

DESY F15 83-02  
August 1983

Bestimmung der  $dE/dx$ - und Ortsauflösung  
der ARGUS-Driftkammer durch Messung an  
einer Testkammer

Experimentelle Diplomarbeit von  
Wolfgang Beil

**DESY-Bibliothek**

Fachbereich Physik der Universität Hamburg

Hamburg 1983

## INHALTSVERZEICHNIS

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 1.  | Einleitung  | 1  |
| 2.  | Die Driftkammer   | 2  |
| 2.1 | Funktion einer Driftkammer  | 3  |
| 2.2 | Theorie des Ionisationsvorganges  | 8  |
| 2.3 | Teilchenidentifikation durch Messung<br>der spezifischen Ionisation                   | 12 |
| 2.4 | Verhalten elektrischer Ladung im Gas<br>unter Einwirkung eines elektrischen<br>Feldes | 19 |
| 3.  | Die ARGUS-Driftkammer   | 22 |
| 4.  | Aufbau der Testkammer   | 27 |
| 5.  | Aufbau der Driftkammerelektronik  | 31 |
| 6.  | Messung der Driftzeit-Orts-Beziehung  | 36 |
| 7.  | Ortsauflösung   | 39 |
| 8.  | Messung der spezifischen Ionisation   | 50 |
| 9.  | Zusammenfassung   | 51 |
|     | Literaturverzeichnis  | 52 |
|     | Danksagung  |    |

## 1. Einleitung

Für den  $e^+e^-$ -Speicherring DORIS wurde ein neuer universeller magnetischer Detektor namens ARGUS gebaut, der gegen Ende des Jahres 1982 seinen Betrieb aufnahm.

Kernstück dieses Detektors ist eine Driftkammer - 2 m lang und 1,7 m im Durchmesser. Sie dient zur Spurerkennung geladener Teilchen und zur Teilchenidentifikation durch Messung der Ionisation. Um gleichzeitig gute Teilchentrennung und gute Ortsauflösung zu erhalten, trotz des durch den Magneten begrenzten Durchmessers der Kammer, wurde eine neuartige, besonders dichte Drahtanordnung konzipiert. Die Kammer wurde optimiert für die Beobachtung von Ereignis-Topologien und Teilchen-Energien, wie sie im Energiebereich von DORIS auftreten.

Um die Eigenschaften der neuen Kammer zu untersuchen, wurde eine Testkammer gebaut. Es sollten im wesentlichen folgende Fragen beantwortet werden:

- welche Ortsauflösung und welche  $dE/dx$ -Auflösung läßt die neuartige Driftkammer erwarten,
- wie sieht die Driftzeit-Orts-Beziehung aus.

Außerdem sollten die Messungen ergeben, ob Propan als Driftkammergas geeignet ist, welche Hochspannung optimale Eigenschaften ergibt und nicht zuletzt, wie der Verstärkungsfaktor für die Elektronik eingestellt werden muß.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Durchführung der Testmessungen und der Auswertung der Ergebnisse im Hinblick auf die Anwendung bei der ARGUS-Driftkammer.

## 2. Die Driftkammer

### 2.1. Funktion einer Driftkammer

Driftkammern werden eingesetzt, um die Ionisationsspur hochenergetischer geladener Teilchen mit hoher Genauigkeit zu vermessen und die erzeugte Ladung zu bestimmen. Man wählt dazu meist eine zylindersymmetrische Feldkonfiguration, bei der die Feldstärke rund um einen Anodendraht mit  $1/r$  abfällt.

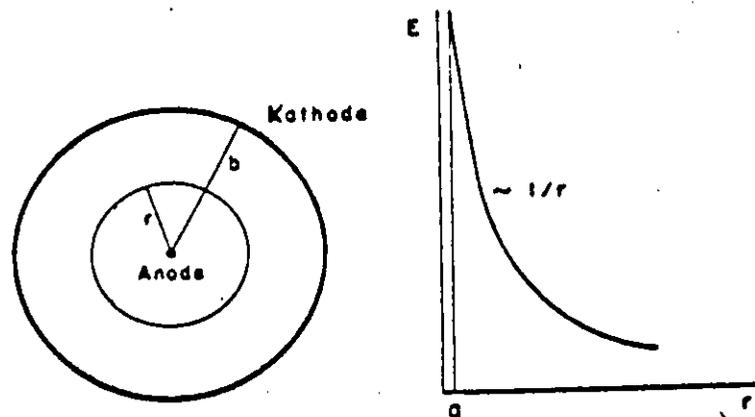


Abb.1 Feldstärke in einer zylindersymmetrischen Driftkammer. Nahe am Draht ist die Feldstärke ausreichend für Gasverstärkung

Durch ionisierende Teilchen erzeugte Elektronen driften zuerst in Richtung Anodendraht und werden dann auf dem letzten Stück durch Gasverstärkung auf meßbare Ladungsmengen verstärkt. Aus der Driftzeit erhält man die Entfernung vom Anodendraht und sofern die Gasverstärkung im Proportionalbereich bleibt, kann man durch Messung der am Draht ankommenden Ladungsmenge auf die primär erzeugte Ladung

schließen. Dadurch ist es möglich, Teilchen auf Grund ihrer Ionisierungsdichte zu identifizieren. Um den Prozess genauer zu untersuchen, möchte ich zunächst auf die Theorie des Ionisationsvorganges eingehen.

## 2.2 Theorie des Ionisationsvorganges

Beim Durchgang durch Materie erleiden geladene Teilchen einen Energieverlust durch inelastische Stöße mit Elektronen aus der Elektronenhülle von Atomen und Molekülen.

Dieser Prozeß findet nur bei geladenen Teilchen auf Grund der elektromagnetischen Wechselwirkung statt. Alle anderen Wechselwirkungen energetischer Teilchen mit Materie, wie z.B. starke oder schwache Wechselwirkung, sind dagegen um mehrere Größenordnungen unwahrscheinlicher und daher für die Teilchenerkennung ungeeignet.

Auf Grund der inelastischen Stöße ergeben sich entlang der Flugstrecke des geladenen Teilchens statistisch verteilt ionisierte Atome bzw. Moleküle und freigesetzte Elektronen. Dies bezeichnet man als primäre Ionisation. Unter den primär erzeugten Elektronen sind auch solche, die durch den Stoß soviel Energie aufgenommen haben, daß sie ihrerseits wieder Atome oder Moleküle ionisieren können. Diesen Effekt nennt man sekundäre Ionisation. In Argon werden z.B. bei Normaldruck durch minimal ionisierende Teilchen pro cm Flugstrecke 29,4 Ionenpaare primär und 94 Ionenpaare insgesamt produziert. ( 1 )

Tabelle 1: Eigenschaften einiger Driftkammerngase bei Normaldruck (1)

| Gas                            | $W_i$ | $dE/dx$<br>[keV/cm] | $n_p$<br>[i.p./cm] | $n_T$<br>[i.p./cm] |
|--------------------------------|-------|---------------------|--------------------|--------------------|
| Ar                             | 26    | 2.44                | 29.4               | 94                 |
| Xe                             | 22    | 6.76                | 44                 | 307                |
| CO <sub>2</sub>                | 33    | 3.01                | 34                 | 91                 |
| CH <sub>4</sub>                | 28    | 1.48                | 16                 | 53                 |
| C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> | 23    | 4.50                | 46                 | 195                |

i.p. = Ionenpaare

Für jedes erzeugte Ion-Elektron-Paar muß - abhängig vom Gas - im Mittel eine bestimmte Energie  $W_i$  aufgewendet werden, die aber i.a. wesentlich größer als die Ionisationsenergie ist. Daraus folgt, daß der Energieverlust des geladenen Teilchens proportional zur erzeugten Ladung ist.

$$\Delta E = W_i \cdot n_T$$

Der Energieverlust geladener Teilchen pro cm Flugstrecke ist durch die Bethe-Bloch-Formel gegeben:

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{2C m_e c^2 Z_1^2}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{4m_e^2 c^4 \beta^4}{(1-\beta^2)^2 I^2(Z)} - 2\beta^2 \right\}$$

$Z_1$  = Ladung des ion. Teilchens

$\beta = v/c$  = Geschwindigkeit des ion. Teilchens

$C = N Z/A r_e^2 = 0,15 Z/A (g^{-1}cm^2)$

$r_e$  = klass. Elektronenradius

$Z$  = Kernladungszahl

$A$  = Atommasse

$N$  = Avogadro Zahl

$I(Z) = 9,1(1+1,9Z^{-2/3}) Z (eV)$  Materialkonstante  
die vom Ionisierungspotential abhängt

Der Energieverlust hängt also nur von der Ladung und der Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens ab und nicht von seiner Masse.

Trägt man den Energieverlust über dem Impuls auf, so ergeben sich doch verschiedene Kurven für verschiedene Teilchen.

Deshalb ist bei bekannter Energie durch Messung der spezifischen Ionisation eine Teilchenidentifikation möglich.

Ein Bereich um das Minimum herum (sogenannte minimal ionisierende Teilchen) ist abhängig von der Genauigkeit, mit der der spezifische Energieverlust gemessen werden kann, ausgeschlossen. Im schraffierten Energiebereich in Abb. 2 ist eine Unterscheidung von Kaonen und Pionen durch Messung der spezifischen Ionisation nicht möglich. Dasselbe gilt für den Bereich hoher Energien, wo der relativistische Anstieg in eine Sättigung, verursacht durch Polarisierungseffekte, übergeht. Bei den für DORIS zu erwartenden Energien ist allerdings nur der Bereich bis etwa 5 GeV/c von Interesse.

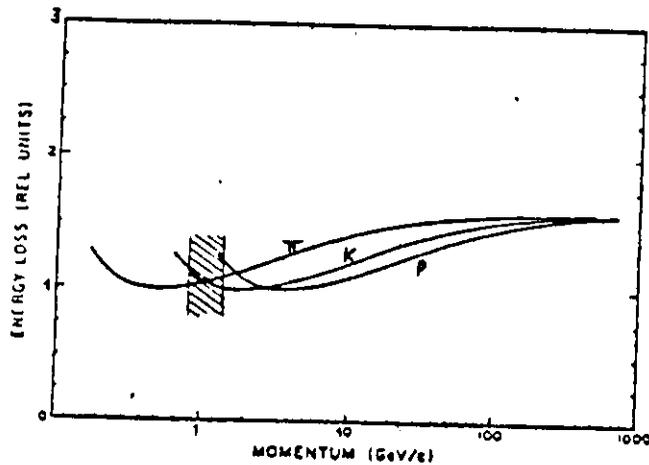


Abb. 2 Energieverlust verschiedener Teilchen in A-CH<sub>4</sub>  
(3)

Die Formel von Bethe-Bloch gibt nur den mittleren Energieverlust gemittelt über lange Flugstrecken wieder. Da sowohl die Ionisationsorte, als auch der Energieübertrag statistisch gestreut sind, erhält man für von vielen Teilchen auf einer definierten Strecke erzeugten Ladung eine breite Verteilung, die näherungsweise zuerst von Landau hergeleitet wurde.

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right)$$

$\lambda$  ist die normalisierte Abweichung von dem wahrscheinlichsten Energieverlust:

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\xi} \quad \text{mit } \xi = K \frac{Z}{A} \frac{S}{B^2} X$$

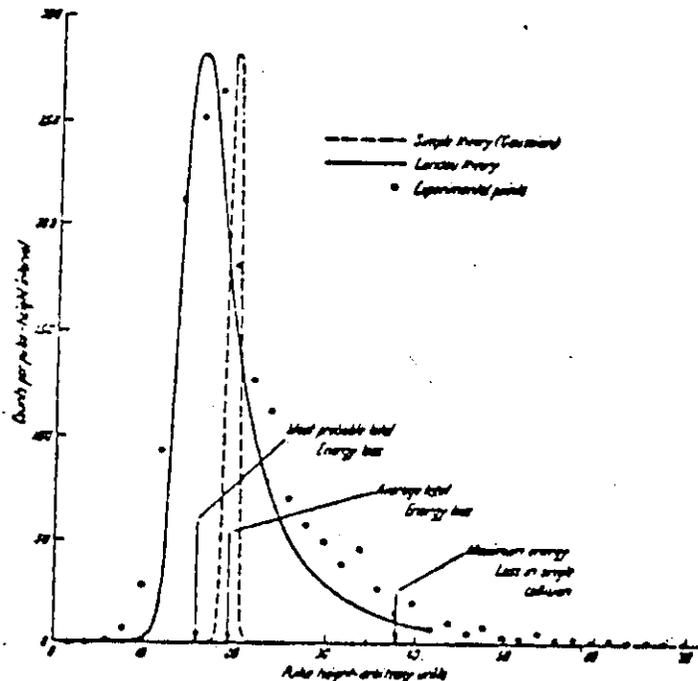


Abb. 3 Vergleich der gemessenen  $\frac{dE}{dx}$  Verteilung mit der Landautheorie und der einfachen Gauß'schen Theorie (1)

Der lange Schwanz der Landauverteilung repräsentiert dicht liegende Ionisationsorte mit großem Energieübertrag (sogenannte  $\delta$ -Elektronen). Wie die Verteilung zeigt, ist die Bestimmung des mittleren Energieverlustes durch eine einzige Messung nicht möglich. Die relative Breite der Landauverteilung in Bezug auf die im Mittel abgegebene Energie ist sehr groß (bei Argon 60 - 65 % FWHM aus ( 2 )). Die relative Breite ist außerdem unabhängig von der mittleren Energieabgabe. Eine lange Meßstrecke mit einer entsprechend großen Menge an erzeugter Ladung liefert kein besseres Ergebnis als eine kurze Meßstrecke. Das ist in der Praxis auch näherungsweise der Fall. Außerdem zeigt

sich, daß die relative Breite auch noch gasabhängig ist. Bei sehr langen Meßstrecken nähert sich der Energieverlust aber der absoluten Teilchenenergie und da diese scharf definiert ist, nimmt die Breite der Landauverteilung ab. Bei sehr kurzer Meßstrecke kann man nicht mehr davon ausgehen, daß die Energie kontinuierlich abgegeben wird. Die diskrete Struktur der Ionisationsorte führt zu einer Poisson-Verteilung an Stelle einer Landau-Verteilung.

### 2.3. Teilchenidentifikation durch Messung der spezifischen Ionisation.

Wie oben ausgeführt, läßt sich die spezifische Ionisation eines Teilchens nicht durch eine einzige Messung bestimmen. Es kommt vielmehr darauf an, an einem Teilchen möglichst viele Messungen durchzuführen. Aus diesen vielen Messungen kann aber nicht durch Bildung des arithmetischen Mittels auf den mittleren Energieverlust geschlossen werden. Man kann zeigen, daß der Mittelwert der Landauverteilung unendlich ist. Man läßt ein ionisierendes Teilchen deshalb mehrere Driftzellen passieren und versucht aus den Meßwerten die Landauverteilung zu rekonstruieren. Dieses Verfahren ist sehr aufwendig und meistens wird die einfachere Methode angewendet, daß man das arithmetische Mittel der kleinsten 40-60 % der Meßwerte bildet. (2) Dadurch läßt man die hohen Ladungswerte verursacht durch  $\sigma$  - Elektronen weg und nutzt nur die Information der ansteigenden Flanke der Verteilung. Die Genauigkeit dieser Methode nimmt natürlich mit der Anzahl der Driftzellen zu.

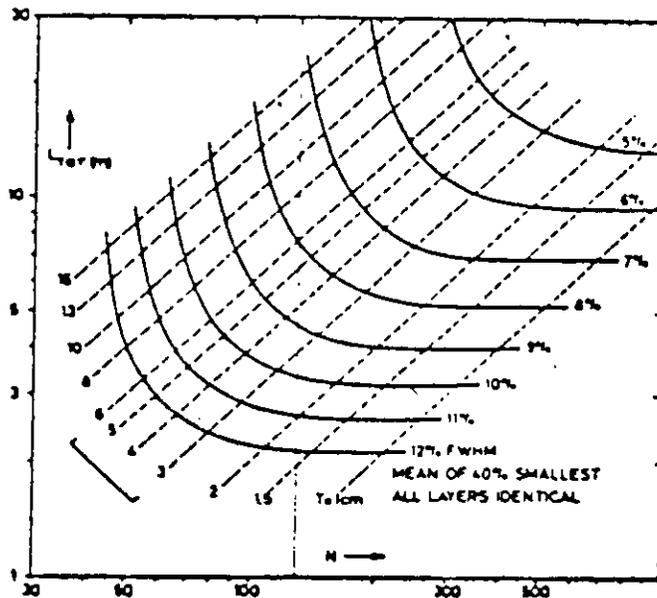


Abb. 4  $\frac{dE}{dx}$  Auflösung in Abhängigkeit von der Anzahl der Driftzellen und der Gesamtlänge der Driftkammer (2)

D. Jeanne et. al. haben versucht durch Monte-Carlo-Rechnungen die Abhängigkeit der Auflösung von der Anzahl der Driftzellen zu bestimmen (2). Sie benutzten dazu die für Argon gemessene Verteilung einer einzelnen Driftzelle als Referenz. Das Ergebnis zeigt Abb. 4 bei einer systematischen Streuung der als unabhängig angenommenen Driftzellen um 10 %. Man erkennt, daß für Driftzellen größer als 10 cm die Auflösung unabhängig von der Driftzellenlänge wird. Das entspricht der Voraussage der Landau-Theorie. Auf der anderen Seite wird die Auflösung unabhängig von der Anzahl der Driftzellen bei gleicher Driftkammergesamtlänge, wenn die Driftzellen kürzer als 2 cm werden. Die Auflösung wird dann durch die Fluktuationen des

Energieverlustes in der Driftkammerzelle bestimmt, die durch eine Poisson-Verteilung gegeben sind. Die Messung der spezifischen Ionisation wird in der Praxis im Übergangsbereich von Landau- und Poisson-Verteilung durchgeführt. Hier ist man zur Ermittlung der erreichbaren Auflösung auf experimentelle Daten oder umfangreiche Monte-Carlo-Rechnungen angewiesen.

