

Interner Bericht  
/ DESY F32-81/04  
JULI 1981

Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	17. JULI 1981	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

ENTWICKLUNG VON GROSSRÄUMIGEN DRIFTKAMMERN

von

Hans-Heinrich B. Junge

**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.**

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“**

Entwicklung von großräumigen Driftkammern

Experimentelle Diplomarbeit

von

Hans-Heinrich B. Junge

Fachbereich Physik der Universität Hamburg

1981

## Inhaltsverzeichnis

A.	Einleitung	1
B.	Myon-Detektor	2
B.1	Prinzip der Myon-Erkennung	2
B.2	Genauigkeit der Extrapolation	4
B.3	Beschränkung der Auflösung durch Vielfachstreuung	6
B.4	Anforderungen an den Außendetektor	10
C.	Funktionsbeschreibung von Driftkammern	11
C.1	Prinzipieller Aufbau und Wirkungsweise	11
C.2	Technische Ausführung und Möglichkeiten der Feldgestaltung	13
C.3	Doppeldeutigkeit der Ortsmessung	23
C.4	Ungenauigkeit der Ortsmessung	26
D.	Spezielle Anforderungen an die Driftkammern	27
D.1	Entwicklungskriterien und Zielsetzung für den Prototyp	27
E.	Numerische Feldeberechnungen	29
E.1	Berechnung des Potentialfeldes einer Driftkammer	29
E.2	Programmbeschreibung	32
F.	Optimierung der Driftraumgeometrie	33
F.1	Driftraum mit 1-facher Abstufung des Kathodenpotentials	33
F.2	Driftraum mit N-facher Abstufung des Kathodenpotentials	40
F.3	Ergebnisse der Feldeberechnungen	42
G.	Technische Realisierung des Prototyps	53
G.1	Modulgehäuse	54
G.2	Streifenträger	56
G.3	Kathodenanordnung und Feldkonfiguration	60
G.4	Signaldraht	65
G.5	Gasgemisch	66
G.6	Potentialversorgung	67
G.7	Signalverstärker	68

H.	Testmessungen am externen Elektronenstrahl	69
H.1	Testaufbau	69
H.2	Datennahme und -selektion	72
H.3	Auswertprogramm	73
H.4	Messung der Driftzeit-Orts-Beziehung	76
I.	Meßergebnisse des Prototyps	83
I.1	Messung des Arbeitsplateaus	84
I.2	Schwellenabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit	85
I.3	Eigenschaften des Prototyps bei Betriebsbedingungen	90
J.	Zusammenfassung	97
Anhang I	Elektrisches Feld in Signaldrahtnähe	
Anhang II	Ionen-Paar-Bildung im Gasgemisch	
Anhang III	Diffusion und Drift der Ladungen im Gasgemisch	
Anhang IV	Verhalten der Driftgeschwindigkeit im Gasgemisch	
Anhang V	Gasverstärkung am Signaldraht	
Anhang VI	Zeitliche Entwicklung des Driftkammersignals	
Anhang VII	Auskopplung des Driftkammersignals	
Anhang VIII	Durchhang des Signaldrahts	
	Literaturverzeichnis	
	Danksagung	

## A. Einleitung

Der magnetische Detektor PLUTO wurde als erster Detektor am Elektron-Positron-Speicherring PETRA eingesetzt. Der Speicherring erreicht bei der Teilchenkollision in seinen Wechselwirkungspunkten Schwerpunktenenergien von  $2 \times 19 \text{ GeV}$ . Der Detektor PLUTO war ursprünglich für einen niedrigeren Energiebereich konzipiert. Er mußte daher für seinen Einsatz am PETRA in seinen Komponenten auf den mit PETRA erreichbaren Energiebereich erweitert werden.

Für die Komponente 'Myon-Identifikation' wurde als Ergänzung ein äußerer Myon-Detektor benötigt. Dadurch waren Entwicklung und Bau eines zusätzlichen Hadron-Absorbers erforderlich, der den bisherigen Detektor umgeben sollte, sowie Entwicklung und Bau von großflächigen, Ortsauflösenden Teilchendetektoren, mit denen die ca.  $136 \text{ m}^2$  große Oberfläche des Hadron-Absorbers überdeckt werden mußte.

Als Teilchendetektoren wurden großflächige Driftkammern gewählt.

In dieser Arbeit sollen die zu dieser Wahl führenden Entscheidungskriterien, die von numerischen Feldberechnungen unterstützte Entwicklung eines Driftkammer-Prototyps, sowie die daran durchgeführten Eignungstests beschrieben werden.

In Kapitel B. wird das Prinzip der Myon-Erkennung erläutert und die Entscheidung, Driftkammern als Ortsdetektoren zu wählen, begründet.

Kapitel C. enthält die Beschreibung der prinzipiellen Arbeitsweise von Driftkammern sowie einiger ihrer Eigenschaften.

In Kapitel D. werden die für die Entwicklung der Driftkammern wichtigen Anforderungen und Kriterien dargestellt.

In Kapitel E. wird das Verfahren der numerischen Feldberechnungen erläutert.

Kapitel F. enthält die Darstellung der für die Driftkammer-Entwicklung relevanten Ergebnisse der Feldberechnungen.

Kapitel G. enthält die Konstruktions- und Baubeschreibung eines den gestellten Anforderungen genügenden Driftkammer-Prototyps.

In Kapitel H. werden die Testbedingungen und Meßverfahren beschrieben, mit denen der Prototyp untersucht wurde.

In Kapitel I. werden die Ergebnisse der Messungen dargestellt und die Detektoreigenschaften des Prototyps erläutert.

## B. Myon-Detektor

In diesem Kapitel soll das Prinzip des durch den Einsatz des PLUTO-Detektors am Speicherring PETRA erforderlich gewordenen erweiterten Myon-Erkennungssystems erläutert werden. Die physikalischen Beschränkungen, denen dieses System unterliegt, haben unmittelbaren Einfluß auf die Anforderungen, die an das zu entwickelnde äußere Detektorsystem zu stellen sind. Die Anforderungen und einige Entscheidungskriterien werden ebenfalls in diesem Kapitel dargestellt.

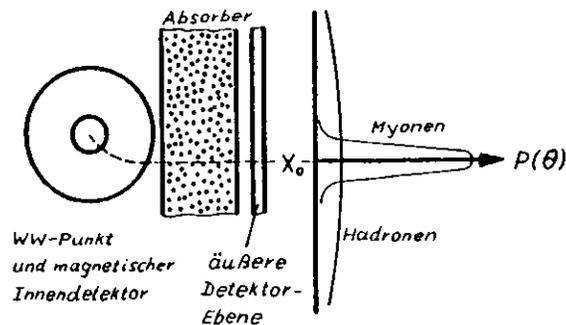
### B.1 Prinzip der Myon-Erkennung

Das Meßprogramm des Detektors PLUTO am Speicherring PETRA sah unter anderem folgende Punkte vor:

- Messung von QED-Prozessen
- Produktion von Heavy-Lepton-Paaren
- Suche nach neuen Quarks
- Suche nach neuen schweren Teilchen wie z.B. weitere schwere Leptonen oder  $\Psi$ -ähnliche Teilchen.
- Untersuchung möglicher Interferenzen von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung.

Man erwartete, daß Hadronen mit neuen Quantenzahlen oder schwere Leptonen in der Reaktion  $e^+ e^- \rightarrow \mu^\pm X$  auftreten. Die Myon-Identifikation für derartige Reaktionen sollte mit Hilfe des Systems: innerer Detektor; äußerer Detektor; dazwischen befindlichem Hadron-Absorber realisiert werden (Vergl. Abb. 1).

Abb. 1



Die erwartete Teilchenreaktion kann von multihadronischen Ereignissen vorge-täuscht werden, wenn Hadronen in Myonen zerfallen oder wenn sekundäre Teilchen von Hadron-Schauern im äußeren Detektor Signale verursachen. Man hatte daher trotz des Hadron-Absorbers in der äußeren Detektor-Ebene einen mit Hadronen kontaminierten Myonen-Strom zu erwarten. Die erweiterte Myon-Identifikation in der äußeren Detektor-Ebene erfolgte durch Diskriminierung der Myon-Winkeldivergenz zu einer durch den magnetischen Innendetektor vorgegebenen Extrapolationsspur. Diese Art der Identifikation erlaubte weitgehend die Unterscheidung von echten und vorgetäuschten Ereignissen aufgrund der unterschiedlichen Wechselwirkungen von Myonen und Hadronen mit dem Absorbermaterial. Die Bahnkurve eines vom Wechselwirkungspunkt kommenden geladenen Teilchens konnte mit Hilfe des magnetischen Innendetektors rekonstruiert werden. Die Extrapolation der Bahnkurve außerhalb des Magnetfeldes markierte einen Schnittpunkt  $(X_0, Y_0)$  in der äußeren Detektor-Ebene. Der Schnittpunkt bildete das Zentrum einer kleinen Detektorfläche vom Radius  $R_0$ . Falls das Teilchen ein Myon war, so konnte es beim Durchgang durch den Absorber mit den Absorber-Atomen elektromagnetisch wechselwirken. Dabei hat es einen Energieverlust  $\Delta E$  durch inelastische Streuung an den Atomhüllen erfahren, sowie eine relativ kleine Abweichung  $\langle \theta \rangle$  von seiner Bahn durch Vielfachstreuung an den Coulomb-Potentialen der Kerne. Es konnte dann innerhalb der  $R_0$ -Fläche ein Signal im äußeren Detektor hinterlassen, sofern  $\Delta E < T$  war. Falls das Teilchen ein Hadron war, so unterlag es der starken Wechselwirkung mit den Absorberkernen. In Festkörpern ist die dieser Wechselwirkung zuzuordnende mittlere freie Weglänge  $\lambda$  für ein Hadron von der Größenordnung Zentimeter. Bei einer Absorberdicke  $t \gg \lambda$  konnte das Hadron a) absorbiert werden, oder b) zerfallen oder Schauer bilden. Fall a) hat kein Signal im äußeren Detektor zur Folge. Für den Fall b) war eine starke Winkeldivergenz der den Absorber verlassenden Sekundärprodukte zur Extrapolationsspur zu erwarten. Infolgedessen wurden die von diesen Teilchen verursachten Signale im äußeren Detektor mit großer Wahrscheinlichkeit außerhalb der  $R_0$ -Fläche hinterlassen und waren damit von echten Myon-Signalen unterscheidbar.

B.2 Genauigkeit der Extrapolation

Die Unterscheidung der vom Wechselwirkungspunkt kommenden von den aus Hadronzerfällen stammenden Myonen im äußeren Detektor setzte eine möglichst genaue Rekonstruktion der Bahnkurve voraus. Die Genauigkeit der anschließenden Extrapolation zur Bestimmung von  $(X_0, Y_0)$  konnte nicht besser sein als die Impulsauflösung  $G_p/p$  des Innendetektors. Für eine Spur mit  $\theta = 90^\circ, \phi = 0^\circ$  (d.h.  $\vec{p} \times \vec{B} = p \cdot B$ ) soll die Extrapolationsgenauigkeit bei verschiedenen Myon-Impulsen abgeschätzt werden.

- r : Krümmungsradius der Myon-Spur im Innendetektor
- R : Radius der Magnetspule
- s : Länge der Spur im Innendetektor
- d : Abstand zwischen Spule und Außendetektor

$$p = e \cdot r \cdot B \quad ( 2.1 )$$

$$\phi = \frac{s}{r} = \frac{s \cdot e \cdot B}{p} \quad ( 2.2 )$$

$$\sigma_\phi \approx \left| \frac{\partial \phi}{\partial p} \right| \cdot \sigma_p = \frac{s \cdot e \cdot B}{p} \cdot \frac{\sigma_p}{p} \quad ( 2.3 )$$

für  $s \approx R$  und  $\sigma_x \approx d \cdot \sigma_\phi$  folgt damit:

$$\sigma_x \approx \frac{e \cdot R \cdot B \cdot d}{p} \cdot \frac{\sigma_p}{p} \quad ( 2.4 )$$

Für einen 1-Teilchen-fit kann die Impulsauflösung des Innendetektors mit (2.5) parametrisiert werden.

$$\frac{\sigma_p}{p} \text{ in \%} = \sqrt{4,5^2 + (2,7 \cdot p)^2} \quad ; p \text{ in GeV/c} \quad ( 2.5 )$$

Bei dieser Betrachtung kann der Versatz der Spur im Rückführjoch des Magneten unberücksichtigt bleiben. Die mit (2.4) durchgeführten Abschätzungen sind für

$$\left. \begin{aligned} B &= 2 \text{ T} \\ R &= 70 \text{ cm} \\ d &= 179 \text{ cm} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{nach (PLU. 76)} \\ &\text{nach (AZE. 77)} \\ &\text{nach (PLU. 76)} \end{aligned}$$

in Tabelle 1.a zusammengefaßt.

Tab. 1.a Ortsunschärfe in der äußeren Detektor-Ebene durch Impulsauflösung

p (GeV/c)	Ein-Teilchen-fit $G_x$ (cm)	Zwei-Teilchen-fit $G_x$ (cm)
2	2.64	0.98
5	2.14	0.6
10	2.06	0.51
15	2.04	0.48

Der für die Durchführung des Meßprogramms interessante Energiebereich erstreckte sich von ca. 10 GeV bis zu der mit PETRA maximal erreichbaren Schwerpunktsenergie, so daß  $G_x$  (15 GeV/c) als relevante Abschätzung für die Entwicklung des äußeren Myon-Detektors angesehen werden konnte.

### B.3 Beschränkung der Auflösung durch Vielfachstreuung

Der Ort  $(X_0, Y_0)$ , an dem ein im Innendetektor registriertes Myon im äußeren Detektor zu erwarten war, wurde durch Vielfachstreuung an den Absorberkernen zu einer Fläche vom Radius  $R_0$  verschmiert. Vielfachstreuung bewirkte die Winkelabweichung des Myons von der Extrapolationsspur. Ihr Einfluß auf die an den äußeren Detektor zu stellenden Anforderungen soll in diesem Abschnitt abgeschätzt werden.

Für eine hinreichend große Zahl von Einzelstreuungen (d.h.  $t \gg X_{rad}$ ) kann die Winkelabweichung von der Extrapolationsspur in der äußeren Detektor-Ebene näherungsweise mit (2.6) angegeben werden (MAR. 71), dabei ist

- $\langle \theta^2 \rangle$  : mittlere quadratische Ablenkung
- $t$  : Absorberdicke
- $X_{rad}$  : Strahlungslänge des Absorbermaterials

$$P(\theta) d\theta = \left[ \frac{2 \cdot \theta}{\langle \theta^2 \rangle} \cdot \exp\left(-\frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle}\right) \right] d\theta \quad (2.6)$$

$$\langle \theta^2 \rangle = \left( \frac{21 \text{ MeV}}{p \cdot \beta \cdot c} \right)^2 \cdot \frac{t}{X_{rad}} \quad (2.7)$$

In der zum Myon-Impuls  $\vec{p}$  senkrechten  $x, y$ -Ebene des äußeren Detektors war daher eine gaußförmige Verteilung (2.8) der Winkelabweichungen von der Extrapolationsspur zu erwarten.

$$n(x) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi \cdot \sigma_x^2}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2 \cdot \sigma_x^2}\right) dx \quad (2.8)$$

Unter der vereinfachenden Annahme, daß  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma = R_{rms} \sqrt{2}$  ist, folgt mit  $x^2 + y^2 = r^2$ :

$$N(R) = \int_0^R \int_0^{2\pi} \left[ \frac{r}{\pi \cdot R_{rms}^2} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{R_{rms}^2}\right) \right] dr d\theta \quad (2.9)$$

$$N(R) = 1 - \exp\left(-\frac{R^2}{R_{rms}^2}\right) \quad (2.10)$$

$N(R)$  in % gibt den Anteil von 100 Myonen an, deren Abweichungen in der  $x, y$ -Ebene des äußeren Detektors kleiner oder gleich  $R$  vom Extrapolationsschnittpunkt  $(X_0, Y_0)$  sind.

Nach einer Arbeit von Harris et al. kann  $R_{rms}^2$  empirisch mit (2.11) näherungsweise angegeben werden (HAR. 72), dabei ist

- $t$  : Absorberdicke
- $l$  : Driftlänge, d.h. materiefreie Länge zwischen Absorber und Detektor-Ebene.

Bei räumlich getrennten Absorbererelementen muß  $R_{rms}^2$  für jedes Element separat berechnet werden.

$$R_{rms}^2 = \langle \theta^2 \rangle \cdot \left( \frac{1}{3} \cdot t^2 + t \cdot l + l^2 \right) \quad (2.11)$$

$$R_{rms}^2 = \sum (R_{rms}^2)_i \quad (2.12)$$

Weiterhin wird bei (HAR. 72) die 96 %-Fläche definiert, d.h. 96 % der vom Innendetektor avisierten Myonen haben den äußeren Detektor innerhalb dieser Fläche passiert. Sie wird von  $R_0 = 1.79 \cdot R_{rms}$  in der  $x, y$ -Ebene aufgespannt. Der Anteil der einfallenden Pionen, die ebenfalls diese Fläche passieren und im äußeren Detektor ein zu einer Mißdeutung führendes Signal hinterlassen können, ist bei (HAR. 72) gemessen worden, und ist in Abbildung 2 in Abhängigkeit von der Eisendicke des Absorbers dargestellt.

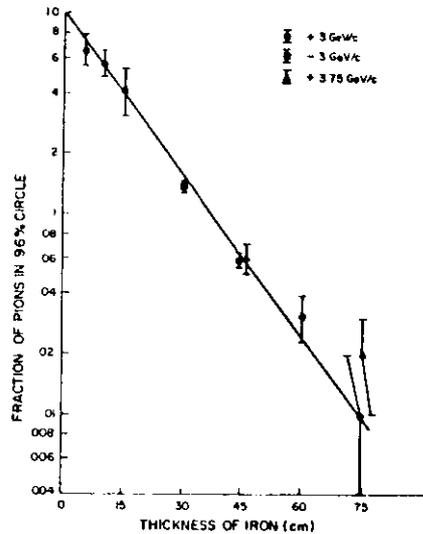


Abb. 2 aus (HAR. 72) zeigt den Anteil der einfallenden Pionen, der die 96 %-Fläche der Myonen trifft, in Abhängigkeit von der Eisendicke des Absorbers.

Unter Berücksichtigung derartiger Messungen wurde zwischen Wechselwirkungspunkt und äußerem Detektor ein totales Absorptionslängenäquivalent von 100 cm Eisen gefordert (AZE. 77). Trotz Ausnutzung der bereits bestehenden Absorptionslängen mußte um den inneren Detektor herum ein zusätzliches Eisenhaus von ca. 195 to. Gewicht mit ca. 136 m<sup>2</sup> Oberfläche gebaut werden, damit für etwa 85 % der möglichen Emissionswinkel  $t \geq 100$  cm erfüllt war.

Unter diesen Bedingungen konnten vom Wechselwirkungspunkt kommende Myonen mit  $p \geq 1.7$  GeV/c den äußeren Detektor erreichen und innerhalb der 96 %-Fläche ihre Existenz markieren. Aus Hadronzerfällen stammende Myonen, deren Zerfallswinkel klein genug waren, um ebenfalls in dieser Fläche ein Signal zu hinterlassen, waren von echten Ereignissen nicht unterscheidbar. Der Anteil der den Absorber durchquerenden Hadronen, die in der 96 %-Fläche ein Signal hinterlassen und damit

mißgedeutet werden konnten, wurde im Impulsbereich 2.5 - 10 GeV/c mit  $< 0.5$  % abgeschätzt.

Die mit (2.7) bis (2.12) durchgeführten Abschätzungen der Myonen-Ablenkung in der äußeren Detektorebene durch Vielfachstreuung in den Absorberelementen sind für den Emissionswinkel  $\theta = 90^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$  in Tab. 1.b zusammengefaßt. Dabei ist der Energieverlust der Myonen durch Streuung im Rückführjoch berücksichtigt worden.

$$\begin{aligned}
 X_{\text{rad}}(\text{Fe}) &= 1.77 \text{ cm} \\
 \rho(\text{Fe}) &= 7.86 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} \\
 dE/dX &\approx 2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{Rückführjoch} : & \left\{ \begin{array}{l} l_1 = 85 \text{ cm} \\ l_1 = 58 \text{ cm} \end{array} \right\} \\
 \text{Eisenhaus} : & \left\{ \begin{array}{l} l_2 = 35 \text{ cm} \\ l_2 = 5 \text{ cm} \end{array} \right\} \quad \text{nach (AZE. 77)}
 \end{aligned}$$

Tab. 1b Myon-Ablenkung durch Vielfachstreuung

p(GeV/c)	Joch $R_{\text{rms}}(\text{cm})$	Eisenhaus $R_{\text{rms}}(\text{cm})$	gesamt $R_{\text{rms}}(\text{cm})$	$\sigma_x(\text{cm})$
2	7.5	3.51	8.28	5.86
5	3.	0.63	3.06	2.17
10	1.5	0.27	1.52	1.08
15	1.	0.17	1.01	0.72

Der Vergleich der Tabellen 1.a und 1.b zeigt, daß für den äußeren Detektor ein Auflösungsvermögen von  $\leq \pm 0.5$  cm als ausreichend angesehen werden konnte.

#### B.4 Anforderungen an den Außendetektor

Die entscheidenden Kriterien für die Auswahl des geeigneten Systems zur Realisierung des Außendetektors waren Auflösungsvermögen und Kosten.

##### A. Auflösungsvermögen

Der Außendetektor mußte die Myon-Verteilung hinter dem Hadron-Absorber von der Hadron-Verteilung unterscheiden können; d.h. er mußte eine Ortsauflösung  $\Delta x = \Delta y \leq \pm 0.5 \text{ cm}$  besitzen.

##### B. Kosten

Die Anzahl der auszulesenden Kanäle mußte im Hinblick auf die damit verbundenen Elektronikkosten möglichst klein sein.

Die Erstellungskosten pro  $\text{m}^2$  Detektorfläche mußten möglichst gering sein, weil ca.  $136 \text{ m}^2$  Oberfläche zu belegen waren.

Die Betriebskosten mußten möglichst gering sein, weil der Detektor über längere Zeit betrieben werden sollte.

Den Auswahlkriterien werden drei denkbare Realisierungsmöglichkeiten gegenübergestellt:

1. Szintillationszähler
2. Proportional-Zählrohre bzw. MWPC's.
3. Driftkammern

Zum Vergleich der unterschiedlichen Kosten-Aufwendungen können Kosten, die bei allen drei Lösungen in der gleichen Größenordnung anfallen, wie zum Beispiel Kosten für Montage, Power-Supply, etc. unberücksichtigt bleiben.

Aufwand für Szintillationszähler:

Bei der geforderten Ortsauflösung sind ca. 5700 Auslesekanäle notwendig. Etwa DM 1.000,- betragen die Kosten pro  $\text{m}^2$  Szintillatormaterial, sowie ca.

DM 1.000,- pro Photomultiplier. Daraus resultiert ein Aufwand von ca. DM 5.85 Mio.

Aufwand für Proportional-Zählrohre:

Hier sind bei der geforderten Ortsauflösung ebenfalls ca. 5700 Kanäle, entsprechend 5700 Signaldrähte notwendig. Aus den Kosten von ca. DM 50,- pro Signaldraht ergibt sich ein Aufwand von ca. DM 285.000,-.

Aufwand für Driftkammern:

Der Aufwand ist entscheidend abhängig vom erreichbaren Signaldrahtabstand, weil damit die Reduzierung der benötigten Kanäle gegenüber den anderen Lösungen möglich ist. Um eine Kostenabschätzung vornehmen zu können, werden zwei realistische Annahmen gemacht:

1. Der Signaldrahtabstand betrage 10. cm
2. Zur Behebung von Ambiguitäten (Vergl. Abschnitt C.3) seien zwei Lagen pro aufzulösender Koordinate nötig.

Mit diesen Annahmen sind ca. 1150 Signaldrähte notwendig. Zu dem Aufwand von ca. DM 50,- pro Signaldraht kommen weitere Kosten für TDC.

Sie betragen ca. DM 200,- pro TDC. Wegen der geringen zu erwartenden Zählrate können jedoch je 10 Signaldrähte einen gemeinsamen TDC beanspruchen (AZE.MIT). Damit entsteht bei dieser Lösung ein Aufwand von ca. DM 80.000,-. Bereits diese recht grobe Kostenabschätzung macht deutlich, daß für die Realisierung des Außendetektors nur die Driftkammer-Lösung in Frage kam.

#### C. Funktionsbeschreibung von Driftkammern

Experimente der Hochenergiephysik mit ihren meist großvolumigen Anordnungen erfordern zum Teilchennachweis großflächige Detektoren mit guter Ortsauflösung und geringer Totzeit. Zu den neueren Entwicklungen auf dem Gebiet der Ortsdetektoren gehören die Driftkammern. Sie sind in prinzipiellem Aufbau und Funktionsmechanismus identisch mit Prop.-Kammern, besitzen jedoch ein Auflösungsvermögen von 0.1 bis 0.01 Signaldrahtabständen, je nach Ausführung. Das gibt die Möglichkeit, ohne Verzicht auf Auflösungsvermögen große Signaldrahtabstände zu wählen, und dadurch die Anzahl der Kanäle pro  $\text{m}^2$  Detektorfläche drastisch zu reduzieren.

In diesem Kapitel sollen einige Merkmale von Driftkammern erläutert werden.

##### C.1 Prinzipieller Aufbau und Wirkungsweise

Die wesentlichen Bestandteile einer Driftkammer sind ein von der Kathodenanordnung umschlossenes Gasgemisch und ein dünner Draht (Signaldraht genannt), der sich gegenüber der Kathode auf positivem Potential befindet. Wenn ein geladenes Teilchen den Gasraum durchfliegt, ionisiert es Gasmoleküle entlang seiner Bahn. Unter dem

Einfluß des elektrischen Feldes wandern die Elektronen zum Signaldraht, werden in der dort herrschenden hohen elektrischen Feldstärke durch Gasverstärkung lawinenartig vervielfacht und ergeben ein detektierbares elektrisches Signal. Auf ihrer Wanderung zum Signaldraht kollidieren die Elektronen immer wieder mit Gasmolekülen, so daß sich eine Driftbewegung der Elektronen mit im Idealfall konstanter Driftgeschwindigkeit  $v_D$  aufbauen kann. Bezeichnet man den Zeitpunkt, an dem das ionisierende Teilchen den Gasraum durchfliegt mit  $t_0$  und den Zeitpunkt, an dem die Elektronen den Signaldraht erreichen mit  $t_s$ , so ist der Driftweg  $x_D$  der Elektronen durch (3.1) gegeben.

$$x_D = \int_{t_0}^{t_s} v_D dt \quad (3.1)$$

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist feldstärkeabhängig. Man ist bestrebt,  $v_D \approx \text{const.}$  durch  $|\vec{E}| \approx \text{const.}$  zu erreichen, damit sich der Driftweg mit Beziehung (3.2) einfach aus der Messung der Driftzeit  $t_D = t_s - t_0$  entnehmen läßt.

$$x_D \approx v_D \cdot t_D \quad (3.2)$$

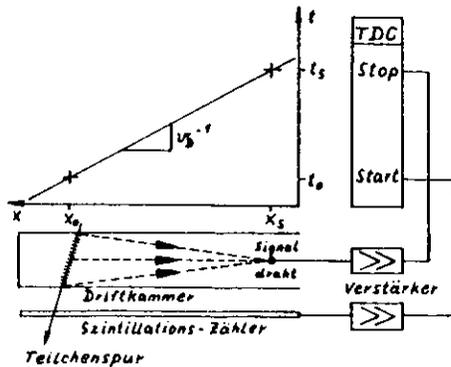


Abb. 3 Darstellung des Meßprinzips

Die Driftzeitmessung kann mit einem Zeitkonverter (TDC, TAC, o.ä.) erfolgen, der z. B. von einem Szintillationszähler gestartet ( $t_0$ ) und von der am Signaldraht eintreffenden Elektronenlawine ( $t_s$ ) über einen Signalverstärker wieder gestoppt wird (Abb. 3). Der Driftweg eines Elektrons führt stets entlang einer elektrischen Feldlinie. Man ist daher bestrebt, durch entsprechende Feldgestaltung geradlinig zum Signaldraht verlaufende Feldlinien zu erzeugen, denn dann ist der Driftweg annähernd gleich dem Abstand des Teilchendurchgangs vom Signaldraht.

$$x_D \approx |x_0 - x_s| \quad (3.3)$$

Es sind verschiedene Verfahren bekannt, mit denen sich gleichzeitig die Y-Koordinate (signaldrahtaxial) des Teilchendurchgangs bestimmen läßt. Zwei Verfahren sollen erläutert werden.

1. **Ladungsteilung:** Das elektrische Signal der eintreffenden Driftelctronen läuft zu beiden Enden des Signaldrahtes. Bei unterschiedlichen Weglängen sind die Signalamplituden  $u_a$  bzw.  $u_b$  an den Enden infolge der Drahtimpedanz verschieden hoch. Mit  $(u_a - u_b) / (u_a + u_b)$  kann die Y-Koordinate des Teilchendurchgangs berechnet werden.
2. **Laufzeitmessung:** Neben dem Signaldraht befindet sich eine Verzögerungsleitung mit geringer Signalgeschwindigkeit. Vom Signaldraht wird das Driftkammersignal auf die Verzögerungsleitung induziert. Durch Messung der Signallaufzeit auf der Verzögerungsleitung kann die Y-Koordinate des Teilchendurchgangs bestimmt werden (BRE. 74 ; WAR. 78).

### C.2 Technische Ausführung und Möglichkeiten der Feldgestaltung.

**Gasgemisch:** Im gesamten Driftraum ist  $v_D = \text{const.}$  nur durch Feldgestaltung nicht erreichbar, denn auch bei sonst homogenem elektrischen Feld muß der Signaldraht zur Sammlung und Vervielfachung der Driftelctronen eine Singularität erzeugen. Der Einfluß von Feldinhomogenitäten auf die Driftgeschwindigkeit der Elektronen

wird weitgehend durch Verwendung eines Gasgemisches mit Sättigungseffekt behoben. Man versteht darunter, beginnend bei einer Sättigungsfeldstärke  $|\vec{E}_S|$ , die Ausbildung eines Driftgeschwindigkeitsplateaus, so daß in den Bereichen mit  $|\vec{E}| \geq |\vec{E}_S|$  wenigstens annähernd  $v_D \neq f(|\vec{E}|)$  gilt. Edelgase (z.B. Argon), denen mehrmolekulare Gase zugesetzt werden (z.B.  $N_2, CO_2, CH_4, C_2H_6$ ), zeigen ein derartiges Verhalten. Man erreicht je nach Mischungsverhältnis Plateauhöhen in der Größenordnung  $v_D \sim 50 \text{ mm}/\mu\text{sec}$  bei Normaldruck (Vergl. Abb. IV.4). Der Molekülgasanteil verhindert außerdem die Ausbreitung von unerwünschten sekundären Elektronenlawinen (Anhang III, Anhang IV, Anhang V). Die Anzahl der vom ionisierenden Teilchen primär erzeugten Ionenpaare liegt in den gewöhnlich verwendeten Gasgemischen in der Größenordnung  $30 - 50 \text{ cm}^{-1}$  (Vergl. Anhang II).

