



Untersuchungen der induktiven Auslese

von Gasdetektoren

Mai 1987

Diplomarbeit

vorgelegt von

Frank Brinker

Lehrstuhl für experimentelle Physik V

Institut für Physik

Universität Dortmund

# I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

<u>1</u>	<u>Einleitung und Motivation</u>	1
<u>2</u>	<u>Arbeitsweise einer Streamertube</u>	6
2.1	Energieverlust ionisierender Teilchen in Gasdetektoren	6
2.1.1	Energieverlust geladener Teilchen	6
2.1.2	Nachweis von Photonen	9
2.2	Die Funktionsweise von Gasdetektoren	11
2.2.1	Drift und Diffusion von Elektronen und Ionen	11
2.2.2	Die Drahtkammer	15
2.3	Der Streamermodus	20
2.4	Modell zur Entstehung der induzierten Signale	24
2.5	Signalleitung und "negativer Crosstalk"	30
2.5.1	Beschreibung der Signalentstehung	30
2.5.2	Negativer Crosstalk und Signalausbrei- tung in kurzen Kammern	33
2.5.3	Negativer Crosstalk und Signalleitung in langen Kammern	36
<u>3</u>	<u>Experimenteller Aufbau</u>	38
3.1	Die verwendeten Streamertubes	38
3.2	Mechanischer Aufbau	42
3.3	Die Gasversorgung	43

3.4	Auslese der Drahtsignale und Hochspannungsversorgung	44
3.5	Auslese der induzierten Signale	45
3.6	Meßaufbau für Ladungs- und Zählratenmessungen	46
3.7	Kalibration der Elektronik	48
<u>4</u>	<u>Experimente und Auswertung</u>	<u>51</u>
4.1	Vorbereitende Messungen	51
4.1.1	Eigenschaften einer Argon-Isobutan Gasmischung	51
4.1.2	Kohlendioxid als Löschgas	56
4.2	Messung der Ladungsverteilung auf den Strips und Vergleich mit dem Modell	60
4.2.1	Strips parallel zu den Drähten auf der Oberseite der Kammern	61
4.2.1.1	100 kOhm Profil ohne Kathodendeckel	62
4.2.1.2	100 kOhm Profil mit einem 1Mohm Kathodendeckel	69
4.2.1.3	100 kOhm Profil mit einem 20 MOhm Deckel	72
4.2.1.4	100 kOhm Profil mit einem 650 kOhm Deckel	73
4.2.1.5	100 kOhm Profil mit einem 80 kOhm Deckel	74
4.2.1.6	1 kOhm Profil ohne Kathodendeckel	75
4.2.2	Strips parallel zu den Drähten auf der Unterseite der Kammern	76
4.2.2.1	100 kOhm Profil	76
4.2.2.2	1 kOhm Profil	79
4.2.3	Strips senkrecht zu den Drähten auf der Oberseite der Kammern	80
4.2.3.1	100 kOhm Profil	82
4.2.3.2	1 kOhm Profil ohne Kathodendeckel	85

4.2.4	Strips senkrecht zu den Drähten auf der Unterseite der Kammern	86
4.3	Messung des negativen Crosstalks	88
4.4	Messung des Ladungsschwerpunktes zur Ortsbestimmung	96
4.5	Auswirkungen eines anisotropen Flächenwiderstandes	103
<u>5</u>	<u>Zusammenfassung</u>	106

## 1 Einleitung und Motivation

Die Entwicklung der Hochenergiephysik ist mit einem Vordringen in immer höhere Massenbereiche verbunden. Aus diesem Grunde benötigt man Teilchenstrahlen mit hoher Energie. Damit die Ereignisse mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden können, geht die Tendenz zu immer größeren Detektoren.

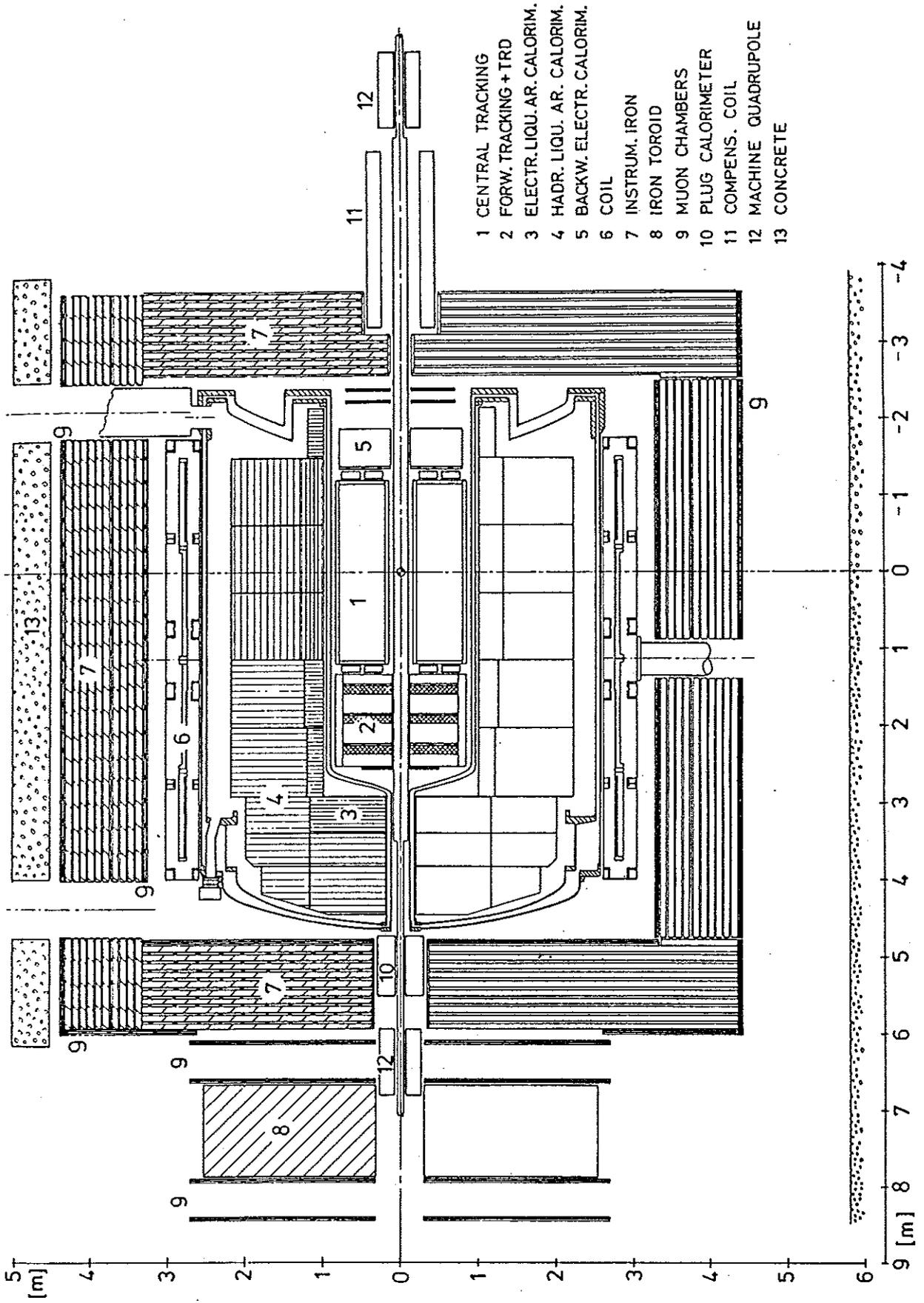
Um die Kosten für einen solchen Detektor zu begrenzen, ist es notwendig, nach preisgünstigen Komponenten zu suchen, da große Flächen abgedeckt werden müssen. Die gesuchten Detektorkomponenten müssen eine feine Segmentierung aufweisen und sich durch eine gute Nachweiswahrscheinlichkeit auszeichnen.

Sogenannte Streamerrohre aus Kunststoff, die im Folgenden, dem allgemeinen Sprachgebrauch folgend, Streamertubes genannt werden, besitzen die geforderten Eigenschaften :

Der relativ einfache mechanische Aufbau ermöglicht die Herstellung in fast beliebiger Größe. Die Signale der im Streamer-Mode betriebenen Kammern sind wesentlich größer als zum Beispiel Pulse von Proportionalkammern und können daher durch relativ einfache Elektronik ausgelesen werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von minimalionisierenden Teilchen liegt nahe bei 100%. Da sich die Streamer nur wenige 100 Mikrometer längs des Drahtes ausbreiten, können keine großen toten Bereiche entstehen, so daß auch zwei Teilchen mit kleinem Abstand noch getrennt werden können.

Eine besondere Möglichkeit der Auslese bietet sich durch die Ausbildung der Kathode aus einer hochohmigen Graphitschicht. Diese schirmt die Signale nur teilweise ab, so daß auf äußeren Elektroden das induzierte Signal zu empfangen ist. Die Geometrie dieser Elektroden ist ~~nun~~ völlig frei wählbar. Es ist z.B. möglich, mit einer Kammerlage zwei Koordinaten gleichzeitig auszulesen. Außerdem vereinfacht sich die Auslese durch die Trennung von Ausleseelektronik und Hochspannungsversorgung.

Diese Diplomarbeit ist ein Beitrag zu den Vorstudien für den H1-Detektor, einem zukünftigen Experiment am Speicherring Hera. (Abb.1)



Im Vertex des Detektors treffen Elektronen mit einer Energie von 30 GeV auf 820 GeV Protonen. Aus der unterschiedlichen Energie der Teilchen folgt eine starke Vorwärtsasymmetrie der Ereignisse. Diese Asymmetrie bestimmt den Aufbau des Detektors.

Der Spurdetektor befindet sich in einem Magnetfeld von 1.2 T, dessen Feldlinien parallel zur Strahlrichtung verlaufen. Er besteht aus dem zentralen Spurdetektor und einem zusätzlichen System für Spuren in extremer Vorwärtsrichtung, d.h. der Richtung des Protonenstrahls. Er ist auf eine gute Impulsmessung und die Spurverfolgung vieler geladener Teilchen ausgelegt.

Es schließt sich ein elektromagnetisches- und hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter an, das den Spurdetektor nach Außen und in Vorwärtsrichtung umgibt. In Richtung des Elektronenstrahls genügt ein elektromagnetisches Kalorimeter. Beide Kalorimeter haben zusammen eine Dicke von 5.3 b.z.w. 6.9 Absorptionslängen im Zentralbereich, bzw. in Vorwärtsrichtung.

Das Kalorimeter ist von zwei supraleitenden Spulen und einem Eisenjoch umgeben. Die Spulen erzeugen das Magnetfeld für die Impulsmessung der geladenen Teilchen. Das Magnetfeld wird von einem Eisenjoch zurückgeführt, das verschiedene Funktionen erfüllt. Es wirkt als Myonenfilter und der Impuls der Myonen kann, auf ihrem Weg durch das Magnetfeld, gemessen werden. Außerdem dient das Eisen als Absorbermaterial für die Teile der hadronischen Schauer, die im Kalorimeter nicht vollständig absorbiert wurden. Für eine optimale Energiemessung ist es notwendig, diese Restenergie zu messen.

Aus diesem Grund wird die Eisenstruktur mit Steamertubes instrumentiert. Das Joch hat eine Gesamtlänge von 9.95 m und einen Durchmesser von 9.0 m, seine Module bestehen aus Platten von 15 cm Dicke mit einem Abstand von 2,5 cm.

Die Schlitz zwischen den Eisenplatten werden mit Streamertubes bis 5m Länge bestückt. Jede Ebene von Kammern wird kapazitiv ausgelesen. Es gibt zwei Möglichkeiten der Auslese :

Die analoge Auslese mit Hilfe von segmentierten Kupferplatten, deren rechteckigen Segmentente Pads genannt werden und die digitale Auslese über Aluminiumstreifen, Strips genannt, die auf PVC-Platten aufgewalzt sind. Alternativ können die Strips, die parallel zu den Drähten

liegen, wegfallen, wenn stattdessen die Drahtsignale ausgelesen werden. Die Pads haben eine Größe von  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  bis  $30 \times 30 \text{ cm}^2$ . Sie werden analog ausgelesen und dienen zur Messung der Restenergie der hadronischen Schauer. Die gesammelte Ladung ist proportional zur Zahl der erzeugten Streamer und damit zur Energie des Schauers.

Die Strips werden digital ausgelesen und erreichen damit eine Ortsauflösung von  $\sigma \approx 3 \text{ mm}$ . Somit können Myonen identifiziert und auf ihrem Weg durch das Eisen verfolgt werden.

Ergänzt wird das Myonsystem durch drei doppelte Lagen von Streamertubes, die sich auf der Innen- und Außenseite des Eisenjochs und in einem größeren Schlitz in der Mitte des Eisens befinden. Diese Kammerlagen werden senkrecht und parallel zur Drahttrichtung mit Strips ausgelesen. Dadurch können beide Ortskoordinaten der durchgehenden Myonen gemessen werden. Durch Messung der Ablenkung im Magnetfeld des Eisenjochs ist eine zusätzliche Impulsmessung mit  $\sigma(p)/p \approx 25\%$  möglich, mit der die Impulsmessung des Zentraldetektors überprüft werden kann.

Um auch in extremer Vorwärtsrichtung den Impuls der Myonen mit ausreichender Genauigkeit messen zu können, wird dieser Bereich mit einem zusätzlichen Myonspektrometer abgedeckt. Dieses besteht aus einem Eisentoroiden mit zwei Doppellagen der Driftkammern, sodaß auch hier eine Impulsauflösung von 25% erzielt wird.

Um Streamertubes in Experimenten optimal einsetzen zu können, muß man ihre Eigenschaften möglichst genau kennen. Diese Arbeit beschäftigt sich speziell mit der induzierten Auslese der Kammern.

Das elektrische Verhalten der graphitierten Kathode der Kammern liegt zwischen einem Leiter und einem Isolator. Sie liefert das negative Potential für das Hochspannungsfeld und ist gleichzeitig für schnelle Pulse weitgehend durchlässig. Mit zunehmender Leitfähigkeit der Kathode tritt eine räumliche Verbreiterung des Signals auf. Die Orts- und Energieauflösung einer mit Streamertubes ausgerüsteten Detektorkomponente hängt entscheidend von der räumlichen Verteilung der induzierten Ladungen sowie der weiteren Signalleitung auf den Ausleseelektroden ab.

Die Messung der räumlichen Ladungsverteilung, abhängig vom Kathodenwiderstand, stellt einen Hauptteil dieser Arbeit dar. Die Messdaten werden mit einem einfachen Modell verglichen. X

Ein weiterer Aspekt ist die Messung des sogenannten "negativen Übersprechens", d.h. die Induzierung eines negativen Signals auf allen Elektroden einer Kammer. Dies kann vor allem bei der Auslese von Pads nachteilige Folgen haben, da die Signale beträchtlich reduziert werden. Es wird gezeigt, wie diesem Problem mit einer geeigneten Auslegung der Hochspannungsversorgung begegnet werden kann.

Weiter werden die Auswirkungen eines ungleichmäßigen Flächenwiderstandes der Kathode untersucht.

## 2 Arbeitsweise einer Streamertube

### 2.1 Energieverlust ionisierender Teilchen in Gasdetektoren

Der Nachweis von Teilchen mit Gasdetektoren beruht auf der Ionisierung der Gasmoleküle. Gasdetektoren sind daher geeignet zum Nachweis von geladenen Teilchen und von Photonen.

#### 2.1.1 Energieverlust geladener Teilchen

Der mittlere Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation wird durch die Formel von Bethe und Bloch beschrieben /14/ :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4}{mv^2} \frac{Z}{A} \left\{ \ln \left( \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right\}$$

Dabei sind  $z$  und  $v$  die Ladung und die Geschwindigkeit des Teilchens,  $\beta=v/c$ ,  $N_0$  ist die Loschmidtsche Zahl,  $Z$  und  $A$  sind die Atom- und die Massenzahl der Atome des Mediums,  $m$  die Masse der Elektronen und  $I$  die effektive Ionisierungsenergie. Die Wechselwirkung mit den Kernen ist wegen der größeren Masse zu vernachlässigen. Der Energieverlust fällt zunächst mit  $v^{-2}$ , um bei etwa  $E \approx 3Mc^2$  einen Minimalwert von  $1 - 2 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$  zu erreichen (Abb.2)/3/.

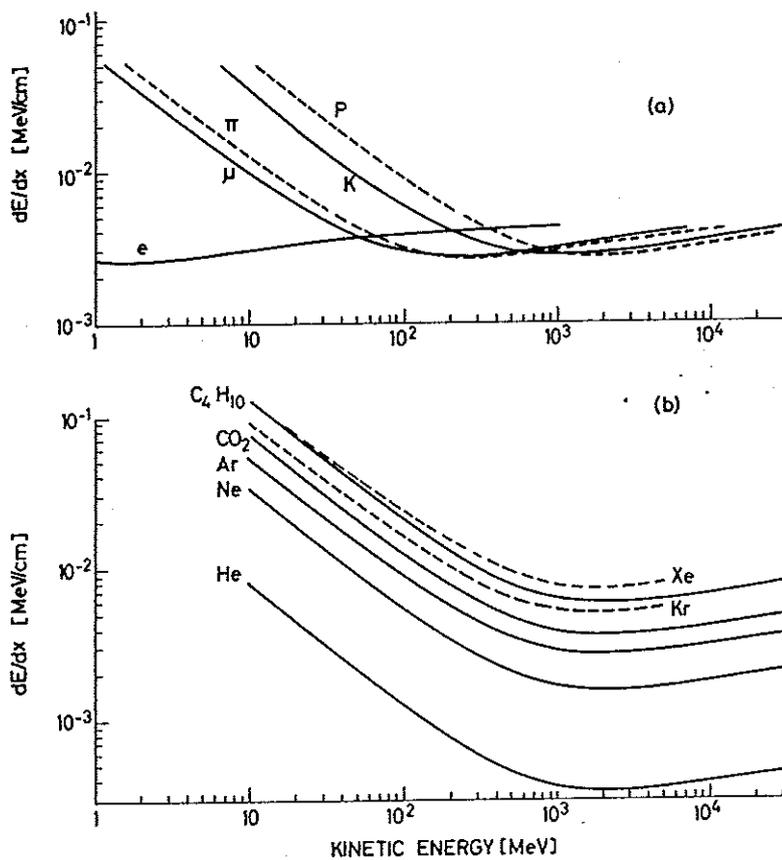


Abb.2 /3/ :

- a) Energieverlust verschiedener Teilchen in Argon [3]  
 (Dichte  $0.00178 \text{ gm/cm}^{-3}$ )
- b) Energieverlust von Protonen in verschiedenen Gasen [3]

Für noch größere Energien erfolgt dann wieder ein langsamer Anstieg mit  $\ln(E/Mc^2)$ . Aus dem Energieverlust der Teilchen im Gas und der mittleren Energie pro Ionenpaar läßt sich die Zahl der erzeugten Ionen berechnen:

$$\text{Ionenpaare} = \frac{\text{Energieverlust}}{\text{mittl. Energie/Ionenpaar}}$$

In Tabelle 1 sind einige Gase mit ihren wichtigsten Eigenschaften aufgeführt.

Tabelle 1

Eigenschaften einiger in Gasetektoren benutzten Gase. Die Angaben gelten für Normaldruck und Temperatur. Energieverlust und Ionenpaare pro cm (I.P./cm) werden für minimalionisierende Teilchen angegeben. [3] ?

Gas	Z	Dichte $10^{-3} \text{g/cm}^3$	$E_{\text{ex}}$ eV	$E_i$ eV	$W_i$ eV	dE/dx keV/cm	$n_p$ I.P./cm	$n_T$ I.P./cm
He	2	0,166	19,8	24,5	41	0,32	5,9	7,8
Ne	10	0,839	16,6	21,5	36	1,41	12	39
Ar	18	1,66	11,6	15,7	26	2,44	29,4	94
CO <sub>2</sub>	22	1,86	5,2	13,7	33	3,01	(34)	91
CH <sub>4</sub>	10	0,670		15,2	28	1,48	16	53
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	34	2,42		10,6	23	4,50	(46)	195

verwendete Abkürzungen :

$E_{\text{ex}}$  : erste Anregungsenergie

$E_i$  : erste Ionisierungsenergie

$W_i$  : mittlere Energie pro Ionenpaar.

$n_p$  : primär erzeugte Ionenpaare

$n_T$  : primär und sekundär erzeugte Ionenpaare

Für die bei Streamertubes meist verwendete Gasmischung von Argon und Isobutan im Verhältniss 1:3 läßt sich die mittlere Ionenzahl leicht berechnen. Von minimalionisierende Teilchen erhält man bei Normalbedingungen:

$$n_T = 94 \times 0.25 + 195 \times 0.75 = 170 \text{ Ionenpaare/cm}$$

### 2.1.2 Nachweis von Photonen

Im Gegensatz zu geladenen Teilchen, die ihre Energie durch Vielfachstreuprozesse in kleinen Portionen abgeben, werden Photonen in einem einzigen Prozess absorbiert. Die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption wird durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  beschrieben. Daraus folgt ein exponentieller Abfall der Intensität der Strahlung :

$$I = I_0 \exp ( -\sigma N x ) = I_0 \exp ( -x/l )$$

Dabei ist  $N$  die Moleküldichte und  $l$  die mittlere Absorptionslänge. Der gesamte Wirkungsquerschnitt setzt sich zusammen aus den Wirkungsquerschnitten für die drei möglichen Absorptionsprozesse Photoeffekt, Comptonstreuung und  $e^+e^-$  Paarerzeugung. Bis zu einigen hundert keV dominiert der Photoeffekt, ab etwa 10 MeV die Paarerzeugung.

Beim Photoeffekt wird das Photon mit der Energie  $E_p$  von einem gebundenen Hüllenelektron mit der Bindungsenergie  $E_B$  absorbiert. Das Elektron erhält dann die Energie  $E_p - E_B$ . Dieses emittierte Elektron ionisiert dann weitere Atome. Das angeregte Atom gibt seine überschüssige Energie in Form von Photonen oder Auger-Elektronen ab.

Ein Gammaquant einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle mit 5,9 keV kann in Argon  $5900\text{eV}/26\text{eV} = 226$  Ionenpaare erzeugen.

Abb.3 zeigt die mittleren freien Weglängen von Photonen in einigen Gasen. Der Absorptionskoeffizient von Gasgemischen und Molekülen berechnet sich anteilmäßig aus den Koeffizienten der Bestandteile. Da der Wirkungsquerschnitt etwa mit  $Z^5$  ansteigt, sind organische Moleküle, deren Anteil am Gasgemisch bei Streamertubes bei ca.75% liegt, sehr schlechte Absorber.

Die Absorptionskoeffizienten für den Comptoneffekt und für die Paarbildung sind so klein, daß die Photonen nur in Material mit großer Dichte absorbiert werden. Gasdetektoren können dann die emittierten oder erzeugten Elektronen nachweisen.

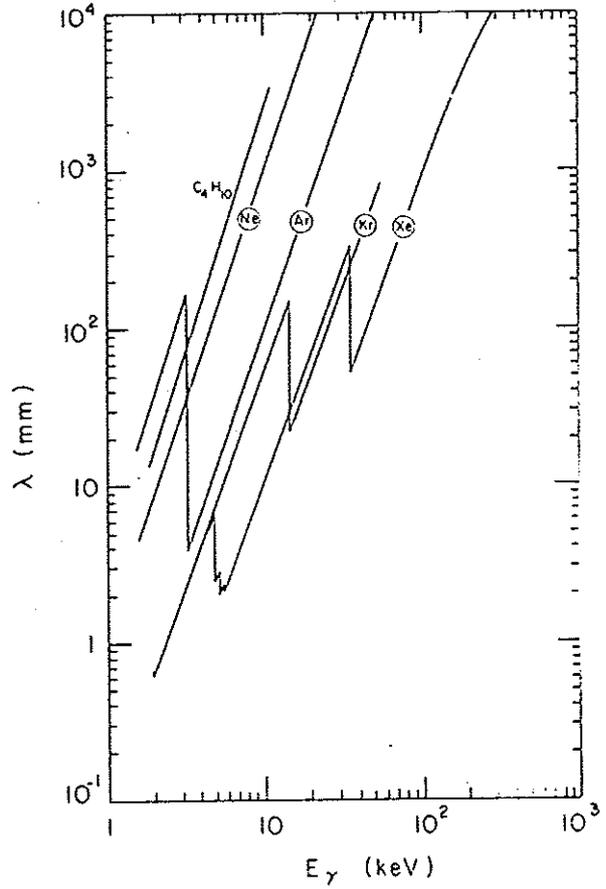
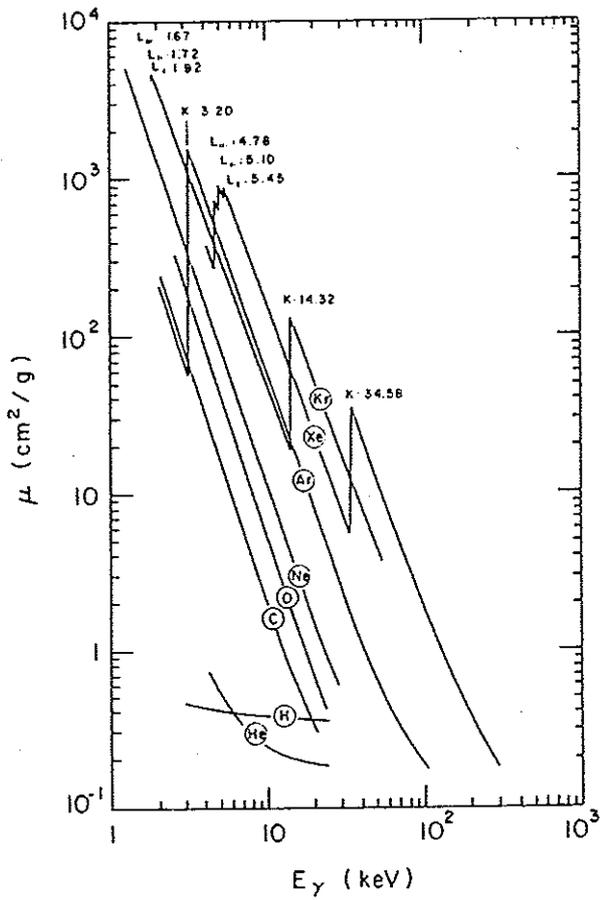


Abb.3 721:

- a) Absorptionskoeffizient in verschiedenen Gasen und in Kohlenstoff als Funktion der Photonenergie. [1]
- b) Mittlere freie Weglänge für die Absorption von Photonen in Gasen bei Normalbedingungen als Funktion der Photonenergie. [1]

## 2.2 Die Funktionsweise von Gasdetektoren

Die durch die Primärionisation erzeugten Ladungen sind zu klein, um ein messbares Signal zu liefern. Ein Beispiel: 200 Ionen haben eine Ladung von  $3,2 \times 10^{-17} \text{ C}$ . Um das Signal zu vergrößern, bedient man sich der Gasverstärkung. Dazu setzt man die gebildeten freien Elektronen einem hohen elektrischen Feld aus, in dem sie genügend Energie gewinnen, um andere Atome ionisieren zu können. Damit wird ein Lawinenprozess ausgelöst, der erst an der positiven Anode endet.

### 2.2.1 Drift und Diffusion von Elektronen und Ionen

Die mittlere Driftgeschwindigkeit die Ionen zwischen zwei Stößen in einem Gas erreichen ist gegeben durch [1]

$$w^+ = (e/2m) E t \quad /2/$$

Die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen  $t$  ist umgekehrt proportional zur Gasdichte. Es gilt bis zu sehr hohen Feldstärken die Beziehung [1]

$$w^+ = u^+ (E/p), \quad p : \text{Gasdruck} \quad /2/$$

*Diminution um  $u^+$  fahrl.*

Der Proportionalitätsfaktor  $u^+$  heißt Mobilität der Ionen. Tabelle 2 zeigt die Mobilität einiger Ionen in verschiedenen Gasen. In Gasmischungen muß man berücksichtigen, daß die Ionen mit einem höheren Ionisationspotential ihre Ladung nach 100 - 1000 Kollisionen an andere Atome weitergeben. Bei etwa  $2 \times 10^{11}$  Stößen pro Sekunde [2] kann man davon ausgehen, daß in einem Gasgemisch nur eine Art von Ionen vorliegen.

Die Mobilität eines Ions in einer Mischung der Gase  $G_1, G_2, \dots, G_n$  mit den Partialdrücken  $p_1 \dots p_n$  läßt sich mit dem Blancschem Gesetz berechnen [2]:

$$\frac{1}{u_i^+} = \sum_{j=1}^n \frac{p_j}{u_{i,j}^+} \quad /2/$$

*Diminution*

Tabelle 2

Mobilität einiger Ionen in verschiedenen Gasen und Gasmischungen bei Normaldruck u. Temp./2/

Ion	Gasmischung	Mobilität (cm <sup>2</sup> /Vs)
Isobutan	Ar	1,56
	Isobutan	0,61
CH <sub>4</sub>	Ar	1,87
	CH <sub>4</sub>	2,26
CO <sub>2</sub>	Ar	1,72
	CO <sub>2</sub>	1,09
Isobutan	Ar/Isobutan 1/3	0,72
CO <sub>2</sub>	Ar/CO <sub>2</sub> 1/3	1,20

Für die Driftgeschwindigkeit von Elektronen (Abb.4) gilt die gleiche Beziehung wie für Ionen.

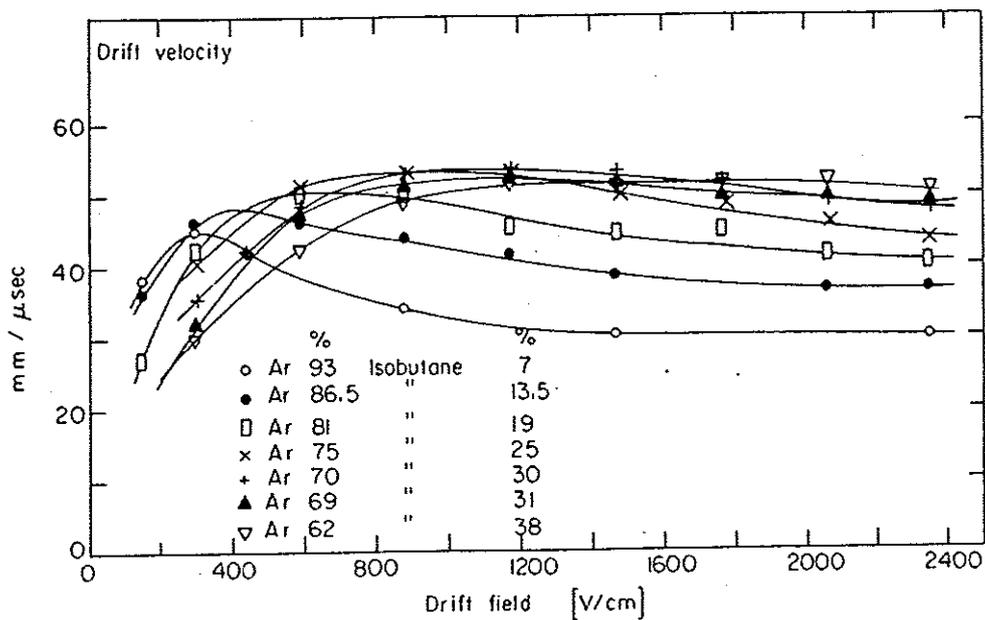


Abb. 4 /2/:

Driftgeschwindigkeiten von Elektronen in Argon-Isobutan Mischungen bei Normalbedingungen

Wegen der kleineren Masse bewegen sich Elektronen etwa 1000 mal schneller als Ionen. Da aber die Elektronen mit den Schalen der Atome wechselwirken, ist die mittlere freie Weglänge stark abhängig von der Energie der Elektronen (Rämsauer-Effekt). Für Feldstärken von mehr als 1kV/cm bleibt die Driftgeschwindigkeit aber ungefähr konstant und beträgt für Argon/Isobutan Mischungen mit hohem Isobutananteil etwa 5cm/μsec.

Während der Drift der Elektronen und Ionen findet eine Diffusion der Ladungen aufgrund von Vielfachstreuungen statt. Eine anfänglich lokalisierte Ionenverteilung diffundiert entsprechend einer Gaussverteilung und hat nach dem Driftweg  $x$  die Breite :

$$\sigma(x) = (2kTpx/eE)^{0,5} = (2Dt)^{0,5}$$

*Jensen*  
k : Boltzmannkonstante

T : Temperatur

p : Druck

D : Diffusionskoeffizient

Nach einer Driftstrecke von 1cm bei einem E-Feld von 1kV / cm hat eine Ladungsverteilung die Breite von 70 μm. Der Diffusionskoeffizient für Elektronen ist abhängig vom E-Feld. Für Isobutan und CO<sub>2</sub> ist die Breite etwa 100 μm (s. Abb. 5).

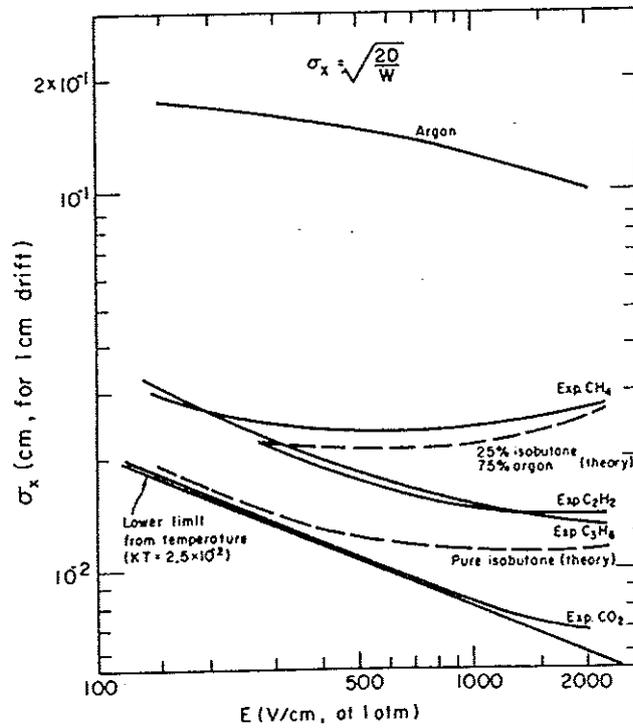


Abb.5 7/2/:

Errechnete und gemessene Abhängigkeit der Standardabweichung der Elektronendiffusion vom elektrischen Feld für 1cm Drift bei Normalbedingungen für Argon und einige Löschgase [2]

### 2.2.2 Die Drahtkammer

Der prinzipielle Aufbau einer Drahtkammer ist in Abb.6 zu erkennen. Ein dünner Anodendraht wird von einem zylindrischen Kathodenrohr umgeben. Das Potential und das elektrische Feld sind :

$$V(r) = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \ln(r/a) \quad E(r) = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \frac{1}{r}$$

Dabei sind  $b$  der Kathodenradius und  $a$  der Anodendrahtradius (Abb.7).

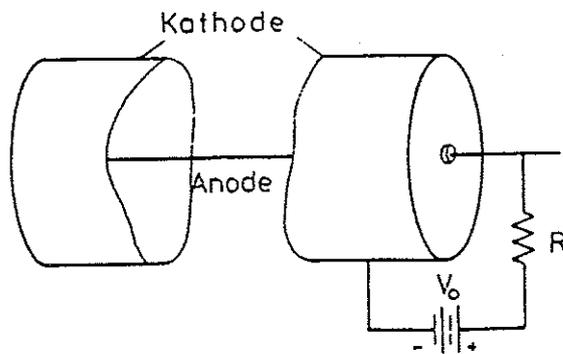


Abb.6 :  
Prinzipieller Aufbau einer Drahtkammer

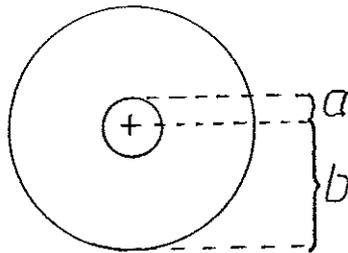


Abb.7 :  
Querschnitt einer Drahtkammer

Die bei der Primärionisation gebildeten Elektronen driften zur Anode. Mit wachsendem E-Feld nimmt ihre Energie zu. Elektronen geringer Energie erleiden elastische Stöße mit den Gasatomen (El). Mit wachsender Energie treten dann inelastische Streuungen mit Anregung (EV, EE) und Ionisation (I) auf.

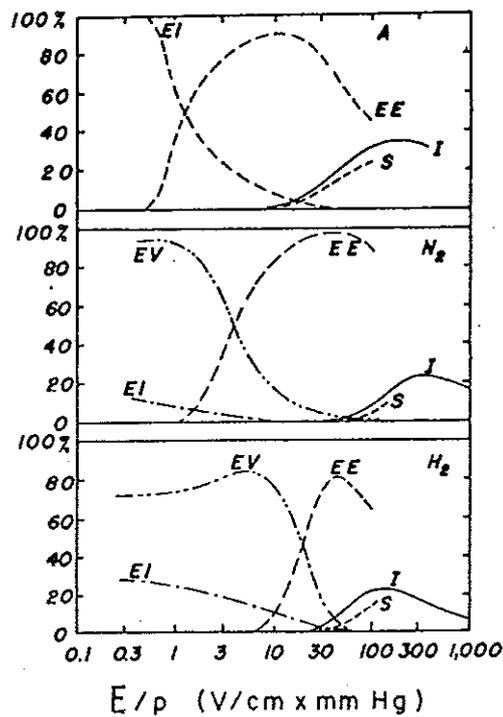


Abb.8 72/: (1)

Wahrscheinlichkeit für die verschiedenen Prozesse, die bei Stößen driftender Elektronen mit Gasmolekülen auftreten können, in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke für Argon(a), Stickstoff(b) und Wasserstoff(c)

- El : elastische Stöße
- EV : vibronische Anregungen
- EE : Anregungen, die Potonenemission verursachen
- I : Ionisation
- S : Ionisation mit sekundärer Ionisation

Aus Abb.9 ist zu erkennen, daß die Elektronenenergie für gleiche Feldstärken mit zunehmendem Löschgasanteil sinkt. Daher setzt die Lawinenbildung erst bei wesentlich höherem E-Feld ein, obwohl sich die nötige Energie pro Ionenpaar für Argon, CO<sub>2</sub> und Isobutan nur wenig unterscheidet.