A. H. Walenta et. al. haben aus diesen Berechnungen abgeleitet, wie die Auflösung mit wachsender Anzahl der Driftzellen abnimmt. (3)

$$\frac{W_n^{40}}{E_n^{40}} = n^{-0.428} \frac{W_1}{E_{mp}}$$

- $W_n^{40}$  = FWHM von n Zellen
- $E_n^{40}$  = Mittelwert über die kleinsten 40% aus n
- $W_1$  = FWHM einer Zelle
- $E_{mp}$  = wahrscheinlichster Energieverlust einer Zelle

Bei einer Gauß'schen Normalverteilung der Meßwerte würde die Genauigkeit mit  $\sqrt{n}$  zunehmen. In diesem Fall sind die Meßwerte aber nicht normalverteilt und außerdem sind die n Messungen nicht statistisch unabhängig, da die höchsten Meßwerte verworfen werden. Es wurde auch untersucht, welche relative Verbesserung sich in der Auflösung ergibt, wenn man bei gegebener Driftkammergesamtlänge die Anzahl der Driftzellen verdoppelt. Die Untersuchung ergab (3), daß sich bei Propan unter Normaldruck nur noch eine Verbesserung um 10% erreichen läßt, wenn man die Länge der Driftzelle auf 2 cm

festlegt. Für die ARGUS-Driftkammer wurde deshalb 1,8 cm gewählt, bei noch vertretbarem Aufwand für die Verdrahtung der Kammer.

Zuletzt ging es um die Frage, welche Gasfüllung die ARGUS-Driftkammer erhalten soll.

Es wurde gezeigt, (3) daß die spezifische Ionisation verschiedener Gase in erster Näherung nur von einer SkalenvARIABLEN  $K$  abhängt, die durch die Elektronendichte, das Ionisationspotential und den Druck gegeben ist. Daraus kann man ableiten, daß sich Propan unter Normaldruck etwa genauso verhält, wie Argon unter einem Druck von 8 atm. Das Verhältnis der spezifischen Ionisation in der relativistischen Sättigung und im Bereich der minimalen Ionisation beträgt in beiden Fällen 1,3:1. Für Argon unter Normaldruck ist dieses Verhältnis 1,6:1. Auch die  $\frac{dE}{dx}$ -Auflösung entspricht bei Propan etwa der von Argon unter 8 atm. Diese Eigenschaften bestimmen die Möglichkeiten zur Teilchentrennung von  $e/\pi$  und  $\pi/K$ .

In der Praxis hat Argon zwar den Vorteil, daß es leichter zu handhaben ist (nicht feuergefährlich), aber für Propan ist kein Drucktank erforderlich und außerdem ist die Strahlungslänge in Propan wesentlich größer. Das bedeutet, daß die Kleinwinkelstreuung, die für Teilchen unter 1 GeV/c die Impulsauflösung bestimmt, in Propan wesentlich kleiner ist. Deshalb soll die ARGUS-Driftkammer eine Propanfüllung erhalten.

Als nächstes soll noch der Meßprozess mit einer Driftkammer und insbesondere die Ortsmessung beschrieben werden.

#### 2.4 Verhalten elektrischer Ladung im Gas unter Einwirkung eines elektrischen Feldes

Um die beim Durchgang geladener Teilchen durch ein Gas erzeugte Ionisationsspur nachzuweisen, werden die erzeugten Ladungen im elektrischen Feld des Anodendrahtes getrennt. Elektronen würden sonst sehr schnell durch elektronegative Atome eingefangen und die Ionen sich durch Diffusion im Raum verteilen und schließlich mit freien Elektronen rekombinieren. Durch ein elektrisches Feld werden die Elektronen beschleunigt, bis sie, abhängig von der mittleren freien Weglänge, wieder mit Atomen oder Molekülen des Gases zusammenstoßen und einen Teil ihrer Energie abgeben. Bei niedrigem elektrischen Feld wird die aufgenommene Energie nur zur Anregung der Atome ausreichen. Die möglichen Anregungszustände der Atome sind dann maßgeblich für den mittleren Energieverlust durch inelastische Stöße. Daraus läßt sich dann berechnen, mit welcher mittleren Geschwindigkeit die Elektronen durch das Gas driften. Diese Geschwindigkeit wird im allgemeinen von der Stärke des elektrischen Feldes abhängen und ortsabhängig sein. Bei Kenntnis der Driftgeschwindigkeit im gesamten Driftraum kann durch Messung der Driftzeit auf den Abstand der Spur vom Anodendraht geschlossen werden.

Während die Elektronen durch das Gas driften findet auch Diffusion statt. Die Messung der Driftzeit ist dadurch in ihrer Genauigkeit begrenzt. Diffusion nimmt mit Zunahme des elektrischen Feldes ab.

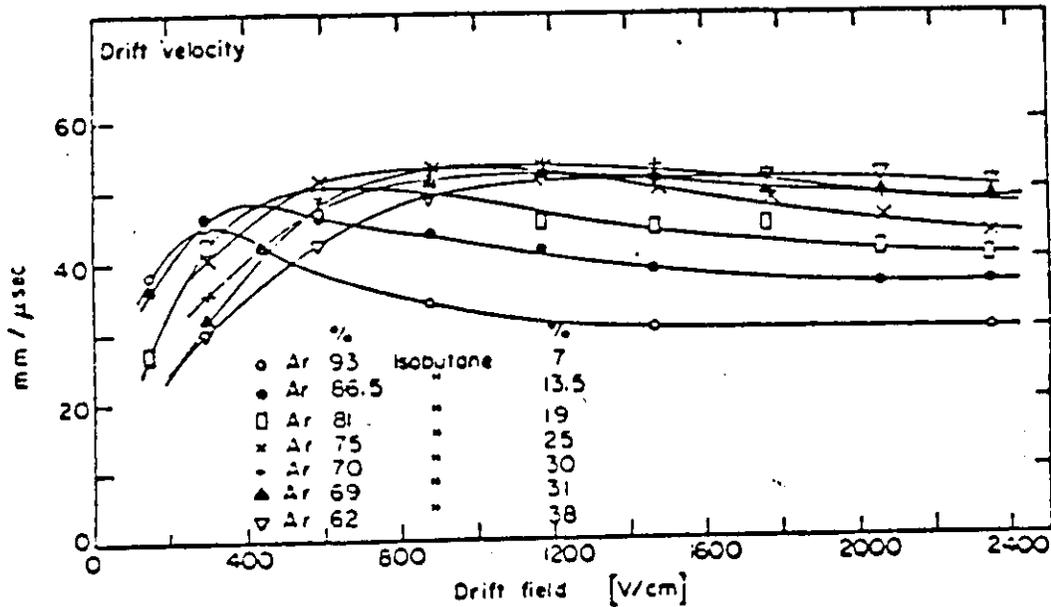


Abb. 5 Elektron-Driftgeschwindigkeit für verschiedene A-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> Gemische (1)

Bei zunehmender Stärke des elektrischen Feldes erhalten immer mehr Elektronen genügend Energie, um ihrerseits weitere Atome zu ionisieren. Dieser Prozess führt zu einem lawinenartigen Wachstum der Elektronenzahl und kann folgendermaßen beschrieben werden:

Befinden sich am Ort  $x$   $n$  Elektronen, so vermehrt sich die Zahl durch ionisierende Stöße nach der Driftstrecke  $dx$  um  $dn$ :

$$dn = n \alpha dx$$

wobei  $\alpha$  erster Townsendkoeffizient genannt wird. Nach der Driftstrecke  $x$  wächst die Zahl der Elektronen von  $n_0$  auf

$$n = n_0 \left( \exp \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right)$$

an.

Eine Lawine kann nur entstehen, wenn die Elektronen zwischen zwei Stößen mehr Energie aufnehmen können, als zum Ionisieren eines Gasatoms nötig ist.

$$\text{also: } eEl = e \frac{E}{p} l_0 \geq V_{\text{ion}}$$

Aus dieser Bedingung folgt, daß  $\alpha$  von  $E$  und  $p$  abhängen muß.  
Die Abhängigkeit ist wie folgt gegeben:

$$\alpha/p = A \exp(-B p/E)$$

wobei  $A$  und  $B$  gasspezifische Konstanten sind, die auch jeweils nur für bestimmte  $E/p$ -Bereiche gelten.

Tabelle 2: Parameter verschiedener Gase zur Berechnung des Townsendkoeffizienten (1)

| Gas             | A<br>[cm <sup>-1</sup> Torr] | B<br>[V cm <sup>-1</sup> Torr] |
|-----------------|------------------------------|--------------------------------|
| He              | 3                            | 34                             |
| Ne              | 4                            | 100                            |
| Ar              | 14                           | 180                            |
| Xe              | 26                           | 350                            |
| CO <sub>2</sub> | 20                           | 466                            |

Die gleichzeitig mit den Elektronen erzeugten Ionen nehmen im elektrischen Feld keine Energie auf und driften in entgegengesetzter Richtung mit Geschwindigkeiten, die etwa 100 mal kleiner sind als die der Elektronen. Diese langsam driftende Ladungswolke bewirkt eine lokale Änderung des elektrischen Feldes, was bei hohen Ladungskonzentrationen zu Polarisierungseffekten führen kann. Das Lawinenwachstum ist dann nicht mehr exponentiell und kann in eine Sättigung übergehen, wenn das elektrische Feld zum weiteren Ionisieren nicht mehr ausreicht.

Daraus ergibt sich folgendes Bild einer Elektronenlawine:

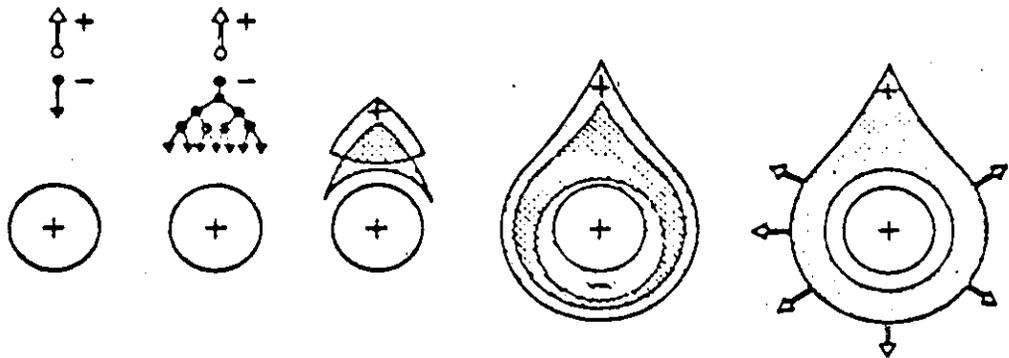


Abb. 6 Entwicklung einer Elektronenlawine (1)  
neg.Ladungen schraffiert  
pos.Ladungen punktiert

An der Spitze der tropfenförmigen Ladungsverteilung befinden sich die Elektronen, die fast bewegungslos hinter der Front zurückbleiben und zum Ende des Tropfens immer weniger werden. Auf Grund des exponentiellen Lawinenwachstums befinden sich die Hälfte aller Ionen in einem Bereich von einer freien Weglänge der Elektronen hinter der Front. Wenn die Anzahl der Elektronen um mehr als den Faktor  $10^6$  gestiegen ist, kommen weitere Ionisierungsprozesse hinzu,

die schließlich zu einem Funkenüberschlag führen. Wird die Elektronenvervielfachung auf Werte kleiner als  $10^6$  beschränkt, so ist die durch die Lawine erzeugte Ladung proportional zur Anzahl der primär vorhandenen Elektronen. Man nennt diesen Bereich der Gasverstärkung den Proportionalbereich.

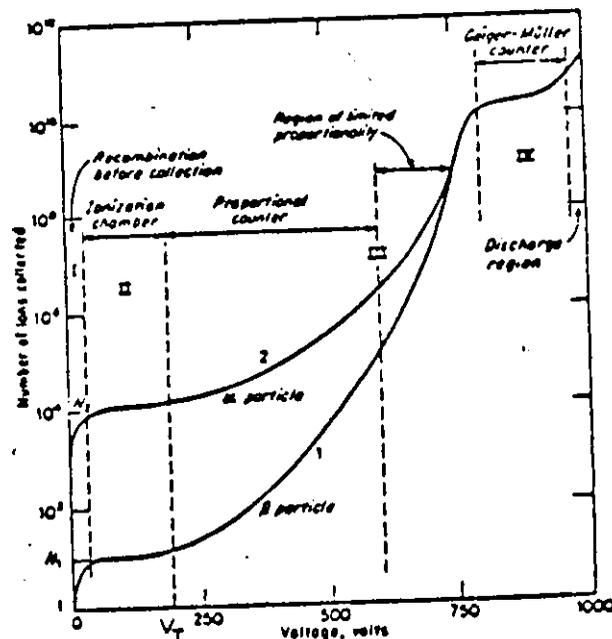


Abb. 7 gemessene Ladung in Abhängigkeit von der Anodenspannung. Gasverstärkung setzt bei  $V_T$  ein (1)

Dieser Bereich ist deshalb interessant für eine Driftkammer, weil er gestattet, von der am Anodendraht ankommenden Ladung auf die primär erzeugte Ladung und damit die spezifische Ionisation zu schließen. Die am Draht ankommende Ladung wird gemessen, indem der Anodendraht über einen großen Widerstand mit der Hochspannungsquelle verbunden wird. Potentialänderungen am Draht sind dann als Spannungen am Widerstand meßbar. Wegen des Widerstandes kann die Ladung auf dem Draht für kurze Zeit als konstant angesehen werden. Die Energie des elektrischen Feldes wird für kurze Zeit als konstant angesehen werden. Die Energie des elektrischen Feldes wird für kurze Zeit als konstant angesehen werden.

schen Feldes ist dann proportional zum Potential auf dem Draht. Die von dem Feld an den driftenden Elektronen bzw. Ionen geleistete Arbeit läßt sich so als Potentialänderung am Draht beobachten. Die Ionen liefern wegen der längeren Driftstrecke den wesentlichen Beitrag (99 %, aus (1)).

Der Anstieg des Signals wird bestimmt durch die Elektronenlawine. Das starke elektrische Feld, in dem sich die Lawine befindet und die große Driftgeschwindigkeit der Elektronen gegenüber den Ionen bedingen, daß dem elektrischen Feld sehr schnell Energie entzogen wird. Die Energie wird verbraucht bei der Ionisierung der Atome bzw. Moleküle. Deshalb ist die Potentialänderung am Anfang besonders groß. Nach einiger Zeit überwiegt dann die Aufladung über den Widerstand.

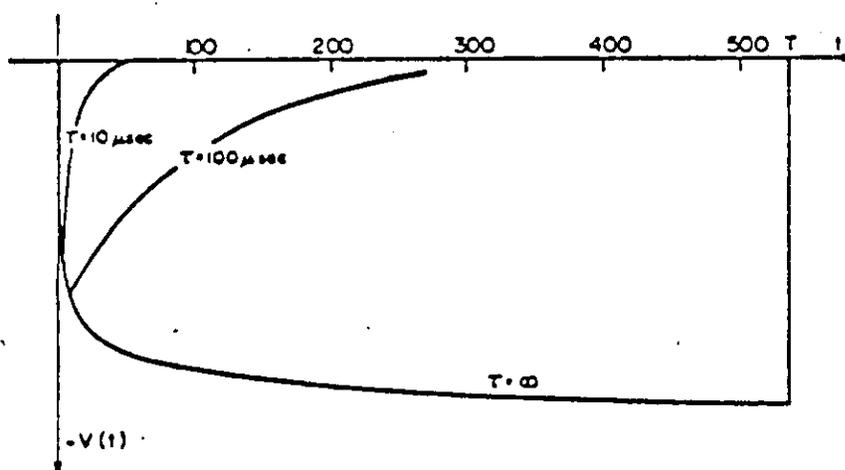


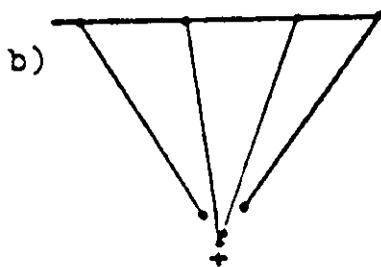
Abb. 8 Signalform für verschiedene Zeitkonstanten, die sich aus der Größe des Anodenwiderstandes ergeben. T ist die Driftzeit für Ionen von der Anode zur Kathode

Die Steilheit des Anstiegs wird wesentlich bestimmt durch den Abstand der Ionisationsspur vom Draht. Bei großem Abstand kommen die driftenden Elektronen fast gleichzeitig an und bilden gemeinsam eine Lawine. Bei kleinem Abstand sind die Driftwege für Elektronen aus verschiedenen Teilen der Spur sehr unterschiedlich, so daß es nicht zu einer gemeinsamen Lawine kommt. Der Anstieg der Flanke ist dann entsprechend flach und die Driftzeitmessung ungenau. Die statistische Verteilung der primären Ionisationsorte vergrößert die Unsicherheit im letzten Fall zusätzlich.

Abb. 9 Driftwege aus verschiedenen Teilen der Ionisationsspur



a) Spur läuft nahe am Draht vorbei; driftende Ladungen haben sehr unterschiedliche Wege.



b) Spur läuft in größerem Abstand am Draht vorbei; driftende Ladungen kommen fast gleichzeitig an.

Die Fläche unter der Kurve ist ein Maß für die insgesamt aufgenommene Ladung

$$\int v(t) dt = Q \cdot R$$

Die ansteigende Flanke definiert die Driftzeit.

An die Vorverstärker wird deshalb die Anforderung gestellt, daß sie sowohl die Flanke, als auch die Fläche unter der Kurve möglichst gut wiedergeben.

### 3. Die ARGUS-Driftkammer

Die Driftkammer ist das Kernstück des neuen ARGUS-Detektors und hat eine zylindrische Form mit 2 m Länge und 1,7 m Durchmesser. Das Strahlrohr verläuft durch die Kammer entlang der Zylinderachse und rundherum sind in konzentrischen Kreisen 36 Lagen mit fast identischen Driftzellen aufgebaut.

Jede Driftzelle hat einen nahezu quadratischen Querschnitt. Einen Ausschnitt aus einem Schnitt durch die Kammer zeigt Abb. 10.