Anode: Der Signaldraht einer Driftkammer muß dünn sein, damit in seiner Umgebung von einigen  $\mu\text{m}$  die elektrische Feldstärke groß genug ist (einige  $10^5 \text{ V/cm}$ ), um die zum Nachweis der Elektronen notwendige Vervielfachung durch Gasverstärkung zu erzielen (Vergl. Anhang I, Anhang V). Es wird gewöhnlich goldplattierter Wolframdraht mit  $20 - 50 \mu\text{m}$  Durchmesser verwendet. Durch die vergoldete Oberfläche werden Auslösungen von Elektronen durch Photoeffekt sowie chemische Reaktionen mit dem Gasgemisch weitgehend unterbunden. Für die Signalverarbeitung mit NIM-Elektronik ist der Anschluß einer Verstärkeranordnung mit  $V_u \sim 100$ ,  $f_g \geq 200 \text{ MHz}$  an den Signaldraht erforderlich (Vergl. Anhang VI, Anhang VII).

Kathode: Die Art und Anordnung der Kathodenflächen im Driftraum werden in erster Linie bestimmt vom Verwendungszweck der Driftkammer, d.h. von der Art und der Energie der zu detektierenden Teilchen, von dem geforderten Signaldrahtabstand, der Driftraumgröße, der Homogenität des elektrischen Feldes, sowie von den zur Realisierung erforderlichen Kosten. Wenn aus physikalischen Gründen die Massebelegung klein sein muß, werden gewöhnlich Epoxy- oder Foliengehäuse mit signaldrahtparallelen Gittern aus gespannten Cu-Be-Drähten von ca.  $100 \mu\text{m}$  Durchmesser als Kathoden verwendet. Anderenfalls ist es billiger und einfacher, Metallfolien, Bleche oder sogar die Innenwände eines Metallgehäuses als Kathodenflächen zu benutzen.

Die für die Anordnung der Kathoden gegebenen Randwerte bestehen einerseits in der Vorgabe der inneren Gehäuseform durch externe Bedingungen und andererseits in der verlangten Geradlinigkeit der Feldlinien bzw. der Homogenität des elektrischen Feldes, daß insbesondere bei großen Signaldrahtabständen von Kathoden mit abgestuftem Potential erzeugt werden muß. In Abbildung 4 bis 9 sind verschiedene Driftkammerquerschnitte mit ihren Kathodenanordnungen und die damit erzeugbaren Feldkonfigurationen dargestellt. Die Potentialfelder sind numerisch berechnet worden (Vergl. Kapitel E). Sie werden durch Äquipotentiallinien mit  $100 \text{ V}$  Potentialabstand in einer zum Signaldraht orthogonalen Ebene repräsentiert. Außerdem werden die Beiträge der elektrischen Feldstärke in der Signaldrahtebene, d.h. in der kathodenparallelen, den Signaldraht enthaltenden Ebene dargestellt.

Es gibt eine Vielzahl verwendbarer Kathodenanordnungen. Ausgehend von einem quadratischen Querschnitt sollen mit den Abbildungen nur einige Möglichkeiten zur Verbesserung der Feldhomogenität und zur Vergrößerung des Driftwegs und des Seitenverhältnisses S/H von Drifträumen mit Hilfe geeigneter Kathodenanordnungen gezeigt werden.

Abb. 4 zeigt einen Driftraum mit quadratischem Querschnitt. Die Gehäusewände dienen als Kathodenflächen und liegen auf Erdpotential. Im Zentrum des Driftraums befindet sich der Signaldraht. Er führt das positive Potential HVD = 2000 V und erzeugt damit ein radialsymmetrisches Feld in seiner näheren Umgebung. Mit wachsendem Abstand vom Signaldraht werden die konzentrischen Äquipotentiallinien des radialen Feldbereichs von den Kathodenflächen in eine quadratische Form gezwungen. Entsprechend geht die elektrische Feldstärke vom 1/r-Bereich in einen von Null verschiedenen Plateaubereich über. Eine Gasmischung mit der Sättigungsfeldstärke  $|\vec{E}_S| \sim 130 \text{ V/cm}$  macht die Anordnung als einfache Driftkammer verwendungsfähig.

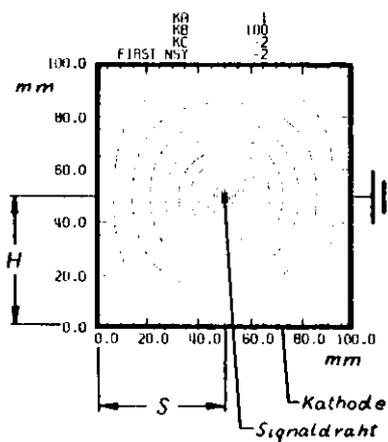


Abb. 4.a Äquipotentiallinien

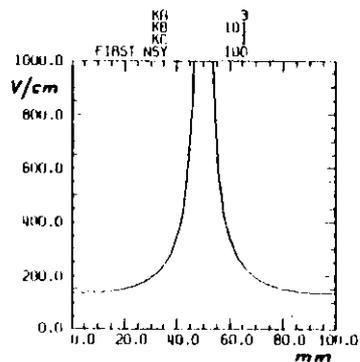


Abb. 4.b  $|\vec{E}|$  in der Signaldrahtebene

Die Störung des radialen Feldes geht von den drahtnächsten Kathodenflächen, der oberen und unteren Gehäusewand aus. Die Seitenwände sind zu weit entfernt, um einen wesentlichen Einfluß auf das Feld ausüben zu können, das zeigt sich auch am Feldstärkeverlauf. In mehr als 75 % der Signaldrahtebene ist  $|\vec{E}| < 100 \text{ V/cm}$  (bei HVD = 2000 V). Eine wesentliche Anhebung der Feldstärke durch Erhöhung von HVD ist nicht möglich (Vergl. Abschnitt 1.1, Anhang V). Da es keine Gasgemische mit derart niedriger Sättigungsfeldstärke gibt, ist diese Anordnung ohne zusätzliche feldformenden Maßnahmen als Driftkammer nicht geeignet.

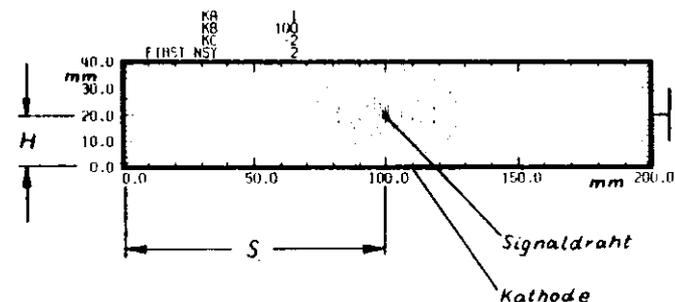


Abb. 5.a Äquipotentiallinien

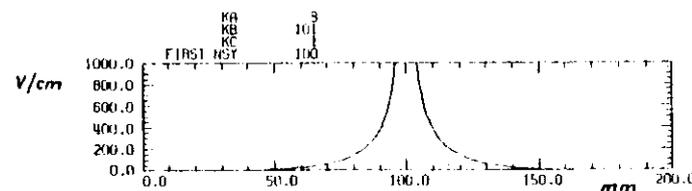


Abb. 5.b  $|\vec{E}|$  in der Signaldrahtebene

Abb. 5 zeigt eine rechteckige Kathodenanordnung als Versuch, den Driftweg sowie das Seitenverhältnis S/H gegenüber Abb. 4 zu vergrößern. Auch hier dienen die Gehäusewände als Kathodenflächen und liegen auf Erdpotential. Der zentrale Signaldraht teilt die Anordnung symmetrisch in einen linken und einen rechten Driftraum.

In Abb. 6 ist eine praktikable Lösung zur Vergrößerung des Seitenverhältnisses S/H dargestellt. Mehrere Driftzellen mit zentralem Signaldraht und je einem linken und rechten Driftraum befinden sich in einem gemeinsamen Gehäuse. Die oberen und unteren Gehäusewände dienen wieder als Kathodenflächen und liegen auf Erdpotential. Demgegenüber führen die Signaldrähte das positive Potential HVD. Die elektrische Trennung zweier benachbarter Driftzellen erfolgt mit Hilfe eines Potentialdrahtes, der gegenüber den Kathodenflächen das negative Potential POT führt. Signal- und Potentialdrähte liegen in einer gemeinsamen Ebene. Mit dem negativen Potential der Potentialdrähte wird einerseits der Übergang von Driftelektronen von einer Driftzelle zur anderen verhindert, und andererseits der Abfall der elektrischen Feldstärke unter die Sättigungsfeldstärke. Der Verlauf von  $|\vec{E}|$  in der Signaldrahtebene zeigt, daß sich zwischen je einem Signal- und Potentialdraht ein von Null verschiedenes Feldstärkeminimum ausbildet. Das Prinzip des feldformenden Potentialdrahtes ist in diversen Variationen realisiert worden. Mit einer derartigen Anordnung ist bei  $S = 2. \text{ cm}$  und  $S/H = 3$  eine Ortsauflösung von  $0.2 \text{ mm}$  erzielt worden (EYß. 75). Als Nachteil sind die durch die Drähte erzeugten Feldstärkesingularitäten im Driftraum anzusehen. Insbesondere bei weiterer Vergrößerung des Signaldrahtabstands  $2 \cdot S$ , bzw. des Seitenverhältnisses S/H besteht die Gefahr, daß die Feldstärkeschwankungen  $\Delta|\vec{E}| = |\vec{E}|_{\text{max}} - |\vec{E}|_{\text{min}}$  auf den Driftwegen größer sind als die vom Gasgemisch zur Verfügung stehende Länge des Sättigungsplateaus (für das  $v_D \neq f(|\vec{E}|)$  gilt).

In dem Bestreben, den Driftweg und das Seitenverhältnis des Driftraums weiter zu vergrößern, bietet die in Abb. 7 dargestellte Anordnung eine Lösung für Abb. 5 und eine Alternative zu Abb. 6. Es handelt sich hier um eine Driftkammer mit 1-facher Abstufung des Kathodenpotentials. Der zentrale Signaldraht führt gegenüber den Kathodenebenen das positive Potential HVD und teilt den Gasraum in einen linken und einen rechten Driftraum. Die oberen und unteren Gehäusewände dienen als Kathodenebenen und führen gegenüber Erdpotential das positive Potential HVE. U-Profile bilden sowohl elektrisch als auch mechanisch den seitlichen Abschluß der Driftkammer und übernehmen die Feldformung in drahtfernen Bereichen. Sie sind elektrisch isoliert von den Kathodenebenen und liegen auf Erdpotential. Die isolierenden Unterbrechungen

zwischen den Spitzen der U-Profile und den Kathodenebenen wirken als Erzeugungspunkte für ein zusätzliches elektrisches Feld, daß 75 % des Driftraums ausfüllt und in der Signaldrahtebene  $|\vec{E}|_{\text{min}} \geq |\vec{E}_s| \sim 450 \text{ V/cm}$  auch am Rand aufrecht erhält. Bei diesem Feldformungsprinzip gibt es keine störenden Feldstärkesingularitäten in der Signaldrahtebene (die vom Signaldraht erzeugte Singularität ist notwendig und daher unvermeidbar), jedoch wirkt das zusätzliche Feld auf außerhalb der Signaldrahtebene driftende Elektronen defokussierend und die Sammlung des fokussierenden radialen Feldbereichs beeinträchtigend. Außerdem treten hier noch erhebliche Feldstärkeschwankungen  $\Delta|\vec{E}|$  entlang den Driftwegen auf.

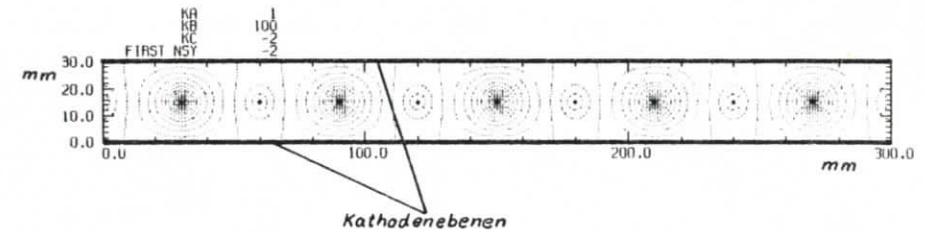


Abb. 6. a Äquipotentiallinien

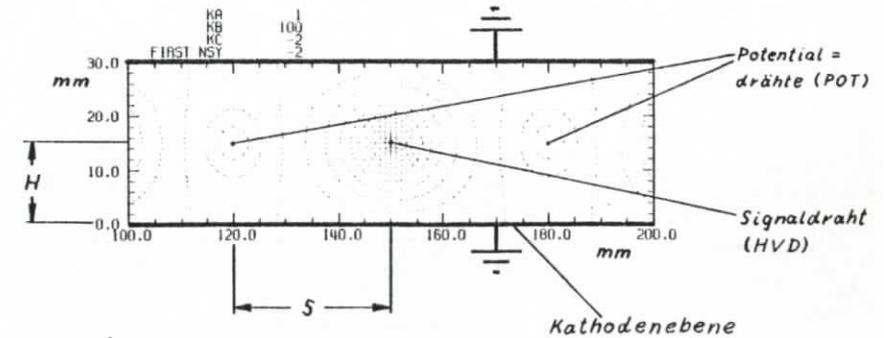


Abb. 6. b Äquipotentiallinien

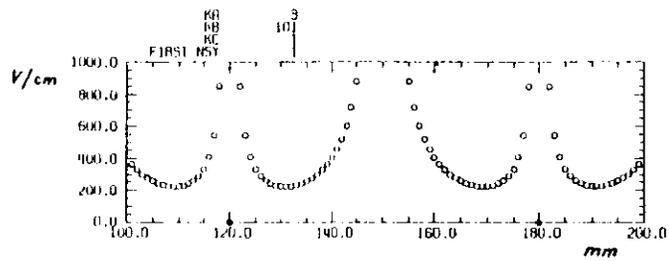


Abb. 6. c  $|\vec{E}|$  in der Signaldrahtebene

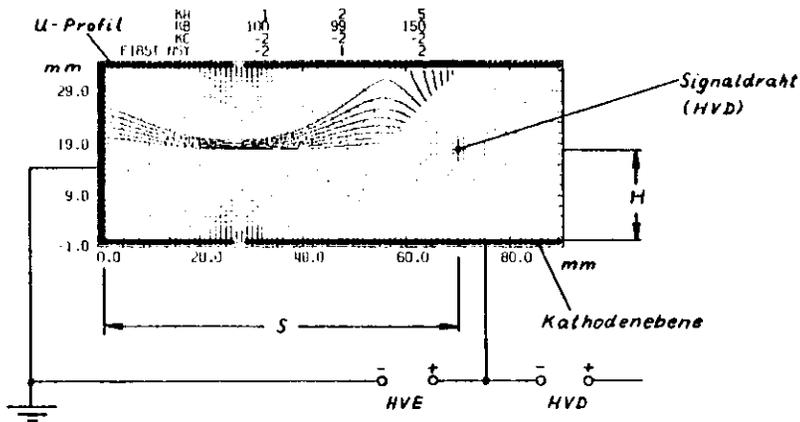


Abb. 7. a Kammerform, Äquipotential- und Feldlinien

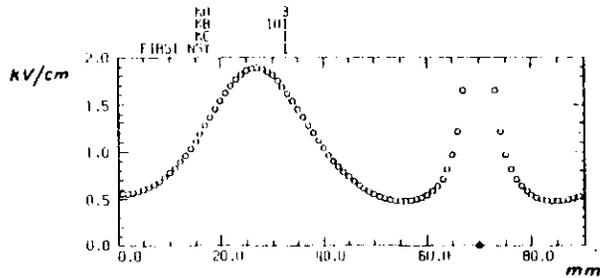


Abb. 7. b  $|\vec{E}|$  in der Signaldrahtebene

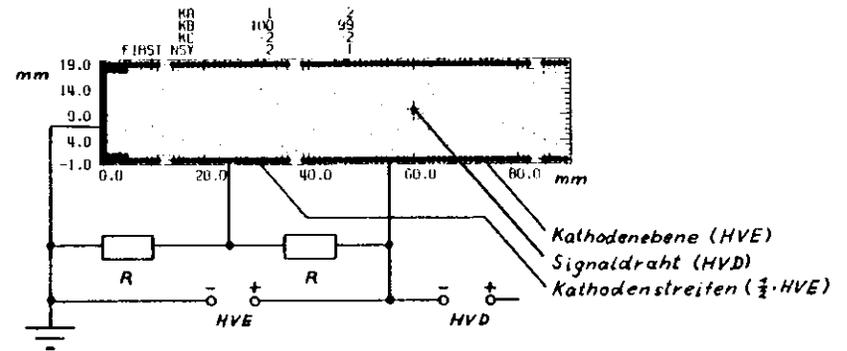


Abb. 8. a Kathodenanordnung und Äquipotentiallinien

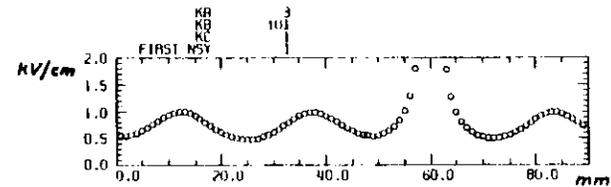


Abb. 8. b  $|\vec{E}|$  in der Signaldrahtebene

Abb. 8 zeigt eine erweiterte Variante des in Abb. 7 dargestellten Feldformungsprinzips, eine Driftkammer mit 2-fach abgestuften Kathodenpotential. Die oberen und unteren Gehäusewände sind nicht als durchgehende leitende Oberflächen ausgeführt, sondern sie besitzen je zwei isolierende Unterbrechungen pro Driftraum. Mit Hilfe von zwei externen Widerständen wird eine Potentialabstufung der Flächen realisiert. Die Kathodenebenen führen das positive Potential HVE, die Kathodenstreifen das Potential HVE/2 und die U-Profile liegen auf Erdpotential. Je zwei gegenüberliegende Unterbrechungen wirken als Erzeugungspunkte für ein quasi-homogenes Feld mit der gleichen Charakteristik wie in Abb. 7. Infolge der Existenz von zwei derartigen Feldern im Driftraum entstehen zwei Feldstärkemaxima und drei Feldstärkeminima in der Signaldrahtebene. Die Feldstärkeschwankung kann mit diesem 2-fach abgestuften Kathodenpotential trotz Vergrößerung des Seitenverhältnisses auf  $S/H = 6$  erheblich gegenüber dem in Abb. 7 gezeigten 1-fach abgestuften Kathodenpotential reduziert werden. Das Feldformungsprinzip ist durch feinere Potentialabstufung nahezu beliebig erweiterbar.

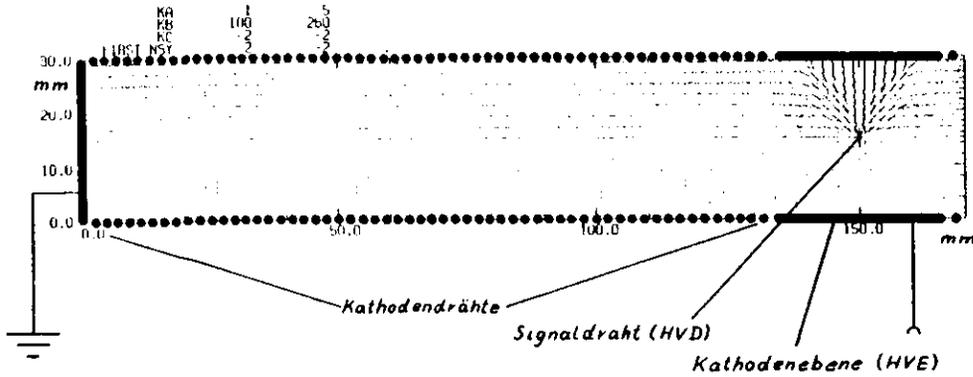


Abb. 9. a Kathodenanordnung, Äquipotentiallinien und Feldlinienstücke

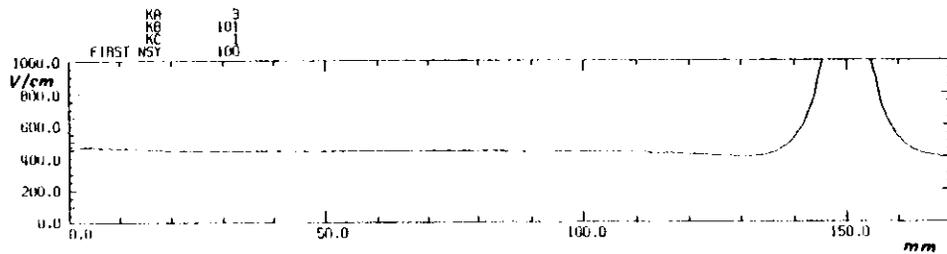


Abb. 9. b  $|\vec{E}|$  in der Signaldrahtebene

In Abb. 9 ist eine Möglichkeit dargestellt, wie mit Hilfe der Feldformung durch Potentialabstufung eine für Driftkammern bereits ideale Feldkonfiguration erzeugt werden kann. Die homogenen Feldteile zu beiden Seiten des zentralen Signaldrahts werden mit Hilfe von Kathodendrähten realisiert, die zu parallelen Gittern gespannt sind und vom seitlichen Rand zu den Kathodenebenen hin gleichmäßig gestuftes aufsteigendes Potential führen. Den seitlichen Abschluß des Driftraums bildet ein Randstreifen, der auf Erdpotential liegt. Bei dieser Feldkonfiguration sind keine

periodischen Feldstärkeschwankungen in der Signaldrahtebene mehr erkennbar. In der oberen Hälfte von Abb. 9 a ist für jeden zweiten Rasterpunkt des Driftraums ein Feldlinienstück mit der Richtung der dort herrschenden Feldstärke eingetragen. Aus den Feldlinienstücken ist der gewünschte geradlinige Feldlinienverlauf in dem von der Kathodenanordnung geformten Feldbereich ersichtlich. Die vom radialen Feldbereich verursachte maximale Weglängendifferenz beträgt  $H \cdot (\sqrt{2}-1)$  und tritt in dünneren Kammern ( $H \leq 10$  mm) nur noch bei schräg den Übergangsbereich zwischen homogenem und radialem Feld passierenden Teilchenspuren in Erscheinung (Vergl. Abschnitt H.4). Die Berechnung der dargestellten Anordnung mit  $S = 150$  mm,  $S/H = 10$  ist mit einer 60-fachen gleichmäßigen Stufung des Potentials HVE zwischen Kathodenebenen und Randstreifen durchgeführt worden.

### C.3 Doppeldeutigkeit der Ortsmessung

Die in Abschnitt C.1 beschriebene Wirkungsweise von Driftkammern erlaubt leider keine eindeutige Abstandsmessung zwischen Teilchendurchgang und Signaldraht. Driftkammern sind aufgrund ihrer Feldsymmetrie zum Signaldraht mit einer 'Rechts-Links-Ambiguität' behaftet. Ohne weitere Maßnahmen ist nicht zu erkennen, ob die Driftelektronen vom rechten oder vom linken Driftraum kommend den Signaldraht erreichen. Es sind verschiedene Lösungen zur Behebung dieses Problems bekannt. Eine Möglichkeit bietet die Verwendung von zwei eng benachbarten Signaldrähten (Vergl. Abb. 10) in einer Driftkammer, eventuell mit einem Potentialdraht dazwischen zur Vermeidung von Übersprechern (BRE. 74).

In Abb. 10 a sind für eine Doppeldrahtkammer die Äquipotentiallinien mit jeweils 100 V Potentialabstand in einer zu den Signaldrähten orthogonalen Ebene dargestellt. Die beiden identischen Signaldrähte liegen parallel zueinander in der Mittelebene der Driftkammer und haben einen Abstand von 4. mm. Der nicht dargestellte rechte Driftraum der Kammer ist spiegelbildlich zum linken Driftraum. Abb. 10.b zeigt den Verlauf der elektrischen Feldstärke in der Signaldrahtebene.

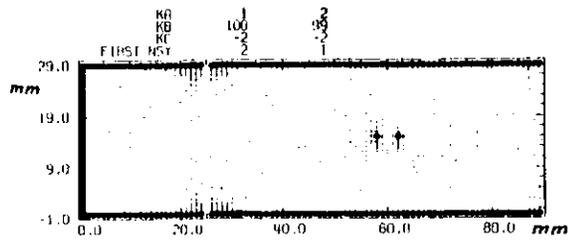


Abb. 10. a Äquipotentiallinien

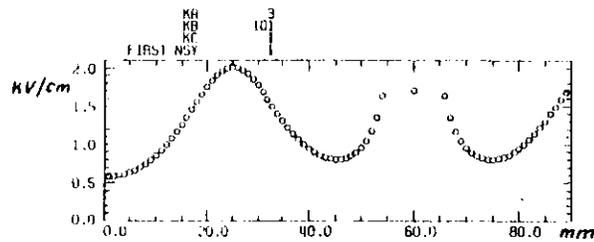
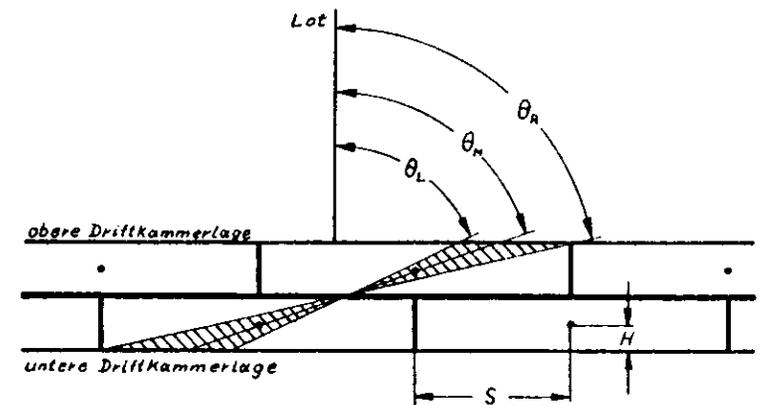


Abb. 10. b  $|\vec{E}|$  in der Signaldrahtebene

Eine andere Möglichkeit zur Behebung der Ambiguität bietet die asymmetrische Ladungsverteilung der Elektronenlawine am Signaldraht. Sie bewirkt rechts und links vom Signaldraht unterschiedlich induzierte Signale auf den Kathodenebenen (BRE. 77) bzw. auf den Potentialdrähten (WAL. 77). Die zusätzliche Messung dieser Signale zum eigentlichen Driftkammersignal erlaubt die Zuordnung der richtigen Driftkammerseite.

Bei vielen Experimenten genügt die Behebung der Ambiguität für einen begrenzten Winkelbereich der Teilchenspuren, indem einfach zwei parallele aber um  $S$  versetzte Driftkammerlagen verwendet werden (Vergl. Abb. 11). Diese Lösung besitzt stets einen Winkelbereich  $\Delta\theta$ , der nicht ambiguitätsfrei ist. In Abb. 12 sind die Grenzeinfallswinkel  $\theta_R$  und  $\theta_L$  der ambiguitätsfreien Bereiche, sowie  $\Delta\theta$  in Abhängigkeit vom Seitenverhältnis  $S/H$  für zwei identische Driftkammerlagen dargestellt.

Abb. 11



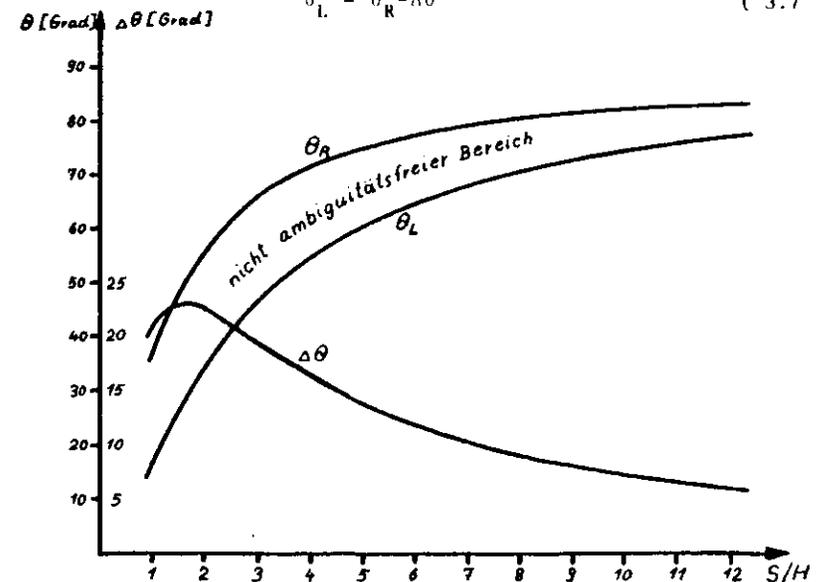
$$\theta_R = \arctg\left(\frac{3 \cdot S}{4 \cdot H}\right) \quad (3.4)$$

$$\theta_M = \arctg\left(\frac{S}{2 \cdot H}\right) \quad (3.5)$$

$$\Delta\theta = 2 \cdot (\theta_R - \theta_M) \quad (3.6)$$

$$\theta_L = \theta_R - \Delta\theta \quad (3.7)$$

Abb. 12



C. 4 Ungenauigkeit der Ortsmessung

Die Ortsmessung mit Driftkammern beinhaltet verschiedene Fehlerquellen, die sich in zwei Gruppen einteilen lassen.

1. Innere Ungenauigkeit

Die primäre Elektronenverteilung diffundiert auf ihrem Weg zum Signaldraht auseinander und verursacht ein vom Driftweg abhängendes  $G_x$  (Vergl. Anhang III). Abweichungen des Signaldrahts von der Sollposition infolge eines Durchhangs verfälschen den Bezugsort  $x_S$  (Vergl. Anhang VIII). Hinzu kommen in der Konstruktion begründete Effekte, die jedoch im Prinzip korrigierbar sind, wie Maßfehler durch nicht geradlinige Feldlinien, durch zu große Feldstärkeschwankungen auf dem Driftweg bei ungünstig gewähltem Gasgemisch, durch schräge Teilchenspuren in dicken Kammern.

Alle Effekte wirken additiv und limitieren intern das mit einer Driftkammer erreichbare Auflösungsvermögen.

2. Äußere Ungenauigkeit

Jeder Zeitkonverter hat eine begrenzte Zeitauflösung  $\Delta t$ , die sich über die Driftgeschwindigkeit auf  $G_x$  auswirkt. Infolge der Sammlungs- und Diffusionsstatistik der Driftelektronen entstehen Kammer-signalen mit unterschiedlichen Pulsformen. Nachfolgende Diskriminatoren und Signalverstärker haben von Null verschiedene Ansprechschwellen und Anstiegszeiten. Das führt zu einem weiteren Zeitfehler, dem 'time-jitter' (STU.74); er ist umso geringer, je kleiner die Ansprechschwelle der Signalelektronik ist. Der gleiche Effekt tritt bei der Messung der Referenzzeit  $t_0$  auf.