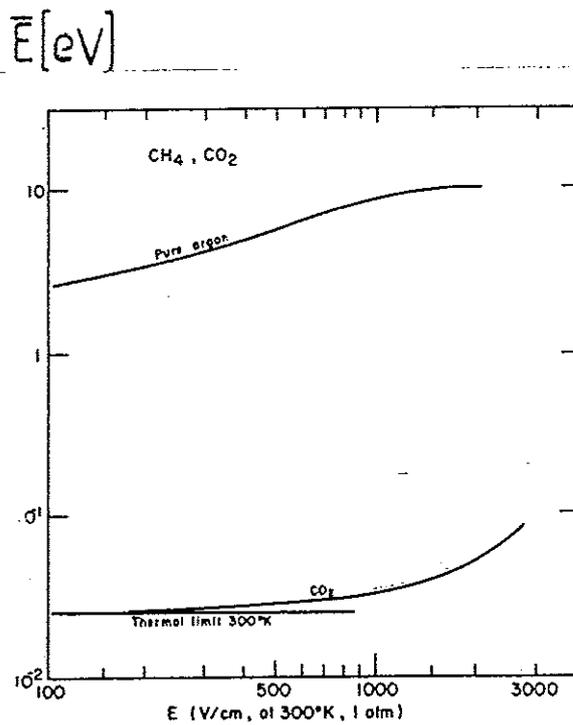


Abb.9 ~~72/~~: Berechnete Abhängigkeit der mittleren Elektronenenergie vom elektrischen Feld für Argon und CO<sub>2</sub>. Eine untere Grenze ist durch  $\bar{E}=kt=0.026$  eV bei  $T=300^{\circ}\text{K}$  gegeben [1]

Die Wahrscheinlichkeit für Ionisation wird durch den 1. Townsend Koeffizienten  $\alpha$  beschrieben. Dieser gibt die Anzahl der pro Längeneinheit gebildeten Ionenpaare an. Im Proportionalzählrohr wird das E-Feld in Drahtnähe so groß, daß Stoßionisation einsetzt. Ab dann wächst die Zahl der Ladungsträger exponentiell mit der Weglänge  $1/\alpha$ . Es bildet sich eine sogenannte Townsend-Lawine.

Die Gasverstärkung  $M$  gibt an, wieviele Elektronen aus jedem primär erzeugten Elektron gebildet werden.

$$M = \exp \int \alpha(x) dx$$

Ist die Gesamtladung proportional zur Primärionisation und damit zur deponierten Energie, so arbeitet die Drahtkammer als Proportionalzählrohr.

Während der Lawinenbildung entsteht um den Anodendraht eine positive Raumladung, da die Elektronen wesentlich schneller driften als die Ionen. Zwischen den positiven Ionen und dem Draht wird das E-Feld abgeschwächt, während es auf der Kathodenseite der Ladungswolke verstärkt wird. Die Abschirmung des Anodendrahtes führt bei großer Gasverstärkung zum Abbruch der Lawinenbildung und zu Sättigungseffekten. Die Pulshöhe steigt dann nur noch langsam mit der angelegten Spannung. Eine weitere Erhöhung der Spannung führt dann zum Übergang in den Streamermodus oder den Geiger-Müller-Bereich. Zu Geiger Pulsen kommt es, wenn emittierte Photonen im gesamten Gasvolumen durch Photoeffekt neue Elektronen freisetzen, die neue Lawinen erzeugen. Die Entstehung dieser Photonen wird im nächsten Kapitel (s. 2.2.3) besprochen.

Dieser Prozess stoppt erst, wenn der gesamte Zählrohrdraht durch positive Ionen abgeschirmt ist. Eine reine Edelgasfüllung hat zwar den Vorteil hoher Gasverstärkung führt aber zu einer Dauerentladung, da die zur Kathode driftenden Ionen aus dieser Elektronen heraus schlagen können, die neue Lawinen bilden. Um dies zu verhindern, gibt man dem Gas geringe Mengen eines Löschgases zu, meist vielatomige Moleküle mit einem kleinen Ionisationspotential. Diese übernehmen nach kurzer Zeit die Ladung der Edelgasionen (s. 2.2.1) und setzen ihre kinetische Energie um in Schwingungs-, Rotations- oder Dissoziationsenergie.

In Abb. 10 sind die Gasverstärkungscharakteristik von Zählrohren gegen die Hochspannung aufgetragen. Man erkennt deutlich die verschiedenen Betriebsarten und die zunehmende Sättigung gegen Ende des Proportionalbereiches. Die Pulsgröße wird unabhängig von der Primärisionisation und damit von der Art der Strahlung.

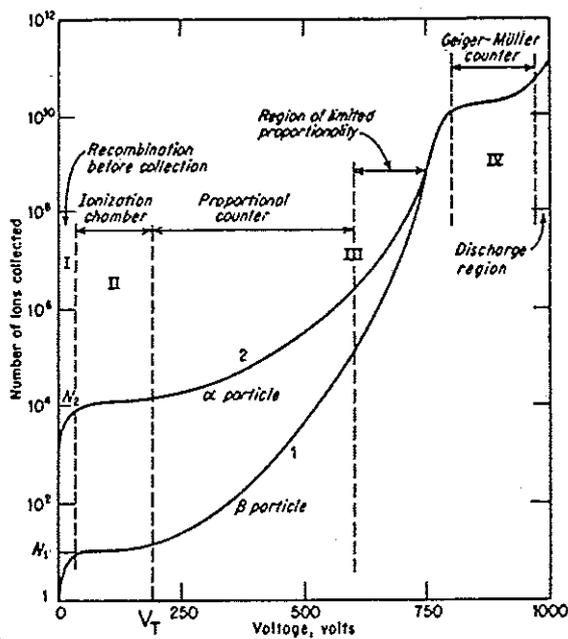


Abb. 10 /2/:  
Gasverstärkungscharakteristik für ein  
Proportionalzählrohr mit den verschiedenen  
Betriebsarten

## 2. 3 Der Streamermode

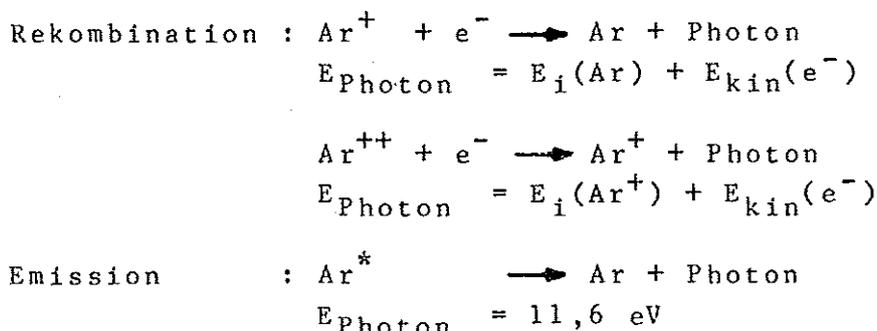
Wie berichtet, breitet sich in Geiger-Müller-Röhren der Puls längs des gesamten Drahtes aus. Die Nachteile der Geiger-Müller-Pulse, nämlich große tote Bereiche des Drahtes und schlechte Ortsbestimmung, lassen sich durch Übergang zum Streamer-Mode umgehen. Streamerpulse lassen sich wie folgt charakterisieren :

- große Signale von 20 - 150 pC
- kurze Pulse mit einer Anstiegszeit von etwa 10ns und einer Basislänge von 100ns
- die Breite der Amplitudenverteilung ist ungefähr 60 %
- nach einem Puls ist ein kleiner Bereich des Anodendrahtes tot, die Länge dieses Bereiches multipliziert mit der Totzeit ist ca. 0,3 msec mm /4/
- zur Ausbildung eines Zählratenplateaus ist ein Löschgasanteil von über 50% notwendig; als Löschgase eignen sich die verschiedensten Gase mit mehratomigen Molekülen /5/
- die Größe des Streamerpulses ist im wesentlichen unabhängig von der Primärionisation /4/
- der Streamer hat eine Länge von einigen mm und einen Durchmesser von ca. 200  $\mu$ m
- die Pulshöhe nimmt mit steigendem Druck ab /5,6/
- Streamerpulse wurden nur mit relativ dicken Anodendrähten von mehr als 20  $\mu$ m Durchmesser beobachtet /5,7/

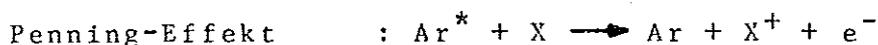
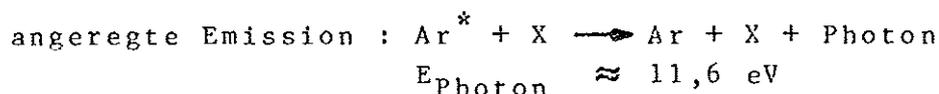
Ein möglicher Mechanismus der Streamerentstehung wurde von M. Atac et.al. aufgezeigt. /6/

Die ersten Schritte zur Pulsentstehung sind identisch mit der Entstehung von Geiger Pulsen. Die primär ionisierten Elektronen driften zum Anodendraht. In Drahtnähe wird das E-Feld groß genug, um Stoßionisation zu ermöglichen. Dadurch entsteht eine Townsend-Lawine.

Nun können mehrere Prozesse zur Emission von Photonen führen /3/, die weitere Lawinen auslösen können.



Da Argon zwei metastabile Zustände mit 11,49 und 11,66 eV besitzt, die bei Stößen mit anderen Molekülen zerfallen können, sind auch folgende Übergänge möglich :



In Geiger-Müller Zählrohren haben diese Photonen eine große Reichweite, da die Kammern mit Unterdruck betrieben werden, und die Gasmischung einen sehr hohen Edelgasanteil (90%) aufweist.

Im Streamermoder wird die Reichweite der Photonen und damit der Bereich der Lawinenentstehung stark eingeschränkt. Die Kammern werden bei Normaldruck betrieben, und das Gas enthält einen hohen Löschgasanteil von typischerweise 75%. Löschgase bestehen aus vielatomigen Molekülen. Diese besitzen viele Schwingungs- und Rotationsanregungszustände und können Photonen über einen weiten Energiebereich absorbieren. Dadurch bleibt die Emission von Elektronen durch Photoeffekt auf einen kleinen Raumbereich um die Lawine beschränkt.

Die Raumladung der Ionen deformiert das E-Feld: In Drahtnähe wird es abgeschwächt, während das Feld an der Spitze der Lawine verstärkt wird. Hier kann es daher zu neuer Lawinenbildung kommen, was bei ungestörtem Feld nicht möglich wäre. Auf diese Weise erreicht der Streamer eine Länge von mehreren mm .

In Abb.11 sind photographische Aufnahmen von Streamerpulsen bei verschiedenen Spannungen zu sehen.

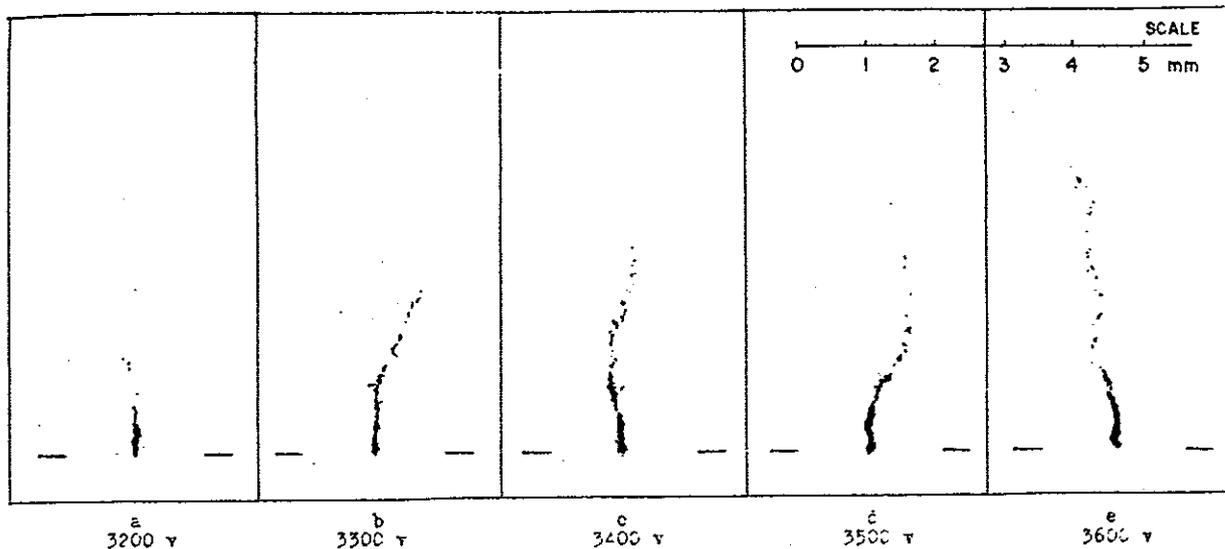


Abb.11 /6/:

Photographische Aufnahmen einzelner Streamer bei verschiedenen Spannungen. Die Position der Drahtanode wurde am Bildrand angedeutet.

Mit abnehmendem äußeren Feld werden die Lawinen kleiner und damit auch die zusätzliche Raumladung. Der Streamer endet, wenn das resultierende Feld zu klein wird, um Stoßionisation zu erzeugen. Der beschriebene Vorgang wurde bereits 1939 an Spitzenentladungen in Luft untersucht. In Abb. 12 ist die Verzerrung des  $1/r$  Potentials durch Raumladungen zu sehen.

*filed?*

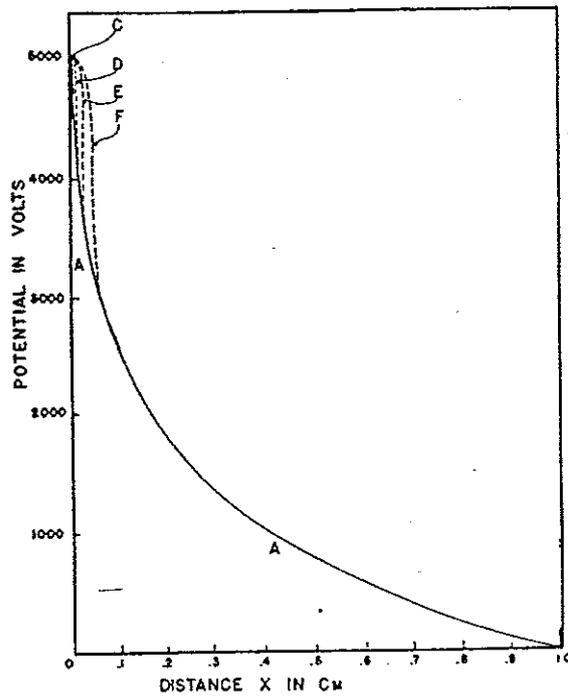


Abb.12 /8/ :

Potentialverteilung und Streamerbildung an einer Spitze deren Durchmesser 0.5 mm beträgt und die sich vor einer Platte im Abstand von 1 cm befindet. Kurve A zeigt jeweils das ungestörte Potential. Die Kurven C,D,E und F zeigen die approximierten Potentiale nach der ersten, zweiten, fünften und zehnten Lawine während der Streamerbildung. Durch die positive Raumladung wird der Bereich hoher Feldstärke zur Kathode hin verschoben.

Das Modell ist mit den oben genannten Beobachtungen gut verträglich. Für eine weitere Überprüfung ist aber die Entwicklung quantitativer Vorhersagen aus dem Modell nötig.

## 2.4 Modell zur Entstehung der induzierten Signale

Das gemessene Signal eines Streamerpulses entsteht fast ausschließlich durch die Drift der Elektronen. Die bei der Streamerbildung freigesetzten Elektronen driften mit ca.  $60 \mu\text{m/nsek}$  zum Anodendraht. Die Mobilität der Ionen beträgt etwa  $1 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$  (Tab.2). Die Driftzeit der Ionen vom Anodendraht bis zur Kathode bei  $4,7 \text{ kV}$  Hochspannung und  $4,5 \text{ mm}$  Kathodenradius und  $0,05 \text{ mm}$  Drahradius kann folgendermaßen berechnet werden :

$$t = \int_a^b \frac{1}{E(r) u} dr$$
$$= \frac{\ln(b/a)}{(2Vu)} (b^2 - a^2) = 97 \mu\text{sek}$$

Für die typische Auslesezeit von  $200 \text{ nsek}$  kann man daher die Raumladung der Ionen als statisch ansehen. Die Größe des Elektronensignals im Vergleich zum Ionensignal läßt sich mit Hilfe der Energieerhaltung leicht abschätzen. Bewegt man eine Ladung  $q$  in dem Feld eines Zylinderkondensators ( $R_{\text{Kathode}} = b; R_{\text{Anode}} = a$ ) von  $r_1$  nach  $r_2$ , so ändert sich die Ladung des Kondensators um :

$$Q_1 - Q_2 = q \frac{\ln(r_1/r_2)}{\ln(b/a)}$$

Bei einem Proportionalpuls entsteht die Hälfte der Pulsladung innerhalb der letzten freien Weglänge der Elektronen. Diese ist etwa  $1 \mu\text{m}$ , das Elektronensignal hat dann nur einen Anteil von etwa  $1\%$  am Gesamtsignal /2/. Der Ladungsschwerpunkt eines Streamers liegt in einer Entfernung von etwa  $300 \mu\text{m}$  vom Draht entfernt /10/. Der Anteil des Elektronensignals am Gesamtpuls beträgt daher ca.  $48\%$ .

Das Signal auf den Strips und Pads entsteht nun auf folgende Weise. Während und nach der Streamerbildung driften die Elektronen innerhalb weniger Nanosekunden zum Draht. Die entstehende positive Raumladung der Ionen erzeugt ein elektrisches Feld, das auf Leitern Influenzladungen bewirkt, die das Feld abschirmen. Die hochohmige Graphitkathode kann schnelle Pulse jedoch nur sehr unvollständig abschirmen. Die Influenzladungen bilden sich daher auf den metallenen Ausleseelektroden, die sich auf der Ober- und Unterseite der Kammern befinden. Diese Ladungen sind die Strip- und Padsignale.

Im folgenden wird ein einfaches Modell entwickelt, mit dessen Hilfe sich die Ladungsverteilungen näherungsweise berechnen lassen. Ich mache dabei folgende Annahmen :

- a) die Ausleseelektroden oben und unten sind eben und unendlich ausgedehnt
- b) die Raumladung der Ionen befindet sich direkt am Draht
- c) die Kathode hat einen unendlichen Widerstand

Das resultierende elektrische Feld ist dann das einer Punktladung zwischen zwei Leiterplatten. Das Feld läßt sich mit der Methode der Spiegelladungen berechnen. Abb.13 zeigt das verwendete Koordinatensystem sowie die reelle Punktladung und die Position der Spiegelladungen.

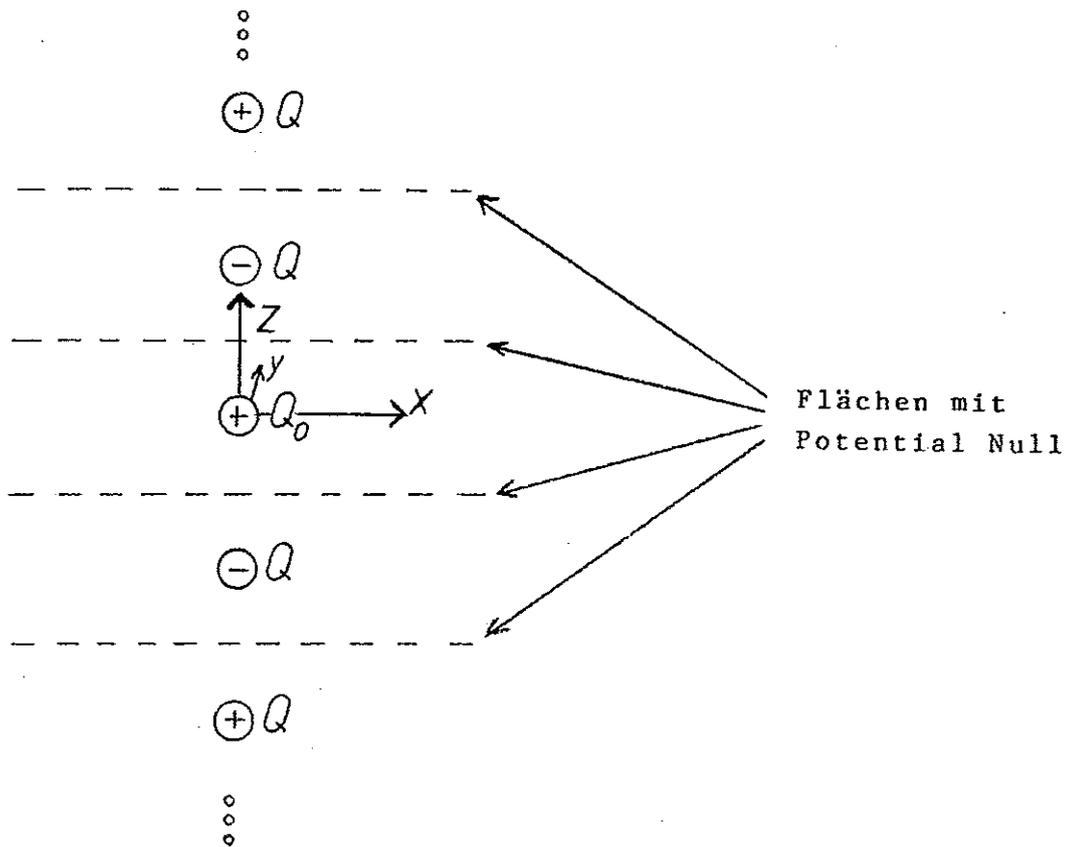


Abb. 13 :

Koordinatensystem und Position der Ladungen die zur Berechnung des E-Feldes verwendet wurden.  $+Q_0$  ist die reale Punktladung und  $\pm Q$  sind die positiven und negativen Spiegelladungen. Alle Ladungen sind betragsmäßig gleich.

Die Raumladung befindet sich im Koordinatenursprung und die beiden Platten bei  $z = +b/2$  und bei  $z = -b/2$ . Das E-Feld muß auf den Leiterplatten senkrecht stehen. Aus Symmetrieüberlegungen folgt, daß das Feld dem unendlich vieler Punktladungen auf der z-Achse entspricht. Die positiven Ladungen befinden sich bei  $z = 0, +2b, +4b, \dots, +2nb$ ; die negativen bei  $z = -b, +3b \dots, +(2n+1)b$ .

*Wegpunkt der  
? ...  
...*

Das Potential und das elektrische Feld sind :

$$\begin{aligned}
 U(r) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{n=0}^{\infty} Q_n \frac{1}{|r_n|} \\
 E(r) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{n=0}^{\infty} Q_n \frac{-r_n}{|r_n|^3} \\
 &= \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) b \frac{\cancel{(2n+1)} b}{(x^2 + y^2 + (2n+1)^2 (b/2)^2)^{3/2}}
 \end{aligned}$$

Die Flächenladung läßt sich mit Hilfe der 1. Maxwell'schen Gleichung berechnen.

$$Q = \epsilon_0 \oint E \, dF$$

Die Influenzladung auf einem Strip, der in x-Richtung unendlich ausgedehnt ist, die Breite d hat und dessen Mitte bei  $y = Y$  liegt ist :

$$Q(Y, b, d) = \frac{-Q}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left( \text{Atan} \frac{Y + d/2}{(n + 1/2) b} - \text{Atan} \frac{Y - d/2}{(n + 1/2) b} \right)$$

In Abb. 14 ist eine solche Ladungsverteilung zu sehen. Ausführliche Rechnungen sind in Anhang A zu finden.

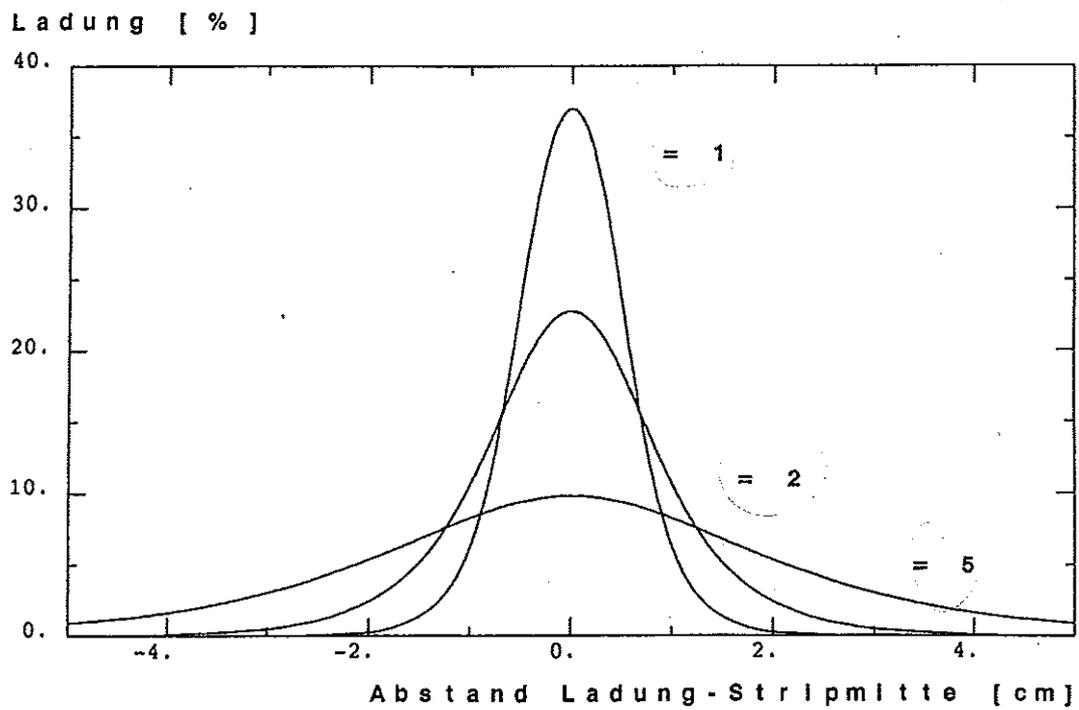


Abb. 14

Induzierte Ladung auf einem Strip der Breite 1 cm in Abhängigkeit von seinem horizontalen Abstand von der Punktladung.  $d$  ist der Abstand von oberer zu unterer Stripebene

Diskussion der Annahmen.

- zu a) Die horizontale Ausdehnung des E-Feldes liegt in der Größenordnung des Abstandes der Platten. Für Streamertubes bedeutet dies, daß das E-Feld innerhalb weniger cm nahezu auf Null abfällt. Die Annahme unendlich großer Platten ist daher für alle praktischen Zwecke gerechtfertigt. p. 4
- zu b) Da sich ein Streamer zur Kathode hin entwickelt, befindet sich die Raumladung nicht im Zentrum einer Kammer. Da sich aber der Ladungsschwerpunkt nur etwa 0,3 mm vom Draht entfernt befindet /10/, ist der Fehler in der Berechnung klein (kleiner 5%). Für Vergleiche mit den Messungen bedeutet dies keine Einschränkung. Da bei den Messungen die Streamer gleichmäßig um den Draht verteilt auftreten, liegt der mittlere Ladungsschwerpunkt im Zentrum der Kammer.
- zu c) Durch den endlichen Widerstand der Graphitkathode tritt eine Verbreiterung der Ladungsverteilung auf. Ein wichtiger Teil dieser Arbeit ist der Messung dieser Verbreiterung gewidmet. Durch Anpassung der Parameter soll das Modell diese Verbreiterung beschreiben. S. 10

## 2.5 Signalleitung und "negativer Crosstalk"

### 2.5.1 Beschreibung der Signalentstehung

Im vorhergehenden Kapitel wurden die Auswirkungen der negativen Ladungen der Elektronen auf dem Signaldraht nicht berücksichtigt. Dies soll hier nachgeholt werden. Der Einfachheit halber beschränke ich mich zunächst auf punktförmige Ladungen und eine zylinderförmige Ausleseelektrode, die mit Masse verbunden ist und den gesamten Draht umschließt. Ist  $Q$  die Ladung im Inneren der Elektrode, so ist die Ladung auf der Elektrode gleich  $-Q$ . Das elektrische Feld außerhalb der Elektrode ist dann Null.

Während der Streamerbildung wird die positive Ladung  $+Q_{\text{Str}}$  der Ionen von der Negativen  $-Q_{\text{Str}}$  der Elektronen getrennt. Diese erzeugen beide auf der Elektrode Influenzladungen mit gleichem Betrag und umgekehrtem Vorzeichen. Die Gesamtladung auf der Elektrode und der Strom zur Erde sind Null:

Anschließend breitet sich das Signal längs des Signaldrahtes aus. Die Influenzladungen werden getrennt, aber die Gesamtladung und der Strom zur Erde sind nach wie vor Null (Abb. 15).

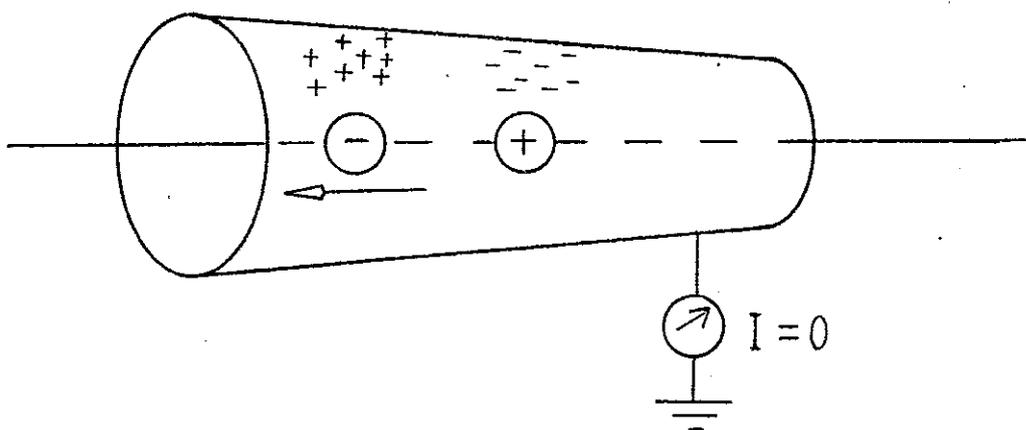


Abb. 15

Die negative Ladung wandert nach außen, wird aber noch von dem umgebenden Leiter abgeschirmt. Die Influenzladungen der positiven und der negativen Ladung kompensieren sich.

Erreicht der negative Drahtpuls das Ende der Elektrode, so wird die Gesamtladung im Inneren der Elektrode positiv. Um diese abzuschirmen, fließt ein Strom von der Elektrode zur Erde. Dieser Strom bildet das Elektrodensignal. (Abb.16)

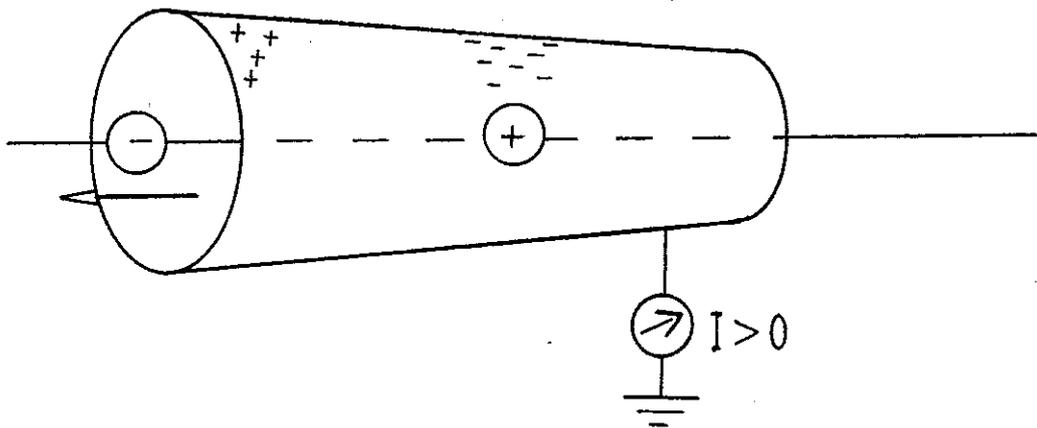


Abb. 16

Die negativen Ladungen verlassen den Bereich der Elektrode. Zum Ausgleich fließen positive Ladungen zur Erde ab.

Ist die negative Ladung völlig abgeflossen, so ist die Ladung der Elektrode  $-Q_{Str}$ , und es fließt kein Strom mehr (Abb.17).

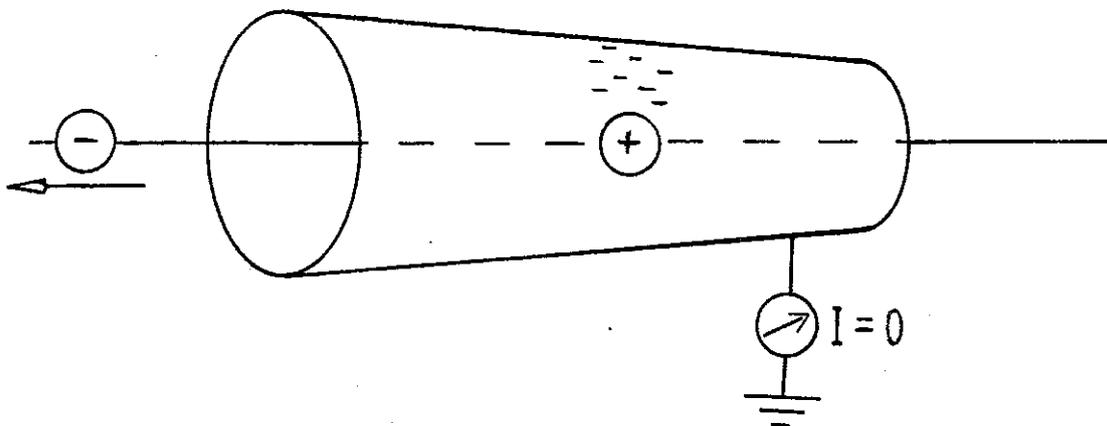


Abb. 17

Im Inneren der Elektrode befindet sich nur noch die positive Ladung  $Q_{Str}$ . Die Ladung der Elektrode ist  $-Q_{Str}$ . Der Strom zur Erde ist Null.

Mit Hilfe des eben Gesagten lassen sich nun zwei wichtige Phänomene der induzierten Auslese erklären. Dies sind ein negatives Übersprechen des Streamerpulses sowie eine zusätzliche Zeitverzögerung bei der Auslese mit Strips die parallel zu den Drähten liegen.

## 2.5.2 Negativer Crosstalk und Signalausbreitung in kurzen Kammern

In diesem und dem folgenden Abschnitt wird die Auswirkung der Signalausbreitung in einem System mit mehreren Signaldrähten untersucht. Zur Vereinfachung werden zunächst nur kurze Kammern betrachtet, bei denen Laufzeiteffekte keine Rolle spielen.

Wird in einer Streamertube ein Puls ausgelöst, so induziert dieser auf den Ausleseelektroden ein positives Signal. Dieses Signal ist auf den Strips und Pads am größten, die sich direkt am Ort des Streamers befinden. Neben diesem positiven Signal erhält man von den Elektroden aber auch ein kleineres, negatives Signal. Dieses ist unabhängig von dem Abstand der Ausleseelektroden zum Streamer. (s. Kap. 4.5) Diese Signale bezeichnet man als negativen Crosstalk.

Um die Entstehung dieser Signale zu erklären, ersetze ich die Elektrode aus Abb.16 durch zwei getrennte Elektroden. Passiert das Drahtsignal den Übergang der beiden Elektroden, so fließen die Ladungen der ersten Elektrode zur Erde ab. Der Strom stellt das positive Stripsignal dar. Gleichzeitig werden auf der zweiten Elektrode neue Influenzladungen erzeugt. Zum Ausgleich fließt ein Strom von der Erde auf die Elektrode. Dieser Strom bildet den negativen Crosstalk (Abb.18).

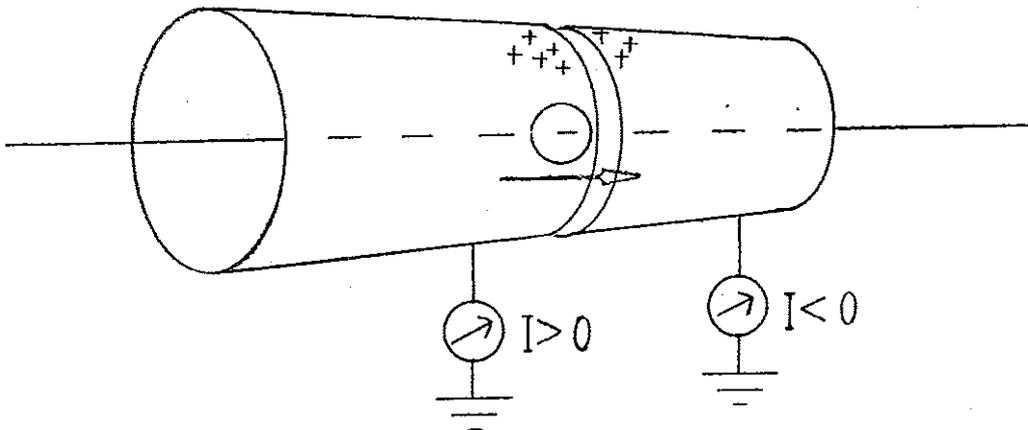


Abb. 18

Der negative Drahtpuls verläßt den Bereich der ersten Elektrode und läuft in den Bereich der nächsten Elektrode. Die Influenzladungen der ersten Elektrode fließen ab (positives Signal), während sich auf der zweiten Elektrode neue Influenzladungen bilden (negatives Signal).

Um die Größe des negativen Crosstalks abzuschätzen, beschränke ich mich zunächst auf kurze Kammern, bei denen die Laufzeit des Signals längs der Kammer kurz gegen die Pulslänge ist. Bei einer typischen Pulslänge von 50 nsek sind dies Kammern bis zu einer Länge von etwa 1m. Bei den folgenden Rechnungen wird daher davon ausgegangen, daß die Spannung an allen Drähten einer Kammer gleichzeitig abfällt.

Die HV-Versorgung kann bei den folgenden Überlegungen außer acht gelassen werden, da jede Kammer, die üblicherweise acht Signaldrähte enthält, durch einen hochohmigen Vorwiderstand (1-10 MOhm) von der HV-Versorgung getrennt ist. Die RC-Konstante ist, bei einer Kammerkapazität von 96 pF/m, etwa 0.1 msek und damit sehr groß die Dauer der Streamerpulse.