Die Abbildung zeigt, daß sich von innen nach außen jeweils eine Lage von Potentialdrähten mit einer Lage abwechselt, die nebeneinander Potentialdraht und Signaldraht enthält. In den entsprechenden Lagen sind die tangentialen Abstände der Drähte von der innersten Lage bis zur äußersten Lage gleich. Das bedingt, daß die Anordnung der Potentialdrähte um einen Signaldraht herum bei verschiedenen Signaldrähten leicht variiert. Es konnte gezeigt werden, daß der Einfluß auf die Feldkonfiguration gering ist. Die eben beschriebene Anordnung hat den Vorteil, daß in der gesamten Kammer kein toter Raum entsteht, wo ein Teilchendurchgang nicht registriert werden könnte.

Die Wahl nur gleichartige Driftzellen zu verwenden, hat den Vorteil, daß die Auswertung vereinfacht wird: weniger Korrekturen, leichtere Mustererkennung und gleichmäßig gute Ortsauflösung. Außerdem kann auf "Multi-Hit"-Elektronik verzichtet werden, deren extrem kurze Torzeit notwendig für die Spurentrennung die  $\frac{dE}{dx}$ -Auflösung verschlechtern würde.

Um mit der Driftkammer auch eine Koordinaten-Messung in Richtung der Zylinderachse vornehmen zu können, sind die Hälfte aller Driftzellen nicht parallel zur Zylinderachse angeordnet, sondern bilden,

bei gleicher radialer Entfernung der Anfangs- und Endpunkte von der Achse einen kleinen Winkel mit ihr. Die Driftzellen sind lagenweise gleich orientiert. Die Orientierung der Lagen von innen nach außen hat die Reihenfolge: parallel, rechts, parallel, links, parallel, usw. Eine Lage nicht parallel orientierter Driftzellen bildet dann keinen Zylinder mehr, sondern ein Hyperboloid (s. Abb. 11). Das bedeutet, daß der Abstand der Lage von der Zylinderachse der Driftkammer nicht konstant ist, sondern in der Mitte ein Minimum hat. Die radiale Abweichung des Signaldrahtes von der Position im Zentrum der Driftzelle sollte 1 mm nicht überschreiten. Das wurde dadurch erreicht, daß der Winkel der nicht parallel orientierten Drähte zur Zylinderachse von 40 mrad in der innersten Lage bis 80 mrad in der äußersten Lage variiert. Die Lagen der Potentialdrähte haben eine halb so große Abweichung in radialer Richtung, wie die benachbarten Signaldrähte.

Die Abweichungen der Gasverstärkung bleiben dadurch kleiner als 10%, so daß sie rechnerisch korrigiert werden können. Die Driftkammer hat 5940 Signaldrähte aus Wolfram mit einem Durchmesser von  $30\mu$  und 24588 Potentialdrähte aus Cu-Be mit  $75\mu$  Durchmesser.

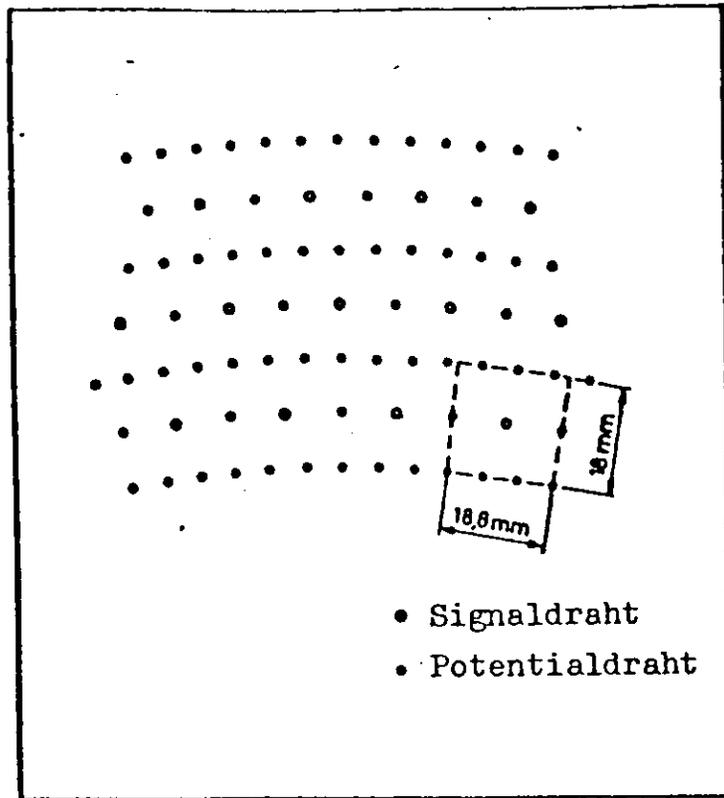


Abb. 10 Drahtanordnung in der ARGUS-Driftkammer

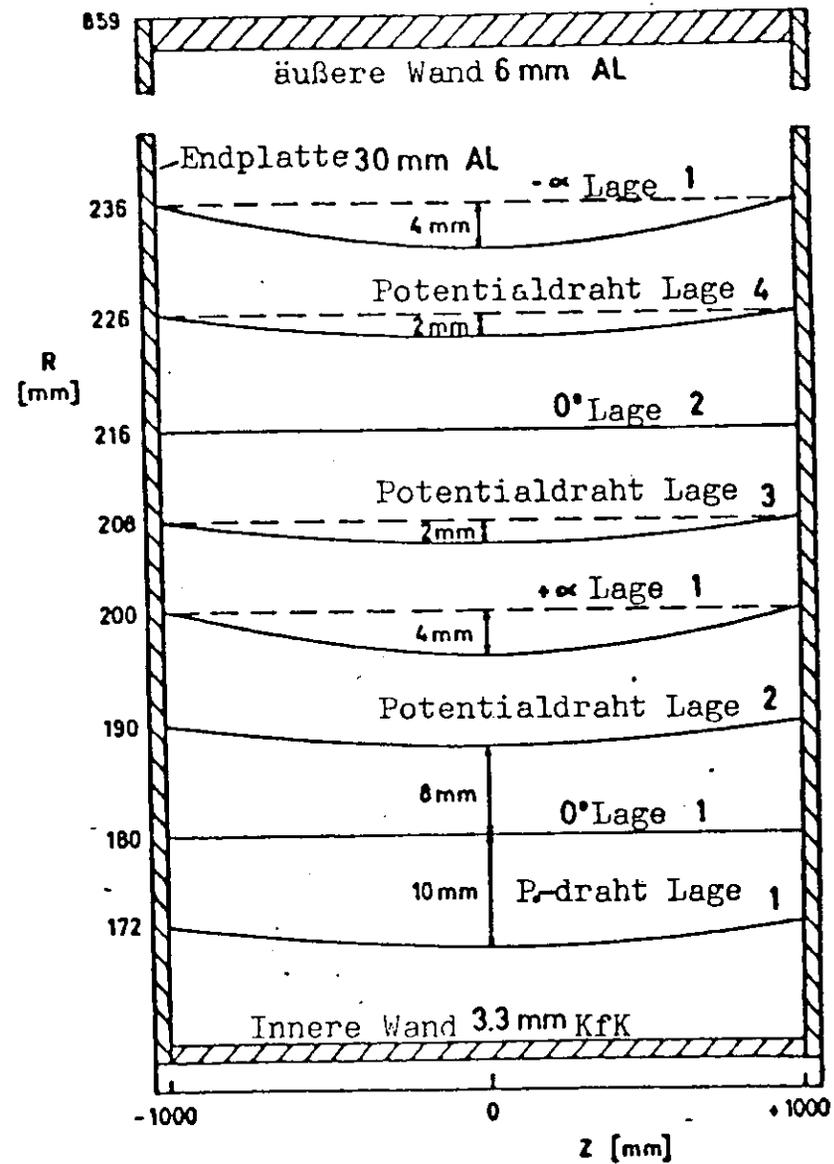
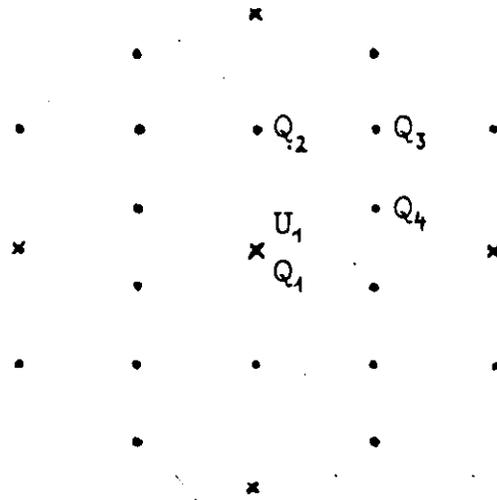


Abb. 11 Längsschnitt durch die ARGUS-Driftkammer.  
nicht parallel orientierte Lagen bilden  
Hyperboloide (nicht maßstabgerecht)

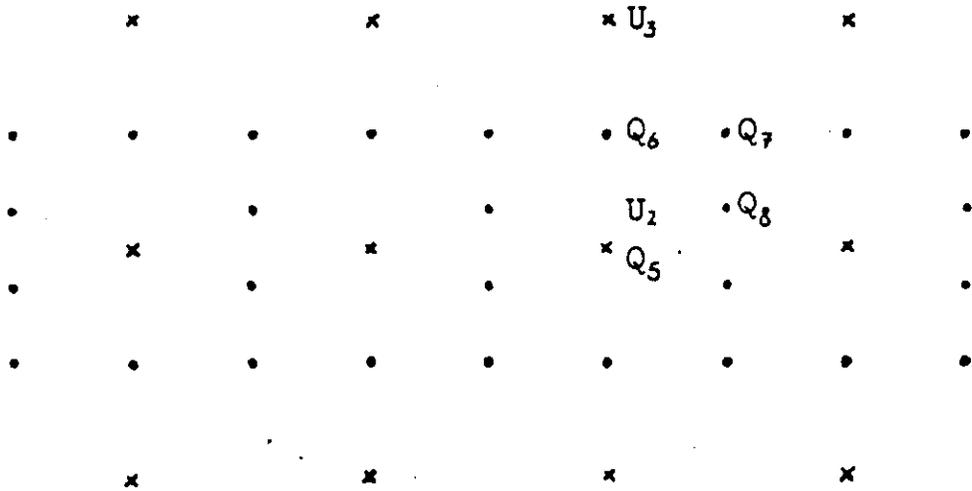
#### 4. Aufbau der Testkammer

In der ARGUS-Driftkammer stehen für die  $dE/dx$ -Messung in radialer Richtung 36 Lagen mit Driftzellen zur Verfügung. Um die erreichbare  $dE/dx$ -Auflösung zu bestimmen, wurde eine Testkammer gebaut mit 36 identischen Driftzellen in einer Ebene. Die Konfiguration der Drähte wurde ähnlich gewählt wie die der ARGUS-Driftkammer. Abb. 12 zeigt einen Ausschnitt aus der Drahtanordnung. Oberhalb und unterhalb der Driftzellen wurden zusätzlich Spannung führende Drähte eingespannt, um die Form des elektrischen Feldes innerhalb der Driftzelle symmetrisch zu machen. Diese Drähte werden unabhängig von den Signaldrähten mit Spannung versorgt. Um das optimale Spannungsverhältnis zu erhalten wurden die Ladungen auf den Drähten berechnet. Sie sind in Abb. 12 ebenfalls eingezeichnet für eine Spannung am Signaldraht von 2996 V und ein Spannungsverhältnis von 2.158:1. Zum Vergleich ist daselbe für ein Driftzelle der ARGUS-Driftkammer berechnet worden bei einer Spannung von 3000 V. Abb. 13 zeigt für beide Fälle die berechneten elektrischen Feldlinien. Das Spannungsverhältnis wurde so gewählt, daß die Ladungen auf den innen gelegenen Potentialdrähten übereinstimmen. Der Feldlinienverlauf ist dann vergleichbar. Die 36 Driftzellen wurden in eine Kammer mit quadratischer Grundfläche eingebaut. Auf diese Weise ist es möglich, den Winkel zwischen Signaldraht und Teilchenspur in einem großen Bereich zu variieren. An zwei Seiten, an denen die durchfliegenden Teilchen des Teststrahls die Kammerwand passieren sollen, wurden mehrere Fenster aus Aluminium- und Kapton-Folie installiert. Abb. 14 zeigt den Aufbau der Testkammer von oben gesehen. Auf der Oberseite der Kammer sind nicht ganz durchgehende Löcher mit 1 mm Durchmesser gebohrt, so daß jede Driftzelle mit der  $\gamma$ -Strahlung einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle beleuchtet werden kann.



$U_1 = 3000V$        $Q_1 = 22.675nC/m$   
 $Q_2 = -6.188nC/m$     $Q_3 = -4.918nC/m$     $Q_4 = -5.785nC/m$

Ausschnitt aus der ARGUS Driftkammer



$U_2 = 2996.2V$     $U_3 = 1388.5V$   
 $Q_5 = 22.675nC/m$     $Q_6 = -6.197nC/m$   
 $Q_7 = -5.353nC/m$     $Q_8 = -5.785nC/m$

× 30μm  
 • 75μm

Ausschnitt aus der Testkammer

Abb. 12 Drahtkonfiguration der Testkammer.  
Spannungen und Linienladungsdichten  
eingezeichnet