Auch diese Effekte wirken additiv und limitieren extern das mit dem System erreichbare Auflösungsvermögen.

D. Spezielle Anforderungen an die Driftkammern

In diesem Kapitel soll die Zielsetzung für die Entwicklung eines Driftkammertyps angegeben werden, mit dem sich der äußere Myon-Detektor möglichst billig realisieren läßt. Die aufgeführten Bedingungen sollen prinzipielle Kriterien für einen Prototyp sein.

Man entschied sich für die folgende Grundkonzeption (AZE.MIT): Die Oberfläche des den PLUTO-Detektor umhüllenden Eisenhauses wird mit großflächigen Driftkammer-Modulen belegt. In jedem Modul sind mehrere gleichartige Drifträume mit zentralen Signaldrähten nebeneinander angeordnet. Ambiguitäten werden mit zwei um S versetzte Driftkammerlagen behoben, so daß insgesamt vier Lagen =  $544 \text{ m}^2$  Driftraum zur Auflösung der x- und y-Koordinate erforderlich sind.

D.1 Entwicklungskriterien und Zielsetzung für den Prototyp

1. Innere plus äußere Ungenauigkeit muß ein Auflösungsvermögen besser als  $\pm 0.5 \text{ cm}$  erlauben, damit Myon-Ereignisse erkannt werden können.
2. Im gesamten Driftraum wird eine Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon \geq 95 \%$  gefordert.
3. Der für Driftkammern verfügbare Raum unter dem Eisenhaus ist so begrenzt, daß die Außenhöhe eines Moduls nicht größer als 20 mm sein darf.
4. Die kollisionsfreie Zeit zwischen zwei Bunch-crossings bei PETRA beträgt  $\tau = 1.92 \mu\text{sec}$ . Sie muß zur Minimierung der Kanalanzahl und damit der Kosten als maximal mögliche Driftzeit ausgenutzt werden. Bei  $v_D \sim 45\text{-}55 \text{ mm}/\mu\text{sec}$  kann der maximale Driftweg  $S \sim 80\text{-}85 \text{ mm}$  betragen.
5. Da keine Teilchenspuren mit  $\theta > 55^\circ$  gegen die Flächennormale zu erwarten sind, müssen die Drifträume unter Berücksichtigung der Kathodenflächendicke ein Seitenverhältnis  $S/H > 5$  haben, um ambiguitätsfrei zu sein. Die gleiche Forderung folgt bereits aus Punkt 3. und 4.

6. Zur Minimierung der Kanalanzahl kann die Signaldrahtlänge wegen der geringen zu erwartenden Zählrate so groß gewählt werden, wie es die statischen und mechanischen Randwerte der Modulkonstruktion zulassen.
7. Die Kathodenflächen müssen möglichst billig aus Blechen oder Metallfolien aufgebaut sein, da die Massebelegung der Kammern physikalisch nicht kritisch ist.
8. Die Signaldrähte müssen gegen äußere elektromagnetische Störeinflüsse abgeschirmt sein.
9. Das Gasgemisch muß eine Sättigungsfeldstärke  $|\vec{E}_S| \sim 450 \text{ V/cm}$  und eine Plateauhöhe von  $v_D \sim 50 \text{ mm}/\mu\text{sec}$  haben. Es darf keine aggressiven oder zu Entmischung und Polymerisation am Signaldraht neigenden Komponenten enthalten.

Für die Realisierung eines Prototyps, der den Entwicklungskriterien genügt, ist die folgende Zielvorstellung entwickelt worden:

Ein Modul beinhaltet ca. 10 Drifträume mit zentralen Signaldrähten, ca. 2 - 3 m Signaldrahtlänge, 160 mm Signaldrahtabstand und 15 mm Driftraumhöhe bei ca. 18 mm äußerer Bauhöhe. Der Modul besitzt ein selbsttragendes Ganzmetallgehäuse, das zur HF-Abschirmung und zum Berührungsschutz gegen Hochspannung auf Erdpotential gelegt wird. Die elektrische Feldkonfiguration im Driftraum wird durch abgestuftes Kathodenpotential mit Hilfe feldformender Kathodenstreifen erzeugt. Als Kammergas wird eine bereits getestete Argon-Methan-Isobutan-Mischung verwendet.

Die Entwicklung des Prototyps umfaßt drei Entwicklungsstufen:

- F. Numerische Berechnung der Feldverteilung im Driftraum in Abhängigkeit von der Kathodengeometrie und von den angelegten Potentialen. Auffindung eines optimalen Kompromisses zwischen Abb. 7 und Abb. 9.
- G. Konstruktive Realisierung der in F. vorgeschlagenen Lösungen und Bau von entsprechenden Labormodellen. Lösung aller zur Entwicklung gehörenden technologischen Problemstellungen auch im Hinblick auf die spätere Serienfertigung der Module.

- H. Test der Labormodelle auf ihre spezielle Verwendbarkeit und Zuverlässigkeit. Die Zeit- und Ortsauflösungen sowie die Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Drifträume müssen mit detaillierten Messungen untersucht werden.

In den folgenden Kapiteln wird für jede Stufe ein Überblick über den Gang der Entwicklung gegeben.

### E. Numerische Feldberechnungen

Für die Entwicklung von Driftkammern ist es sehr hilfreich, wenn vor dem Bau eines Labormodells die von dem Konstruktionsvorschlag zu erwartende Feldkonfiguration im Driftraum berechnet werden kann. Die Kenntnis der Feldkonfiguration ist eine Hilfe zur Optimierung der Driftraumgeometrie bzw. der Potentialbelegung. Äquipotential- und Feldlinienverläufe sowie die Verteilung der Feldstärke im Driftraum geben Hinweise auf erwünschte oder nicht erwünschte Eigenschaften der Driftkammer. Schwerwiegende Mängel der Feldkonfiguration können damit so frühzeitig erkannt und konstruktiv behoben werden, daß kostspielige Fehlentwicklungen vermieden werden können. In diesem Kapitel soll gezeigt werden, wie das elektrische Feld im Inneren einer Driftkammer mit Hilfe eines geeigneten Iterationsverfahrens berechnet werden kann. Das Verfahren ist bei der Optimierung der Potentialbelegung für den Prototyp zur Anwendung gekommen.

#### E.1 Berechnung des Potentialfeldes einer Driftkammer

Weil in einem stationären, ladungsfreien Potentialfeld die Divergenz der Feldstärke identisch verschwindet, ist für die Berechnung des ungestörten Potentialfeldes einer Driftkammer die Laplace-Gleichung (5.1) zu lösen. Im Allgemeinen verschwindet auch die signaldrahtparallele Feldkomponente, so daß die Laplace-Gleichung nur für eine beliebige, zum Signaldraht orthogonale Ebene gelöst werden muß. Die zur Lösung erforderlichen Randbedingungen werden durch die Potentialbelegung der Kathodenflächen, Potentialdrähte und Signaldrähte vorgegeben.

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \phi = 0 \quad (5.1)$$

$$\phi_{xx} + \phi_{yy} = 0 \quad (5.2)$$

Die Lösung der Laplace-Gleichung bei vorgegebener Randbedingung wird als Dirichlet-Problem bezeichnet, wenn das Potential auf dem Rand gegeben ist, als Neumann-Problem, wenn die Ableitung des Potentials auf dem Rand gegeben ist. Es ist nicht möglich, eine allgemeine Lösung des Dirichlet-Problems für beliebige Randbedingungen zu finden. Analytische Lösungen der ebenen Laplace-Gleichung (5.2) lassen sich nur angeben, wenn ein einfach zusammenhängendes Gebiet rechteckig, elliptisch oder kreisförmig berandet ist, und wenn die Potentialfunktion auf dem Rand stetig differenzierbar ist (COU. 68; FOR. 67; GRE. 68).

Im Allgemeinen genügt die Berandung und die Potentialbelegung eines Driftraums nicht diesen Bedingungen. Vielmehr handelt es sich meistens um mehrfach zusammenhängende Gebiete mit nur stückweise definierter Berandung oder Potentialbelegung. Derartige Probleme können mit Hilfe von Digitalrechnern approximiert werden. Man muß dafür das betreffende Gebiet einschließlich seiner Berandung durch ein Punktraster diskretisieren (Vergl. Abb. 13). Das Dirichlet-Problem wird dann für jeden Punkt des Rasters iterativ durch ein System von Differenzengleichungen approximiert. Je feiner die Diskretisierung des Gebiets gewählt wird, desto näher kann die Approximation der Lösung des Problems kommen. Man erhält das Gleichungssystem aus folgender Forderung: Das Potential  $\phi_0$  jedes inneren Punktes muß sich so aus den Potentialen seiner vier Nachbarpunkte entwickeln lassen, daß die fünf Potentiale  $\phi_0$  bis  $\phi_4$  der Gleichung (5.3) genügen (FOR. 67; GRE. 68). Die Taylor-Entwicklung der rechten Seite von (5.3) nach den Abständen  $h_1$  bis einschließlich der zweiten Ordnung und der anschließende Koeffizientenvergleich führen zu einer Approximation (5.4) der Laplace-Gleichung falls das Restglied verschwindet. Das Verfahren wird auf jeden inneren Punkt des Gebietes angewendet, um sein Potential aus den Potentialen seiner Nachbarpunkte und den jeweiligen Abständen zu bestimmen. Nach mehrfacher Wiederholung der Prozedur beschreibt das Punktraster die richtige Potentialverteilung.

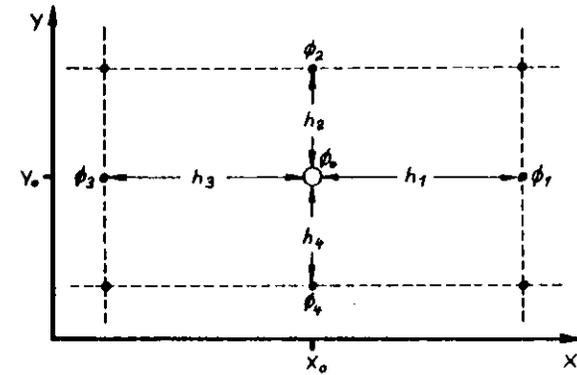


Abb. 13 zeigt ein Beispiel für die Berechnung des Potentials  $\phi_0$  eines inneren Punktes aus den Potentialen  $\phi_1$  bis  $\phi_4$  seiner Nachbarpunkte. Die Rasterweite  $h_1$  muß nicht notwendig regelmäßig sein.

$$\phi_{xx} + \phi_{yy} = \sum_{i=0}^4 \alpha_i \cdot \phi_i \quad (5.3)$$

$$\phi_{xx} + \phi_{yy} = \frac{2 \cdot \phi_1}{h_1 \cdot (h_1 + h_3)} + \frac{2 \cdot \phi_2}{h_2 \cdot (h_2 + h_4)} + \frac{2 \cdot \phi_3}{h_3 \cdot (h_1 + h_3)} + \frac{2 \cdot \phi_4}{h_4 \cdot (h_2 + h_4)} - \frac{2 \cdot \phi_0}{h_1 \cdot h_3} - \frac{2 \cdot \phi_0}{h_2 \cdot h_4} + \sum_{i=1}^4 O(h_i^3) \quad (5.4)$$

In dem vorliegenden Beispiel ist  $h_1 = h_3$  und  $h_2 = h_4$ . Daraus folgt für das Potential  $\phi_0$  des inneren Punktes:

$$\phi_0 = \frac{(\phi_1 + \phi_3) \cdot h_2^2 + (\phi_2 + \phi_4) \cdot h_1^2}{2 \cdot (h_1^2 + h_2^2)} \quad (5.5)$$

Das Beispiel zeigt, daß es zur Reduzierung des Rechenaufwandes sinnvoll ist, eine regelmäßige Rasterweite zu wählen. In einem quadratischen Punktraster mit  $h_1=h_2=h_3=h_4$  wird der Rechenaufwand minimal, (5.6) zeigt die Lösung für diesen Fall.

$$\phi_0 = \frac{1}{4} \cdot \sum_{i=1}^4 \phi_i \quad (5.6)$$

E.2 Programmbeschreibung

Für den Digitalrechner IBM 370 ist ein Programm entwickelt worden, welches das Potentialfeld einer Driftkammer in einer zum Signaldraht orthogonalen Ebene nach dem in Abschnitt E.1 angegebenen Verfahren numerisch berechnet (Vergl. HAS. 77). Um unnötigen Rechenaufwand zu vermeiden, wird die Ebene grundsätzlich durch ein orthogonales, quadratisches Punktraster mit 1 mm Rasterweite diskretisiert. Rasterverfeinerungen sind möglich, sofern die maximale Punktzahl von  $10^5$  nicht überschritten wird, sie steigern den Rechenaufwand und die Rechenzeit jedoch erheblich. Diejenigen Rasterpunkte, die leitende Oberflächen der Berandung oder des Flächeninneren darstellen, erhalten jeweils das den Betriebsbedingungen entsprechende Potential als feste, nicht überschreibbare Vorgabe. Im Allgemeinen hat kein innerhalb der Berandung liegender Rasterpunkt vier Nachbarn, die ein bekanntes festes Potential besitzen. Diese Punkte erhalten alle ein mittleres zwischen Null und der Signaldrahtspannung HVD liegendes Potential als überschreibbaren Startwert. Das Programm berechnet nun vom festen Randpotential ausgehend für jeden Rasterpunkt nach (5.6) ein korrigiertes Potential und überschreibt damit den Startwert. Die korrigierten Potentiale bilden jeweils die neuen Startwerte. Nach N Wiederholungen hat dieses Verfahren das Potentialfeld berechnet, falls für jeden Rasterpunkt der Ebene  $\phi(N) = \phi(N-1)$  gilt. Die Konvergenzzeit des Verfahrens ist unter anderem abhängig von der Wahl der ersten Startwerte. Das Potentialfeld wird für weitere Berechnungen in eine zweidimensionale Matrix geschrieben und gespeichert. Aus dem Potentialfeld können dann für jeden Rasterpunkt die Feldstärke-Komponenten  $E_x$  und  $E_y$ , sowie

der Betrag  $|\vec{E}|$  und die Richtung des elektrischen Feldes berechnet werden. Durch partielle Verfeinerung des Punktrasters und anschließende lineare Interpolation wird der Verlauf von Äquipotentiallinien- und Feldlinienstücken ermittelt. Sie können mit Hilfe des 'IPS' dargestellt werden, ebenso die Kammerberandung, der Feldstärkeverlauf in der Signaldrahtebene und Kammerbereiche, in denen eine wählbare Mindestfeldstärke überschritten wird.

Alle Darstellungen von Feldkonfigurationen und Feldstärkeverteilungen in der vorliegenden Arbeit sind mit diesem Programm erstellt worden.

F. Optimierung der Driftraumgeometrie

Wie in Abschnitt C.2 gezeigt wurde, kann das elektrische Feld im Gasraum einer Driftkammer mit Hilfe geeigneter Feldformungselemente verbessert werden. In diesem Kapitel wird der Teil der Entwicklung beschrieben, in dem unter Anwendung numerischer Feldberechnungen die Gestaltung und Optimierung des Driftraums bzw. der Feldformungselemente vorgenommen wurde. Als Ausgangsbasis für die Berechnungen wurde das besonders einfache und billige Konstruktionsprinzip einer Driftkammer mit 1-facher Abstufung des Kathodenpotentials gewählt.

F.1 Driftraum mit 1-facher Abstufung des Kathodenpotentials

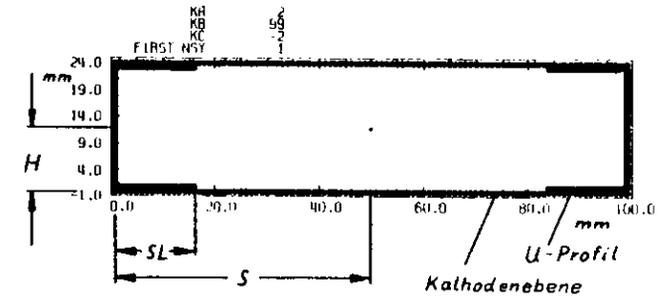


Abb. 14 zeigt den Querschnitt einer von Becker et al. gebauten Aluminium-Konstruktion mit  $2 \cdot S = 100$  mm und  $2 \cdot H = 25$  mm (BEC. 75). Das Konstruktions- und Feldformungsprinzip ist bereits in Abschnitt C.2 beschrieben worden. Bei dieser Kammer sind jedoch die Schenkel der U-Profile nicht bündig mit den Kathodenebenen, sondern ragen in den Gasraum hinein. Der nutzbare Driftraum wird dadurch

eingeschränkt, außerdem ist das von den U-Profilen erzeugte Feld unsymmetrisch. Elektrische Isolation, mechanische Festigkeit und Gasdichtigkeit wurden durch Klebung zwischen U-Schenkeln und Kathodenebenen erreicht. Für HVE = 3300 V und HVD = 2000 V erzeugt diese Konstruktion ihre optimale Feldkonfiguration (Abb. 15, Äquipotentiallinien mit 100 V Potentialabstand). Die Feldstärkeverteilung in der Signaldrahtebene (Abb. 16) besitzt niveaugleiche Feldstärkeminima mit  $|\vec{E}|_{\min} \approx 450 \text{ V/cm}$  und die Anzahl der Rasterpunkte im Kammerquerschnitt mit  $|\vec{E}| \geq 400 \text{ V/cm}$  (Abb. 17) kann durch Variation der U-Schenkellänge SL nicht weiter erhöht werden.

Abb. 15

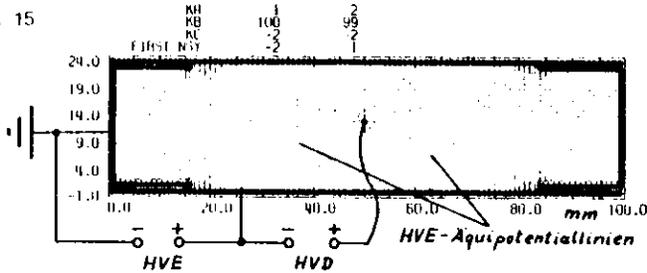


Abb. 16

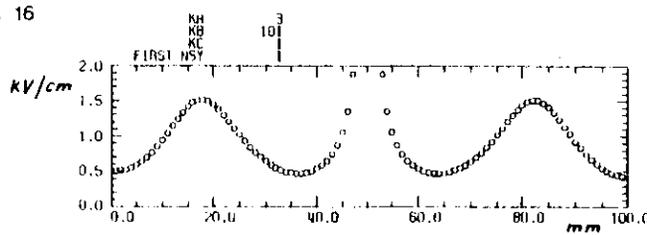
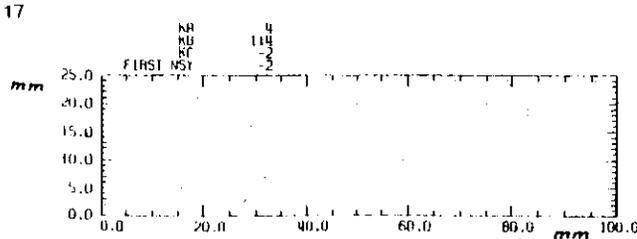


Abb. 17



Die Feldstärkeverteilung im Kammerquerschnitt hat eine Sattelflächenstruktur, d.h. die in Abb. 16 dargestellten Feldstärkeminima sind maximale Minima, die Feldstärkemaxima sind minimale Maxima. Die Feldstärkeschwankung  $\Delta|\vec{E}| = |\vec{E}|_{\max} - |\vec{E}|_{\min}$  ist in der Signaldrahtebene minimal, sie ist in keiner anderen hierzu parallelen Ebene geringer. Die Kenntnis der Feldstärke in der Signaldrahtebene ist wichtig, weil wenigstens hier die gestellten Anforderungen erfüllt sein müssen.

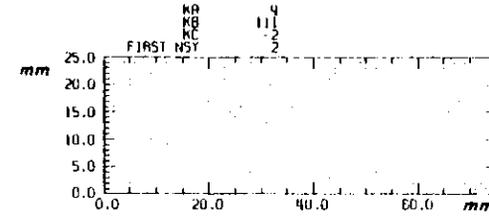


Abb. 18. a

$|\vec{E}| \geq 100 \text{ V/cm}$

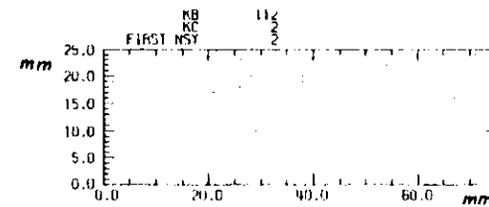


Abb. 18. b

$|\vec{E}| \geq 200 \text{ V/cm}$

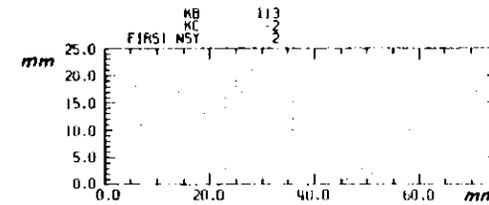


Abb. 18. c

$|\vec{E}| \geq 300 \text{ V/cm}$

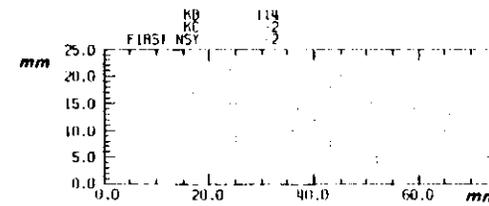


Abb. 18. d

$|\vec{E}| \geq 400 \text{ V/cm}$

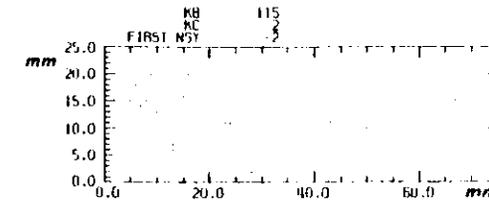


Abb. 18. e

$|\vec{E}| \geq 500 \text{ V/cm}$



6. Die Lage der von den U-Profilen erzeugten Feldstärkemaxima ist praktisch identisch mit der inneren Schenkellänge SL der U-Profile. Die Beeinflussbarkeit ihrer Lage mit der Signaldrahtspannung HVD ist sehr gering.

Den sechs Punkten kann (6.1) als Geometriebedingung 0.ter Näherung für einen Driftraum mit 1-facher Abstufung des Kathodenpotentials entnommen werden.

$$2 \cdot SL + II = S \quad (6.1)$$

In (6.2) werden auch die aus Abb. 15 ersichtlichen Einengungen der in den Driftsegmenten erzeugten Feldbereiche durch die Dicke der U-Schenkel SD und der isolierenden Klebestreifen KD berücksichtigt. Für die in Abb. 7 gezeigte Variante erwies sich (6.3) als geeignet, dabei bezeichnet IS die Breite der Isolationsstreifen zwischen den U-Profilen und den Kathodenebenen.

$$SL = \frac{1}{2} \cdot (S-II) - (SD+KD) \quad (6.2)$$

$$SL = \frac{1}{2} \cdot (S-II-IS) \quad (6.3)$$

Unter Berücksichtigung von (6.2) und (6.3) verblieben nur S und HVE als frei variierbare Parameter in den Feldberechnungen. Leider zeigte sich, daß dieser Kammerotyp mit 1-facher Abstufung des Kathodenpotentials nicht als Lösung für die Realisierung des äußeren Myon-Detektors dienen konnte, weil die gestellten Anforderungen damit nicht erreichbar waren, denn :

- a. eine Kammer mit S = 70 mm Driftweg und dem Seitenverhältnis S/H = 4 benötigt bereits eine Potentialdifferenz von 8000 V zwischen Signaldraht und U-Profil um  $|\vec{E}|_{\min} \sim 500 \text{ V/cm}$  zu erreichen (Vergl. Abb. 7).
- b. die Feldstärkeschwankung  $\Delta|\vec{E}|$  in der Signaldrahtebene beträgt dabei bereits  $\sim 1500 \text{ V/cm}$ .

- c. die großen Driftraumbereiche mit  $|\vec{E}| < 400 \text{ V/cm}$  zwischen Signaldraht und Kathodenebenen zeigen, daß die Grenzen der Driftraumvergrößerung bei dieser Kammer bereits deutlich überschritten sind (Vergl. Abb. 20).

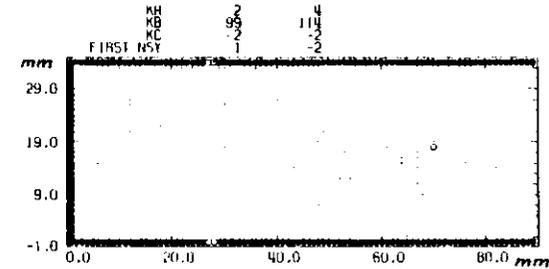


Abb. 20 zeigt für die in Abb. 7 dargestellte Feldkonfiguration diejenigen Feldbereiche im Kammerquerschnitt, die eine Mindestfeldstärke von 400 V/cm erreichen oder überschreiten.

- d. die Vergrößerung des Driftwegs auf S = 80 mm bei gleichzeitiger Verdoppelung des Seitenverhältnisses auf S/H = 8 (so daß 2·H = 20 mm ist) würde HVE  $\approx 64 \text{ kV}$  erfordern, um in der Signaldrahtebene  $|\vec{E}|_{\min} = 450 \text{ V/cm}$  zu erreichen und dabei eine Feldstärkeschwankung von  $\Delta|\vec{E}| \approx 29 \text{ kV/cm}$  verursachen (Vergl. Abschnitt F.3). Eine Realisierung mit diesen Daten wäre unsinnig.
- e. das in den Driftsegmenten erzeugte Feld wirkt auf außerhalb der Signaldrahtebene driftende Elektronen zu stark defokussierend und beeinträchtigt damit die Sammlung des fokussierenden radialen Feldteils zu sehr.
- f. die unterschiedlich gekrümmten Feldlinien haben Längenunterschiede der Driftwege zur Folge, die insbesondere bei schräg einfallenden Teilchenspuren zu erheblichen Meßfehlern führen können (Vergl. Abschnitt H.4).

Konsequenz : Unter Beibehaltung des Konstruktions- und Feldformungsprinzips muß der Grad N der Potentialabstufung erhöht werden.

F. 2 Driftraum mit N-facher Abstufung des Kathodenpotentials (Streifenkammer)

- Ziel :
- Vergrößerung des Driftwegs
  - Reduzierung der Driftraumhöhe
  - Reduzierung des Kathodenpotentials HVE
  - Reduzierung der Feldstärkeschwankungen
  - Reduzierung der Längenunterschiede zwischen verschiedenen Driftwegen mit gleichem Abstand vom Signaldraht

Die gedankliche Unterteilung des Driftraums in einzelne Segmente mit optimaler Feldkonfiguration (Vergl. Abschnitt F.1) ist für die schnelle Konstruktion eines Driftraums mit N-facher Abstufung des Kathodenpotentials sehr nützlich. Bei vorgegebenen Kammerparametern  $2 \cdot S$ ,  $2 \cdot H$  und  $N$  werden einfach je  $N$  identische Driftsegmente der Breite  $SB = (S-H)/N$  und Höhe  $SH = 2 \cdot H$  (zunächst U-Profile, wie in Abb. 19 dargestellt) links und rechts an ein Vervielfältigungssegment angefügt. Jedes Driftsegment braucht nur noch die Potentialdifferenz  $HVE/N$  zu haben, infolgedessen sind Feldstärkeschwankung und Feldlinienkrümmung kleiner als bei 1-facher Potentialabstufung. Da identische Driftsegmente zusammengefügt werden, liegen die  $N$  Feldstärkemaxima in den Driftsegmenten niveaugleich auf  $|\vec{E}|_{max}$  und die  $N+1$  Feldstärkeminima niveaugleich auf  $|\vec{E}|_{min}$ . Damit sind die Anschlußbedingungen für die Feldstärke an den Segmentgrenzen automatisch erfüllt. Die beiden Übergänge zum Vervielfältigungssegment sind mit HVE und HVD anzupassen. Man kann daher die Stege der U-Profile entfernen (bis auf die beiden äußeren Randstege). Erhalten bleiben feldformende Kathodenstreifen mit der Potentialdifferenz  $HVE/N$ , sowie zwei Kathodenebenen. Anstelle der Stege bilden sich geradlinig und senkrecht zu den Kathodenstreifen verlaufende Äquipotentiallinien aus. Das Feld dazwischen bleibt unverändert (Vergl. Abb. 22). Damit kann (6.3) zu einer Geometriebedingung für Driftkammern mit N-facher Abstufung des Kathodenpotentials (kurz : Streifenkammer) erweitert werden.

Aus :

$$\begin{cases} S-H = N \cdot (2 \cdot SL + IS) \\ S-H = N \cdot IS + (N-1) \cdot KS + 2 \cdot SL \\ 2 \cdot S = 2 \cdot (N \cdot IS + (N-1) \cdot KS + SL) + KE \end{cases}$$

folgt :

$$\begin{cases} SL = \frac{1}{2 \cdot N} \cdot (S-H-N \cdot IS) = \frac{1}{2} \cdot KS & (6.4) \\ KS = \frac{1}{N} \cdot (S-H-N \cdot IS) & (6.5) \\ KE = \frac{1}{N} \cdot (S-H + N \cdot (2 \cdot H-IS)) & (6.6) \end{cases}$$

- SL : Innere Schenkellänge des U-Profiles
- KS : Breite der feldformenden Kathodenstreifen
- KE : Breite der Kathodenebene
- IS : Breite der Isolationsstreifen

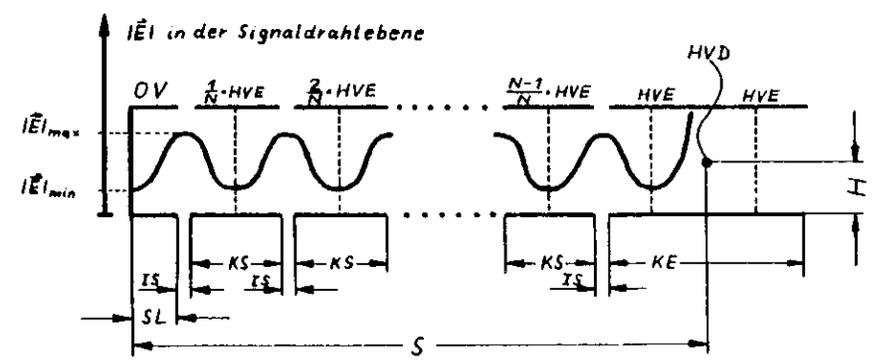


Abb. 21 veranschaulicht den Aufbau einer Streifenkammer aus einzelnen Segmenten.