Der Spannungsabfall an den Signaldrähten wird bestimmt durch die Ladung des Streamerpulses und die Kammerkapazität.

$$\begin{aligned} \text{z.B.: Streamerpuls} & : Q_0 = 100 \text{ pC} \\ \text{Kammerkapazität} & : C_k = 8 \times C_D = 96 \text{ pF} \\ & \text{(8 Drähte, Länge :1m)} \end{aligned}$$

$$dU = \frac{Q_0}{C_K} = \frac{100 \text{ pC}}{96 \text{ pF}} = 1,04 \text{ V}$$

Dieser Spannungsabfall induziert auf allen Elektroden, die auf der Kammer aufliegen, ein negatives Signal. Der negative Crosstalk läßt sich leicht reduzieren, wenn die Kammerkapazität  $C_K$  durch einen zusätzlichen Kondensator erhöht wird.

$$\text{z.B.: zusätzlicher Kondensator} : C = 1 \text{ nF}$$

$$\begin{aligned} dU & = Q_0 / C_{\text{ges.}} = 100 \text{ pC} / (96 \text{ pF} + 1 \text{ nF}) \\ & = 0,09 \text{ V} \end{aligned}$$

Das Signal ist proportional zum Ladungsabfluß pro Fläche und zu der Fläche  $F_E$  die die Elektrode von der Kammer bedeckt. Die Ladung pro Fläche ist :

$$Q' = \frac{Q_0 C_k}{F_k C_{\text{ges}}}$$

Bei einer spezifischen Kapazität der Signaldrähte von 12pF/m und einem Drahtabstand von 1 cm gilt :

$$C' = C_K / F_K = 0,12 \text{ pF} / \text{cm}^2$$

$$Q_{\text{Cross.}} \approx Q_0 F_E C' / C_{\text{ges.}}$$

Der negative Crosstalk ist daher nur für Strips, die parallel zu den Drähten liegen und Pads wichtig. Er hat keine Bedeutung für Strips, die senkrecht die Drähte kreuzen, da diese immer nur wenige  $\text{cm}^2$  einer Kammer überdecken.

Um die Größe des Crosstalks relativ zum Streamersignal näherungsweise zu berechnen, gehe ich davon aus, daß das Verhältniss von der Ladung am Draht zur induzierten Ladung auf dem Strip unabhängig davon ist, ob sich am Draht die positive Raumladung der Ionen oder das negative Drahtsignal befindet. Dieser Proportionalitätsfaktor (Konst.) wird bei den Messungen zur Ladungsverteilung bestimmt werden. Die insgesamt induzierte Ladung ist dann :

$$Q_{\text{induz.}} = \text{Konst.} \cdot Q_0 \left( 1 - \frac{F_E C'}{C_{\text{ges.}}} \right)$$

für Elektroden, die den Streamer überdecken und

$$Q_{\text{induz.}} = - \text{Konst.} \cdot Q_0 \frac{F_E C'}{C_{\text{ges.}}}$$

für Elektroden, die weit vom Streamer entfernt sind. Besonders nachteilig wirkt sich der Spannungsabfall bei der Auslese von Pads aus. Wegen der großen Fläche der Pads wird das positive Signal durch den Crosstalk erheblich reduziert. Eine Korrektur der Daten wird dadurch erschwert, daß die Signalunterdrückung durch das negative Übersprechen davon abhängt, wie weit sich Pad und getroffene Kammer überlagern. Da Strips, die parallel zu den Drähten liegen, gleiche Flächen einer Kammer überdecken, ist der negative Crosstalk auf allen Strips gleich groß. Die Differenz zwischen den Signalen benachbarter Strips bleibt näherungsweise konstant. Bei digitaler Auslese kann der negative Crosstalk also durch ein Absenken der Diskriminatorschwelle ausgeglichen werden, ohne daß dies Auswirkungen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit oder die Multiplizität hat.

### 2.5.3. Signalleitung bei langen Kammern

Betrachtet man lange Kammern, so müssen die Laufzeiten bei der Signalentstehung berücksichtigt werden, da die Laufzeit des Signals längs der Kammer vergleichbar mit der Länge des Pulses ist. Das Signal breitet sich, ausgehend vom Streamer, längs des Drahtes nach beiden Seiten aus. Erreicht eine Signalhälfte das offene Ende des Signaldrahtes, so wird es vollständig reflektiert. Wird dagegen das an der HV-Versorgung angeschlossene Ende erreicht, so läßt sich die Größe des reflektierten Signals berechnen mit :

$$r = \frac{\text{Reflexion}}{\text{Gesamtpuls}} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}$$

$Z_1$  und  $Z_2$  sind die Wellenwiderstände vor bzw. nach einem Übergang von einem Wellenleiter zum nächsten. Der Wellenwiderstand der Signaldrähte ist 220 Ohm

. Für  $Z_2$  muß man zwei Fälle unterscheiden :

1. Die acht Drähte einer Kammer sind über einen großen Kondensator mit Masse verbunden. Dieser stellt für die schnellen Pulse einen Kurzschluß dar.  $Z_2$  ist daher gleich dem Abschlußwiderstand von 220 Ohm mit dem jeder Signaldraht versehen ist. Daher ist die Reflexion im Idealfall Null. Das gesamte Signal wird zur Masse abgeführt und es gibt keinen negativen Crosstalk.

$$Z_2 = Z_1 \rightarrow r = 0$$

In der Realität gibt es natürlich Reflexionen, da die Abschlußwiderstände nicht ideal sind, und der Kondensator nur endlich groß sein kann.

2. Es gibt keinen zusätzlichen Kondensator.  $Z_2$  setzt sich dann zusammen aus dem Abschlußwiderstand des Pulsdrahtes und einer Parallelschaltung der übrigen Abschlußwiderstände:

$$Z_2 = Z_1 + Z_1 / 7 \rightarrow r = 1/15$$

Der nicht reflektierte Teil des Pulses (14/15) verteilt sich gleichmäßig auf die anderen sieben Drähte der Kammer. Der negative Crosstalk ist also während dieser Zeit auf dem Pulsdraht nur halb so groß wie auf allen anderen Drähten. Dies führt zu einer schmaleren Ladungsverteilung und damit zu einer Verminderung der Multiplizität.

Nach weiteren Reflexionen wird sich das Signal wieder gleichmäßig über die gesamte Kammer ausbreiten. Da bei langen Kammern das Signal zwischen der Ersten und allen weiteren Reflexionen aber einen großen Anteil am Gesamtsignal hat, läßt sich der negative Crosstalk durch die Wahl der Abschlußwiderstände deutlich beeinflussen.

Ich betrachte jetzt insbesondere die Auslese mit Strips, die parallel zu den Drähten liegen. Wie gezeigt wurde, entsteht das Stripsignal, wenn das negative Drahtsignal den Bereich des Strips verläßt. Dies erfolgt an der HV-Versorgungsseite der Kammer. Werden die Strips an der HV-Seite der Kammer ausgelesen, so wird eine Hälfte des Stripsignals sofort ausgelesen. Die andere Hälfte des Signals breitet sich jedoch längs des Strips aus. Es wird dann am offenen Ende des Strips reflektiert und kann erst nach der Zeit  $t = 2L/c'$  ausgelesen werden. Dabei ist  $L$  die Länge des Strips und  $c'$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Signals. Bei einer Kammer von 5m Länge und einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von 22 cm/ns erhält man zwei Signale im Abstand von 45 ns. Dies kann zu erheblichen Schwierigkeiten bei der Auslese führen.

Man kann diese Probleme vermeiden, wenn die Stripauslese an das HV-ferne Ende der Kammer verlegt wird. Da das Stripsignal jetzt an der offenen Seite des Strips entsteht, kann sich das Signal nur in eine Richtung ausbreiten und wird geschlossen nach der Laufzeit  $L/c'$  ausgelesen.

### 3 Experimenteller Aufbau

#### 3.1 Die verwendeten Streamertubes

Bei den für die Messungen verwendeten Kammern handelt es sich um Streamertubes aus PVC mit graphitierter Kathode. Abb. 19 zeigt den prinzipiellen Aufbau. Die PVC-Profile wurden in Frascati hergestellt. Ein oben offenes Profil bildet acht Kanäle mit einem Querschnitt, der  $9 \times 9 \text{ mm}^2$  beträgt und einer Länge von 1,10 m. Für die Graphitkathode wird Graphitpulver mit Isobutyl-keton verrührt. Der Anteil des Graphits an der Mischung bestimmt den Oberflächenwiderstand der Kathode. Die Lösung tropft mit konstantem Durchfluß auf Haushaltsschwamm-tuch, das in Form der Profile ausgestanzt wurde. Diese Auftragevorrichtung befindet sich in einer festen Halterung über einem Rollenband. Mit diesem Band werden die Profile so unter dem Schwamm vorbei geführt, daß die gesamte Innenseite bestrichen wird. Die Gleichmäßigkeit des Kathodenwiderstandes ist durch die konstante Durchlaufgeschwindigkeit der Profile und den konstanten Durchfluß der Graphitmischung gegeben. Dadurch läßt sich der Oberflächenwiderstand bis auf einen Faktor drei konstant halten. Anschließend werden die Profile auf die richtige Länge geschnitten und die Güte der Beschichtung "durch Augenschein" und durch Stichprobenmessungen des Widerstandes kontrolliert. An den Enden werden dann Halterungen für Platinen eingesetzt. Nachdem die Profile mit Bürste und Staubsauger gereinigt worden sind, werden auf den Platinen die Signaldrähte festgelötet. Die Drähte haben einen Durchmesser von  $100 \mu\text{m}$  und werden mit 100 - 200 p gespannt. Die Position der Signaldrähte, die sich in der Mitte der Kanäle befinden sollen, wird alle 30 - 40 cm durch Abstandshalter gesichert. Jeweils zwei Profile werden in Hüllen aus PVC eingeschoben, die dann an beiden Enden mit Kappen gasdicht verschlossen werden. Diese Kappen enthalten die Gaszuführungen und die Anschlüsse für die HV-Versorgung.

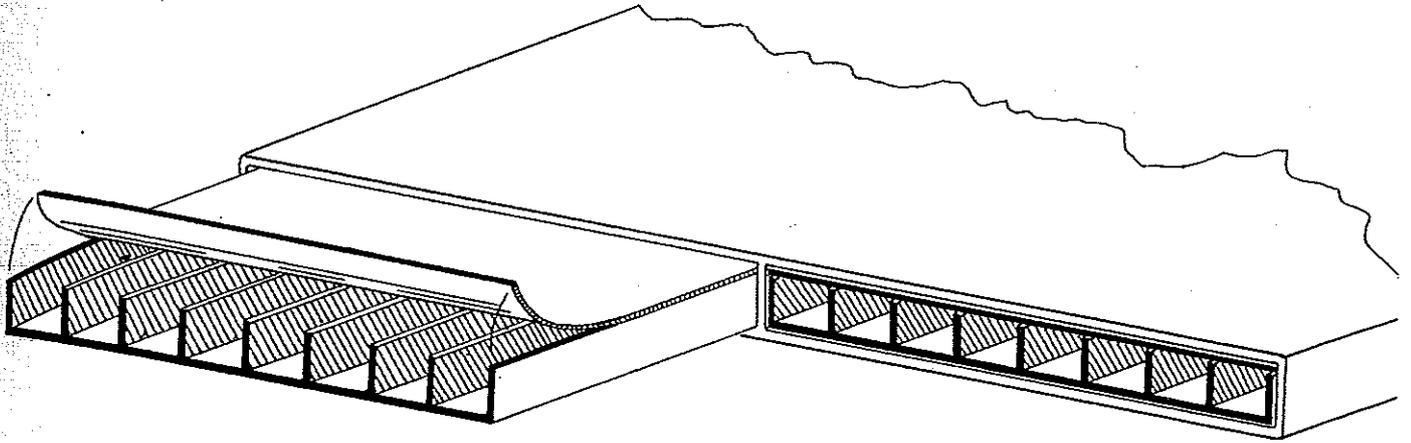


Abb.19  
Prinzipieller Aufbau der Streamertubes aus PVC mit  
graphitierter Kathode

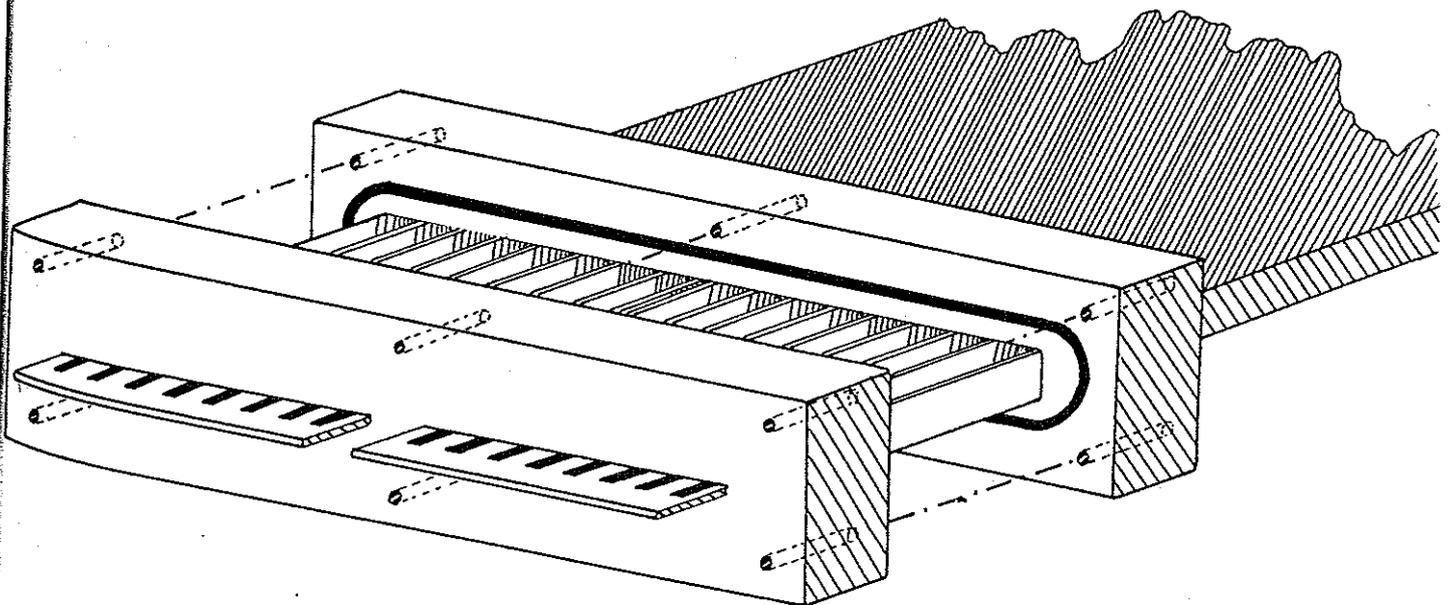


Abb. 20  
Gasdichter Endverschluß der verwendeten Kammern

Für meine Messungen benötigte ich Kathoden mit unterschiedlichen Widerständen. Es standen mir zwei Arten von Profilen mit 1 kOhm bzw. 100 kOhm Flächenwiderstand zur Verfügung. Weiterhin habe ich Kathodendeckel mit Widerständen von 20 MOhm, 1 MOhm, 500 kOhm und 200 kOhm benutzt. Um die Kathodendeckel leicht austauschen zu können, wurde an den Kammern ein Verschluß angebracht, der ein leichtes Öffnen erlaubte (Abb. 20). Dadurch war es möglich, alle Messungen mit der gleichen Kammer durchzuführen, was unbedingt notwendig war, um die verschiedenen Messungen miteinander vergleichen zu können.

Die Platinen, auf denen die Drähte angelötet sind, führen nach Aussen und werden dort an die HV-Versorgung angeschlossen. Bei allen Messungen liegen die Drähte auf positiver Hochspannung und die Kathode ist geerdet.

Es gibt zwei mögliche Feldkonfigurationen. In Abb.21 a) ist das elektrische Feld dargestellt für den Fall, daß die Profile durch einen leitfähigen Deckel nach oben abgeschlossen sind. Das Potential entspricht bis zu einer Entfernung von 1-2 mm vom Anodendraht weitgehend dem eines Drahtes gleichen Durchmessers in einem Kathodenzylinder mit dem Radius  $1.08 a$ . /11,12/. Dabei ist  $a$  die halbe Kantenlänge der quadratischen Kathode. Die elektrische Feldstärke in Abhängigkeit vom Drahtabstand für die übliche Hochspannung von 4700 V ist

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} = \frac{4700 \text{ V}}{\ln(1,08 \cdot 4,5\text{mm}/0,05\text{mm})} \frac{1}{r}$$

$$= 1027 \text{ V/r} .$$

Ein etwas anderes Potential bildet sich aus, wenn die Profile oben durch einen Nichtleiter abgedeckt sind. Die Ionen, die zum Deckel wandern, können dann nicht mehr abfließen und laden diesen statisch auf. Nach kurzer Zeit stellt sich ein Gleichgewicht ein, bei dem das statische Feld so groß ist, daß keine weiteren Ionen zum Deckel driften. Das resultierende Feld ist in Abbildung 21 b) zu sehen.

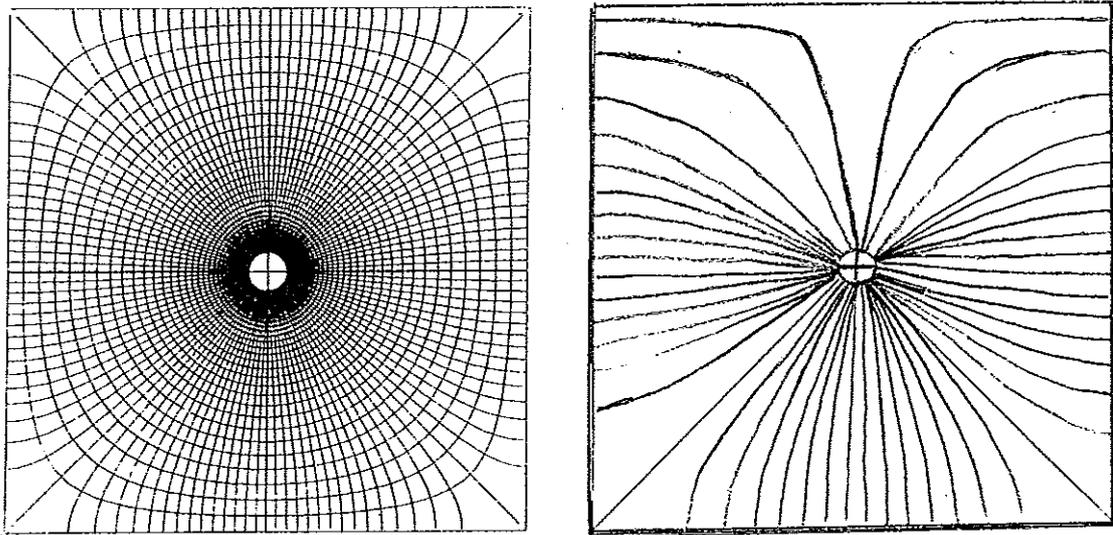


Abb. 21

Elektrische Feldlinien eines positiv geladenen Drahtes in einer quadratischen Kathode a)/12/ und skizzierter Feldlinienverlauf in einem Profil ohne Kathodendeckel.

### 3.2 Mechanischer Aufbau

Um die Störungen zu reduzieren, liegt die Kammer in einem geerdeten Gehäuse aus Kupferblech. In dem unteren Blech befinden sich mehrere Schlitze um die Strahlung radioaktiver Quellen durchzulassen. Das Kupfergehäuse ist fest auf einer Grundplatte montiert. Auf dieser befindet sich außerdem eine Aluminiumplatte mit mehreren Bohrungen für die Quellenhalterung.

Die Quellenhalterung besteht aus einem Mikrometerschlitten, auf dem sich ein Quellengehäuse aus Messing und ein Bleikollimator befinden. Der Mikrometerschlitten erlaubt die kontrollierte Verschiebung der Quelle in horizontaler Richtung unter der Kammer. Die Quelle war bei allen Messungen eine  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle. Auf der Ober- und Unterseite der Streamertube wurden Strips oder Pads aufgelegt, um die Signale induktiv auszulesen.

### 3.3 Die Gasversorgung

Die Streamertubes werden mit ständigem Gasdurchfluß betrieben. Dies geschieht, um Verunreinigungen des Kammergases klein zu halten, die z.B. durch Ausdünstungen des PVC oder kleine Lecks auftreten können, und um einen Verbrauch des Löschgases vorzubeugen. Die verwendeten Gase waren

Argon	( 99,998 % )
Isobutan	( 99,5 % )
Kohlendioxid	( 99,995 % )

Die Zahlen in Klammern sind der Reinheitsgrad laut Herstellerangaben. Die wichtigsten atomaren Eigenschaften sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Die Durchflußmenge wurde für jedes Gas mit Durchflußmessern gemessen. Nach der Durchmischung der Gase in einer Wirbelkammer wurden diese durch die Kammern geleitet. In der Abgasleitung befand sich eine kleine Waschflasche mit Silikonöl, um Luftzufuhr zu verhindern. Die Durchflußmenge betrug etwa 100 ml/min, dieses entspricht einem Austausch des Kammergases alle 20 Minuten .

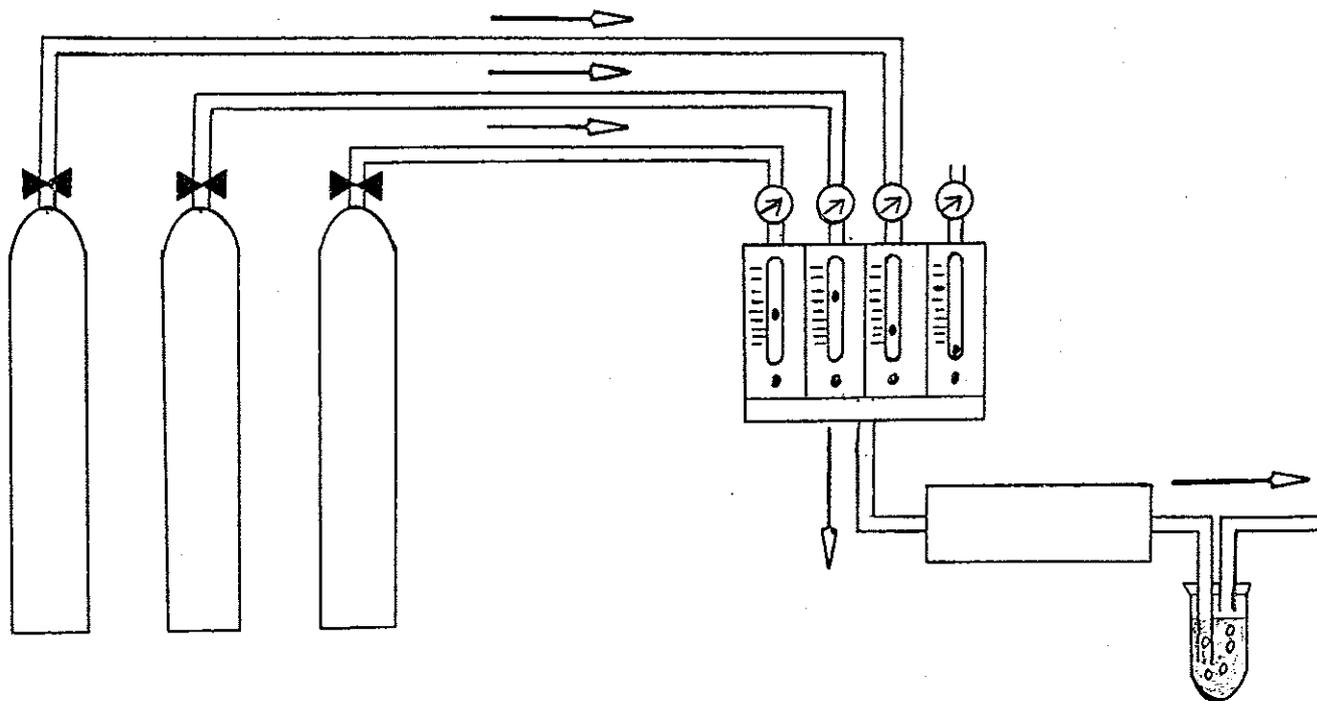


Abb.22 Schematischer Aufbau der Gasversorgung

### 3.4 Auslese der Drahtsignale und HV-Versorgung

Am Ende der Kammer befindet sich in einem Metallgehäuse die Hochspannungsverteilung und die Bauelemente zur Drahtauslese für beide Profile. Die Schaltung ist Abb. 23 zu entnehmen.

An der Rückseite des Gehäuses sitzt die Platine, die durch den Endverschluß hindurch ins Innere der Kammer führt. Die Spannungsversorgung geschieht mit acht Leiterbahnen, auf denen die Signaldrähte angelötet sind. Dadurch ist es möglich, die Signale einzelner Drähte abzugreifen oder auch nur einzelne Drähte anzuschließen. Dies erwies sich als nützlich bei der Suche nach Dauerentladungen, die leider immer wieder auftraten. Der Masseanschluß wird auf der verkupferten Rückseite der Platine herausgeführt.

Jeder Draht ist mit seinem Wellenwiderstand von 220 Ohm abgeschlossen. Die acht Drähte eines Profils sind über einen gemeinsamen Vorwiderstand an dem Hochspannungsgerät angeschlossen. Mit einem Mikroampèremeter wird der mittlere Strom gemessen. Die Auslese der Drahtsignale geschieht über einen 1 nF Kondensator. Da dieser über 50 Ohm an Masse liegt, reduziert er gleichzeitig den negativen Crosstalk (s. Kap. 2.5).

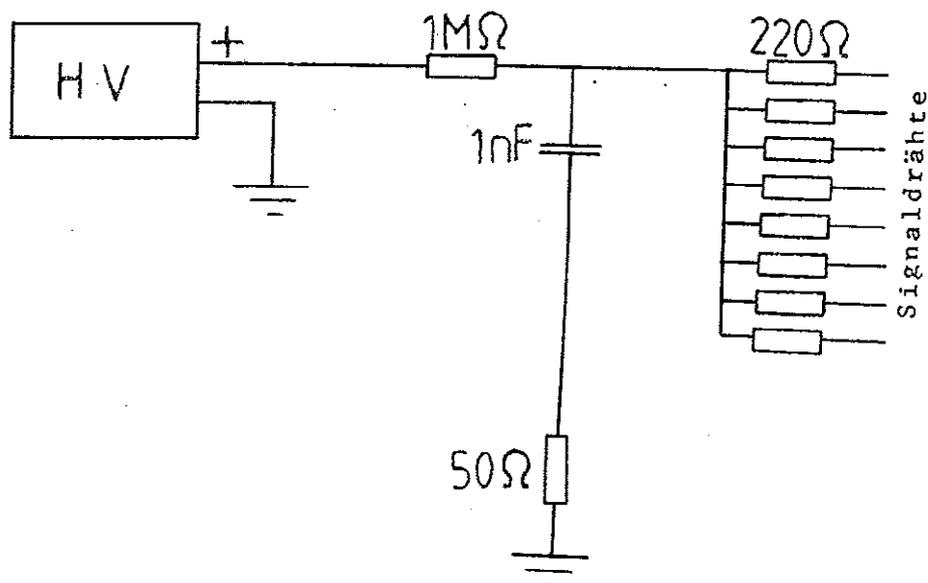


Abb.23 Hochspannungsversorgung der Signaldrähte

### 3.5 Auslese der induzierten Signale

Die induzierten Signale von Strips und Pads werden über abgeschirmtes Flachbandkabel mit 100 Ohm Wellenwiderstand weitergeleitet. Die Signale haben, im Gegensatz zu den Drahtsignalen, positives Vorzeichen. Da die verwendeten ADC's und Diskriminatoren nur negative Signale verarbeiten, müssen die Pulse zunächst invertiert werden. Die Invertierer wurden in Dortmund für die Padauslese entwickelt. Eine leichte Modifizierung der Schaltung änderte die Verstärkung von  $-1 : 1$  auf  $-7 : 1$ . Die Schaltung ist Anhang B zu entnehmen. Bis zu zwölf Signale können parallel invertiert und ausgelesen werden.

### 3.6 Meßaufbau für die Ladungs- und Zählratenmessungen

Bei allen Messungen wurde selbsttriggernd gearbeitet. Bei den Messungen zum negativen Crosstalk wurde das Signal eines  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  Pads als Trigger verwendet. Das Pad befand sich auf der Unterseite der Kammer am Ort der Quelle, während die Strips auf der Oberseite angebracht waren. Bei allen anderen Messungen wurde mit dem Drahtsignal getriggert. Die gesamte Meßanordnung ist in Abb. 24 zu sehen. Das Drahtsignal wird zunächst halbiert. Ein Teil wird zur Ladungsmessung auf den ADC gegeben. Die andere Hälfte des Signals wird verstärkt und auf den Diskriminatoreingang gegeben. Der Diskriminator erzeugt ein Gate von 150 nsek Länge. Das Diskriminator-signal steuert den ADC und wird zur Ratenmessung auf einen Zähler gegeben. Sowohl der Zähler als auch der ADC werden über einen CAMAC-Datenbus mit einem MIK-11 Rechner ausgelesen. Gleichzeitig mit dem Drahtsignal werden auch die Pad- bzw. Stripsignale mit dem ADC ausgelesen. Es können alternativ zwölf Stripsignale oder elf Strip-signale und das Drahtsignal parallel gemessen werden.

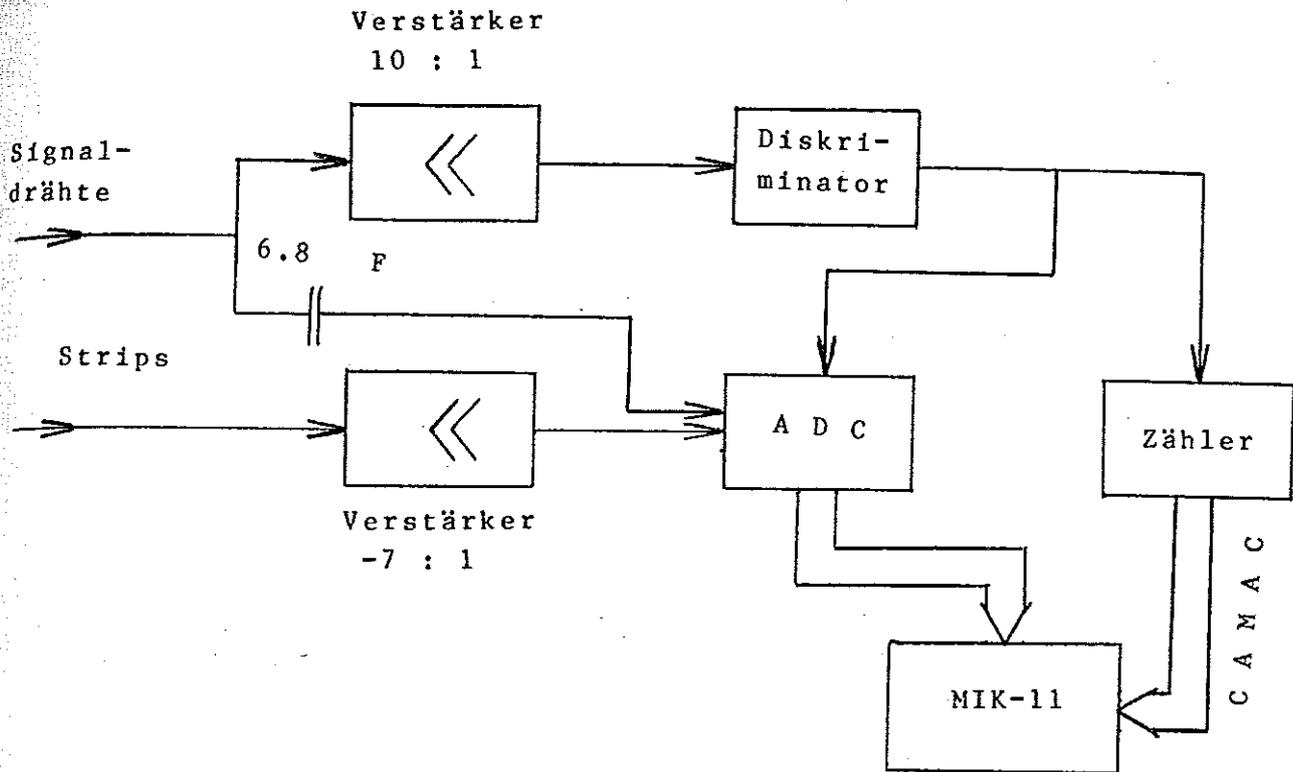


Abb. 24 Meßanordnung für Ladungs- und Zählratenmessungen

Verstärker	: Le Croy 612 AM	Verstärkung 1:10
Diskriminator	: Le Croy 821	Schwelle 40 mV Gate 150 nsek
11-bit Analog-	: Le Croy 2249 A	1024 Kanäle $\approx$ 256 pC
Digital Wandler		
Zähler	: Le Croy 2551	

### 3.7 Kalibration der Elektronik

Zur Kalibrierung der invertierenden Verstärker und der ADC's wurde ein Testpuls auf die Eingänge der Verstärker gegeben und mit den ADC's ausgemessen. Der Pulser erzeugt an seinem Ausgang ein Rechtecksignal. Ändert sich die Ausgangsspannung von  $U_1$  auf  $U_2$ , so ändert sich die Ladung auf dem Kondensator um  $dQ$ . Durch Messung von Kapazität und Spannung läßt sich die Ladungsänderung berechnen :

$$dQ = C \cdot ( U_2 - U_1 )$$

Die Ladung wird dann gleichmäßig auf die zwölf Verstärker aufgeteilt (Abb.25). In Abb.26 ist der Mittelwert der gemessenen ADC-Kanalinhalte gegen die berechnete Ladung aufgetragen. Abgezogen wurde das Pedestal, daß durch zufällige Trigger gemessen wurde. Die Abweichung von der Linearität ist kleiner 1,5 % für den gemessenen Bereich von 25 bis 880 ADC-Kanälen. Der Offset von ungerechnet drei ADC-Kanälen läßt aber auf eine zunehmende Nichtlinearität für sehr kleine Signale schließen.

Für einen Puls am Eingang des ADC gilt

$$0,25 \text{ pC} \approx 1 \text{ Kanal} \quad /13/$$

Der mittlere Verstärkungsfaktor ist daher

$$F = ( -6,65 \pm 0,05 )$$

In Tabelle 3 sind die Verstärkungsfaktoren für die einzelnen Verstärker angegeben.

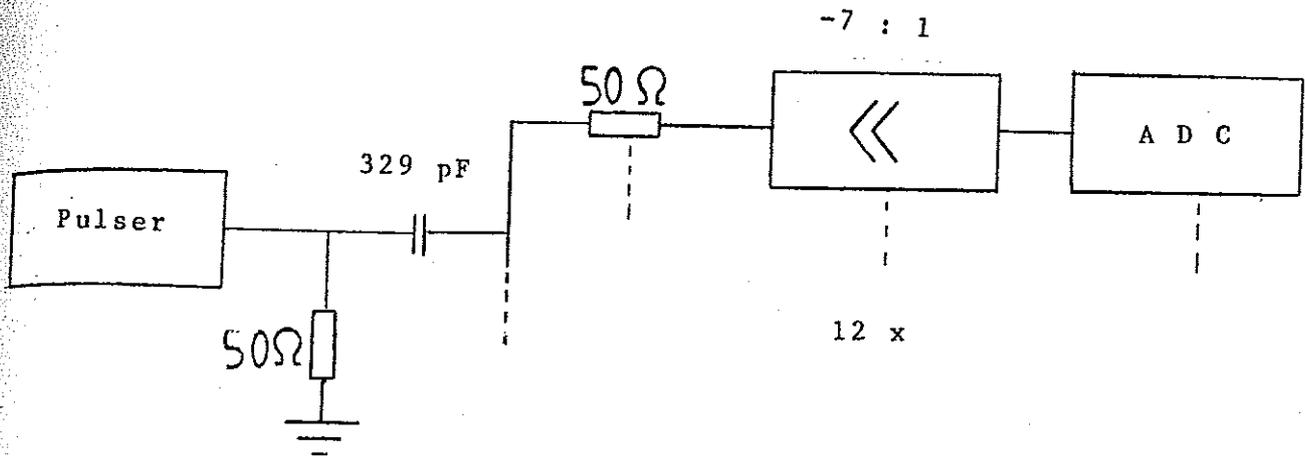


Abb. 25 :  
Schaltung zur Verstärkereichung

ADC - Kanäle

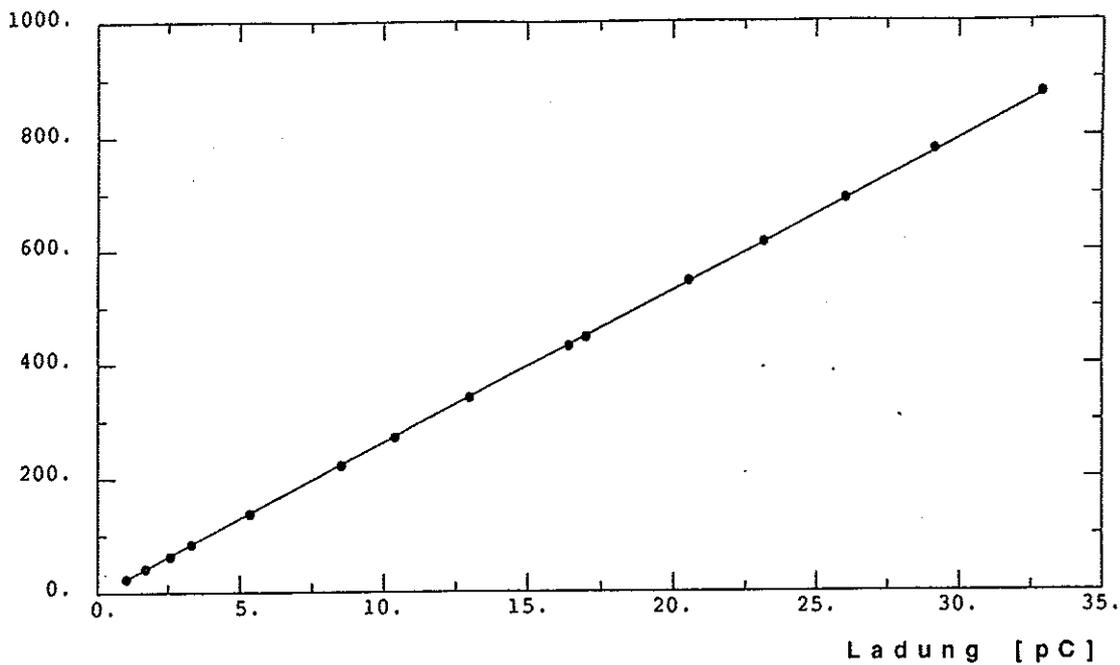


Abb. 26  
Linearität der invertierenden Verstärker. Aufge-  
tragen sind die gemessenen ADC-Kanalhalte, nach  
Abzug des Pedestals, gegen die berechnete Ladung.

