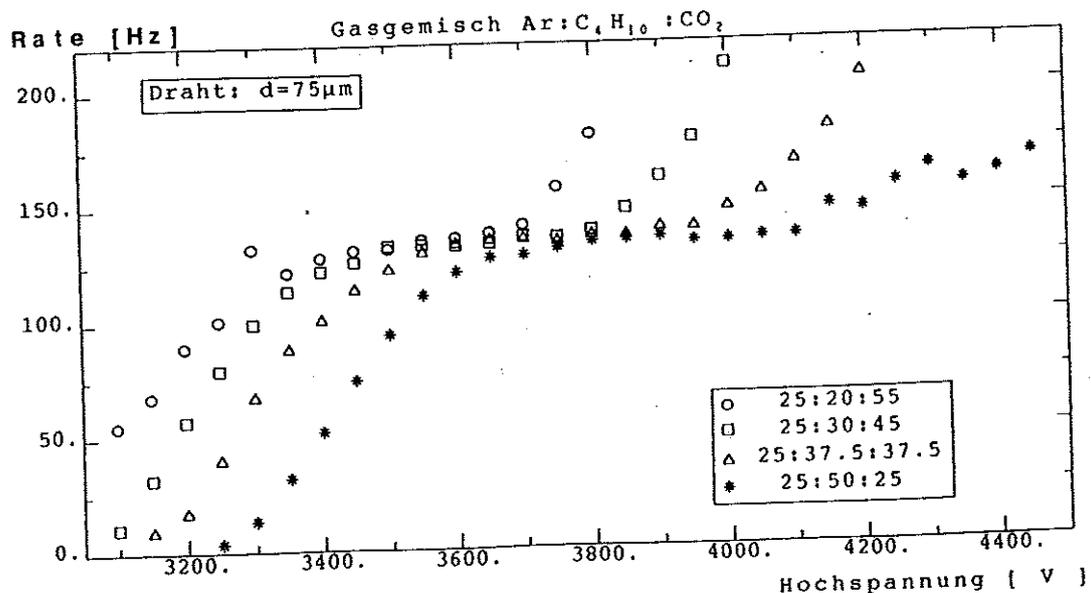


Abb. 44a: Argon-Isobutan-Kohlendioxid Gasgemische
Zählrate mit ⁵⁵Fe gemessen

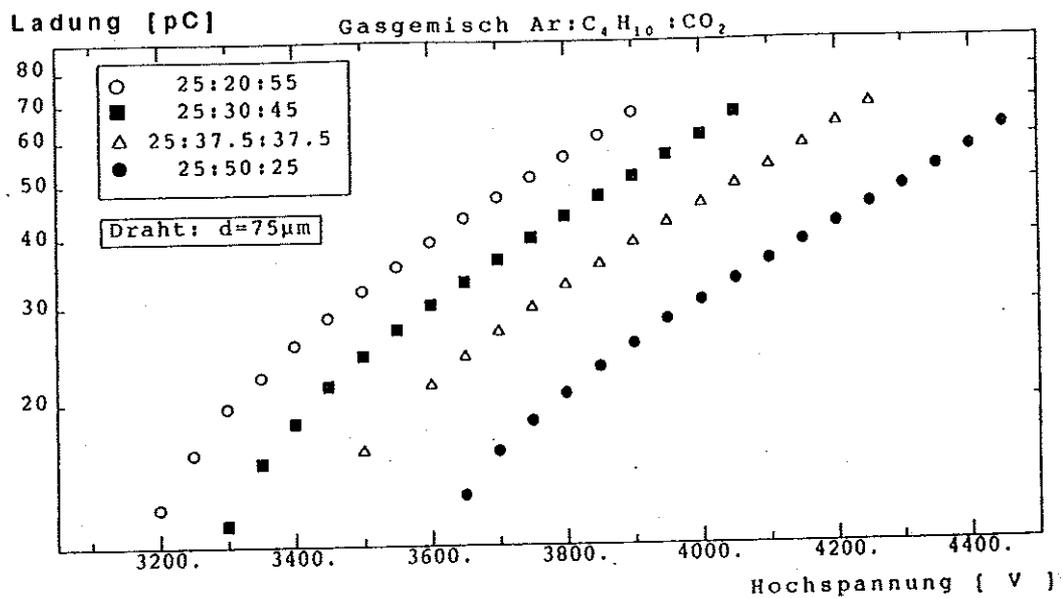
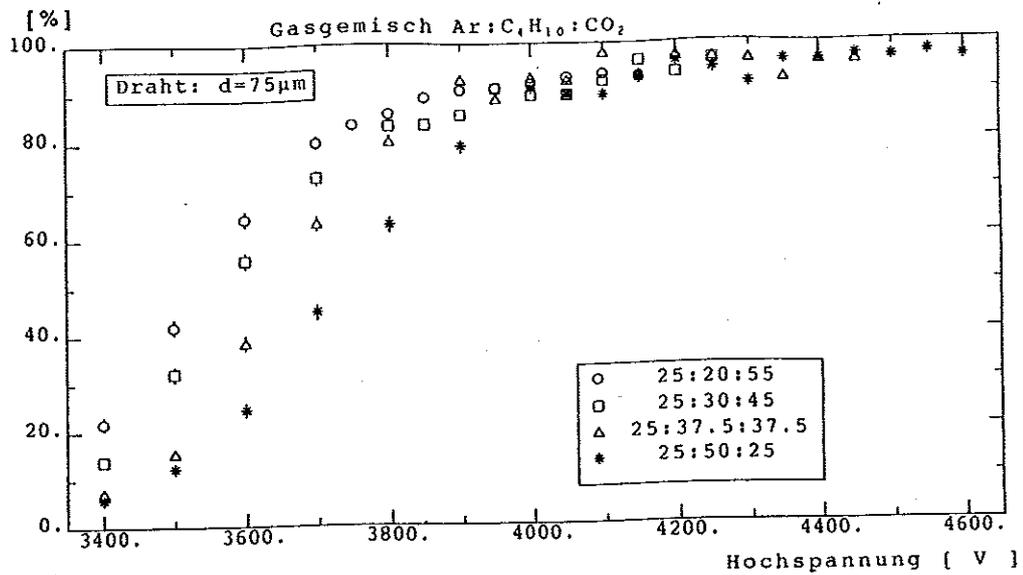


Abb. 44: Argon-Isobutan-Kohlendioxid Gasgemische
 b) Nachswahrscheinlichkeit mit kosmischen Myonen gemessen
 c) Ladungsdeposition mit ⁵⁵Fe gemessen

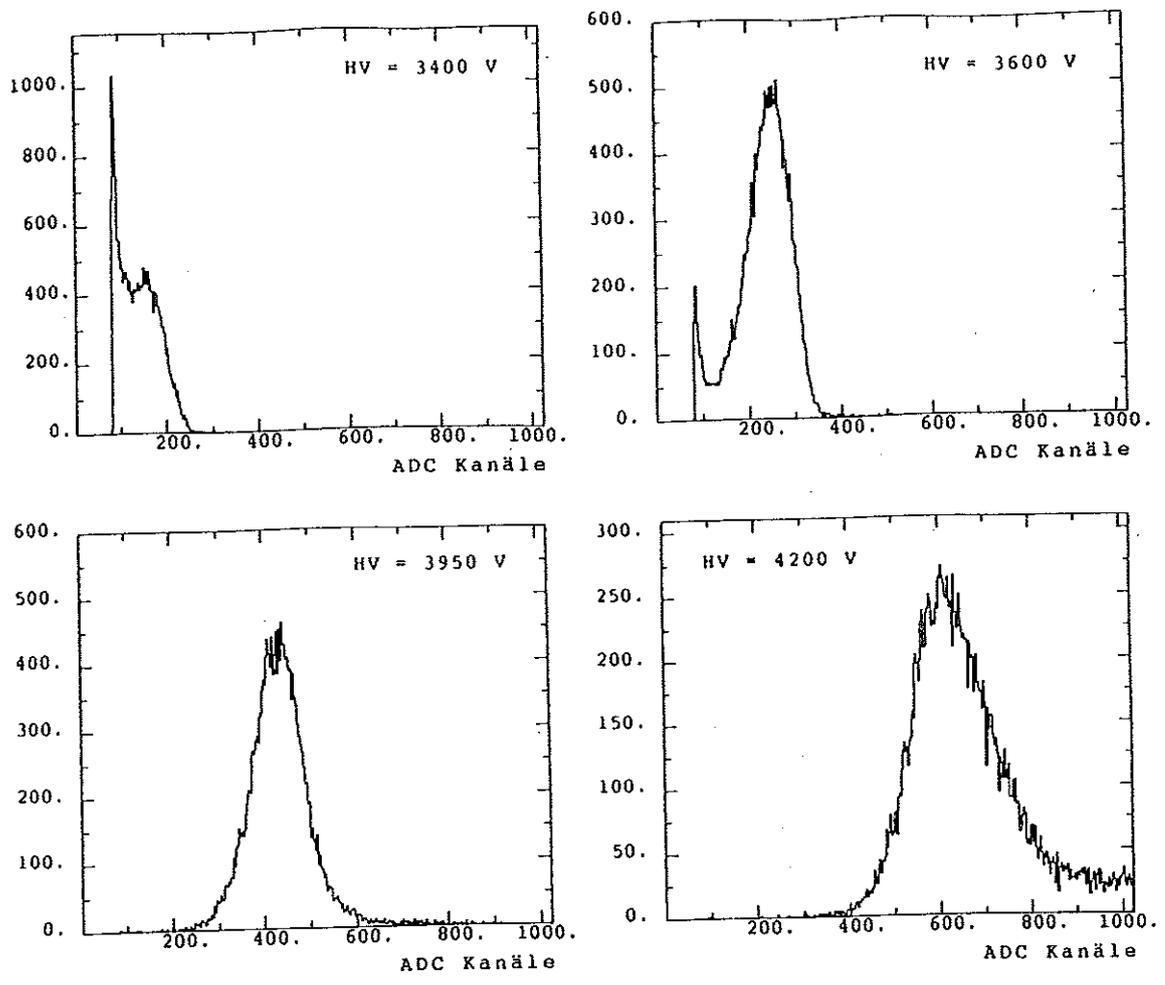


Abb. 45: Pulshöhenspektrum für das Gasgemisch
 Ar:C₄H₁₀:CO₂ 25:37.5:37.5 bei unterschiedlichen
 Hochspannungen mit einer ⁵⁵Fe Quelle gemessen

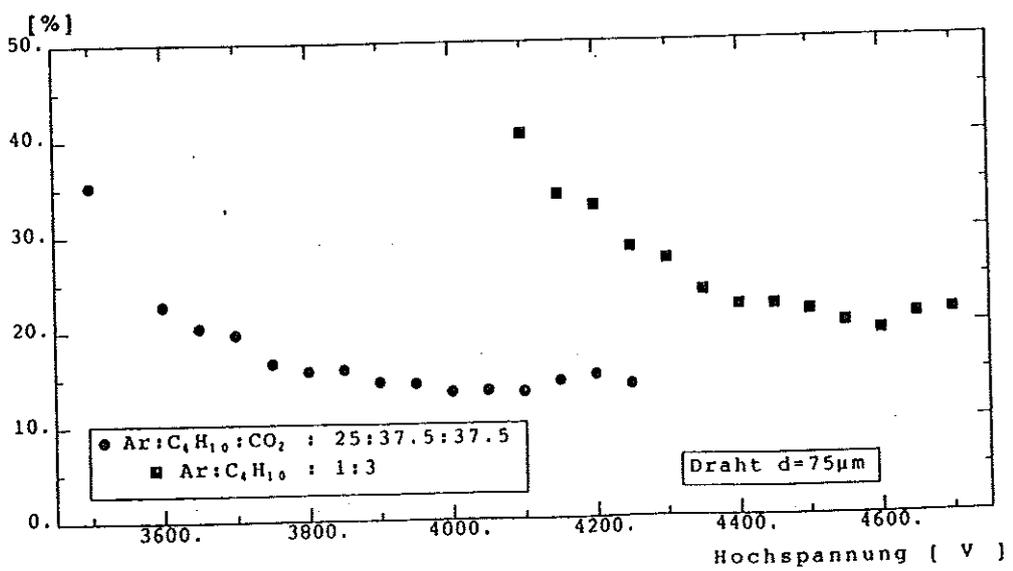


Abb. 46: Vergleich der relativen Breiten von Ar:C₄H₁₀ 1:3 und
 Ar:C₄H₁₀:CO₂ 25:37.5:37.5

b) Gibt man einem Gasgemisch von Argon-Isobutan 1:3 Kohlendioxid hinzu, so erhält man die in den Abbildungen 47a, 47b und 47c dargestellten Kurven. Die Plateaulänge der Zählratenkurven liegt zwischen 350 und 450 V bei einem Kohlendioxidanteil zwischen 10 und 50 Vol. % . Die Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht für alle Gemische ein Plateau, dessen Länge mit wachsendem Kohlendioxidanteil abnimmt. Die mittlere Ladungsdeposition nimmt mit steigendem Kohlendioxidanteil zu.

Da der Löschgasanteil am Gesamtgemisch im hier untersuchten Fall größer ist als im Fall a), erreichen die Zählratenkurven erst bei größeren Hochspannungswerten ein Plateau. Der Isobutananteil läßt sich selbst für eine Kohlendioxidbeimischung von 50% zu einem Argon-Isobutangemisch 1:3 nur auf 50 Vol. % am Gesamtgemisch reduzieren.

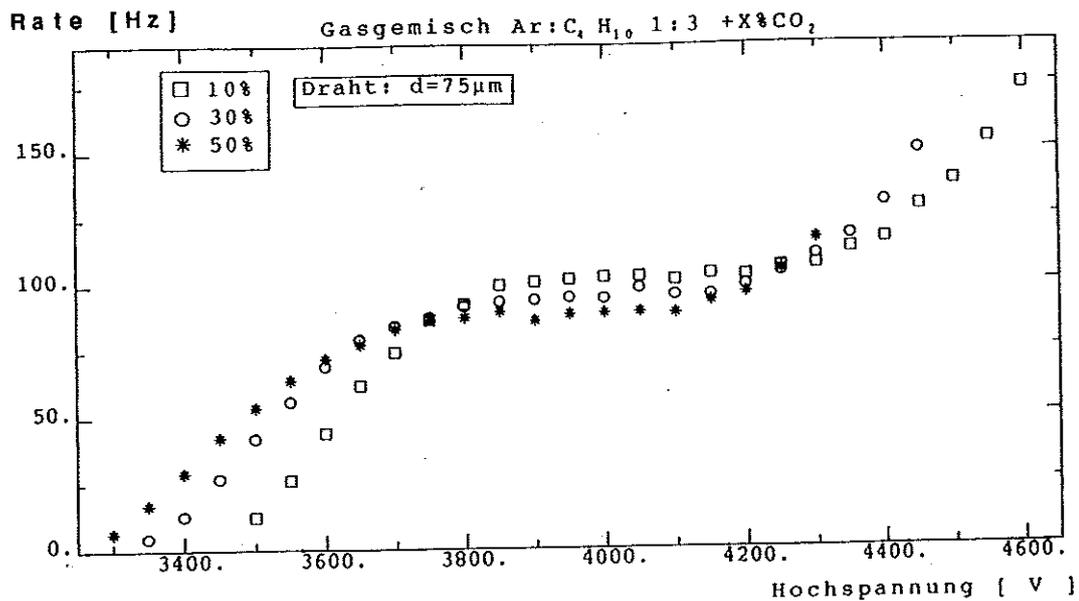


Abb. 47a: Argon-Isobutan-Kohlendioxid Gasgemische
Zählrate mit ⁵⁹Fe gemessen

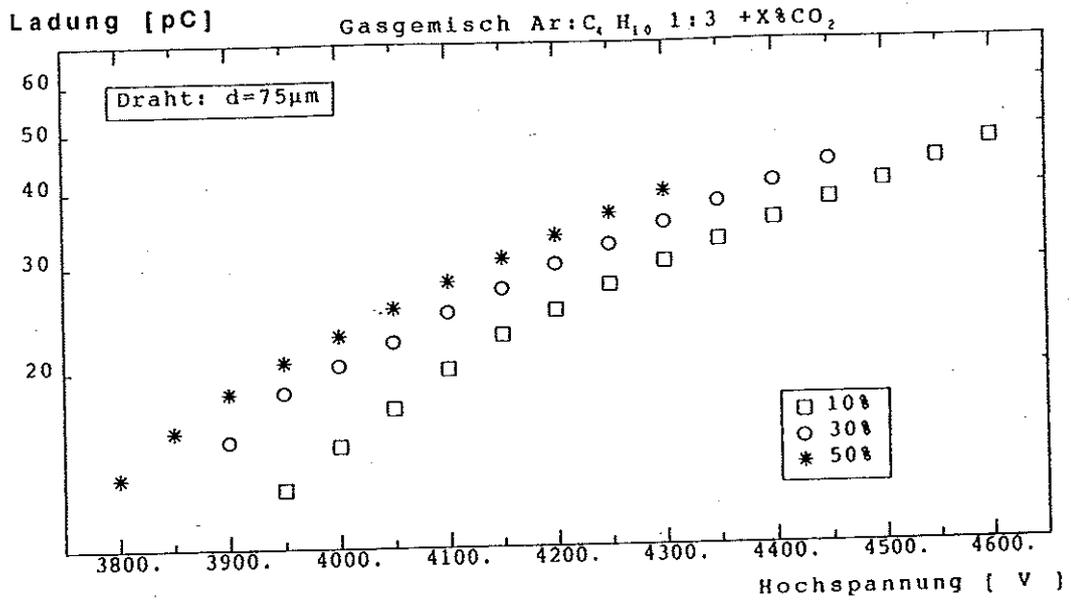
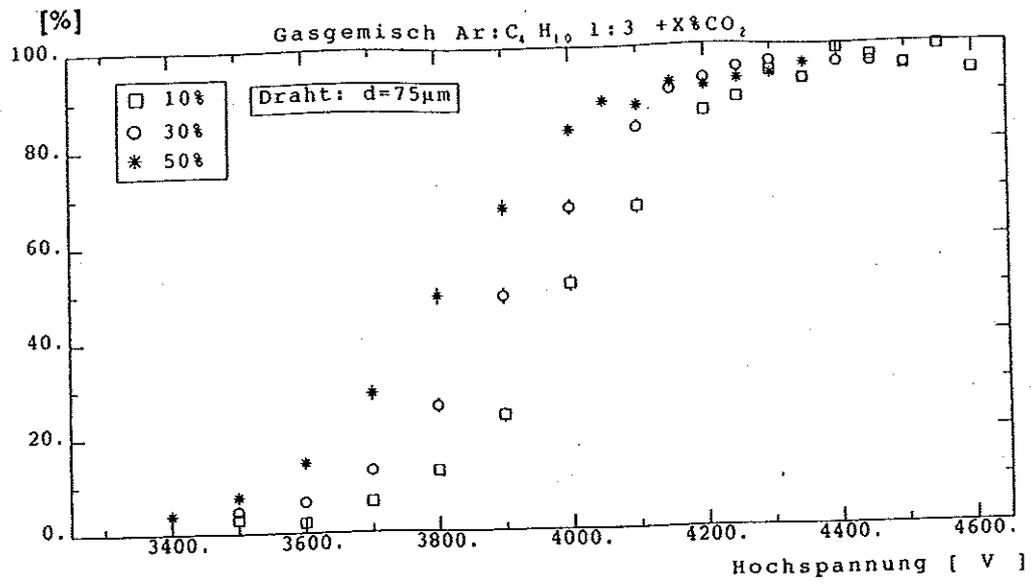


Abb. 47: Argon-Isobutan-Kohlendioxid Gasgemische
 b) Nachweiswahrscheinlichkeit mit kosmischen Myonen gemessen
 c) Ladungsdeposition mit ⁵⁵Fe gemessen

Die Verfahren a) und b) zeigen, daß es möglich ist, den Anteil brennbarer Kohlenwasserstoffe im Kammergas zu reduzieren. Das unter a) beschriebene Verfahren ist vorzuziehen, da es zu einer stärkeren Reduzierung von Isobutan führt und gleichzeitig die Arbeitsspannung verringert, weil schon bei relativ niedrigen Hochspannungswerten Plateaus in den Zählraten- und Nachweiswahrscheinlichkeitskurven erreicht werden. Für den bei diesen Messungen verwendeten Kammertyp kann der Isobutananteil am Gesamtgemisch auf 30-40 Vol. % reduziert werden. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß die untere Entflammbarkeitsgrenze von Luft-Isobutangemischen bei 3 Vol. % Isobutananteil liegt.