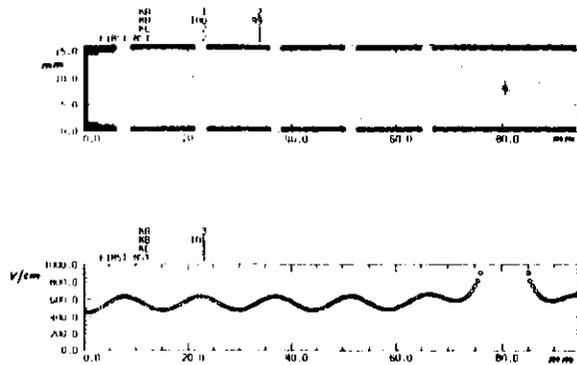


Abb. 22 zeigt die Feldkonfiguration eines nach dem Segment-Prinzip entworfenen Driftraums. Das strukturierte Randprofil hat fertigungstechnische Gründe; es beeinflusst nur das Feld in der äußeren Hälfte des Segments.

Hochspannungsprüfungen an betriebsbereiten Streifenkammern (ohne Isolationsprofil zwischen den Streifen) haben gezeigt, daß IS die Bedingung (6.7) erfüllen muß, um elektrische Überschläge zwischen benachbarten Streifen zu vermeiden.

$$IS(mm) \geq 1.8 \cdot \frac{HVE(kV)}{N} \quad (6.7)$$

F. 3 Ergebnisse der Feldberechnungen

Die Herstellungs- und Betriebskosten einer Driftkammer steigen mit der Anzahl der für die Feldformung erforderlichen Driftsegmente. Um die Kosten möglichst gering zu halten, war zu untersuchen wie hoch der Grad N der Potentialabstufung mindestens zu wählen ist, damit die in Abschnitt D.1 aufgeführten Kriterien erfüllt werden. Zur Klärung sind die Feldkonfigurationen von Drifträumen mit  $S = 80\text{ mm}$ ;  $10\text{ mm} \leq 2 \cdot H \leq 40\text{ mm}$  und  $1 \leq N \leq 6$  numerisch berechnet worden. Für alle Rechnungen wurde die Spannung zwischen Kathodenebene und Randprofil  $HVE = 4000\text{ V}$  gewählt, um vergleichbare Ergebnisse zu bekommen. Dieser HVE-Wert ist für  $S = 80\text{ mm}$  realistisch, weil damit im Fall eines homogenen Feldes die Feldstärke

$|\vec{E}| = 4000\text{ V}/(S-H) \geq 500\text{ V/cm}$  im Driftraum erzeugt werden kann. Das Kathodenpotential wurde stets gleichförmig, d.h. in HVE/N großen Schritten abgestuft. Die Streifenbreiten SL, KS und KE wurden mit (6.4) bis (6.6) ermittelt. Sie mußten für die Diskretisierung des Driftraums in ein Punktraster auf ganze Millimeter gerundet werden. Die relativen Rundungsfehler wurden mit steigenden H und N größer, sie konnten maximal  $\pm 13.3\%$  betragen (für  $2 \cdot H = 40\text{ mm}$  und  $N = 6$ ). Eine Reduzierung der Rundungsfehler durch Rasterverfeinerung hätte einen dem Problem unangemessenen Aufwand an Rechnerzeit erfordert.

In den folgenden Abbildungen werden die Niveaus der periodischen Feldstärkemaxima  $|\vec{E}|_{\max}$ , -minima  $|\vec{E}|_{\min}$ , die Differenzen  $\Delta|\vec{E}| = |\vec{E}|_{\max} - |\vec{E}|_{\min}$  und die relativen Feldstärkeschwankungen  $\Delta|\vec{E}|_r = (|\vec{E}|_{\max} - |\vec{E}|_{\min}) / (|\vec{E}|_{\max} + |\vec{E}|_{\min})$  in den Signaldrahtebenen der berechneten Drifträume dargestellt. In keiner hierzu parallelen Ebene ist das Feld homogener. Die Signaldrahtebene ist als Darstellungsebene gewählt worden, weil mindestens hier die für die verlangten Detektoreigenschaften der Driftkammer notwendigen Feldverhältnisse erreicht werden müssen.

In Abb. 24 und Abb. 25 sind  $|\vec{E}|_{\max}$  bzw.  $|\vec{E}|_{\min}$  in Abhängigkeit von der Driftraumhöhe  $2 \cdot H$  für N=1-fache bis N=6-fache Potentialabstufung bei  $S = 80\text{ mm}$  und  $HVE = 4000\text{ V}$  dargestellt. In Abb. 25 treten Sprünge in  $|\vec{E}|_{\min}$  ( $2 \cdot H$ ) für  $N > 2$  und  $2 \cdot H > 20\text{ mm}$  auf. Sie sind auf die bereits erläuterten Rundungsfehler des Programms zurückzuführen, da die Streifenbreiten nur in mm-Schritten verändert werden konnten. In dem für den Prototyp relevanten Bereich treten sie jedoch nicht in Erscheinung.

Abb. 24

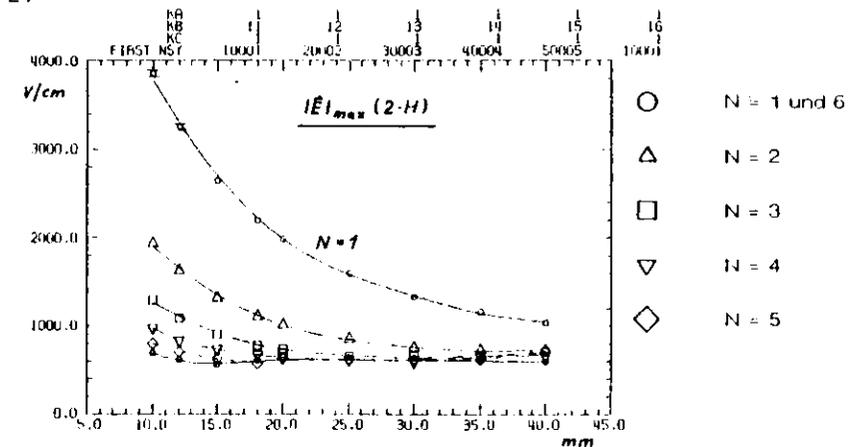


Abb. 25

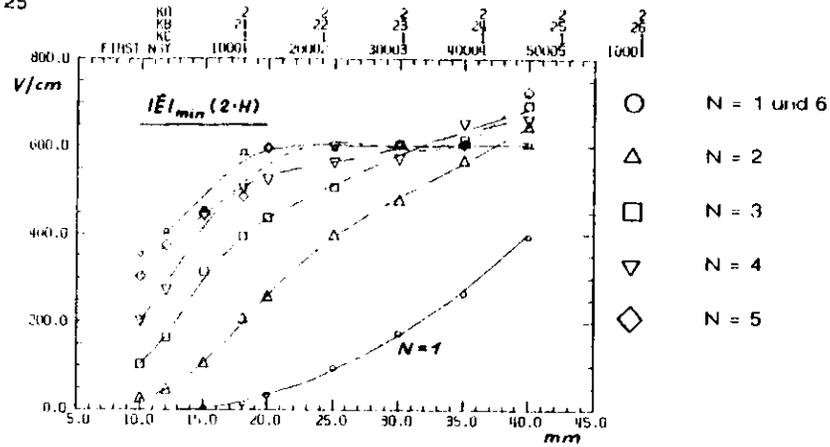


Abb. 26

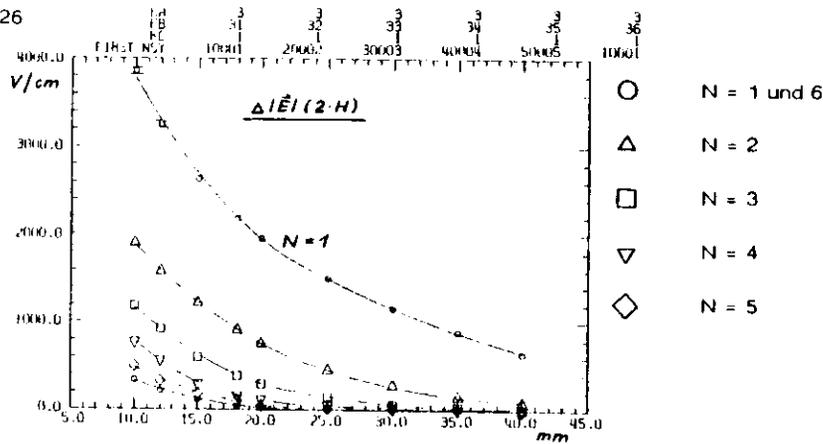


Abb. 27

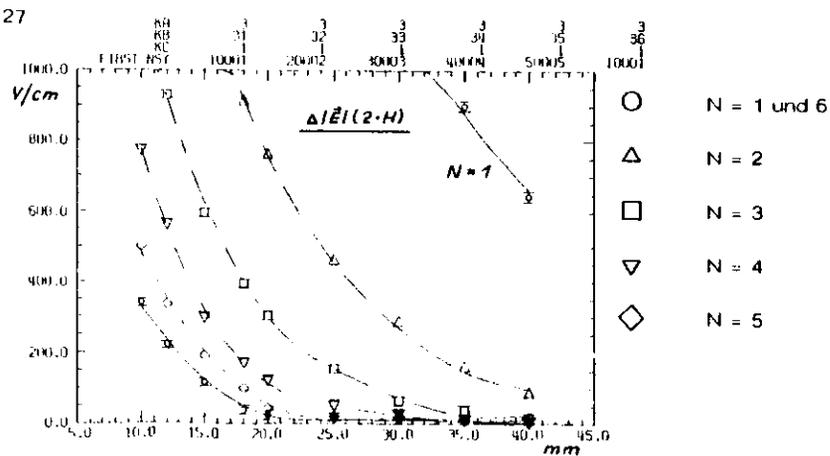
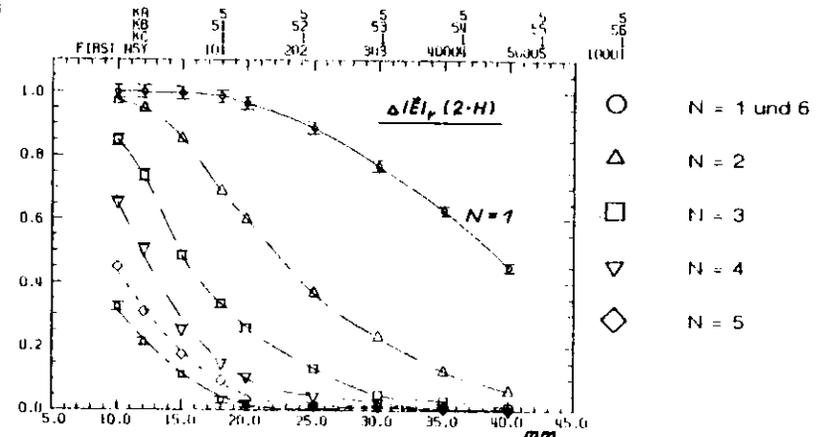


Abb. 26 und Abb. 27 zeigen die Höhe der periodischen Feldstärkeschwankungen in Abhängigkeit von der Driftraumhöhe  $2 \cdot H$  (bei  $S=80$  mm,  $1 \leq N \leq 6$ ,  $HVE=4000$  V). In Abb. 27 ist der Feldstärkemaßstab vergrößert, um  $\Delta|E|(2 \cdot H)$  für  $N \geq 2$  besser aufzulösen.

Abb. 28



In Abb. 28 sind die relativen Feldstärkeschwankungen  $\Delta|E|_r$  in Abhängigkeit von der Driftraumhöhe  $2 \cdot H$  (bei  $S=80$  mm,  $1 \leq N \leq 6$ ,  $HVE=4000$  V) dargestellt. Zum besseren Vergleich der Kammern ist  $\Delta|E|_r$  so normiert, daß nur Werte zwischen 0 (wenn  $|E|_{max} = |E|_{min}$  ist) und 1 (wenn  $|E|_{min} = 0$  ist) auftreten können. Außerdem sind bei dieser Normierung die Darstellungen von dem für die Feldberechnungen gewählten Potential  $HVE$  unabhängig, da  $|E|_{max}$  und  $|E|_{min}$  jeweils proportional  $HVE$  bzw.  $HVE/N$  sind (Vergl. Abb. 33).

Aus allen Abbildungen ist eindeutig ersichtlich, daß es mit 1-facher Potentialabstufung nicht möglich ist, die Zielvorstellung vom Prototyp zu realisieren. Bei Driftraumhöhen zwischen 15 und 18 mm liegen die Maxima der periodischen Feldstärkeschwankungen in der Signaldrahtebene weit über 2000 V/cm, während die Minima noch nicht einmal 50 V/cm erreichen.

Alle Abbildungen zeigen, daß sich die Bedingungen für ein ausreichend homogenes Feld im Driftraum bei geringen Driftraumhöhen erheblich verschlechtern, und daß der Effekt durch einen höheren Grad der Potentialabstufung kompensiert werden kann. Die Wirkung, die mit einem höheren N auf  $|\vec{E}|_{\max}$  ( $2 \cdot H$ ) und  $\Delta|\vec{E}|$  ( $2 \cdot H$ ) erzielt werden kann ist umso größer, je flacher der Driftraum ist. Die maximale Wirkung von N auf  $|\vec{E}|_{\min}$  ( $2 \cdot H$ ) und  $\Delta|\vec{E}|_r$  ( $2 \cdot H$ ) ist sowohl von N als auch von der Driftraumhöhe abhängig. Sie bewegt sich mit steigendem N zu geringeren Driftraumhöhen. Das Verhalten der periodischen Feldstärkemaxima  $|\vec{E}|_{\max}$  und -minima  $|\vec{E}|_{\min}$  in den Signaldrahtebenen der Drifträume läßt es sinnvoll erscheinen, für den Prototyp eine 5-fache oder 6-fache Potentialabstufung zu verlangen.  $|\vec{E}|_{\max}$  konvergiert für N=5 und N=6 bereits bei  $2 \cdot H = 15$  bis 18 mm gegen ein unteres Sättigungsniveau von ca. 600 V/cm.  $|\vec{E}|_{\min}$  konvergiert entsprechend gegen ein oberes Sättigungsniveau von ca. 600 V/cm, jedoch erst bei  $2 \cdot H = 18$  mm für N=6 und bei  $2 \cdot H = 20$  mm für N=5. Als ausreichend im Sinne der Anforderungen können die Verhältnisse für N=5 bei einer Driftraumhöhe von 15 mm bezeichnet werden.  $|\vec{E}|_{\min}$  beträgt hier 450 V/cm und die Feldstärkeschwankungen  $\Delta|\vec{E}|$  liegen bereits unter 200 V/cm. Es gibt genügend Gasgemische, deren Sättigungsplateau bei  $|\vec{E}_s| \sim 400 - 500$  V/cm beginnt und breiter als 200 V/cm ist (Vergl. Angang IV, sowie (SCH. 76)). Für die Realisierung des Prototyps konnte daher eine 5-fache Abstufung des Kathodenpotentials pro Driftraum bei  $2 \cdot H = 15$  mm gesamter Driftraumhöhe vorgeschlagen werden.

In Abb. 29 und Abb. 30 sind  $|\vec{E}|_{\max}$ ,  $|\vec{E}|_{\min}$ ,  $\Delta|\vec{E}|$  und  $\Delta|\vec{E}|_r$  in Abhängigkeit vom Grad der Potentialabstufung N für einen Driftraum mit  $S = 80$  mm und  $2 \cdot H = 15$  mm bei HVE = 4000 V dargestellt. Die Abbildungen verstärken den bislang gewonnenen Eindruck, daß N = 5 bei  $2 \cdot H = 15$  mm ausreichend ist. Eine Erhöhung der Potentialabstufung auf N = 6 würde keinen entscheidenden Effekt mehr für das Feld in der Signaldrahtebene bringen, sondern eine Feldverbesserung außerhalb der Ebene bewirken. Darüber hinaus hätte N = 6 natürlich einen größeren technischen und finanziellen Aufwand für die Realisierung der Driftkammern zur Folge als N = 5.

Abb. 29

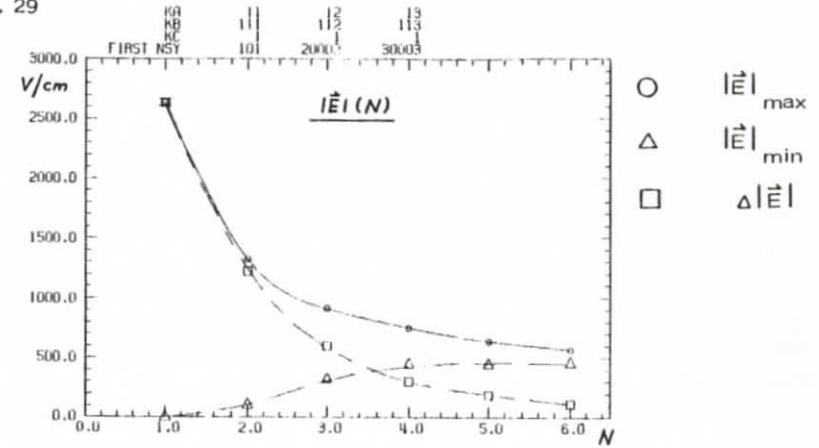
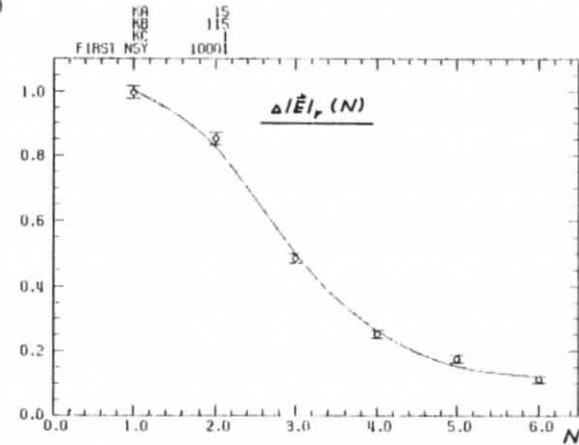


Abb. 30



In Abb. 31 und Abb. 32 sind  $|\vec{E}|_{\max}$ ,  $|\vec{E}|_{\min}$ ,  $\Delta|\vec{E}|$  und  $\Delta|\vec{E}|_r$  in Abhängigkeit von  $2 \cdot H$  (bei  $S = 80$  mm,  $N = 5$  und HVE = 4000 V) zusammengefaßt. Nach (6.7) war  $IS \geq 1.5$  mm erforderlich;  $IS = 2.5$  mm wurde für die Berechnung der Streifenbreiten mit (6.4) bis (6.6) gewählt. Für die vorgeschlagene Driftraumhöhe  $2 \cdot H = 15$  mm erhält man folgende gerundete Streifenmaße:

SL = 6 mm  
 KS = 12 mm  
 KE = 27 mm  
 IS = 2.5 mm

Diese Werte sind für alle in Abb. 31 und Abb. 32 dargestellten Feldberechnungen verwendet worden, optimal sind sie nur für  $2 \cdot H = 15$  mm.

Abb. 31

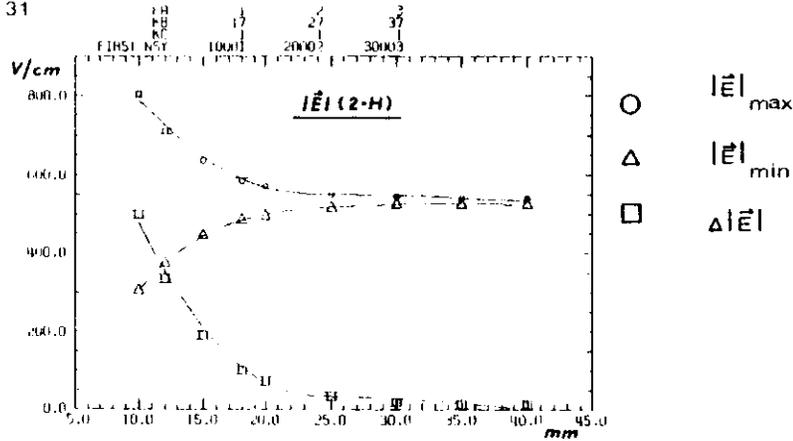


Abb. 32

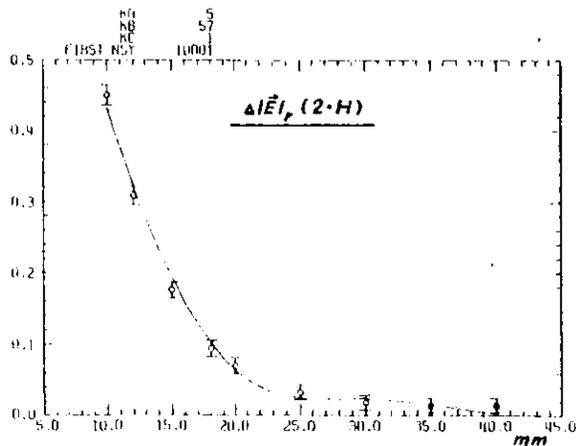
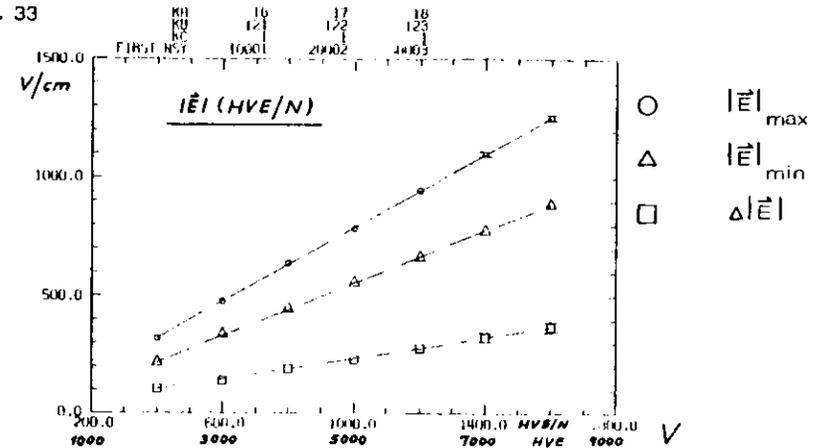


Abb. 33



Am Beispiel des vorgeschlagenen Driftraums zeigt Abb. 33 die erwartete Proportionalität zwischen  $|E|_{\max}$ ,  $|E|_{\min}$ ,  $\Delta|E|$  und HVE bzw. HVE/N.

Abb. 35 und Abb. 36 zeigen das Verhalten des Feldstärkeminimums bzw. -maximums im Randprofil, wenn nur die Schenkellänge variiert wird und der übrige Driftraum mit  $S = 80$  mm,  $2 \cdot H = 15$  mm,  $N = 5$  unverändert bleibt. Bei einer Feldkorrektur im Randprofil mit Hilfe der Schenkellänge bleibt auch das übrige Feld praktisch unverändert. Wegen  $KS = 2 \cdot SL$  sind die Abbildungen mit verändertem Maßstab auch für  $|E|(KS)$  gültig. Die Kurven zeigen den grundsätzlich positiven Einfluß schmaler Streifen auf das Feld (im Idealfall sind die Streifen zu Drähten geschrumpft  $\rightarrow$  drahtbespannte Kathodenebenen). Bei dem angestrebten Konstruktionsprinzip mit Isolationsstreifen zwischen den Kathodenstreifen ist der Anteil von nichtleitender Oberfläche im Driftraum jedoch möglichst klein zu halten, um Raumladungsbildung durch nicht abgeführte Ionen zu vermeiden.

Abb. 35

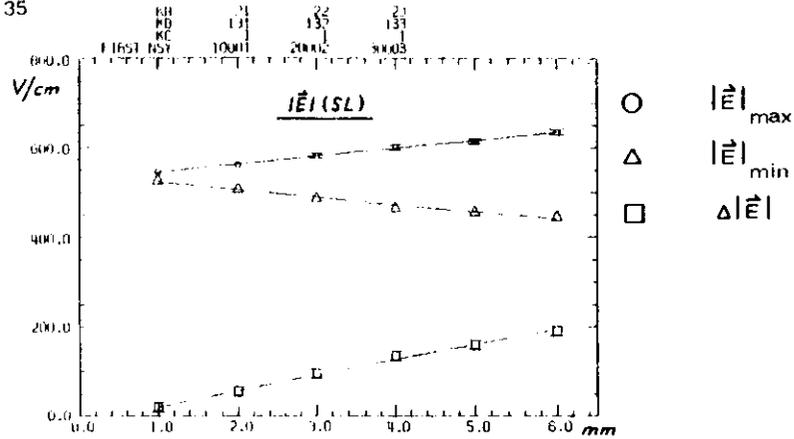
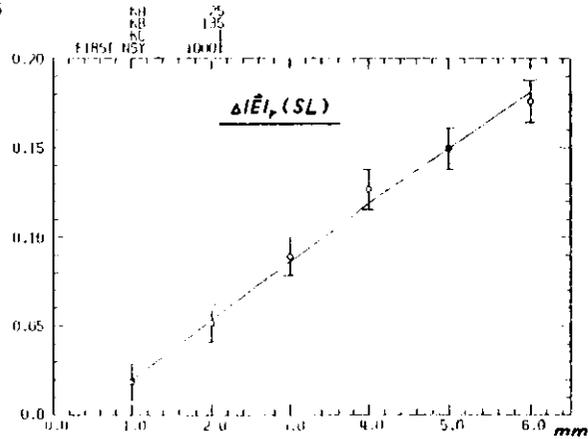


Abb. 36



In den bisherigen Darstellungen für Drifträume mit  $S = 80 \text{ mm}$ ,  $10 \text{ mm} \leq 2 \cdot H \leq 40 \text{ mm}$ ,  $1 \leq N \leq 6$ ,  $HVE = 4000 \text{ V}$  sind die Kurven einer Feldgröße von verschiedenen Drifträumen infolge der unterschiedlichen Potentialabstufung aufgefächert. Nach Übergang zum 'Segment-Prinzip' (Vergleich Abschnitt F.1, Abschnitt F.2) können die Feldgrößen in Abhängigkeit vom Verhältnis der Segmentbreite  $SB$  zur Segmenthöhe  $SH = 2 \cdot H$  aufgezogen werden. Dann müssen alle gleichartigen Feldgrößen der verschiedenen Drifträume

zu einem einzigen Kurvenzug zusammengefaßt werden können. Der Zusammenhang zwischen  $SB/SH$  und den bisherigen Bezugsgrößen  $S$ ,  $H$ ,  $N$  ist durch (6.8) gegeben.

$$\frac{SB}{SH} = \frac{1}{2 \cdot H} \cdot (2 \cdot SL + IS) = \frac{1}{2 \cdot N} \cdot \left( \frac{S}{H} - 1 \right) \quad (6.8)$$

Die Zusammenfassungen jeweils gleichartiger Feldgrößen sind in den Abb. 37 bis Abb. 40 dargestellt.

Abb. 37

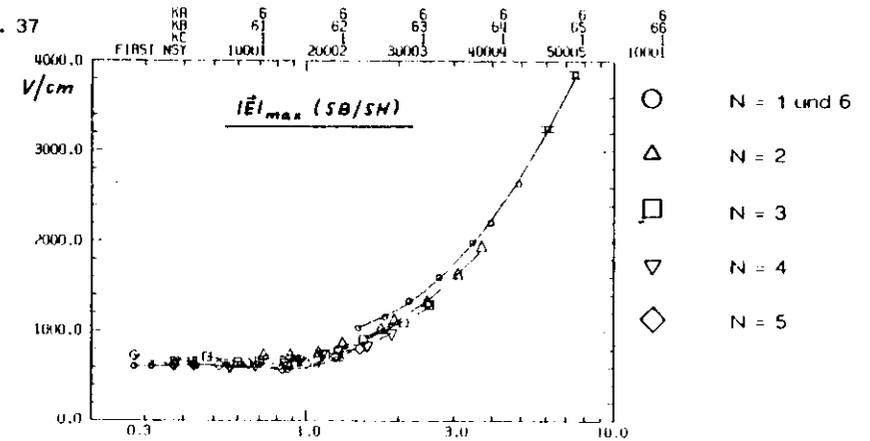


Abb. 38

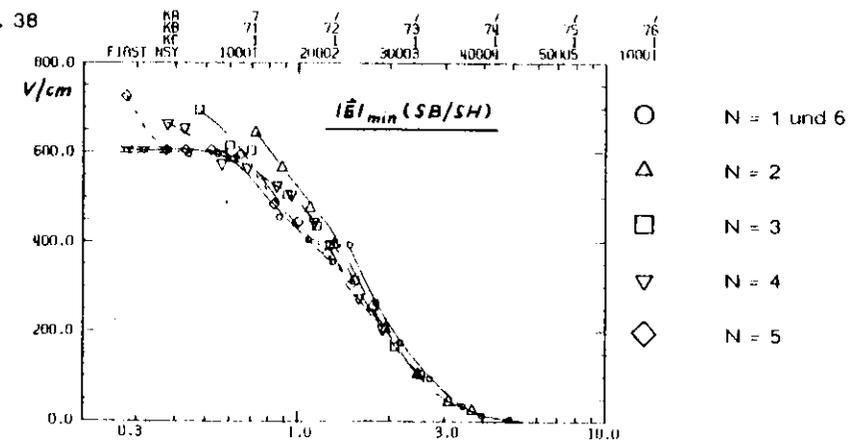


Abb. 37 und Abb. 38 zeigen  $|\vec{E}|_{\max}$  und  $|\vec{E}|_{\min}$  aus allen Feldberechnung in Abhängigkeit vom Verhältnis SB/SH. Für alle Berechnungen wurde das Potential HVE = 4000 V verwendet. Änderungen des Potentials hätten eine lineare Verschiebung der Feldstärkeskala zur Folge.

Die Abweichungen von einem einzigen Kurvenzug (insbesondere bei  $|\vec{E}|_{\min}$ ) sind wiederum auf Rundungsfehler des Programms zurückzuführen, da die Streifenbreiten nur in mm-Schritten verändert werden konnten.