Da für die Kalibration und die späteren Messungen der gleiche Aufbau verwendet wurde, berücksichtigt der Verstärkungsfaktor auch die Abschwächung der Verzögerungsleitungen (50 nsek):

Tabelle 3

Ladung (pC) = A + F Anzahl ADC-Kanäle

Verstärker Nummer	A pC	F pC/ADC-Kanal
1	0.103	0.0378
2	0.108	0.0379
3	0.105	0.0378
4	0.102	0.0373
5	0.106	0.0369
6	0.100	0.0373
7	0.105	0.0378
8	0.110	0.0382
9	0.101	0.0383
10	0.101	0.0372
11	0.098	0.0375
12	0.102	0.0378
Mittelwerte	0.104	0.0376

Mit Ausnahme der Messungen zum negativen Crosstalk wurde auf eine Korrektur der Messdaten, für die verschiedenen Verstärker, verzichtet, da andere Fehler überwiegen. Die Werte der einzelnen Verstärker stimmen mit dem Mittelwert bis auf  $\pm 3.5\%$  überein.

## 4 Experimente und Auswertung

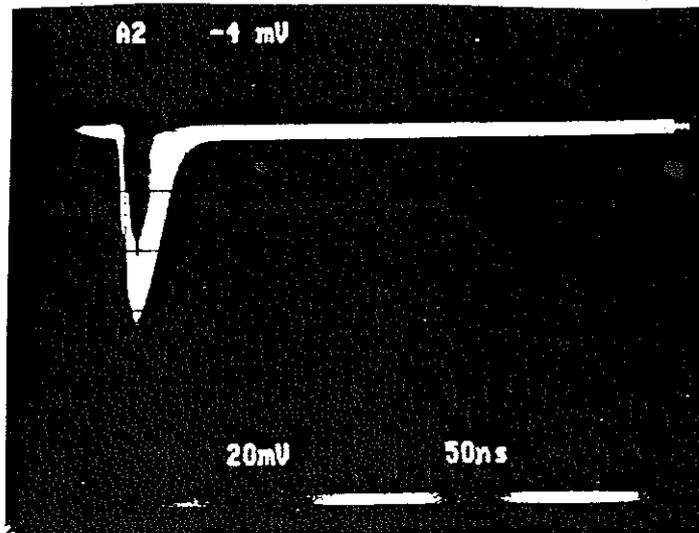
### 4.1 Vorbereitende Messungen

#### 4.1.1 Eigenschaften einer Ar-Isobutan Gasmischung

Bei allen nachfolgend aufgeführten Experimenten wurden die Streamertubes mit einer Gasmischung betrieben, die 28 % Argon und 72 % Isobutan enthielt. Dieses ist eine übliche Gasmischung für den Betrieb von Streamertubes und hat sich auch bei den vorliegenden Arbeiten als zuverlässig herausgestellt. Die Oszillographenbilder in Abb. 27 zeigt typische Streamerpulse bei 4.2 und 4.85 kV. Die Pulslänge an der Basis ist 50 nsek bei einer Anstiegszeit von 10 nsek. Die mittlere Ladung liegt bei etwa 50 pC.

In Abb. 28 sind Pulshöhenspektren für verschiedene Hochspannungen abgebildet. Die Bestrahlung erfolgte mit einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle. Man erkennt deutlich die große relative Breite der Pulshöhenverteilung. Insbesondere ist bei höheren Spannungen ein Schwanz zu größeren Ladungen hin erkennbar. Die großen Schwankungen in der Pulshöhe sind im Rahmen des Modells zur Streamerbildung, das in Kapitel 2.2.3 beschrieben wurde, verständlich. Der Schwanz der Verteilung zu größeren Werten hin deutet auf die Ausbildung von Doppel- und Dreifachstreamern hin. Da sich Streamer nur wenige Millimeter längs des Drahtes ausbreiten, ist die Bildung mehrerer nebeneinanderliegender Streamer möglich. Mit zunehmender Hochspannung steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit und damit auch die Wahrscheinlichkeit der Bildung von Doppelstreamern. Zudem wird das elektrische Feld neben einem Streamer durch diesen geschwächt. Damit sich dort trotzdem ein weiterer Streamer bilden kann, muß diese Abschwächung des E-Feldes durch eine erhöhte Hochspannung kompensiert werden. Voraussetzung für die Bildung von Mehrfachstreamern ist, daß ionisierende Teilchen längs des Drahtes weit voneinander entfernt Elektronen freisetzen. Dies ist z.B. der Fall für geladene Teilchen, die unter flachem Winkel die Kammer passieren. Tatsächlich erhält man bei der Bestrahlung mit Photonen eine im wesentlichen symmetrische Verteilung /5/.

a)



b)

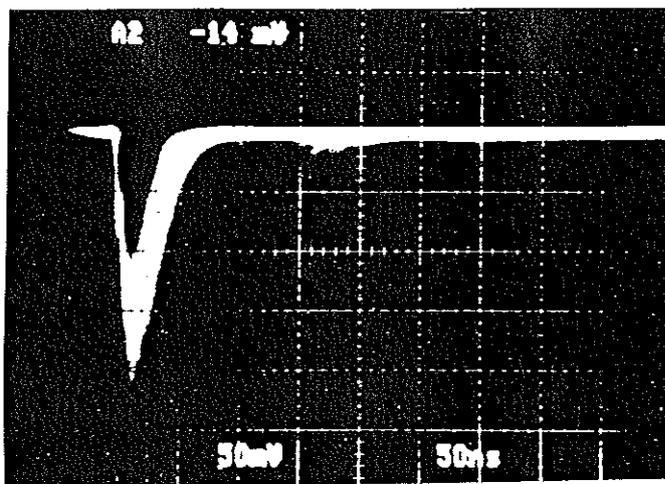
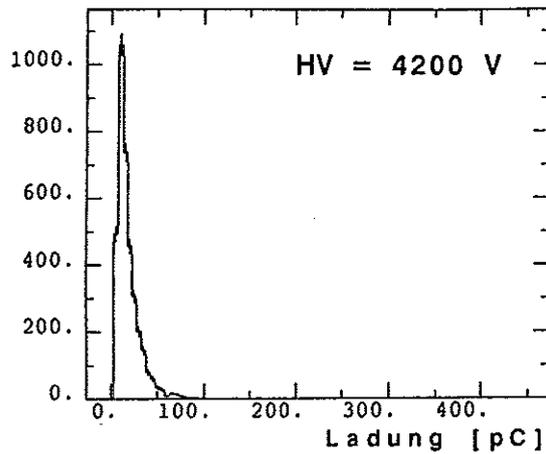


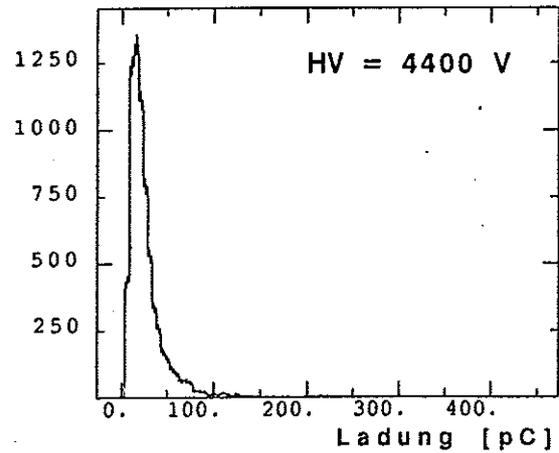
Abb.:27 /5/

Oszillographenbilder von Drahtsignalen von Streamer pulsen bei a) 4.2 kV und b) 4.7 kV. Bestrahlt wurde mit einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle. (Gasmischung : Ar/Isobutan im Verhältniss 1/3)

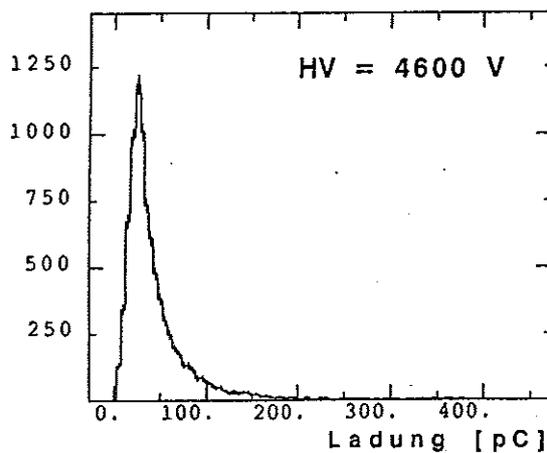
Rate [1/100sek]



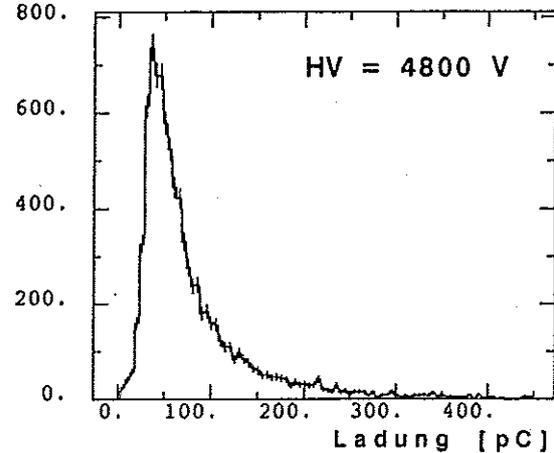
Rate [1/100sek]



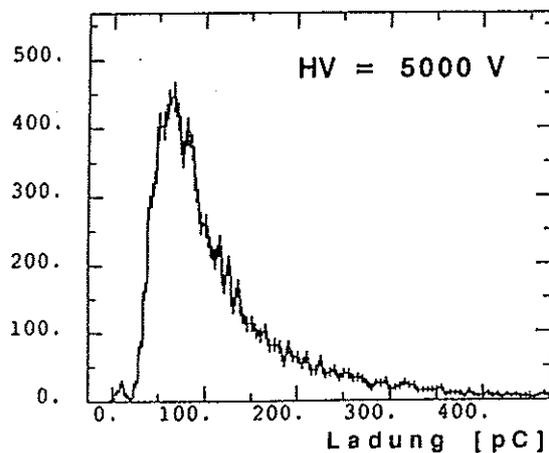
Rate [1/100sek]



Rate [1/100sek]



Rate [1/100sek]



Rate [1/100sek]

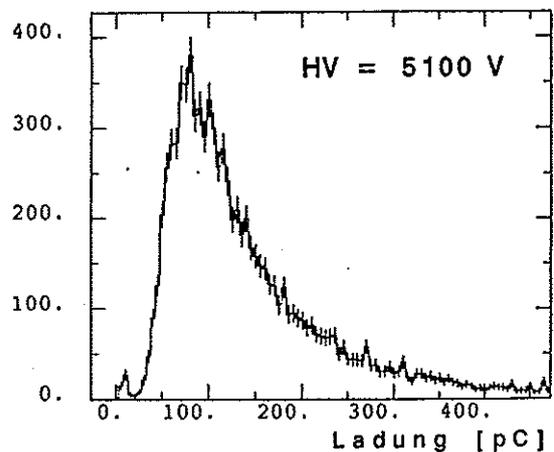


Abb. 28

Pulshöhenspektren von Streamerpulsen bei unterschiedlicher Hochspannung in einer Gasmischung Ar/Isobutan 1/3. Bestrahlt wurde mit einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle.

Abb. 29 a) und b) zeigen die mittlere Ladung und die Zählrate in Abhängigkeit von der Hochspannung. Hier und bei allen folgenden Messungen bezeichnet die angegebene Ladung den arithmetischen Mittelwert der Verteilung. Dargestellt sind Messungen mit den beiden Feldkonfigurationen mit und ohne Kathodendeckel. Für den Fall, daß sich die Kathode nur an den Seitenwänden und am Boden befindet, benötigt man eine um 50 - 100 Volt höhere Spannung, um zu den gleichen Werten zu gelangen, wie im symmetrischen Fall der quadratischen Kathode.

Das Zählratenplateau beginnt bei 4600, b.z.w. 4650 Volt. Die Ladung steigt im Plateaubereich näherungsweise linear an mit 20 pC je 100 Volt.

Fast alle Messungen zur Ladungsverteilung erfolgten bei 4700 Volt. Wo andere Spannungen verwendet wurden, wird darauf gesondert hingewiesen. Die bei diesem Signal erreichte Pulsgröße von 50 pC war ausreichend. Gegen eine höhere Spannung sprachen zwei Gründe. Zum einen steigt mit wachsender Hochspannung die Gefahr von Dauerentladungen. Diese können, ohne erkennbare Ursache, auch nach mehrstündigem störungsfreiem Betrieb auftreten. Zum anderen steigt mit der Größe des Signals auch die relative Breite, so daß eine Verbesserung der Meßgenauigkeit ohnehin nicht zu erwarten war.

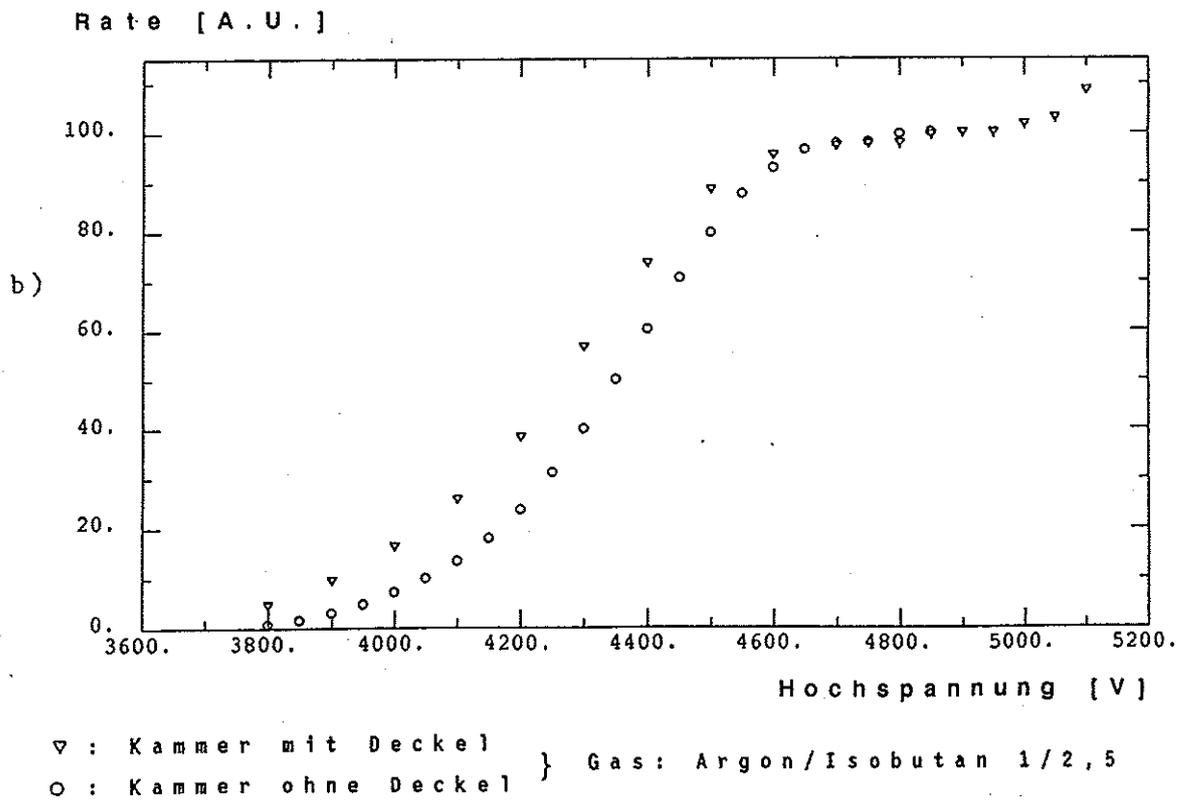
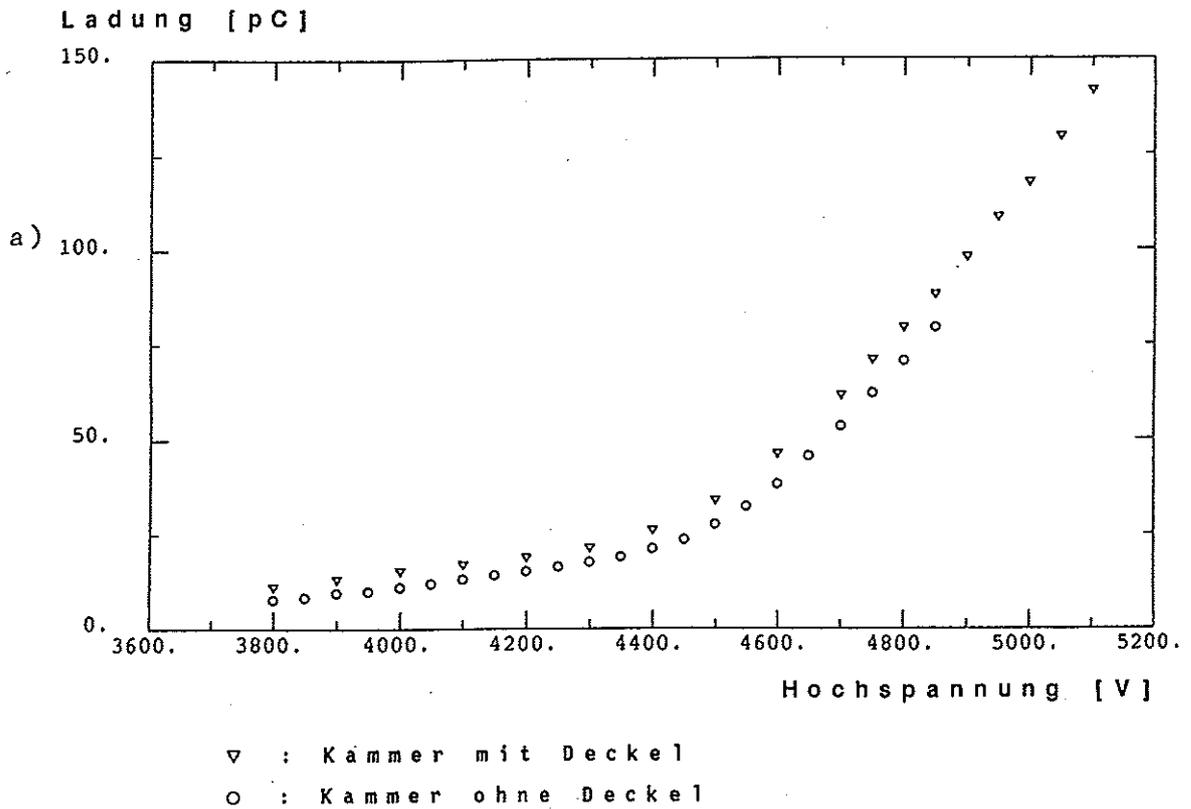


Abb. 29  
Ladung a) und Zählrate b) der Drahtsignale von Streamerpulsen in Abhängigkeit von der Hochspannung bei Bestrahlung mit einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle. Die Zählratenkurven wurden auf die Höhe des Pateaus normiert um sie besser vergleichen zu können.

#### 4.1.2 Kohlendioxid als Löschgase

Kohlendioxid ist, wie Isobutan, in der Lage Photonen, die aus Townsend-Lawinen emittiert werden, zu absorbieren.  $\text{CO}_2$  kann daher als Löschgase in Streamertubes verwendet werden. Eigene Messungen mit einer Mischung von Argon und  $\text{CO}_2$  im Verhältniss 1 : 3 zeigten aber, daß die Kammer sehr labil arbeitete. Ein Zählratenplateau war bei Bestrahlung mit einer Beta Quelle nicht zu erreichen, und es kam öfters zu Dauerentladungen.

Die relative Breite der Pulshöhenspektren ist wesentlich kleiner als bei der Verwendung von Isobutan als Löschgase.

Wird nur ein Teil des Isobutans durch  $\text{CO}_2$  ersetzt, so ist ein stabiler Betrieb der Kammer bei schärferen Spektren möglich. Abb.30 zeigt ein solches Spektrum. Die Doppelstreamer sind hier deutlich als zweiter Peak erkennbar.

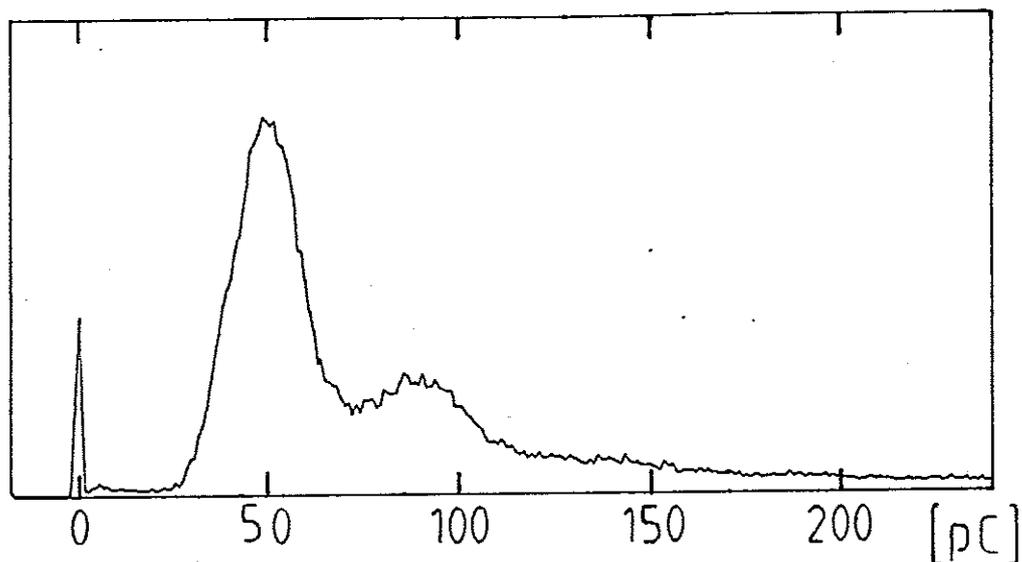


Abb.: 30

Pulshöhenspektrum von Drahtsignalen von Streamerpulsen bei 4.0 kV bei Bestrahlung mit einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle. Die verwendete Gasmischung ist : Ar/Isobutan/ $\text{CO}_2$  im Verhältniss 1/1.5/3

In den Abb. 31 a) und b) werden die Ladungs- und Zählratenkurven für ein Gemisch aus Argon, CO<sub>2</sub> und Isobutan im Vergleich zur Standardmischung gezeigt. Trotz des geringeren Argonanteils sind die Kurven der Dreigasmischung um etwa 400 Volt zu niedrigeren Werten hin verschoben. Auf eine Verwendung dieser Gasmischung wurde verzichtet, da es sehr schwierig war, die Mischungsverhältnisse für drei Gase über längere Zeit konstant zu halten. Zudem ist ein Vergleich mit anderen Messungen eher möglich, wenn mit den häufig benutzten Gasen Argon und Isobutan gearbeitet wird.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß die Streamerbildung auch in reinem CO<sub>2</sub> möglich ist. Die Messergebnisse sind in Abb. 32 dargestellt. Die Kurven enden bei der Hochspannung, bei der heftige Nachentladungen einsetzen. Die Vergleichsmessung mit Ar, CO<sub>2</sub> und Isobutan wurde mit der gleichen Kammer durchgeführt. Als Quelle diente in allen Fällen die kosmische Strahlung; daher ist mit der gleichen Rate zu rechnen. Nimmt man an, daß der Plateauwert der Vergleichsmessung einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 100% entspricht, so war mit reinem CO<sub>2</sub> eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 55 % zu erreichen.

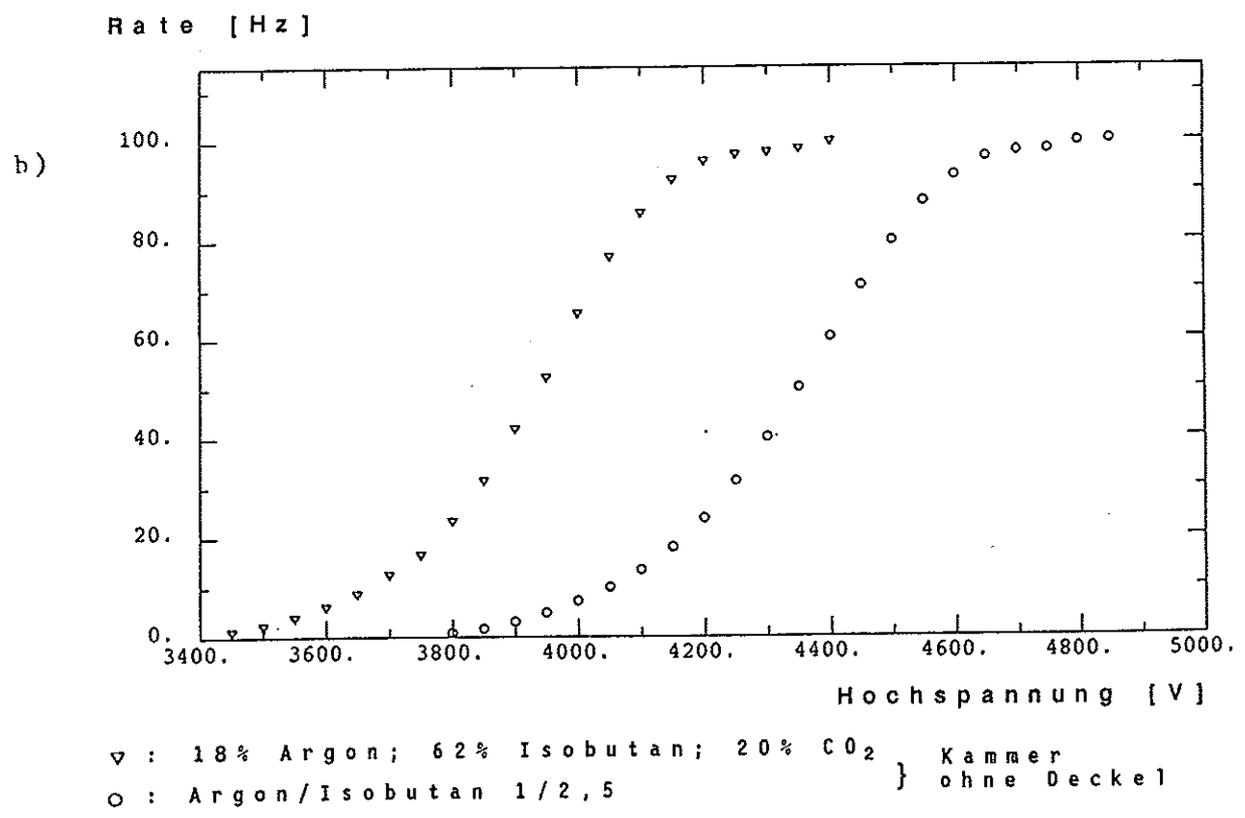
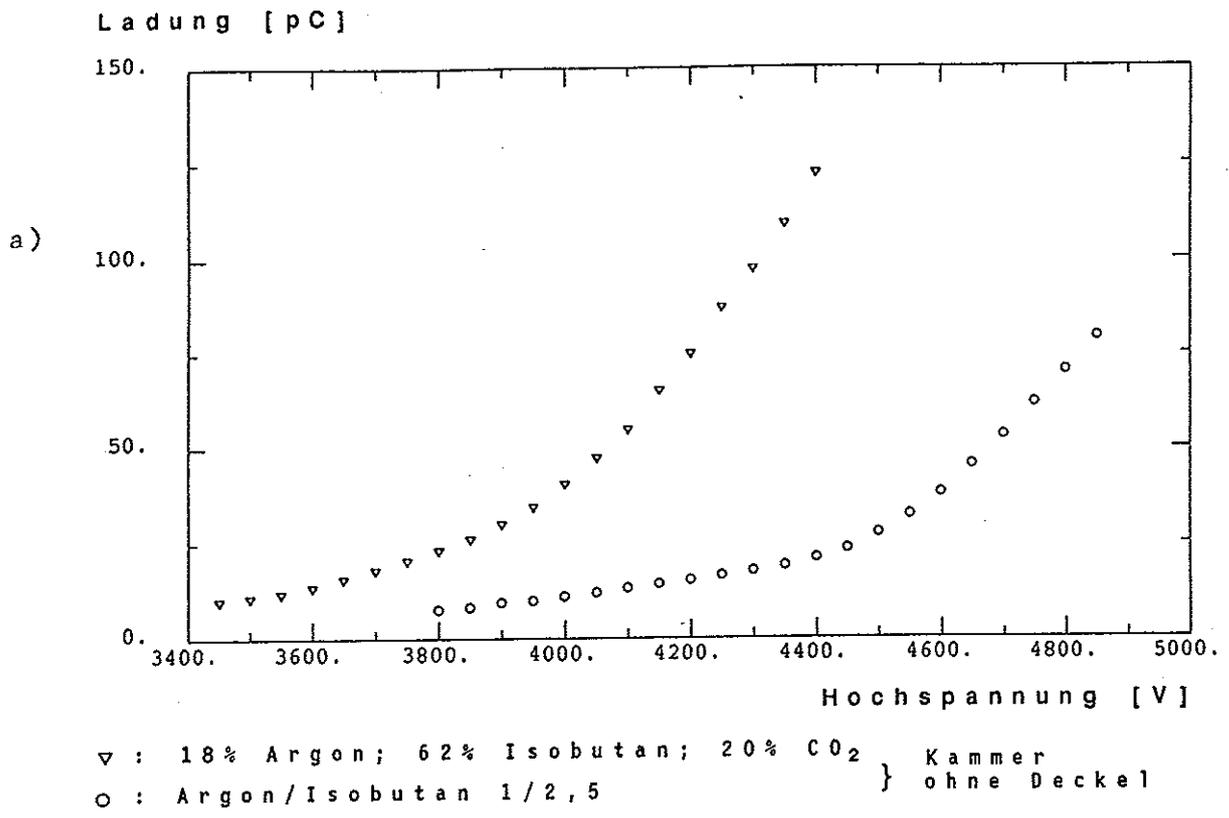


Abb.: 31  
 Ladung a) und Zählrate b) von Streamerpulsen in den angegebenen Gasmischungen. (Quelle : <sup>90</sup>Sr) Die Zählratenkurven wurden auf Höhe des Plateauwertes normiert.

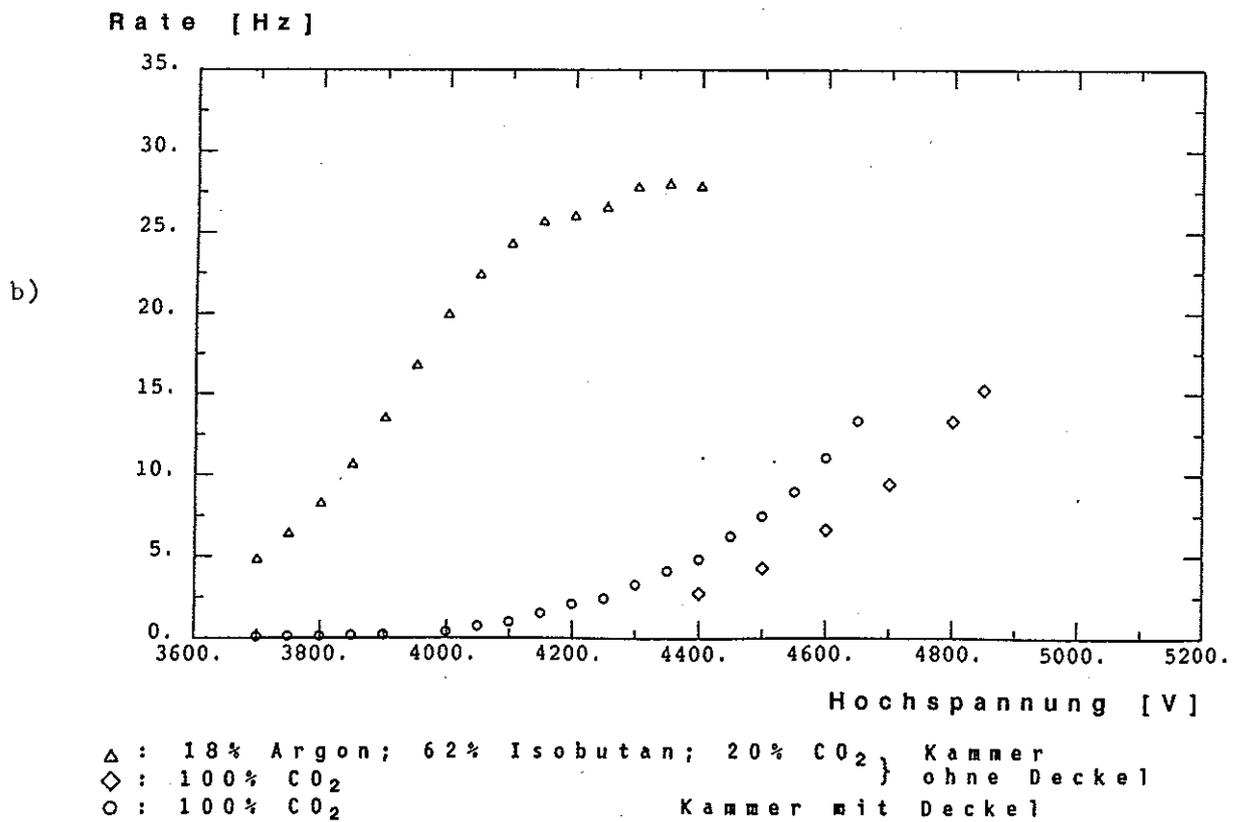
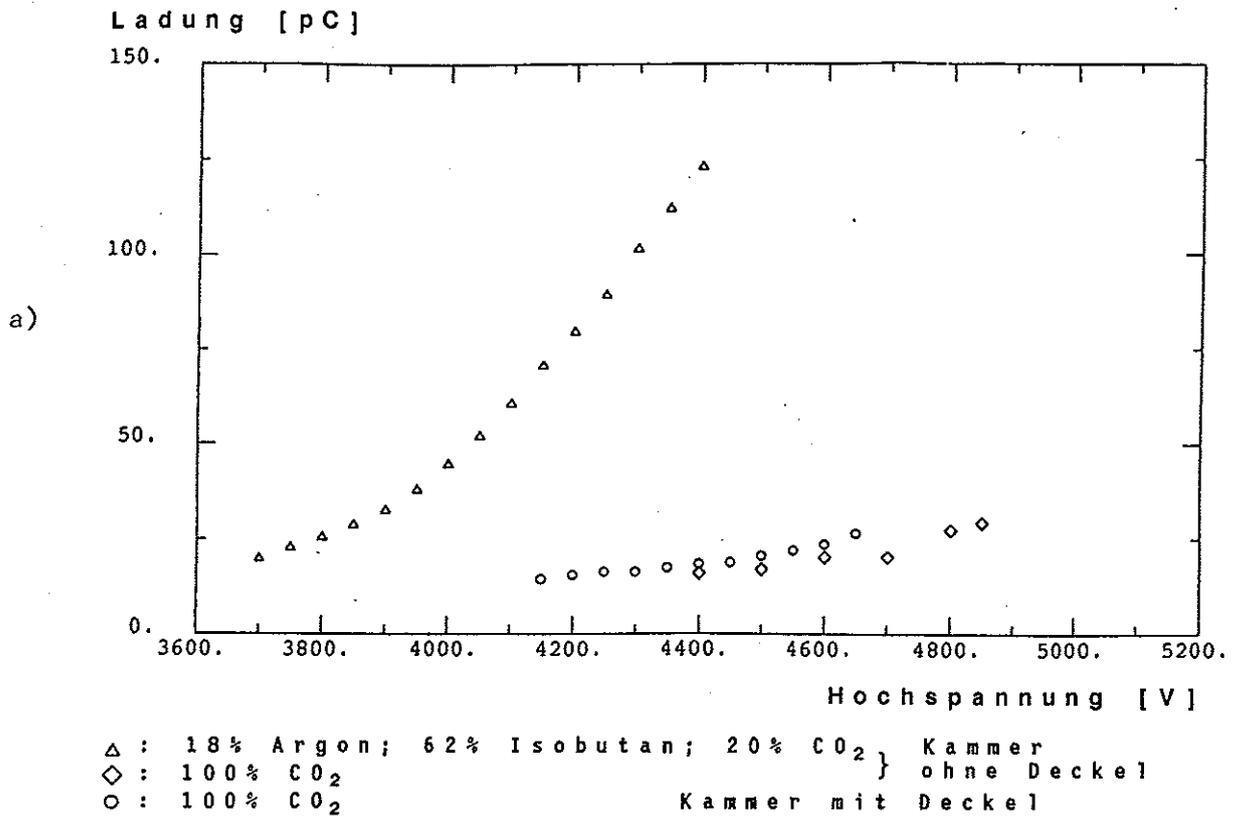


Abb. 32  
 Ladung a) und Zählrate b) von Streamerpulsen, durch kosmische Myonen, in den angegebenen Gasmischungen in Abhängigkeit von der Hochspannung.

## 4.2 Räumliche Verteilung der induzierten Ladungen

In diesem Kapitel wird untersucht, wie sich die Ladungen, die von einem Streamer induziert werden, auf den Ausleseelektroden verteilen. Um eine möglichst feine Auflösung zu erzielen, wurde mit Strips ausgelesen. Der Abstand der Strips voneinander beträgt 1 cm bei der Auslese parallel zu den Drähten und 1.27 cm für die Strips, die senkrecht zu den Drähten liegen. Es wurden hier breitere Strips verwendet, da sich, bedingt durch die Geometrie der Kammer, Ladungen in Längsrichtung wesentlich stärker ausbreiten als quer, von einem Kanal zum nächsten.