// (h)

5.2. Abhängigkeit des Streamermodes vom Drahtdurchmesser

Das elektrische Feld im Abstand r von einem Draht wird durch den Anoden- und Kathodenradius sowie durch die von außen angelegte Hochspannung bestimmt:

$$E = V_0 / (\ln(b/a) * r) , \quad (7)$$

wobei b der Kathoden- und a der Anodenradius ist.

Die Messung der Abhängigkeit des Streamermodes vom Drahtdurchmesser wurde mit Drähten zwischen 20 und 100 μm Durchmesser durchgeführt. Die Streamerkammer bestand aus Aluminium und hatte einen Querschnitt von $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Es wurden jeweils zwei Kanäle mit Drähten gleichen Durchmessers bestückt und getrennt voneinander untersucht, um Unterschiede im Betriebsverhalten, die durch falschen Einbau in die Kammer verursacht werden können, zu entdecken und zu korrigieren. Innerhalb der Meßungenauigkeiten wurden aber für keines der verwendeten Drähtepaare Unterschiede im Zählratenverhalten und in der mittleren Ladungdeposition festgestellt. Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden alle acht Kanäle einer Kammer mit Drähten gleichen Durchmessers versehen. Als Kammergas diente die Standardgasmischung Argon-Isobutan 1:3.

Die Abbildungen 48a und 48b zeigen die Zählratenkurven für die unterschiedlichen Drahtdurchmesser. Für alle Drahtdurchmesser wird ein Plateau in der Zählratenkurve erreicht. Da für jede Messung die Quelle auf einen anderen Kanal gelegt werden mußte, ergaben sich unterschiedliche Plateauhöhen. Die Hochspannung, bei der das Plateau einsetzt, nimmt mit wachsendem Drahtdurchmesser zu (Abb. 49). Errechnet man die in Gleichung angegebene Feldstärke in einem festen Abstand vom Draht (hier 1 mm), wobei man für V_0 den Wert der Hochspannung einsetzt, der dem Beginn des Plateaus entspricht, so steigt diese proportional zu $R^{1/2}$ an (Abb. 50). Da das elektrische Feld bei dicken Drähten an der Drahtoberfläche kleiner ist als bei dünnen Drähten (Abb. 51), muß dies durch ein stärkeres Feld bei größeren Abständen kompensiert werden.

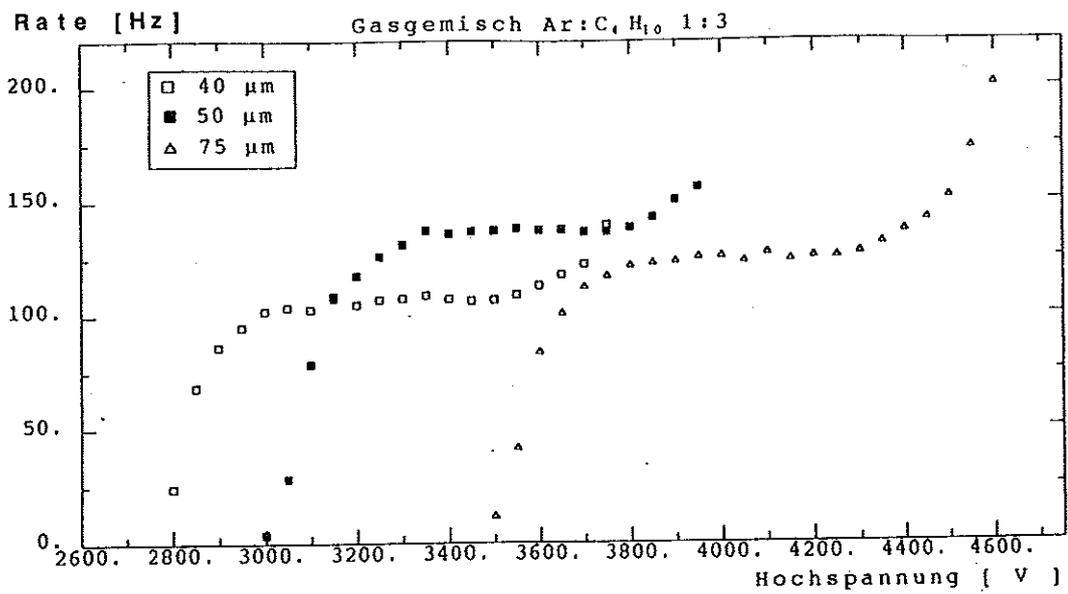
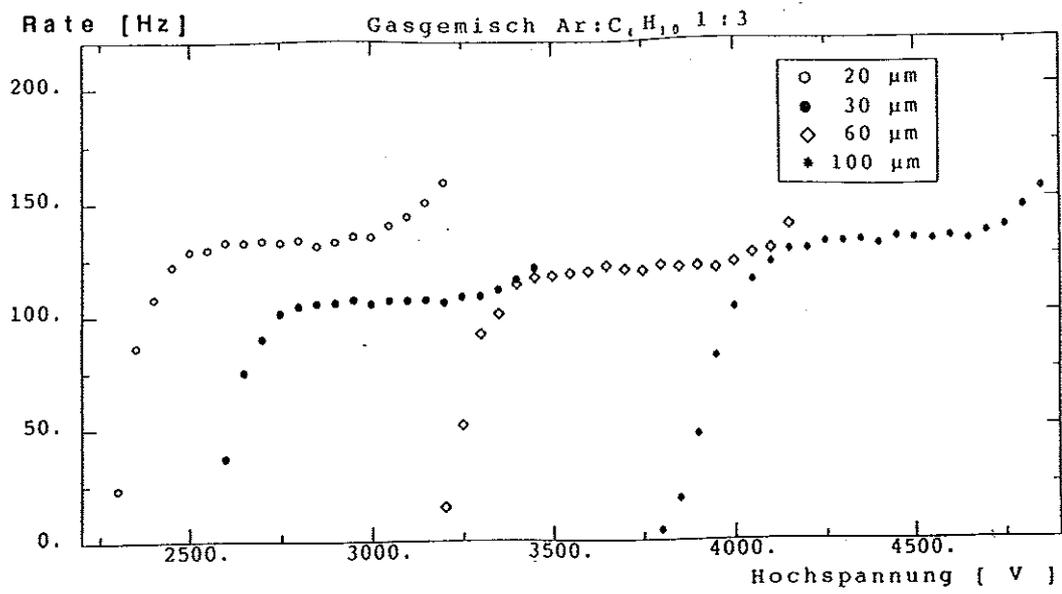


Abb. 48: Zählratenkurven für unterschiedliche Drahtdurchmesser
Die Plateauhöhe variiert aufgrund unterschiedlicher
Bestrahlungsintensität

Hochspannung [V]

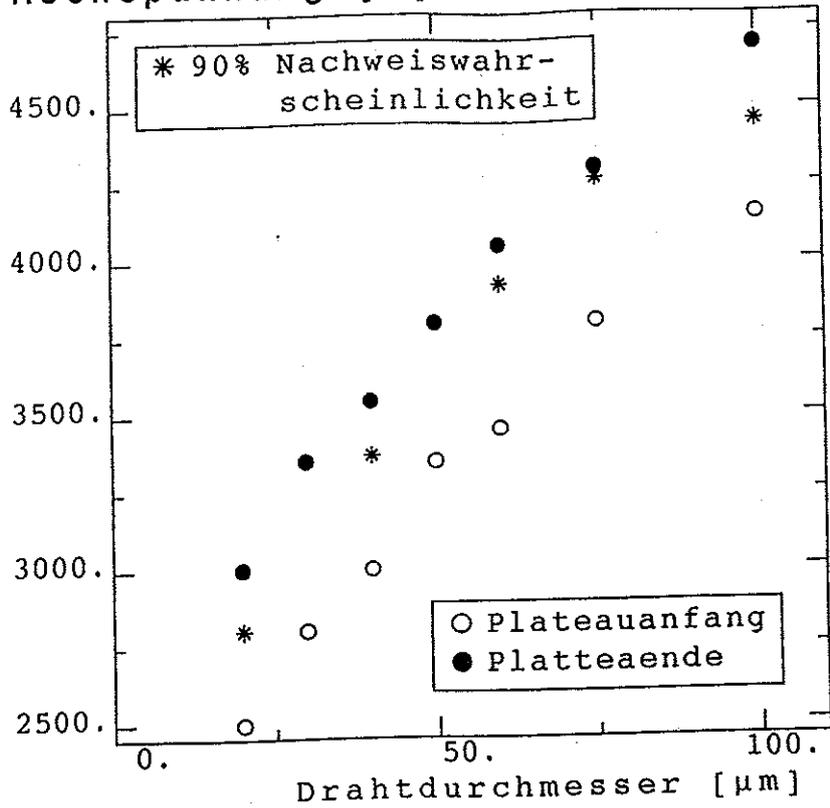


Abb. 49: Hochspannung als Funktion des Drahtdurchmessers, für die das Zählratenplateau, das Ende des Zählratenplateaus und 90% Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht werden

Feldstärke [kV/cm]

Elektrische Feldstärke in 1 mm Abstand vom Anodendraht

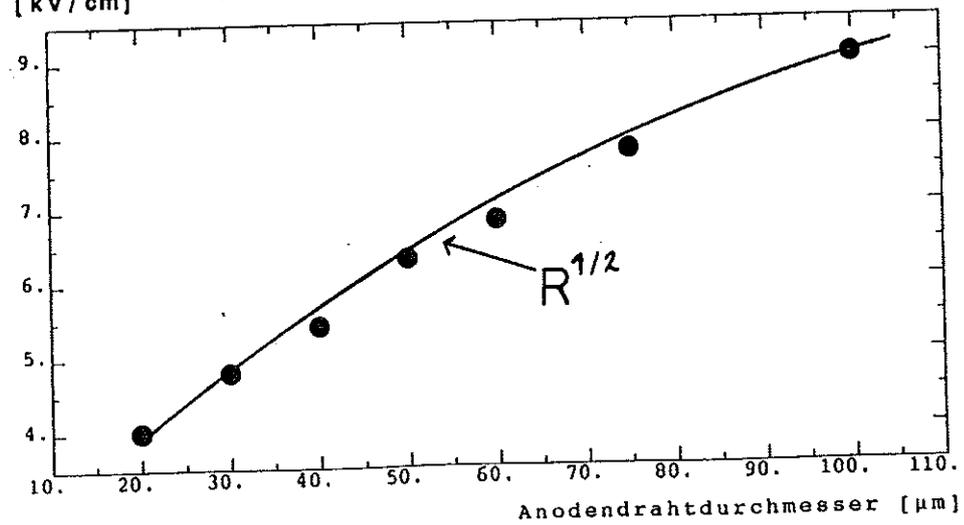


Abb. 50: Elektrische Feldstärke als Funktion des Drahtdurchmessers
Die Feldstärke ist jeweils für die Hochspannung berechnet, für die das Zählratenplateau erreicht wird

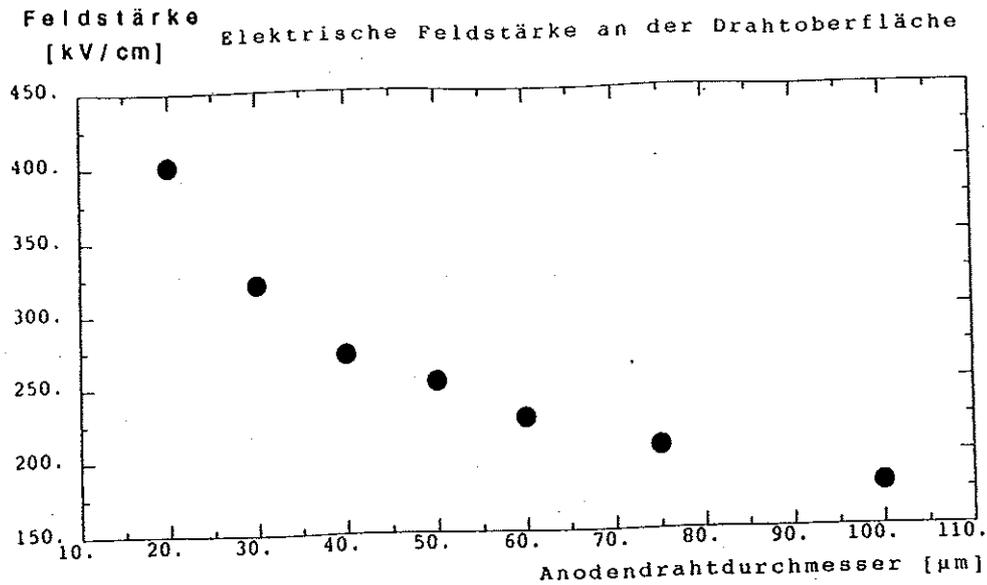


Abb. 51: Elektrische Feldstärke an der Drahtoberfläche als Funktion des Drahtdurchmessers. Die Feldstärke ist jeweils für die Hochspannung berechnet, für die das Zählratenplateau erreicht wird.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht für alle benutzten Drähte ein Plateau, wobei die zum Erreichen des Plateaus erforderliche Hochspannung mit wachsendem Drahtradius zunimmt (Abb. 52, 49).

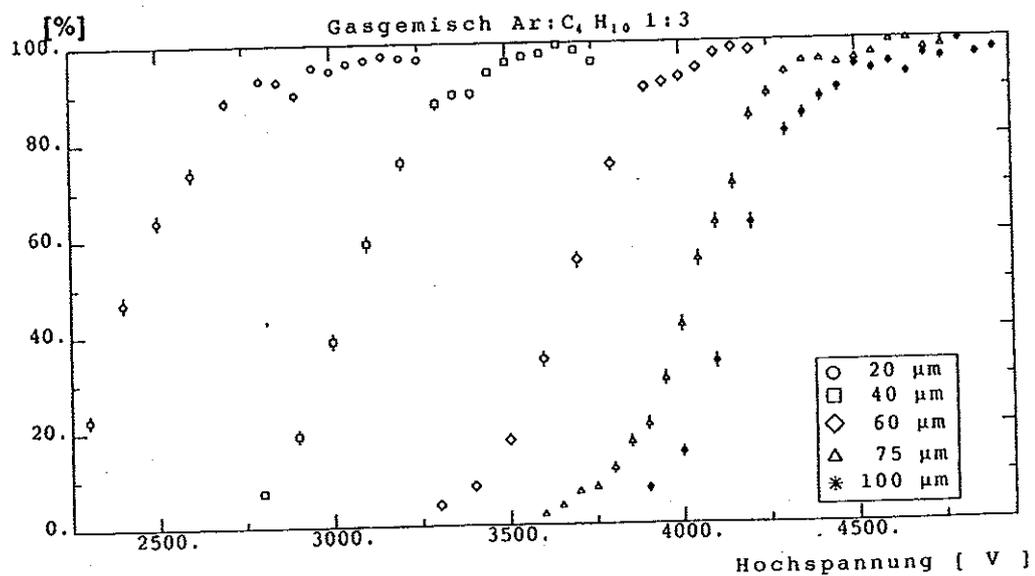


Abb. 52: Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Hochspannung für verschiedene Drahtdurchmesser, mittels kosmischer Myonen gemessen

Abbildung 53 zeigt die mittlere Ladungsdeposition in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung für die unterschiedlichen Drahtdurchmesser. Ab einem Drahtdurchmesser von $40\ \mu\text{m}$ erhält man zwei Maxima in den Pulshöhenverteilungen, wobei das erste Maximum mit zunehmender Hochspannung verschwindet und dann ein zweites Maximum auftritt. Dieser Übergang ist nicht kontinuierlich und stellt den Übergang vom Proportional- zum Streamerbereich dar. Bei Drahtdurchmessern zwischen 40 und $60\ \mu\text{m}$ gibt es im Übergangsbereich überhaupt keine klar getrennten Maxima in der Pulshöhenverteilung, so daß in Abbildung 53 für einige Hochspannungswerte keine entsprechenden Ladungswerte aufgetragen wurden. Für Drahtdurchmesser über $75\ \mu\text{m}$ ist es möglich, im Übergangsbereich zwei Maxima bei gleicher Hochspannung voneinander zu trennen. Dies ist in Abbildung 54 für einen Draht mit $100\ \mu\text{m}$ Durchmesser dargestellt. Ab einer Spannung von ca. $4400\ \text{V}$ ist nur noch das Maximum des Streamerpulses zu erkennen. Es sei darauf hingewiesen, daß die Pedestal in den Pulshöhenspektren nicht subtrahiert sind und durch einen kleinen Pfeil angedeutet werden. Bei Spektren mit zwei getrennten Maxima wurden diese durch entsprechende Schnitte voneinander getrennt und an jedes Maximum eine Gaußkurve zur Ermittlung des Mittelwertes angepaßt.