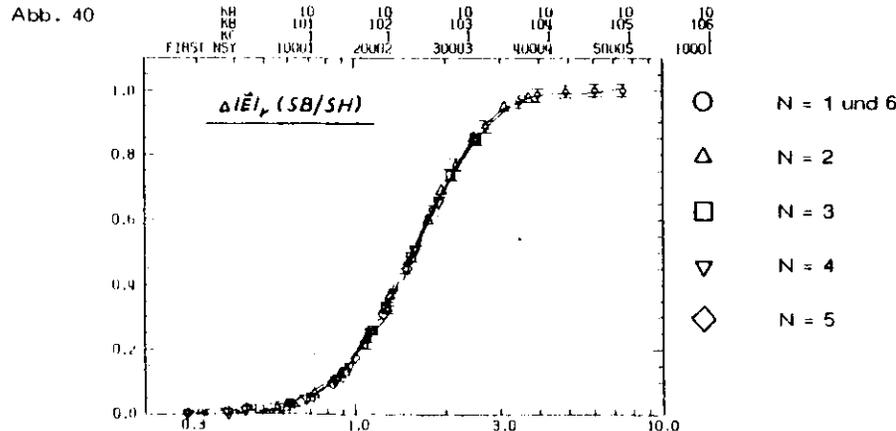
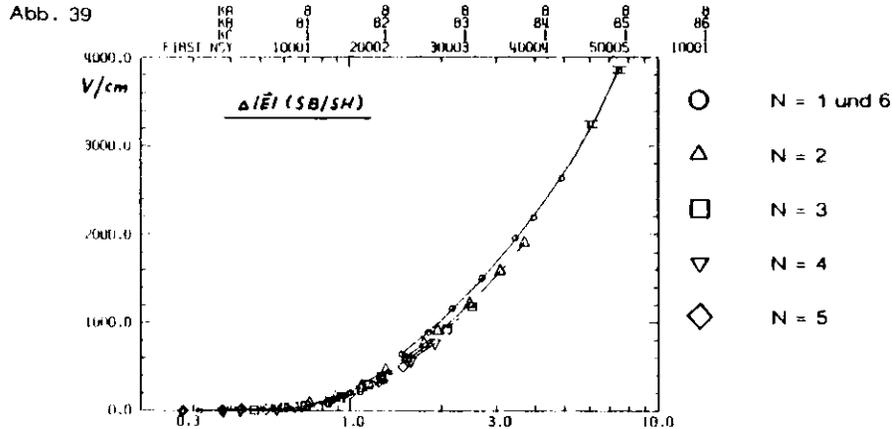


Abb. 39 und Abb. 40 zeigen  $\Delta|\vec{E}|$  und  $\Delta|\vec{E}|_r$  aus allen Feldberechnungen in Abhängigkeit vom Verhältnis SB/SH. Abb. 40 ist besonders geeignet den durch Feldformung erzielbaren Effekt auszudrücken, weil  $\Delta|\vec{E}|_r$  (SB/SH) unabhängig ist von dem für die Berechnung verwendeten Potential HVE. Mit SB/SH = 1 ist bereits der wesentliche Glättungseffekt auf die Feldstärke in der Signaldrahtebene eines Driftraums erreicht. Verhältnisse  $< 0.5$  bringen keine Verbesserungen in der Signaldrahtebene mehr, sondern sie verbreitern den Raumbereich mit homogenem Feld zu den Kathodenebenen hin.

Die 'Becker-Kammer' mit  $2 \cdot S = 100$  mm,  $2 \cdot H = 25$  mm,  $N = 1$  (Vergl. Abb. 14) weist trotz ihrer großen Driftraumhöhe immer noch ein ungünstiges Verhältnis von SB/SH = 1.5 auf. Der als Prototyp vorgeschlagene Driftraum mit  $2 \cdot S = 160$  mm,  $2 \cdot H = 15$  mm,  $N = 5$  dagegen erreicht das wesentlich günstigere Verhältnis von SB/SH = 0.97.

#### G. Technische Realisierung des Prototyps

Neben den Feldberechnungen sind Labormodelle von Driftkammern mit 1- bis 5-facher Abstufung des Kathodenpotentials und den verschiedensten Driftraummaßen als technische Realisierung der Berechnungen gebaut und erprobt worden. Der Bau dieser Labormodelle hat wesentlich zur Entwicklung eines geeigneten Konstruktionskonzepts für den Prototyp beigetragen.

In diesem Kapitel wird die prinzipielle technische Realisierung des Driftkammer-Prototyps beschrieben. Er ist als Modul gebaut worden und basierte auf folgender Konstruktionsidee:

Der Modul besitzt ein allseitig geschlossenes Metallgehäuse mit ca. 18 mm Außenhöhe, das aus einem Profilrahmen und zwei Deckblechen aufgebaut ist. Aus Gewichts- und Kostengründen bestehen die Gehäuseteile aus Aluminium. Das Gehäuse umfaßt drei identische parallele Drifträume mit zentralen Signaldrähten von ca. 2 m Länge, sowie einen gemeinsamen Elektronikraum. Jeder Driftraum hat  $2 \cdot S = 160$  mm Innenbreite und  $2 \cdot H = 15$  mm Innenhöhe. Jede Driftraumseite erhält eine N = 5-fache Abstufung des Kathodenpotentials durch feldformende Kathodenstreifen der angegebenen Breiten:

SL =	6	mm	
KS =	12	mm	aus (6.4) bis (6.7)
KE =	27	mm	
IS =	2.5	mm	

Dazu werden die beiden Deckbleche an ihren Innenseiten mit isolierenden Kunststofftafeln belegt; sie dienen als Träger für die Kathodenstreifen, die in Form von dünner Metallfolie aufgeklebt werden. Im gemeinsamen Elektronikraum ist Platz für Signalverstärker und Widerstands-Spannungsteiler, an denen die zur Versorgung der Streifen erforderlichen Potentiale abgegriffen werden können.

Diese Konstruktion schien auch im Hinblick auf die spätere Serienfertigung technisch problemlos, relativ einfach und billig in der Herstellung und sicher unter Betriebsbedingungen zu sein.

#### G.1 Modulgehäuse

Ein Profilrahmen wurde so mit Deckblechen verklebt, daß ein geschlossener, gasdichter Kasten entstand mit mehreren parallel nebeneinander liegenden Driftzellen und einem gemeinsamen Elektronikraum im Inneren. Der Profilrahmen hatte in dieser Konstruktion drei Aufgaben zu erfüllen:

1. Separation der Driftzellen voneinander, vom Elektronikraum und von der umgebenden Atmosphäre.
2. Distanzhaltung der beiden Deckbleche
3. Erzeugung einer die selbsttragende Montage des Moduls gestattende mechanische Steifigkeit nach Verklebung mit den Deckblechen.

Für den Rahmen wurden U- bzw. I-Profile aus Aluminium verwendet. Zwei U-Profile mit nach außen gerichteten Schenkeln bildeten die Stirnseiten des Rahmens. Zwei U-Profile mit nach innen gerichteten Schenkeln wurden als Längsseiten dazwischen gesetzt und mit den Stirnseiten verklebt. Zur Trennung der einzelnen Driftzellen voneinander wurden I-Profile parallel zu den Längsseiten des Rahmens im Abstand 2 · S in den Rahmen eingefügt und an einem Ende mit der Stirnseite verklebt, am anderen Ende mit einem Plexiglasstab. Der Plexiglasstab ist parallel zu den Stirnseiten zwische

beide U-Profile geklebt worden und hatte die Aufgabe, den Elektronikraum von den Driftzellen zu trennen und die Durchführungen für Streifenpotentiale und Signaldrähte aufzunehmen. Die Schenkeloberflächen der U- bzw. I-Profile auf jeder Seite waren bündig und dienten als Klebeflächen für die Deckbleche.

Als Deckbleche wurden 1 mm dicke Aluminiumtafeln verwendet.

Der Zusammenbau des Rahmens und der Deckbleche mußte auf einem planen Montage-tisch vorgenommen werden, um die mechanische Spannungsfreiheit des großflächigen Moduls zu gewährleisten. Als Klebstoff wurde der Zweikomponenten-Kleber 'Araldit' verwendet. Zur Sicherstellung der Potentialgleichheit aller Rahmenteile und der Deckbleche kam zusätzlich ein Klebstoff mit kolloidaler Silberfüllung als Leitkleber zur Anwendung. Die Stirnseiten des Rahmens wurden außerdem durch Blechschrauben leitend mit den Deckblechen verbunden.

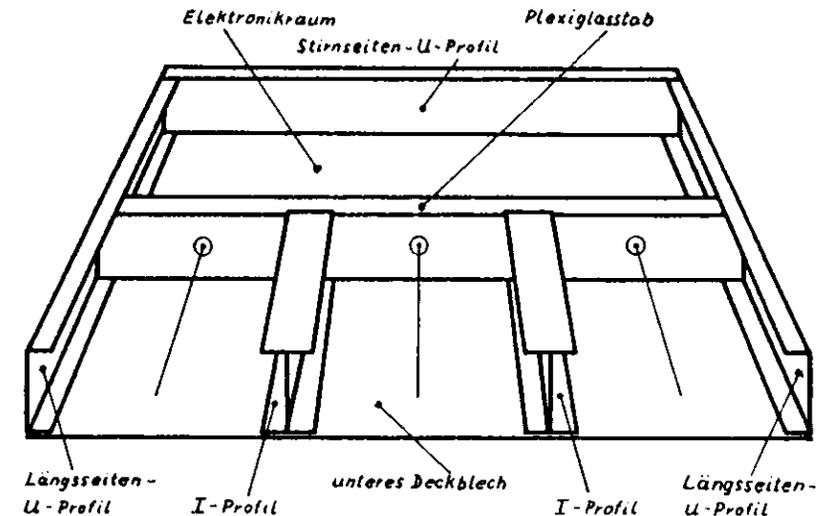


Abb. 41 zeigt schematisch den Gehäuseaufbau für einen Kammermodul mit drei parallelen Driftzellen. Die Rahmenprofile sind zur Erhaltung der Übersichtlichkeit nur in ihren prinzipiellen Formen dargestellt. Die genauen Formen und Maße der verwendeten Aluminium-Profile sind aus den folgenden Detailzeichnungen ersichtlich. Der Elektronikraum erhielt an der noch offenen Seite einen separaten Deckel, um auch während des Betriebes Zugang zur Driftkammerelektronik zu haben.

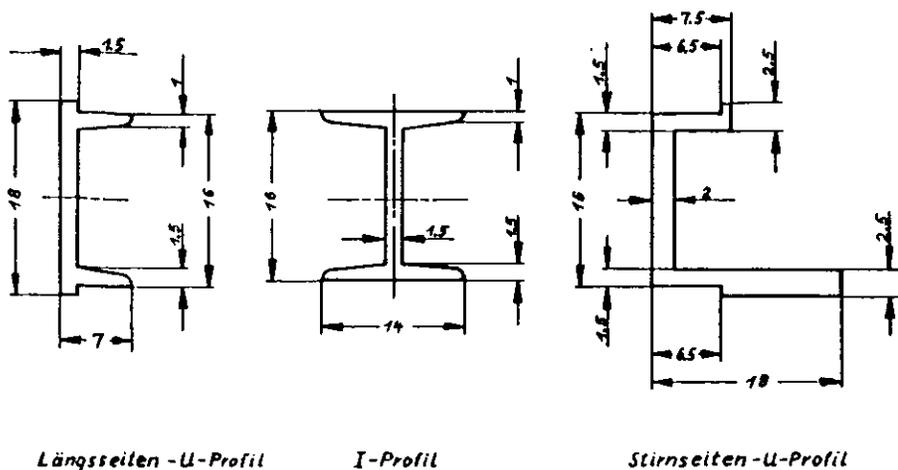


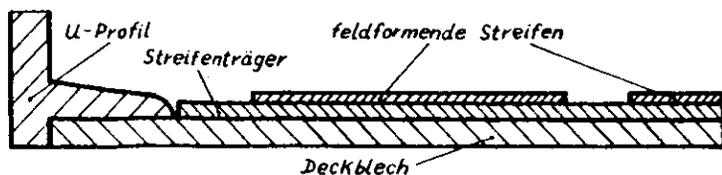
Abb. 42 Detailzeichnung der Aluminium - Profile  
Die Enden aller in den Driftraum gerichteten Schenkel sind mit  $r = 1$  mm verrundet.

- An den U-Profilen oben und unten jeweils 1 mm überstehende Nasen dienen
- zur Erleichterung des Zusammenbaus; sie konnten als Anschläge für die Deckbleche benutzt werden.
  - zur Sicherung der zwischen U-Schenkeln und Deckblechen befindlichen Klebenähte gegen Abschälen.

### G.2 Streifenträger

Entsprechend dem gewählten Konstruktionskonzept waren die Deckbleche vor dem Verkleben mit dem Profilrahmen an ihren Innenseiten plan mit hochspannungsfesten Streifenträgern plus Kathodenstreifen zu belegen. Die Klebeflächen des Profilrahmens mußten dabei möglichst exakt ausgespart werden. Auf diese Weise konnten die Schenkel der U- und I-Profile als Nullpotential führende Randstreifen genutzt werden.

Abb. 43 zeigt schematisch den Aufbau in einer äußeren Driftraumecke.



Bei der Auswahl des Streifenträgermaterials waren folgende Kriterien zu beachten:

- Die Dicke der Streifenträger muß  $d \leq 0.5$  mm sein, um die geplante Driftraumhöhe von 15 mm nicht zu unterschreiten.
- Das Material muß unter elektrischer Dauerbelastung hochspannungsfest sein. Der größten Potentialdifferenz ist es jeweils zwischen der Kathodenebene und dem Deckblech ausgesetzt. Hier sind 4000 V geplant. Unter Berücksichtigung einer 2-fachen Sicherheit sowie dem Temperatur- und Alterungsverhalten von Kunststoffisolatoren, die über lange Zeit einer hohen Feldstärkebelastung ausgesetzt sind, muß für die Streifenträger eine Durchschlagsfestigkeit von mindestens 35 kV/mm gefordert werden (BAS.MIT).
- Das Material muß einen möglichst großen spezifischen Durchgangswiderstand  $\varrho_D$  haben, um Leistungsverluste in der Hochspannungsversorgung zu vermeiden. Bei HVE = 4000 V und  $\varrho_D = 10^{16} \Omega \cdot \text{cm}$  beträgt der durch die Streifenträger eines Driftraums abfließende Strom ca. 24 nA; bei  $\varrho_D = 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$  bereits 240 mA. Die Zahlen müssen im Zusammenhang mit den ca. 1150 erforderlichen Drifträumen des Außendetektors gesehen werden.
- Der Anteil von nichtleitender Oberfläche an der gesamten inneren Oberfläche in einer Driftzelle beträgt ca. 14 %. Das Streifenträgermaterial darf daher nicht zu elektrostatischer Aufladung zwischen den feldformenden Streifen neigen. Das könnte unerwünschte Feldverformungen zur Folge haben. Die elektrostatische Aufladbarkeit von Kunststoffisolatoren hängt mit ihrem spezifischen Durchgangswiderstand  $\varrho_D$  zusammen. Man hat gefunden, daß elektrische Ladungen von der Oberfläche nicht mehr abfließen können, wenn  $\varrho_D > 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$  ist. Bei  $\varrho_D \approx 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$  sind nur mäßige Aufladungen möglich. Allgemein betrachtet man  $\varrho_D = 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$  als die untere Grenze für die elektrostatische Aufladbarkeit. Die meisten Kunststoffisolatoren haben aber einen spezifischen Durchgangswiderstand von  $10^{15}$  bis  $10^{17} \Omega \cdot \text{cm}$ . Bei diesen Kunststoffen läßt sich die elektrostatische Aufladbarkeit durch Sonderbehandlung der Oberflächen weitgehend beheben. Unter Sonderbehandlung ist die Herabsetzung des Oberflächenwiderstands mit Hilfe von Chemikalien zu verstehen (BAS.MIT).

5. Das Material muß eine hohe Kriechstromfestigkeit aufweisen, um Kohlespuren im Fall einer Glimmentladung zwischen den Kathodenstreifen zu vermeiden. Kriechstromfestigkeit und Durchschlagsfestigkeit sind nicht aneinander gekoppelt.
6. Das Material muß einen ähnlichen Ausdehnungskoeffizienten haben wie Aluminium ( $\alpha \approx 24 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$ ), damit auch bei Temperaturänderungen die Planlage der Streifenträger gewährleistet bleibt.
7. Das Material darf keine Bestandteile enthalten, die unter dem Einfluß elektrischer Felder oder Teilchenbeschuß sich zersetzen oder ausdiffundieren und dadurch eine Vergiftung des Gasgemisches bewirken könnten.
8. Das Material muß möglichst leicht sein.
9. Das Material muß möglichst billig sein.
10. Das Material muß mit einem dünnen Klebefilm auf Aluminium klebbar sein.

Die Erfüllung aller Kriterien war nicht möglich, es mußten Kompromisse eingegangen werden. Die folgenden Kunststoffe kamen in die engere Wahl:

- Polyvinylchlorid (PVC )
- Polyäthylen (PE )
- Polystyrol (PS )
- Polytetrafluoräthylen (PTFE)
- Capton

Capton erwies sich als zu teuer, PTFE ebenfalls und außerdem war es schlecht klebbar. Bei PVC bestand die Gefahr, daß ausgelöstes Chlor das Gasgemisch vergiftet. PE war wegen der elektrostatischen Aufladbarkeit nicht geeignet, außerdem war der Ausdehnungskoeffizient von PE ca. 10mal so groß wie der von Aluminium. Polystyrol erfüllte nicht alle Kriterien wegen seiner nur mäßigen Kriechstromfestigkeit (Stufe KA 2, BAS.MIT).

Die Entscheidung fiel zugunsten 0.5 mm dicker Polystyroltafeln, denn:

Polystyrol hat wie PE hervorragende und sehr beständige elektrische Isolationseigenschaften ( $\rho_D \approx 10^{17} - 10^{18} \Omega \cdot \text{cm}$ , Durchschlagsfestigkeit  $\approx 100 - 200 \text{ kV/mm}$ ).

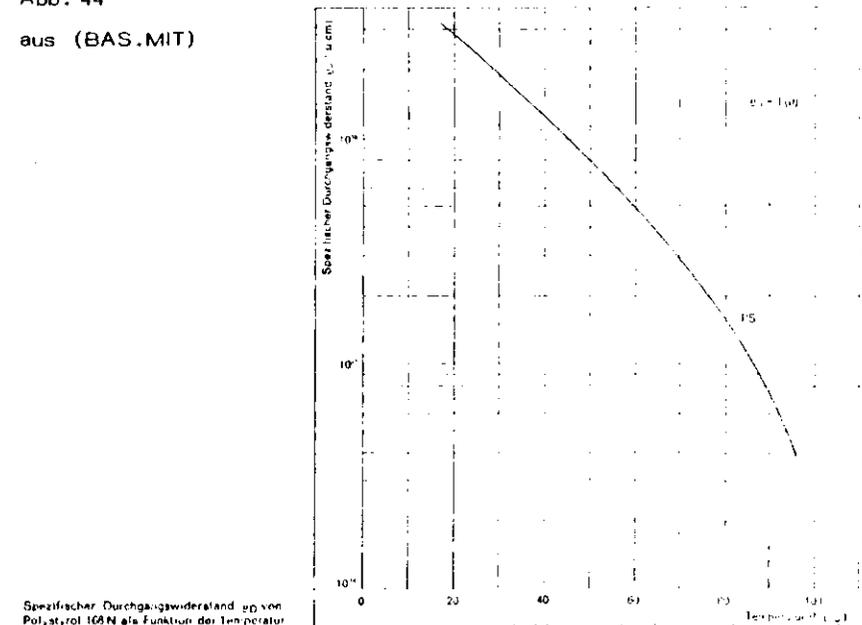
Polystyrol ist in nahezu beliebiger Folien- oder Tafeldicke mit verschiedenen antistatischen Ausrüstungen erhältlich.

Die nicht besonders gute Kriechstromfestigkeit kann durch breitere Isolationsstreifen ( $IS > 1.5 \text{ mm}$ ) kompensiert werden.

Polystyrol zeichnet sich durch eine geringe Dichte ( $\rho = 1.05 \text{ g/cm}^3$ ) sowie einen für Thermoplaste geringen Ausdehnungskoeffizienten ( $\alpha \approx 70 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$ ) aus.

Die auf Maß geschnittenen Streifenträger wurden mit 'Cyan-Acrylat-Kleber' plan auf die Deckblechinnenseiten geklebt. Der zusätzliche Auftrag durch den Klebefilm war vernachlässigbar.

Abb. 44  
aus (BAS.MIT)



Spezifischer Durchgangswiderstand  $\rho_v$  von Polystyrol 105N als Funktion der Temperatur



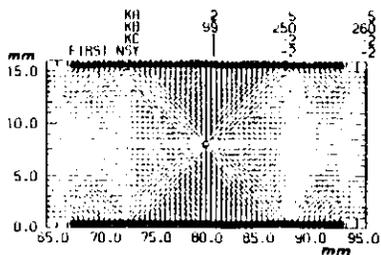


Abb. 46. d Feldlinienstücke

In Abb. 46.a bis 46.d ist die Kathodenanordnung und die damit erzeugbare Feldkonfiguration im Driftraum des Prototyps in einer zum Signaldraht orthogonalen Ebene dargestellt. Das Potentialfeld wird von Äquipotentiallinien im Abstand von 100 V repräsentiert. Die Richtung der elektrischen Feldstärke ist aus Feldlinienstücken ersichtlich. Alle inneren leitenden Oberflächen der Driftraumberandung sind dick markiert. Die stufigen Schenkeloberflächen der U-Profile dienen zur Simulation der abgeschragten U-Schenkel, die für den Bau des Prototyps verwendet wurden.

Trotz des großen Driftwegs von  $S = 80$  mm bei einem Seitenverhältnis von  $S/H = 10.7$  kann mit nur 5-facher Abstufung des Kathodenpotentials bei optimaler Kathodenanordnung bereits ein ca. 4 mm breiter Feldteil mit geradlinigem Feldlinienverlauf realisiert werden. Außerhalb dieses Bereichs wird die streifenperiodische Krümmung der Feldlinienverläufe sichtbar. Der bei dieser Potentialbelegung vom quasi-radialen Feld des Signaldrahts beanspruchte quadratische Raumbereich ist aus Abb. 46.d ersichtlich.

In Abb. 46.e ist der Verlauf der elektrischen Feldstärke in der Signaldrahtebene des linksseitigen Driftraums dargestellt.

In Abb. 46.f bis Abb. 46.j sind in einer zum Signaldraht orthogonalen Ebene diejenigen Rasterpunkte des linken Driftraums markiert, die eine jeweils angegebene Sollfeldstärke erreichen oder überschreiten. Außerdem ist die Lage der Kathodenflächen dick gekennzeichnet.

Abb. 46. e Feldstärke  $|\vec{E}|$  in der Signaldrahtebene

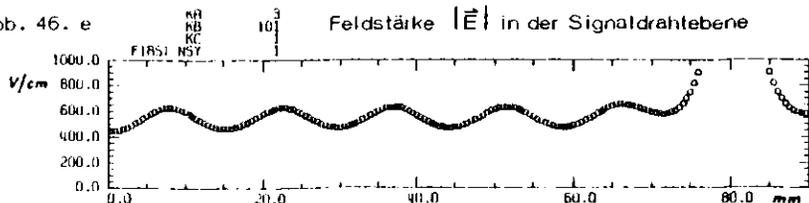


Abb. 46. f Bereich mit  $|\vec{E}| \geq 100$  V/cm

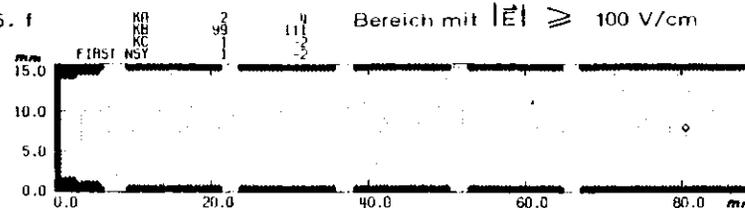


Abb. 46. g Bereich mit  $|\vec{E}| \geq 200$  V/cm

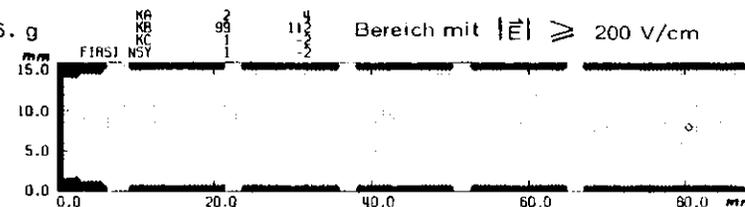


Abb. 46. h Bereich mit  $|\vec{E}| \geq 300$  V/cm

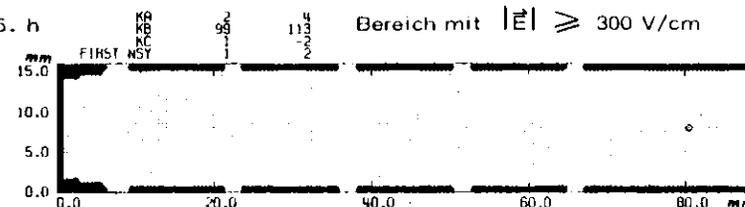
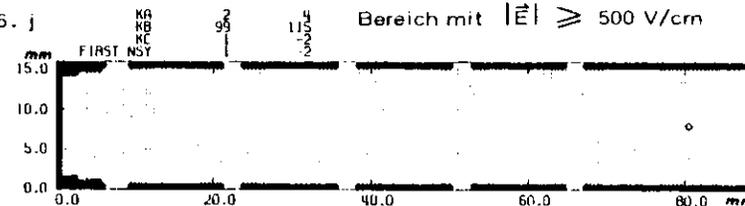


Abb. 46. i Bereich mit  $|\vec{E}| \geq 400$  V/cm



Abb. 46. j Bereich mit  $|\vec{E}| \geq 500$  V/cm



Als sehr schnelle, sichere und billige Methode zur Realisierung der Kathodenflächen erwies sich das Bestreichen der Trägertafeln mit selbstklebendem Aluminium-Band, das in den erforderlichen Breiten KS und KE verfügbar war. Das Band hatte eine gleichmäßige Dicke  $d = 0.1$  mm (Al-Folie plus Klebefilm), so daß keine nennenswerte Reduzierung der Driftraumhöhe durch die Kathodenstreifen auftrat. Bei planen Streifenträgern

war durch den gleichmäßig dünnen Klebefilm des Bandes auch die Planlage der Kathodenstreifen gewährleistet.

Kupfer-Band anstelle von Aluminium-Band wäre zur Unterdrückung parasitärer Elektronenlawinen besser geeignet gewesen, weil Kupfer eine höhere Austrittsarbeit hat als Aluminium. Auf das relativ sehr teure Kupfer-Band mußte jedoch aus finanziellen Gründen verzichtet werden.

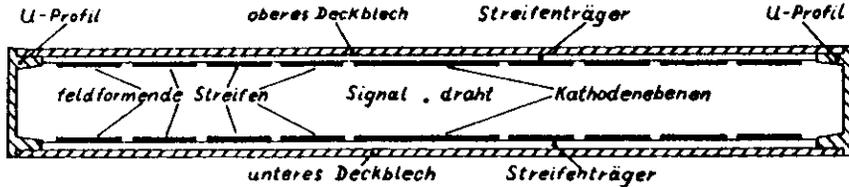


Abb. 47 zeigt eine Driftzelle des geschlossenen Moduls im Querschnitt.

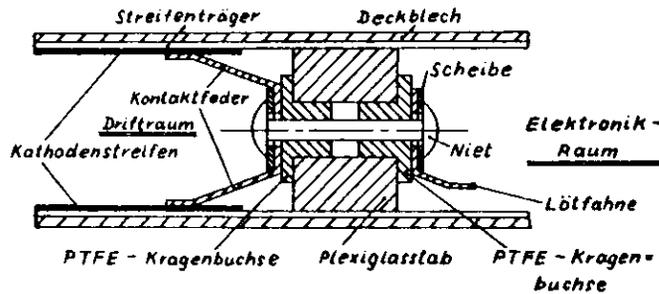


Abb. 48 zeigt die Schnittzeichnung einer Potentialdurchführung.

Die Kontaktierung der Kathodenstreifen erfolgte am Plexiglasstab, der eine Trennwand zwischen den Drifträumen und dem Elektronenraum bildete. Der Plexiglasstab war im Abstand der Kathodenstreifen mit durchgehenden Bohrungen versehen, durch die die entsprechenden Potentiale vom Elektronenraum zum Driftraum geleitet wurden. Als Leiter dienten Kupferniete. Mit jedem Niet wurde auf der Elektronenraumseite eine Lötfläche und auf der Driftraumseite eine zweiarmige Bronzefeder am Plexiglasstab befestigt. Mit Hilfe der Bronzefedern erfolgte die Kontaktierung von je zwei gegenüber liegenden Kathodenstreifen. Zur Sicherstellung der Gasdichtigkeit der Potentialdurchführungen

wurde jeder Niet in zwei PTFE-Buchsen durch die Bohrung geführt. Das System Niet, Buchse und Bohrung war als Preßpassung ausgeführt. Beim Vernieten der Einzelteile wurde der Nietschaft gestaucht, so daß die damit verbundene Quetschung der PTFE-Buchsen eine sichere Abdichtung der Durchführung gewährleistete.

#### G.4 Signaldraht

Als Signaldraht wurde goldplattierter Wolfrämdraht verwendet. Leider war dieser nur in geschlagener, nicht in gezogener Form verfügbar. Geschlagener Draht hat eine ungleichmäßig verrundete Oberfläche und ist hinsichtlich der Gefahr von Spitzenentladungen weniger gut geeignet als gezogener Draht. Der mittlere Radius betrug  $r_0 = 15 \mu\text{m}$ . Bei der vorgegebenen Driftraumhöhe ist dieser Wert in Übereinstimmung mit Beziehung (7.1 ; Vergl. auch Anhang I.).

$$\frac{2 \cdot \pi}{\ln \frac{7,5 \text{ mm}}{15 \mu\text{m}}} \approx 1 \quad (7.1)$$

Der Signaldraht wurde ohne Unterstützung über die volle Driftraumlänge  $L_0 = 1,9 \text{ m}$  gespannt, und in je einer Signaldrahthalterung im Plexiglasstab sowie im hinteren Stirnseitenprofil angelötet.

Die Signaldrahthalterungen waren mittig zu den Kathodenebenen und zur Driftraumhöhe angebracht, so daß ein Signaldraht in Ideallage zentral durch den Driftraum gespannt war. Jede Halterung ließ ein radiales Justierungsspiel von  $\pm 0,5 \text{ mm}$  für den Signaldraht zu. Als Signaldrahthalterungen wurden schraubbare PTFE-Buchsen verwendet, durch die jeweils zentral ein Messingrohr mit 1. mm Innendurchmesser gepreßt war. Die Buchse diente als Isolationskörper, das Messingrohr als lötbare Drahtdurchführung. Es war an der Außenseite aufgespalten, so daß beide Halbrohre als Lötflächen genutzt werden konnten. Vom Signaldraht auf das Messingrohr wirkende Zugkräfte wurden von einer vor den Halbrohren befindlichen Scheibe aufgefangen. Der ausgebohrte Buchsenkopf diente zur Verlängerung des Kriechweges von dem HVD + HVE führenden Messingrohr zum Nullpotential führenden Aluminiumrahmen. Die Gasdichtigkeit der gesamten Anordnung wurde zwischen Buchse und Bohrung durch einen vor dem Buchsenkopf befindlichen O-Ring gewährleistet, zwischen Messingrohr und PTFE-Buchse durch die Preßpassung und im Messingrohr durch Lötzinn.