Bei allen Messungen wurde mit einer kollimierten  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle gearbeitet. Diese lieferte Elektronen mit Maximalenergien von 546 keV und 2.27 MeV bei einer mäßigen Rate von 100 Hz. Der Kollimator begrenzt den Strahl auf 3mm. Vielfachstreuung beim Durchgang durch die insgesamt 2mm dicken PVC Wände der Kammer führt zu einer weiteren Auffächerung des Strahls. Die Messungen zeigten, daß etwa 90% des Strahls innerhalb einer Kanalbreite von 1 cm bleiben. Die restlichen Elektronen erzeugen Streamer, die im Bereich des benachbarten Strips liegen. Die kosmische Strahlung erzeugte eine zusätzliche Triggerrate von 28 Hz. Um den Untergrund zu reduzieren, wurden durch das Ausleseprogramm diejenigen Ereignisse ausgewählt, die innerhalb einer Stripbreite um den Quellenmittelpunkt lagen. Dazu wurde für jedes Ereignis der Schwerpunkt der induzierten Ladungen berechnet. Mit Hilfe der Messung des Ladungsschwerpunktes konnte auch die Quelle auf die Stripmitte eingestellt werden. (s. Kap. 4.4)

#### 4.2.1 Strips parallel zu den Drähten auf der Oberseite der Kammer

Bei den folgenden Messungen wurde die Streamertube, die 16 Signaldrähte enthält, auf der Ober- und Unterseite mit je 16 Strips belegt. Die Aluminiumstrips haben eine Breite von 4 mm und einen Abstand von 6 mm. Sie sind auf einer PVC-Platte aufgewalzt, deren Rückseite zur Erdung mit einer durchgehenden Aluminiumfolie versehen ist. Diese Art von Strips soll beim H1-Detektor Verwendung finden und digital ausgelesen werden. Abbildung 33 zeigt die Strips und ihre Lage auf der Kammer.

Es wurden jeweils elf Strips der Oberseite gleichzeitig ausgelesen. Dazu gehörten die acht Strips der von der Quelle bestrahlten Kammerhälfte sowie die drei benachbarten Strips der anderen Hälfte. Zusätzlich wurde das Drahtsignal ausgelesen.

Ein graphitisiertes PVC Profil bildet die Kathode für die Signaldrähte. Es wurden zwei verschiedene Profile getestet, die sich durch ihren Flächenwiderstand unterscheiden. Das "1 k $\Omega$  Profil" hat einen Flächenwiderstand der zwischen 750  $\Omega$  und 4 k $\Omega$  schwankt. Das im folgenden als "100 k $\Omega$  Profil" bezeichnete Profil hat einen Flächenwiderstand von 50 k $\Omega$  bis 250 k $\Omega$ . Die Geometrie ist bei beiden Profilen gleich.

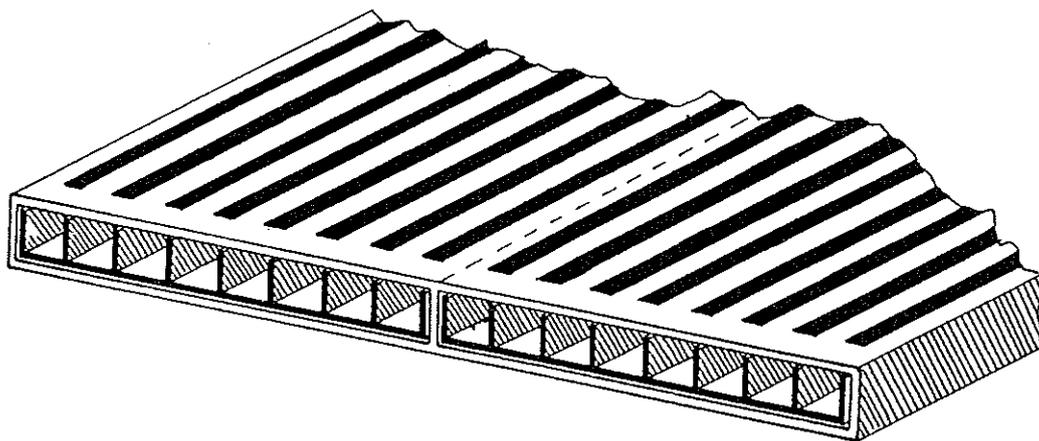


Abb.33

Lage der parallelen Strips auf der Oberseite der Kammer.  
Breite der Aluminiumstreifen : 4 mm, Abstand der Strips  
von Mitte zu Mitte : 1.0 cm

#### 4.2.1.1 100 kOhm Profil ohne Kathodendeckel

Als Erstes wird die Ladungsverteilung bei einer Kammer ohne Kathodendeckel betrachtet. Das Ergebniss der Messung zeigt Abbildung 34. Die Quelle wurde für diese Messungen mit Hilfe des Mikrometerschlittens genau auf einen Draht einjustiert. Durch Messung des Ladungsschwerpunktes läßt sich ermitteln wieviele Streamer rechts oder links vom Draht entstehen. Ist die Quelle genau auf den Draht eingestellt, so muß sich eine symmetrische Verteilung der Ladungsschwerpunkte ergeben. Um die Ladungsverteilung genauer auszumessen, wurden die Strips nach jeder Messung um 0,5 mm oder 1,0 mm quer zur Drahtrichtung verschoben. Die Signalgröße schwankte während der Messung um ca. 10 %. Dies ist aufgrund von Luftdruckschwankungen und Änderungen in der Gaszusammensetzung unvermeidlich. Diese Schwankungen wurden durch Auswertung der Drahtsignale registriert. Die Strip-signale sind auf diese Schwankungen korrigiert. Sie entsprechen einem Drahtpuls von 37,5 pC. ✓

Die Fehler sind systematische Fehler und beschreiben die Schwankungen des Signals bei Auslese an verschiedenen Stellen einer Kammer. Es wurden mit der Quelle verschiedene Signaldrähte bestrahlt und jedesmal die Ladungsverteilung gemessen. Vergleicht man die Ladung, die auf Strips gleichen Abstandes von der Quelle induziert wird für verschiedene Quellenpositionen miteinander, so findet man Schwankungen im Bereich von 5-10 %. Wie stark diese Schwankungen sind hängt von der jeweiligen Kathodenkonfiguration ab. Die beobachteten Schwankungen wurden zur Abschätzung der systematischen Fehler benutzt. Die statistischen Fehler betragen etwa 1 % und sind demgegenüber vernachlässigbar.

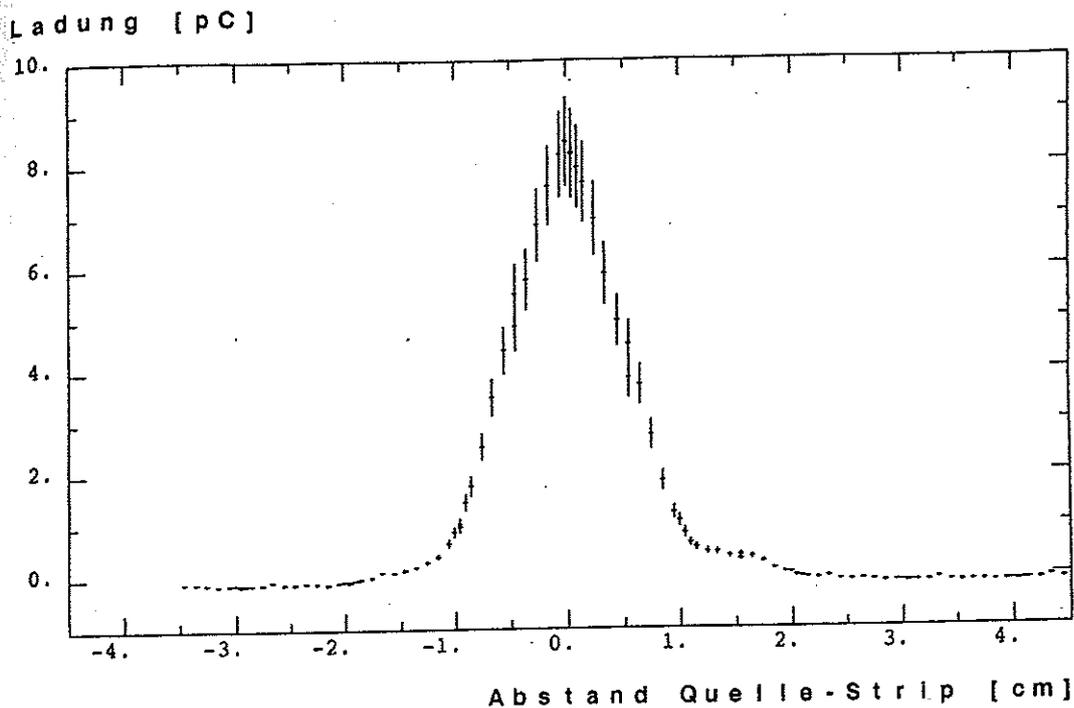


Abb.34

Induzierte Ladung auf 4 mm breiten Strips abhängig von der Position der Stripmitte relativ zur Quelle. Bei Abstand Null befindet sich der Strip direkt über dem bestrahlten Draht.

- $Q_{\text{Str}}$  (Drahtsignal) :  $37.5 \pm 0.2$  pC
- $Q_0$  (Stripladung in Position 0 cm) :  $8.7 \pm 0.7$  pC
- $Q_1$  (Stripladung in Position 1 cm) :  $1.0 \pm 0.1$  pC

Strips, die sich weit von der Quelle entfernt befinden, erhalten eine negative Ladung von

$$Q_{\text{Cross}} = -0,14 \pm 0,01 \text{ pC.}$$

Auf diesen negativen Crosstalk wird später näher eingegangen.

Auf dem Strip, der sich direkt über dem Signaldraht befindet, beträgt die Influenzladung

$$Q_0 = 8,7 \pm 0,1 \pm 0,7 \text{ pC.}$$

Zum gemessenen Signal muß dabei noch der negative Crosstalk addiert werden. Die Verteilung hat bei halber Höhe eine Breite von 11 mm.

Das Verhältniss zur Ladung des Streamers  $Q_{Str}$ , das durch Auslese der Signaldrähte gemessen wurde, ist

$$Q_0/Q_{Str} = 0,232 \pm 0,005 \pm 0,02.$$

Das Signal  $Q_1$  der benachbarten Strips ist wesentlich kleiner und beträgt :

$$Q_1 = 1,0 \pm 0,1 \text{ pC}$$

Das für die digitale Auslese wichtige Verhältniss  $Q_1/Q_0$  ist:

$$Q_1/Q_0 = 0,11 \pm 0,01$$

Bei der digitalen Auslese von Strips wird nur die Information ausgegeben, ob das gemessene Signal über einem voreingestellten Schwellenwert liegt. Im Idealfall liegen die Signale genau derjenigen Strips über der Schwelle, in deren Bereich ein Streamer gebildet wurde. Da die Fluktuationen in der Pulshöhe bei Streamerpulsen sehr groß sind, ist dieser Idealfall sehr schwer zu erreichen. Um alle Pulse nachzuweisen, muß die Schwelle sehr niedrig eingestellt sein. Dies führt dazu, daß bei großen Pulsen auch die Signale benachbarter Strips über dem Schwellenwert liegen. Das bedeutet, daß mehrere Strips das Auftreten eines Streamers melden. Die Multiplizität gibt an, wieviele Strips im Mittel über dem Schwellenwert liegen, wenn mindestens ein Strip angesprochen hat. Um bei voller Nachweiswahrscheinlichkeit eine niedrige Multiplizität zu erzielen, muß der Unterschied in der Pulshöhe zwischen dem mittleren Strip und den Nachbarstrips groß sein. Dies ist im vorliegenden Fall gegeben. Das Einfügen eines Kathodenwiderstandes mit endlichem Widerstand sollte zu einer Verbreiterung der Ladungsverteilung und damit zu einer Vergrößerung des Verhältnisses  $Q_1/Q_0$  führen.

Bei der analogen Auslese wird der Ladungsschwerpunkt des induzierten Signals berechnet, um so eine genauere Ortsbestimmung zu erreichen. Da hierfür die Signale mehrerer Strips benötigt werden, ist in diesem Fall eine schmale Verteilung ungünstig. (s. Kap. 4.4)

## Vergleich mit dem Modell

Die gemessene Ladungsverteilung mit einem hochohmigen Profil ohne Kathodendeckel mit Stripauslese auf der Oberseite der Kammer ist als Vergleich mit dem Modell, daß in Kapitel 2.4 beschrieben wurde, besonders gut geeignet, da in dem Modell der Einfluß der Kathode ganz vernachlässigt wurde. Ein anderer Aspekt, der in dem Modell unberücksichtigt bleibt, ist die Geometrie der Stripplatten. Diese bilden keine ebene Fläche, da die 4 mm breiten Strips durch 6 mm breite Abstände getrennt sind. Die durchgehende Abschirmfolie befindet sich 1 mm dahinter. Rein anschaulich erwartet man, daß bei der vorliegenden Stripgeometrie mehr Feldlinien auf den Strips enden und damit mehr Ladung induziert wird, als vom Modell für 4 mm breite Strips vorhergesagt wird (Abb. 35). Abb.36 zeigt die Messwerte aus Abb. 34 mit der berechneten Ladungsverteilung.

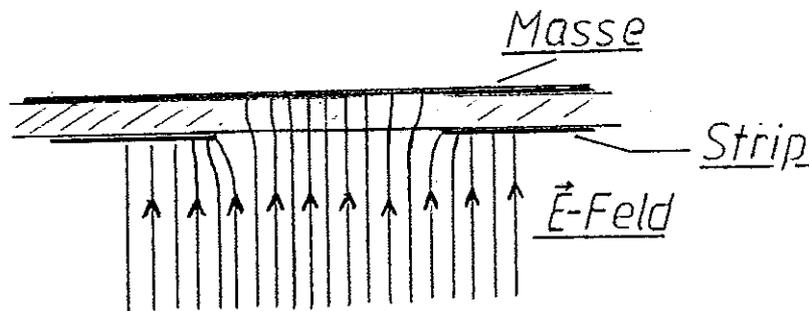


Abb.35  
Skizzierter Feldlinienverlauf im Bereich der Strips

Ladung [pC]

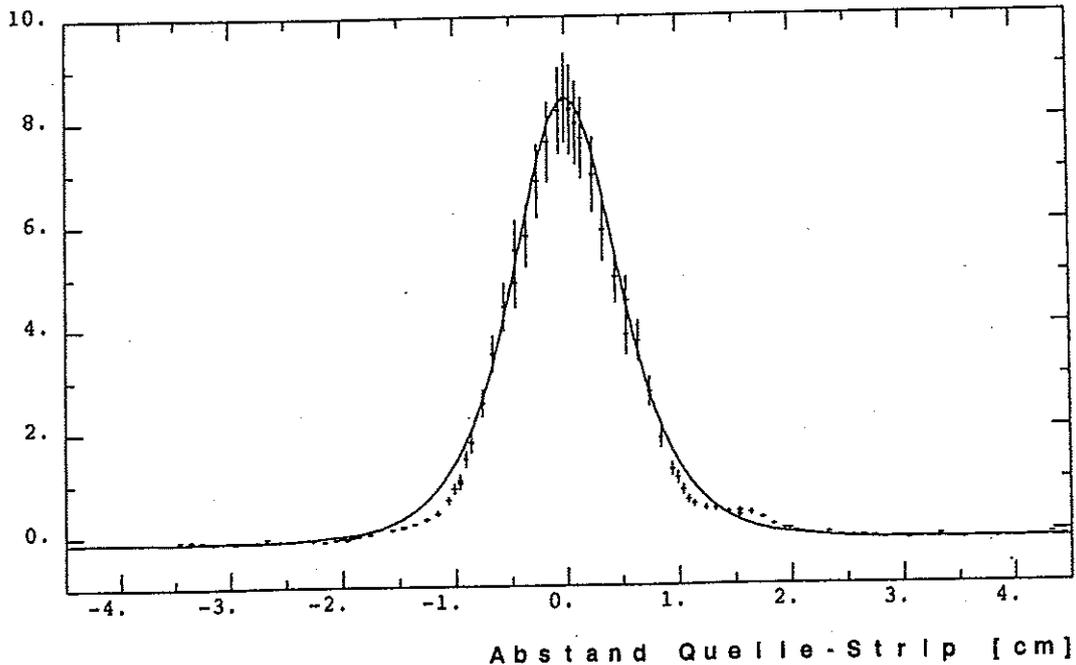


Abb.36

Gemessene und berechnete Ladungsverteilung auf Strips abhängig von der Position der Strips.

Die berechnete Ladungsverteilung ist :

?

?

(s.Kap.2.4)

Dabei ist :

- y : horizontaler Abstand von Stripmitte zum Ort des Streamers
- d = 1.2 cm : Abstand von oberer zu unterer Stripebene
- $Q_{Str} = 37.5$  pC : Ladung des Streamerpulses
- b = 0.6 cm : effektive Breite der Strips
- c = -0.14 pC : negativer Crosstalk

Die Parameter d und  $Q_{Str}$  entsprechen den gemessenen Werten während c und b den Daten angepasst wurden. Die effektive Stripbreite b wird so gewählt, daß die maximale Pulshöhe bei  $y=0$  der berechneten und der gemessenen Verteilung übereinstimmen. Die effektive Stripbreite ist, wie erwartet, größer als die tatsächliche von 4 mm.

Die Form der Verteilung und insbesondere die Breite wird durch das einfache Modell erstaunlich gut beschrieben. Lediglich bei einem Abstand von +/- 1cm von der Quelle treten Abweichungen auf. Allerdings weichen in diesem Bereich die Messdaten rechts und links von der Quelle stark voneinander ab, was auf Asymmetrien der verwendeten Streamertube schließen läßt. X

Nachdem hier, und im folgenden noch für die Messung mit einem 1 MOhm Kathodendeckel, die Form der Verteilung genau bestimmt wurde, wird bei den übrigen Messungen auf eine Verschiebung der Strips verzichtet. Wie bei der Anwendung im Detektor befindet sich über jedem Signaldraht ein Strip. Man erhält so bei jeder Messung acht Punkte der Verteilung. Zwischen diesen Punkten läßt sich die Verteilung mit Hilfe der Modellrechnungen interpolieren. Für die Verteilung der induzierten Ladung auf den Strips ist die absolute Größe des Signals unerheblich. Es wurde daher bei einer zweiten Messung eine normierte Verteilungsfunktion gemessen. Für jeden Streamerpuls wurde das Verhältniss  $Q_1/Q_0$  der Ladung auf den Strips zur Ladung auf dem mittleren Strips gemessen. Diese Verhältnisse weisen eine wesentlich kleinere Varianz auf als die gemessenen Ladungen, da sich die großen Pulshöhenschwankungen der Streamersignale herausheben. Abb.37 zeigt das Ergebniss dieser Messung. Die Messpunkte sind mit denen der Absolutmessung vereinbar. Die eingezeichnete Kurve ist das Ergebniss der Modellrechnung. Die Normierung wurde so gewählt, daß die Ladung auf dem mittleren Strip plus negativem Crosstalk gleich 1 ist. Die übrigen Parameter sind mit denen aus Abb.36 identisch. ✓ X

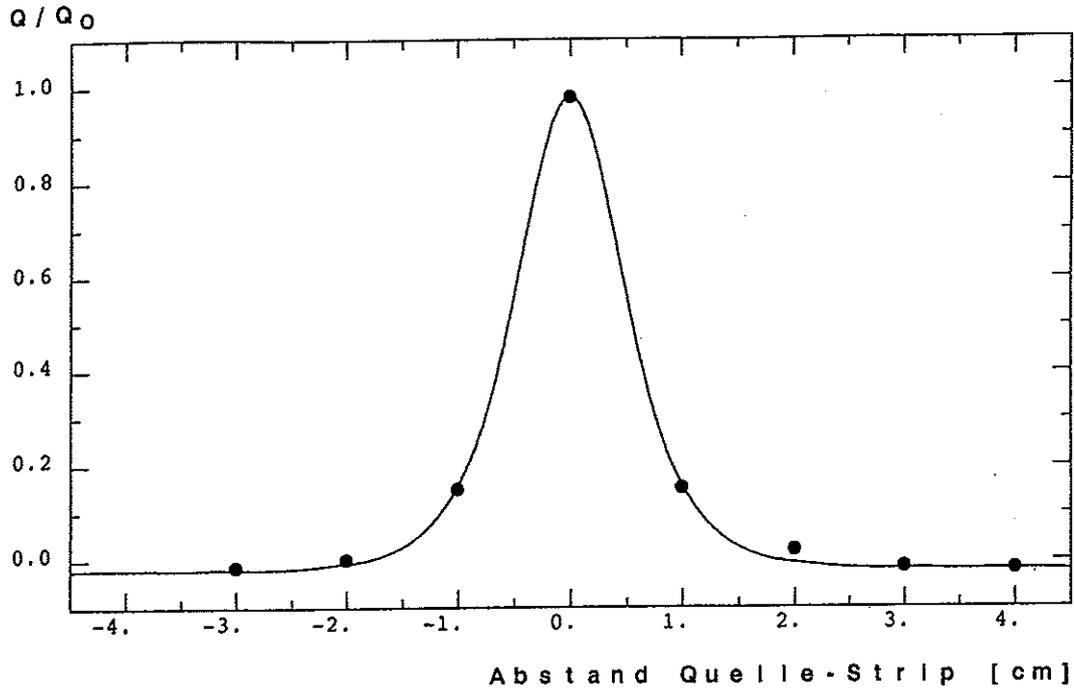


Abb. 37  
 Normierte gemessene und berechnete Ladungsverteilung für parallele Strips auf einer Kammer mit 100 kOhm Profil ohne Kathodendeckel.  $Q$  ist die Ladung auf den Strips und  $Q_0$  die Ladung auf dem mittleren Strip ohne das negative Crosstalksignal.

#### 4.2.1.2 100 kOhm-Profil mit 1 MOhm Kathodendeckel

Abb. 38 zeigt die gemessene Ladungsverteilung bei einer Kammer mit einer nach oben geschlossenen Kathode. Das Profil wird oben durch eine PVC-Folie von 0.5 mm Dicke abgedeckt, die mit einem leitfähigen Lack bedruckt wurde und einen Flächenwiderstand von  $1.0 \pm 0.1$  MOhm aufweist. Die Auswertung der Daten erfolgte analog zu der beschriebenen Kammer ohne Kathodendeckel. Die mittlere Streamerladung bei den Messungen betrug

$$Q_{\text{Str}} = 75.0 \text{ pC.}$$

Bei abweichenden Ladungen wurden die Messpunkte entsprechend korrigiert.

Ladung [pC]

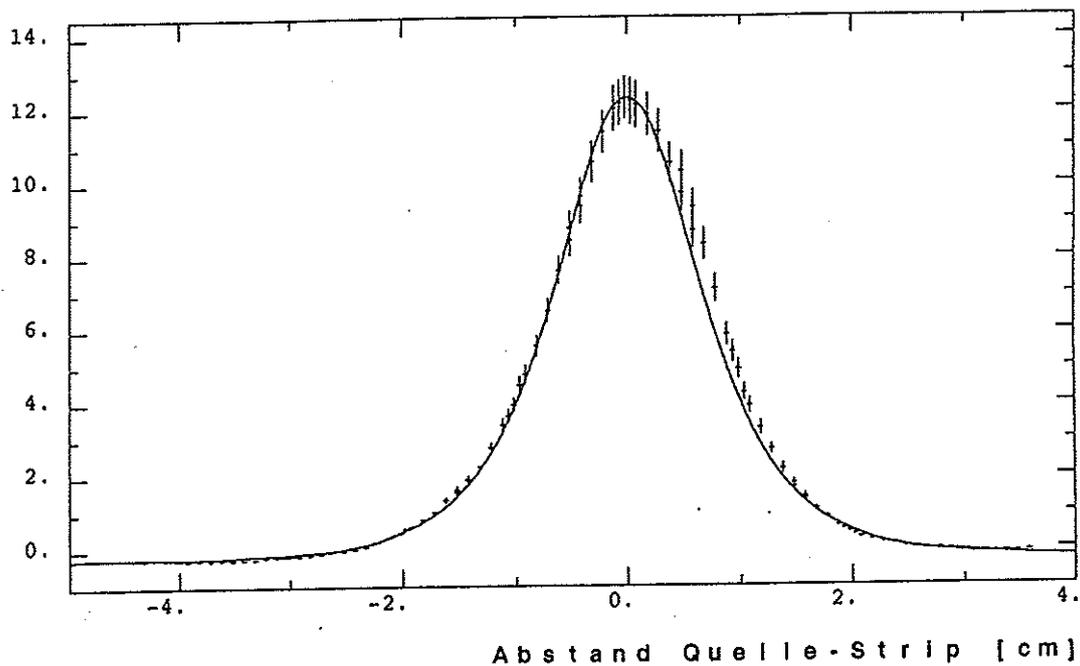


Abb. 38

Gemessene und berechnete Verteilung der induzierten Ladung auf parallelen Strips. Profilwiderstand : 100 kOhm, Deckelwiderstand : 1 MOhm

$$Q_{\text{Str}} = 75 \text{ pC} \quad (\text{Drahtpuls})$$

$$Q_0 = 12.5 \text{ pC} \quad (\text{Signal bei } y = 0)$$

$$Q_1 = 4.6 \text{ pC} \quad (\text{Signal bei } y = 1 \text{ cm})$$

Parameter der berechneten Kurve :

$$Q_{\text{Str}} = 75 \text{ pC} \quad b = 6 \text{ mm} \quad (\text{effektive Stripbreite})$$

$$d = 1.71 \text{ mm} \quad (\text{Plattenabstand})$$

$$c = -0.23 \text{ pC} \quad (\text{Verschiebung durch Crosstalk})$$

Die leitfähige Kathode bewirkt eine Verbreiterung der Ladungsverteilung. Das Verhältniss der induzierten Ladung auf dem mittleren Strip zur Streamerladung ist kleiner als bei der Kammer ohne Kathodendeckel und beträgt :

$$Q_1/Q_{Str} = 0,167 \pm 0,002 \pm 0,01$$

Das Verhältniss der induzierten Ladung auf den Nachbarstrips zur Ladung auf dem mittleren Strip ist :

$$Q_1/Q_0 = 0,37 \pm 0,01 \pm 0,04$$

Dieses Verhältniss ist wesentlich größer als bei der Kammer ohne Kathodendeckel. Das bedeutet für die digitale Auslese eine höhere Multiplizität bei gleicher Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die durchgezogene Kurve in Abb.38 zeigt eine mit Hilfe des Modells berechnete Ladungsverteilung. Die Verbreiterung der Verteilung durch den Einfluß der Kathode läßt sich dadurch beschreiben, daß man den effektiven Abstand der Ladung von den Strips vergrößert. Im Modell bedeutet dies einen größeren Abstand von oberer zu unterer Stripebene. Durch Variation dieses Abstandes läßt sich eine Anpassung der berechneten Verteilung an die gemessene Ladungsverteilung erreichen. Die zur Berechnung verwendete effektive Breite der Strips wurde den Rechnungen zur Kammer ohne Deckel entnommen. Die verwendeten Parameter sind :

$Q_{Str}$	= 75 pC	( gemessene Streamerladung )
$b$	= 0,6 cm	( effektive Stripbreite )
$c$	= -0,23 pC	( negativer Crosstalk )
$d$	= 1,71 cm	( doppelter Strip-Draht Abstand )

Die Parameter  $d$  und  $c$  wurden dabei den Daten angepasst. Die effektive Stripbreite  $b$  ist gleich der Stripbreite, die mit der Verteilung ohne Kathodendeckel bestimmt wurde.

Die so berechnete Verteilung stimmt mit den Daten gut überein. Auch hier treten bei den Meßwerten wieder Asymmetrien auf, die nur durch Asymmetrien der Kammer bzw. der Strips zu erklären sind ( s.Kap.4.4 ).

Die Messung der relativen Stripladungen ist in Abb.39 dargestellt. Die Messpunkte stimmen mit denen der Messung der absoluten Ladung überein.

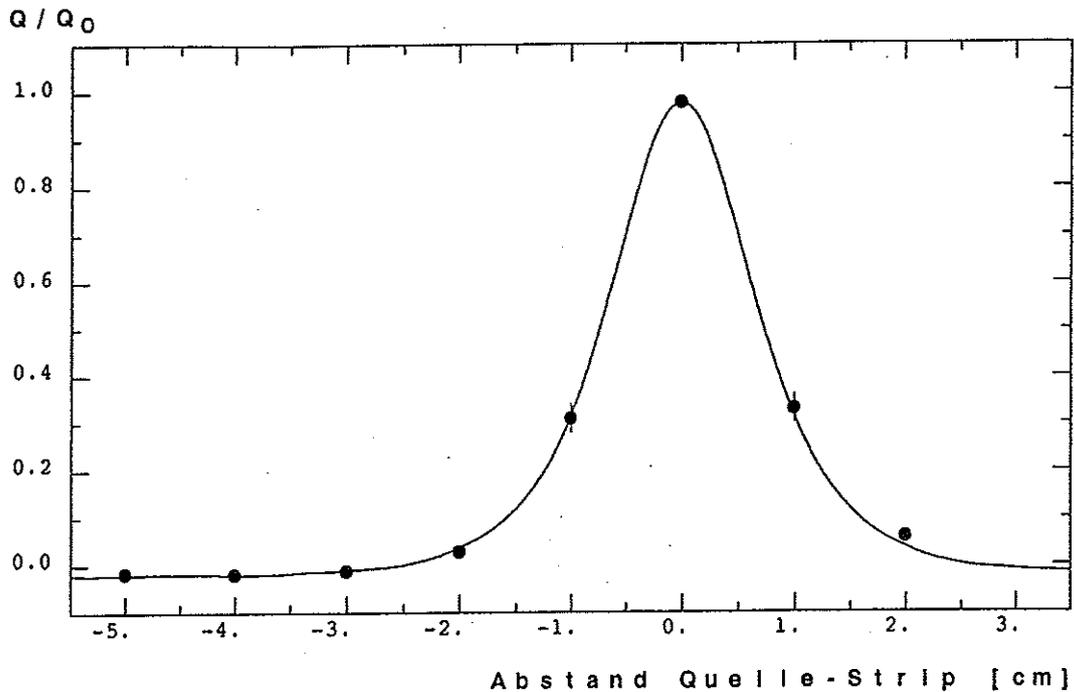


Abb.39

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf Strips abhängig von der Position der Stripmitte.

gemessene Werte:

$Q_1/Q_0 = 0.32$  : Ladung bei Position 0cm/Ldg. bei 1cm

$c = -0.025 Q_0$  : negativer Crosstalk

Parameter der gerechneten Verteilung :

$d = 1.71$  cm : Abstand von oberer zu unterer  
Stripebene

$b = 0.6$  cm : effektive Breite der Strips

#### 4.2.1.3 100 kOhm Profil mit einem 20 MOhm Deckel

Bei dieser Messung wurde die obere Kathode durch eine Folie gebildet, die einen Flächenwiderstand von 20 bis 24 MOhm aufwies. Die Beschichtung aus Kunstharz mit Rußpulver wurde im Siebdruckverfahren aufgebracht. Um den sehr hohen Widerstand zu erreichen, wurde das leitende Graphit teilweise durch nichtleitenden Anteil ersetzt. Das Ergebniss der Messung zeigt Abb. 40. Die Meßwerte stimmen mit der Verteilung der Kammer ohne Deckel innerhalb der Meßgenauigkeit überein. Ein Kathodenwiderstand von 20 MOhm bewirkt demnach keine Verbreiterung der Ladungsverteilung gegenüber einem unendlichen Widerstand. Die Daten dieser und der folgenden Messungen werden am Ende dieses Kapitels zusammengefaßt.

2 von 1/14  
das

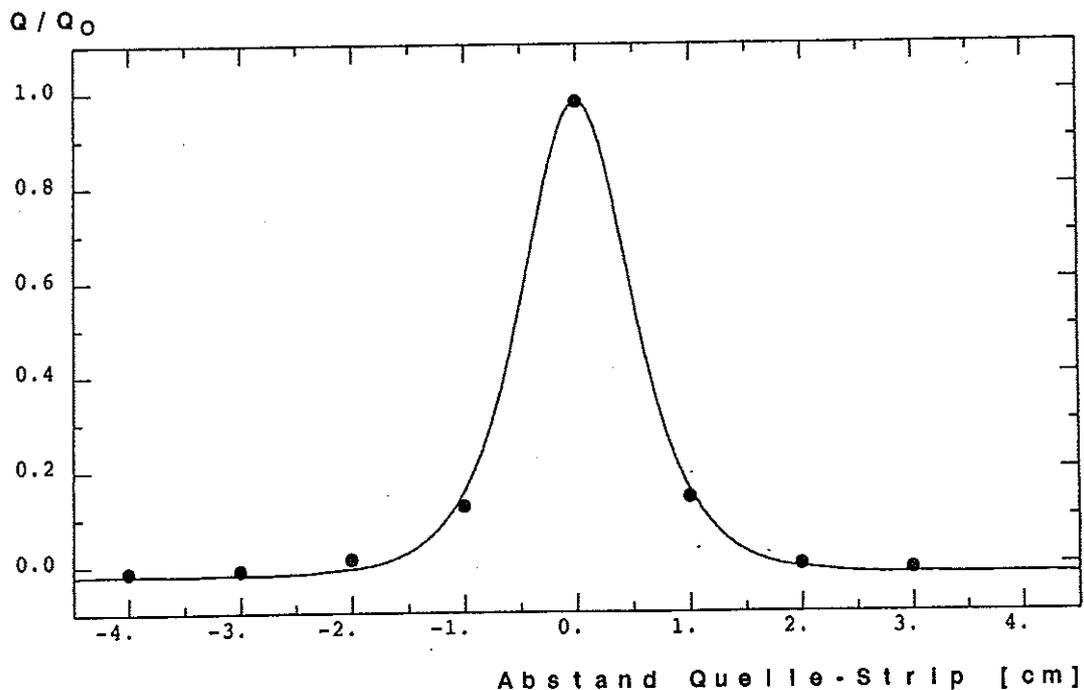


Abb.40

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf parallelen Strips abhängig von der Position der Stripmitte.

gemessene Werte:

$Q_1/Q_0 = 0.13$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

$Q_0/Q_{Str} = 0.20$  : Ladung bei 1 cm / Drahtladung

Parameter der gerechneten Verteilung :

$d = 1.2$  cm : Abstand von oberer zu unterer  
Stripebene

$b = 0.6$  cm : effektive Breite der Strips

#### 4.2.1.4 100 kOhm Profil mit einem 640 kOhm Deckel

Der Kathodendeckel, der bei dieser Messung verwendet wurde, hat einen Flächenwiderstand zwischen 600 und 700 kOhm. Er wurde, ebenso wie der Deckel der vorherigen Messung, im Siebdruckverfahren hergestellt. Der Flächenwiderstand liegt etwas unter dem des 1M Ohm Deckels aus Kapitel 4.2.1.2. Man erwartet daher eine etwas breitere Verteilung als dort. Das Messergebniss in Abbildung 41 zeigt, daß die Ladungsverteilung etwas schmaler ist, aber im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der des 1M Ohm Deckels übereinstimmt.

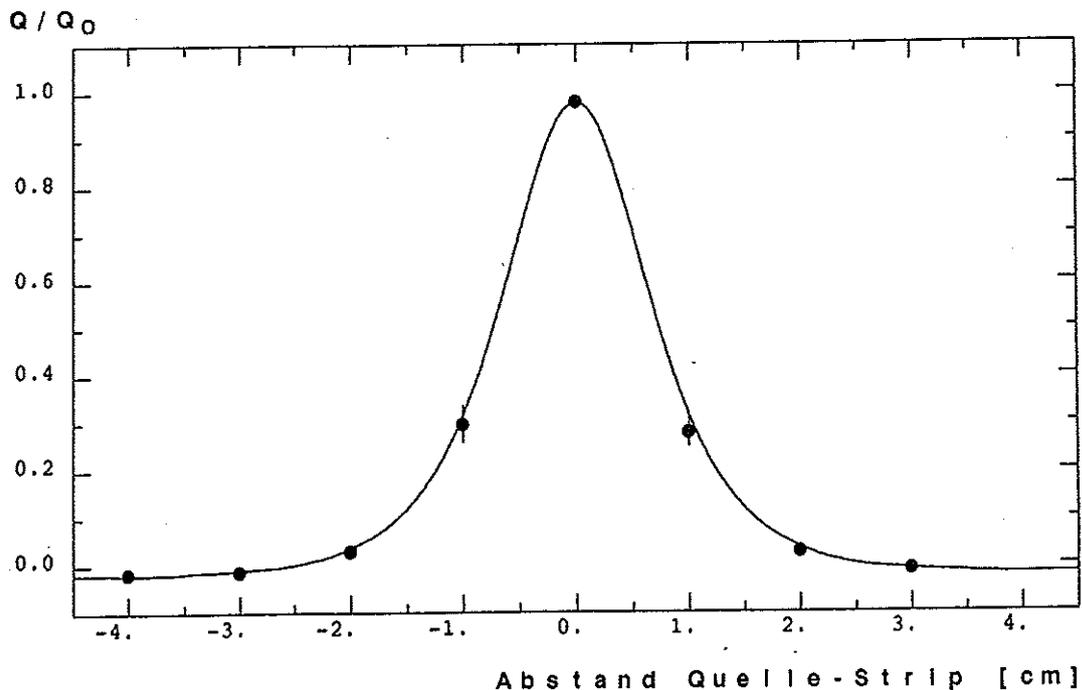


Abb.41

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf parallelen Strips abhängig von der Position der Stripmitte.  
gemessene Werte:

$Q_1/Q_0 = 0.29$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

$Q_0/Q_{Str} = 0.18$  : Ladung bei 1 cm / Drahtladung

Parameter der gerechneten Verteilung :

$d = 1.6$  cm : Abstand von oberer zu unterer  
Stripebene

$b = 0.6$  cm : effektive Breite der Strips

#### 4.2.1.5 100 kOhm Profil mit einem 80 kOhm Deckel

Der hier verwendete Deckel besteht aus dem bereits erwähnten 1 MOhm Deckel, der zur Verringerung des Widerstandes mit einem Widerstandslack gestrichen wurde. Wie man aus Abb.42 sieht, bewirkt der kleinere Kathodenwiderstand eine deutliche Verbreiterung der Ladungsverteilung. Die Ladung auf dem mittleren Strip ist nur etwa doppelt so groß wie die der benachbarten Strips. Bei digitaler Auslese ist daher mit einer hohen Multiplizität zu rechnen.