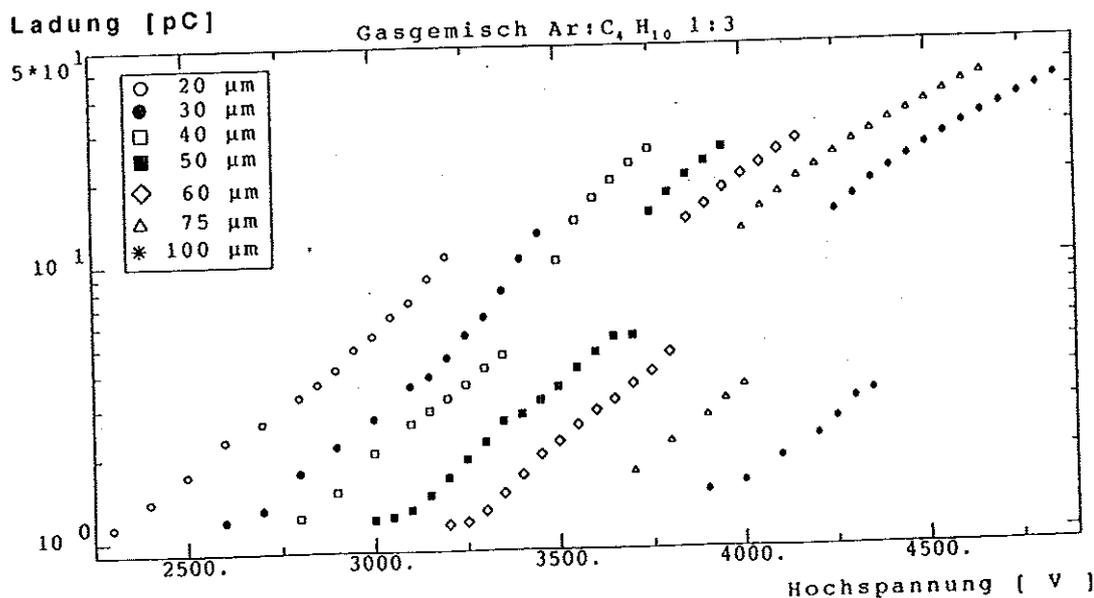


Abb. 53: Ladungsdeposition als Funktion der Hochspannung für verschiedene Drahtdurchmesser, mittel ^{59}Fe gemessen

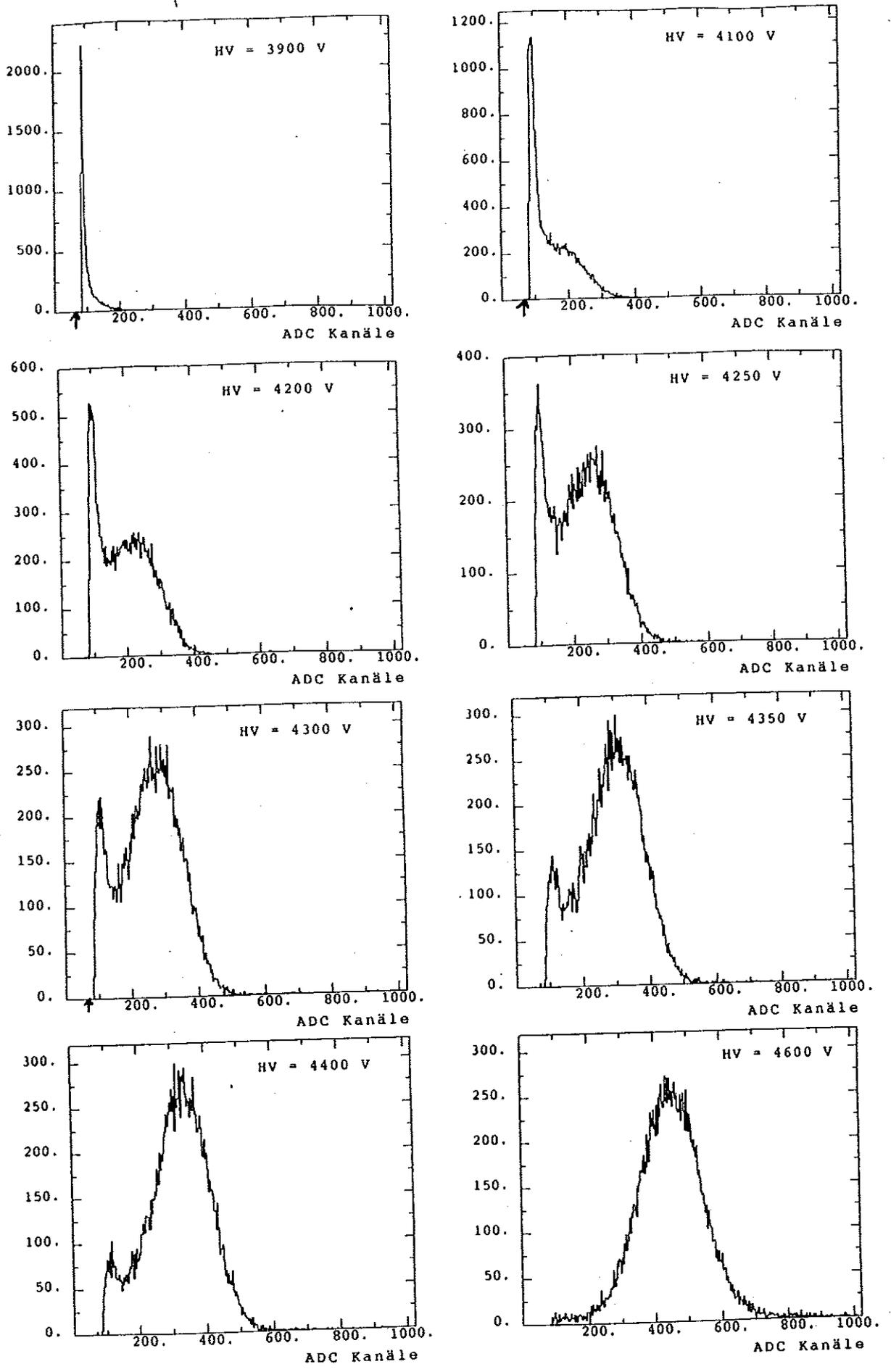


Abb. 54: Pulshöhenspektren für einen 100 μm Anodendraht
 Gasgemisch Ar:C₄H₁₀ 1:3

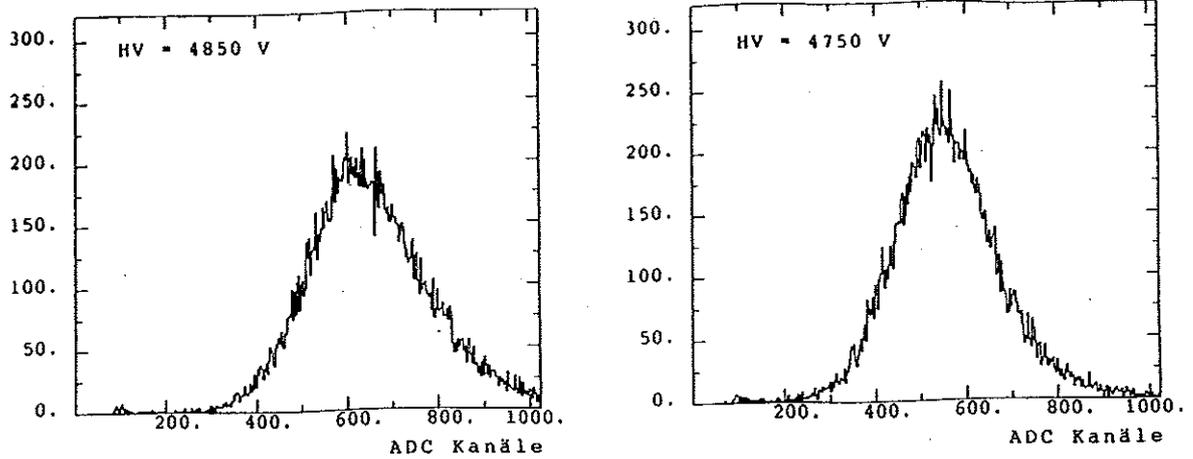


Abb. 54: Pulshöhenspektren für einen 100 µm Anodendraht
Gasgemisch Ar:C₄H₁₀ 1:3

Drähte mit 75 µm Durchmesser zeigen das gleiche Verhalten wie 100 µm Drähte (Abb. 53), wobei der Sprung beim Übergang vom Proportional- zum Streamermode etwas kleiner ist. Anodendrahte mit 75 µm Durchmesser bieten gegenüber 100 µm Drähten den Vorteil, bei geringeren Hochspannungen arbeiten zu können. Abbildung 55 zeigt, daß die Differenz der Ladungsdeposition zwischen Streamer- und Proportionalmode mit kleiner werdendem Drahtdurchmesser abnimmt.

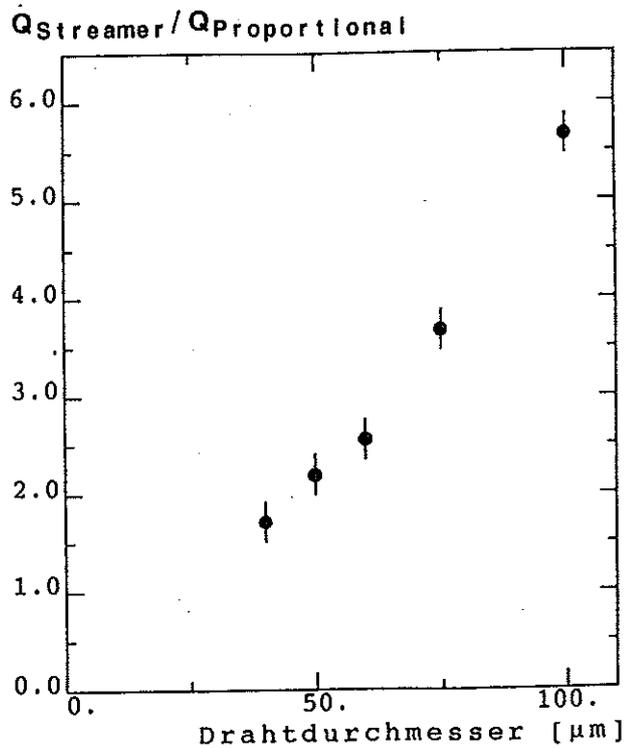


Abb. 55: Quotient der Ladungsdeposition von Streamer- und Proportionalmode für verschiedene Drahtdurchmesser

5.3. Abhängigkeit des Streamermodes vom Kammerdurchmesser

Die in 5.2. angegebene Gleichung (7) zeigt, daß das elektrische Feld auch vom Kathodenradius abhängt. Um die Abhängigkeit des Streamermodes vom Kathodendurchmesser zu untersuchen, wurden Streamerkammern mit einem Kammerdurchmesser zwischen 8 und 16 mm gebaut. Es wurden jeweils zwei Kanäle gleicher Geometrie angefertigt und untersucht, um bautechnisch bedingte Unterschiede erkennen zu können. Innerhalb der statistisch zu erwartenden Schwankungen wurden aber keine Abweichungen zwischen korrespondierenden Kanälen festgestellt. Die Kammern wurden aus Aluminium gefräst, anschließend poliert und mit Anodendrähten von 75 μm Durchmesser versehen. Als Deckel wurde eine mit einer metallisierten Mylarfolie überklebte Aluminiumplatte verwendet, in die Einstrahlungsöffnungen gefräst waren (Abb. 56). Die Kammern wurden mit dem Standardgasgemisch Argon-Isobutan 1:3 betrieben.

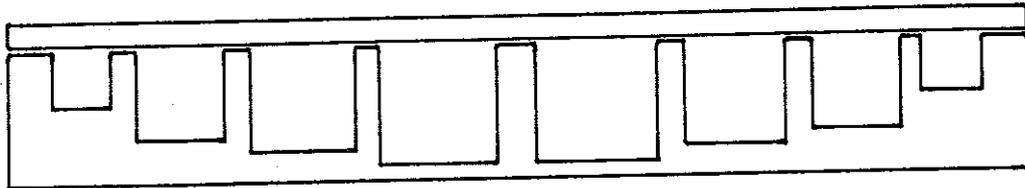


Abb. 56: Querschnitt durch die Geometrie einer Kammer

Abbildung 57 zeigt den Verlauf der Zählratenkurven für die unterschiedlichen Kammerdurchmesser. Für alle Kammern wird ein Plateau in der Zählratenkurve erreicht. Die Hochspannung, bei der das Plateau einsetzt, nimmt mit zunehmendem Kathodendurchmesser zu. In Abbildung 58 ist der in Gleichung (7) auftretende Proportionalitätsfaktor $V_0 / \ln(b/a)$ in Abhängigkeit vom Kathodendurchmesser aufgetragen. Dabei wurde für V_0 der Wert der Hochspannung eingesetzt, der zum Erreichen des Plateaus nötig ist. Von statistischen Schwankungen abgesehen, ergibt sich für alle Kathodenradien derselbe Wert. Dies bedeutet, daß sich Kammern unterschiedlichen Durchmessers mit gleichen Anodendrähten dann gleich verhalten, wenn die Hochspannung so gewählt wird, daß sich in gleichen Abständen vom Anodendraht gleiche Feldstärken ergeben.

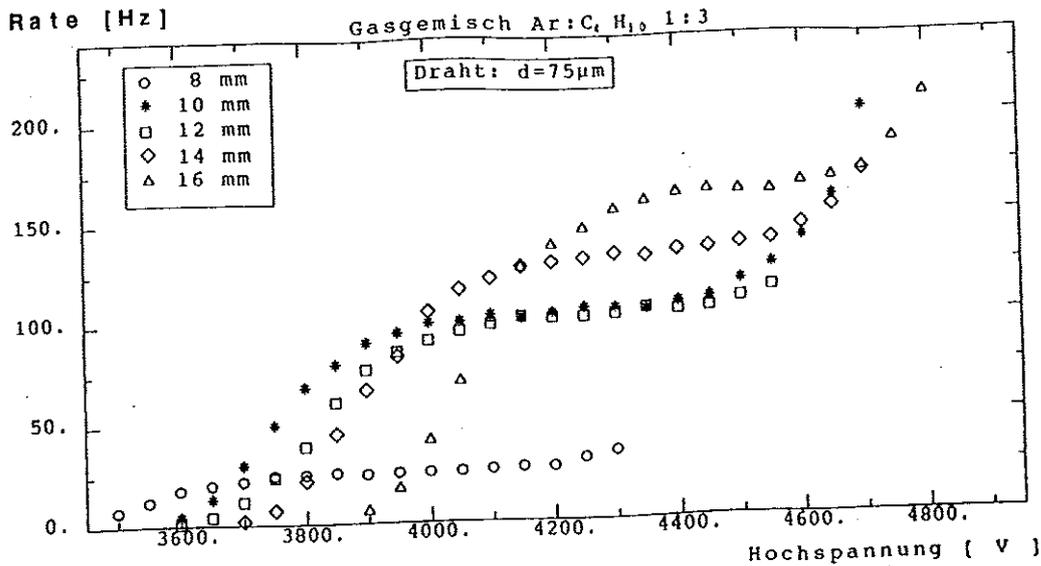


Abb. 57: Zählraten für Kammern mit unterschiedlichem Durchmesser
Die Plateauhöhe variiert aufgrund unterschiedlicher
Bestrahlungsintensität

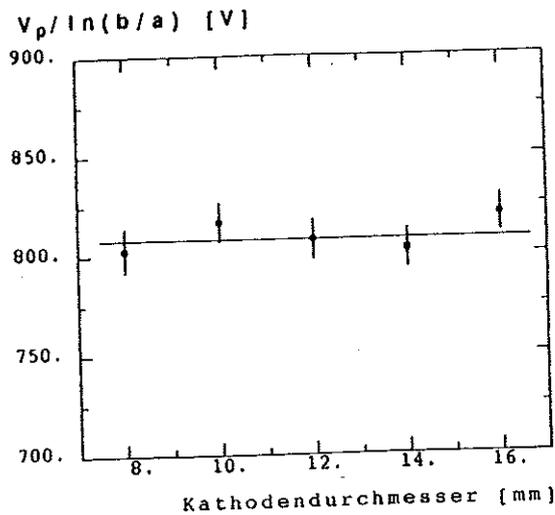


Abb. 58: Proportionalitätsfaktor ($E(r) = V/(\ln(b/a)*r)$) als Funktion des
Kammerdurchmessers. V_p ist die Hochspannung, für die das
Zählratenplateau der jeweiligen Kammer erreicht wird.

Die mittlere Ladungsdeposition nimmt bei konstanter Hochspannung mit zunehmendem Kammerdurchmesser ab (Abb. 59). Der Grund hierfür ist die mit zunehmendem Kammerdurchmesser abnehmende Feldstärke. Abbildung 60 zeigt die Feldstärke im Abstand von einem mm vom Anodendraht ($d = 75 \mu\text{m}$) für die unterschiedlichen Kammerdurchmesser bei einer Hochspannung von 4200 V.

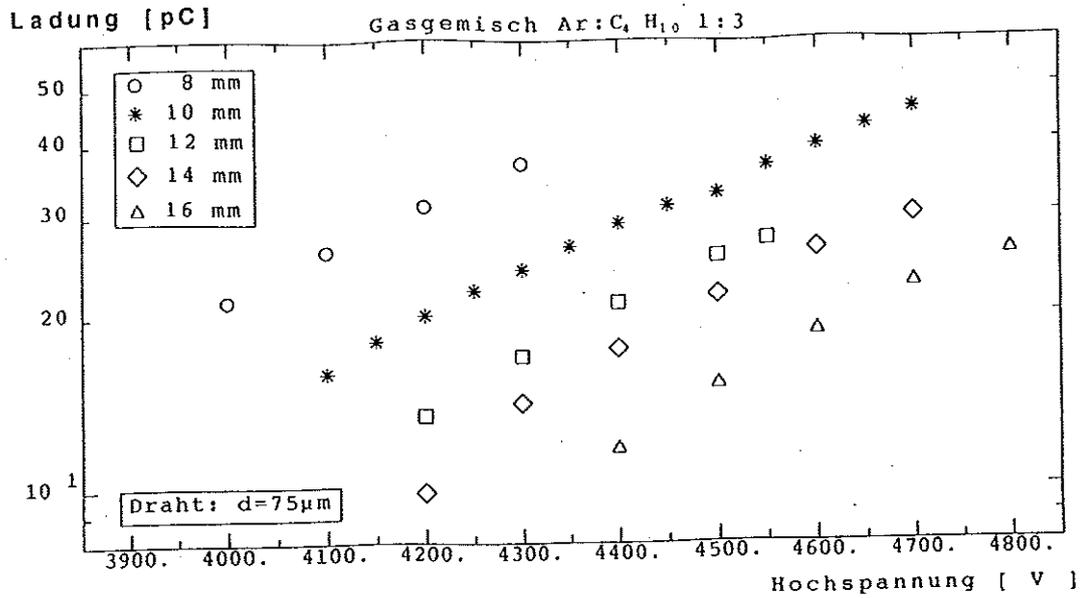


Abb. 59: Ladungsdeposition als Funktion der Hochspannung für verschiedenen Kammerdurchmesser mit ^{55}Fe gemessen

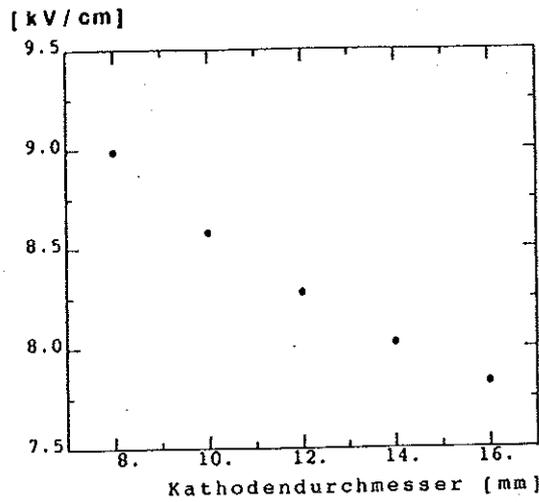


Abb. 60: Feld als Funktion des Kammerdurchmessers für eine Hochspannung von 4200 V

Abbildung 61 zeigt, daß die Ladungsdeposition in einer geschlossenen Kammer, bei festem Drahradius, ausschließlich von der elektrischen Feldstärke abhängt. Die mittlere deponierte Ladung ist unabhängig davon, ob die Feldstärke durch Variation des Kathodendurchmesser (Kreise und Quadrate) oder durch Änderung der Hochspannung (Dreiecke) erreicht wird.