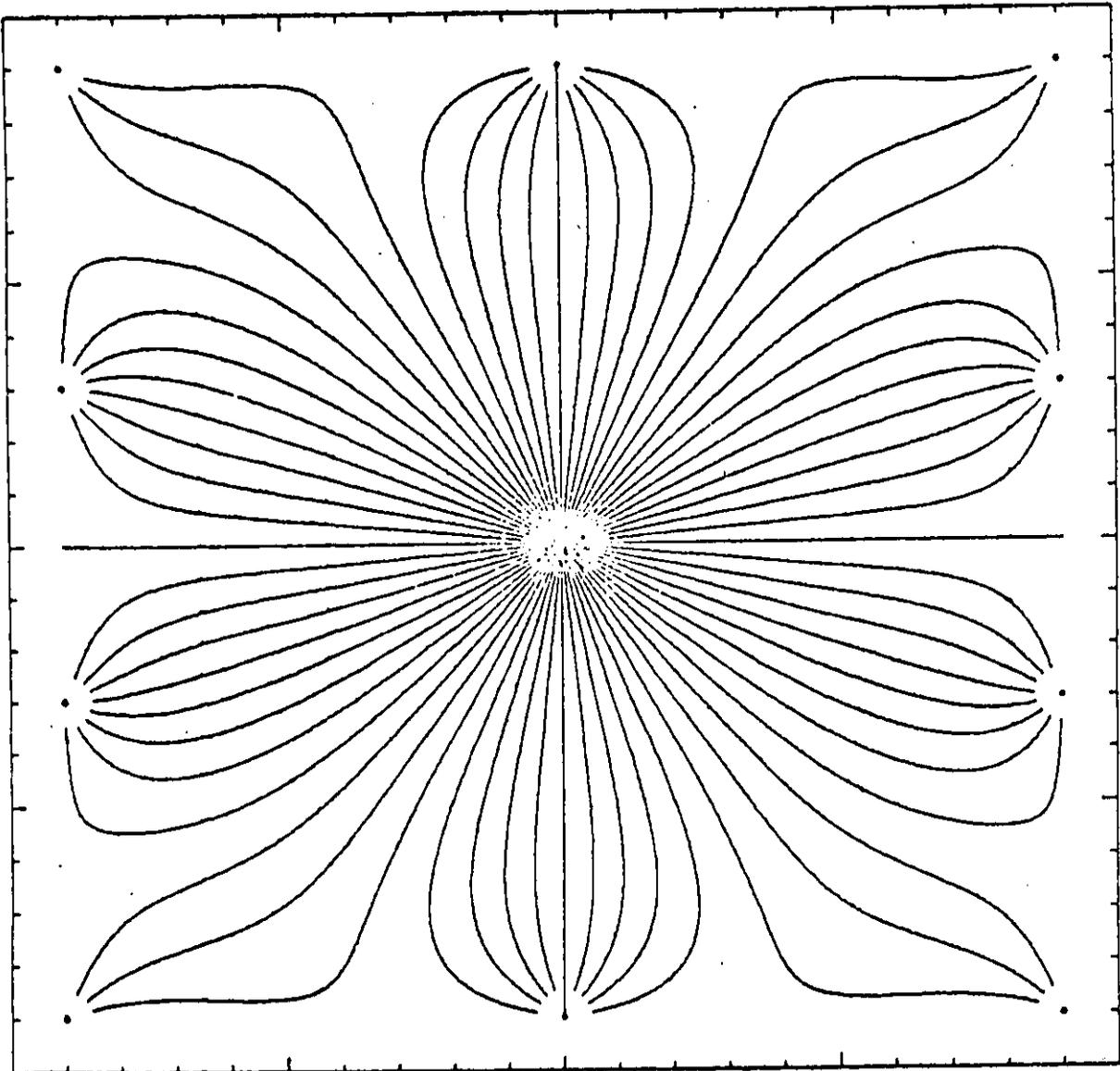


Abb. 13 elektrische Feldlinien in einer Driftzelle der Testkammer

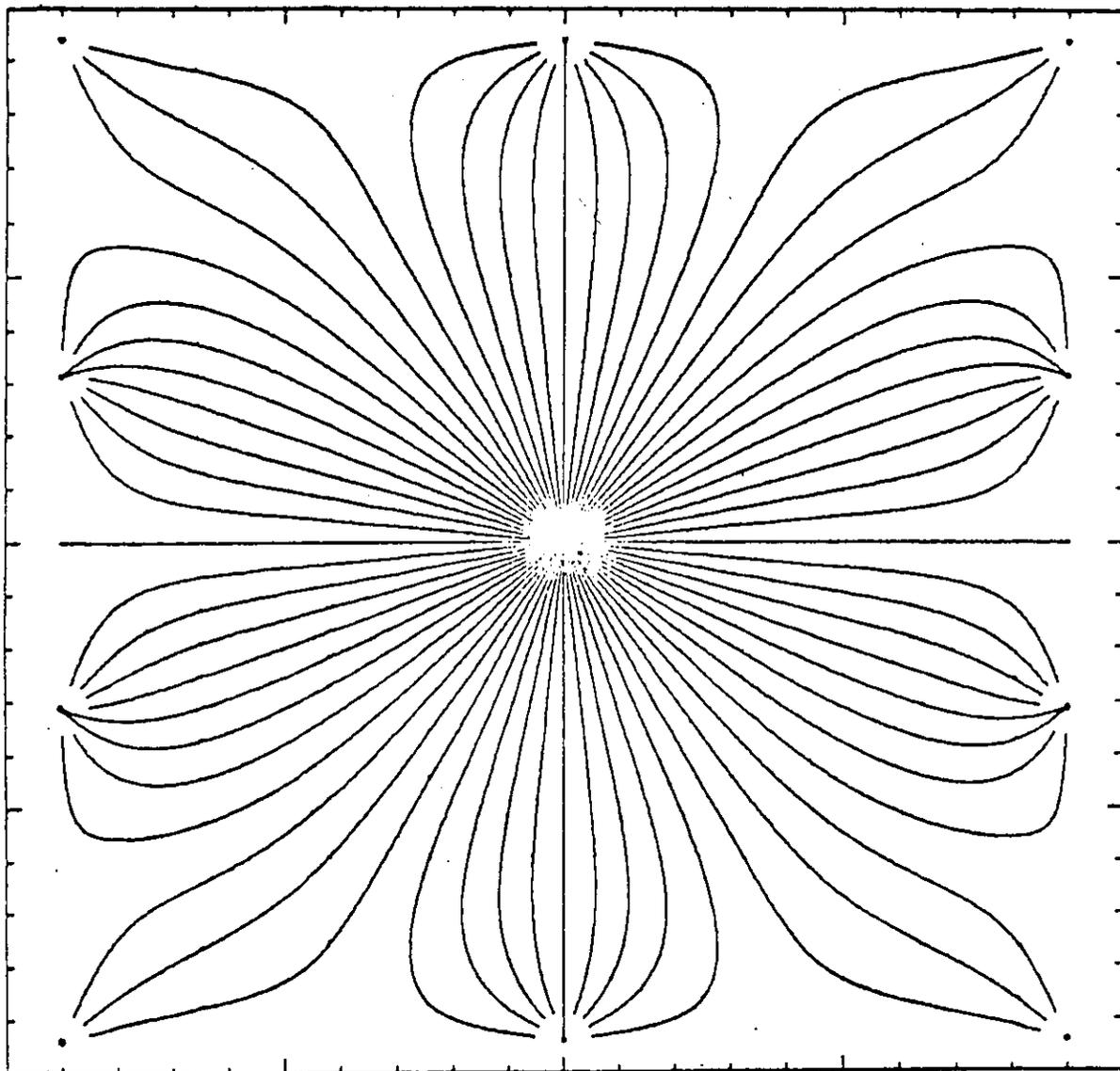
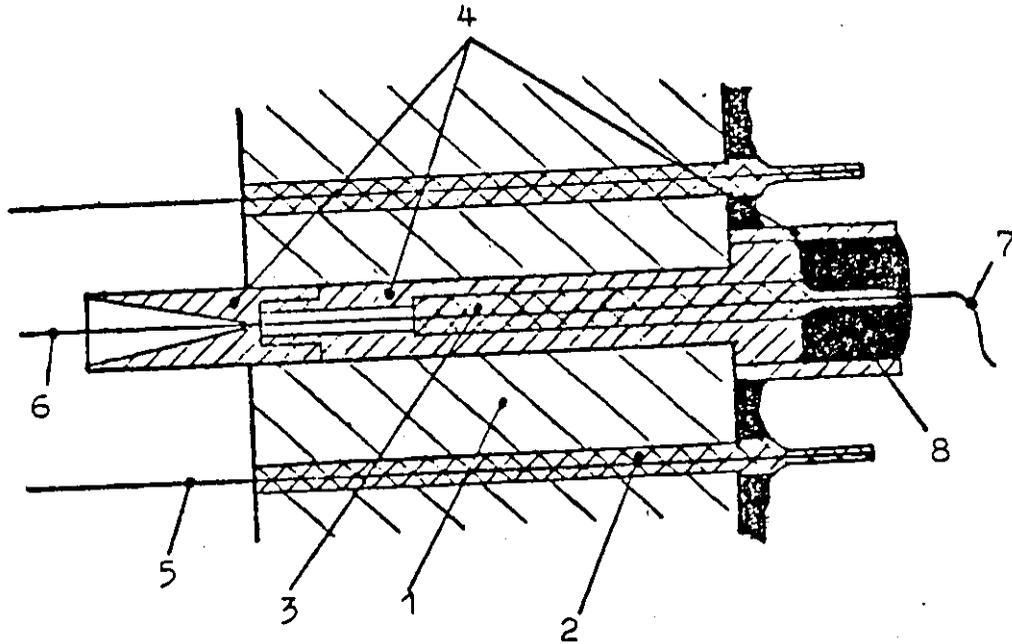


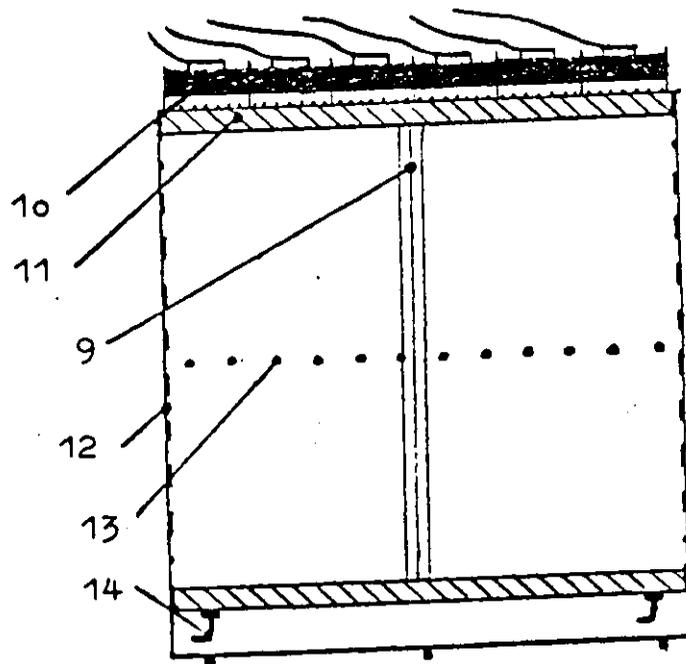
Abb. 13 elektrische Feldlinien in einer Driftzelle der ARGUS-Driftkammer

- |                                    |                      |
|------------------------------------|----------------------|
| 1 = Aluminiumgehäuse               | 5 = Potentialdraht   |
| 2 = Kupferhalterung Potentialdraht | 6 = Signaldraht      |
| 3 = Goldhalterung Signaldraht      | 7 = Signalkabel      |
| 4 = dreiteilige Führungshülse      | 8 = Araldit-Dichtung |



Befestigung der Drähte ( M 2:1 )

- |                       |                    |
|-----------------------|--------------------|
| 9 = Drähte            | 12 = Strahlfenster |
| 10 = Vorverstärker    | 13 = Fe55 Löcher   |
| 11 = Aluminiumgehäuse | 14 = Gasanschluß   |



M 10:1

Abb. 14  
Aufbau der  
Testkammer

## 5. Aufbau einer Driftkammerelektronik

Für den Testaufbau wurde die gleiche Elektronik verwendet, die im ARGUS-Experiment eingesetzt wird. Die Vorverstärker befinden sich direkt auf der Driftkammer. Jeweils 6 Vorverstärker sind auf einer Platine zusammengefaßt und können gemeinsam mit einem Testpuls angesteuert werden. Die Konzeption der Vorverstärker stellt einen guten Kompromiß dar, um einerseits die Gesamtladung möglichst proportional zu verstärken und andererseits die steile Anstiegsflanke, die für die Zeitmessung wichtig ist, unverfälscht wiederzugeben. Durch eine besondere Bootstrap-Schaltungstechnik wurde beides optimal verwirklicht: die Anstiegszeit beträgt 7 nsec., die Linearität ist besser als 1% und die Verstärkung ist 20. Der Vorverstärker benötigt keine eigene Spannungsversorgung, sondern wird über das Signalkabel von den Hauptverstärkern versorgt. In den Hauptverstärkern, die in Gruppen von 24 zusammengefaßt sind, trennen sich die Signalwege für die Zeit- und die Ladungsmessung. Im zweiten Weg wird das Analogsignal durch eine Verzögerungsleitung um 270 nsec. verzögert. Diese Zeit kann genutzt werden, um eine Vorauswahl der Ereignisse durch einen schnellen Trigger durchzuführen. An den Hauptverstärkern befinden sich je 24 Ausgänge für den Anschluß von Analog-Digital-Wandlern (ADC) für die Ladungsmessung und Zeit-Digital-Wandlern (TDC) für die Driftzeitmessung. In Abb. 15 ist der Signalweg für einen einzelnen Kanal dargestellt. Ein Signal an den TDC-Ausgängen erscheint nur, wenn der Strom am Eingang des Vorverstärkers  $0,5 \mu\text{A}$  überschreitet. Das entspricht einer Schwellenspannung  $V_{\text{TH}} = 6\text{V}$ . Den Anschluß der ADC's und TDC's und die Schaltungen des Triggers zeigt Abb. 16. Die Ladung wird von allen 36 Drähten gemessen; die Driftzeit nur von 24. Durch das Koinzidenz-Signal von zwei Szintillatoren vor und hinter der Kammer wird das ADC-Gate gestartet. Es dient

gleichzeitig als Referenz für die Driftzeitmessung. Daten werden nur genommen, wenn gleichzeitig 4 ausgewählte Drähte am Anfang und am Ende der Kammer angesprochen haben. Die ADC's können bis zu 500 pC messen mit einer Auflösung von 1 pc /Kanal. Die TDC's können bis zu 8  $\mu$ sec. messen mit einer Auflösung von 2 nsec.

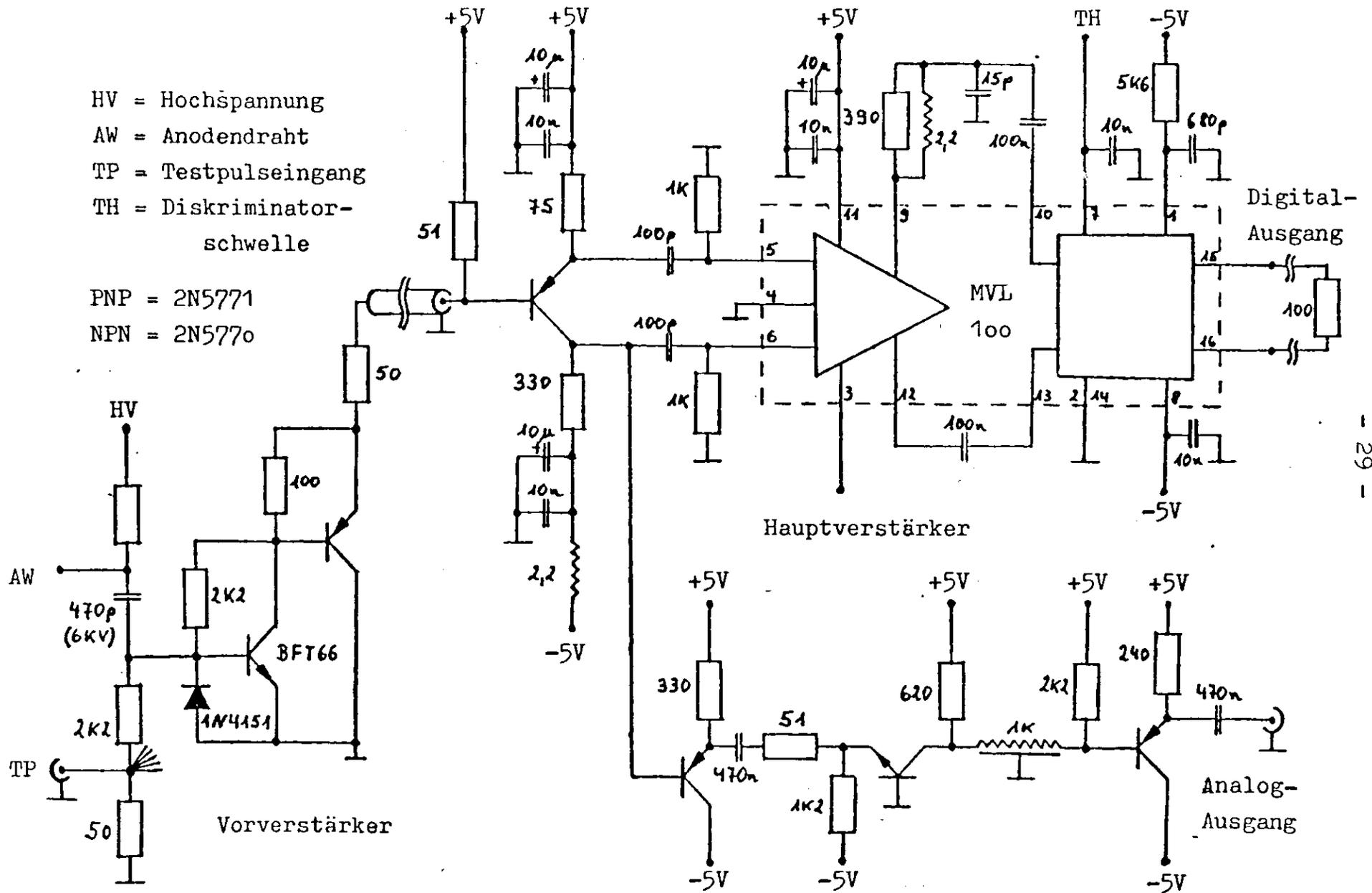


Abb. 15 Driftkammerelektronik: Signalweg eines Kanals ( Gesamtverstärkung 290.)

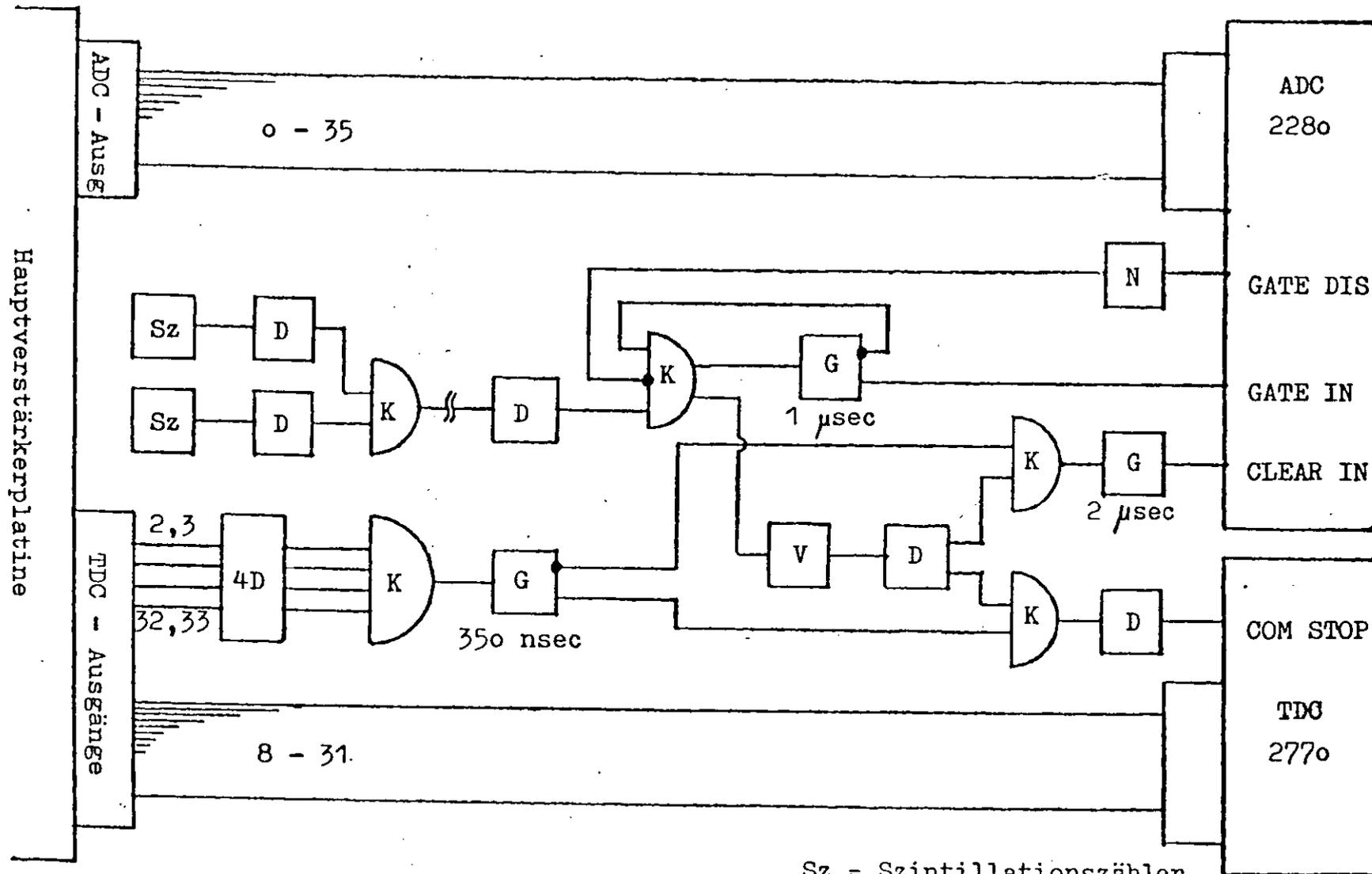


Abb. 16  
Ausleseelektronik  
und Trigger

- Sz = Szintillationszähler
- D = Diskriminator
- K = Koinzidenzeinheit
- V = Verzögerungseinheit 110 nsec
- G = Gate - Generator
- N = NIM Konverter

## 6. Messung der Driftzeit-Orts-Beziehung

Zuerst soll beschrieben werden, welche Driftzeit-Orts-Beziehung theoretisch zu erwarten ist. Wenn die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Stärke des elektrischen Feldes bekannt ist, läßt sich die Driftzeit-Orts-Beziehung nach folgender Formel berechnen:

$$t(x_0) = \int_{\Gamma(x_0)} \frac{dx}{v(E(x))}$$

$\Gamma(x_0)$  = Driftweg vom Ionisationsort  
= Feldlinie vom Ort  $x_0$  zum Signaldraht