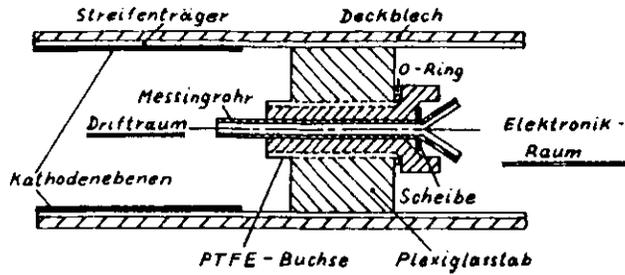


Abb. 49 zeigt die Schnittzeichnung einer im Plexiglasstab befindlichen Signaldrahthalterung.

Mit Hilfe eines Spanngewichts von  $M = 70 \text{ g}$  erhielt jeder Signaldraht bei der Montage die mechanische Vorspannung  $G_0 = 972 \text{ N/mm}^2$  (Vergl. Anhang VIII.). Die dabei gemessene Drahtdehnung  $\epsilon$  betrug  $2.5 \text{ mm/m}$ , das sind ca. 90 % der zulässigen Dehnung  $\epsilon_{\text{zul.}}$  und entspricht innerhalb der Meßgenauigkeit dem für Wolfram angegebenen Wert  $E = 38 \cdot 10^4 \text{ N/mm}^2$  im Proportionalbereich (AEG. 72). Der maximale Drahtdurchhang in der Mitte zwischen beiden Signaldrahthalterungen betrug bei diesen Bedingungen ca.  $0.1 \text{ mm}$ . Drahtspannungsänderungen infolge Temperaturänderungen  $(T - T_0)$  wurden mit Beziehung (VIII.3) abgeschätzt, dabei ist  $T_0$  die Montagetemperatur. Danach wird bei dieser Vorspannung  $G_0$  die Elastizitätsgrenze des Signaldrahts bei  $(T - T_0) = 90^\circ\text{C}$  erreicht; bei  $(T - T_0) = -64^\circ\text{C}$  verdoppelt sich der Drahtdurchhang (Vergl. Anhang VIII.). Der zwischen den beiden Halterungen gemessene Widerstand des Signaldrahts betrug  $142 \Omega$ , das entspricht etwa  $75 \Omega/\text{m}$ .

#### G.5 Gasgemisch

Als Kammerngas wurde eine bewährte Argon-Molekülgas-Mischung in folgender Zusammensetzung (EYß. 75) gewählt:

86.4	Vol %	Ar
9.6	Vol %	CH <sub>4</sub>
4.0	Vol %	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (Iso)

Der Methan-Zusatz diente zur Erhöhung des Sättigungsplateaus, der Isobutan-Zusatz als Quenching-Gas (Vergl. Anhang IV. und Anhang V). Mit diesem Kammerngas sind auch bei (IAS. 77) gute Erfahrungen bezüglich der an das Gas gestellten Anforderungen

gemacht worden. Die Elektronen-Driftgeschwindigkeit erreicht ihr Sättigungsplateau von  $5 \text{ cm}/\mu\text{sec}$  bereits in einer elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}| \approx 400 \text{ V/cm}$ . Im Feldstärkebereich zwischen  $500 \text{ V/cm}$  und  $1500 \text{ V/cm}$  sinkt das Plateau mit einem leichten Gefälle von ca.  $8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \mu\text{sec}$ . Mit dem geschlagenen  $\varnothing 30 \mu\text{m}$  Signaldraht erlaubte das Gasgemisch ein Signaldrahtpotential  $HVD = 2100 \text{ V}$  gegenüber den Kathodenebenen ohne das Geiger-Pulse oder Raumladungen in Erscheinung traten. Die drei Drifträume des Kammermoduls wurden in Form einer Reihenschaltung von einer einzigen Leitung mit Gas versorgt. Die Reihenschaltung wurde einfach durch Bohrungen in den Stegen der I-Profile erreicht. Sie waren so angebracht, daß jeder Driftraum diagonal durchströmt wurde.

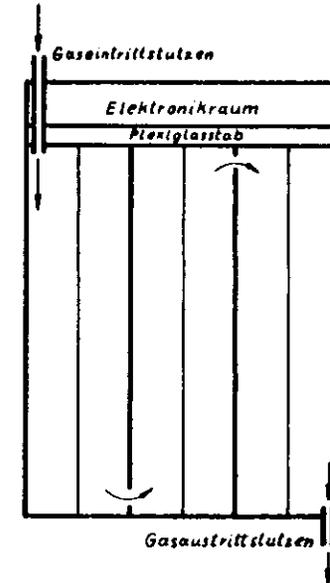


Abb. 50 zeigt schematisch den Gasfluß durch die drei Drifträume.

#### G.6 Potentialversorgung

Für die Potentialversorgung des Kammermoduls waren zwei Hochspannungsleitungen erforderlich, eine für die Kathodenstreifen und eine für den Signaldraht. Das gesamte Modulgehäuse wurde zur Abschirmung des Signaldrahts gegen Störfelder auf Erdpotential gelegt. Dem gegenüber erhielten die Kathodenebenen das positive Potential HVE.

Mit Hilfe eines im Elektronikraum befindlichen Spannungsteilers wurde HVE in HVE/5-Stufen unterteilt und über Vorwiderstände den Kathodenstreifen zugeleitet. Alle Drifträume des Moduls wurden über einen Spannungsteiler versorgt. Die Vorwiderstände dienen zur Strombegrenzung im Fall eines Kurzschlusses zwischen den Streifen. Die Signaldrähte erhielten gegenüber den Kathodenebenen das positive Potential HVD. Es wurde ihnen mit der zweiten Hochspannungsleitung über je einen Vorwiderstand zugeleitet.

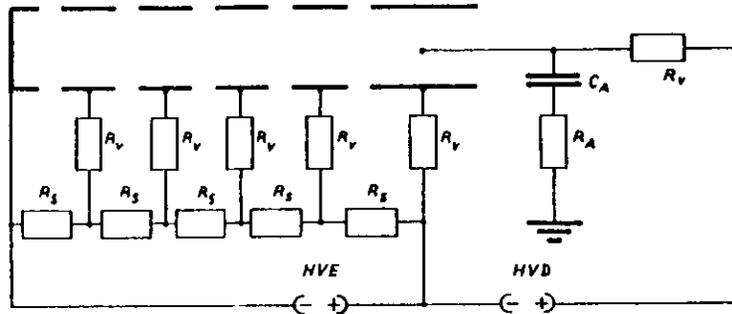


Abb. 51 zeigt schematisch die Potentialversorgung eines Driftraums.

- $R_s$  : Spannungsteiler      10 M $\Omega$
- $R_v$  : Vorwiderstand      1 M $\Omega$

### G.7 Signalverstärker

Ein zweistufiges Verstärkersystem wurde eingesetzt, um die an den Signaldrähten des Kammermoduls entstandenen mV-Signale für die weitere Verarbeitung zu verstärken. Die erste Stufe in Form einer Vorverstärkerkarte war im Elektronikraum des Moduls placiert und diente als Kabeltreiber für die 50  $\Omega$ -Kabel zur Hauptverstärkerkarte im Experiment-Überwachungsraum.

Die Vorverstärkerkarte besaß 8 Kanäle mit hoher Eingangs- und geringer Ausgangs-impedanz. Es standen vier Kanäle mit 4-facher Verstärkung und vier Kanäle mit 8-facher Verstärkung zur Verfügung. Jeder Kanal war aus zwei gegengekoppelten MC 10115 P Bausteinen aufgebaut. Das Sättigungsniveau der Ausgangsspannung lag bei ca. 100 mV.

Die mehrkanalige Hauptverstärkerkarte enthielt Verstärker (MC 1514 L), Diskriminatoren, One shots und Latches. Die Ansprechschwelle konnte im Bereich  $\pm 400 \mu\text{V}$  bis  $\pm 200 \text{ mV}$  variiert werden, so daß bezogen auf die Vorverstärkereingänge Ansprechschwelle zwischen  $50 \mu\text{V}$  und  $50 \text{ mV}$  (ohne Berücksichtigung der Kabeldämpfung) einstellbar waren. Die weitere Signalverarbeitung konnte dann mit NIM-Elektronik erfolgen.

Es wurde diese räumlich getrennte Verstärker-Anordnung den sonst üblichen kompakten Driftkammer-Verstärker-Bausteinen vorgezogen, weil kompakte Systeme aufgrund ihrer hohen Verstärkung und Breitbandigkeit bei niedrigen Ansprechschwellen zum Schwingen neigen. Außerdem ist die kammerexterne Einstellbarkeit der Ansprechschwelle gerade für Testmessungen vorteilhaft.

Die Ankopplung der Vorverstärker an die Signaldrähte erfolgte über je einen Hochpass mit  $R_A = 510 \Omega$  und  $C_A = 1000 \text{ pF}$  (Vergl. Anhang VII.).

### H. Testmessungen am externen Elektronenstrahl

Der Prototyp wurde, wie auch die anderen gebauten Labormodelle, nach seiner Fertigstellung ersten qualitativen Tests im Labor unterzogen. Anschließend wurden die Detektoreigenschaften durch Messungen auf einem Teststand am externen Elektronenstrahl 8a des DESY untersucht. In diesem Kapitel soll die Meßapparatur sowie die Art der Messungen erläutert werden.

#### H.1 Testaufbau

Die zu untersuchenden Driftkammern konnten an einem definiert schwenkbaren Gestell befestigt werden, daß sich auf einem in Y- und X-Richtung beweglichen Hubtisch befand. Der Hubtisch war vom Experiment-Überwachungsraum aus fernbedienbar und erlaubte die Einstellung einer relativen Koordinate auf  $\pm 0.1 \text{ mm}$  genau. Unmittelbar hinter dem Elektronenstrahlaustritt bildeten zwei gekreuzte Szintillationszähler (Kreuzungsfläche  $\approx 1. \text{ cm}^2$ ) in Koinzidenz den vorderen Teilchentrichter. Der hintere Teilchentrichter war ebenfalls aus zwei gekreuzten Szintillationszählern (Kreuzungsfläche  $\approx 100 \text{ cm}^2$ ) aufgebaut und befand sich am Ende der Apparatur unmittelbar hinter den Monitor-Kammern.

Mit dem koinzidenten Ansprechen beider Zählerpaare konnten die Kammerensignale, die von einem zum Strahl gehörenden Teilchen verursacht wurden, von anderen, zufälligen Kammerensignalen unterschieden werden.

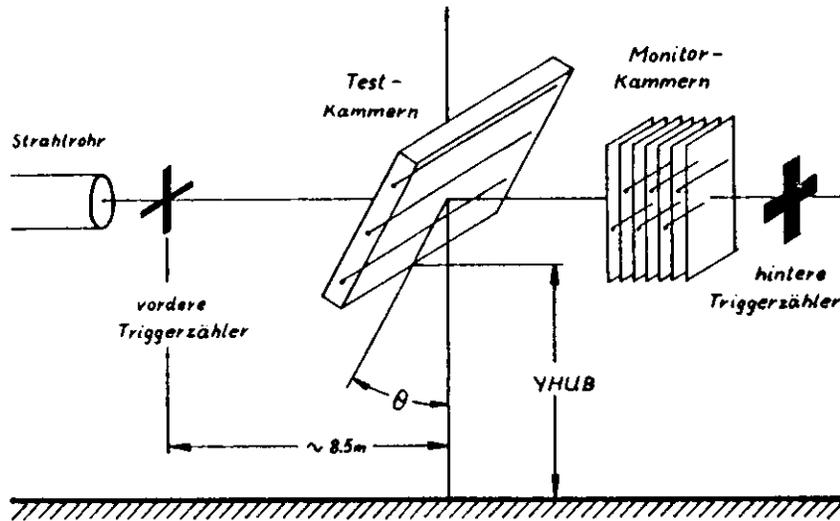
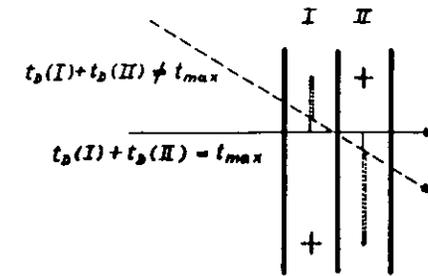


Abb. 52 zeigt schematisch den Testaufbau im Strahlgebiet des externen Elektronenstrahls 8a, auf dem die Untersuchungen des Prototyps und der anderen Labormodelle vorgenommen wurden.

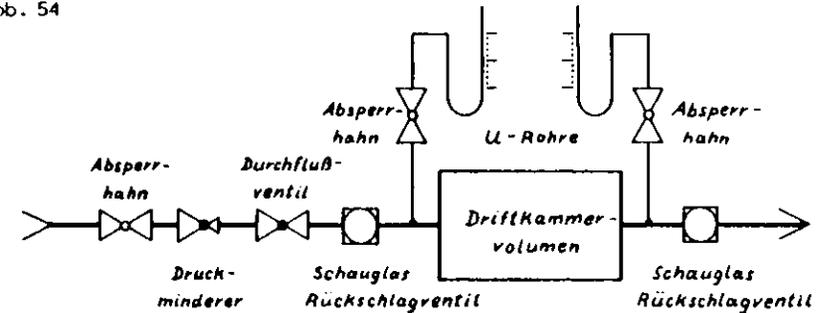
Als Monitor-Kammern wurde ein Paket von sechs hintereinander liegenden Driftzellen bezeichnet, deren Signal- und Potentialdrähte abwechselnd um S versetzt waren. Es diente als Referenzkammer zur Bestimmung der relativen Y-Koordinate des Teilchendurchgangs. Bei einem Signaldrahtabstand von  $20 \pm 0.1$  mm konnte die Y-Koordinate mit  $\pm 0.1$  mm aufgelöst werden. Kammerensignale von Teilchenspuren, die nicht in der horizontalen Ebene lagen, konnten mit der Forderung eliminiert werden, daß die Summe der Driftzeiten von je zwei aufeinander folgenden Driftzellen gleich  $t_{max} = const.$  sein mußten (s. Abb. 53).

Abb. 53



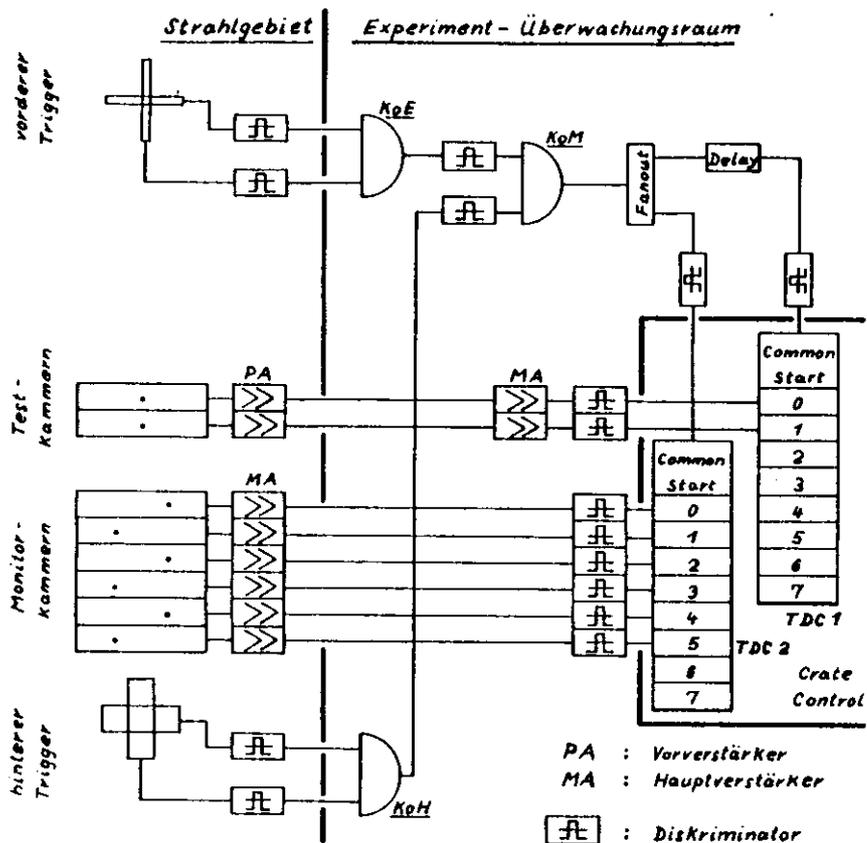
Die Gasversorgung der zu untersuchenden Driftkammern erfolgte nach dem in Abb. 54 angegebenen Flußschema. Das Kammergas wurde als fertiges Gemisch aus Gasflaschen bezogen.

Abb. 54



Der Druckminderer diente zum Schutz der Driftkammer vor zu hohem Einströmdruck, das Durchgangventil zur Einstellung der jeweils erforderlichen Durchflußmenge pro Zeiteinheit. Mit den beiden flüssigkeitsgefüllten U-Rohren konnte der Mindestgasdruck sowie der Strömungswiderstand des Kammer volumens abgeschätzt werden. Als sehr hilfreich erwiesen sich die beiden ölgefüllten Durchflußschaugläser am Gaseintritt und -austritt der Kammer. Durch Vergleich von Blasengröße und Blasenzahl pro Minute ließen sich sowohl die Durchflußmenge als auch druckabhängige Leckagen gut feststellen. Außerdem hatten die Schaugläser die Funktion von Rückschlagventilen, die das Eindringen von Luft bei Unterbrechung des Gasflusses verhinderten.

H.2 Datennahme und -selektion



In Abb. 55 ist das Prinzip der elektrischen Anordnung zur Datennahme für die Driftkammertests dargestellt.

Für die Driftzeitmessungen der Test- und Monitorkammern standen zwei Drift-Chamber-Digitizer, Modell 2228, mit je acht TDC-Kanälen der Firma LeCroy zur Verfügung. In Verbindung mit einem Borer-Crate und Crate-Controller konnte die Datennahme und -auslese mit dem Prozessrechner PDP 11/45 gesteuert werden. Bei der maximalen Konversionszeit von 1024 nsec erlaubte jeder TDC-Kanal eine Zeitauflösung von 2 nsec. Bei einer mittleren Driftgeschwindigkeit von  $v_D \approx 5 \text{ cm}/\mu\text{sec}$  entsprach das einer Ortsunschärfe von ca. 0.1 mm.

Das koinzidente Ansprechen der vorderen (KoE) und hinteren (KoH) Teilchentrigger lieferte über die Konjunktion (KoM) das gemeinsame Startsignal für die Zeitkonversion der TDC von Test- und Monitorkammern. Die TDC-Kanäle wurden individuell von den Signalen der mit ihnen verbundenen Driftkammer-Verstärker gestoppt. Für Testkammern mit  $S > 5 \text{ cm}$  konnten die Start-Signale mit Gate-Generatoren (in Abb. 55 als 'Delay' bezeichnet) verzögert werden. Das war notwendig, um bei  $v_D \approx 5 \text{ cm}/\mu\text{sec}$  auch die Driftverhältnisse in den Randregionen der Kammern erfassen zu können. Wenn eine Driftkammer innerhalb der maximalen Konversionszeit nicht angesprochen hatte, wurde für diesen Kanal ein Dummy-Wert gesetzt. Die Driftzeiten der Testkammern wurden nur dann ausgelesen, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt waren.

1. Alle sechs Drähte der Monitorkammer haben angesprochen.
2. Die aus den Driftzeiten der Monitorkammer errechneten Y-Koordinaten des Teilchendurchgangs weichen nicht mehr als  $DY$  vom Mittelwert  $\bar{Y} = (\sum Y_i)/6$  ab.

Für beschleunigte Datennahme wurde  $DY = \pm 0.5 \text{ mm}$  gewählt, sonst  $DY = \pm 0.2 \text{ mm}$ . Mit Bedingung 2. bei  $DY = \pm 0.5 \text{ mm}$  wurden bereits nur die Daten für die weitere Verwendung selektiert, deren verursachende Teilchenspuren in Y-Richtung nicht mehr als  $\sim 10 \text{ mrad}$  von der horizontalen Ebene abwichen. Die ausgelesenen Driftzeiten der Test-Kammern und die berechneten Spurkoordinaten aus der Monitorkammer wurden in der PDP 11 gespeichert. Nach Beendigung einer Meßreihe wurden diese Daten zusammen mit den protokollierten Parametern: Kammer-Nr., HVD, HVE,  $\theta$ , Start-Delay und Koordinaten des Hubtisches von der PDP 11 zur IBM 370 des DESY-Rechenzentrums übertragen und dort auf Band geschrieben.

Vom Experiment-Überwachungsraum aus konnten die Einzelzählraten der Test- und Monitorkammern, sowie ihre Hochspannungen ständig kontrolliert werden.

H.3 Auswertprogramm

In diesem Abschnitt soll das Offline-Programm (AKI. 77) erläutert werden, mit dessen Hilfe die vom Experiment-Überwachungsraum übermittelten Meßdaten zu Darstellungen der Driftzeit-Orts-Beziehung, der Ansprechwahrscheinlichkeit, der Driftgeschwindigkeit und des Auflösungsvermögens koordiniert wurden.

Zur Darstellung der Driftzeit-Orts-Beziehung berechnete das Auswertprogramm für jede gemessene Driftzeit  $t_D$  einer Meßreihe mit Beziehung (8.1) den dazu gehörenden Abstand

des Teilchendurchgangs vom Signaldraht in der Signaldrahtebene. Der Abstand wurde gleichgesetzt mit dem Driftweg  $x_D$  (das ist nur für geradlinige Feldlinienverläufe und den Neigungswinkel  $\theta = 0^\circ$  korrekt).

$$x_D = \frac{XMIN}{\cos\theta} \quad (8.1)$$

$$XMIN = YREF - YHUB + YOFF \quad (8.2)$$

XMIN : minimaler Abstand der Teilchenspur vom Signaldraht.

YREF : mit den Monitorkammern gemessene relative Y-Koordinate des Teilchendurchgangs.

YHUB : relative Y-Koordinate des Signaldrahts der zu untersuchenden Driftkammer.

YOFF : wählbarer Offset; kann vom Auswertprogramm so gewählt werden, daß die kleinste gemessene Driftzeit  $t_{min}$  über  $x_D = 0$  liegt.

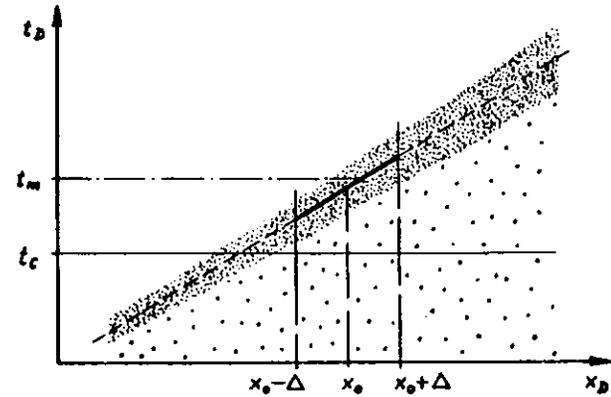
$\theta$  : Neigungswinkel der Driftkammer-Flächennormalen gegen die horizontale Strahlebene.

Jedes Datenpaar  $(t_D, x_D)$ , für das  $t_D \neq$  Dummy-Wert war, ergab eine entsprechende Eintragung in den Darstellungsspeicher. Die Gesamtheit der Eintragungen lieferte die Darstellung der Driftzeit-Orts-Beziehung der untersuchten Driftkammer.

Für die Berechnung der ortsabhängigen Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  wurde zunächst der Bereich  $[x_{min}, x_{max}]$  in 2 mm breite Intervalle unterteilt.  $\epsilon$  wurde dann für jedes Intervall als Quotient aus Anzahl der Ereignisse mit  $t_D \neq$  Dummy-Wert über Anzahl aller Ereignisse im Intervall berechnet.

Das ortsabhängige Auflösungsvermögen der untersuchten Driftkammer wurde vom Auswertprogramm aus der Zeitauflösung der Meßdaten und der Driftgeschwindigkeit  $v_D$  in verschiedenen Entfernungen  $x_o$  in der Signaldrahtebene vom Signaldraht berechnet.

Abb. 56



Zunächst wurde der Mittelwert  $t_m$  aller Driftzeiten, die in einem 1. cm breiten Intervall  $[X_o - \Delta, X_o + \Delta]$  um den Ort  $X_o$  herum gemessen wurden, berechnet. Um die weiteren Rechnungen nicht durch den Untergrund der zufälligen Ereignisse zu verfälschen, wurden alle unterhalb der Abschneidegeraden  $t_c$  liegenden Datenpaare unterdrückt (Vergl. Abb. 56).

$$t_c = t_m - 0.1 \mu\text{sec} - \Delta / 5.5 \text{cm} \cdot \mu\text{sec}^{-1} \quad (8.3)$$

Durch die verbleibenden Datenpaare des Intervalls  $[X_o - \Delta, X_o + \Delta]$  wurde eine Gerade gefittet, deren Parameter dann die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  am Ort  $X_o$  lieferten. (Infolge der nicht immer korrekten Driftwegermittlung mit (8.1) mußte  $v_D(X_o)$  als 'scheinbare Driftgeschwindigkeit' verstanden werden).

$$t_D = a + b \cdot x_D \quad (8.4)$$

$$v_D(x_o) = \frac{1}{b} \quad (8.5)$$

Die Zeitauflösung der gemessenen Driftzeiten am Ort  $X_o$  ergab sich aus der Umrechnung (8.5) aller Driftzeiten des Intervalls  $[X_o - \Delta, X_o + \Delta]$  auf den Ort  $X_o$ .

$$t(x_o) = t_D - b \cdot (x_D - x_o) \quad (8.6)$$

Der Mittelwert der umgerechneten Driftzeiten wurde als  $t_0$  bezeichnet, die Streuung als  $\sigma(t_0)$ . Für die Berechnung der Streuung wurden jedoch nur die  $t(X_0)$  zugelassen, die nicht weiter als  $0,1 \mu\text{sec}$  von  $a+b \cdot x_0$  entfernt waren. Aus  $v_D(X_0)$  und  $\sigma(t_0)$  konnte dann die Ortsauflösung am Ort  $X_0$  berechnet werden.

$$\sigma(x_0) = v_D(x_0) \cdot \sigma(t_0) \quad (8.7)$$

Im Hinblick auf das lineare Verfahren, aus der gemessenen Driftzeit den Ort des Teilchendurchgangs zu bestimmen, gab es weiterhin die Möglichkeit, durch Vorgabe von  $t_{\text{min}}$ ,  $x_{\text{min}}$  und  $v_{\text{soll}}$  den Mittelwert  $\Delta x$  und die Streuung  $\sigma(\Delta x)$  der Abweichungen aller Datenpaare  $(t_D, x_D)$  von der vorgegebenen Geraden (8.8) zu berechnen.

$$t_{\text{soll}} = t_{\text{min}} + \frac{1}{v_{\text{soll}}} \cdot (x_D - x_{\text{min}}) \quad (8.8)$$

#### H.4 Messung der Driftzeit-Orts-Beziehung

Bei den Testmessungen zur Untersuchung der Driftzeit-Orts-Beziehung sind zwei Verfahren zur Anwendung gekommen.

##### 1. Differentielles Driftzeitspektrum

Dieses Verfahren wird angewendet, wenn die Orte der Teilchendurchgänge unbekannt sind. Die Anzahl der in einem Ortsintervall erzeugten Driftelektronen ist proportional zur Intensität  $I(x)$  der durchstrahlenden Quelle und zur Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon(x)$  in dem Ortsintervall.

$$N \propto \int I(x) \cdot \epsilon(x) dx \quad (8.9)$$

Durch Transformation in ein entsprechendes Zeitintervall  $dt = dx/v_D(x)$  erhält man die Anzahl der im Zeitintervall registrierten Signale  $n(t)$ .

$$N \propto \int I(x) \cdot \epsilon(x) \cdot v_D(x) dt \propto \int n(t) dt \quad (8.10)$$

$$n(t) \propto I(x) \cdot \epsilon(x) \cdot v_D(x) \quad (8.11)$$

Aus der Aufnahme eines differentiellen Driftzeitspektrums lassen sich daher Aussagen über das Verhalten der Driftzeit-Orts-Beziehung der untersuchten Driftkammer machen. Im Idealfall, d.h.  $I(x) = \text{const.}$  und  $\epsilon(x) = \text{const.}$ , bildet das mit der Kanalbreite  $\Delta t$  aufgenommene Histogramm  $n(\Delta t)$  gegen  $t$  die Driftgeschwindigkeit  $v_D(x)$  ab, so daß die Driftzeit-Orts-Beziehung aus der Integration gewonnen werden kann.

$$\int_{t_0}^t n(t) dt = \text{const.} \cdot (S(t) - S_0) \quad (8.12)$$

Wegen der Integration ist das Verfahren zur Ermittlung der Driftzeit-Orts-Beziehung nicht geeignet, wenn mit einer inhomogenen Quelle gearbeitet wird, weil dann im wesentlichen die Intensitätsverteilung der Quelle abgebildet wird. Genau der Effekt tritt bei den Testmessungen am externen Elektronenstrahl auf, so daß dieses Verfahren gut als Strahlagenmonitor genutzt werden konnte.

##### 2. Driftzeit-Driftweg-Korrelation

Die zusätzliche Messung der Koordinaten der Teilchendurchgänge führt zu einer Erweiterung und Verbesserung des ersten Verfahrens. Jedem Signal kann dann eine Driftzeit  $t_D$  und ein Driftweg  $x_D$  zugeordnet werden. Abgesehen von zufälligen Ereignissen sind die Datenpaare  $(t_D, x_D)$  korreliert. Ihre Gesamtheit bildet in der Darstellung  $t_D$  gegen  $x_D$  explizit die Driftzeit-Orts-Beziehung ab, aus der die Driftgeschwindigkeit durch Differentiation gewonnen werden kann. Strahlintensität und Ansprechwahrscheinlichkeit zeigen ihre Einflüsse nur noch in der Häufigkeitsverteilung der Meßpunkte. Dieses Verfahren ist vielseitiger anwendbar, genauer und vor allem einfacher in der Darstellung als das erste Verfahren.

Die Untersuchungen des Prototyps sowie der anderen Labormodelle sind mit Verfahren 2. durchgeführt worden (Vergl. Abschnitt H.3). Bei vertikal ( $\theta = 0^\circ$ ) stehender Driftkammer erfaßte der externe Elektronenstrahl in der Signaldrahtebene eine Fläche von ca. 5 mm Durchmesser (FWHM). Durch schrittweises Verschieben der Kammer gegenüber dem Elektronenstrahl konnte die Driftzeit-Orts-Beziehung im gesamten Driftraum untersucht werden.

Aus der Darstellung der Driftzeit-Orts-Beziehung einer Driftkammer lassen sich einige ihrer Eigenschaften qualitativ entnehmen (z.B. für Abb. 74 a). Jeder Meßpunktezweig verläuft entlang einer Geraden. Die Beträge der Steigungen beider Geraden sind gleich, d.h. man kann in beiden Drifträumen eine einheitliche ortsunabhängige Driftgeschwindigkeit annehmen. Eine symmetrische Feldkonfiguration ist Voraussetzung für die symmetrische Meßpunkteverteilung, so daß aus der Abbildung auf die einwandfreie Potentialversorgung beider Drifträume geschlossen werden kann.