Ladung [pC]

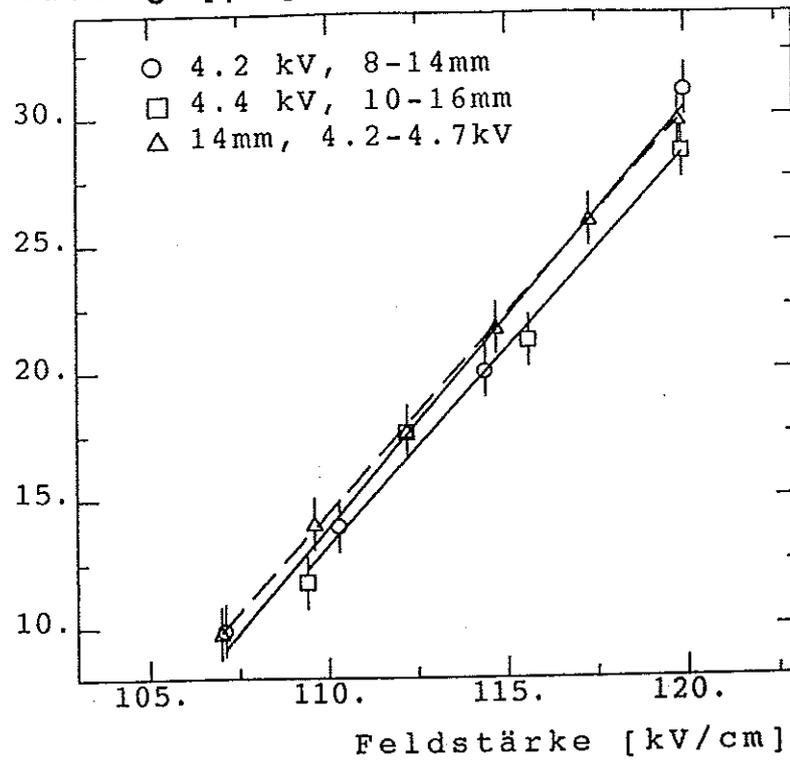


Abb. 61: Ladungsdeposition als Funktion der elektrischen Feldstärke

5.4. Abhängigkeit des Streamermodes vom Kathodenmaterial

Bei der Rekombination von Elektronen und Ionen entstehen Photonen, die bis zur Kathode gelangen können. Ist die Photonenenergie größer als die Austrittsarbeit des Kathodenmaterials, so können aus der Kathode Elektronen herausgeschlagen werden, die im elektrischen Feld zur Anode driften und in Drahtnähe eine neue Lawine erzeugen. Dieser Vorgang kann sich bei zu geringem Löschgasanteil im Kammergas kaskadenartig wiederholen. Abbildung 62 zeigt dieses Verhalten für eine Aluminiumkammer von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Querschnitt mit einem Anodendrahtdurchmesser von $60 \text{ }\mu\text{m}$, die mit dem Standardgasgemisch Argon-Isobutan 1:3 betrieben wurde. Die angelegte Hochspannung betrug bei dieser Aufnahme 4300 V . Der zeitliche Abstand zwischen zwei Kaskaden liegt bei ca. 100 ns ; mit dem Kathodendrahtabstand von 5 mm erhält man eine mittlere Driftgeschwindigkeit von $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Da für das verwendete Gasgemisch und die angelegte Hochspannung keine Daten für die Driftgeschwindigkeit vorlagen, soll dieser Wert mit den Daten für ein anderes ähnliches Gasgemisch verglichen werden. Abbildung 63 zeigt die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in verschiedenen Argon-Isobutan-Gasgemischen als Funktion der elektrischen Feldstärke. Die Driftgeschwindigkeit nimmt mit steigendem Isobutananteil zu und entspricht der erwarteten Größenordnung.

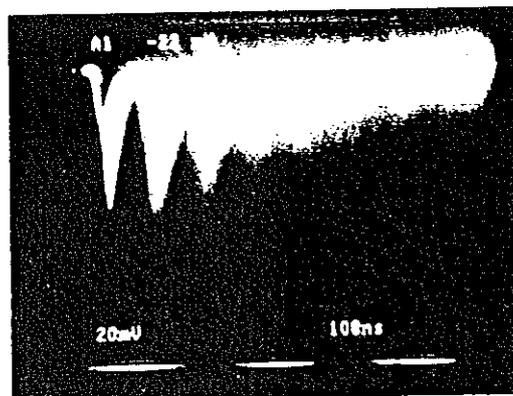


Abb. 62: Nachpulse bei einer $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Aluminiumkammer
Gasgemisch Ar:C₄H₁₀ 1:3
Drahtdurchmesser $60 \text{ }\mu\text{m}$
Hochspannung 4300 V

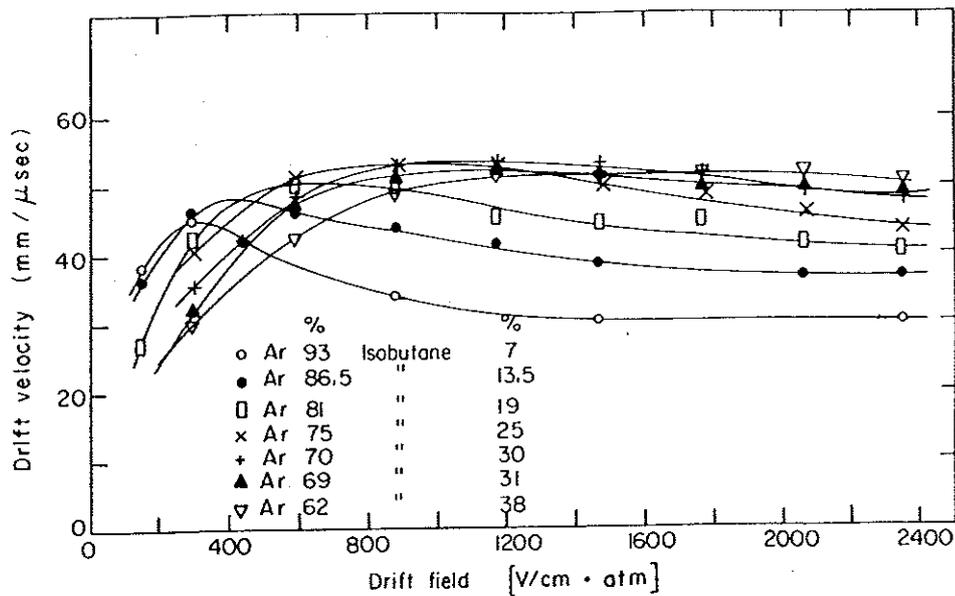


Abb. 63: Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Ar:C₄H₁₀ Gasgemischen /14/

Liegt die Energie der durch Rekombination erzeugten Photonen zwischen den Werten für die Austrittsarbeit zweier verschiedener Kathodenmaterialien, so sollte sich dies im unterschiedlichen Nachpulsverhalten der aus diesen Materialien aufgebauten Kammern bemerkbar machen und bei Kathodenmaterialien mit kleiner Austrittsarbeit zu einer Verkürzung des Zählratenplateaus führen /15/.

Die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurden mit einer Aluminiumkammer (Austrittsarbeit 4.06-4.41 eV je nach Kristalltyp) und einer mit Graphit beschichteten PVC Kammer (Austrittsarbeit 5.0 eV) durchgeführt. Für den Flächenwiderstand der graphitierten Kammer wurden Werte zwischen 50 und 150 kΩ gemessen. Der Anodendrahtdurchmesser betrug 75 μm, und es wurde das Standardgasgemisch ArgonIsobutan 1:3 benutzt.

Abbildung 64a zeigt den Verlauf der Zählratenkurven für die verschiedenen Kammern. Die unterschiedliche Plateauhöhe ist durch eine unterschiedliche Dicke der Folien, durch die in die Kammer eingestrahlt wurde, und eine geänderte Quellenposition zu erklären. Von diesem Unterschied abgesehen, zeigen die beiden Kurven genau den gleichen Verlauf und lassen somit keinen Unterschied der beiden Kammermaterialien erkennen.

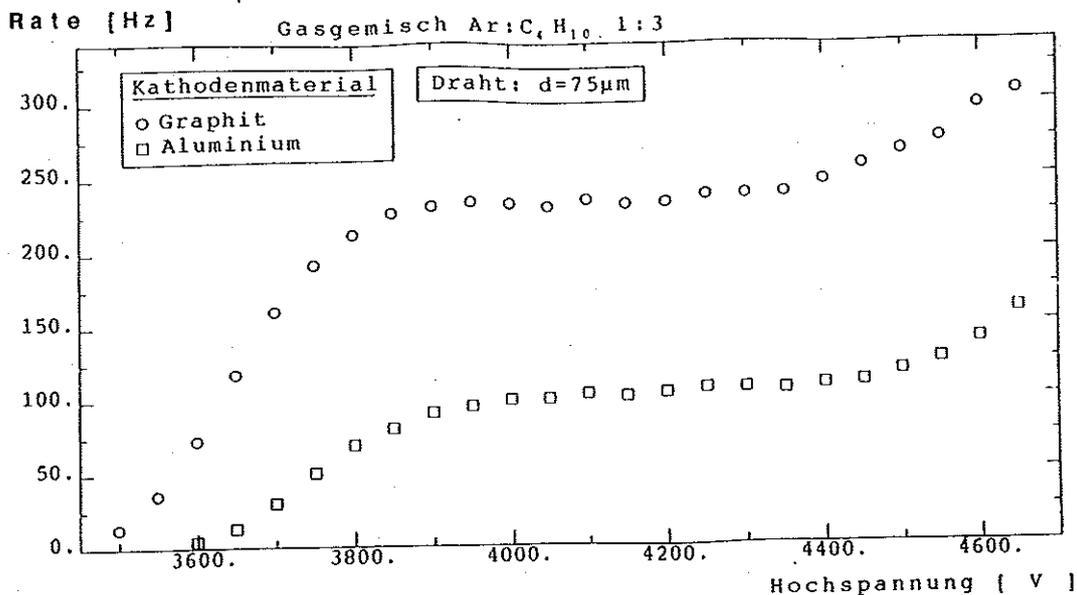


Abb. 64a: Zählrate für verschiedene Kathodenmaterialien
 Die Plateauhöhe variiert aufgrund unterschiedlicher
 Bestrahlungsintensität

Aufgrund der geringeren Austrittsarbeit von Aluminium erwartet man, bedingt durch stärkeres Nachpulsen, für Aluminium eine größere mittlere Ladungsdeposition als für Graphit /15/. Diese Erwartung kann durch die Messungen nicht bestätigt werden, da die mittlere Ladungsdeposition für die Graphitkathode größer ist als für die Aluminiumkathode (Abb. 64b). Aufgrund der zu großen systematischen Fehler ist es aber nicht möglich, ein anderes Ergebnis auszuschließen. Die Verschiebung der beiden Kurven kann schon durch eine Luftdruckänderung um ca. 15 hPa bzw. eine Änderung des Isobutananteils am Gesamtgemisch um 2% bewirkt werden. Da die beiden Messungen aber an verschiedenen Tagen durchgeführt wurden, können diese Effekte nicht ausgeschlossen werden.

Die Kurven für die Nachweiswahrscheinlichkeiten zeigen größere Werte für die Graphitkathode im Anstiegsbereich und gleiche Werte für Graphit- und Aluminiumkathode im Plateaubereich (Abb. 66). Dieser Unterschied kann wiederum durch die oben genannten systematischen Fehler bedingt sein. Auffällig ist, daß mit der Graphitkathode bis zu wesentlich höheren Spannungen gemessen werden konnte, ohne daß die Kammer merklich Strom zog. Dieses Verhalten konnte aufgrund der Zählratenkurven nicht erwartet werden. Als Ursache für dieses Verhalten kann die von Battistoni et al. /16/ gezeigte Abhängigkeit des Nachpulsverhaltens von der Zählrate angesehen werden (Abb. 67).

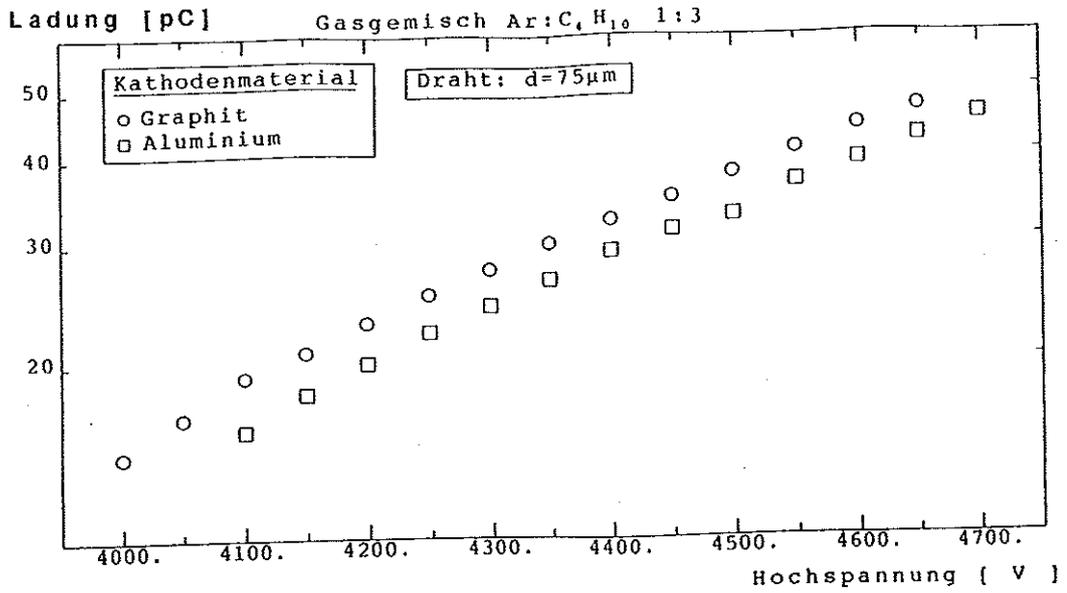


Abb. 64b: Ladungsdeposition für verschiedene Kathodenmaterialien

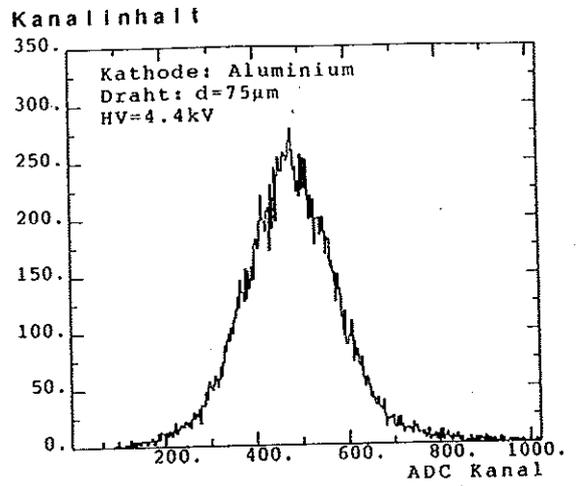
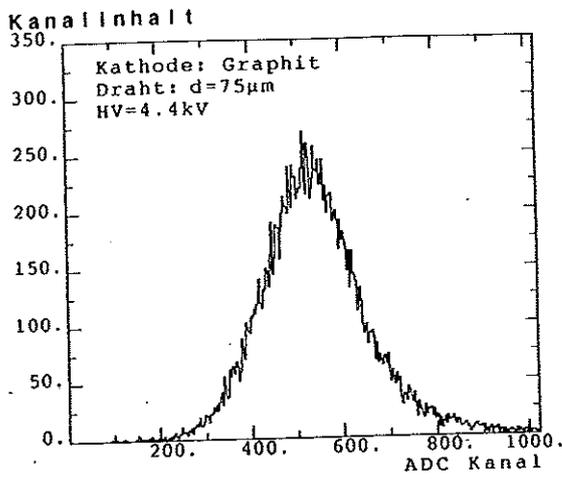


Abb. 65: Pulshöhenspektren für verschiedene Kathodenmaterialien

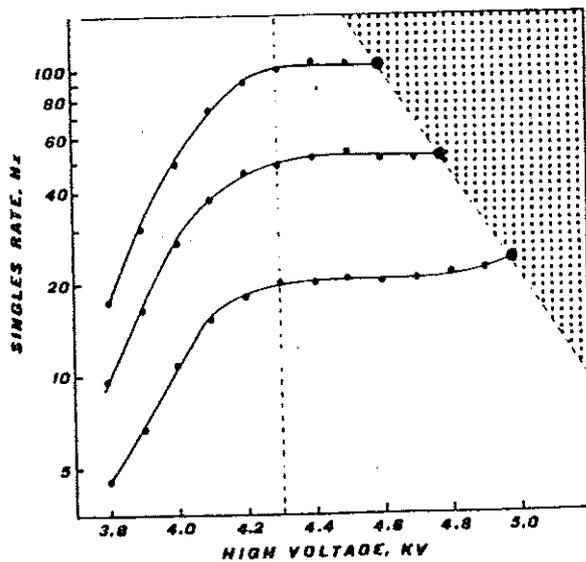


Abb. 67: Abhängigkeit des Nachpulsverhaltens von der Bestrahlungsrate. Der gepunktete Bereich zeigt den Bereich, in dem Selbstentladungen beginnen. /-16/

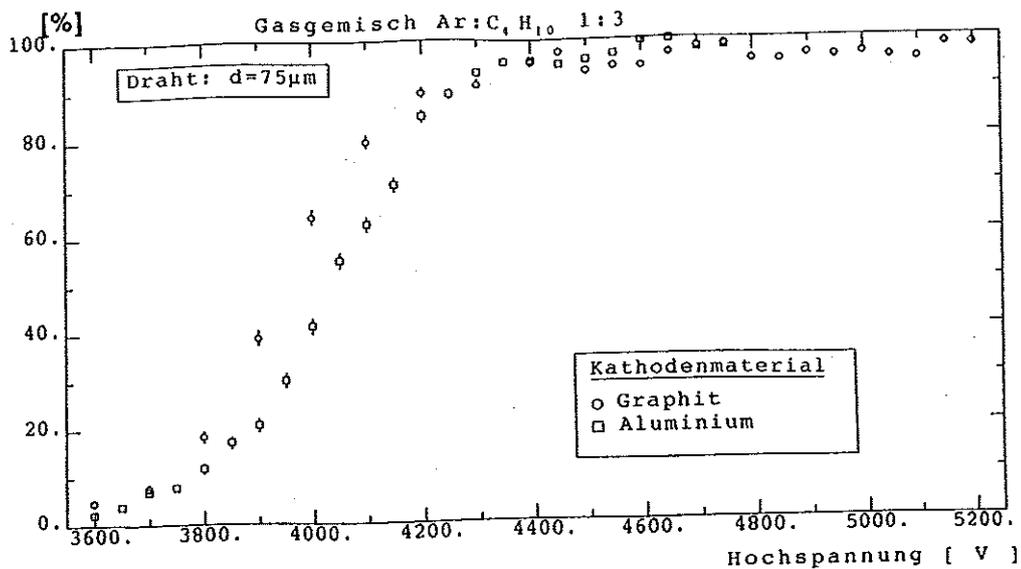


Abb. 66: Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Kathodenmaterialien

Bei kleinen Zählraten von wenigen Hz, wie sie bei der Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit mittels kosmischer Myonen auftreten, zeigt sich das unterschiedliche Verhalten der verschiedenen Kathodenmaterialien deutlicher als bei hohen Raten, da hier das Nachpulsverhalten der Kammern nicht durch die Bestrahlungsrates, sondern durch das Verhalten des Kathodenmaterials bezüglich Photoeffekt bestimmt wird.