Die Beziehung  $v(E)$  wurde der Literatur entnommen (ref. 4) (Abb. 17). Aufgrund der bekannten Ladungen auf den Drähten konnte auch der Verlauf der Feldstärke entlang einer Feldlinie berechnet werden. Abb. 17 zeigt einen solchen Verlauf. Die Driftzeit-Orts-Beziehung wurde daraus für 3 verschiedene Richtungen innerhalb der Driftzelle berechnet. Die Berechnung ergab, daß bis 7,5 mm Abstand vom Signaldraht die Abweichungen kleiner als  $\pm 150 \mu\text{m}$  sind (vgl. Abb. 18). Die Berechnungen wurden mit Messungen der Driftzeit-Orts-Beziehung verglichen. Abb. 19 zeigt den Aufbau des Experiments. Es wurde durchgeführt am Elektron-Teststrahl 14 des Deutschen-Elektronen-Synchrotrons. Die Kammer wurde schräg in den Teststrahl gestellt, damit die Elektronen die Signaldrähte in verschiedenen Abständen passieren. Die Signaldrähte 7 und 32 wurden zum triggern verwendet. Die Kammer wurde so justiert, daß der Teststrahl diese Driftzellen gerade noch streift. Durch ein TDC-Fenster wurden nur solche Spuren zugelassen, die im Bereich von 0,5 mm am äußersten Ende des TDC-Spektrums lagen. Abb. 20 zeigt den Vergleich zwischen gemessener und berechneter Driftzeit-Orts-Beziehung für zwei verschiedene

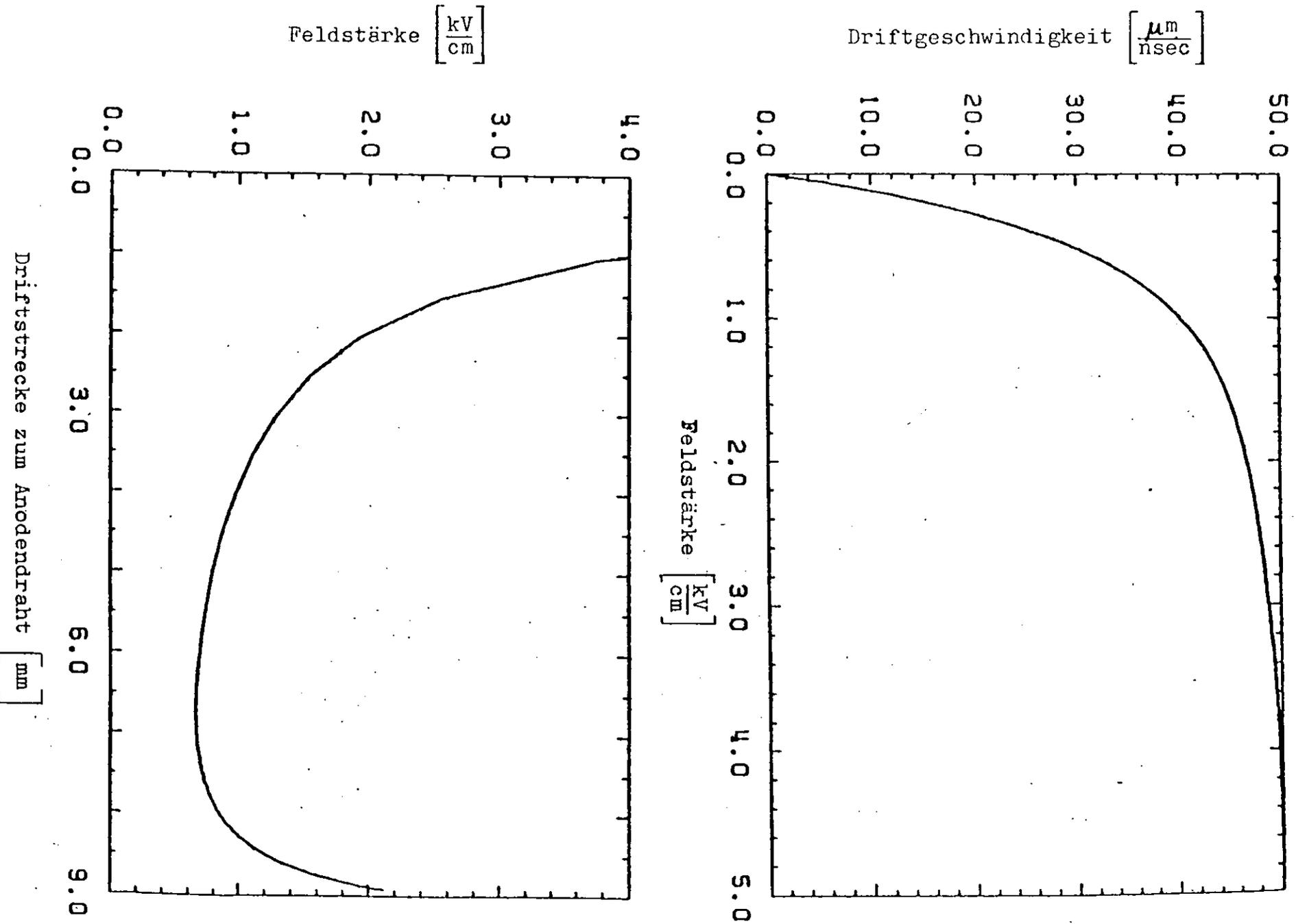


Abb. 17 Elektrondriftgeschwindigkeit in Propan ( aus (4) )

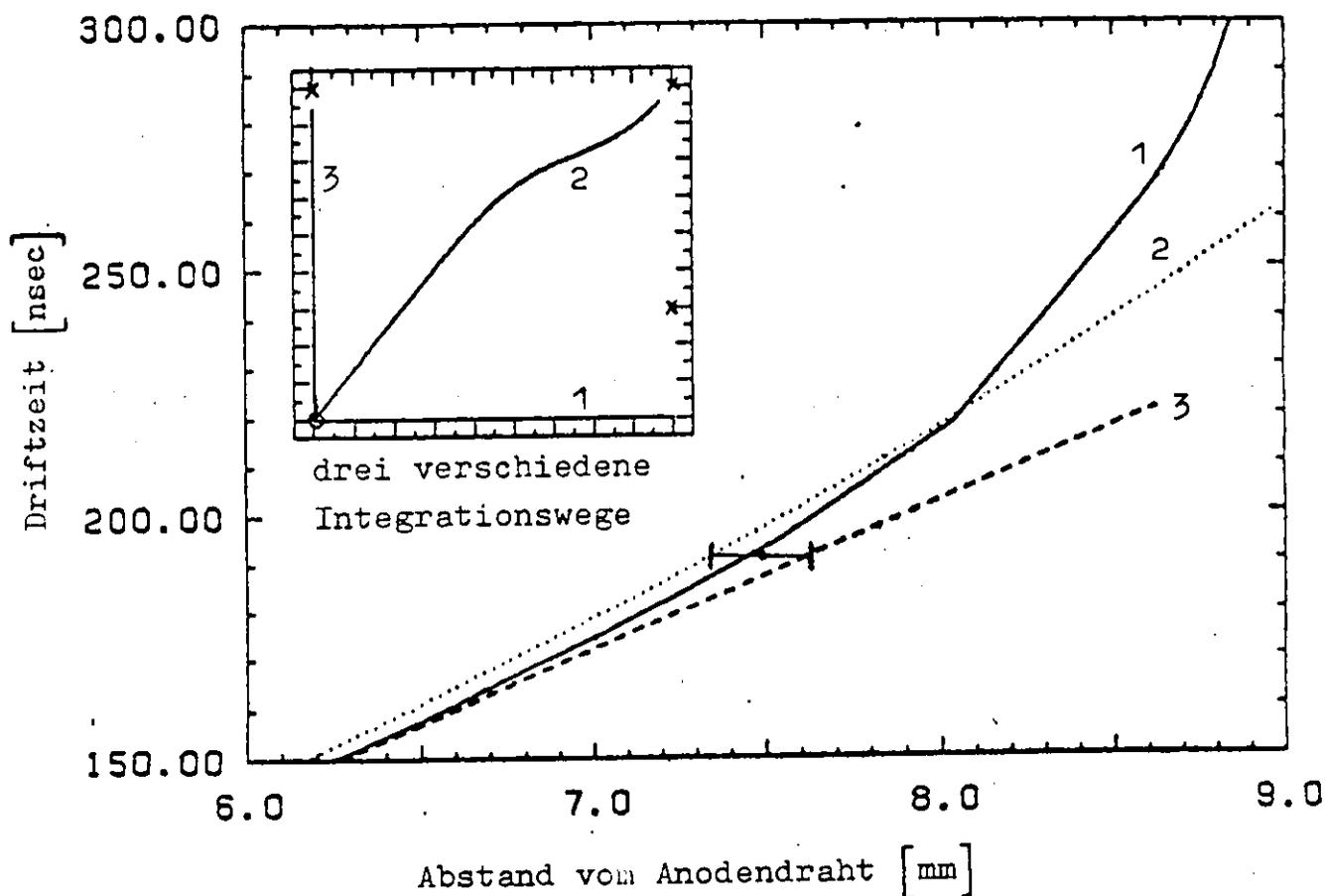
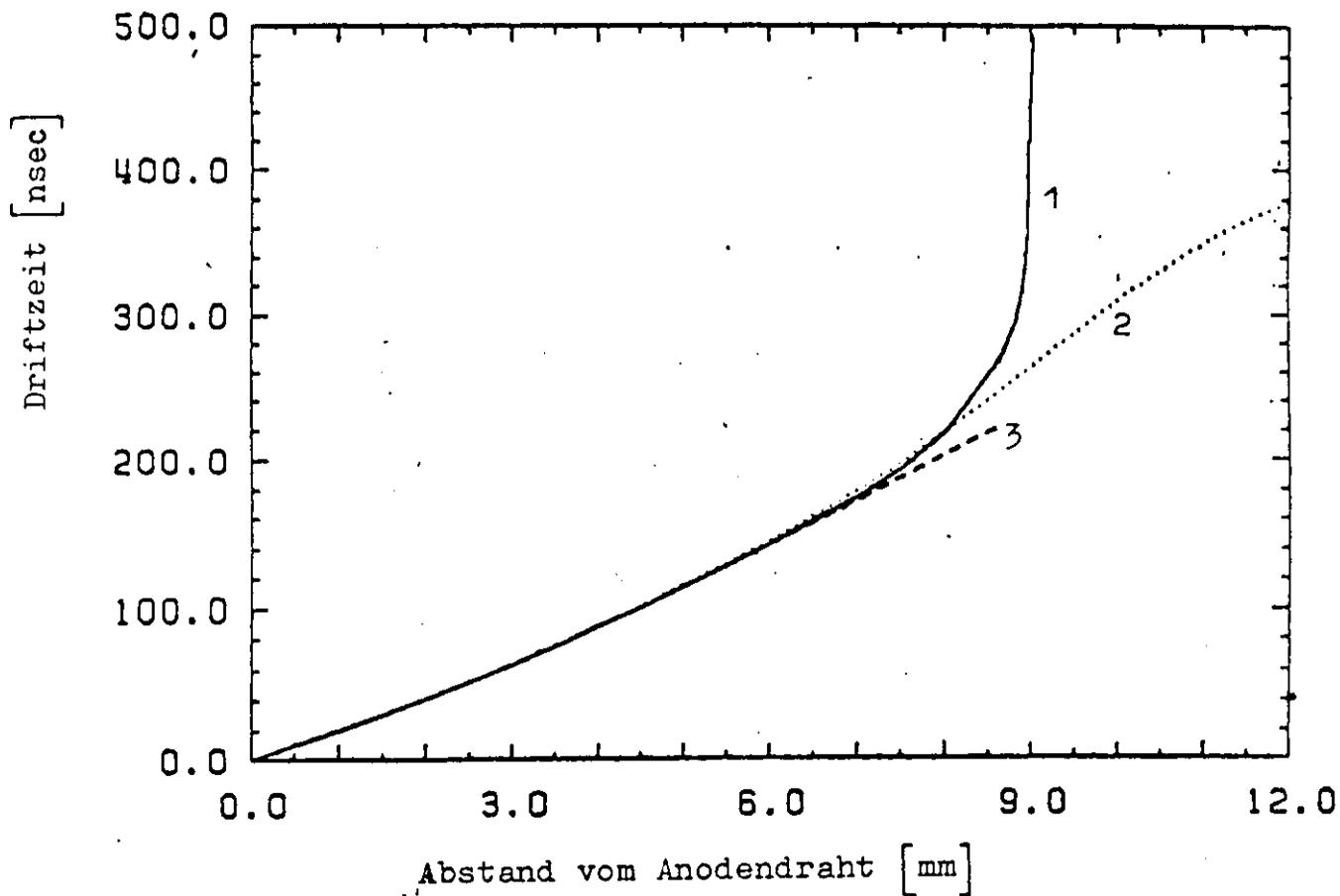


Abb. 18 Unterschiede in der Driftzeit-Orts-Beziehung für verschiedene Feldlinien innerhalb der Driftzelle

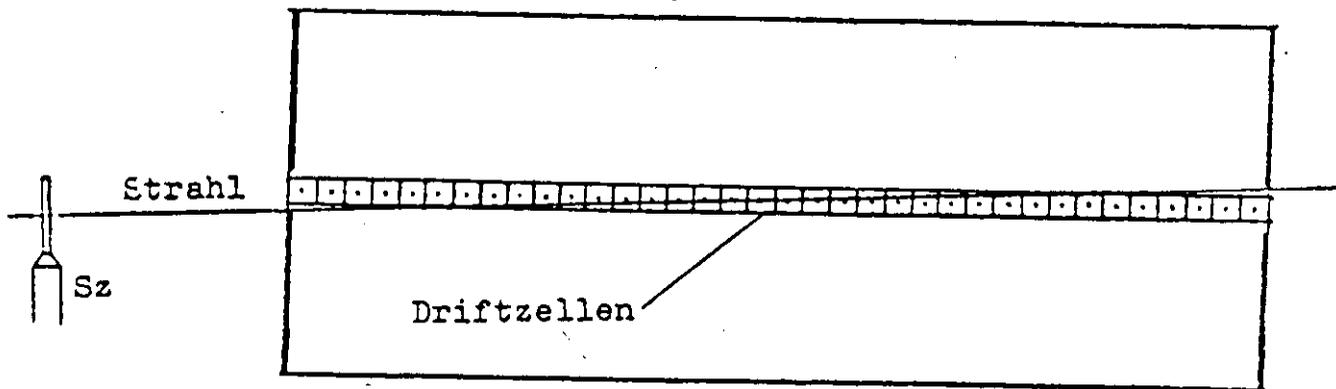


Abb. 19 Meßaufbau zur Bestimmung der Driftzeit-Orts-Beziehung  
Sz = Szintillationszähler

Spannungen am Signaldraht. Die gestrichelte Kurve wurde an die gemessenen Daten angepaßt. Bei 2,9 kV treten Abweichungen bei kurzer Driftzeit auf. Die Abweichungen sind zu erklären durch den verzögerten Anstieg des Signals bei Spuren, die nahe am Draht vorbeigehen. In Folge der höheren Gasverstärkung bei 3,1 kV ist dieser Effekt dort nicht mehr zu beobachten. Wahrscheinlich reicht dort schon die Ladung des ersten primären Ionisationsereignisses aus, um die Diskriminatorschwelle zu überwinden.