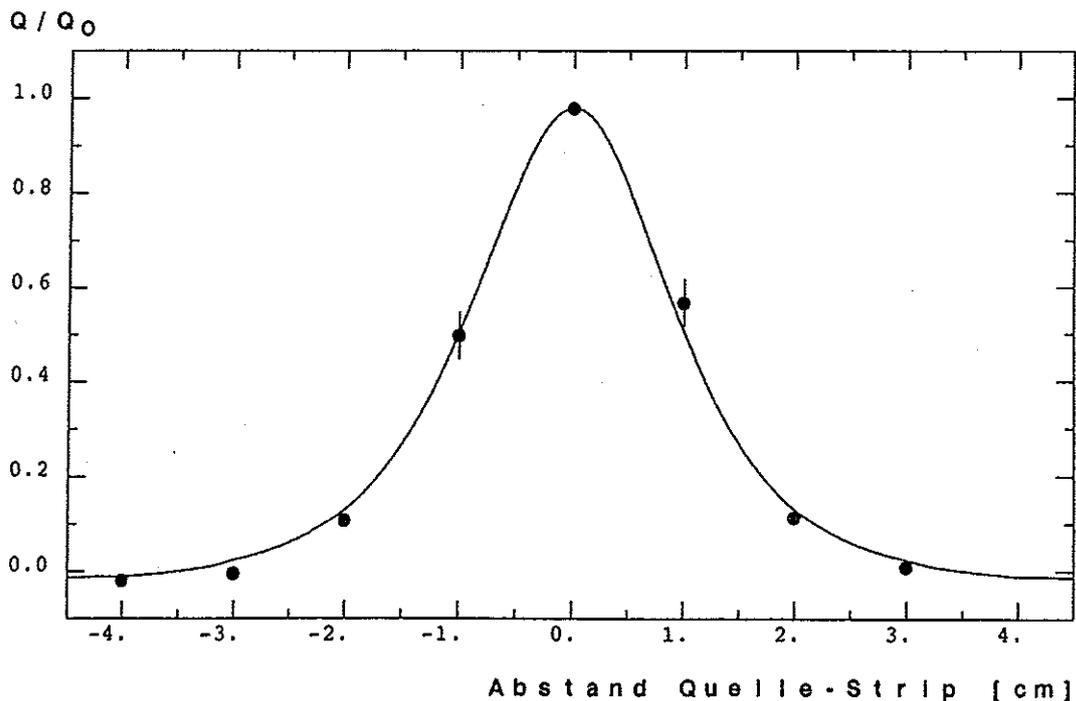


Abb.42

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf parallelen Strips abhängig von der Position der Stripmitte.

gemessene Werte:

$Q_1/Q_0 = 0.54$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

$Q_0/Q_{Str} = 0.13$  : Ladung bei 1 cm / Drahtladung

Parameter der gerechneten Verteilung :

$d = 2.4$  cm : Abstand von oberer zu unterer  
Stripebene

$b = 0.6$  cm : effektive Breite der Strips

#### 4.2.1.6 1 kOhm Profil ohne Kathodendeckel

Die Messungen mit dem 1kOhm Profil zeigen eine sehr schmale Ladungsverteilung über einem konstanten Untergrund, der 40 % der gesamten Ladung enthält. Dieser Untergrund ist eine Folge des niedrigen Flächenwiderstandes des Profils. Dieser ermöglicht eine Ausbreitung des Signals über die ganze Kammer. Gleichzeitig wird das Streamersignal durch die niederohmigen Stege stärker abgeschirmt als bei einem höheren Kathodenwiderstand. Daher wird das Signal im Zentralbereich noch schmaler.

Bei analoger Auslese ist der konstante Untergrund problematisch, da er unabhängig ist von der Lage des Streamers, aber durch den Widerstand der Kathode beeinflusst wird.

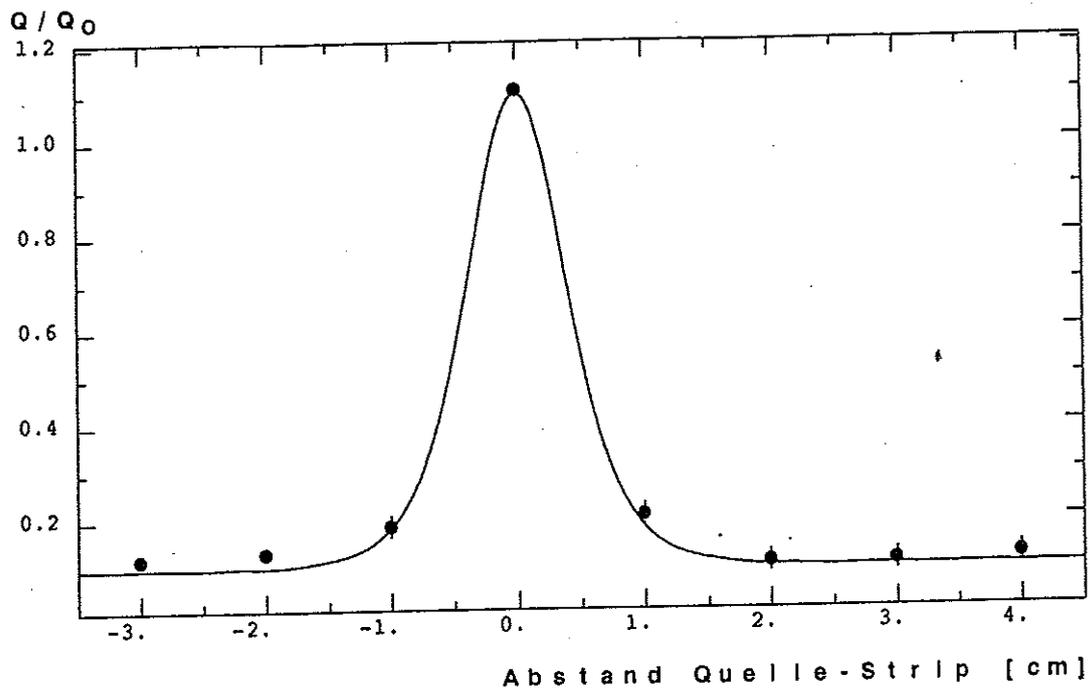


Abb.43

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf parallelen Strips abhängig von der Position der Stripmitte.

gemessene Werte:

$Q_1/Q_0 = 0.18$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

Parameter der gerechneten Verteilung :

$d = 0.9$  cm : Abstand von oberer zu unterer  
Strip ebene

$b = 0.6$  cm : effektive Breite der Strips

$c = 0.1 Q_0$  : Verschiebung durch Untergrund

#### 4.2.2 Strips parallel zu den Drähten auf der Unterseite der Kammer

##### 4.2.2.1 100 kOhm Profil

Die folgenden Abb.44, 45 und 46 zeigen die Ladungsverteilungen auf Strips, die sich unter dem Boden der Profile befinden. Abb.44 zeigt die Ergebnisse einer Messung mit einer Kammer ohne Kathodendeckel. Bei den Messungen in Abb. 45 und 46 wurde ein Kathodendeckel mit einem Widerstand von 20 MOhm und von 640 kOhm eingesetzt. Alle Verteilungen sind im Rahmen der Messgenauigkeit identisch.

Die Breite der Verteilung liegt zwischen der mit einem 80 kOhm Deckel und der mit einem 1MOhm gemessenen Verteilungen. Der Flächenwiderstand des Profils entspricht etwa dem des 80 kOhm Deckels. Da benachbarte Kanäle aber durch Stege voneinander getrennt sind, vergrößert sich der Widerstand von einem Kanal zum nächsten um einen Faktor drei.

Bei digitale Auslese ist mit hoher Multiplizität zu rechnen, da die Nachbarstrips 40 - 50 % der Ladung des mittleren Strips erhalten.

Die Parameter für die berechneten Verteilungen in den Abb. 44, 45 und 46 sind :

$$b = 6 \text{ mm (eff. Stripbreite)}$$

$$d = 2.0 \text{ mm (eff. Abstand von oberer zu unterer Stri-  
ebene)}$$

$$c = -0.025 Q_0 \text{ (Verschiebung durch neg. Crosstalk)}$$

cm 2

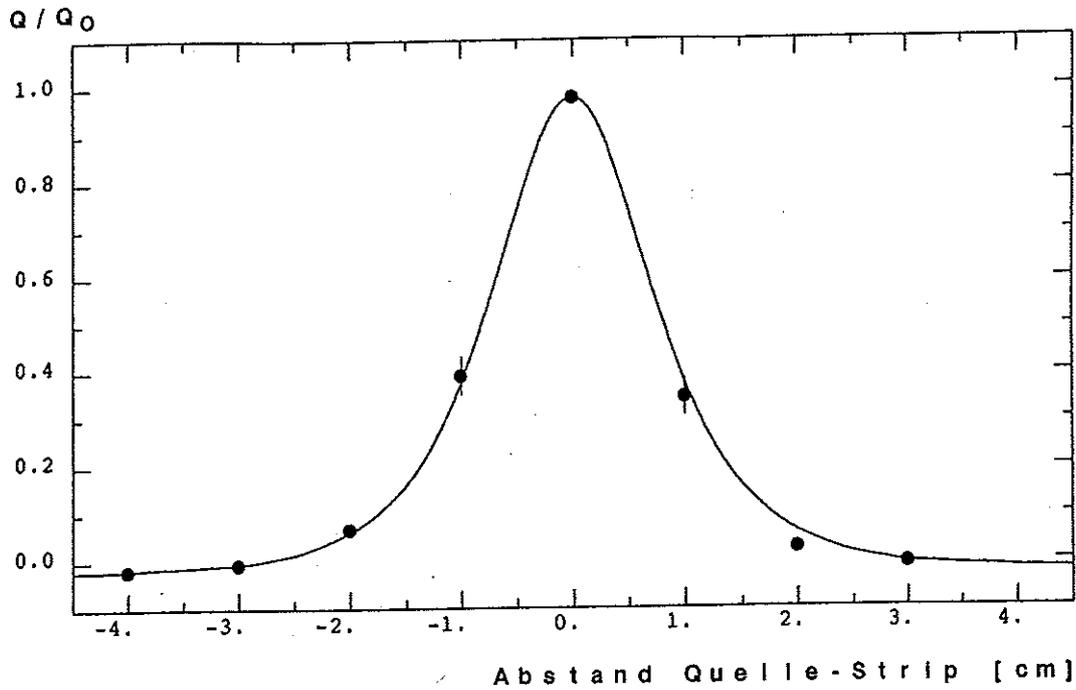


Abb.44

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf parallelen Strips abhängig von der Position der Stripmitte.

(100 k Ohm Profil ohne Kathodendeckel) gemessene Werte:

$Q_1/Q_0 = 0.37$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

$Q_0/Q_{Str} = 0.12$  : Ladung bei 1 cm / Drahtladung

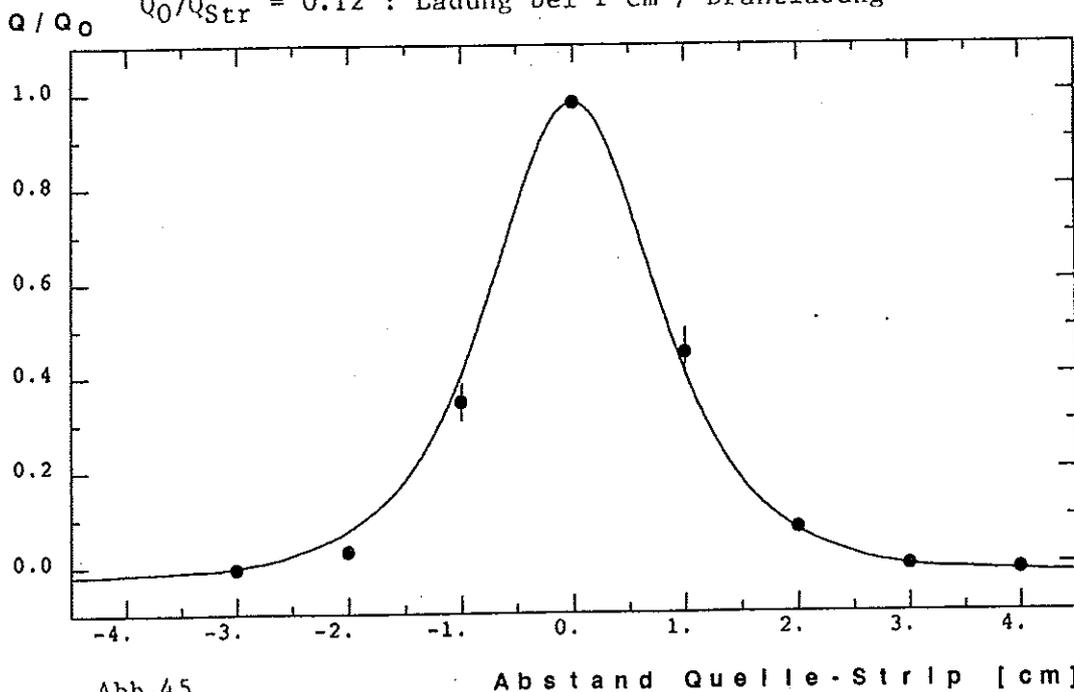


Abb.45

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf parallelen Strips abhängig von der Position der Stripmitte.

(100 kOhm Profil mit 22 M Ohm Deckel) gemessene Werte:

$Q_1/Q_0 = 0.40$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

$Q_0/Q_{Str} = 0.12$  : Ladung bei 1 cm / Drahtladung

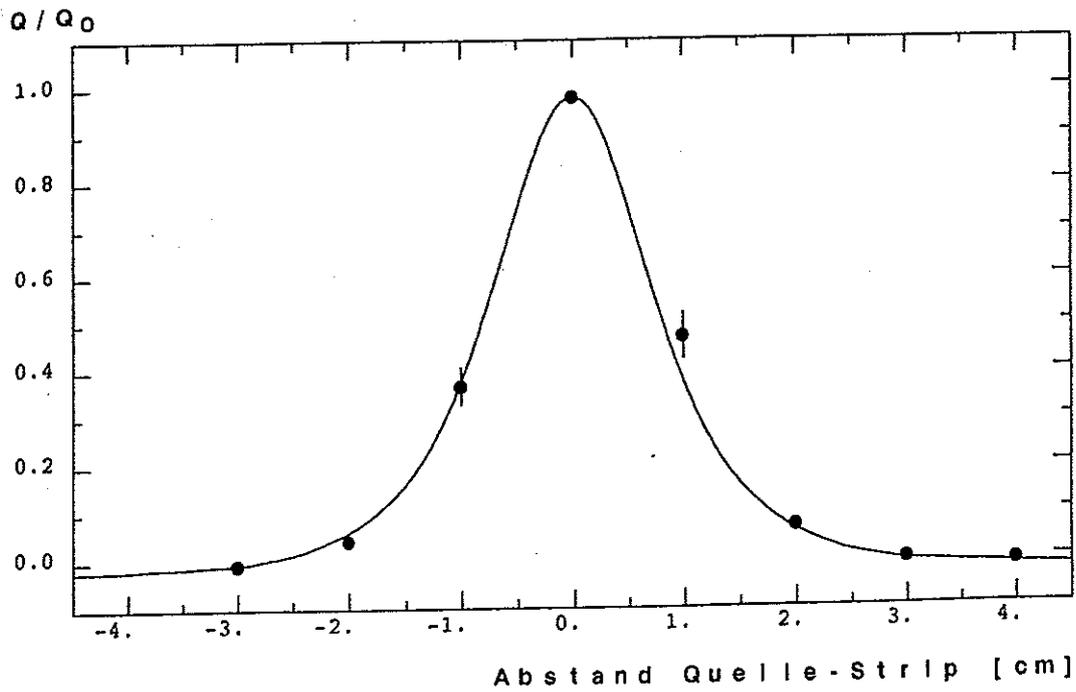


Abb.46

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf parallelen Strips abhängig von der Position der Stripmitte. (100 kOhm Profil mit 640 kOhm Deckel) gemessene Werte:

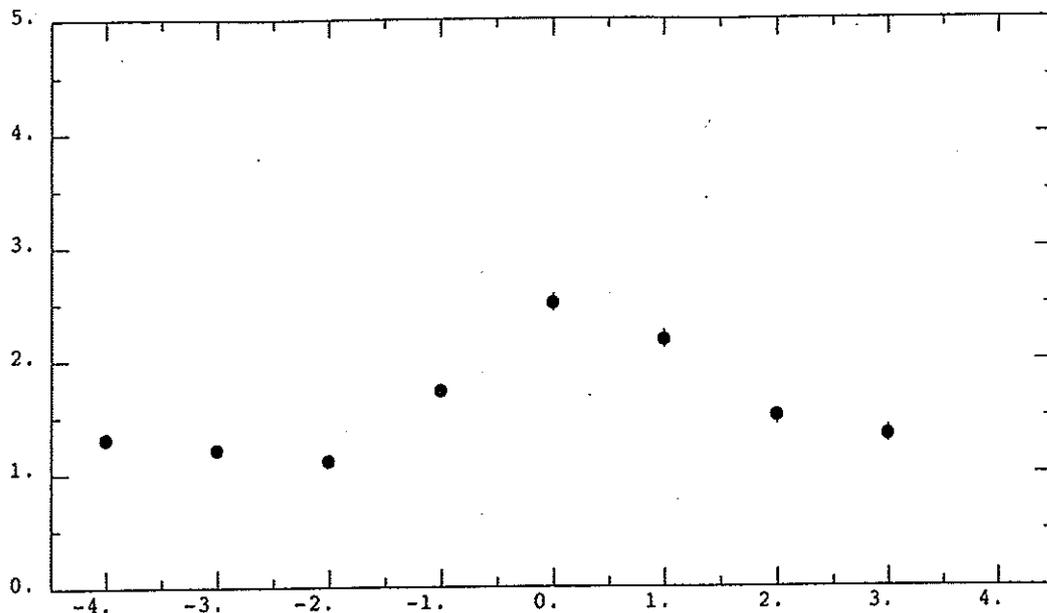
$Q_1/Q_0 = 0.42$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

$Q_0/Q_{Str} = 0.11$  : Ladung bei 1 cm / Drahtladung

#### 4.2.2.2 1 kOhm Profil

Der extrem geringe Flächenwiderstand dieses Profils schirmt die Ladung des Streamers gut ab. Die auf den Strips induzierten Ladungen sind sehr klein und über die gesamte Kammer verteilt. Die Ladung auf dem Strip, der sich direkt über dem Streamer befindet ist, nur wenig größer als die Ladungen auf anderen Strips. Eine sinnvolle Auslese, auf der Unterseite der Kammer, ist bei einem Flächenwiderstand von 1 kOhm oder weniger nicht mehr möglich.

Ladung [pC]



Abstand Quelle-Strip [cm]

Abb. 47

Gemessene Verteilung der induzierten Ladung auf parallelen Strips. Profilwiderstand : 1 kOhm, Auslese auf der Unterseite, kein Kathodendeckel

- $Q_{Str} = 50 \text{ pC}$  (Drahtpuls)
- $Q_0 = 2.5 \text{ pC}$  (größtes Signal)
- $Q_1 = 2.2 \text{ pC}$  (zweitgrößtes Signal)

#### 4.2.3 Strips senkrecht zu den Drähten auf der Oberseite der Kammer

Die Strips, die bei dieser Messung verwendet wurden, haben eine Breite von 1.0 cm und 0.27 cm Abstand voneinander. Die Lage der Strips auf den Kammern ist aus Abb.48 ersichtlich. Diese Anordnung wird z.B. beim Charm - Experiment benutzt. Die Strips werden dort analog ausgelesen, um eine genaue Ortsauflösung zu erreichen.

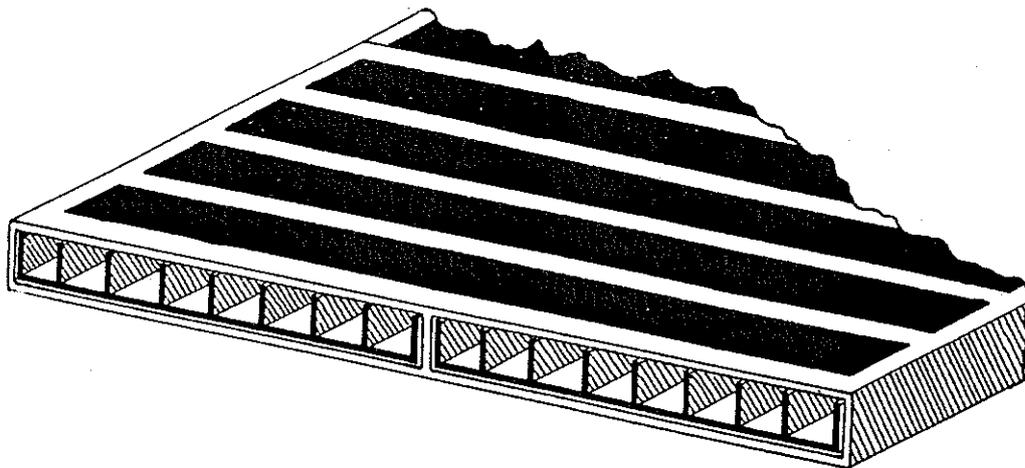


Abb. 48

Anordnung der Strips senkrecht auf den Kammern. Die Aluminiumstreifen haben eine Breite von 1.0 cm. Der Abstand von Mitte zu Mitte ist 1.27 cm.

Wegen der Geometrie der Streamertubes erwartet man, daß sich Ladungen längs der Kammer leichter ausbreiten können als in Querrichtung. Auf den graphitieren Stegen der Profile werden Influenzladungen erzeugt, die das Feld der Streamerladung teilweise abschirmen. Da die Kathode einerseits über einen Widerstand geerdet ist, nämlich den Flächenwiderstand der Kathode selbst, andererseits aber eine kapazitive Koppelung zu den Strips besteht, fließt der Strom der Influenzladungen teilweise über die Strips zur Erde ab. Dies induziert auf den Strips, die sich über der Kathode befinden, ein positives Signal. Diese Ausbreitung der Ladung erfolgt bevorzugt längs der Kammer, da der Weg in Querrichtung durch die Stege verlängert wird. Zudem ist der Flächenwiderstand in Längsrichtung, fertigungstechnisch bedingt, erheblich kleiner als in Querrichtung. Diese Ladungsvermischung längs der Kammer macht sich bei der Auslese mit Strips, die parallel zu den Drähten angeordnet sind, wenig oder gar nicht bemerkbar. Sie wird erst bei der Auslese mit Strips, die senkrecht zu den Drähten liegen, als breiter Untergrund erkennbar. Um diesen Untergrund hervorzuheben, wurde in den folgenden Diagrammen die berechnete Ladungsverteilung mit eingezeichnet. Die Berechnung erfolgte mit Hilfe des Modells aus Kapitel 2.4. Der effektive Abstand zwischen Ladung und Stripebene, der die Breite der Kurve beschreibt, wurde aus den Messungen mit gleicher Kathodenanordnung, aber paralleler, Auslese übernommen. Die Kurven beschreiben daher die Ladungsverbreiterung durch den Kathodendeckel, die für beide Auslesearten die gleiche ist, nicht aber den Einfluß des Kathodenprofils. Die Verschiebung der Ladungsverteilung durch negativen Crosstalk ist vernachlässigbar, da die Fläche die ein Strip von der Kammer bedeckt, nur etwa  $8 \text{ cm}^2$  groß ist und nur 1% der Gesamtfläche einnimmt.

#### 4.2.3.1 100 kOhm Profil

Abb.49 zeigt die Messergebnisse für die Auslese ohne einen Kathodendeckel und mit dem 20 MOhm Kathodendeckel. Wie schon bei der parallelen Auslese, ist auch hier keine Ladungsverbreiterung durch einen Flächenwiderstand von 20 MOhm erkennbar. Die berechnete Kurve zeigt die Ladungsverteilung, wie man sie ohne eine Graphitkathode erwartet. Während die Messungen mit parallelen Strips gut mit den Rechnungen übereinstimmen, ist hier deutlich ein breiter Untergrund erkennbar. Auf den Strips bei  $\pm 2.5$  cm wird noch eine Ladung influenziert, die 10% der Ladung auf dem mittleren Strip ausmacht, während bei parallelen Strips im gleichen Abstand kein Signal messbar war.

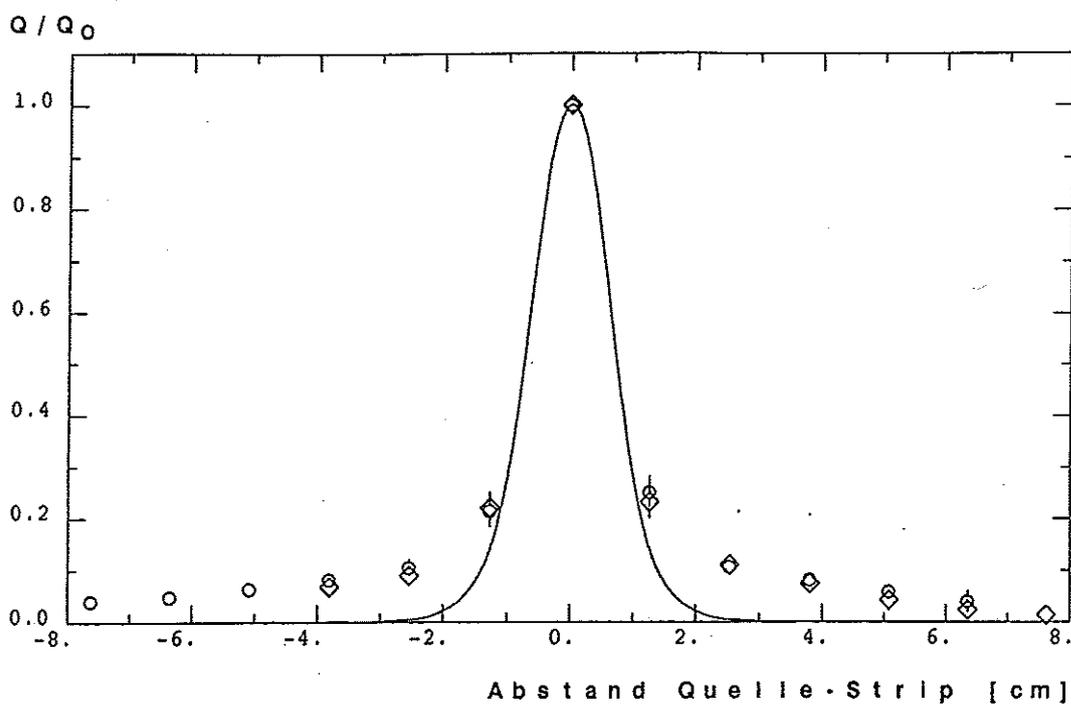


Abb.49

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf senkrechten Strips abhängig von der Position der Stripmitte.

(100 kOhm-Profil, ohne Kathodendeckel :  $\diamond$ )

mit 22 MOhm Kathodendeckel:  $\circ$ )

$Q_1/Q_0 = 0.23$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

$Q_0/Q_{Str} = 0.16$  : Ladung bei Position 0 cm / Drahtladung

Parameter der gerechneten Verteilung :

$d = 1.2$  cm : Abstand von oberer zu unterer Stripebene

$b = 1.2$  cm : effektive Breite der Strips

Die Abb 50, 51 und 52 zeigen Messungen mit Kathodendeckeln von 80 kOhm, 600 kOhm und 1MOhm Flächenwiderstand. Auffallend bei den Messungen mit 600 kOhm und 1MOhm ist die größere Breite der Verteilung beim Deckel mit dem größeren Widerstand.

*Ellen?*

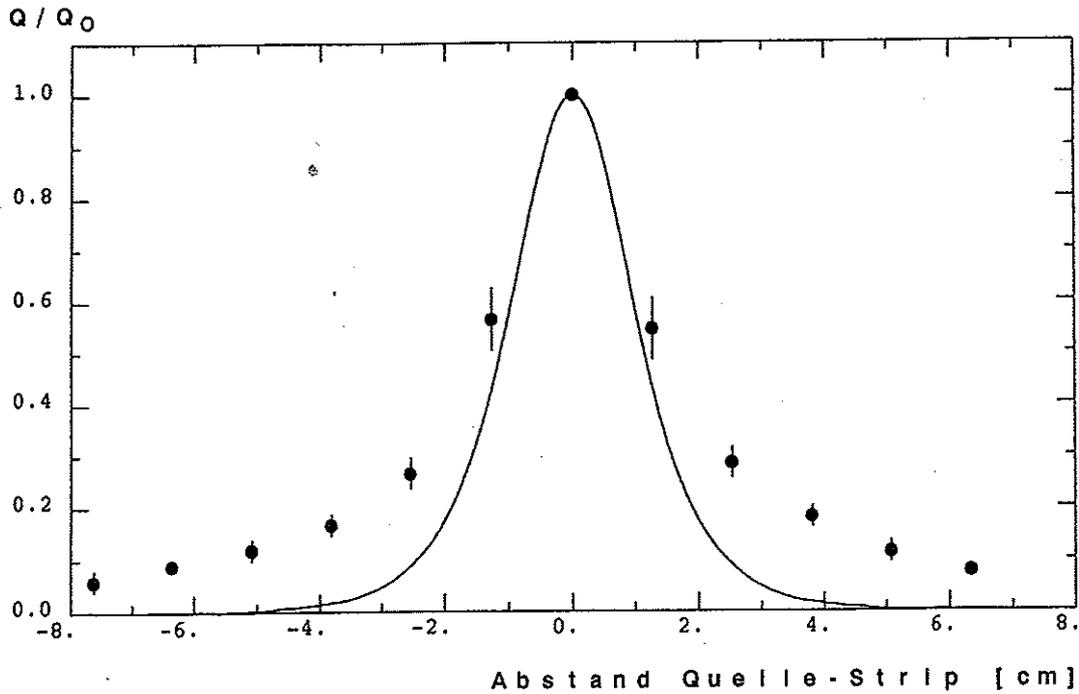


Abb.50

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf senkrechten Strips abhängig von der Position der Stripmitte.

(100 kOhm-Profil, mit 80 kOhm Kathodendeckel)

$Q_1/Q_0 = 0.56$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

$Q_0/Q_{Str} = 0.11$  : Ladung bei Position 0 cm / Drahtladung

Parameter der gerechneten Verteilung :

$d = 2.4$  cm : Abstand von oberer zu unterer  
Strip ebene

$b = 1.2$  cm : effektive Breite der Strips

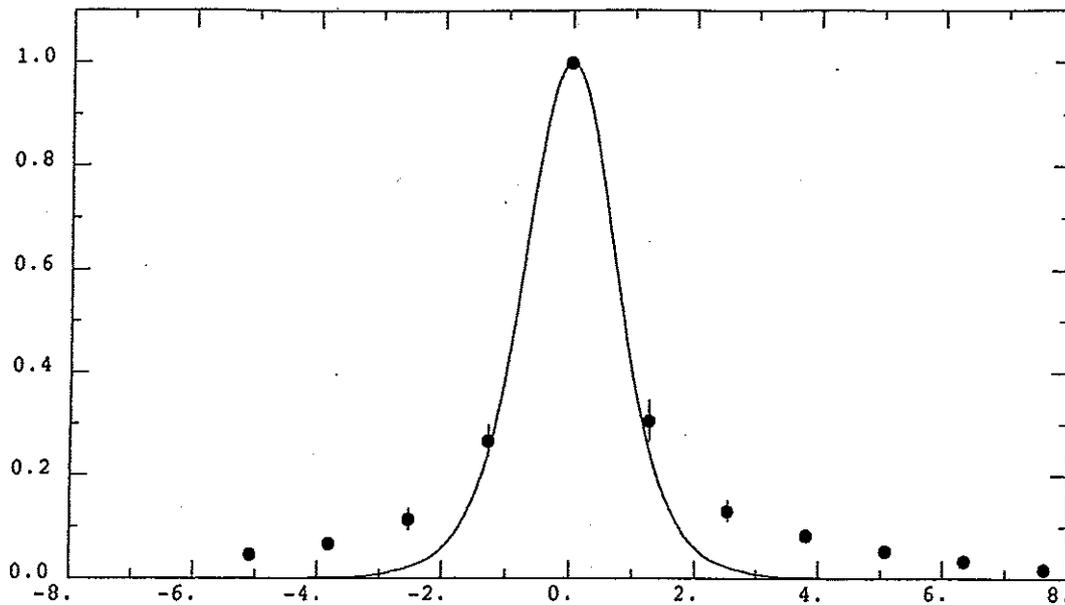
$Q/Q_0$ 

Abb.51

Abstand Quelle-Strip [cm]

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf senkrechten Strips abhängig von der Position der Stripmitte. (100 kOhm-Profil, mit 640 kOhm Kathodendeckel)

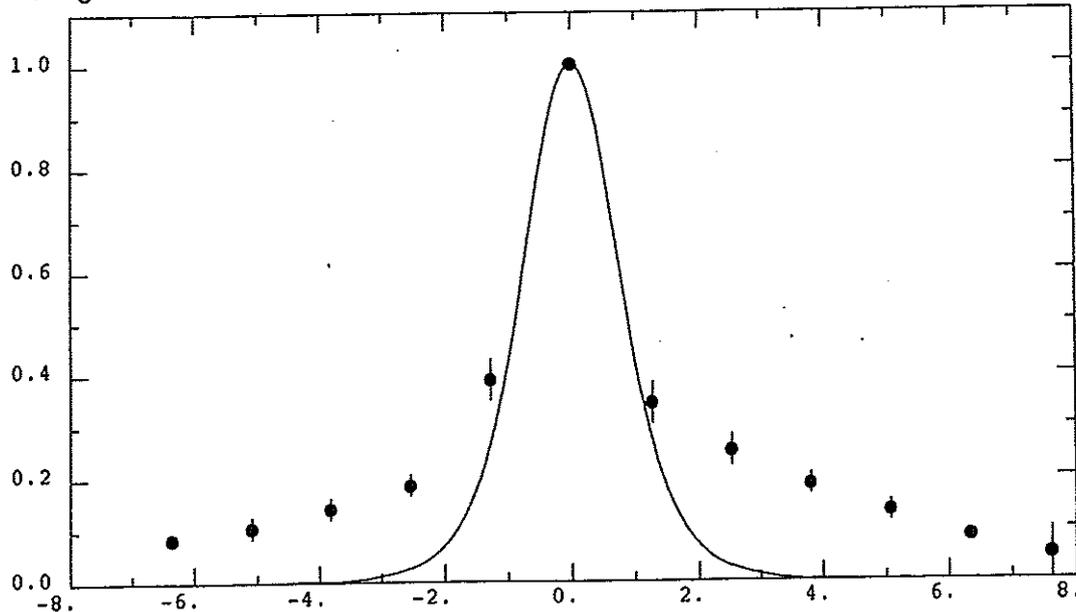
$Q_1/Q_0 = 0.28$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

$Q_0/Q_{Str} = 0.23$  : Ladung bei Position 0 cm / Drahtladung

Parameter der gerechneten Verteilung :

$d = 1.6$  cm : Abstand von oberer zu unterer Stripebene

$b = 1.2$  cm : effektive Breite der Strips

 $Q/Q_0$ 

Abstand Quelle-Strip [cm]

Abb.52

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf senkrechten Strips abhängig von der Position der Stripmitte. (100 kOhm-Profil, mit 1 MOhm Kathodendeckel)

$Q_1/Q_0 = 0.37$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

$Q_0/Q_{Str} = 0.18$  : Ladung bei Position 0 cm / Drahtladung

Parameter der gerechneten Verteilung :

$d = 1.7$  cm : Abstand von oberer zu unterer Stripebene

$b = 1.2$  cm : effektive Breite der Strips

#### 4.2.3.2 1 kOhm Profil ohne Kathodendeckel

Durch den sehr niedrigen Widerstand des Profils können die Ladungen, die auf dem Profil influenziert werden, leicht abfließen. Der Untergrund ist daher kleiner als bei den Messungen mit dem 100 kOhm Profil und, im Rahmen der Messgenauigkeit, konstant. Diese Kathodenanordnung liefert in Längsrichtung die schmalste Ladungsverteilung und ist daher für digitale Auslese am Besten geeignet (Abb.53).

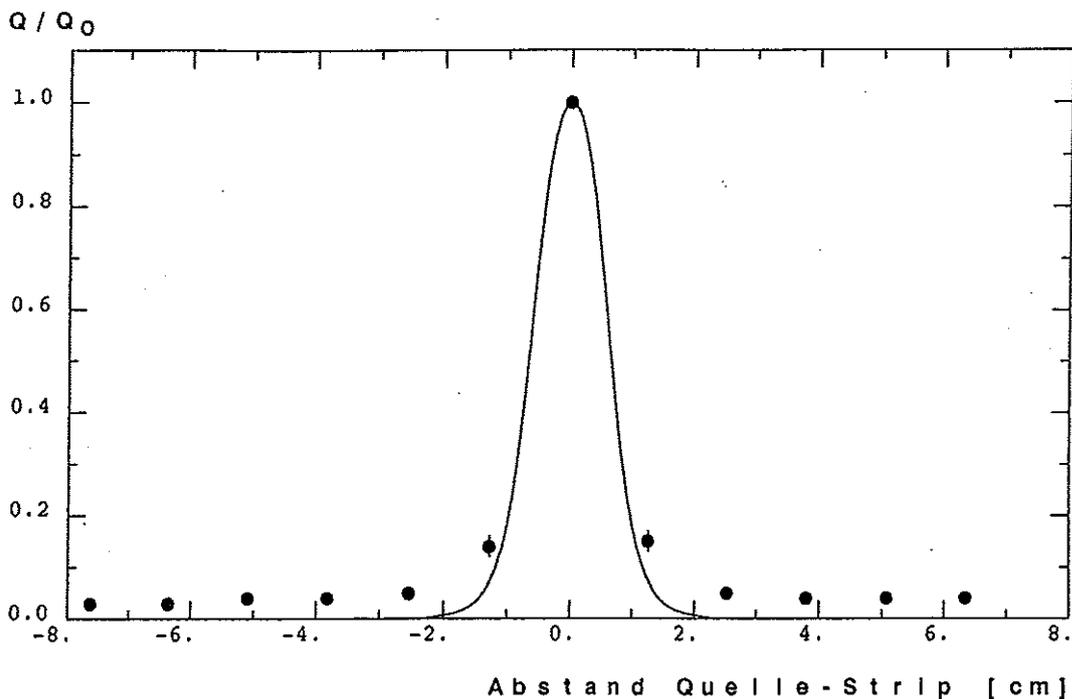


Abb.53

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf senkrechten Strips abhängig von der Position der Stripmitte.