In Hinblick auf das Nachpulsverhalten besitzt Graphit gegenüber Aluminium Vorteile als Kathodenmaterial. Zu diesen Vorteilen kommt noch hinzu, daß bei geeignetem Kammeraufbau und einer hochohmigen Graphitbeschichtung die induktive Auslese der Kammer-signale möglich wird /11,17/. Als Nachteil einer Graphitbeschichtung ist die Rauheit der Oberfläche zu nennen, die zu Glimmentladungen an den Spitzen führen kann. Dieser Nachteil kann aber durch eine entsprechend sorgfältige Aufbringung der Beschichtung, eine anschließende Politur der Oberfläche und einen vorsichtigen Einbrennvorgang, bei dem die verbleibenden Spitzen durch Glimmentladungen abgebrannt werden, behoben werden.

5.5. Kammer ohne Deckel und Kammer ohne Deckel und ohne Boden

Läßt man bei einer Streamerkammer den Deckel bzw. Deckel und Boden weg, so ändert sich die Form des elektrischen Feldes (Abb. 68). Da die Dichte der Feldlinien im Kammervolumen abnimmt, erwartet man eine Verschiebung der Zählraten und Nachweiswahrscheinlichkeitskurve zu höheren Spannungen. Die mittlere Ladungsdeposition sollte aufgrund der kleineren Gasverstärkung bei offenen Kammern kleiner sein als bei geschlossenen Kammern.

In Abbildung 14 ist der Aufbau der im Experiment benutzten Kammern im Querschnitt dargestellt. Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, wurde nicht der Deckel bzw. Deckel und Boden weggelassen, sondern durch einen PVC Deckel bzw. Deckel und Boden mit unendlichem Flächenwiderstand ersetzt. Die Befestigungsschrauben für Deckel und Boden wurden durch Kunststoffschrauben ersetzt, um eine Verzerrung des Feldes auszuschließen. Der Durchmesser der Anodendrähte betrug $75 \mu\text{m}$, und als Kammergas wurde das Standardgasgemisch Argon-Isobutan 1:3 verwendet.

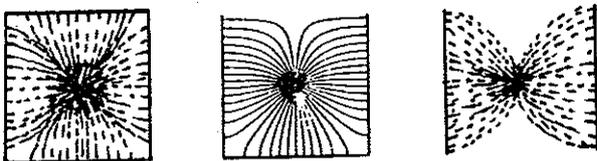


Abb. 68: Skizzen des Feldverlaufs in offenen und geschlossenen Kammern

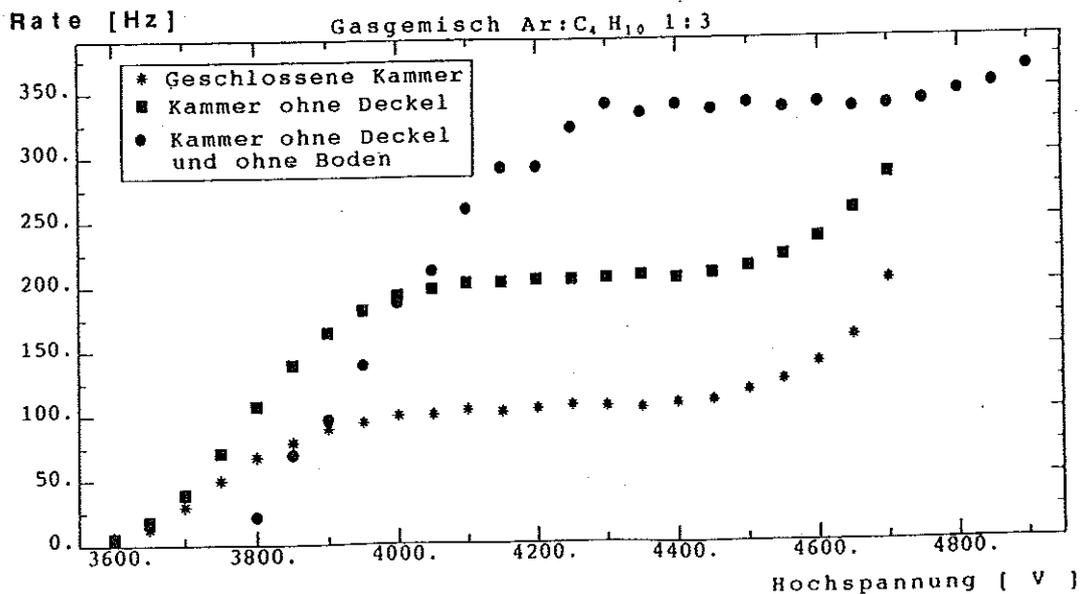


Abb. 69a: Zählrate als Funktion der Hochspannung für offene und geschlossene Kammern
Die Plateauhöhe variiert aufgrund unterschiedlicher Bestrahlungsintensität

Abbildung 69a zeigt den Verlauf der Zählratenkurven für die drei verschiedenen Anordnungen. Die Hochspannung, bei der das Zählratenplateau einsetzt, liegt bei der Kammer ohne Deckel und ohne Boden am höchsten und etwa 300 V über dem Wert für die geschlossene Kammer. Für die anderen beiden Kammern ist nur ein geringer Unterschied festzustellen. Die unterschiedliche Plateauhöhe ist auf unterschiedliche Folien, durch die in die Kammern eingestrahlt wurde, und Positionsänderungen der Quelle zurückzuführen.

Die Kurven für die mittlere Ladungsdeposition zeigen den Unterschied zwischen den verschiedenen Kammern am deutlichsten (Abb. 69b). Bei gleicher Hochspannung ist die mittlere Ladungsdeposition bei der geschlossenen Kammer am größten. Der Abstand der drei Kurven ist über den gesamten Hochspannungsbereich praktisch konstant. Dieses Verhalten entspricht genau dem Verhalten von geschlossenen Kammern mit unterschiedlichem Kammerdurchmesser (vergleiche Abb. 59 (5.3.)), wobei die Kammer ohne Deckel einer geschlossenen Kammer mit 12 mm Durchmesser, und die Kammer ohne Deckel und Boden einer geschlossenen Kammer mit 16 mm Durchmesser entspricht. Außerdem stimmen auch die Zählratenkurven dieser korrespondierenden Kammern gut überein.

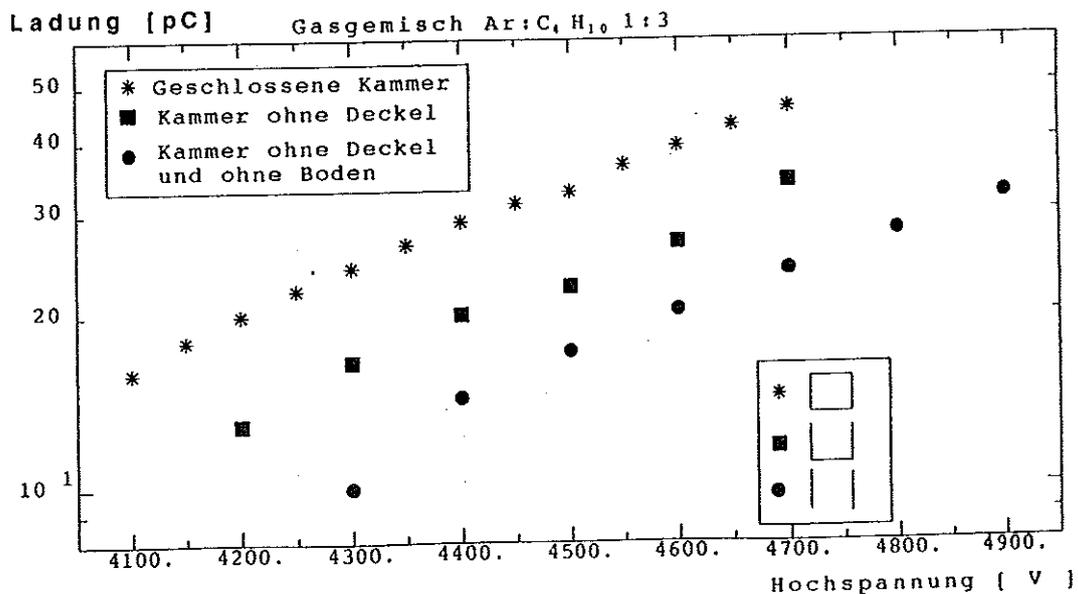
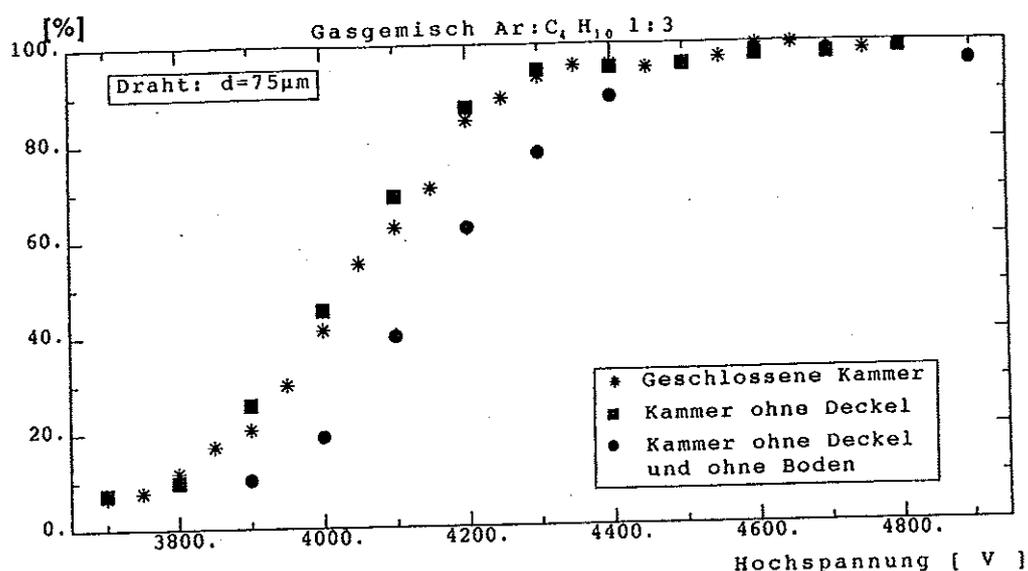


Abb. 69b: Ladungsdeposition als Funktion der Hochspannung für offene und geschlossene Kammern

Die Kurven für die Nachweiswahrscheinlichkeiten zeigen sowohl für die geschlossene als auch für die Kammer ohne Deckel und Boden das erwartete Verhalten /18/. Die deckel- und bodenlose Kammer erreicht erst ca. 200 V später das Plateau. Für die Kammer ohne Deckel würde man einen Kurvenverlauf erwarten, der zwischen den anderen beiden Kurven liegt. Die Messung ergibt aber einen Kurvenverlauf, der noch über demjenigen der Kurve für die geschlossene Kammer liegt. Auch hier können die schon genannten systematischen Fehler (Kap. 7.4) wie Luftdruckschwankungen und Gemischänderungen als Begründung herangezogen werden.



Sieht man von einem systematischen Fehler ab, so zeigen diese Ergebnisse, daß bei teilweise offenen Kammern mit größeren Hochspannungen gearbeitet werden muß, um die gleichen Arbeitsbedingungen zu erhalten wie bei einer geschlossenen Kammer.

5.6. Abhängigkeit des Streamermodes vom Gasdruck

Da der Innendruck von Gaskammern häufig nicht vom äußeren Luftdruck abgekoppelt ist, wirken sich Luftdruckschwankungen auf die Arbeitsweise dieser Kammern aus. Die Gasverstärkung, die Absorptionswahrscheinlichkeit für Photonen, dE/dx für geladene Teilchen, die Driftgeschwindigkeiten von Ionen und Elektronen in Gasen sowie die Rekombinationswahrscheinlichkeit von Elektron Ionenpaaren sind vom Gasdruck abhängig. Man erwartet also eine Abhängigkeit der Zählratenkurven, der mittleren Ladungsdeposition und der Nachweiswahrscheinlichkeiten vom Gasdruck. Zur Untersuchung dieser Abhängigkeiten wurden Aluminiumkammern mit $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Querschnitt und einem Anodendrahtdurchmesser von $75 \text{ }\mu\text{m}$ verwendet. Es wurde mit permanentem Gasdurchfluß gearbeitet. Der Druck wurde durch ein Auslaßventil reguliert, dessen Auslaßquerschnitt variiert werden konnte. Vor dem Auslaßventil war ein Manometer, dessen Skaleneinteilung 10 hPa betrug, installiert. Der schematische Aufbau der Gasversorgung ist aus Anhang D zu ersehen. Es wurden zwei unterschiedliche Gasgemische, Argon-Kohlendioxid 1:4 und Argon-Isobutan 1:3, bei unterschiedlichen Hochspannungen untersucht.

a) Argon-Kohlendioxid 1:4

Abbildung 70 zeigt die Zählratenkurve für das Gasgemisch Argon-Kohlendioxid bei Normaldruck. Die Pfeile deuten auf die Punkte der Zählratenkurve, für die die Abhängigkeit vom Gasdruck ermittelt wurde.

In Abbildung 71a ist die Zählrate in Abhängigkeit vom Gasdruck aufgetragen. Bei 3900 und 3800 V erhält man zuerst ein Plateau, an dessen Ende die Zählrate, wie für die anderen Spannungen auch, stark abfällt. Für den Kurvenverlauf sind drei unterschiedliche Effekte verantwortlich. Der erste Effekt ist die Abnahme der Pulshöhe (Abb. 71b), die dazu führt, daß zunehmend mehr Pulse durch die feste Diskriminatorschwelle von 4.5 mV unterdrückt werden. Der zweite Effekt ist die Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit mit zunehmendem Gasdruck /19/. Der dritte Effekt besteht in der Zunahme der Absorptionswahrscheinlichkeit für Photonen mit steigender Gasdichte, d.h. mit wachsendem Gasdruck.

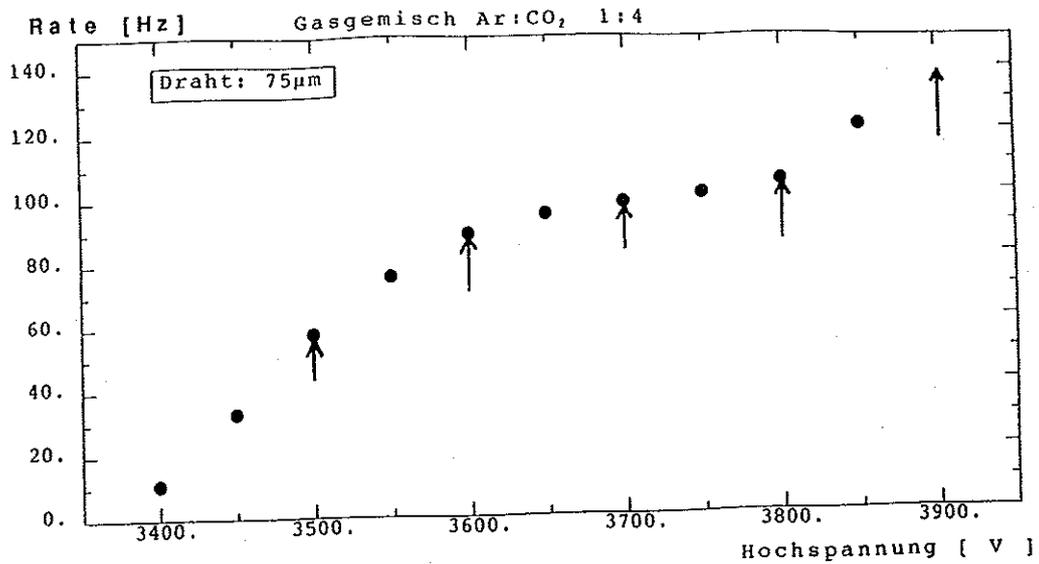


Abb. 70: Zählratenkurve für Ar:CO₂ 1:4

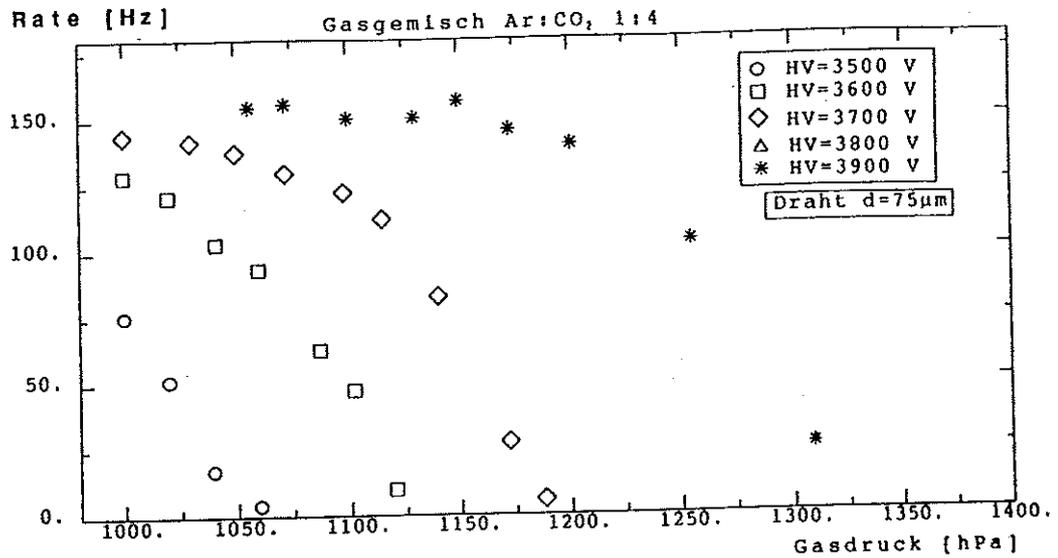


Abb. 71a: Druckabhängigkeit der Zählrate bei verschiedenen Hochspannungen für ein Ar:CO₂ 1:4 Gasgemisch

Die mittlere Ladungsdeposition ist in Abbildung 71b gegen den Gasdruck in einem doppeltlogarithmischen Diagramm aufgetragen. Für eine feste Hochspannung liegen die Meßpunkte auf einer Geraden. Die Abhängigkeit der mittleren deponierten Ladung kann durch die Gleichung

$$Q(p) = Q(p_0) * (p/p_0)^x \quad (13)$$

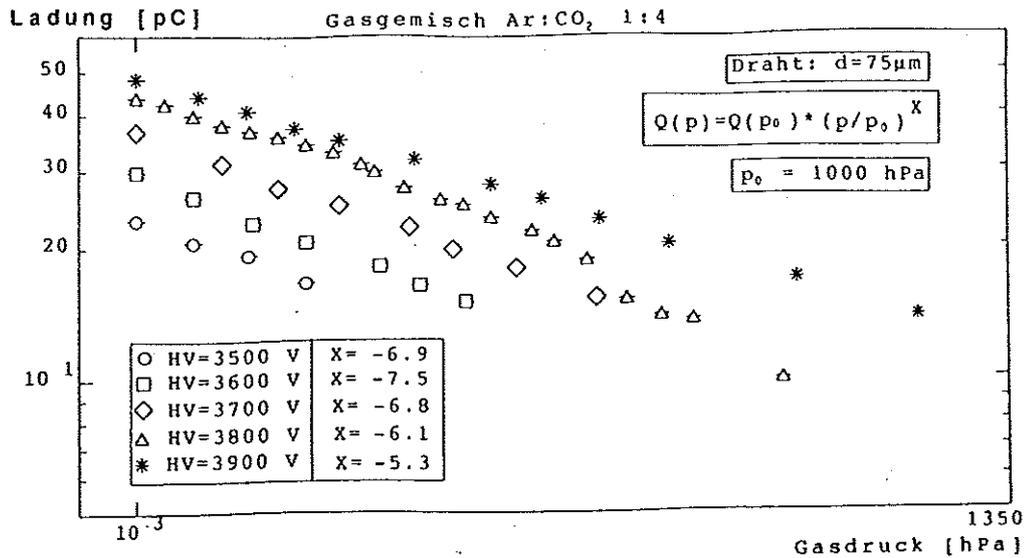


Abb. 71b: Druckabhängigkeit der Ladungsdeposition bei verschiedenen Hochspannungen für ein Ar:CO₂ 1:4 Gasgemisch

beschrieben werden. Für den Exponenten wurden mittels einer Anpassungsrechnung an die Daten Werte zwischen -5.3 und -7.5 ermittelt. Sieht man von dem Wert, der für die Hochspannung von 3500 V ermittelt wurde und weit unterhalb des Zählratenplateaus liegt, ab, so wird die Abhängigkeit der Ladungsdeposition vom Gasdruck mit zunehmender Hochspannung kleiner (Abb. 72).