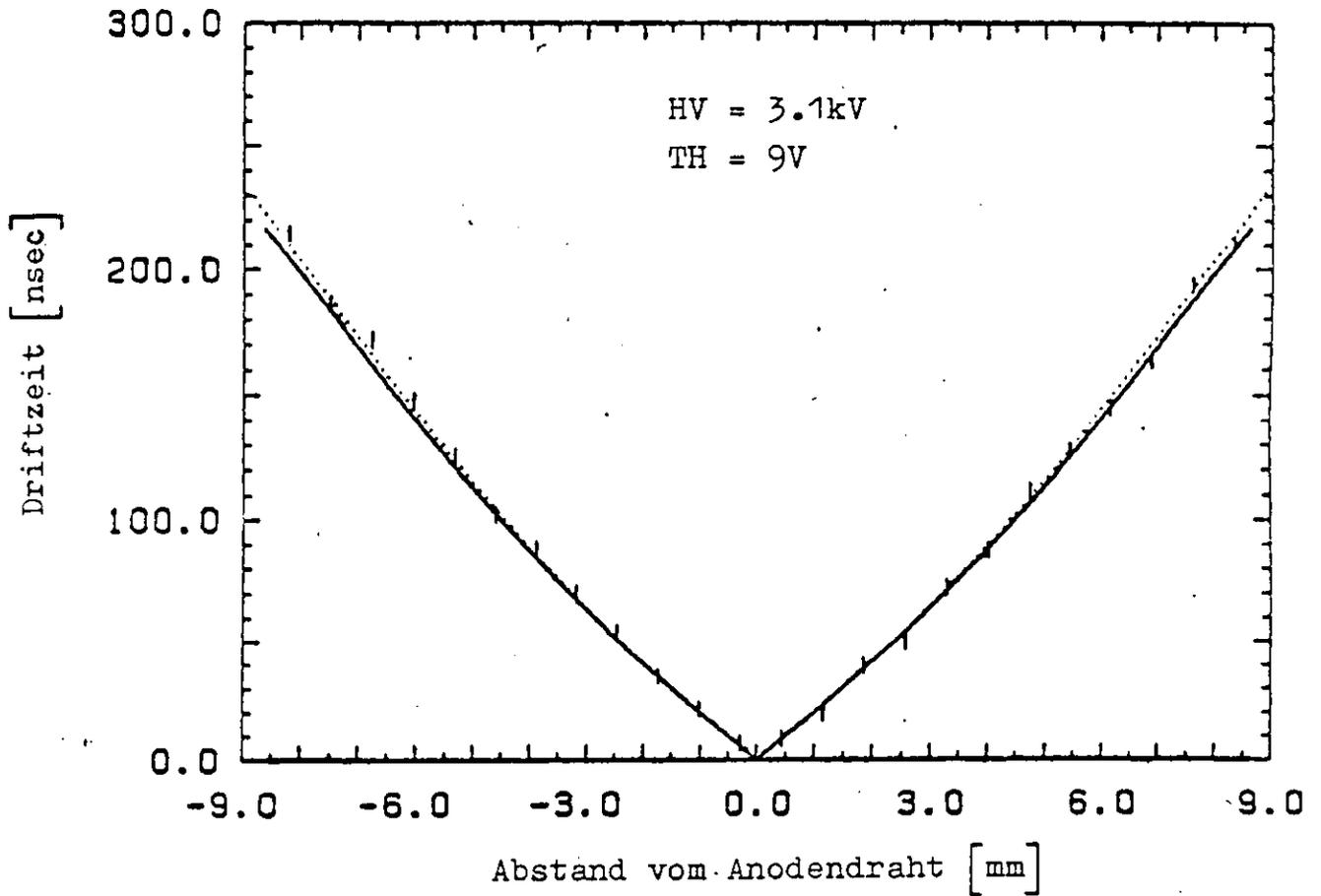
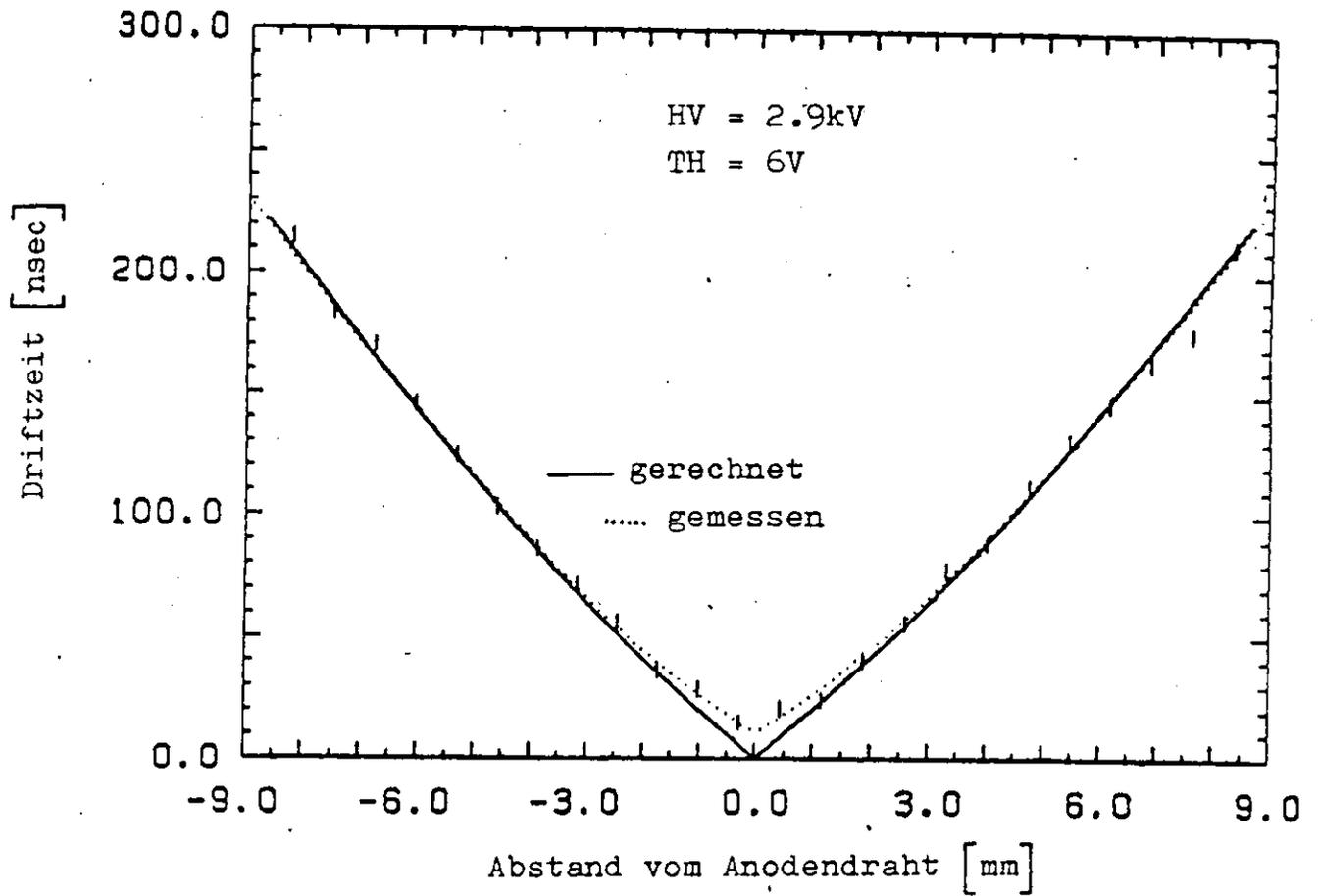


Abb. 2o Vergleich zwischen gemessener und gerechneter Driftzeit-Orts-  
Beziehung HV = Anodenspannung, TH = Diskr.-Schwelle

## 7. Ortsauflösung

Zur Messung der Ortsauflösung wurde die Kammer so justiert, daß der Teststrahl parallel zur Signaldrahtlage verläuft. Mit einem TDC-Fenster wurden nur solche Spuren zugelassen, die in einem Bereich von 1 mm die Signaldrahtlage im bestimmten Abstand passieren. Zur Bestimmung der Ortsauflösung einer bestimmten Driftzelle wurde aus den Daten der übrigen die Spur des durchgegangenen Teilchens angepaßt und die Abweichung der Driftzeit dieses Drahtes vom erwarteten Wert bestimmt. Das wurde für 24 Drähte der Kammer durchgeführt. So konnte in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht für verschiedene Spannungen die relative Zeitauflösung bestimmt werden. Um daraus die Ortsauflösung zu berechnen, muß die Driftgeschwindigkeit an den verschiedenen Orten der Driftzelle bekannt sein. Abb. 21 zeigt diesen Zusammenhang, der aus der Driftzeit-Orts-Beziehung berechnet wurde. Abb. 22 zeigt die relative Ortsauflösung für verschiedene Abstände zum Draht und verschiedene Spannungen. Die schlechte Auflösung bei kleinen Abständen ist zu erklären durch die statistische Verteilung der primären Ionisationsorte, was sich besonders bei Spuren bemerkbar macht, die nahe am Draht vorbeigehen. Mit zunehmender Spannung steigt die Gasverstärkung exponentiell an und der Anstieg des Signals wird entsprechend steiler. Das erklärt, weshalb die Auflösung bei höheren Spannungen besser ist.

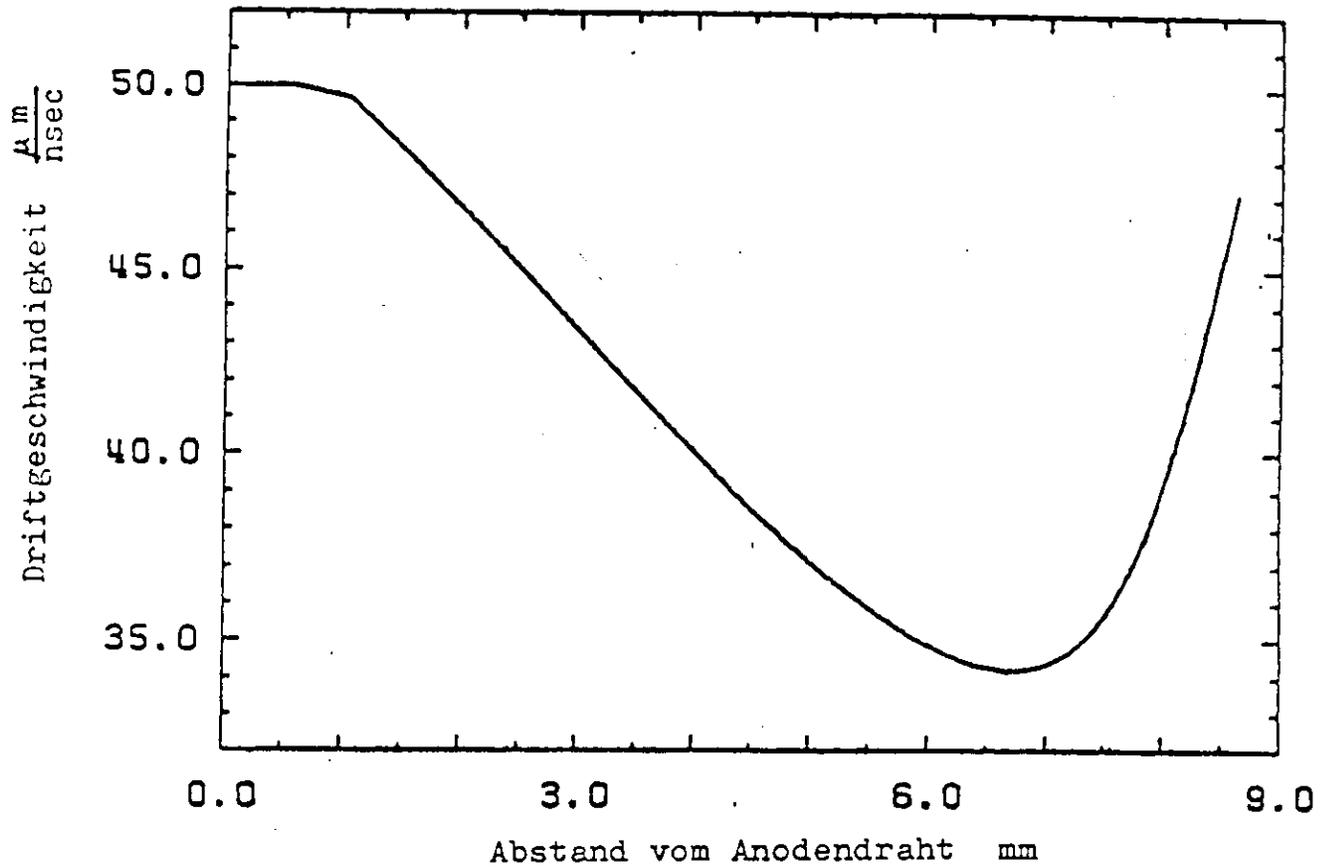


Abb. 21 Driftgeschwindigkeit, gerechnet für die Driftzeit-Orts-  
Beziehung aus Abb. 20, 2.9kV

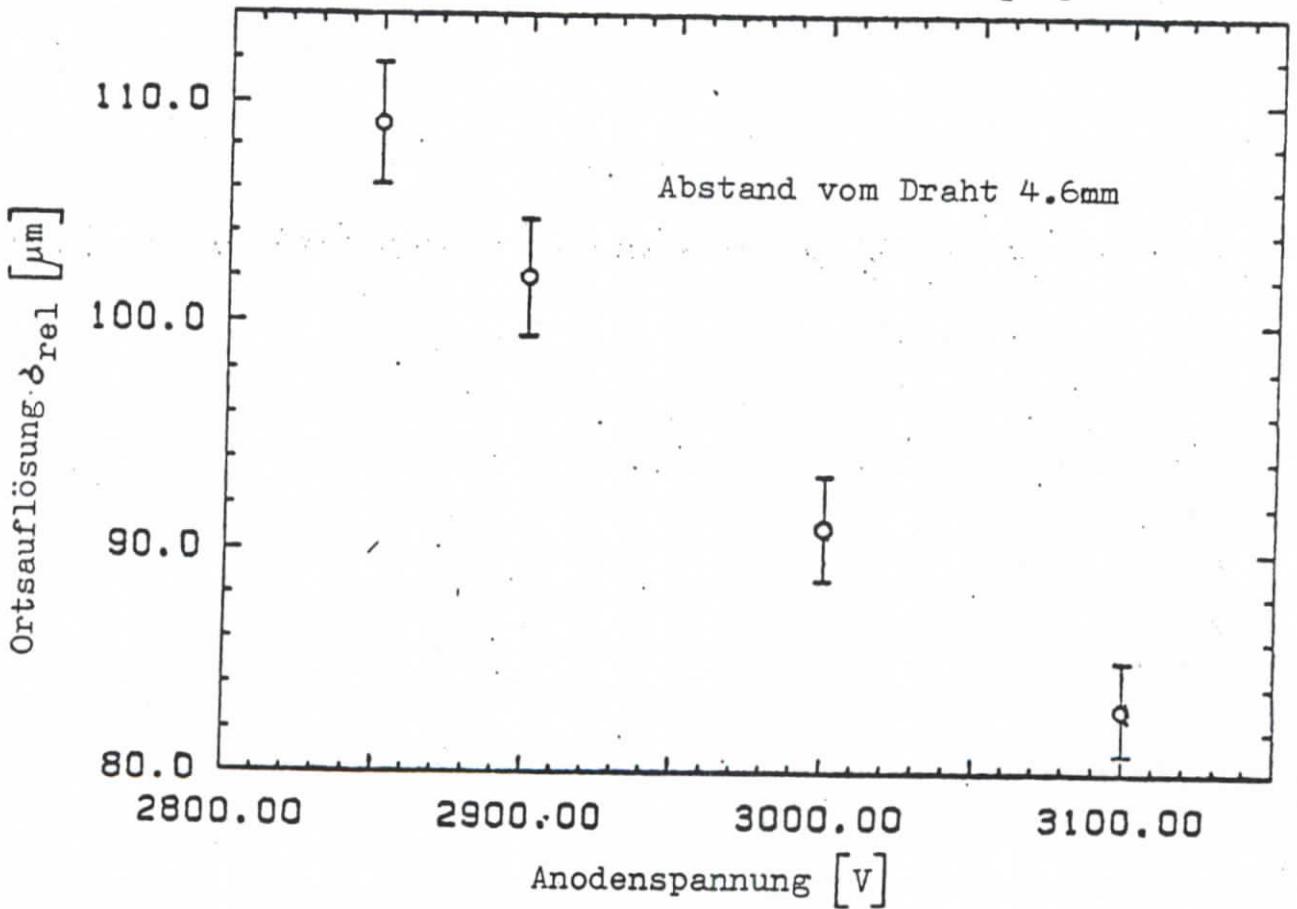
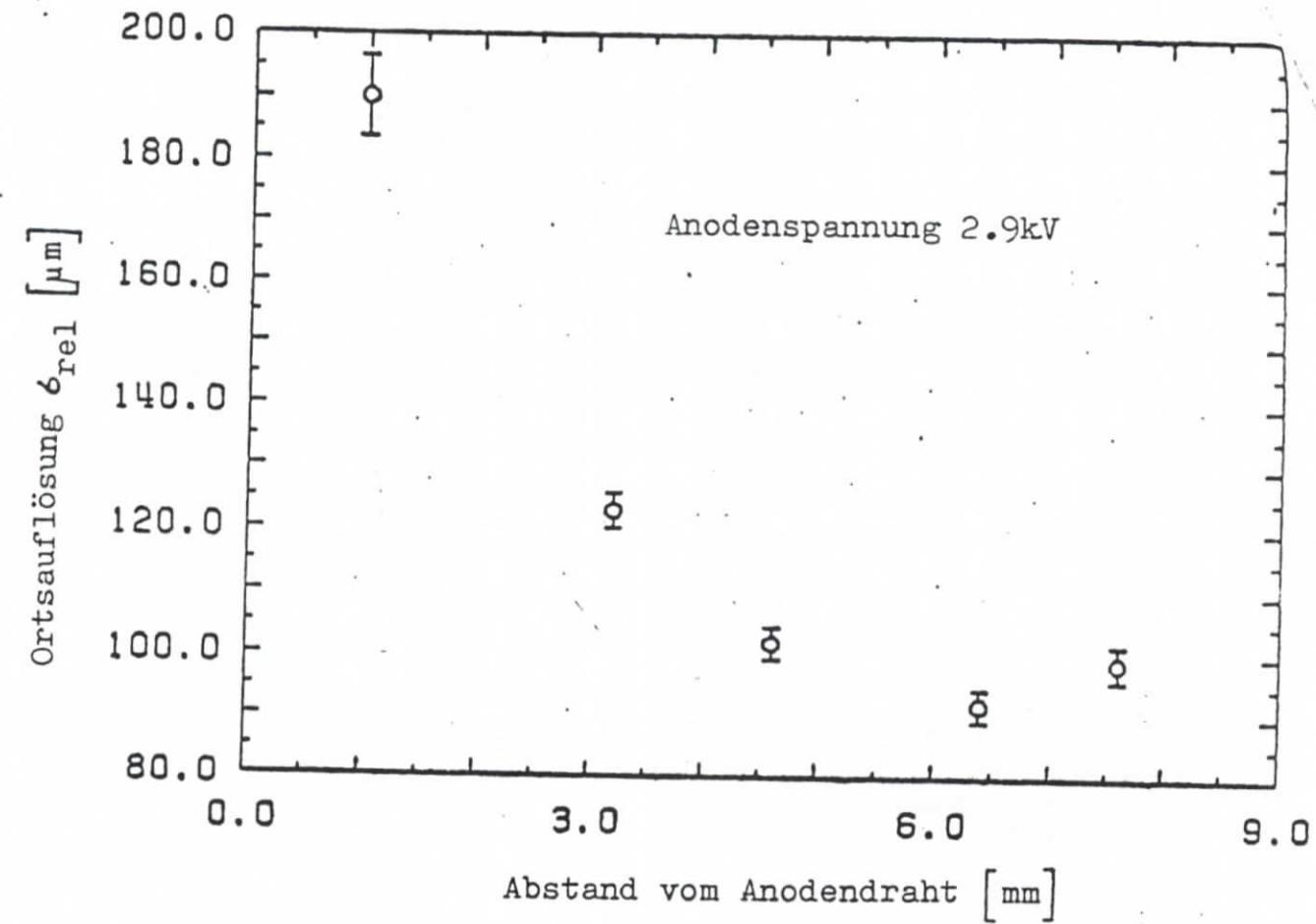


Abb. 22 Ortsauflösung in Abhängigkeit des Abstands der Spur zum Draht und der Anodenspannung

## 8. Messung der spezifischen Ionisation

Messungen der spezifischen Ionisation sind sehr empfindlich gegen Verunreinigungen im Gas oder auf den Driftkammerdrähten. Es wurde deshalb schon beim Bau der Testkammer auf absolute Staubfreiheit geachtet. Vor dem endgültigen Zusammenbau der Kammer wurden die Drähte nochmal mit reinem Alkohol abgewaschen. Um das Ausgasen aus dem Araldit-Klebstoff während des Betriebes der Kammer zu vermindern, wurde der fertig angemischte Klebstoff vor der Verarbeitung durch Evakuieren von gelösten Gasresten befreit.