(1 kOhm-Profil, ohne Kathodendeckel)

$Q_1/Q_0 = 0.15$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

Parameter der gerechneten Verteilung :

$d = 0.9$  cm : Abstand von oberer zu unterer  
Stripebene

$b = 1.2$  cm : effektive Breite der Strips

#### 4.2.4 Strips senkrecht zu den Drähten auf der Unterseite der Kammern

Die Messungen mit dem Profil von 100 kOhm Flächenwiderstand zeigen eine sehr breite Ladungsverteilung ähnlich derjenigen, die mit dem 80 kOhm Deckel auf der Oberseite der Kammer gemessen wurde. Dies war auch zu erwarten, da die Kathode auch an der Unterseite in Längsrichtung durchgehend ist. In Querrichtung hingegen wird die Ladungsausbreitung durch die Stege des Profils gehemmt, wie durch Messungen mit parallelen Strips gezeigt wurde (Abb.54)

Ein Kathodenwiderstand von 1 kOhm schirmt einen Streamerpuls gut ab und ist daher für induzierte Auslese ungeeignet. Die Messergebnisse in Abbildung 55 zeigen eine ähnlich breite Verteilung wie schon die Messungen mit parallelen Strips.

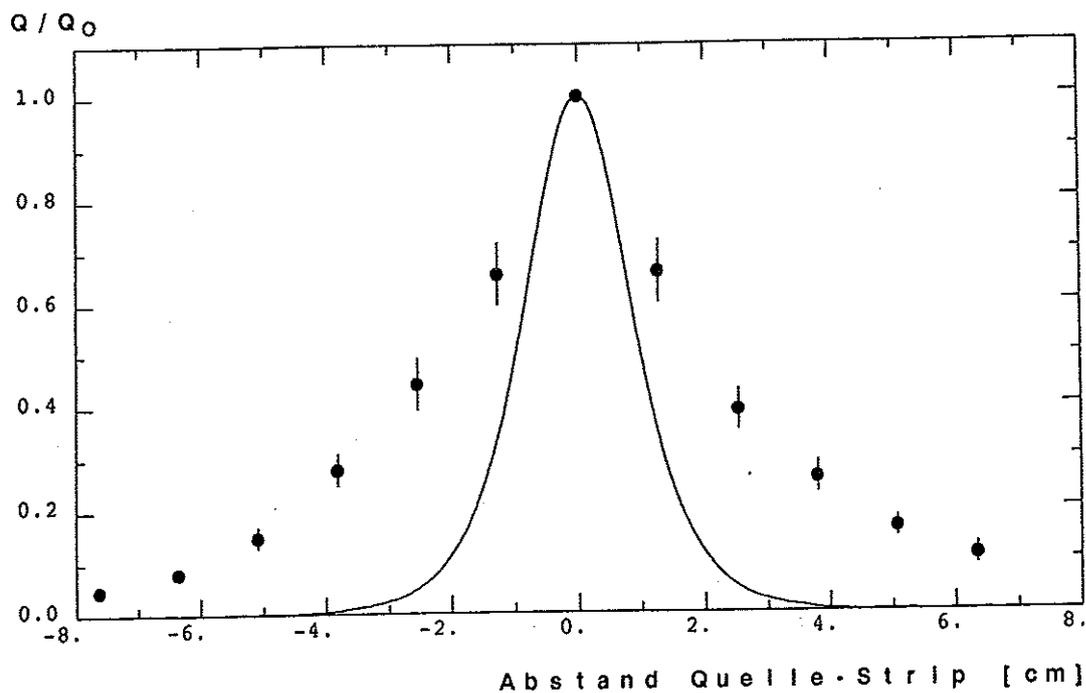


Abb.54

Gemessene und berechnete normierte Ladungsverteilung auf senkrechten Strips abhängig von der Position der Stripmitte.

(100 kOhm-Profil, ohne Kathodendeckel, Auslese unten)

$Q_1/Q_0 = 0.61$  : Ladung bei Position 1cm/Ldg. bei 0cm

$Q_0/Q_{Str} = 0.11$  : Ladung bei Position 0 cm / Drahtladung

Parameter der gerechneten Verteilung :

$d = 1.2$  cm : Abstand von oberer zu unterer Stripebene

$b = 1.2$  cm : effektive Breite der Strips

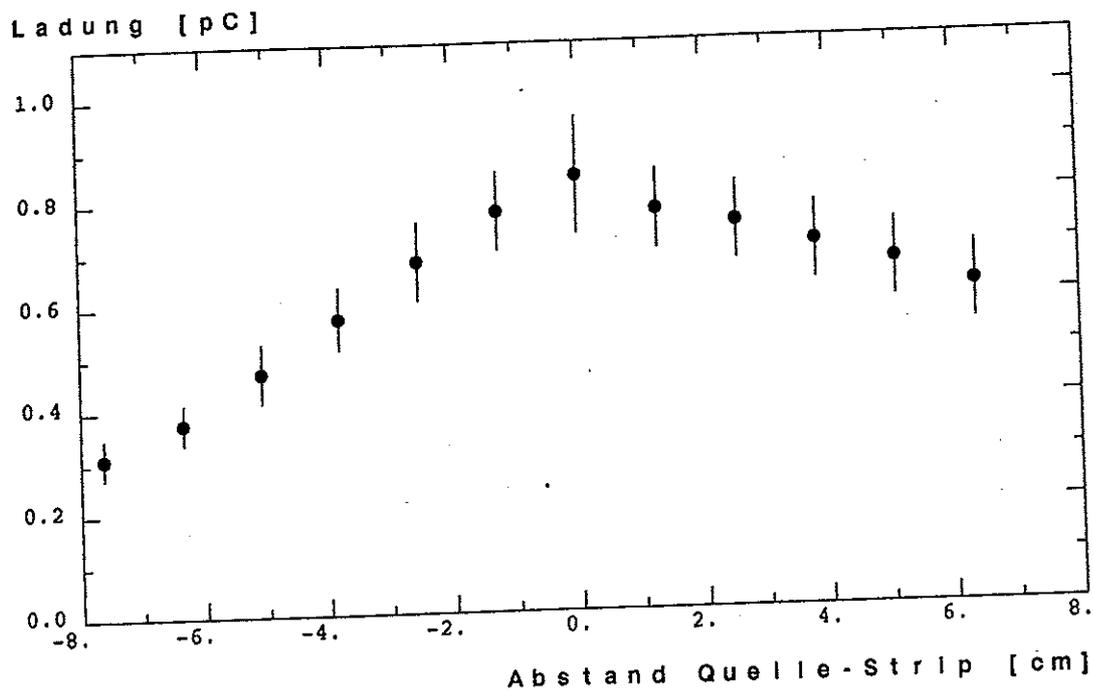


Abb.55

Gemessene Ladungsverteilung auf senkrechten Strips abhängig von der Position der Stripmitte.

(1 kOhm-Profil, ohne Kathodendeckel)

$Q_0 = 0.9 \text{ pC}$  : Ladung bei Position bei 0cm

$Q_{\text{Str}} = 50 \text{ pC}$  : Drahtladung

### 4.3 Messung des negativen Crosstalks

In Kapitel 2.5 wurde die Entstehung des negativen Crosstalks erklärt. Abb. 56 zeigt Oszillographenbilder von Stripsignalen. Alle Signale sind invertiert und um einen Faktor 7 verstärkt worden. Das untere Signal in beiden Aufnahmen stammt von einem Strip, der sich direkt über einer Quelle befindet, während die obere Kurve das Signal von einem Strip zeigt, der sich 3 cm von der Quelle entfernt befindet. Die Strips liegen parallel zu den Drähten auf der Oberseite einer Kammer ohne Kathodendeckel auf einem 100 kOhm Profil. Diese Anordnung wurde bei allen Messungen zum negativen Crosstalk verwendet. In Kapitel 4.2 wurde gezeigt, daß bei dieser Kathodenkonfiguration der Streamer in 3 cm Entfernung keine Ladung mehr induziert. Das obere Signal wurde also allein durch den Spannungsabfall an den Signaldrähten induziert. In Abb. 56 a) wurde keine zusätzliche Kapazität eingebaut. Da ein Strip ein achtel einer Kammerhälfte bedeckt, hat der negative auch etwa ein achtel der Größe des positiven Streamersignals. Für die Aufnahme in Abb. 56 a) wurde dagegen ein großer Kondensator von 2nF zwischen Signaldrähte und Erde eingebaut. Das Crosstalksignal verschwindet bis auf einige Reflexionen. Bei Messungen mit einem ladungsempfindlichen ADC ist das Signal fast Null.

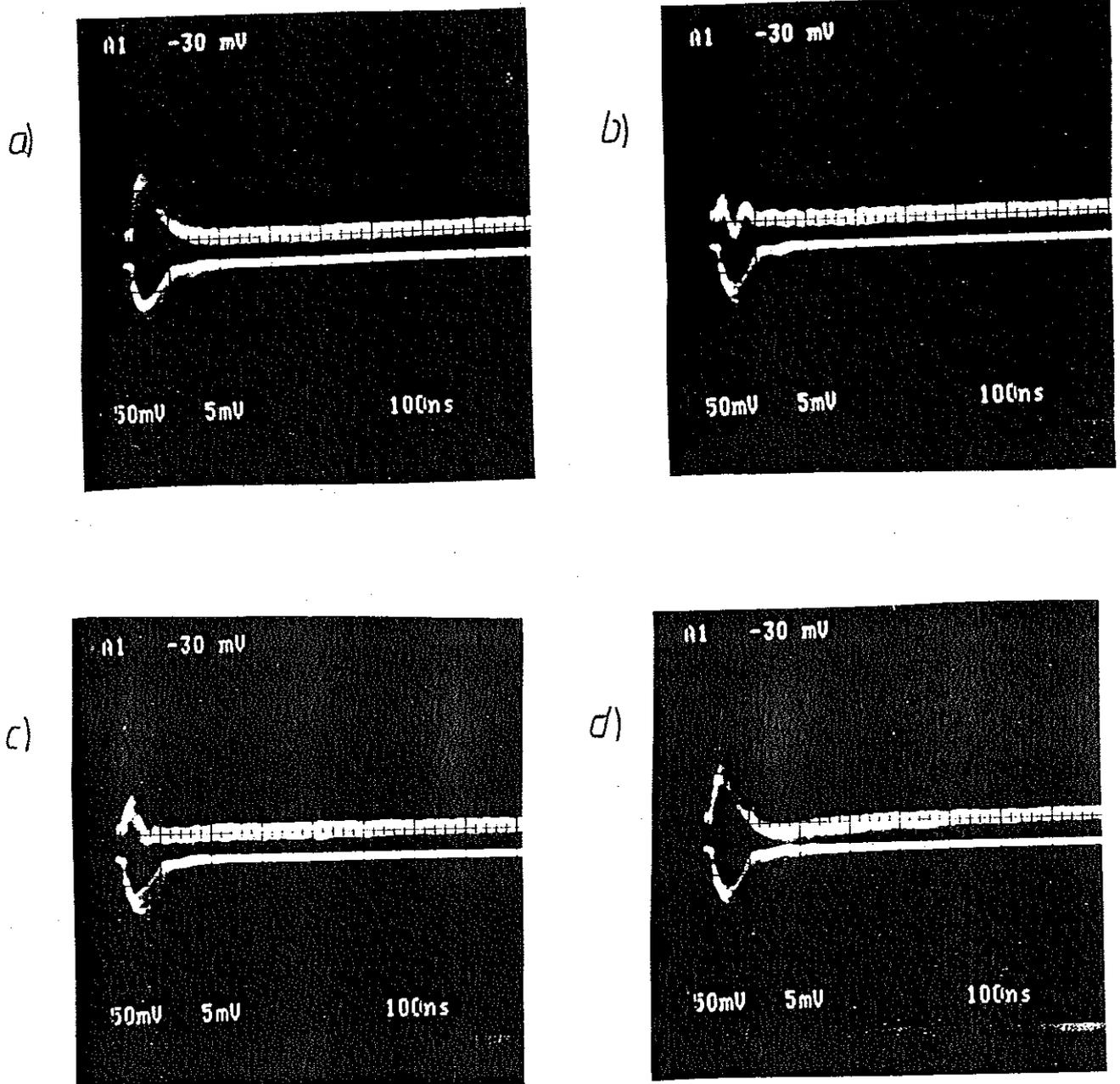


Abb. 56

Stripsignale von einem Strip der sich über dem getroffenen Draht befindet (unteres Signal, 50 mV/cm) und von einem Strip in 3 cm Entfernung vom Pulsdraht (oberes Signal, 5 mV/cm). Alle Signale sind invertiert und um einen Faktor 7 verstärkt worden. Die oberen Signale zeigen den negativen Crosstalk ohne zusätzlichen Kondensator (a) sowie mit einem 2nF Kondensator der über einen Widerstand von 0 Ohm (b), 50 Ohm (c) oder 1kOhm mit Masse verbunden ist.

Für quantitative Aussagen ist es wichtig, die Kapazität der Kammer zu kennen. Diese wurde mit einem Kapazitätsmessgerät gemessen. Die Ergebnisse für eine Kammer von 1.0m Länge sind :

Kapazität eines Signaldrahtes zur Erde	:	12.0 ± 0.5	pF
Gesamtkapazität einer 8-fach Kammer	:	190 ± 5	pF
davon - Kapazität der 8 Drähte	:	96 ± 5	pF
- Kapazität der HV-Platine	:	94 ± 5	pF

Um zu zeigen, daß der Crosstalk wirklich von den Kammerdrähten induziert wird und nicht vom Streamerpuls selbst wurden die Strips der Länge nach halbiert. Die ausgelesenen Strips bedeckten nur die hintere Hälfte der Kammer, während die Quelle die Kammer im vorderen Teil bestrahlte (Abb. 57 ).

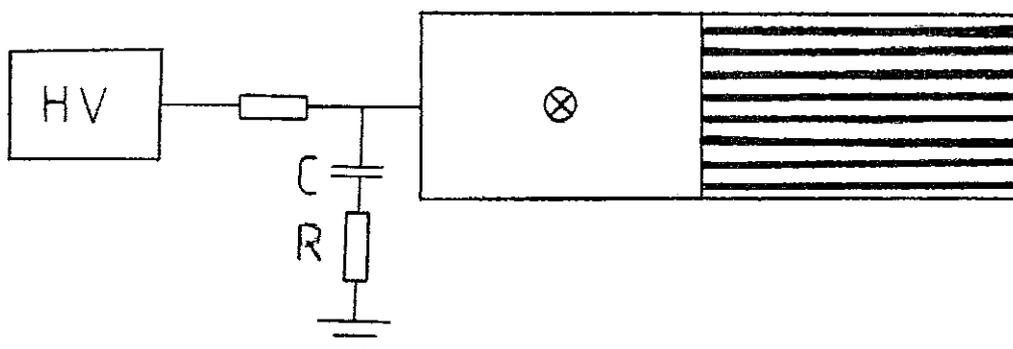


Abb. 57

Lage der Strips zur Untersuchung des negativen Crosstalks. Die ausgelesenen Strips bedecken nur eine Hälfte der Kammer. Die Signale entstehen in der anderen Hälfte der Kammer.

Der Crosstalk pro Strip beträgt im Mittel

$$C'_{\text{Cross}} = -0.38 \pm 0.01 \text{ pC} \quad \text{ohne Kondensator, und}$$

$$C'_{\text{Cross}} = -0.014 \pm 0.001 \text{ pC} \quad \text{mit 2nF Kondensator.}$$

Die mittlere Ladung der Streamerpulse war

$$Q_{\text{Streamer}} = 45 \pm 5 \text{ pC} .$$

Die Berechnung des Crosstalksignals nach Kapitel 2.5 liefert für das Crosstalksignal

$$Q'_{\text{Cross}} = -\text{Konst.} \cdot Q_{\text{Streamer}} \frac{F_E \cdot C'}{C_{\text{ges.}}}$$

ohne Kondensator :

$$Q'_{\text{Cross}} = -0.32 \pm 0.02 \text{ pC}$$

mit Kondensator :

$$Q'_{\text{Cross}} = -0.027 \pm 0.005 \text{ pC}$$

$$F_E = 50 \text{ cm} \times 1 \text{ cm} = 50 \text{ cm}^2 \quad / \text{ Fläche eines Strips}$$

$$C' = 96 \text{ pF}/800 \text{ cm}^2 = 0.12 \text{ pF}/\text{cm}^2 \quad / \text{ Kammerkapazität pro Fläche}$$

$$C_{\text{ges.}} = 190 \text{ pF}$$

/ ohne Kondensator

$$= 2190 \text{ pF}$$

/ mit Kondensator

$$\text{Konst.} = 0.223$$

/ induzierte Ladung auf einem Strip pro Einheitsladung am Draht

Das Verhältniss von Stripladung zur Drahtladung , wurde in Kapitel 4.2 für die gegebene Kathodenanordnung gemessenen. Die berechneten Werte für den Crosstalk geben die richtige Größenordnung wieder. Werden die Signaldrähte über einen Widerstand mit dem Kondensator verbunden, so kann sich die Kammerkapazität nur mit der entsprechenden RC-Konstante entladen. Innerhalb der Auslesezeit wird daher nur ein Teil des Crosstalks abgebaut. Dieses Verhalten ist in Abb.56 c) und d) zu sehen, wo Widerstände mit 50 Ohm und 1 kOhm eingesetzt wurden. Die Ladung, die auf den Strips nach einer Integrationszeit von 150 nsek gemessen wurde, ist in Abb.58 dargestellt.

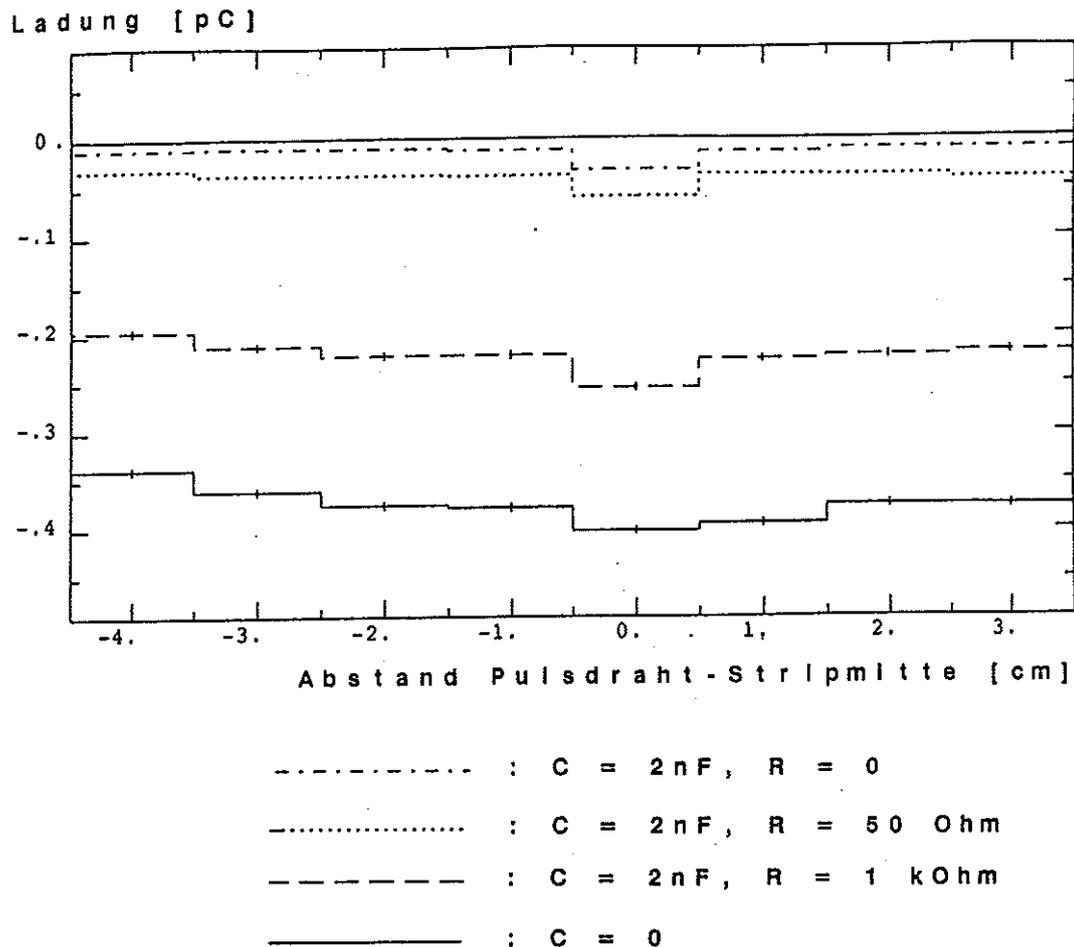


Abb. 58

Negativer Crosstalk auf den 8 parallelen Strips einer Kammer. Die Strips bedecken eine Hälfte der Kammer. Die Streamer entstehen ca. 25 cm vom Ende der Strips entfernt. Gezeigt werden Messungen mit verschiedenen RC-Gliedern.

Der Crosstalk ist nicht auf allen Strips gleich groß. Der Crosstalk auf dem Pulsstrip ist um ca.  $-0.02 \text{ pC}$  größer als auf allen den anderen Strips. Als Pulsstrip bezeichne ich den Strip, der sich über dem Draht befindet, an welchem sich der Streamer gebildet hat. In Kapitel 2.5 wurde versucht, diesen Effekt damit zu erklären, daß sich das Drahtsignal zunächst nur auf dem Pulsdraht ausbreiten kann, bevor es sich über die ganze Kammer verteilen kann. Demnach sollte dieser Effekt mit wachsender Kammerlänge größer werden.

Für die weiteren Messungen wurden wieder Strips benutzt, die über die gesamte Kammerlänge reichen. In Abb.59 ist deutlich zu sehen, welchen Anteil der Crosstalk am Gesamtsignal hat. Um die verschiedenen Messungen besser vergleichen zu können, wurden die Ladungsverteilungen normiert. Der Einbau eines zusätzlichen Kondensators führt im wesentlichen zu einer Verschiebung der gesamten Verteilung.

Ladung [%]

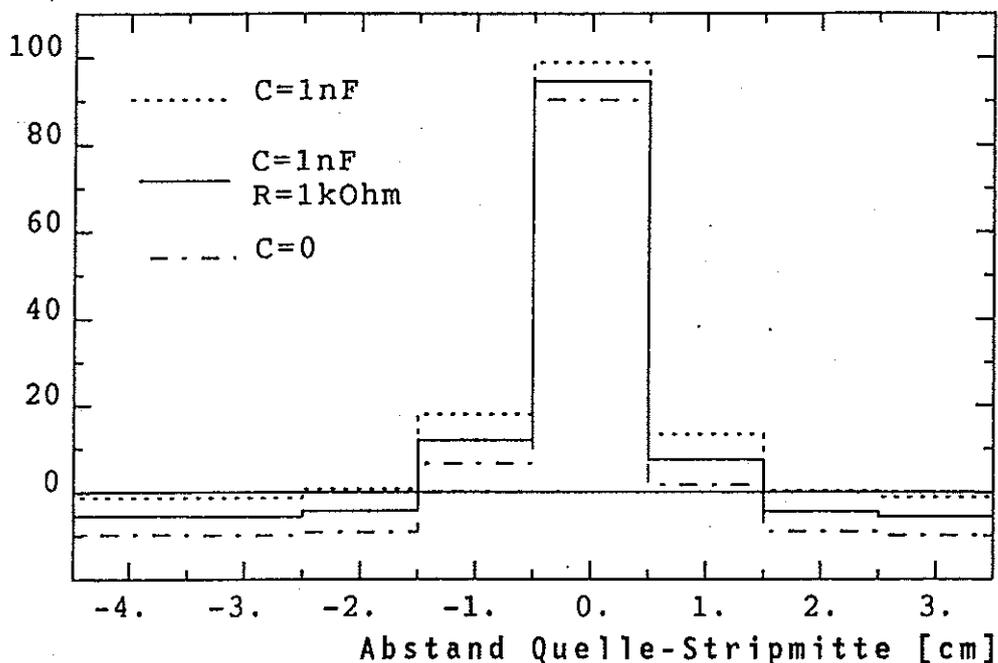


Abb.59

Signale von den 8 Strips einer Kammer (100 kOhm Profil ohne Kathodendeckel) mit verschiedenen RC-Gliedern. Die Ladungen wurden normiert, so daß das maximale Signal minus Crosstalk gleich 100 % ist.

Um die Überlegungen in Kapitel 2.5.2 zu verifizieren, wurden verschiedene Kondensatoren eingebaut und jeweils die Ladungsverteilung gemessen. Es sollte gelten :

$$Q_{\text{Cross}} = Q_0 \frac{C_K}{C_{\text{ges.}}} \quad (\text{Gesamtcrosstalk für eine Kammer})$$

Dabei ist  $Q_0$  die Summe der vom Streamer auf allen Strips induzierte Ladungen.

Da das Streamersignal erfahrungsgemäß erheblichen Schwankungen unterworfen ist, können die verschiedenen Messungen nicht direkt verglichen werden. Da das Drahtsignal über einen Kondensator ausgelesen werden muß, und dieser die Messung verfälscht hätte, standen nur die Stripsignale zur Verfügung. Das Verhältniss  $Q_{\text{Cross}}/Q_0$  ist aber von der absoluten Ladung unabhängig.

Um  $Q_0$  zu erhalten, mußten die gemessenen Ladungen um den Crosstalk korrigiert werden. Da die Ladungsverteilung bei der gewählten Kammer ohne Kathodendeckel sehr schmal ist, ist die Größe des negativen Crosstalks gleich dem Signal auf Strips, die 3cm oder weiter vom Ort des Streamers entfernt liegen. In dieser Entfernung ist die vom Streamer influenzierte Ladung vernachlässigbar. Ist  $Q'_{\text{Cross}}$  der gemessene Crosstalk pro Strip, und  $Q$  die Summe der auf allen Strips induzierten Ladung einschließlich Crosstalk, so ist die alleine vom Streamer induzierte Ladung

$$Q_0 = Q + 8 \times Q'_{\text{Cross}}$$

Schreibt obige Gleichung um, so folgt

$$\frac{Q_{\text{Cross}}}{Q_0} \frac{C_{\text{ges.}}}{C_K} = 1$$

Die Ergebnisse der Messung sind in folgender Tabelle dargestellt :

Tabelle 4

$$C_K = 96 \text{ pF}$$

$$C_{\text{ges.}} = 96 \text{ pF} + 94 \text{ pF} + C$$

C	$\frac{Q_{\text{Cross}}}{Q_0}$	$\frac{Q_{\text{Cross}}}{Q_0} \frac{C_{\text{ges.}}}{C_K}$
0	0.61	1.19
1 nF	0.07	0.86
300 pF	0.22	1.13
146 pF	0.28	1.06
87 pF	0.37	1.09
55 pF	0.72	0.99

*sch*

Die Ergebnisse sind in Abb.60 graphisch dargestellt.  
Die Messpunkte sind mit einem konstanten Wert von 1 verträglich.

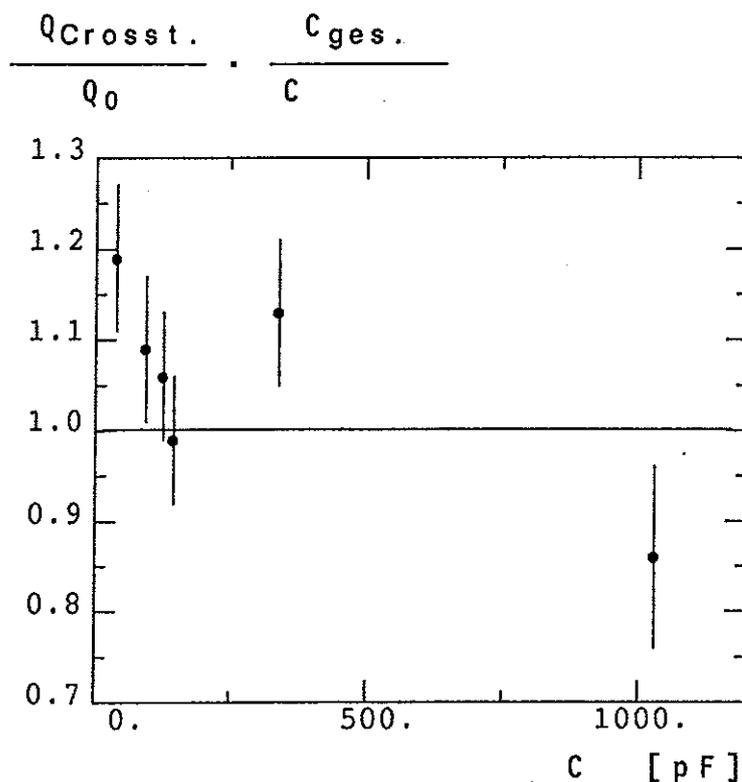


Abb.60

Abhängigkeit des Crosstalksignals von zusätzlichen Kapazitäten. C ist die Gesamtkapazität zwischen Signaldrähten und Masse ohne die Draht-Kathode Kapazität.

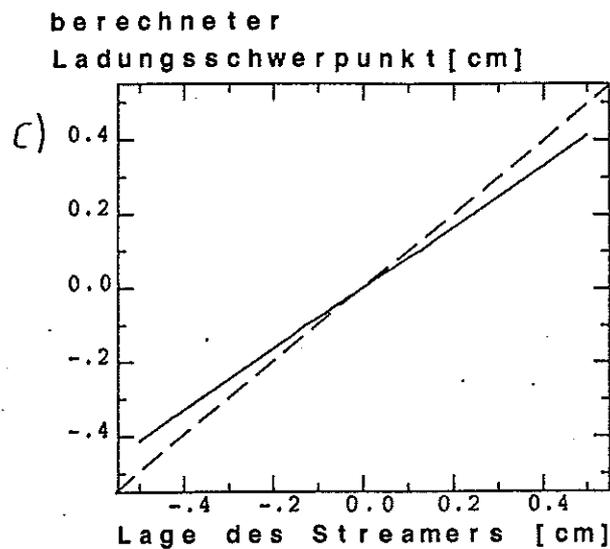
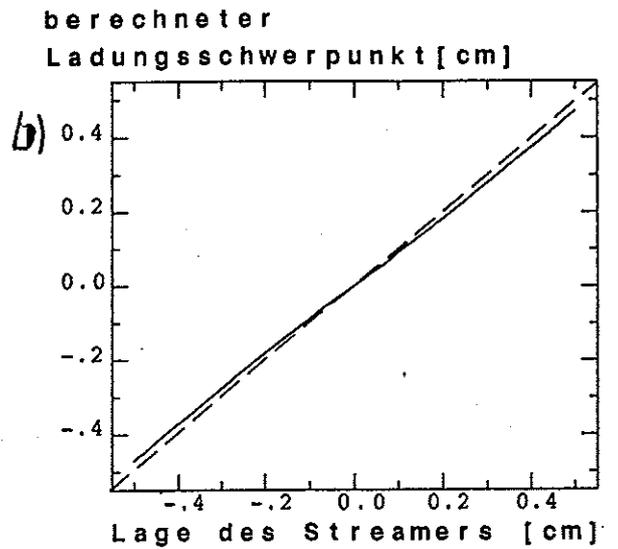
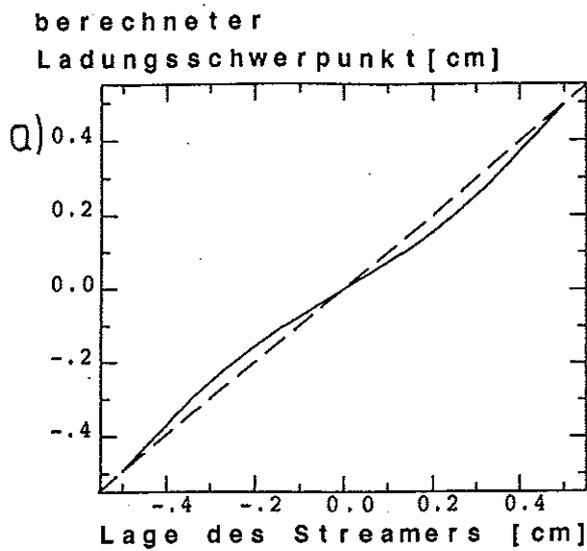
#### 4.4 Messung des Ladungsschwerpunktes zur Ortsbestimmung

Will man den Ort eines Streamers genauer bestimmen als dies mit digitaler Auslese möglich ist, so hat man die Möglichkeit, den Ladungsschwerpunkt der induzierten Ladung zu berechnen. Ist  $q_i(X_{Str})$ , die Ladung, auf dem  $i$ -ten Strip abhängig vom Ort des Streamers  $X_{Str}$  und  $x_i$ , die Lage des Strips, so ist der Ladungsschwerpunkt

$$X_{cm}(X_{Str}) = \frac{x_i q_i(X_{Str})}{q_i(X_{Str})}$$

Im allgemeinen wird der Ladungsschwerpunkt nicht gleich der Position des Streamers sein. Man muß daher durch eine unabhängige Ortsmessung eine Korrekturfunktion ermitteln, die diese Abhängigkeit beschreibt. Eine solche Messung wurde hier nicht durchgeführt. Um trotzdem eine Abschätzung der Korrekturfunktion für die verschiedenen Kathodenanordnungen zu gewinnen, wurden Simulationsrechnungen durchgeführt, die den Ladungsschwerpunkt in Abhängigkeit der Streamerposition errechneten. Die Stripladung  $q_i(X_{Str})$  wurde hierbei mit Hilfe des Modells aus Kapitel 2.4 berechnet. Die Parameter der Verteilung wurden für die verschiedenen Kathodenanordnungen aus dem Vergleich mit den Messungen zur Ladungsverteilung erhalten (s. Kap. 4.2). Die so erhaltene Korrekturfunktion kann nur für Messungen mit Strips, die parallel zu den Drähten liegen, Gültigkeit haben, da nur diese durch das Modell gut beschrieben werden. Abbildung 61 zeigt die Korrekturfunktionen für einige Kathodenkonfigurationen.

In den Abbildungen 62 bis 64 sind Messungen des Ladungsschwerpunktes zu sehen. Die Kammer wurde mit einer kollimierten Quelle bestrahlt und für jedes Ereignis der Ladungsschwerpunkt errechnet und in ein Histogramm eingetragen. Da die primär ionisierten Elektronen zum Draht wandern und dort den Streamerpuls auslösen, kann man den Ort der Primärisation nur für die Koordinate in Drahtrichtung bestimmen. Senkrecht zur Drahtrichtung läßt sich nur entscheiden, ob sich der Streamer rechts oder links vom Draht entwickelt. Bei der Messung mit senkrechten Strips beschreibt die Breite des Histogramms lediglich die Beschränkung der Strahlung durch den Kollimator.



*Parallels*  
 - - - - - 2  
 - - - - - ?

Abb. 61  
 Anhand von Modellannahmen berechnete Korrekturfunktionen.  
 Ladungsschwerpunkt der induzierten Ladung von fünf parallelen Strips in Abhängigkeit von der Lage des Streamers.  
 a) Strips auf der Oberseite eines 100 kOhm Profils ohne Deckel  
 b) Strips auf der Oberseite eines 100 kOhm Profils mit 1MOhm-Deckel  
 c) Strips auf der Unterseite eines 100 kOhm Profils mit einem 80 kOhm Deckels.