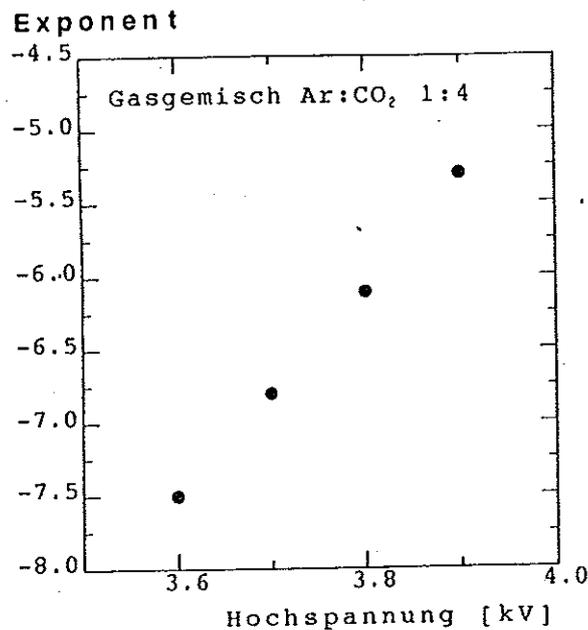


Abb. 72: X Als Funktion der Hochspannung ($Q(p) = Q(p_0) * (p/p_0)^X$)

b) Argon-Isobutan 1:3

Aus Abbildung 73 sind die Punkte der Zählratenkurve ersichtlich, für die die Abhängigkeit vom Gasdruck ermittelt wurde. Die beiden Zählratenkurven in Abbildung 74a zeigen einen ähnlichen Verlauf. Mit zunehmendem Gasdruck nimmt die Zählrate erst leicht ab, steigt dann bis zu einem Maximum wieder an, um dann sehr steil abzufallen. Dieses Verhalten kann durch die unterschiedliche Abhängigkeit der Nachweis- und Absorptionswahrscheinlichkeit vom Gasdruck erklärt werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit nimmt ab, die Absorptionswahrscheinlichkeit zu und eine geeignete Überlagerung dieser beiden Effekte führt zu dem gemessenen Kurvenverlauf. Der steile Abfall ist durch die Abnahme der Pulshöhe und der damit verbundenen Unterdrückung der Pulse durch die Diskriminatorschwelle bei gleichzeitiger Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit zu erklären. Die mittlere Ladungsdeposition nimmt mit wachsendem Gasdruck ab. Die Abhängigkeit der mittleren Ladungsdeposition vom Gasdruck kann wiederum durch die Gleichung beschrieben werden, und man erhält im Plateau für den Exponenten -10.2 sowie oberhalb des Plateaus $X = -6.7$. Auch für dieses Gasgemisch nimmt die Abhängigkeit der Ladungsdeposition vom Druck mit zunehmender Hochspannung ab.

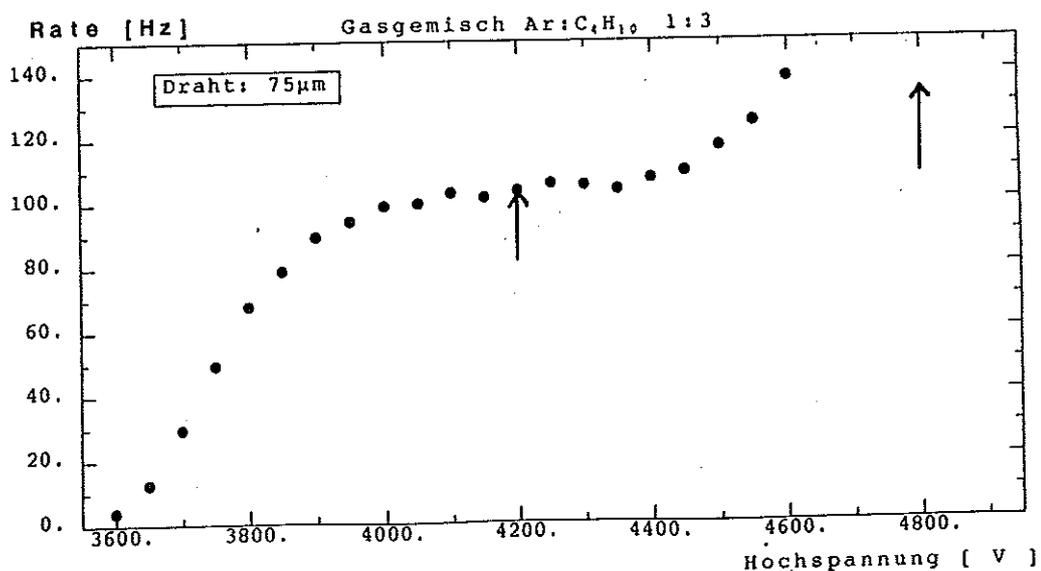


Abb. 73: Zählratenkurve für Ar:C₄H₁₀ 1:3

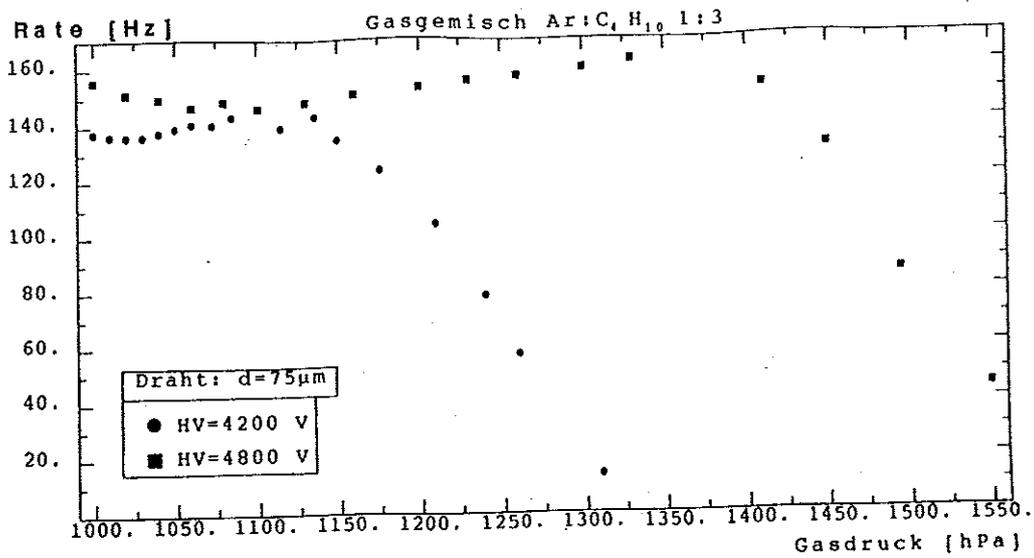


Abb. 74a: Druckabhängigkeit der Zählrate bei verschiedenen Hochspannungen für ein Ar:C₄H₁₀ 1:3 Gasgemisch

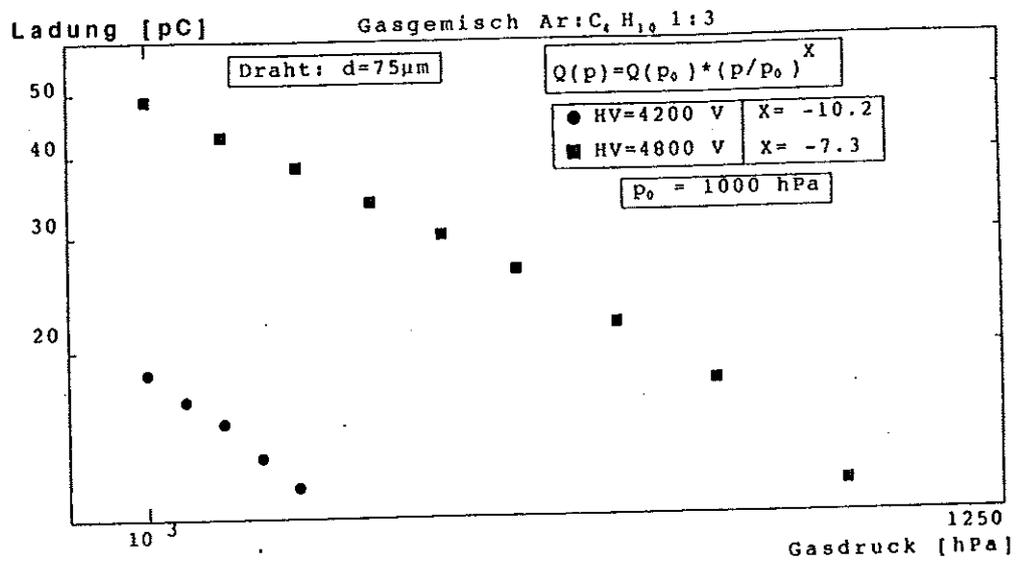


Abb. 74b: Druckabhängigkeit der Ladungsdeposition bei verschiedenen Hochspannungen für ein Ar:C₄H₁₀ 1:3 Gasgemisch

Die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit vom Gasdruck wurde nicht gemessen, da die Stabilisierung des Gasdrucks über mehr als 1-2 Minuten mit der oben beschriebenen Methode nur schwer möglich war.

Da in Kalorimetern die in den Streamerkammern deponierte Ladung als Maß für die im Kalorimeter deponierte Energie dienen soll, ist es nötig, Schwankungen, wie sie durch Druckänderungen entstehen können, zu kompensieren. Da es bei großen Kammer-Systemen, die, wie für den H1 Detektor vorgesehen, aus Kunststoffkammern bestehen, nicht möglich ist, die Kammern bei einem konstanten Druck zu betreiben, da dies zu Deformationen und starker mechanischer Belastung der Kammern mit eventueller Undichtigkeit als Folge führen könnte, muß eine andere Möglichkeit der Kompensation gefunden werden. Hier bietet sich als Alternative an, die Hochspannung der Kammern so nachzufahren, daß immer eine gleichbleibende Gasverstärkung erreicht wird. Ein derartiges Kompensationssystem erscheint auch deshalb sinnvoll, weil Fluktuationen in der Gaszusammensetzung, die ja auch eine Änderung der Gasverstärkung zur Folge haben, automatisch mit kompensiert würden.

5.7. Abhängigkeit des Streamermodes von der Primärstrahlung

Legt man die Theorien über den Streamermode zugrunde, so sollte die Ladungsdeposition nicht von der Art der Primärstrahlung abhängen, da die Entwicklung eines Streamers schon durch ein einzelnes, auf die Anode zudriftendes Elektron erzeugt werden kann. Die Messungen zeigen Unterschiede in der Ladungsdeposition für ^{55}Fe , ^{106}Ru und kosmische Myonen (Abb. 75). Da die systematischen Fehler die gleiche Größenordnung besitzen wie der aus Abbildung 75 zu ersehende Effekt, ist diese Messung durchaus mit den Vorhersagen der Theorie vereinbar.

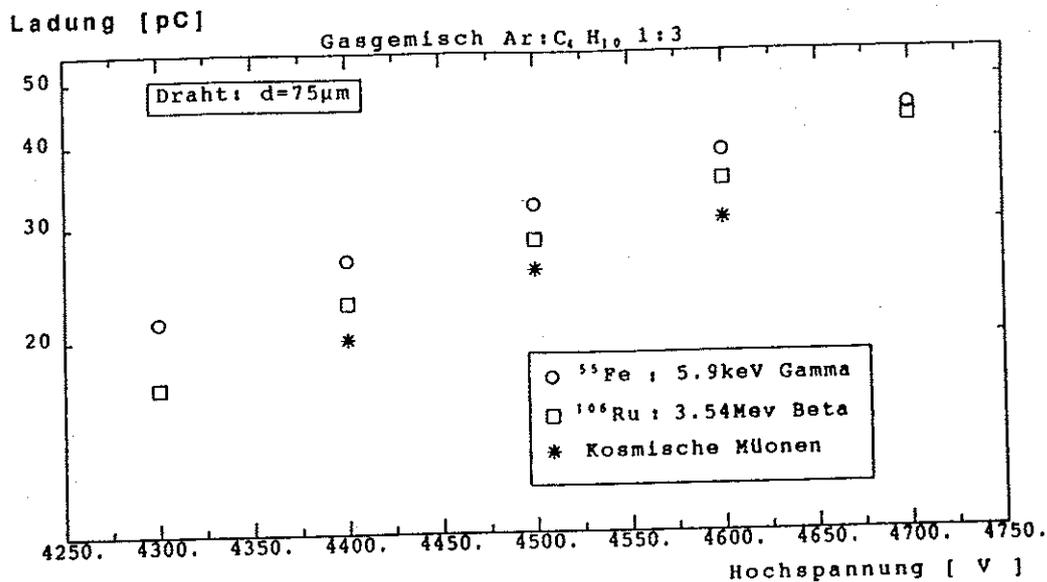


Abb. 75: Ladungsdeposition als Funktion der Hochspannung für unterschiedliche Primärstrahlung

Abbildung 76 zeigt die Abhängigkeit der Zählratenkurve von der Primärstrahlung. Obwohl auch bei dieser Messung unterschiedlicher Luftdruck eine gewisse Rolle gespielt haben kann, ist die Verschiebung der Zählratenplateaus von ^{55}Fe und ^{106}Ru um ca. 400 V so signifikant, daß sie nicht alleine auf diesen Effekt zurückgeführt werden kann (Abb. 76). Eine Abschätzung mittels der Messungen bezüglich der Druckabhängigkeit und der Messungen für das Standardgasgemisch ergibt, daß die Unterschiede, wie sie für die mittlere Ladungsdeposition für ^{55}Fe

und ^{106}Ru beobachtet werden (Abb. 76), zu einer maximalen Verschiebung von 200 V in den Zählratenkurven führen können. Die gemessene Verschiebung deckt sich mit der Beobachtung, daß das Plateau für die Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Myonen erst 300 bis 400 V später einsetzt als das Zählratenplateau für ^{55}Fe . Minimalionisierende Teilchen erreichen also erst bei größeren Feldstärken die gleiche Nachweiswahrscheinlichkeit wie ^{55}Fe /9 und 20/.

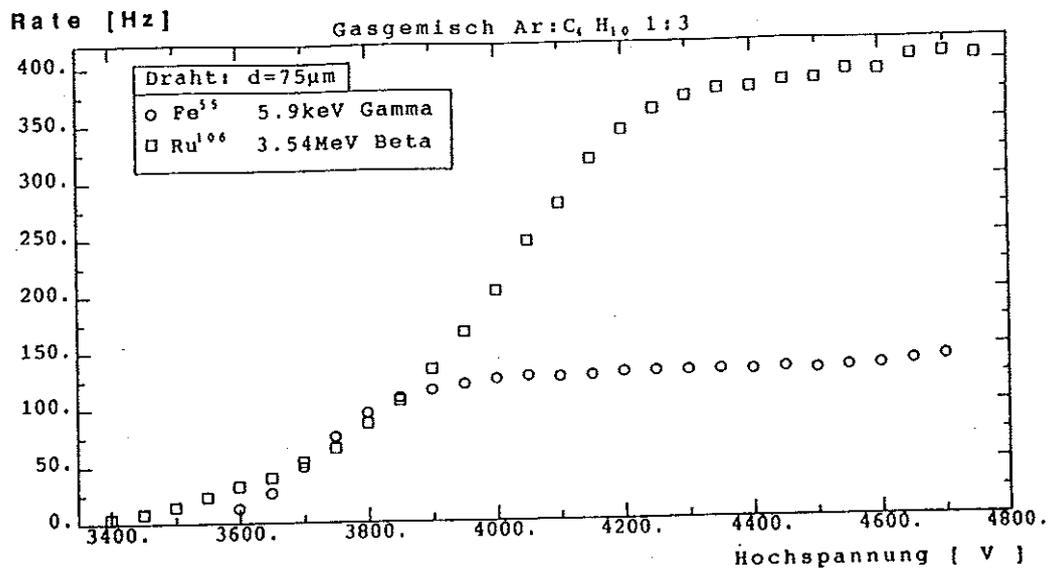


Abb. 76: Rate als Funktion der Hochspannung für ^{55}Fe und ^{106}Ru Quellen
Die Plateauhöhe variiert aufgrund unterschiedlicher
Bestrahlungsintensität

5.8. Stabilität

Die Stabilität des Arbeitspunktes wurde über einen Zeitraum von drei Tagen gemessen. Abbildung 77 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Zeit für das Standardgasgemisch bei einer Hochspannung von 4650 V. Dieser Wert wurde mit Absicht so hoch gewählt, um zu sehen, ob die Nachweiswahrscheinlichkeit auch über längere Zeit oberhalb von 95% stabil gehalten werden kann, ohne starkes Nachpuls zu zeigen. Wie aus der Abbildung zu ersehen ist, gibt es Schwankungen von einigen Prozent. Der Mittelwert über alle Meßpunkte ergibt eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit von 98%. Wie in Abschnitt 5.6. schon angedeutet wurde, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit auch vom Gasdruck abhängig, so daß bei Messungen über längere Zeiträume Schwankungen in der Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund von Luftdruckschwankungen zu erwarten sind.