Um letzte Schmutzspuren von den Drähten zu beseitigen, wurde die Kammer anschließend an den endgültigen Zusammenbau trainiert. Dazu muß die Kammer mit einem Gas gefüllt sein, daß nicht zur Radikalbildung neigt (z.B. Argon). Dann wird die Spannung soweit erhöht, daß ein meßbarer Strom zu fließen beginnt. Die großen Widerstände zwischen der Spannungsversorgung und den Drähten verhindern, daß der Strom zu groß wird, was zur Zerstörung der Kammer führen würde.

Das Entstehen dieser Dauerentladung kann man sich folgendermaßen vorstellen: Unebenheiten auf den Drähten wirken wie Spitzen, führen dort zu einer lokalen Feldverzerrung und bewirken bei einer für jede Spitze charakteristischen Einsatzspannung Feldemission von Elektronen. Diese Elektronen führen zu ständigen Lawinenprozessen, wodurch ein permanenter Strom entsteht. Die Feldemission bewirkt ein langsames Wegbrennen der Spitzen und die Einsatzspannung des Stromes vergrößert sich deshalb ständig.

Die Testkammer wurde mit  $0,16 \mu\text{A}$  pro Draht trainiert. Die Hochspannung mußte mehrmals am Tag in kleinen Schritten erhöht werden. Dadurch ergab sich ein Anwachsen der Einsatzspannung um 40 V pro Tag. Zuletzt wurden 1,52 kV erreicht. Die Umkehrung der Polarität zeigte,

daß die Spitzen auf beiden Drähten, Signal- und Potentialdrähten durch das Trainieren weggebrannt worden waren.

Danach wurde jeder Draht der Kammer mit einer Fe 55-Quelle getestet. Abb. 23 zeigt ein Pulshöhenspektrum, aufgenommen bei 3 kV in Propan. Die Breite der Verteilung beträgt 19% FWHM.

Anschließend wurden Messungen mit dem Elektron-Teststrahl gemacht. Zur Bestimmung der spezifischen Ionisation wurde die Methode der Mittelung über die kleinsten 40 - 60% der Meßwerte - wie oben beschrieben - angewendet. Um diese Methode zu optimieren wurde untersucht, welcher Prozentsatz die beste Auflösung ergibt. Bei einer Spannung von 2,9 kV und einem Abstand zum Draht von 1,5 mm ergab sich der Zusammenhang in Abb. 24. Es zeigte sich, daß eine Mittelung über die kleinsten 60% der Meßwerte eine Auflösung von  $\Delta_{rel} = 4,4 \%$  ergibt (Abb. 25). Man kann zeigen (5), daß sich für 36 Driftzellen mit Propangas gefüllt ein theoretisches Optimum von  $\Delta_{rel} = 3,3 \%$  erreichen läßt, wenn man nur Ionisationsfluktuationen und keine Meßungenauigkeit berücksichtigt.

Anschließend wurde die Abhängigkeit der spezifischen Ionisation von verschiedenen Parametern untersucht. Bei Messung der am Draht ankommenden Ladung tritt bei hoher Gasverstärkung Sättigung durch Raumladungseffekte auf. Das ist dadurch zu beobachten, daß die durch Lawinenbildung erzeugte Ladung nur noch wenig von der primär erzeugten Ladung abhängt. Dieser Effekt verschwindet, wenn die Spur nicht mehr senkrecht zum Draht verläuft. Dann reduziert sich die Ladung, die pro Längeneinheit am Draht ankommt und es tritt keine Sättigung mehr auf. Bei fester Spannung ist deshalb die gemessene Ladung von dem Winkel zwischen Spur und Draht abhängig und zeigt ein deutliches Minimum bei  $90^\circ$ . Für 5 verschiedene Spannungen ist diese Messung durchgeführt worden. Das Ergebnis zeigt Abb. 26.

Bei jeder Spannung ist außerdem die Ansprechwahrscheinlichkeit eingetragen.

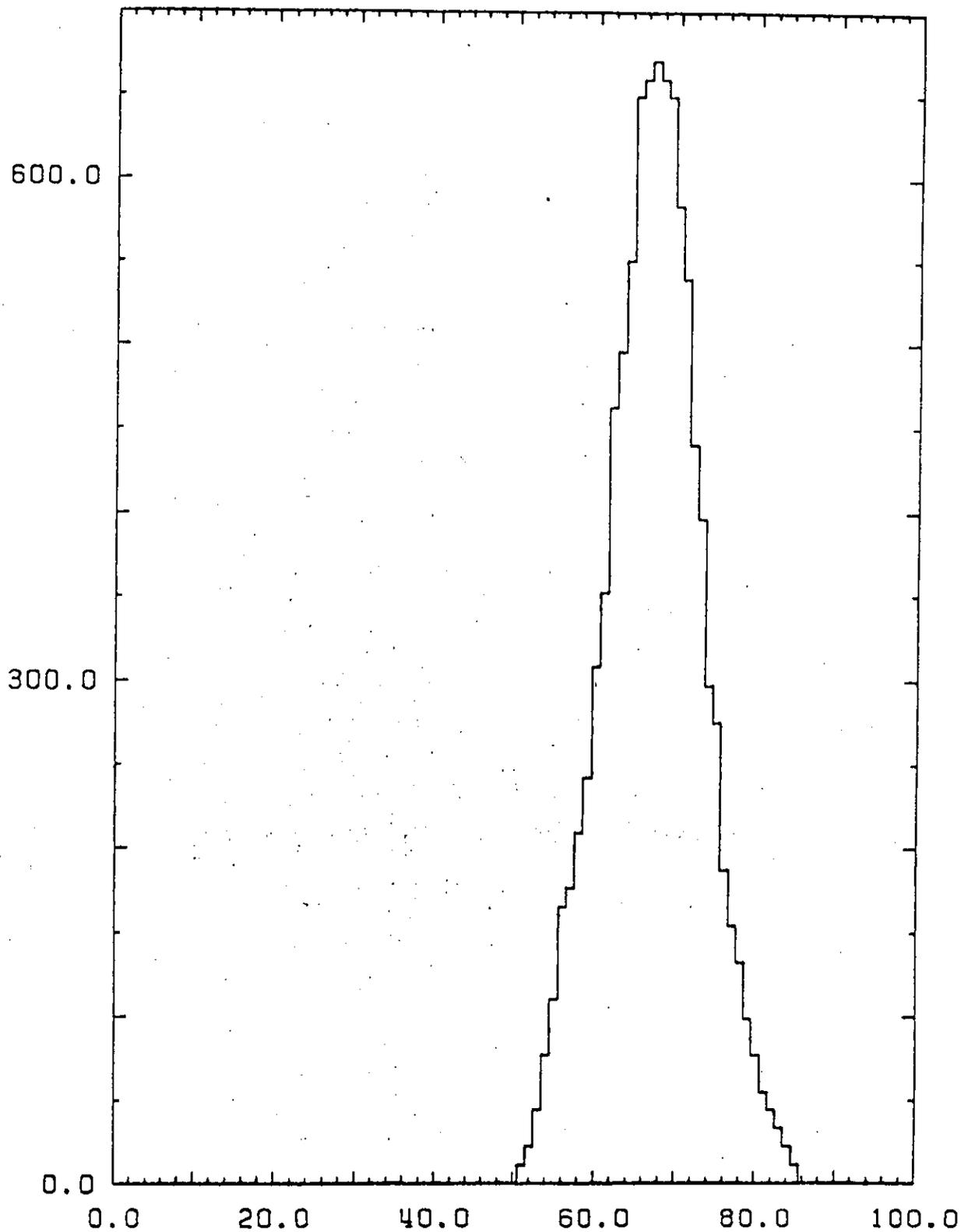
Diese Messungen dienen in der Praxis dazu, den besten Kompromiß für die Wahl der Hochspannung zu finden. Bei zu großer Hochspannung wird die Sättigung zu groß, so daß im Bereich nahe zu  $90^\circ$  die Messungen sehr ungenau werden. Große Änderungen der primär erzeugten Ladung haben dann nur noch kleine Änderungen der am Draht ankommenden Ladung zur Folge. Messungen ergaben, daß bei 3,1 kV und senkrechtem Einfall des Strahls eine Breite der Verteilung von  $\delta_{rel} = 3,3\%$  erreicht wurde. Die Genauigkeit ist aber nur scheinbar, weil sie durch Nichtlinearität zustande kommt.

Bei kleinen Spannungen wird die Ansprechwahrscheinlichkeit zu gering. Für die ARGUS-Driftkammer wurde jetzt eine Spannung von 2,9 kV gewählt.

Mit diesen Ergebnissen kann man auch die Spannungsabhängigkeit der Gasverstärkung darstellen. Bei Winkeln, die stark von  $90^\circ$  abweichen, zeigt Abb. 27 ein exponentielles Verhalten. Bei Winkeln um  $90^\circ$  wird durch die Sättigung der exponentielle Anstieg abgeschwächt.

Diese Messungen wurden alle bei bestimmtem Abstand der Spur vom Draht gemacht. Als nächstes wurde dann die Abhängigkeit der spez. Ionisation von diesem Abstand untersucht. Das Ergebnis zeigt Abb. 28. Die Ladung nimmt mit zunehmendem Abstand vom Draht ab. Dieses Ergebnis wird von zwei Effekten verursacht. Erstens verändert sich mit zunehmendem Abstand vom Draht die Form des Signals. Bei Spuren, die nahe am Draht vorbeigehen, ist der Anstieg des Signals flacher und die Ladung kommt nicht so konzentriert am Draht an. Dadurch wird während der Torzeit des ADC's weniger Ladung erfaßt und die spezifische Ionisation nimmt ab. Zweitens verändert sich die Lage des Signals relativ zur Torzeit des ADC's. Das Signal liegt bei größerem Abstand zum Draht

weiter hinten. Der zweite Effekt wurde experimentell untersucht. Man kann die Torzeit variieren und untersuchen, wie sich die gemessene Ladung dabei ändert. Das Ergebnis zeigt Abb. 29. Die eingetragenen Fehler entsprechen einem  $\delta_{rel} = 5\%$ . Aus diesen Messungen kann man schließen, daß sich die oben beschriebenen Effekte zumindest teilweise wieder aufheben.



Spannung 3.0kV  
Mittelwert 67.0  
FWHM 13 = 19%

Abb. 23 Pulshöhenspektrum einer Fe55 Quelle

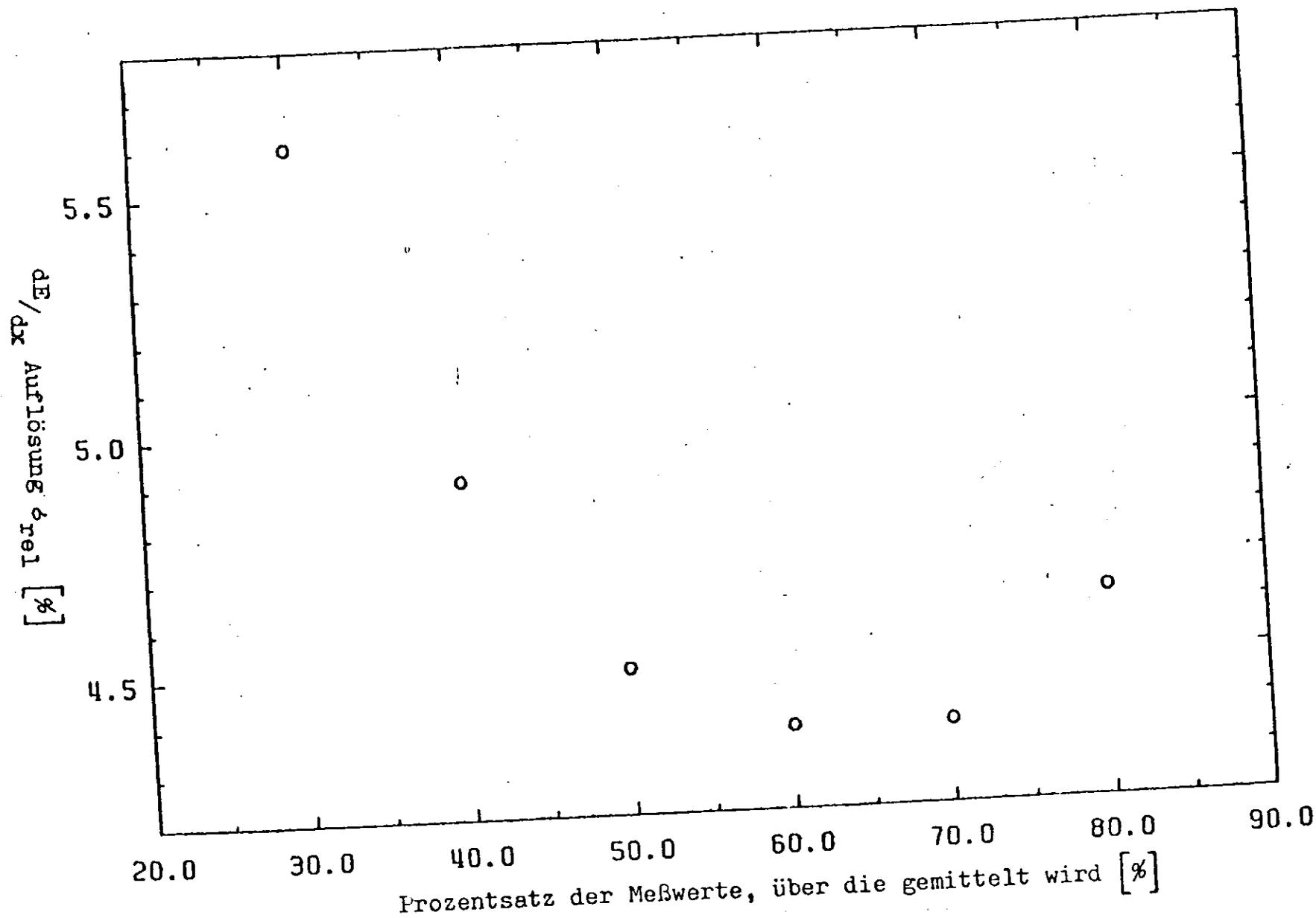
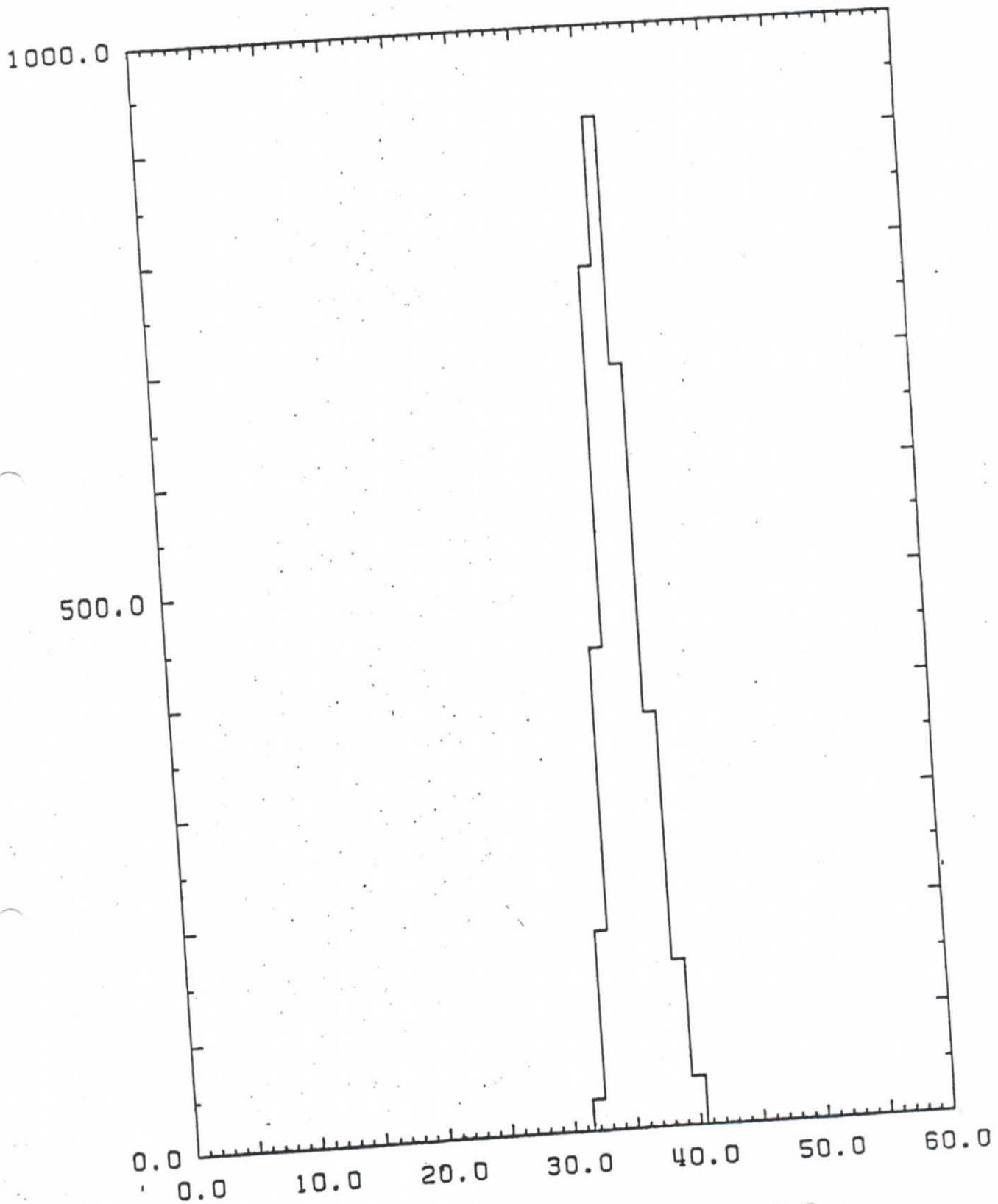