Aus der Breite der Meßpunktezweige läßt sich die zeitliche Verteilung der Driftelektronen abschätzen. Sie wird im wesentlichen verursacht durch Diffusion (Vergl. Anhang III.) sowie durch Längenunterschiede der verschiedenen von einer Ionisationsspur zum Signaldraht verlaufenden Feldlinien bzw. Driftwege (Vergl. Abb. 7.a und Abb. 46.c).

Mit zunehmendem Abstand des Teilchendurchgangs vom Signaldraht bewirkt die Überlagerung von Diffusionsaufweitung und Weglängendifferenz eine Verbreiterung der zeitlichen Verteilung. Das Ortsauflösungsvermögen einer Driftkammer wird daher vom Signaldraht zum Rand hin geringer. Zum Vergleich mit Abb. 74. a ist die mit dem Auswertprogramm ermittelte Driftzeitverteilung in Abb. 74. d dargestellt.

Die Häufigkeitsverteilung der Meßpunkte erlaubt nur Rückschlüsse auf das Produkt  $I(x) \cdot \mathcal{E}(x)$ , nicht auf die Ansprechwahrscheinlichkeit allein. Bei genügend kleiner Schrittweite, d.h. Schrittweite  $\ll$  Strahlprofilbreite (FWHM) und zeitlich konstanter Strahlintensität während der Messung wird jedoch eine quasihomogene Durchstrahlung der Kammer simuliert. Man erhält dann eine Häufigkeitsverteilung der Meßpunkte wie in Abb. 74. a, falls  $\mathcal{E}(x)$  keine wesentlichen örtlichen Schwankungen aufweist. Bei zu großer Schrittweite oder stark schwankender  $\mathcal{E}(x)$  ist eine Clustering wie in Abb. 59 zu erwarten.

Abb. 59 zeigt die Driftzeit-Orts-Beziehung einer Kammer mit  $2 \cdot S = 140$  mm,  $2 \cdot H = 35$  mm sowie 3-facher Abstufung des Kathodenpotentials. Die Datennahme erfolgte mit 1. cm Schrittweite bei HVE = 3000 V, HVD = 2000 V und  $\theta = 0^\circ$ .

Abb. 59

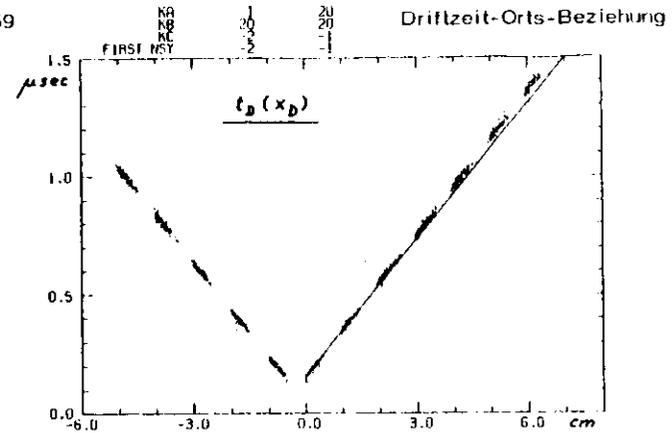
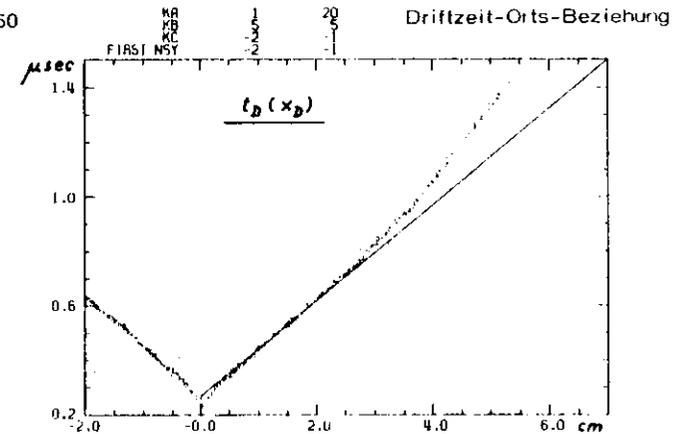


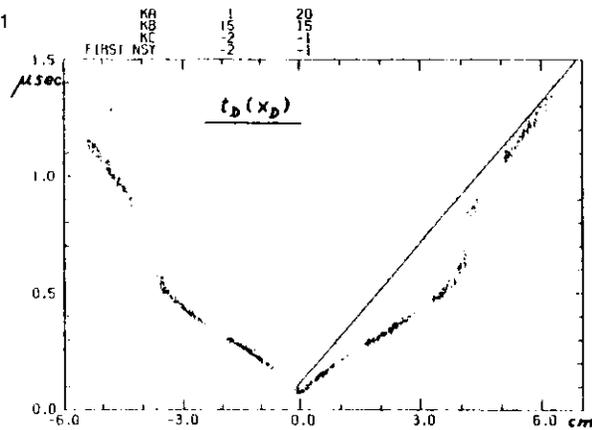
Abb. 60



Als Beispiel für eine stark unlineare Driftzeit-Orts-Beziehung ist in Abb. 60 die Messung einer Kammer mit 1-facher Potentialabstufung;  $2 \cdot S = 140$  mm und  $2 \cdot H = 35$  mm bei HVE = 5000 V, HVD = 2200 V und  $\theta = 0^\circ$  dargestellt. Die starke Abweichung des Meßpunktezweigs von der Geraden in der äußeren Driftraumhälfte deutet auf eine Verminderung der Driftgeschwindigkeit hin. Sie ist jedoch im wesentlichen darauf zurückzuführen, daß für diesen Raumbereich die Feldlinienlänge  $x_D > |x_0 - x_S|$  ist.

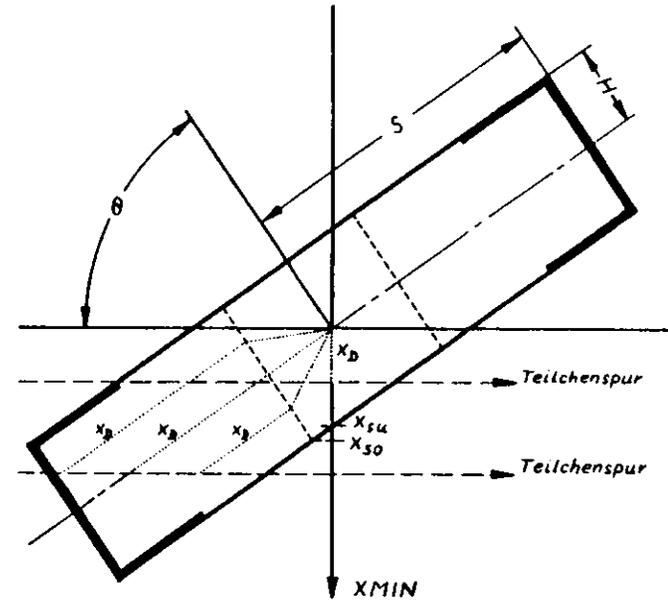
Der ausgedehnte Feldbereich mit defokussierender Wirkung zwischen Kammerrand und fokussierendem radialen Feldteil verursacht eine starke Deformation der Feldlinien. Dadurch wird insbesondere bei derart dicken Driftkammern die Feldlinienlänge bzw. Driftweglänge größer als der Abstand der Ionisationsspur vom Signaldraht (Vergl. Abb. 7.a). Bei gegen den Elektronenstrahl geneigter Driftkammer ( $\theta \neq 0^\circ$ ) tritt neben den genannten Effekten zusätzlich ein Sprung in der Driftzeit-Orts-Beziehung auf. Das ist jedoch kein physikalischer sondern ein geometrischer Effekt. Er ist darauf zurückzuführen, daß im Auswertprogramm für alle Teilchenspuren die Driftwegberechnung  $x_D = XMIN / \cos \theta$  angewendet wird. Für Teilchenspuren, deren minimaler Abstand  $XMIN$  vom Signaldraht sich im quasiradiaten Feldteil befindet, ist der wahre Driftweg jedoch  $x_D = XMIN$  (Vergl. Abb. 62). Die Berechnung durch das Auswertprogramm täuscht für diesen Bereich zu lange Driftwege bzw. zu große Driftgeschwindigkeiten vor (Vergl. Abb. 61). Erst für Teilchenspuren, die den quasiradiaten Feldteil nicht mehr berühren, kann  $x_D = XMIN / \cos \theta$  als brauchbare Näherung des wahren Driftwegs gelten. Der Sprung tritt im Übergangsbereich auf, d.h. für Teilchenspuren mit  $x_{su} \leq XMIN \leq x_{so}$ . Der Effekt ist bewußt nicht korrigiert worden, weil gerade daran die Eignung einer Driftkammer für ein einheitliches Rechenverfahren von  $t_D$  auf  $x_D$  bei beliebigen Neigungswinkeln  $\theta$  gemessen werden konnte.

Abb. 61



In Abb. 61 ist die Driftzeit-Orts-Beziehung einer Kammer mit 1-facher Potentialabstufung;  $2 \cdot S = 140$  mm und  $2 \cdot H = 35$  mm bei einem Neigungswinkel  $\theta = 55^\circ$  dargestellt. Die Datennahme erfolgte bei HVE = 5000 V und HVD = 2400 V.

Abb. 62



In Abb. 62 zeigt schematisch die unterschiedlichen Driftwege bei einer gegen den Elektronenstrahl geneigten Driftkammer.

Unter der Voraussetzung, daß der quasiradiante Feldteil der Driftkammer einen quadratischen Raumbereich einnimmt, können die Grenzen des Sprungbereichs mit (8.13) und (8.14) aus der Driftkammerhöhe  $H$  berechnet werden.

$$x_{su} = \begin{cases} \frac{H}{\cos \theta} & \text{für } \theta < 45^\circ \\ \frac{H}{\sin \theta} & \text{für } \theta > 45^\circ \end{cases} \quad (8.13)$$

$$x_{so} = H \cdot (\sin \theta + \cos \theta) \quad (8.14)$$

In Abb. 63.a ist die bei  $\theta = 55^\circ$  gemessene Driftzeit-Orts-Beziehung des rechten Driftkammer mit  $2 \cdot S = 140$  mm,  $2 \cdot H = 35$  mm und  $N = 1$  dargestellt. Für ein Driftzeitintervall von ca. 380 nsec ist keine eindeutige Driftwegzuordnung möglich. Zum Vergleich ist in Abb. 63.b eine für den gleichen Driftkammer mit (8.1), (8.13), (8.14)

und  $v_D = 5 \text{ cm}/\mu\text{sec}$  simulierte Driftzeit-Orts-Beziehung bei  $\theta = 55^\circ$  dargestellt. Bis zum Ende des Sprungbereichs ist Übereinstimmung gegeben.

Abb. 63. a gemessene Driftzeit-Orts-Beziehung

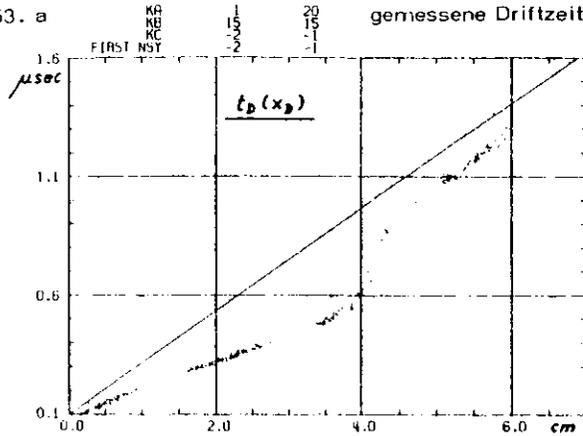
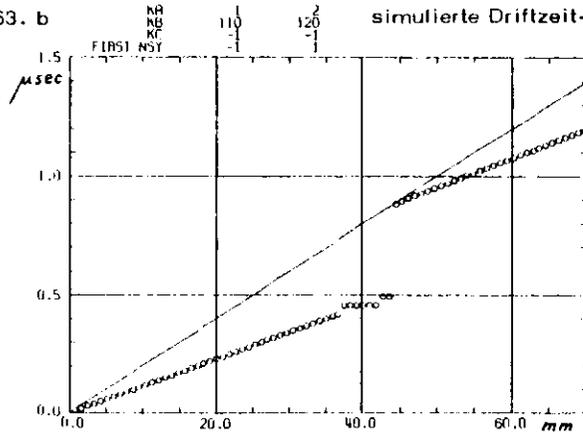


Abb. 63. b simulierte Driftzeit-Orts-Beziehung



In Abb. 64.a ist die bei  $\theta = 55^\circ$  gemessene Driftzeit-Orts-Beziehung der rechten Seite eines Prototyp -Driftraums ( $2 \cdot S = 160 \text{ mm}$ ,  $2 \cdot H = 15 \text{ mm}$ ,  $N = 5$ -fache Potentialabstufung) dargestellt. Das Driftzeitintervall, in dem keine eindeutige Driftwegzuordnung möglich ist, beträgt hier nur noch ca. 160 nsec. Die mit (8.1), (8.13), (8.14) und  $v_D = 5 \text{ cm}/\mu\text{sec}$  in Abb. 64.b dargestellte Simulation der Beziehung zeigt Übereinstimmung. Wie bereits (8.13) und (8.14) zu entnehmen war, zeigen die Abbildungen

63 und 64, daß der unerwünschte Sprungeffekt mit flachen Drifträumen reduziert werden kann.

Abb. 64. a gemessene Driftzeit-Orts-Beziehung

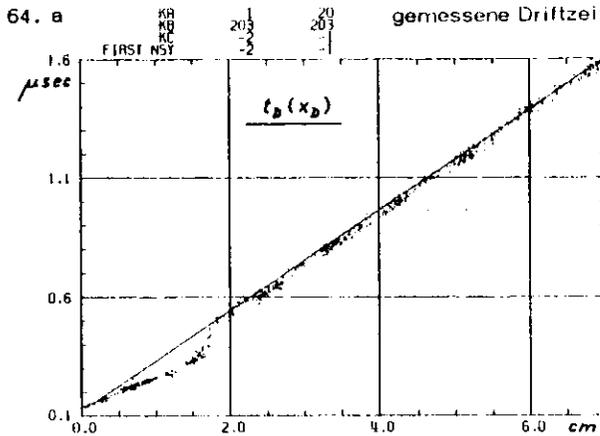
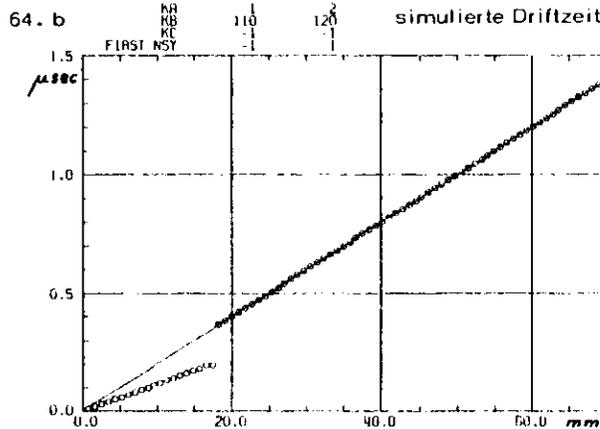


Abb. 64. b simulierte Driftzeit-Orts-Beziehung



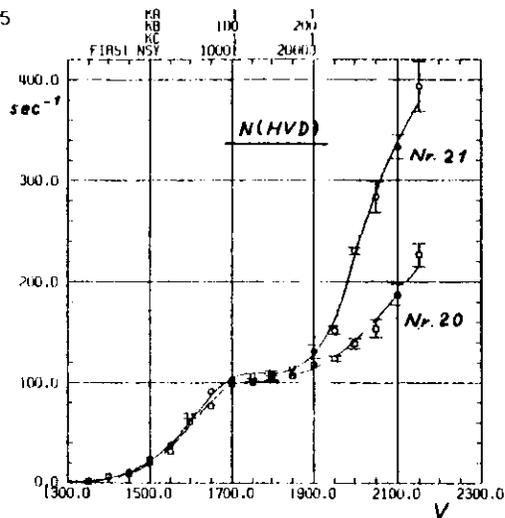
### 1. Meßergebnisse des Prototyps

In diesem Kapitel sollen die wesentlichen Meßergebnisse des Prototyps gezeigt werden. Die detaillierten Untersuchungen der Ansprechwahrscheinlichkeit sowie des Arbeitsplateaus dienen zur Findung der optimalen Betriebsbedingungen. Die anschließenden Messungen der Detektoreigenschaften sind bei diesen Betriebsbedingungen durchgeführt worden.

1.1 Messung des Arbeitsplateaus

Die Bestimmung des Arbeitsplateaus erfolgte durch Messung der Nullzählrate in Abhängigkeit von der Signaldrahtspannung HVD. Der Driftkammer-Modul wurde dafür senkrecht ( $\theta = 0^\circ$ ) gestellt, um den Untergrund durch Höhenstrahlung minimal zu halten.

Abb. 65



In Abb. 65 sind die Ergebnisse der Zählratenmessungen für die Signaldrahtnummern 20 und 21 (zwei gleiche  $\varnothing 30 \mu\text{m}$  Signaldrähte des Prototyps) dargestellt. Sie wurden bei HVE = 4000 V durchgeführt. Die Ansprechschwelle des angeschlossenen Signalverstärkersystems war auf - 1. mV eingestellt.

Die Arbeitsplateaus beider Signaldrähte beginnen bei HVD = 1700 V. Bei dieser Drahtspannung war der Gasverstärkungsfaktor gerade groß genug, damit alle entstandenen Ladungslawinen die Ansprechschwelle des Verstärkersystem überschreiten konnten. Das Ende der Arbeitsplateaus ist wegen des gleitenden Übergangs in den Geiger-Bereich (Vergl. Anhang V.) nicht so scharf definiert wie der Beginn. Bei einer willkürlich gewählten Bandbreite der Plateauzählrate von  $\Delta N/N = 20 \%$  ist das Plateauende für Draht-Nr. 21 bei HVD = 1875 V erreicht und für Draht-Nr. 20 bei HVD = 1925 V.

Die Plateaulänge von ca. 200 V ist als ausreichend anzusehen, ebenso die Lage des von der Verstärkerschwelle abhängigen Plateaubeginns. Die divergierenden Meßkurven der beiden Signaldrähte oberhalb ihrer Arbeitsplateaus sind auf die unterschiedliche Oberflächenbeschaffenheit der beiden Drähte zurückzuführen. Wie bereits in Abschnitt G.4 erwähnt wurde, mußte geschlagener Signaldraht anstelle von gezogenem verwendet werden.

1.2 Schwellenabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit

Im Hinblick auf die großflächige Belegung des Hadron-Absorbers mit Driftkammern mußte die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  ein wichtiges Kriterium beim Test des Prototyps sein. Über die gesamte Breite  $2 \cdot S = 160 \text{ mm}$  jedes Drifttraums wurde  $\epsilon > 0.95$  gefordert. Die Untersuchungen der Ansprechwahrscheinlichkeit des Prototyps erfolgten an verschiedenen Orten eines Drifttraums in Abhängigkeit von der Signaldrahtspannung HVD und von der Ansprechschwelle  $U_{thr.}$  des Verstärkers.

Das Impulshöhenspektrum einer auf dem Arbeitsplateau betriebenen Driftkammer hat eine relativ scharfe Einsatzschwelle  $U_{ES}$ . Solange die Verstärkerschwelle  $U_{thr.} < U_{ES}$  ist, wird jedes Ereignis registriert, d.h.  $\epsilon = 1$ .  $U_{thr.} \geq U_{ES}$  bewirkt  $\epsilon \leq 1$ .  $U_{ES}$  ist abhängig von der Signaldrahtspannung HVD, sowie von der Fähigkeit des elektrischen Feldes, die erzeugten Driftladungen am Signaldraht zu sammeln (Ladungssammlung). Örtliche schlechte Ladungssammlung oder Reduzierung der HVD unter das Arbeitsplateau bewirken eine Verschiebung von  $U_{ES}$  in Richtung 0 mV.

Abb. 66. a

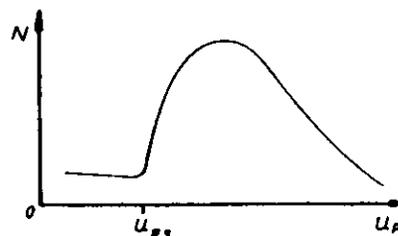


Abb. 66. b

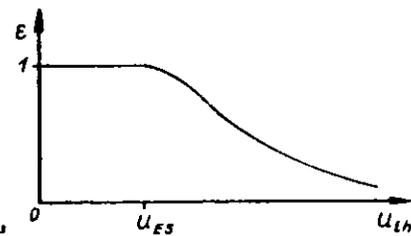
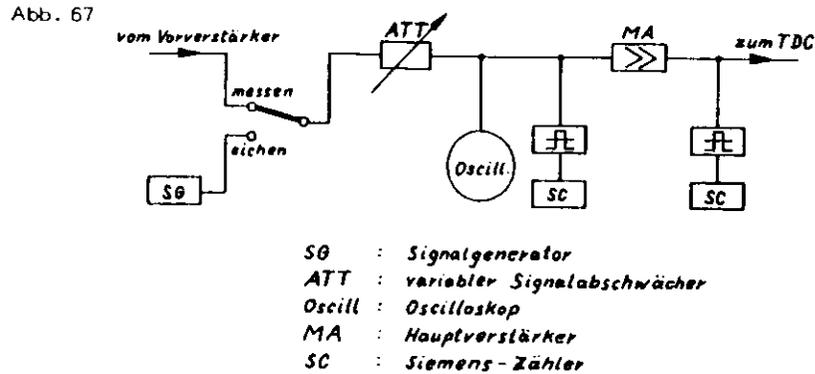


Abb. 66.a zeigt schematisch ein Impulshöhenspektrum. In Abb. 66.b ist der zu erwartende Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von  $U_{thr.}$  dargestellt.

Für die Untersuchungen der Ansprechwahrscheinlichkeit war eine Erweiterung der in Abb. 55 dargestellten elektrischen Anordnung zur Datennahme erforderlich. Umfang und Funktion der Erweiterung sind aus Abb. 67 ersichtlich.



In der Betriebsart 'eichen' dienten der Signalgenerator und die Impulszähler zur Grundeinstellung und Kontrolle der Ansprechschwelle des Hauptverstärkers. Vom Signalgenerator produzierte 300. mV Eichpulse mit 20 nsec Anstiegszeit und 80 nsec Abfallzeit wurden mit dem variablen Signalabschwächer um  $(40 \pm 1)$  dB gedämpft. Die Ansprechschwelle des Hauptverstärkers wurde dann solange reduziert bis gerade der Gleichlauf der beiden Impulszähler erreicht war; sie betrug bei allen Messungen  $(3.0 \pm 0.3)$  mV. In der Betriebsart 'messen' war eine Meßkabeldämpfung von 2.5 dB zwischen Vor- und Hauptverstärker zu berücksichtigen, so daß die Ansprechschwelle des Gesamtsystems damit auf 1.0 mV (VU=4 Kanal) bzw. 0.5 mV (VU= 8 Kanal) eingestellt war (Vergl. Abschnitt G.7). Bei den Messungen der Ansprechwahrscheinlichkeit wurde die Verstärkerschwelle dann nicht mehr verändert, sondern stattdessen der leicht einstellbare Dämpfungsgrad des variablen Signalabschwächers.

In Abb. 68 bis Abb. 73 ist die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  in Abhängigkeit von der Signaldämpfung ATT bei verschiedenen Durchstrahlungsorten und Signaldrahtspannungen HVD eines Prototyp-Driftraums dargestellt. Bei den Parameterangaben wird der Abstand zwischen dem Signaldraht und dem Durchstoßpunkt der Strahlachse durch die Signaldrahtebene mit  $X_D$  bezeichnet, der Abstand zwischen Signaldrahtanfang und Durchstoßpunkt mit Y.

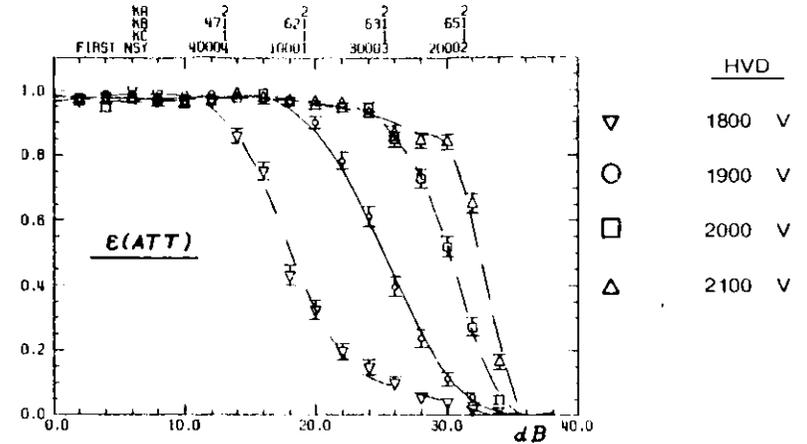


Abb. 68 zeigt  $\epsilon(ATT)$  in der Nähe des Signaldrahts in Kammermitte bei verschiedenen Signaldrahtspannungen.

$X_D$  : 17 mm  
 $Y$  : 90 cm  
 $HVE$  : 4000 V  
 $\theta$  : 55 Grad  
 $U_{thr.}$  : 1.0 mV

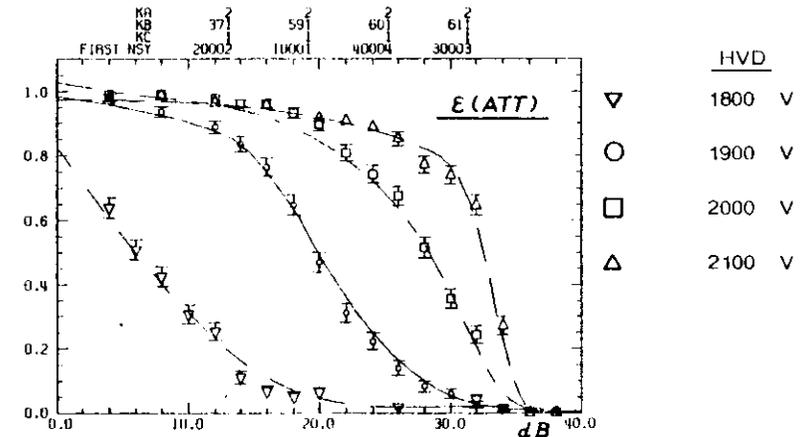


Abb. 69 zeigt  $\epsilon(ATT)$  am seitlichen U-Profil in Kammermitte bei verschiedenen Signaldrahtspannungen.

$X_D$  : 79 mm  
 $Y$  : 90 cm  
 $HVE$  : 4000 V  
 $\theta$  : 55 Grad  
 $U_{thr.}$  : 1.0 mV

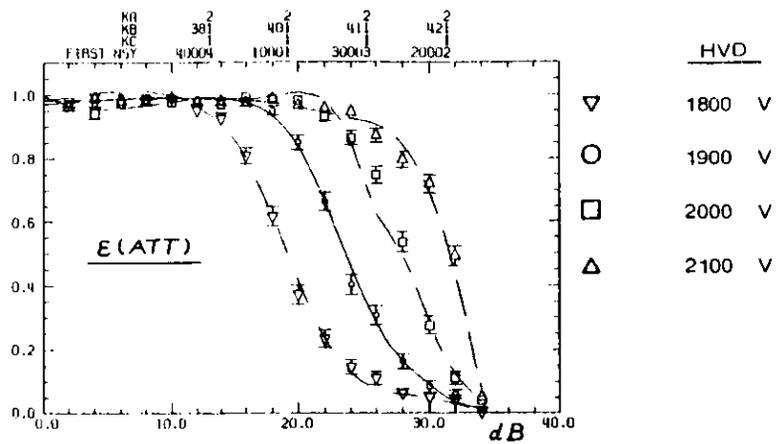
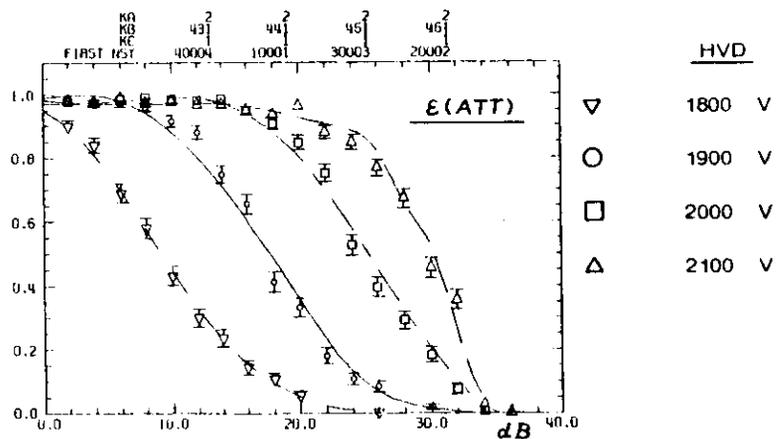


Abb. 70 zeigt  $\epsilon(ATT)$  in der Nähe des Signaldrahts am Kammerende bei verschiedenen Signaldrahtspannungen

$X_D$  : 17 mm  
 $Y$  : 180 cm  
 HVE : 4000 V  
 $\theta$  : 55 Grad  
 $U_{thr.}$  : 1.0 mV



In Abb. 71 zeigt  $\epsilon(ATT)$  am seitlichen U-Profil am Kammerende bei verschiedenen Signaldrahtspannungen

$X_D$  : 79 mm  
 $Y$  : 180 cm  
 HVE : 4000 V  
 $\theta$  : 55 Grad  
 $U_{thr.}$  : 1.0 mV

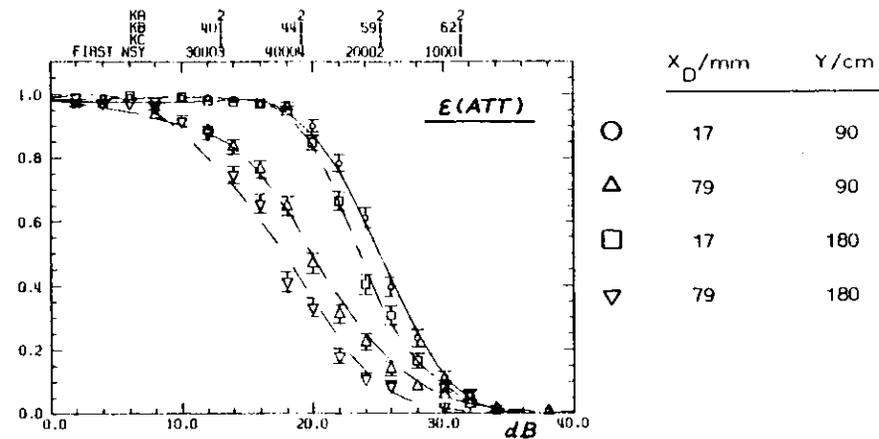


Abb. 72 zeigt  $\epsilon(ATT)$  bei verschiedenen Durchstrahlungsorten.