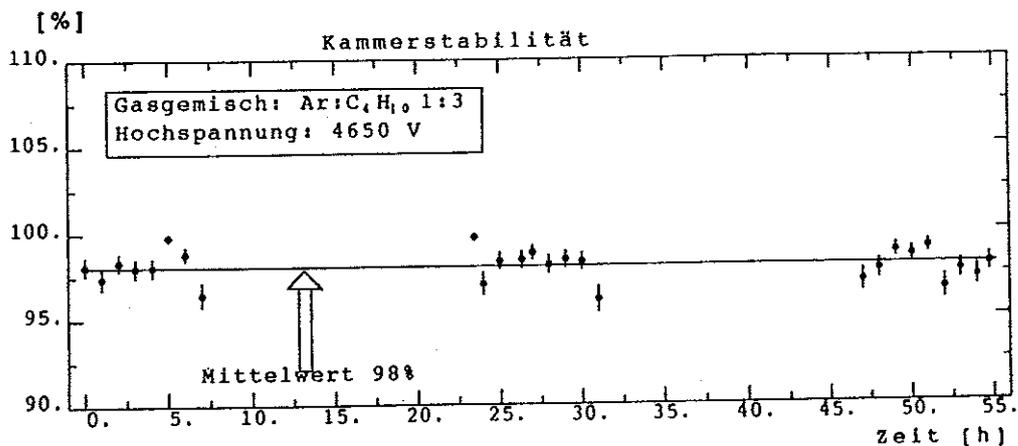


Abb. 77: Stabilität der Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Zeit

5.9. Alterung

In den Gasverstärkungslawinen von Gasdetektoren entstehen bei der Verwendung von Kohlenwasserstoffen Radikale. Diese Radikale sind sehr reaktiv und sie neigen dazu, mit anderen Radikalen und den Kohlenwasserstoffen Polymere zu bilden /12/. Die Polymere können sich dann auf den Anodendrähten und der Kathode ablagern und auf diese Weise isolierende Beläge bilden /6 und 12/. Als Folge ergibt sich dann eine Abnahme der Gasverstärkung, die im Extremfall zur Unbrauchbarkeit der Kammer führen kann. Den hier beschriebenen Vorgang bezeichnet man als Alterung von Gasdetektoren.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Streamerkammern wiesen schon nach wenigen Monaten Betriebszeit Alterungserscheinungen auf. Über die auf den Drähten deponierte Ladung kann keine Aussage gemacht werden, da die verschiedenen Drähte sehr unterschiedlich bestrahlt wurden.

Um auftretende Alterungseffekte feststellen zu können, wurde die mittlere Ladungsdeposition für jeden Draht der neuen Kammer bei gleichen Arbeitsbedingungen bestimmt. Abbildung 78 zeigt die mittlere Ladung des jeweiligen Kanals, normiert auf die mittlere Ladung des ersten Kanals. Es zeigt sich, daß sieben der acht

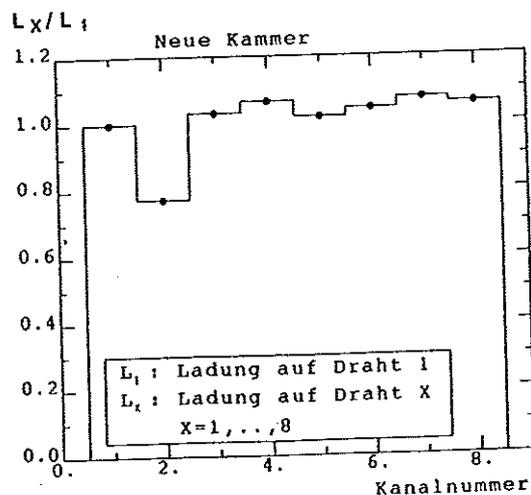


Abb. 78: Ladungsdeposition auf den Drähten der neuen Kammer auf Draht 1 normiert

Kanäle annähernd die gleiche mittlere Ladungsdeposition aufweisen, während Kanal Nummer zwei um über 20% unter diesen anderen Kanälen liegt. Gründe hierfür können eine falsche Lage in der Kammer oder Verschmutzungen auf der Drahtoberfläche sein.

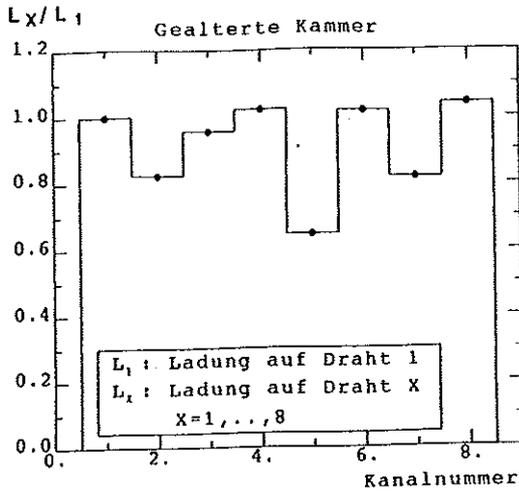


Abb. 79: Ladungsdeposition auf den Drähten der gealterten Kammer auf Draht 1 normiert

Nach fünf Monaten wurde die Kammer wieder derselben Messung unterzogen. Aus Abbildung 79 ist ersichtlich, daß die Differenzen zwischen den einzelnen Kanälen stark zugenommen haben. Kanal 2, 5 und 7 zeigen jetzt eine deutlich geringere mittlere Ladungsdeposition als die übrigen Kanäle. Da Kanal zwei aber von vornherein bei der mittleren Ladungsdeposition niedriger lag als die anderen Kanäle und somit hier keine Verschlechterung aufgetreten war, wurde noch eine zusätzliche Darstellung gewählt.

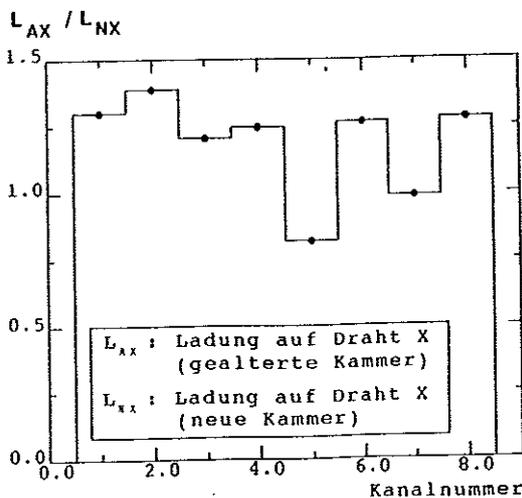


Abb. 80: Quotient der Ladungsdepositionen auf den Drähten der gealterten und der neuen Kammer

In Abbildung 80 ist die mittlere deponierte Ladung auf dem Draht X der gealterten Kammer, dividiert durch die mittlere deponierte Ladung auf dem Draht X der neuen Kammer, gegen die Kanalnummer aufgetragen. Der Quotient ist für die meisten Kanäle größer als 1, da die Ladungsmessung für die gealterte Kammer bei einer größeren Hochspannung als für die neue Kammer durchgeführt wurde. Es ist ersichtlich, daß besonders die Kanäle 5 und 7 bei der gealterten Kammer eine Abnahme der mittleren Ladungsdeposition erfahren haben.

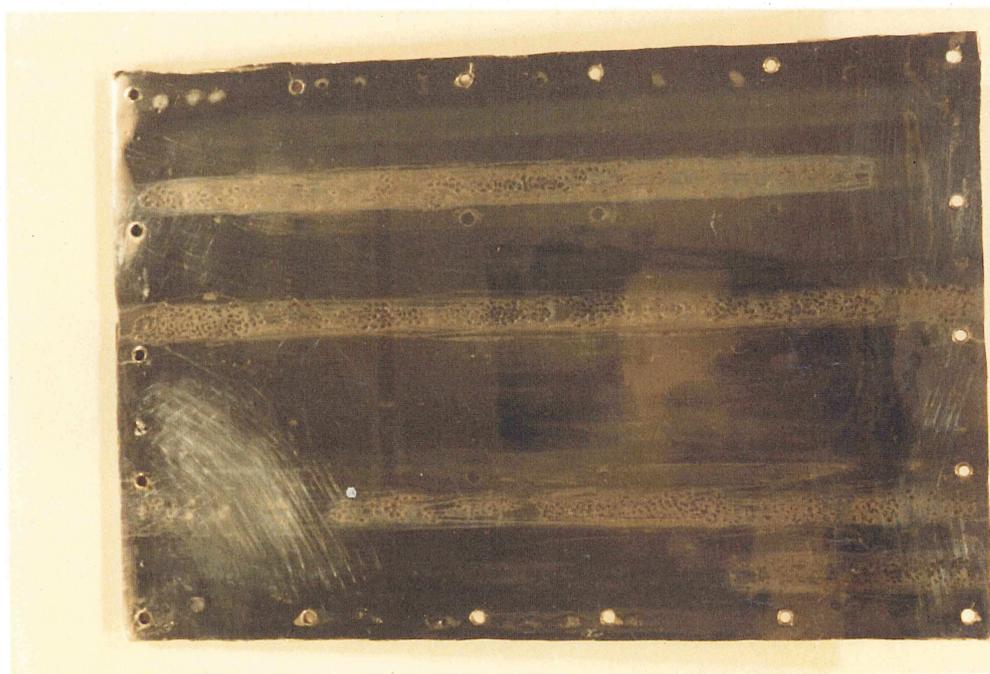


Abb. 81: Bild des Kammerdeckels mit Alterungserscheinungen

Um die Ursachen für dieses Verhalten zu finden, wurde die Kammer geöffnet. Die Drähte 2,5 und 7 wiesen an den bestrahlten Stellen einen schwärzlichen Belag auf, und auf dem mit aluminiumbeschichteter Mylarfolie beklebten Kammerdeckel waren die in Abbildung 81 zu sehenden Muster zu erkennen. Diese Muster liegen genau über den Kanälen 2,5 und 7 sowie teilweise über Kanal 1. Wie es zu dieser "Schuppenbildung" kommt, ist bisher nicht geklärt.

Erstaunlich ist auch, daß Kanal 1, der am meisten bestrahlt wurde, praktisch keine Alterungserscheinungen aufweist. Ohnehin können die oben beschriebenen Beobachtungen nur als qualitativer Hinweis darauf gewertet werden, daß Streamerkammern schon in relativ kurzer Zeit Alterungserscheinungen aufweisen können, zumal die untersuchte Kammer mit unterschiedlichen Gasgemischen betrieben und während der Zeit von fünf Monaten auch öfter der Umgebungsluft ausgesetzt wurde. Erschwerend kommt noch hinzu, daß diese Kammer öfters bei Hochspannungen betrieben wurde, bei denen schon heftiges Nachpulsen auftrat, und damit Ströme von mehreren μA zu beobachten waren.

Um eine quantitativere Aussage über die Alterung von Streamerkammern machen zu können, wurde die Kammer mit neuen Drähten und einem neuen Deckel versehen. Mit einem Gasgemisch Argon-Kohlendioxid 1:3 und einer ^{55}Fe Quelle wurde die mittlere Ladungsdeposition auf Draht 1 und 2 bestimmt. Danach wurde die Kammer mit dem Standardgasgemisch Argon-Isobutan 1:3 betrieben und nur Draht 2 mit einer ^{90}Sr Quelle bestrahlt. Der Referenzdraht 1 stand nicht unter Hochspannung. In bestimmten Zeitabständen, in denen jeweils eine Ladung zwischen $5 \cdot 10^{-3}$ und $15 \cdot 10^{-3}$ C auf Draht 2 angesammelt wurde, wurden Referenzmessungen mit dem Argon-Kohlendioxid 1:3 Gemisch und der ^{55}Fe Quelle durchgeführt. Die Referenzmessungen erfolgten mit dem genannten Gasgemisch, da diese als fertige Gasmischung vorlag und somit keine Fluktuationen der Pulshöhe durch Änderungen des Gasgemisches befürchtet werden mußten. Die ^{55}Fe Quelle wurde benutzt, da sie in Verbindung mit dem Gasgemisch Argon-Kohlendioxid 1:3 ein schmales gaußförmiges Pulshöhenspektrum liefert.

Abbildung 82 zeigt die Abnahme der mittleren Ladungsdeposition auf dem bestrahlten Draht im Verhältnis zum unbestrahlten Draht. Der Quotient wurde gebildet, um den Einfluß von Temperatur- und Druckschwankungen, die ja die Ladungsdeposition beeinflussen, zu kompensieren. Die mittlere Ladungsdeposition auf dem bestrahlten Draht nimmt mit zunehmender, auf dem Draht deponierter Ladung, ab. Da der Draht auf einer Länge von ca. 2cm bestrahlt wurde, kann man

bis zu einer deponierten Ladung von $0.5 \cdot 10^{-2}$ C/cm mit einer in etwa gleichbleibenden Gasverstärkung rechnen. Eine optische Überprüfung der Kammer führte zu denselben Resultaten wie sie auch für die zuerst benutzte Kammer erkennbar waren. Der Draht wies im bestrahlten Bereich eine Schwärzung auf, und die Mylarfolie des Deckels zeigte über die gesamte Länge des zweiten Kanals die schon erwähnte Schuppenstruktur.

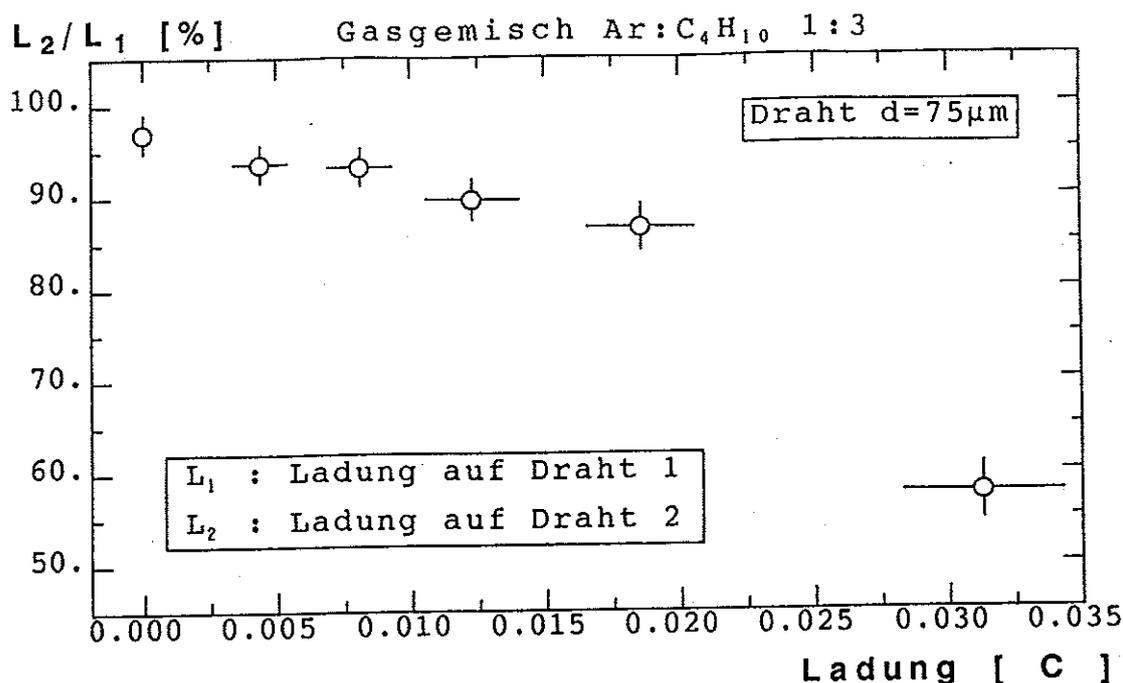


Abb. 82: Abnahme der Ladungsdeposition als Funktion der auf dem Draht deponierten Ladung
Länge des bestrahlten Drahtabschnitts ca. 2 cm

Die oben beschriebenen Beobachtungen und Messungen zeigen eindeutig, daß Streamerkammern, genauso wie andere Drahtkammern auch, altern. Da die Alterung aber sehr stark vom Gasgemisch und dessen Verunreinigungen /6,12/ sowie von der Bestrahlungsrate und den verwendeten Kammermaterialien ab-

hängt /12/, ist es nur schwer möglich, quantitative Aussagen über die Alterung zu gewinnen. Insofern soll der Wert von $0.5 \cdot 10^{-2}$ C/cm nur grob die Größenordnung angeben, ab der mit einer Alterung zu rechnen ist. Für eine Streamerkammer, die ausschließlich mit einer Nullrate von 1 Hz/cm arbeitet, bedeutet obiger Wert eine Lebenserwartung von ca. 50 Jahren, da nach dieser Zeit für das Gasgemisch Argon-Isobutan 1:3 (bei einer Hochspannung von 4400 V) die Ladung von $0.5 \cdot 10^{-2}$ C/cm angesammelt ist.

6.0. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit hat gezeigt, daß die wichtigsten Betriebsparameter, die das Verhalten von Streamerkammern bestimmen, innerhalb eines relativ großen Bereichs variiert werden können und somit den Erfordernissen unterschiedlicher Experimente angepaßt werden können.

Es konnte gezeigt werden, daß Streamerkammern mit einer Vielzahl unterschiedlicher Gasgemische betrieben werden können. Allerdings schnitten die meisten Löschgase schlechter ab als Isobutan. Die insgesamt besten Resultate wurden mit dem Standardgasgemisch Argon-Isobutan 1:3 erzielt.

Es konnte aber gezeigt werden, daß Gasgemische aus Argon, Isobutan und Kohlendioxid annähernd gleich gute Resultate liefern. Mit Hilfe dieser Dreigasgemische konnte der Anteil an brennbarem Isobutan auf 30 bis 40 Vol. % reduziert werden, bei gleichzeitiger Verringerung der Arbeitsspannung um ca. 400 V und einer größeren mittleren Ladungsdeposition.

Bei der Untersuchung der Abhängigkeit des Streamermodes von den Kammerparametern konnte festgestellt werden, daß die Wahl des Drahtdurchmessers weitestgehend unproblematisch ist. Zu dünne Drähte ($<40 \mu\text{m}$) lassen aber keinen Übergang vom Proportional- zum Streamermode erkennen; mit zunehmendem Drahtdurchmesser nimmt die Ausprägung dieses Übergangs zu. Der Nachteil zu dicker Drähte ist in den erforderlichen hohen Betriebsspannungen zu sehen.

Der Kammerdurchmesser stellt einen unkritischen Parameter dar und kann den jeweiligen Erfordernissen angepaßt werden, wobei in Betracht gezogen werden muß, daß große Kammerdurchmesser entsprechend hohe Betriebsspannungen erfordern.

Unterschiedliche Kathodenmaterialien beeinflussen das Nachpulsverhalten von Streamerkammern und können eventuell Einfluß auf die Alterung der Kammer haben. Kathodenmaterialien mit hohen Austrittsarbeiten zeigen eine geringere Neigung zum Nachpulsen.