Abb. 24  $dE/dx$  Auflösung von 36 Driftzellen

Anodenspannung 2.9kV  
 Winkel zwischen Spur und Draht 80°



Spannung 2.9kV FWHM 3.7  
Mittelwert 35.8  $\delta_{rel}$  4.4%  
gemessene Ladung 0.247pC  
Winkel zwischen Spur und Draht 80°  
über die kleinsten 60 % wurde gemittelt

Abb. 25 Pulshöhenspektrum von 3 GeV/c Elektronen

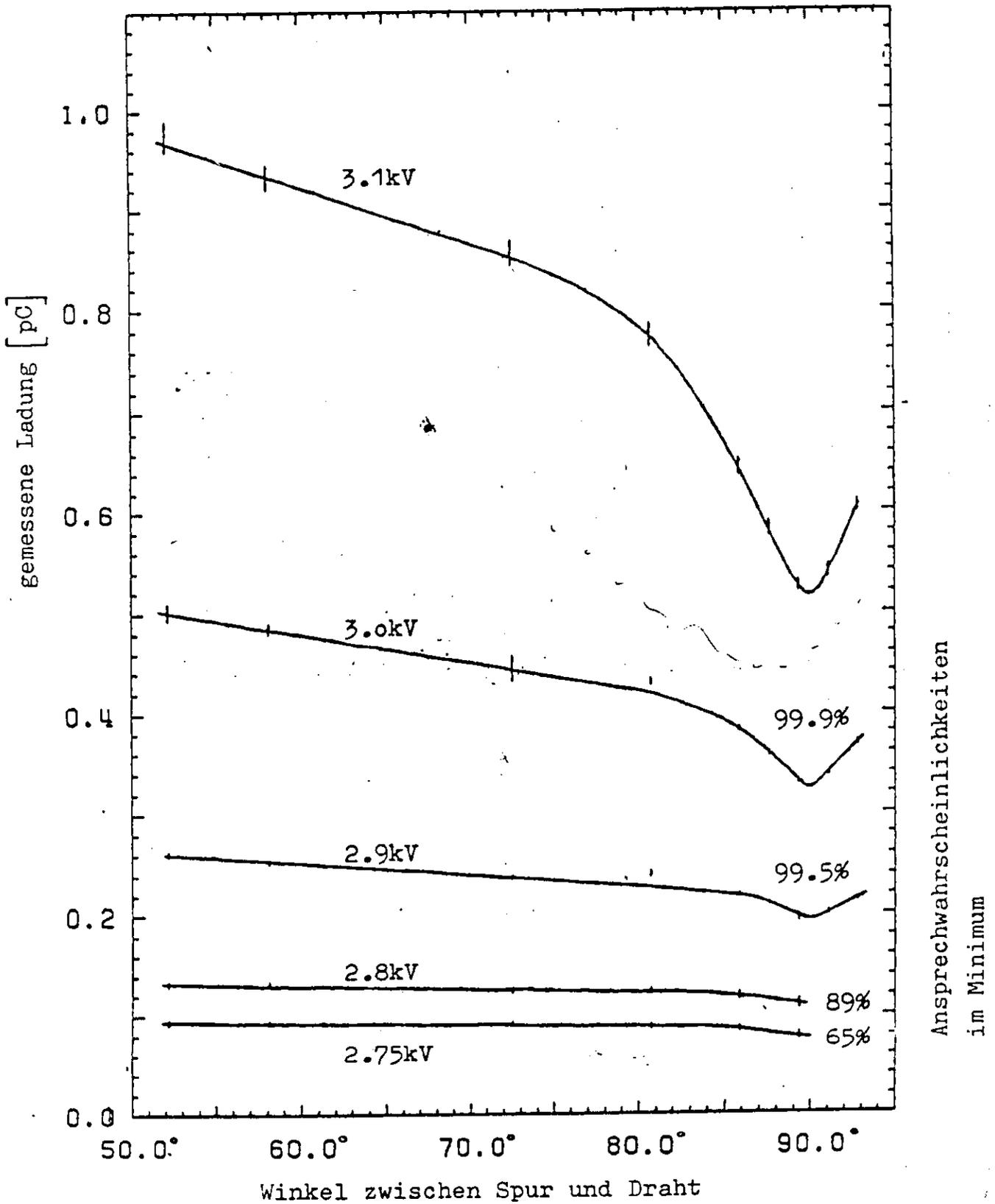


Abb. 26 Abhängigkeit der gemessenen Ladung vom Spurwinkel  
Die Ladungen sind auf 18mm Spurlänge korrigiert

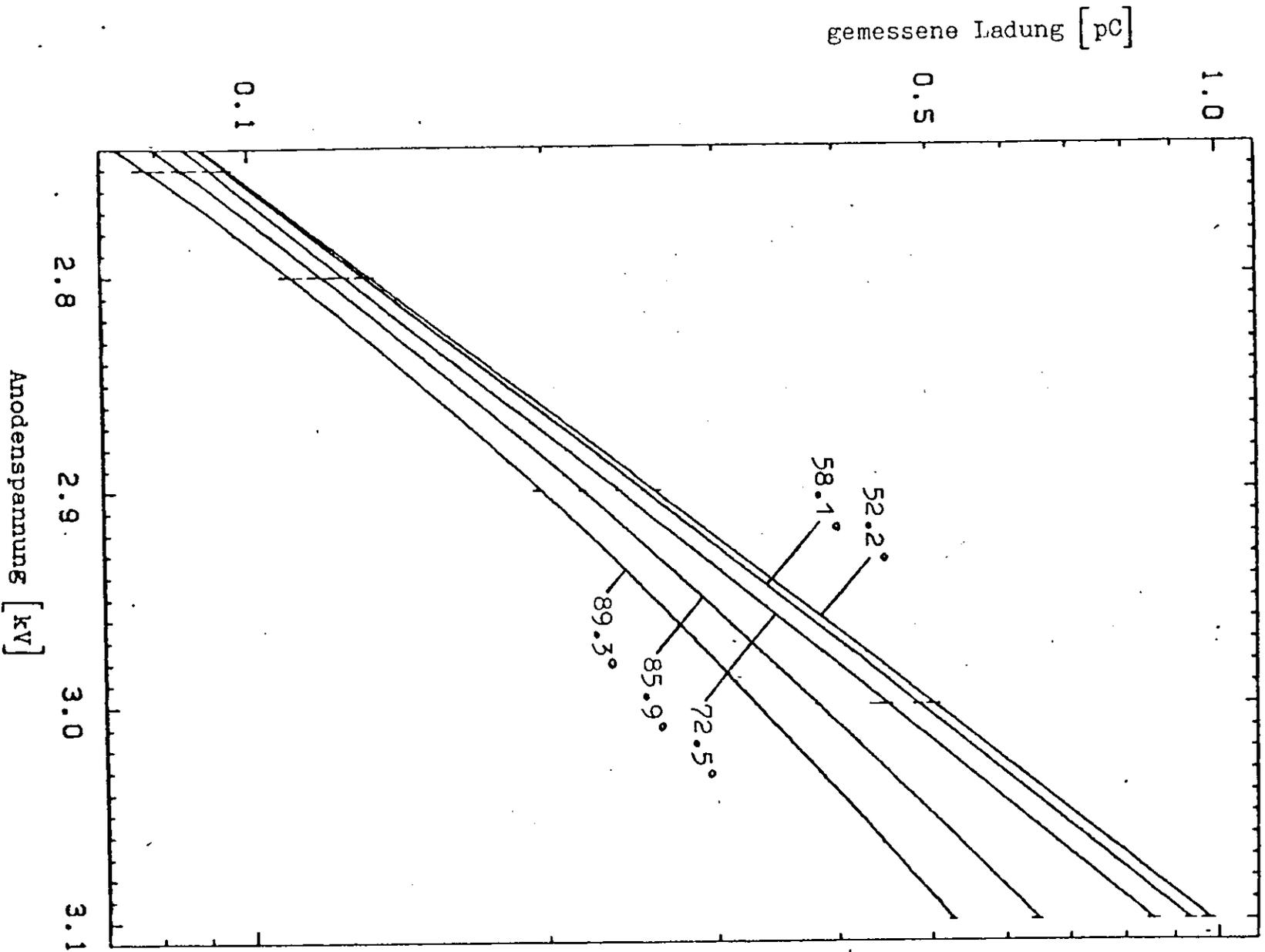


Abb.27 Abhängigkeit der gemessenen Ladung von der Spannung  
Die Ladungen sind auf 18mm Spurlänge korrigiert

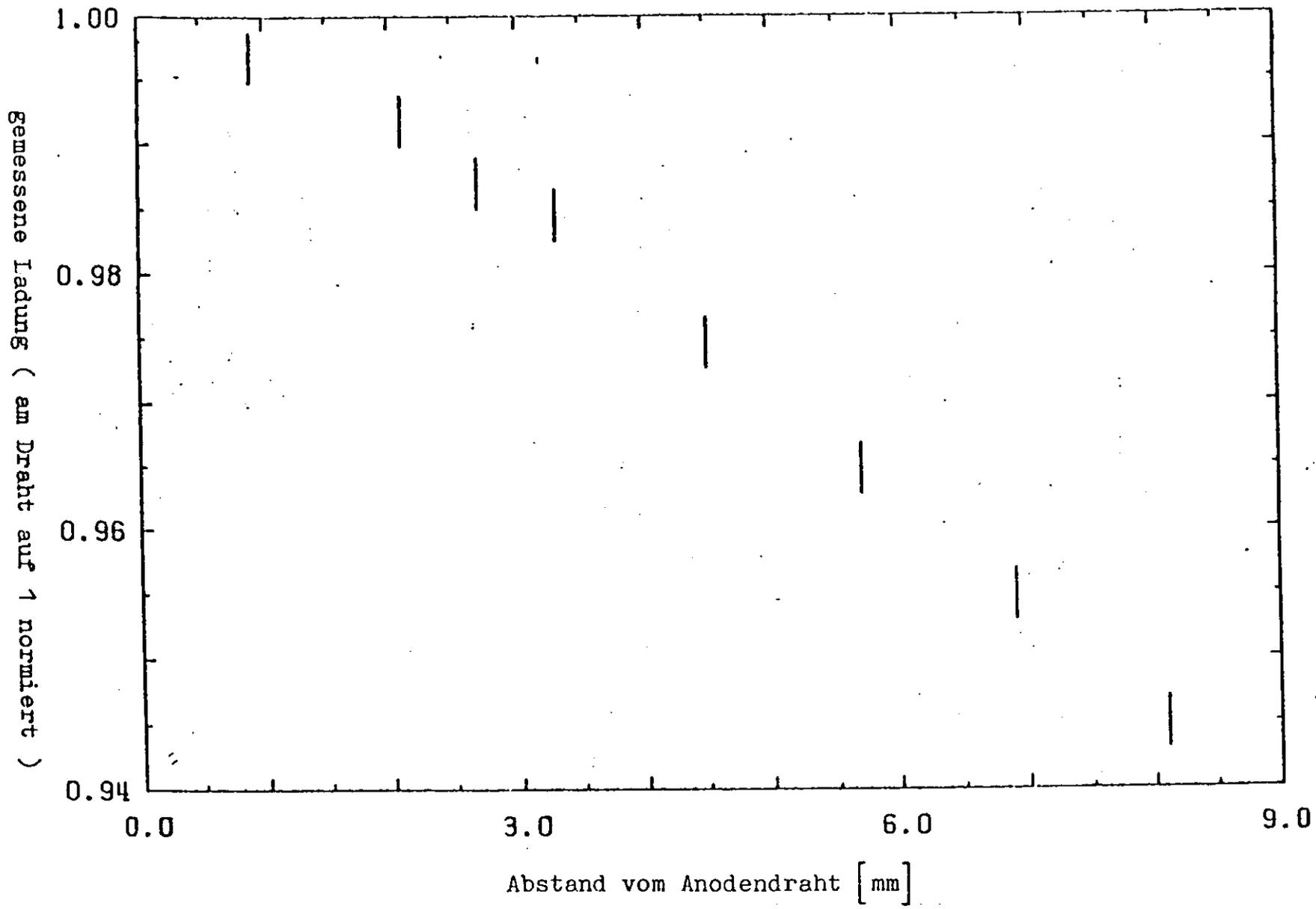


Abb. 28 Abhängigkeit der gemessenen Ladung von dem Abstand zwischen Spur und Draht

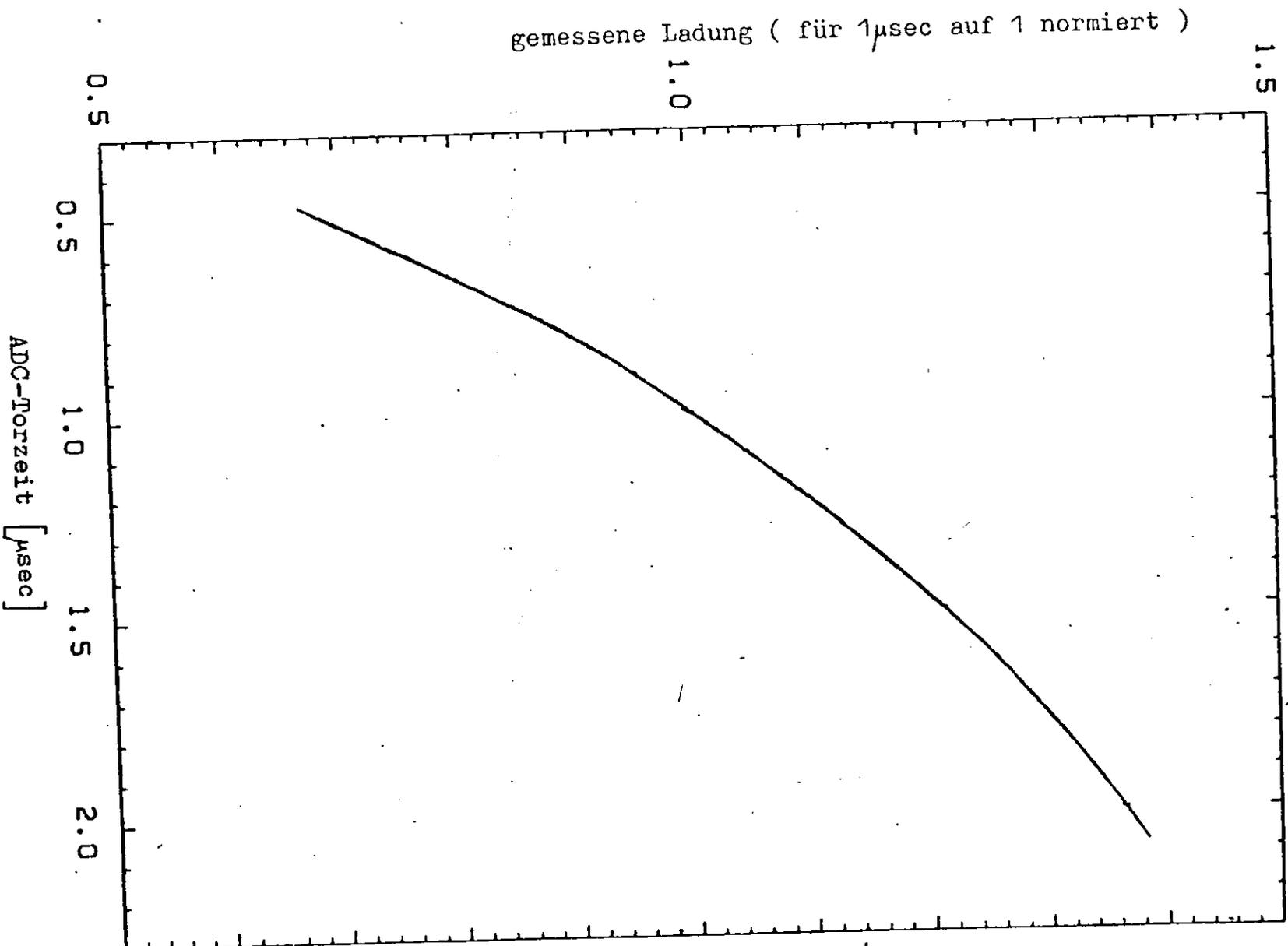


Abb. 29 die gemessene Ladung als Funktion der Integrationszeit des ADC

9. Zusammenfassung

Es wurde eine Test-Driftkammer gebaut, die dieselbe Drahtanordnung hat wie die ARGUS-Driftkammer. Mit dieser Kammer konnte insbesondere die  $\frac{dE}{dx}$ -Auflösung von 36 Driftzellen in Propan bestimmt werden. Die Eigenschaften der Kammer wurden im Elektronenteststrahl bei DESY untersucht. Die gemessene  $\frac{dE}{dx}$ -Auflösung betrug  $\delta_{rel} = 4,4 \%$ .

Außerdem wurde die Driftzeit-Orts-Beziehung bestimmt. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung mit der theoretischen Voraussage. Die Ortsauflösung ist in jedem Fall besser als  $\delta_{rel} = 200 \mu m$  und erreicht in größerem Abstand zum Draht  $100 \mu m$ .

Propan hat sich für die ARGUS-Driftkammer als geeignet erwiesen.

LITERATURVERZEICHNIS

- (1) Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09, F. Sauli
- (2) High energy particle identification using multilayer proportional counters, nucl. instr. and meth. 111 (1973), 287, D. Jeanne et. al.
- (3) Measurement of the ionization loss in the region of relativistic rise for noble and molecular gases, nucl. instr. and meth. 161 (1979) 45  
A.H. Wallenta et. al.
- (4) Systematic measurement of electron drift velocity and study of some properties of four gas mixtures: A-CH<sub>4</sub>, A-C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>, A-C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, A-C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>, nucl. instr. and meth. 159 (1979) 213, B.Jean-Marie et. al.
- (5)  $\frac{dE}{dx}$  Measurements with ARGUS, H. Hasemann  
proc. of the international conference on instrumentation for colliding beam physics, february 1982.