Häufigkeit

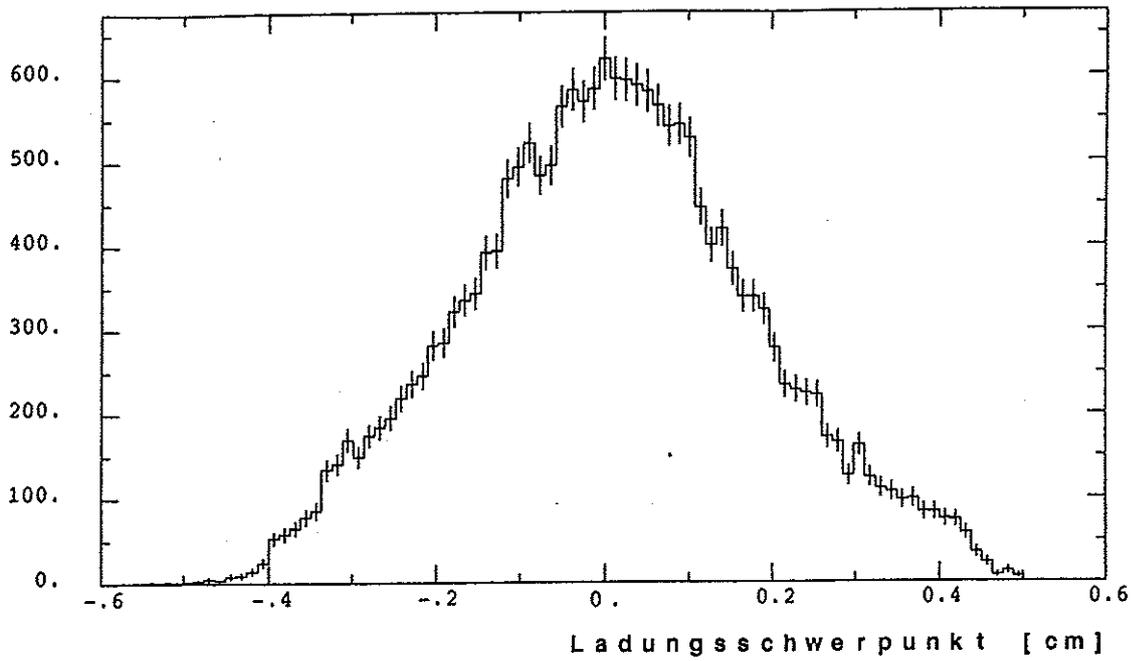


Abb.62 Häufigkeitsverteilung des Ladungsschwerpunktes der induzierten Ladung von 5 senkrechten Strips. (100 kOhm Profil, 1 MOhm Deckel, Auslese oben)

Häufigkeit

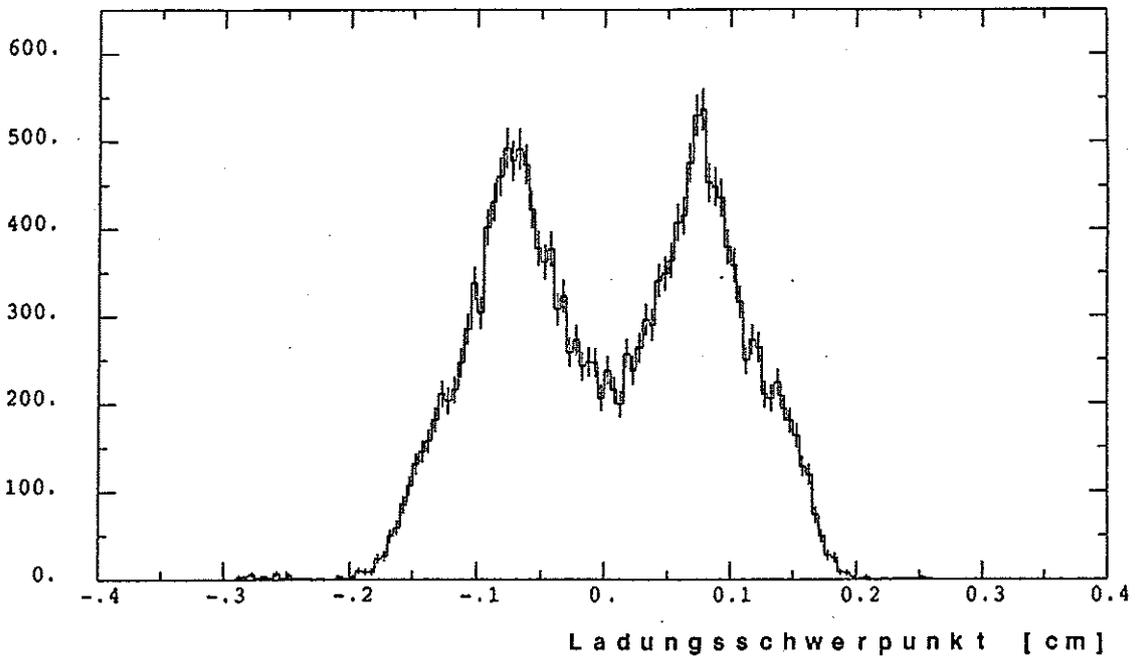


Abb.63 Häufigkeitsverteilung des Ladungsschwerpunktes der induzierten Ladung von 5 parallelen Strips. (100 kOhm Profil, 1 MOhm Deckel, Auslese oben)

Häufigkeit

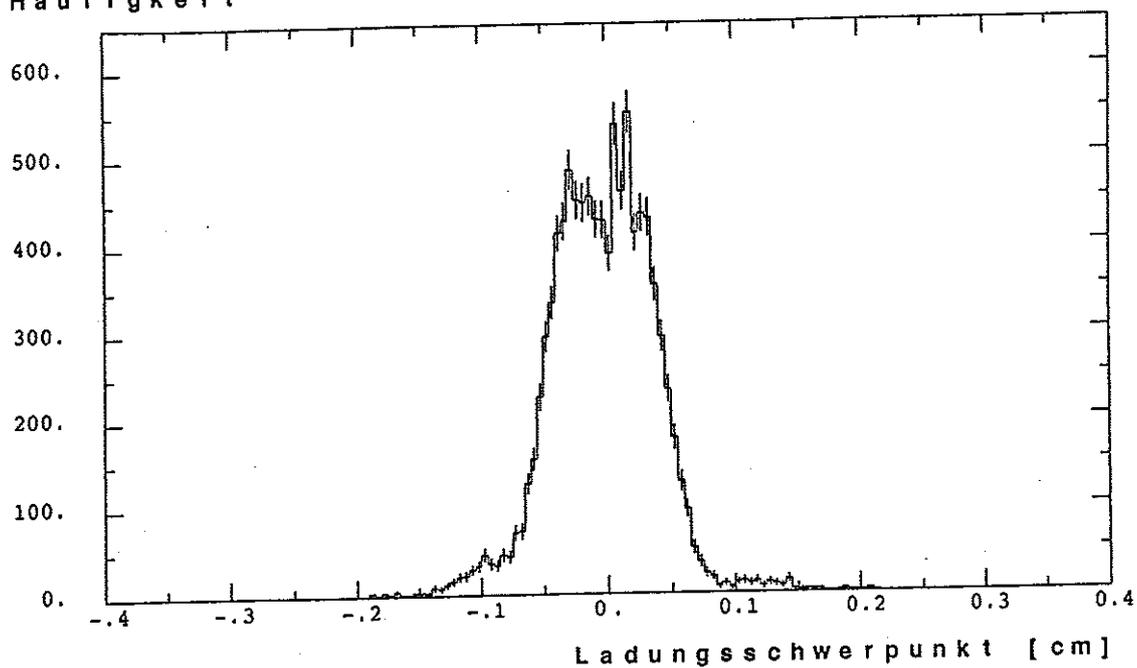


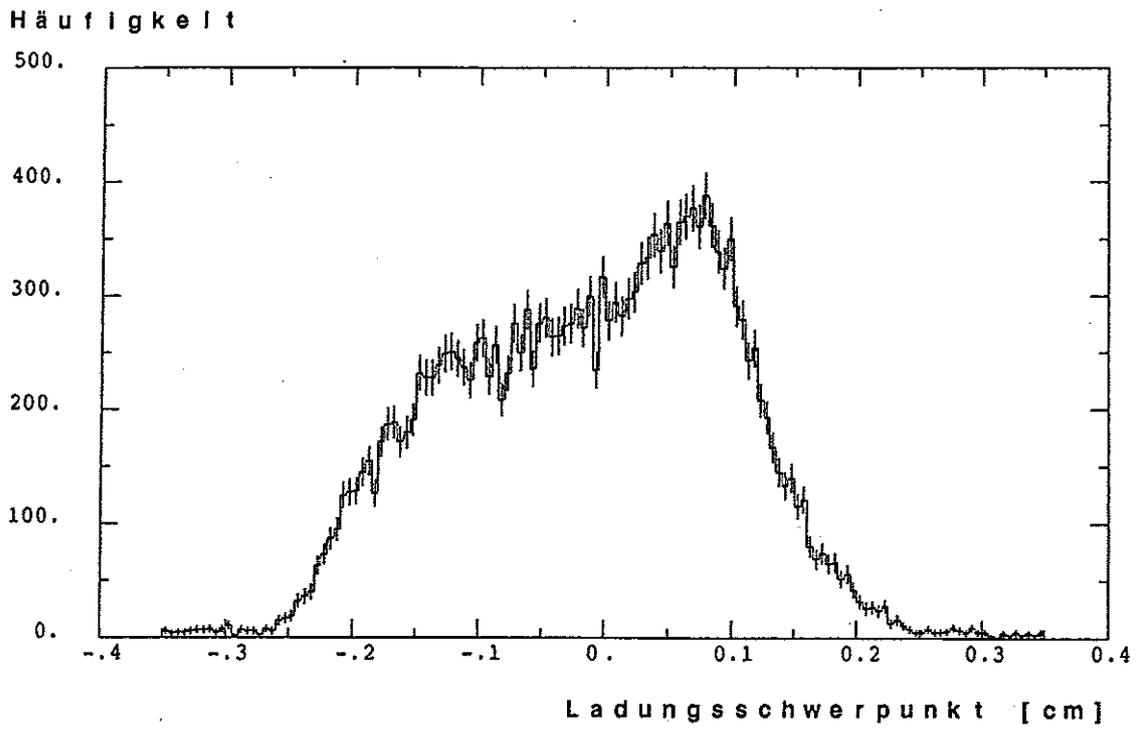
Abb.64 Häufigkeitsverteilung des Ladungsschwerpunktes der induzierten Ladung von 5 parallelen Strips. (100 kOhm Profil, ohne Kathodendeckel, Auslese oben)

Bei der Auslese mit Strips parallel zu den Drähten läßt sich die Länge der Streamerpulse erkennen. Würde sich der Ladungsschwerpunkt der Streamer direkt am Draht befinden, wie dies für Proportionalpulse der Fall ist, so würde man in den Histogrammen einen Peak erhalten, der der Lage des Drahtes entspricht. Die zwei Peaks in den Histogrammen zeigen, daß sich die Streamer vom Draht in Richtung Kathode ausbreiten. In den Abbildungen 65 ist zu erkennen, wie sich mit wachsender Hochspannung zwei Peaks ausbilden. Dies könnte auf eine zunehmende Länge der Streamer hindeuten, oder auf eine bessere Auflösung mit größer werdenden Signalen. Diese Messung wurde mit einer Argon/Isobutan/CO<sub>2</sub> Gasmischung durchgeführt, um die Pulshöhenschwankungen klein zu halten. Bei 4.4 kV haben die beiden Peaks einen Abstand von 2.3 mm. Die zugehörige Korrekturfunktion hat im mittleren Bereich eine Steigung von 0.88 . Der Ladungsschwerpunkt des Streamers liegt bei dieser Anordnung also etwa 1 mm vom Draht entfernt. Die Breite der Peaks läßt darauf schließen, daß die Ortsauflösung besser als 0.5 mm ist.

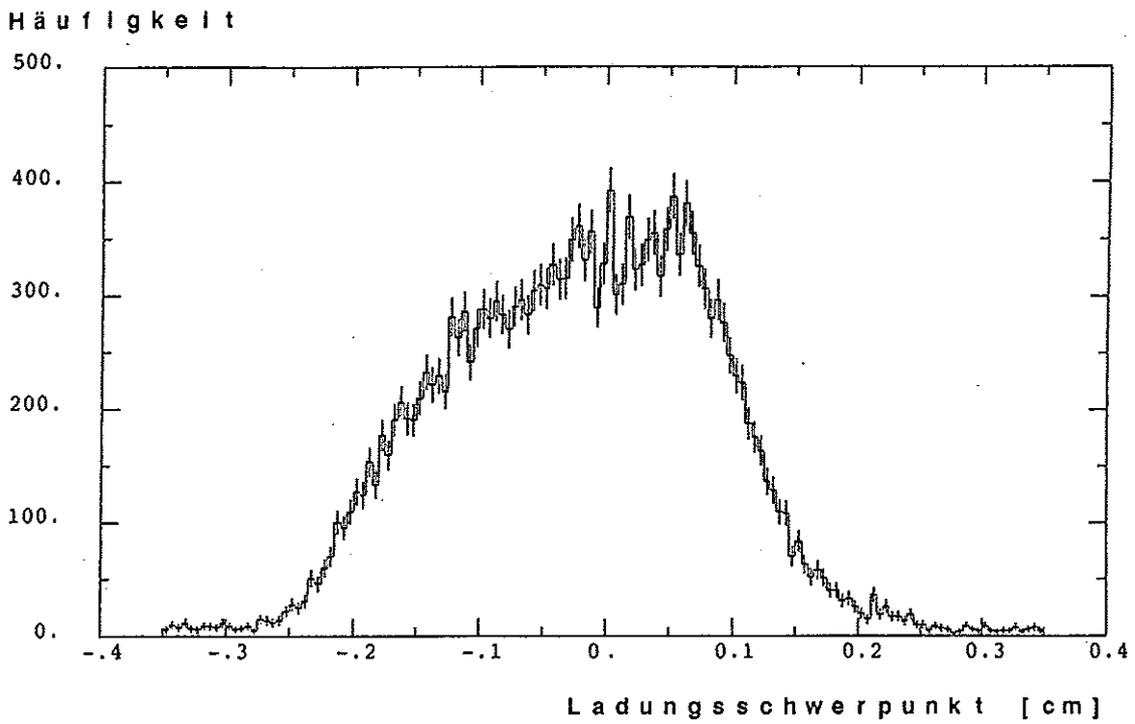
Diese Abschätzung kann die Streamerausdehnung und die Ortsauflösung natürlich nur größenordnungsmäßig beschreiben.

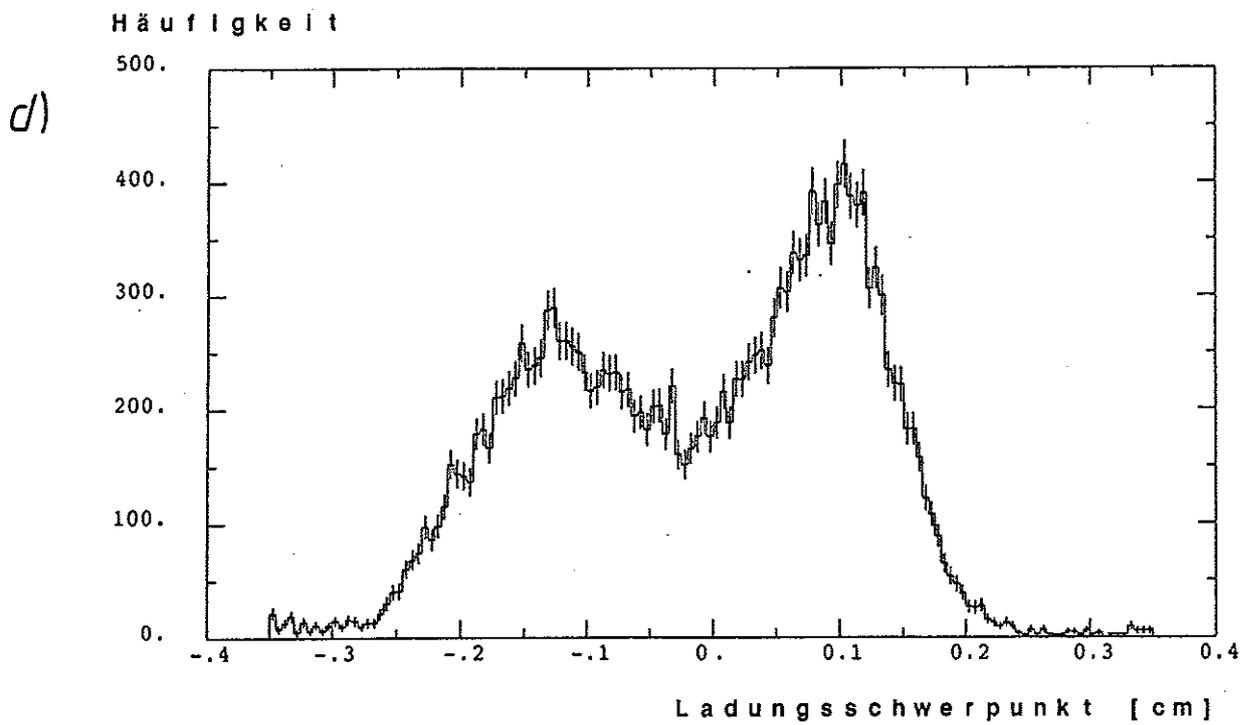
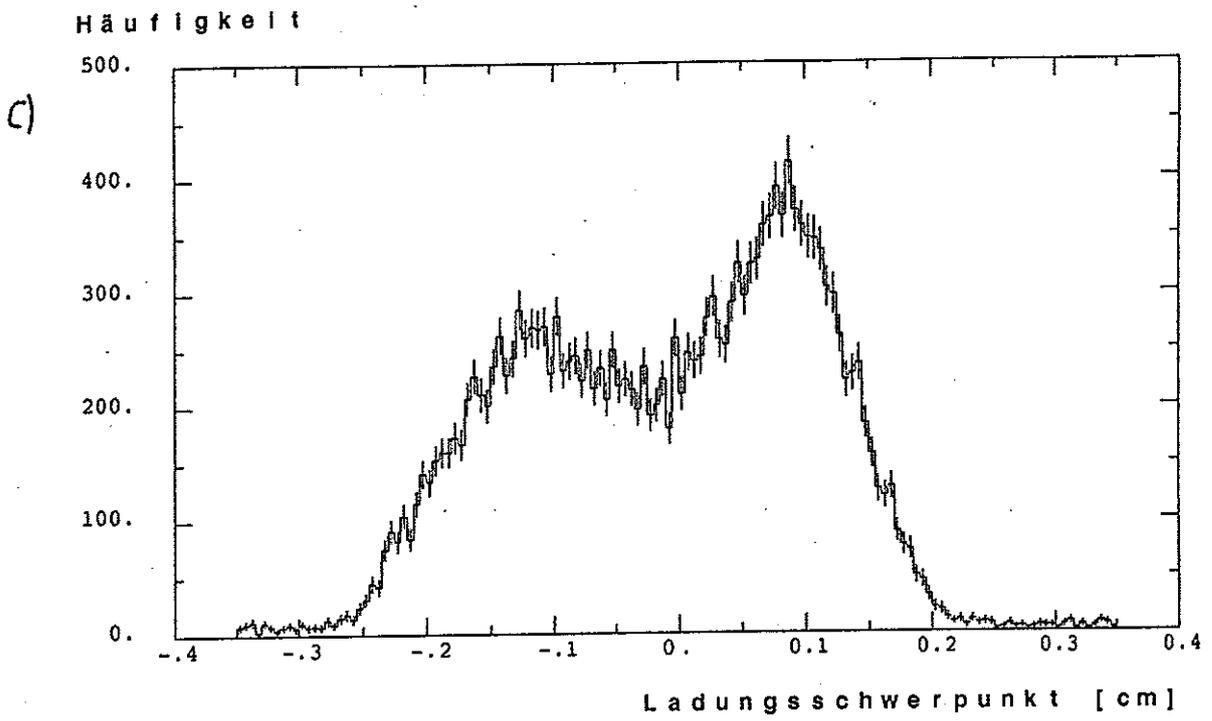
Abb.65 Häufigkeitsverteilung des Ladungsschwerpunktes der induzierten Ladung von 5 parallelen Strips (100 kOhm Profil, ohne Kathodendeckel, Auslese unten) für verschiedene Hochspannungen : 4.15 kV (a), 4.25 kV (b), 4.35 kV (c) und 4.40 kV (d)

a)



b)





*Handwritten notes:*  
 1.500  
 0.5000

#### 4.5 Auswirkung eines anisotropen Flächenwiderstandes

Wie an den Messergebnissen in Kapitel 4.2 zu sehen ist, treten bei den induzierten Ladungsverteilungen Asymmetrien auf. Abb. 66 a) bis c) zeigen drei Ladungsverteilungen die mit parallelen Strips gemessen wurden. Die Strips befanden sich auf der Unterseite einer Kammer mit einem 100 kOhm Profil. Die drei Messungen wurden, direkt aufeinanderfolgend, unter gleichen Bedingungen bei verschiedener Position der Quelle durchgeführt. In Abb. 66 a) wurde Draht Nummer 4 (s. Abb. 66 d)) bestrahlt, in Abb. 66 b) und c) die Drähte 5 und 6. Obwohl sichergestellt war, daß die Quelle jeweils genau auf den Draht gerichtet war, erhält man ganz unterschiedliche Verteilungen. Als Hauptursache für die auftretenden Asymmetrien kommt ein ungleichmäßiger Kathodenwiderstand in Frage. Um diese Vermutung zu bestätigen wurde folgende Messung durchgeführt. Auf einem Kathodendeckel mit dem Flächenwiderstand 1 MOhm wurden zwei kleinere Flächen von jeweils  $10 \times 2 \text{ cm}^2$  mit einem Widerstandslack gestrichen. Die gestrichenen Flächen erhielten dadurch einen Widerstand von  $100 \pm 20 \text{ kOhm}$ . Dann wurden Signaldrähte am Rand der behandelten Flächen und in der Mitte zwischen den Flächen mit einer Quelle bestrahlt und die induzierten Ladungsverteilungen gemessen. Die Abb. 67 a) bis d) zeigen die Positionen der Quelle sowie die Ergebnisse der Messung. Man sieht deutlich, daß bei gleichem Abstand von der Quelle zum Strip, die induzierte Ladung auf den Strips größer ist, die sich über Bereichen mit niedrigem Flächenwiderstand befinden. Eine zum Ort der Streamerbildung symmetrische Ladungsverteilung erhält man nur, wenn der Flächenwiderstand konstant ist, oder zumindest nur symmetrisch zu- oder abnimmt. Damit ist gezeigt, daß starke Anisotropien des Flächenwiderstandes unregelmäßige Ladungsverteilungen hervorrufen.

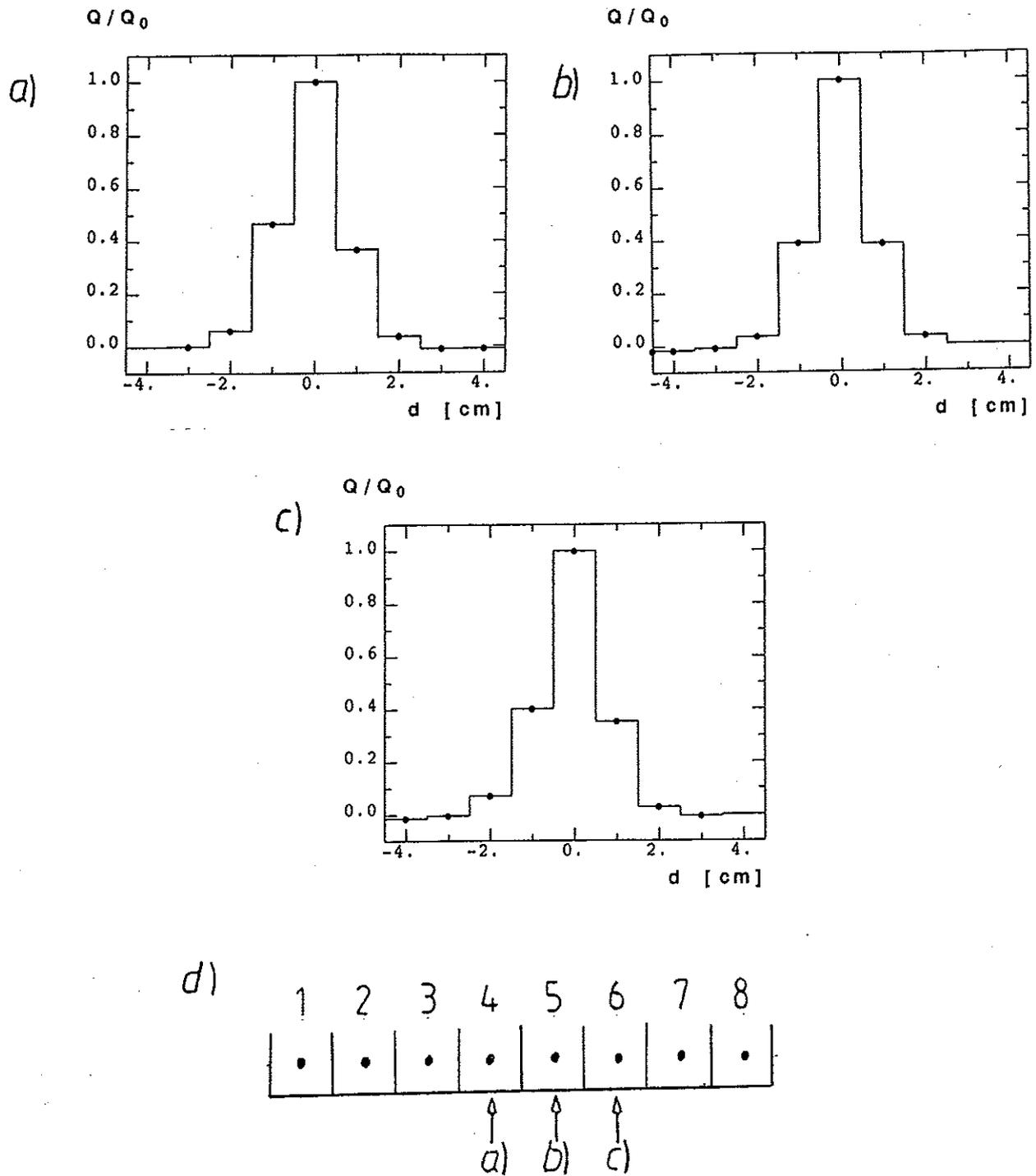
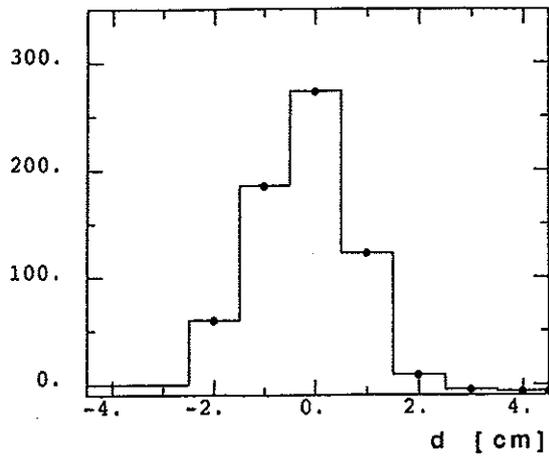


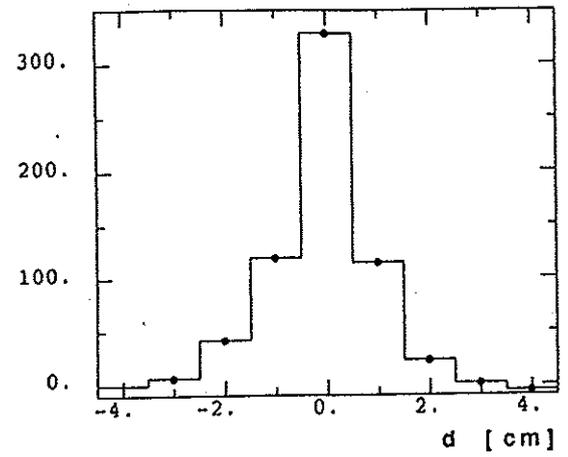
Abb. 66

Induzierte Ladung auf parallelen Strips (100 k $\Omega$  Profil, Auslese auf der Unterseite). Die Messungen unterscheiden sich nur dadurch, welcher Draht von der kollimierten Quelle bestrahlt wurde. In d) sind die Positionen der Quelle skizziert.

Ladung [ADC-Kanälen]



Ladung [ADC-Kanälen]



Ladung [ADC-Kanälen]

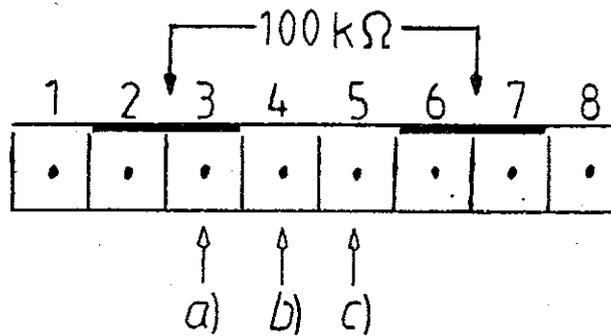
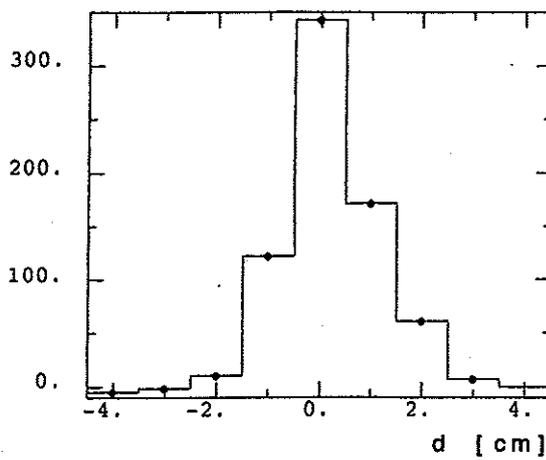


Abb. 67

Induzierte Ladung auf parallelen Strips. Die Messungen unterscheiden durch die Position der kollimierten Quelle. In d) sind die Positionen der Quelle sowie die Bereiche des reduzierten Flächenwiderstandes skizziert.

## 5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften der induktiven Auslese von Streamertubes aus PVC mit graphitierter Kathode untersucht. Es wurde ein Modell entwickelt um die Ladungsverteilung auf Ausleseelektroden zu berechnen. Die Ladungsverteilungen wurden für verschiedene Kathodenwiderstände gemessen und mit dem Modell verglichen. Bei der Auslese mit parallelen Strips ließen sich die Daten durch das Modell gut beschreiben. Die Ladungsverbreiterung durch den endlichen Widerstand ließ sich im Rahmen des Modells durch die Anpassung des effektiven Abstandes von der Ladung zu den Strips beschreiben. Die wichtigsten Daten der Ladungsverteilungen seien hier noch einmal zusammengefaßt. (2)

### parallele Strips (Auslese oben)

R	d	$Q_0/Q_{Str}$	$Q_1/Q_0$	
80 kOhm	2.4	0.13	0.54	
640 kOhm	1.6	0.18	0.29	
1 MOhm	1.7	0.17	0.32	100 kOhm Profil
22 MOhm	1.2	0.20	0.13	
o.Deckel	1.2	0.22	0.13	
o.Deckel	0.9		0.18	1 kOhm Profil

### (Auslese unten)

180 kOhm	2.0	0.12	0.41	
----------	-----	------	------	--

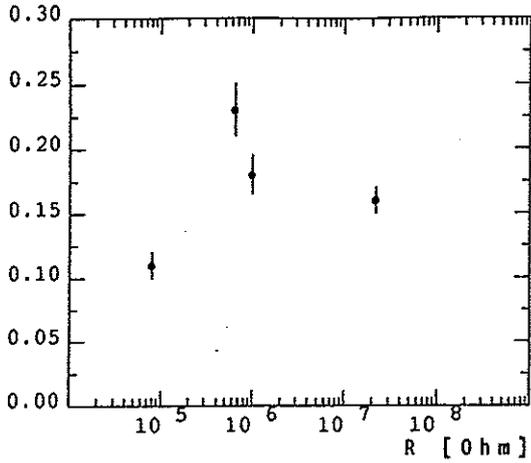
Bei der Auslese mit senkrechten Strips wurde der Einfluß des Kathodenprofils deutlich. Neben der schmaen Verteilung, die durch das Modell beschrieben wird, zeigt sich ein breiter Untergrund. Die gemessenen Daten werden im folgenden zusammengefasst.

senkrechte Strips (Auslese oben)

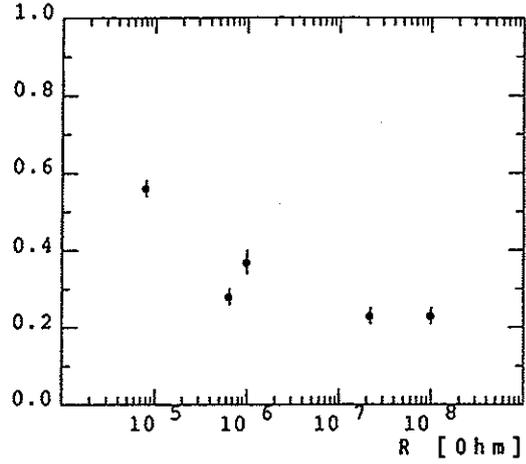
R	d	$Q_0/Q_{Str}$	$Q_1/Q_0$	
80 kOhm		0.11	0.56	
640 kOhm		0.23	0.28	
1 MOhm		0.18	0.37	100 kOhm Profil
22 MOhm		0.16	0.23	
ohne Deckel			0.23	
ohne Deckel			0.15	1 kOhm Profil

Die Meßwerte werden in den folgenden Diagrammen graphisch dargestellt.

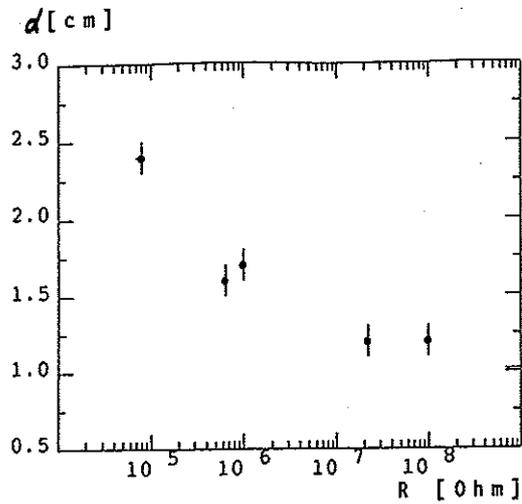
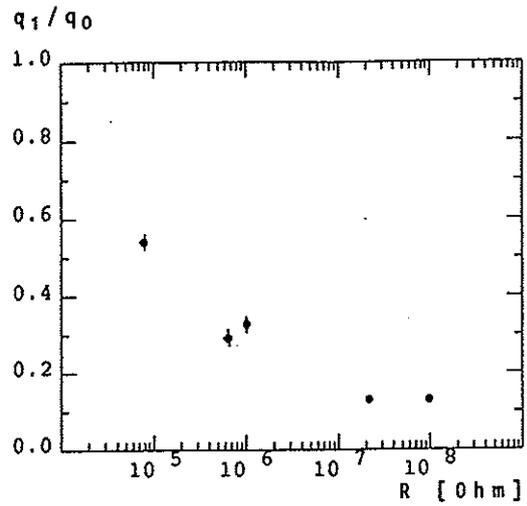
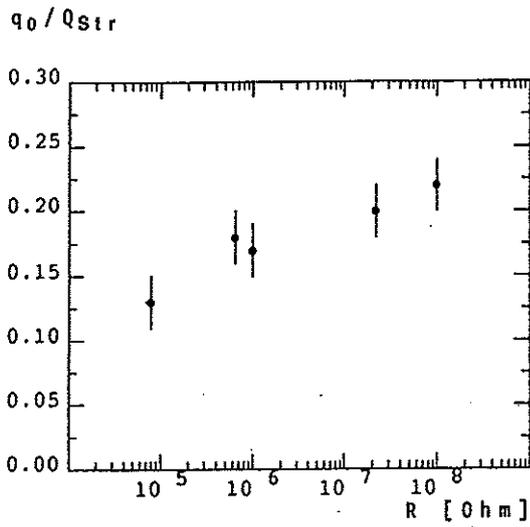
$q_0/q_{Str}$



$q_1/q_0$



*Alig* Anteil der Stripladung an der Drahtladung und Verhältniss der Ladungen auf dem Nachbarstrip zum Strip über dem Pulsdraht für senkrechte Strips in Abhängigkeit vom Kathodenwiderstand. Die Strips liegen auf der Oberseite einer Kammer mit einem 100 kOhm Profil.



AG Anteil der Stripladung an der Drahtladung und Verhältniss der Ladungen auf dem Nachbarstrip zum Strip über dem Pulsdraht für parallele Strips und der effektive Abstand  $d$  von oberer zu unterer Stripebene der im Modell die Breite der Verteilung beschreibt in Abhängigkeit vom Kathodenwiderstand. Die Strips liegen auf der Oberseite einer Kammer mit einem 100 kOhm Profil.

Weiterhin wurde die Entstehung des sogenannten negativen Crosstalks erklärt und die Abhängigkeit des Crosstalksignals von der Auslegung der HV-Versorgung gemessen.

// gut  
(4)

## Literaturverzeichnis

- /1/ Technical Proposal for the H1-Experiment
- /2/ F.Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers  
*(CERN 77-09 3-5-77)*
- /3/ P.Rice Evans, Spark, streamer, proportional and drift chambers
- /4/ G.D.Alekseev et.al.  
Investigation of self-quenching streamer discharge in a wire chamber *NIM, ...*
- /5/ A.Walther, Diplomarbeit Dortmund 1987
- /6/ M.Atac et.al., Self quenching streamers  
NIM 200 (1982) S.345
- /7/ Battistoni et.al., Operation of limited streamer tubes *NIM → Had. 2d. Koll.*  
NIM 164 (1979) S.57
- /8/ G.W. Trichel  
The mechanism of the positive point to plane corona in air at atmospheric pressure  
*Phys. Rev. 55 (B39) S.382*
- /9/ Analog Product Data Book  
Harris Corporation (1986) S.2-50
- /10/ J.Fischer, H.Okuno, A.H.Walenta  
Spatial distribution of the avalanche in proportional counters  
NIM 151(1978) S.451
- /11/ A.Smith, M.J.L.Turner *same line line filed?*  
NIM 192(1982) S.475
- /12/ T.Tomitani  
Analysis of potential distribution in a gaseous counter of rectangular crosssection  
NIM 100(1972) S.179
- /13/ Le Croy  
Datenblatt *if* adc ?
- /14/ Perkins  
Introduction to High Energy Physics  
2nd Edition  
Addison-Wesley Publishing Company

A N H A N G    A

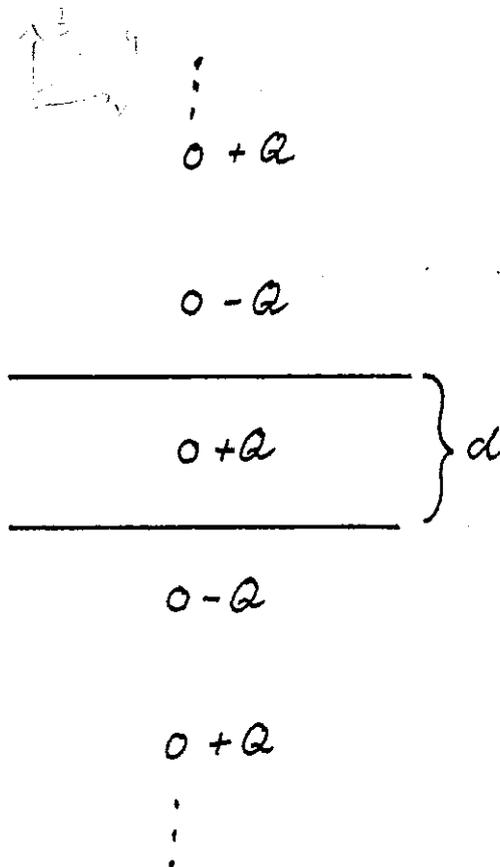
Feld einer Punktladung in der Mitte zwischen zwei  
leitenden Platten

Das Feld lässt sich beschreiben durch das Feld einer unendlichen Folge von Spiegelladungen. Die positiven Ladungen befinden sich bei :

$$z = 0, +2d, +4d, \dots, +2nd$$

die negativen Ladungen bei :

$$z = -d, -3d, \dots, -(2n+1)d$$



$$\text{Potential: } U(\vec{r}) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{|\vec{r}_n|}$$

$$\text{E-Feld : } \vec{E}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} U(\vec{r})$$

$$= -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{-\vec{r}_n}{|\vec{r}_n|^3}$$

$$\begin{aligned} \text{für } x=d/2 \text{ gilt : } E_x(x, y, z=d/2) &= 0 \\ &= E_y(x, y, z=d/2) \\ &= 0 \end{aligned} \quad \begin{array}{l} q=0 \\ \sim 1.26 \end{array}$$

$$\Rightarrow \vec{E}(x, y, z=d/2)$$

$$= E_z(x, y, z=d/2) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n+1)d}{\sqrt{x^2 + y^2 + (2n+1)^2 d^2/4}}^3$$

Ladung auf einem Strip der Breite  $b$ , der in  $x$ -Richtung unendlich lang ist:

$$Q(d, b, Y) = \epsilon_0 \int_{Y-b/2}^{Y+b/2} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_z(x=d/2) dx dy$$

Die Mitte des Strips befindet sich bei  $y=Y$ .

x-Integration:

$$Q(\alpha, b, \gamma) = \frac{Q}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n 2 d_n \int_{\gamma - b/2}^{\gamma + b/2} \frac{2 d y}{y^2 + d_n^2}$$

mit  $d_n = (2n+1) b/2$

y-Integration:

$$\underline{Q(\alpha, b, \gamma) = \frac{Q}{4\pi} \cdot 4 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left[ \arctan \frac{\gamma + b/2}{d_n} - \arctan \frac{\gamma - b/2}{d_n} \right]}$$

# Anhang B

Schaltkreis des invertierenden Verstärkers