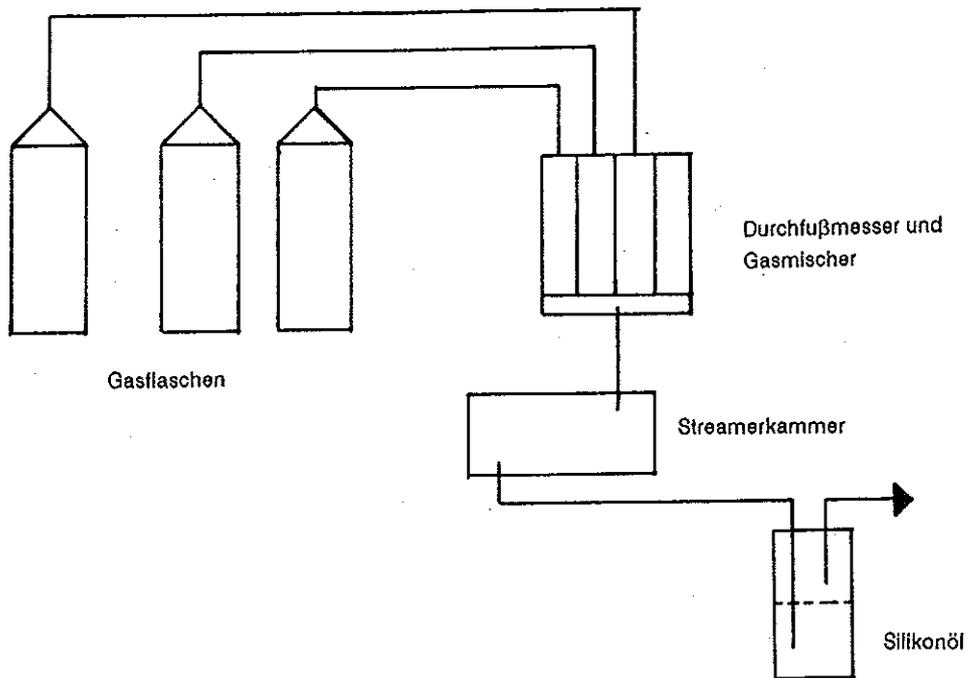
Zum Zwecke der induktiven Auslese kann der Deckel einer Streamerkammer durch ein Material mit unendlichem Flächenwiderstand ersetzt werden, allerdings muß dies durch eine Steigerung der Hochspannung kompensiert werden.

Die Messungen zeigten eine starke Druckabhängigkeit des Streamermodes, die durch eine entsprechende Regelung der Hochspannung kompensiert werden kann. X

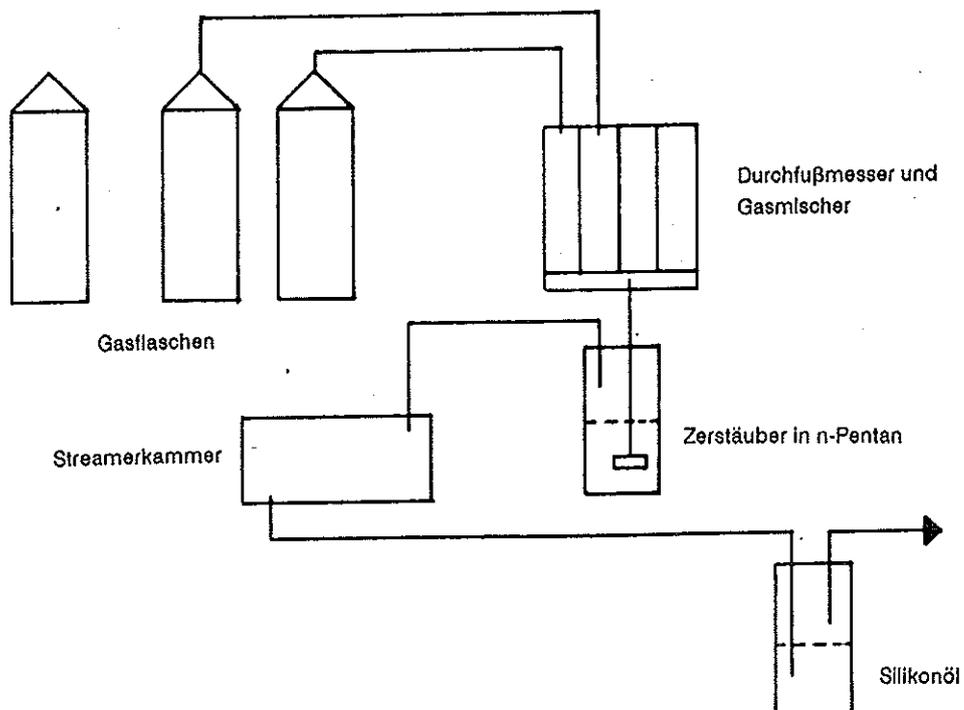
Während der Arbeit und bei einem gezielt durchgeführten Versuch zeigte sich, daß Streamerkammern Alterungsprozessen unterworfen sind. Die Alterung machte sich sowohl durch Ablagerungen auf den Drähten als auch durch eine Veränderung des Kathodenmaterials bemerkbar. Aufgrund des durchgeführten Alterungstest kann mit einer in etwa gleichbleibenden Gasverstärkung bis zu einer auf dem Draht deponierten Ladung von $0.5 \cdot 10^{-2}$ C/cm gerechnet werden. X

Anhang A Gasversorgung

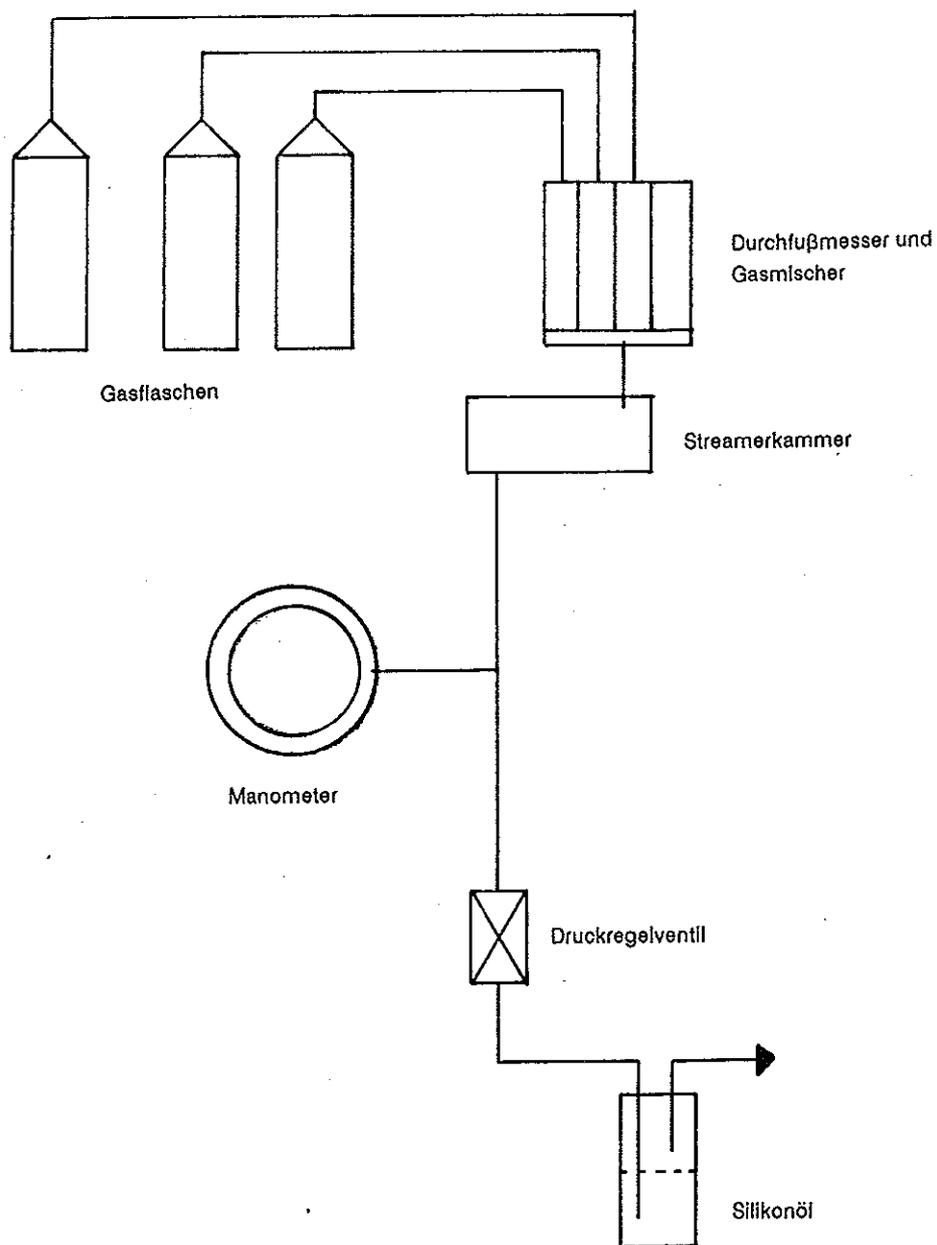
Aufbau zur Messung mit Zwei- und Dreigasgemischen



Aufbau zur Messung mit n-Pentan

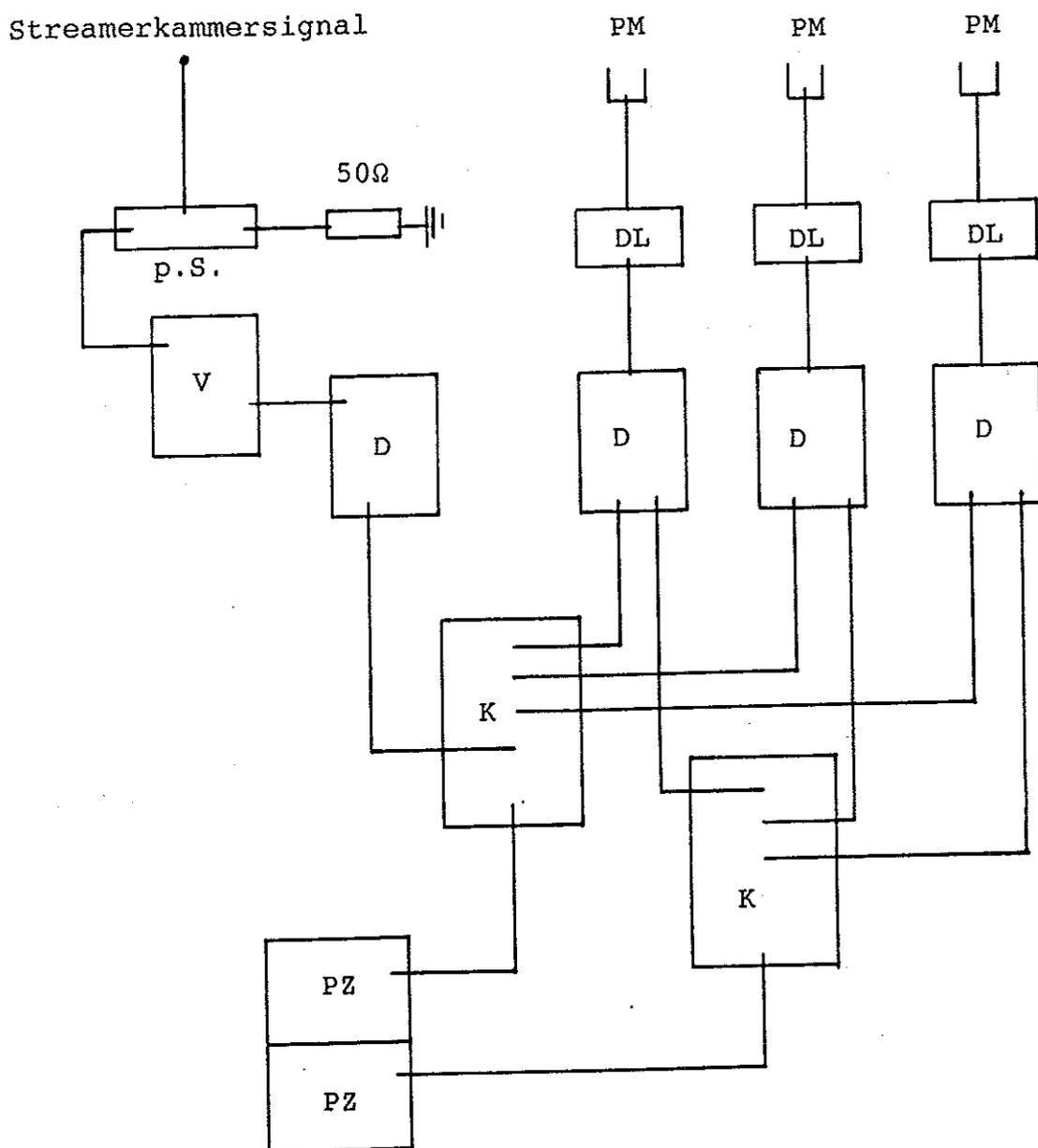


Aufbau zur Messung der Druckabhängigkeit



Anhang B

Meßelektronik zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten

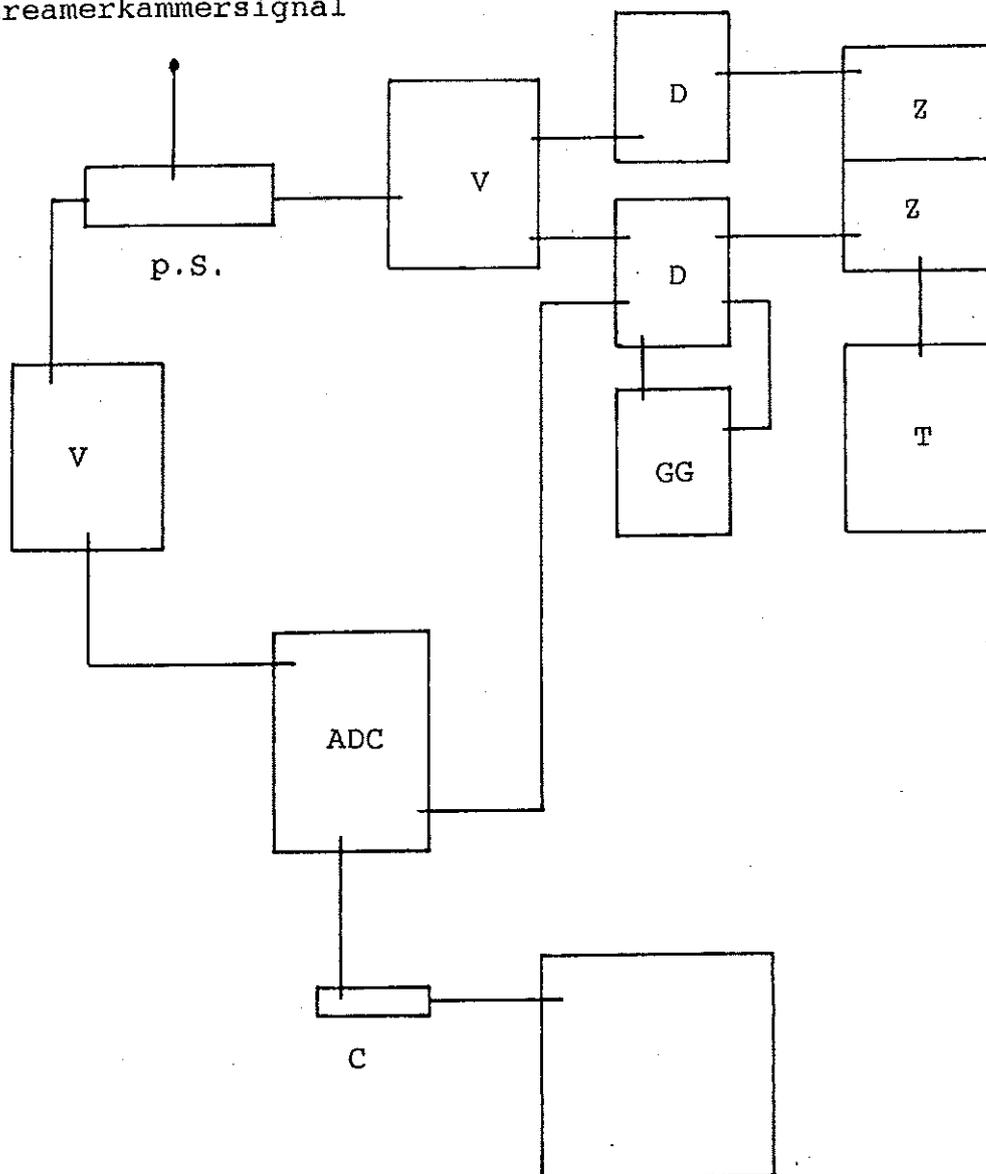


p.S.	passiver Splitter
PM	Photomultiplier
DL	Delay
V	Verstärker
D	Diskriminator
K	Koinzidenz
PZ	Preset-Zähler

Anhang C

Meßelektronik zur Bestimmung der Zählraten und Ladungsdeposition

Streamerkammersignal



MIK 11-Rechner

p.S.	passiver Splitter
V	Verstärker
D	Diskriminator
GG	Gate-Generator
Z	Zähler
T	Timer
C	CAMAC

Literaturverzeichnis

- /1/ Technical Proposal for the H1 Detector
- /2/ H. Bethe
Handbuch der Physik
Springer Verlag, Berlin (1933)
- /3/ Particle Properties Data Booklet
North Holland, Amsterdam (1986) P.L.
- /4/ P. Rice-Evans
Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers
Richellieu Press, London (1974)
- /5/ F. Sauli
CERN, Yellow Report 77-09 (1977)
- /5a/ R.D. Evans
The Atomic Nucleus
McGraw-Hill Company
- /6/ M. Rösler
Diplomarbeit, Dortmund (1985)
- /7/ B. Gräwe
Diplomarbeit, Dortmund (1981)
- /8/ G.D. Alekseev et al.
Nucl. Instr. Meth. 177(1980)
- /9/ M. Atac et al.
Nucl. Instr. Meth. 200(1982)
- /10/ L.S. Zhang
Nucl. Instr. Meth. A247(1986)
- /11/ P. Hartz
Diplomarbeit, Dortmund (1987)

- /12/ J. Va'Vra
SLAC-PUB-3882 (1986)
- /13/ B. Bleichert et al.
Development of gaseous detectors for application
in hadron calorimetry
I. Physik. Institut, RWTH Aachen
- /14/ G. Charpak
Drift Chambers
ESRIN(Frascati) (1974)
- /15/ G. Battistoni et al.
Nucl. Instr. Meth. 217(1983) S
- /16/ G. Battistoni et al.
Nucl. Instr. Meth. 164(1979) S
- /17/ F. Brinker
Diplomarbeit, Dortmund (1987) S
- /18/ E. Iarocci
Nucl. Instr. Meth. 217(1983) S
- /19/ S. Zitzen
DPG-Vortrag Zürich (1987)
- /20/ V.M. Golovatyuk et al.
Nucl. Instr. Meth. A236(1985) C

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Wegener danke ich für die Themenstellung und die Unterstützung während der Arbeit.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls EV der Abteilung Physik danke ich für die freundliche Aufnahme und stete Hilfsbereitschaft. Die unzähligen themen- und auch die vielen nicht themenbezogenen Diskussionen waren mir immer eine unschätzbare Hilfe.

Besonders möchte ich mich bei Frank und Peter bedanken, deren Rat und Hilfe ich während eineinhalbjähriger gemeinsamer Laborarbeit schätzen gelernt habe. Die vielen Stunden gemeinsamer Arbeit werden mir unvergessen bleiben.

Meinen Eltern möchte ich ganz herzlich danken, daß sie mir durch ihre finanzielle Unterstützung das Studium ermöglicht haben.

Bea danke ich für ihr Verständnis und ihre Unterstützung vor und während der Zeit der Diplomarbeit. Ich danke ihr, daß sie an vielen Abenden meine Zweisamkeit mit dem Rechner verständnisvoll ertragen und mich bei vielen Aufgaben entlastet hat, so daß ich mich intensiv "meinen Streamertubes" widmen konnte.