HVD : 1900 V  
 HVE : 4000 V  
 $\theta$  : 55 Grad  
 $U_{thr.}$  : 1.0 mV

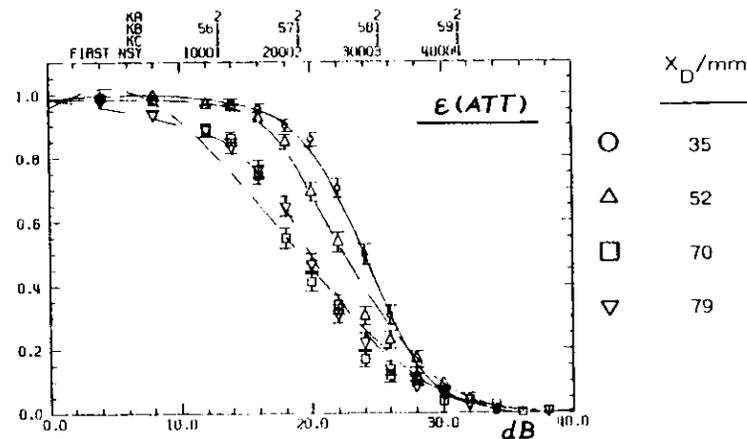


Abb. 73 zeigt  $\epsilon(ATT)$  bei verschiedenen Durchstrahlungsabständen in Kammermitte.

$Y$  : 90 cm  
 HVD : 1900 V  
 HVE : 4000 V  
 $\theta$  : 55 Grad  
 $U_{thr.}$  : 1.0 mV

Der Dämpfungsgrad, bei dem die Kurve  $\epsilon(ATT)$  deutlich von  $\epsilon \approx 1$  abknickt, markiert  $U_{ES}$ , den Fußpunkt des Impulshöhenspektrums; die mittlere Steigung des Abfalls läßt die Breite des Impulshöhenspektrums erkennen. Beides ist abhängig von der Signaldrahtspannung HVD und vom Durchstrahlungsort. In der Nähe des Signaldrahts verschieben sich die Fußpunkte um ca. 5 dB pro 100 V HVD-Änderung (Abb. 68 und Abb. 70). Am seitlichen U-Profil beträgt die Verschiebung sogar ca. 8 dB pro 100 V; sie ist infolge der schlechteren Ladungssammlung am Kammerrand größer als am Signaldraht (Abb. 69 und Abb. 71). Die flacheren Abfälle der am Kammerrand gemessenen Kurven lassen in Übereinstimmung mit den Messungen bei (HAS. 77) eine Verbreiterung der Impulshöhenspektren erkennen. Die Verschlechterung der Ladungssammlung im Driftraum vom Signaldraht zum Kammerrand hin ist aus Abb. 73 ersichtlich. Bei  $U_{thr.} = 1.0$  mV und HVD = 1900 V wird  $\epsilon = 0.95$  von dieser Driftkammer erst ab einer Signaldämpfung von 18 dB (Drahtnähe-Kammermitte) bzw. 6 dB (U-Profil-Kammerende) unterschritten (Abb. 72). Der Abstand zwischen den in Kammermitte und am Kammerende gemessenen Kurven ist auf die Dämpfung durch den Signaldraht zurückzuführen.

Bei HVD = 1900 V erfüllt die Driftkammer die an die Ansprechempfindlichkeit gestellte Forderung im gesamten Driftraum mit ausreichender Sicherheit, so daß keine Veranlassung zur Änderung der Kammer oder zur Reduzierung der Ansprechschwelle bestand.

### 1.3 Eigenschaften des Prototyps bei Betriebsbedingungen

Die Eigenschaften des Prototyps sind in Hinblick auf die Verwendung als Außendetektor bei den Bedingungen (Signaldrahtspannung, Potentiale der Kathodenflächen, Verstärkerschwelle, Gasdurchfluß) untersucht worden, die zur Versorgung des gesamten Außendetektors geplant und realisierbar waren. Für die Entscheidung über die Eignung des Prototyps waren die Messungen der Grenzfälle  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 55^\circ$  von Bedeutung.

In den folgenden Abbildungen werden die bei diesen Bedingungen gewonnenen Meßergebnisse eines Prototyps-Driftraums dargestellt. Die mit Hilfe des Auswerteprogramms errechneten Daten sind in Tab. 2 zusammengestellt.

In Abb. 74. a bis Abb. 74. c ist die Driftzeit-Orts-Beziehung sowie die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  und die scheinbare Driftgeschwindigkeit  $v_D$  in Abhängigkeit vom Driftweg

$x_D$  dargestellt.

HVD	:	1900	V
HVE	:	3200	V
$\theta$	:	0	Grad
$U_{thr.}$	:	1.0	mV

Abb. 74. a Driftzeit-Orts-Beziehung

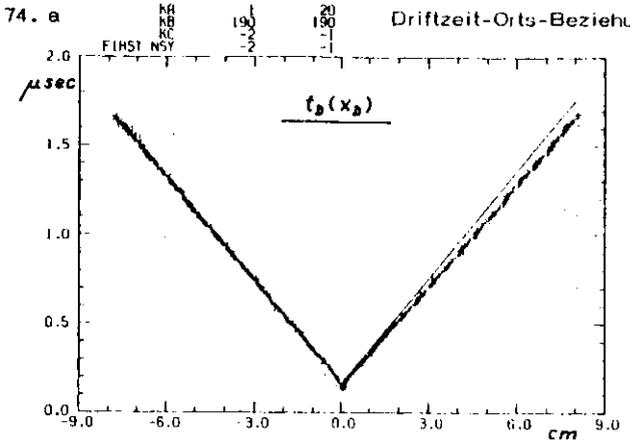


Abb. 74. b Ansprechwahrscheinlichkeit

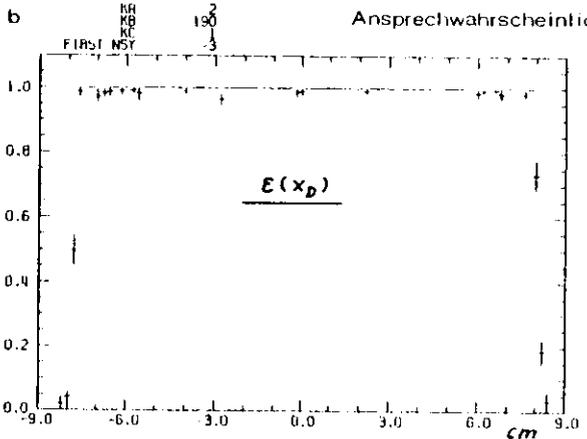
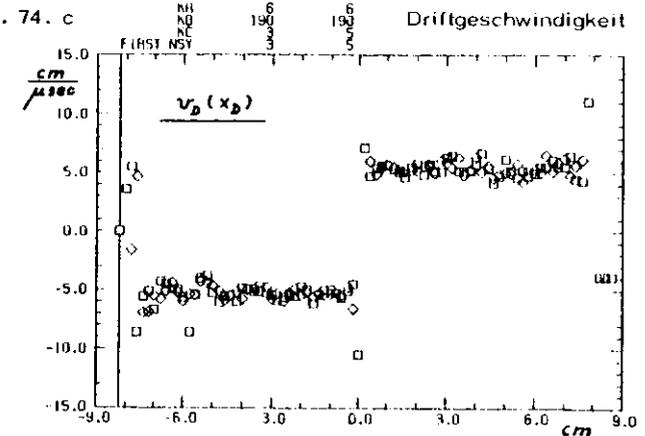


Abb. 74. c Driftgeschwindigkeit



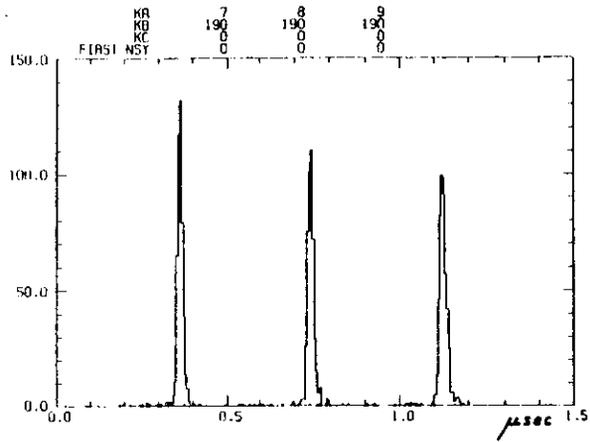


Abb. 74.d zeigt die Driftzeitverteilungen in verschiedenen Entfernungen vom Signaldraht.

HVD : 1900 V  
 HVE : 3200 V  
 $\theta$  : 0 Grad  
 U<sub>thr.</sub> : 1.0 mV

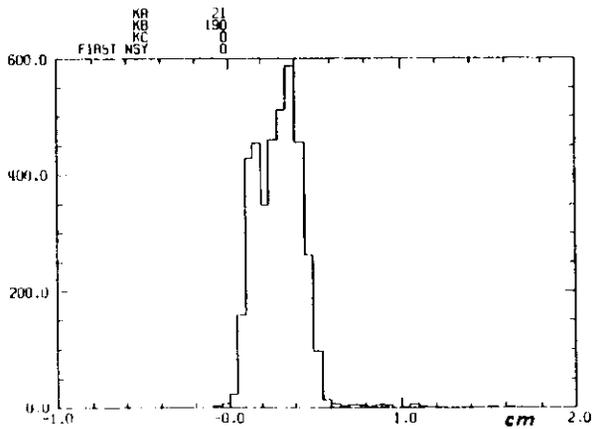


Abb. 74.e zeigt die Abweichungen der Driftzeit-Orts-Beziehung von einer vorgegebenen

Geraden mit  $v_{\text{sol}} = 5. \text{ cm}/\mu\text{sec.}$

HVD : 1900 V  
 HVE : 3200 V  
 $\theta$  : 0 Grad  
 U<sub>thr.</sub> : 1.0 mV

Abb. 75. a Driftzeit-Orts-Beziehung

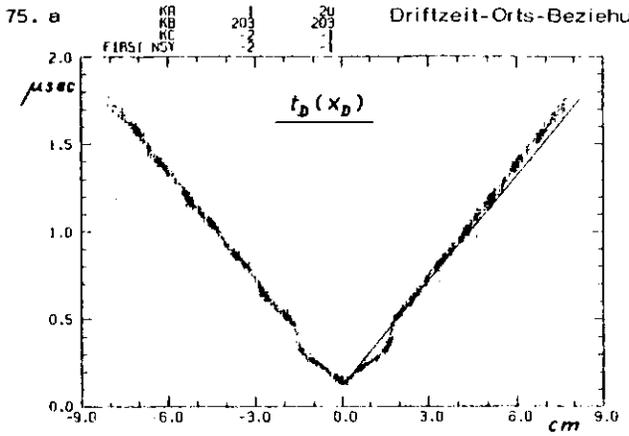


Abb. 75. b Ansprechwahrscheinlichkeit

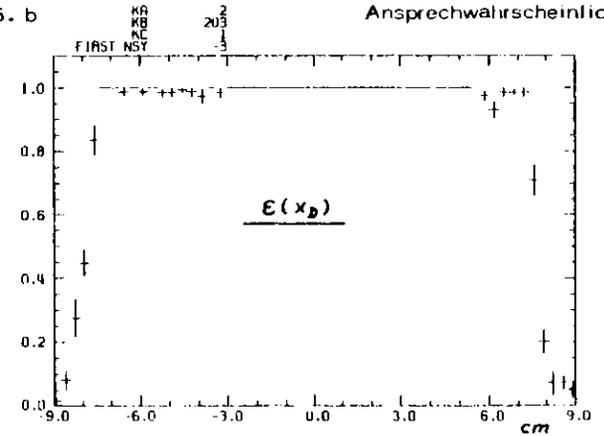
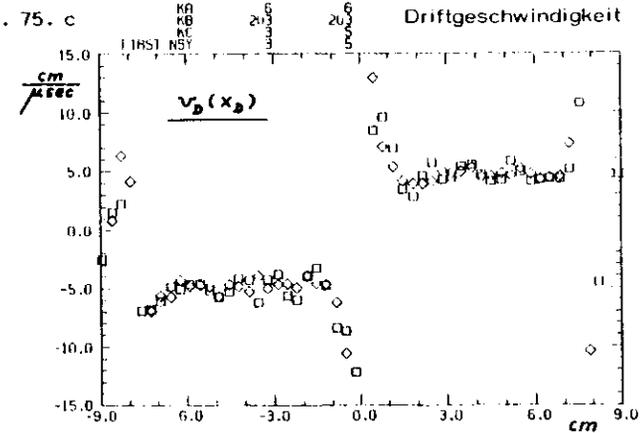


Abb. 75. c Driftgeschwindigkeit



In Abb. 75. a bis Abb. 75. c ist die Driftzeit-Orts-Beziehung sowie die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  und die scheinbare Driftgeschwindigkeit  $v_D$  in Abhängigkeit vom

Driftweg  $x_D$  dargestellt.

HVD : 1900 V  
 HVE : 3200 V  
 $\theta$  : 55 Grad  
 $U_{thr.}$  : 1.0 mV

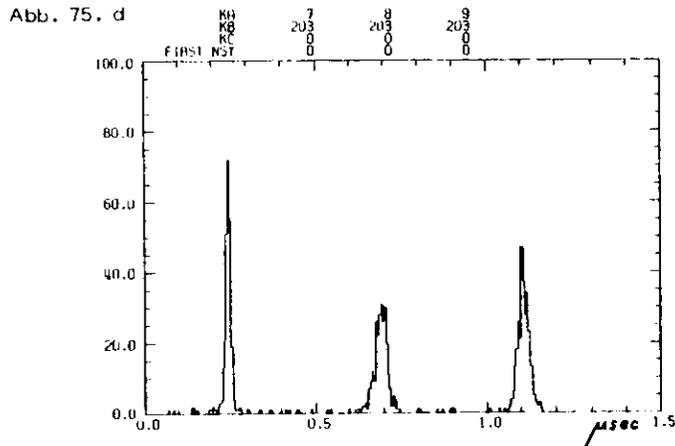


Abb. 75. d zeigt die Driftzeitverteilungen in verschiedenen Abständen vom Signaldraht.

HVD : 1900 V  
 HVE : 3200 V  
 $\theta$  : 55 Grad  
 $U_{thr.}$  : 1.0 mV

Abb. 75. e

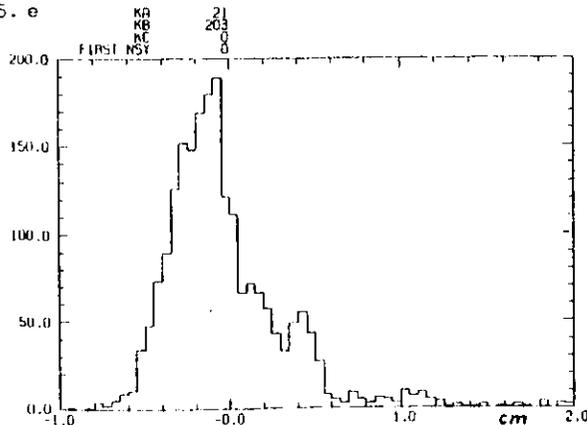


Abb. 75. e zeigt die Abweichungen der Driftzeit-Orts-Beziehung von einer vorgegebenen

Geraden mit  $v_{soll} = 5. \text{ cm}/\mu\text{sec}$ .

HVD : 1900 V  
 HVE : 3200 V  
 $\theta$  : 55 Grad  
 $U_{thr.}$  : 1.0 mV

Tabelle 2

HVD : 1900 V HVE : 3200 V $U_{thr.}$ : 1.0 mV		$\theta$ : 0 Grad			$\theta$ : 55 Grad		
		$x_0$ : 1cm	$x_0$ : 3cm	$x_0$ : 5cm	$x_0$ : 1cm	$x_0$ : 3cm	$x_0$ : 5cm
$t_0$	[nsec]	345	727	1105	264	728	1151
$G(t_0)$	[nsec]	$\pm 11$	$\pm 12$	$\pm 16$	$\pm 17$	$\pm 20$	$\pm 19$
$v_D(x_0)$	[cm/ $\mu\text{sec}$ ]	$5.3 \pm 0.2$	5.2	5.2	$7.7 \pm 2.5$	4.4	5.5
$v_{korr.}(x_0)$	[cm/ $\mu\text{sec}$ ]				$4.4 \pm 1.4$		
$G(x_0)$	[mm]	$\pm 0.58$	$\pm 0.62$	$\pm 0.83$	$\pm 1.31$	$\pm 0.88$	$\pm 1.05$
$\Delta x$	[cm]	0.33			0.04		
$G(\Delta x)$	[cm]	$\pm 0.46$			$\pm 0.48$		

In Tab. 2 sind die mit Hilfe des Auswerteprogramms errechneten Daten der in den Abbildungen dargestellten Messungen zusammengestellt, dabei bedeutet:

- $x_0$  : Entfernung vom Signaldraht (in der Signaldrahtebene)
- $t_0$  : Mittelwert der auf den Ort  $x_0$  umgerechneten Driftzeiten
- $G(t_0)$  : Streuung der auf den Ort  $x_0$  umgerechneten Driftzeiten (Zeitauflösung)
- $v_D(x_0)$  : scheinbare Driftgeschwindigkeit am Ort  $x_0$
- $v_{korr.}(x_0)$  : auf Sprungeffekt korrigierte Driftgeschwindigkeit am Ort  $x_0$
- $G(x_0)$  : Ortsauflösung am Ort  $x_0$
- $\Delta x$  : Mittelwert der Abweichungen von einer vorgegebenen Geraden
- $G(\Delta x)$  : Streuung der Abweichungen von einer vorgegebenen Geraden

Die Messung bei  $\theta = 0^\circ$  zeigt eine zum Signaldraht symmetrische, lineare Driftzeit-Orts-Beziehung, aus der auf die ausreichende Homogenität des elektrischen Feldes im Driftraum geschlossen werden kann. Bei  $\theta = 55^\circ$  ist die Driftzeit-Orts-Beziehung symmetrisch aber nur noch stückweise linear. Der bei dieser Auswertung zwangsläufig auftretende Sprung umfaßt  $(160 \pm 20)$  nsec und beansprucht damit nur noch 10 % des gesamten zur Verfügung stehenden Driftzeitbereichs. Trotz des großen maximalen Driftwegs von 8. cm kann eine über den gesamten Driftraum gemittelte Ortsauflösung von  $\pm 0.77$  mm bei senkrechter Durchstrahlung und  $\pm 1.13$  mm bei  $\theta = 55^\circ$  erzielt werden. Für die Rekonstruktion der Teilchenspuren aus den Driftzeiten sind jedoch die Streuungen der Meßpunkte bezüglich einer Sollgeraden von Bedeutung. Sie betragen  $\pm 0.46$  cm bei  $\theta = 0^\circ$  und  $\pm 0.48$  cm bei  $\theta = 55^\circ$  und sind damit für alle am Außendetektor zu erwartenden Myonspuren kleiner als die geforderten  $\pm 0.5$  cm.

Die Messung der ortsabhängigen Ansprechwahrscheinlichkeit zeigt, daß sich der effiziente Driftraum trotz der geringen Kammerhöhe bis in die seitlichen U-Profile hinein erstreckt. Das ist auf die gute Ladungssammlung des elektrischen Feldes zurückzuführen. Der Anteil des Driftraums in dem  $\epsilon \geq 0.95$  erzielt wird, beträgt 97 % bei  $\theta = 0^\circ$  und 92 % bei  $\theta = 55^\circ$  und ist als ausreichend anzusehen. Der um 5 % geringere Anteil bei  $\theta = 55^\circ$  ist auf unzureichende Feldverhältnisse in den Ecken der U-Profile zurückzuführen.

Die über den gesamten Driftraum gemittelte Driftgeschwindigkeit beträgt  $(5.37 \pm 0.65)$  cm/ $\mu$ sec bei  $\theta = 0^\circ$ . Die Schwankungsbreite von 12 % ist auf die aus Abb. 74.c ersichtlichen streifenperiodischen Schwankungen zurückzuführen. Sie wird im wesentlichen von den zwischen Signaldrahtebene und Kathodenflächen unterschiedlich gekrümmten Feldlinienverläufen hervorgerufen, deren Folge unterschiedliche Driftweglängen ( $x_D \neq x_0 - x_S$ ) sind. Der Anteil der infolge streifenperiodischer Feldstärkeschwankungen auftretenden wirklichen Driftgeschwindigkeitsschwankungen kann mit ca. 3 % abgeschätzt werden. Die für  $\theta = 55^\circ$  vorgenommene Mittelung ergibt eine 'scheinbare Driftgeschwindigkeit' von  $(5.82 \pm 2.52)$  cm/ $\mu$ sec. Wie bereits in Abschnitt H. 4 ausgeführt wurde, ist diese Erhöhung gegenüber der in der  $0^\circ$ -Messung ermittelten Driftgeschwindigkeit auf die Vortäuschung zu langer Driftwege im quasiradialen Feldbereich zurückzuführen. Die 'scheinbare Schwankungsbreite' von 43 % wird von dem Weglängeneffekt an der Sprungstelle der Driftzeit-Orts-Beziehung verursacht.

J. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit sind Entwicklung und Erprobung eines großflächigen Driftkammertyps beschrieben worden, sowie die im Hinblick auf den Einsatz des Kammer-typs als äußerer Myon-Detektor des magnetischen Detektors PLUTO erstellten Eignungs-kriterien. Die Entwicklung des Kammer-typs wurde durch numerische Berechnungen der Potential- und Feldstärkeverteilung des elektrischen Feldes im Driftraum unterstützt. Dabei konnte gezeigt werden, daß sich bei vorgegebenen Anforderungen der gerade er-forderliche Aufwand zur Erzielung einer optimalen Driftraumgeometrie und Potentialbe-legung mit Hilfe der Berechnungen finden läßt.

Ein Kammermodul mit 1.9 m Signaldrahtlänge, 160 mm Signaldrahtabstand, 15 mm Driftraumhöhe, 18 mm äußerer Bauhöhe, sowie mit 5-facher Abstufung des Kathoden-potentials pro Driftraum wurde als Prototyp gebaut und mit Hilfe des externen Elektronen-strahls 8a des DESY auf seine Eigenschaften hin untersucht. Es konnte gezeigt werden, daß sich trotz 16 cm Driftraumbreite und nur 15 mm Driftraumhöhe gute Detektoreigen-schaften (z.B. lineare Driftzeit-Orts-Beziehung, Unsicherheit des Durchstrahlungsortes kleiner als  $\pm 0.5$  cm, Ansprechwahrscheinlichkeit besser als 0.95, Driftgeschwindigkeit ca. 5.2 cm/ $\mu$ sec) für alle zu erwartenden Durchstrahlungswinkel  $0^\circ \leq \theta \leq 55^\circ$ , ohne drahtbespannte Kathodenebenen bei relativ geringem konstruktiven und elektronischen Aufwand, sowie geringen Baukosten realisieren lassen.

### Anhang I. : Elektrisches Feld in Signaldrahtnähe

Das elektrische Feld in der Umgebung eines langen dünnen Signaldrahts mit dem Radius  $r_0$  ist radialsymmetrisch, die Äquipotentialflächen sind konzentrische Zylinder.

$$\int_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q' \cdot l}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \quad (1.1)$$

$$= |\vec{E}|(r) \cdot 2\pi \cdot r \cdot l \quad (1.2)$$

$$|\vec{E}|(r) = \frac{q'}{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \cdot \frac{1}{r} \quad \text{für } r > r_0 \quad (1.3)$$

$q'$  ist die Ladung pro Längeneinheit auf dem Signaldraht. Wenn  $r_0$  und ein Radius  $r_n$  einer Äquipotentialfläche mit dem Potential  $V(r_n)$  bekannt sind, kann  $q'$  durch Integration der Feldstärke berechnet werden. Aus  $q' = C' \cdot U$  folgt dann sofort  $C'$ , die Signaldrahtkapazität pro Längeneinheit.

$$\int_{r_0}^{r_n} \vec{E}(r) \cdot d\vec{r} = V(r_0) - V(r_n) \quad (1.4)$$

$$= \frac{q'}{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \cdot \ln \frac{r_n}{r_0} \quad (1.5)$$

$$q' = \frac{\{V(r_0) - V(r_n)\} \cdot 2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{\ln \frac{r_n}{r_0}} \quad (1.6)$$

$$C' = \frac{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{\ln \frac{r_n}{r_0}} \quad (1.7)$$

Mit dem in Kapitel E. erläuterten Iterationsverfahren sind für verschiedene Kammergeometrien die elektrischen Felder in Signaldrahtnähe jeweils bei Betriebsbedingungen berechnet worden.

Aus den Radien der konzentrischen Äquipotentialflächen konnten dann mit (1.7) die Signaldrahtkapazitäten ermittelt werden. Dabei zeigte sich, daß bei allen herangezogenen verwendbaren Geometrien  $C' \approx 9 \text{ pF/m}$  betrug. Die Berechnungen konnten durch Messungen an zahlreichen fertiggestellten Driftkammern verschiedenen Typs und verschiedener Größe bestätigt werden. Dieses Resultat legt es nahe, für das Verhältnis  $r_K/r_0$  die Bedingung (1.8) zu verlangen, da  $\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \approx 8.85 \text{ pF/m}$  in Gasen beträgt;  $r_K$  ist der Abstand der drahtnächsten Kathodenfläche vom Signaldrahtzentrum.

$$\frac{2\pi}{\ln \frac{r_K}{r_0}} \approx 1 \quad (1.8)$$

Aus (1.3) und (1.6) folgt eine einfache Beziehung die es erlaubt, die elektrische Feldstärke am Ort  $r$  für  $r_0 < r < r_n$  abzuschätzen.

$$|\vec{E}|(r) = \frac{V(r_0) - V(r_n)}{r \cdot \ln \frac{r_n}{r_0}} \quad (1.9)$$

Bei einer Driftkammer ist die den Signaldraht umgebende Kathodenfläche im Allgemeinen kein konzentrischer Zylinder. Infolgedessen wird das elektrische Feld des Signaldrahts von den Kathodenflächen gestört. Die Äquipotentialflächen werden deformiert und zwar umso stärker, je größer ihr Abstand vom Signaldraht ist (Vergl. Abb. 4.a und 5.a). Mit dem in Kapitel E. angegebenen Iterationsverfahren sind die elektrischen Felder für verschiedene quadratische Kammerquerschnitte mit zentralem Signaldraht berechnet worden. Als Potentialdifferenz HVD zwischen Signaldraht und Kathodenflächen sind jedesmal 2000 V zugrunde gelegt worden. Mit (1.9) wurden dann die elektrischen Feldstärken über den Signaldrahtoberflächen abgeschätzt und in Tabelle I. 1 vergleichend einer Grobschätzung nach (1.10) gegenübergestellt. Die Abweichungen voneinander betragen lediglich 5 - 10 %.

$$|\dot{E}|(r_o) = \frac{HVD}{r_o \cdot \ln \frac{r_K}{r_o}} \quad \text{mit: } HVD = V(r_o) - V(r_K) \quad (1.10)$$

Tab. 1.1

$r_o$ / $\mu\text{m}$	$r_K$ mm	$ \dot{E} (r_o)$ in $10^5$ V/cm bei HVD = 2000 V nach (1.9)	$ \dot{E} (r_o)$ in $10^5$ V/cm nach (1.10)
10	5.5	2.91	3.17
15	8	1.95	2.12
20	10.5	1.5	1.6
25	13.5	1.2	1.27

### Anhang II. : Ionen-Paar-Bildung im Gasgemisch

Ein geladenes Teilchen, das eine Driftkammer durchquert, verliert Energie durch Coulomb-Wechselwirkung mit den Elektronenhüllen der Gasatome. Die Energie wird in Form von ionisierten bzw. angeregten Gasatomen deponiert. Für den Betrieb einer Driftkammer sind nur die freigesetzten Elektronen bzw. Ionen interessant. Für Teilchen mit  $M \gg m$  wird der mittlere spezifische Energieverlust beim Durchqueren des Kammergases näherungsweise von der Bethe-Bloch-Formel (II.1) angegeben (PER.72).

$$\frac{dE}{dX} = K \cdot \frac{z^2 \cdot e^4}{\beta^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \left[ \ln \left( \frac{2 \cdot m \cdot c^2 \cdot \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (II.1)$$

mit:  $K = \frac{4\pi \cdot N}{m \cdot c^2}$       und:  $X = \rho \cdot x$

- X : spezifische Weglänge in  $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ .
- $z \cdot e$  : Ladung des durchquerenden Teilchens.
- $\beta$  : Geschwindigkeit des durchquerenden Teilchens bezogen auf c.
- Z : Kernladungszahl des Kammergases.
- A : Atom- bzw. Molekulargewicht des Kammergases.
- I : mittlere effektive Anregungsenergie des Kammergases.  
( $I \approx Z \cdot I_o$ ;  $I_o \approx 11.5 \text{ eV}$ )
- N : Avogadro-Konstante
- m : Elektronenmasse

Experimentell wurde gezeigt, das der am meisten wahrscheinliche Energieverlust in Schichtdicken kleiner als  $3 \cdot 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$  geringer ist als der mit (II.1) berechnete Wert (KNO.65). Das ist für dünne Driftkammern zutreffend. In Tabelle II.1 sind  $dE/dX$  für den Durchgang minimal ionisierender Teilchen sowie einige Daten für verschiedene Kammergase aufgeführt.

Tab. II.1 aus (SAU.77)

Properties of several gases used in proportional counters (from different sources, see the bibliography for this section). Energy loss and ion pairs per unit length are given at atmospheric pressure for minimum ionizing particles

Gas	Z	A	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$E_{ex}$	$W_i$				$dE/ds$		$n_p$ (i.p./cm <sup>2</sup> ) <sup>a)</sup>	$n_T$ (i.p./cm <sup>2</sup> ) <sup>a)</sup>
					$U_1$	$U_2$	$U_3$	$U_4$	(keV/g cm <sup>2</sup> )	(keV/cm)		
H <sub>2</sub>	2	2	8.98 × 10 <sup>-5</sup>	10.8	15.9	15.4	37	4.03	0.34	5.2	9.2	
He	2	4	1.66 × 10 <sup>-4</sup>	19.8	24.5	24.6	41	1.94	0.32	5.9	7.8	
N <sub>2</sub>	14	28	1.17 × 10 <sup>-3</sup>	8.1	16.7	15.5	35	1.68	1.96	(10)	56	
O <sub>2</sub>	16	32	1.33 × 10 <sup>-3</sup>	7.9	17.8	12.2	31	1.69	2.26	22	73	
Ne	10	20.2	8.97 × 10 <sup>-5</sup>	16.6	21.5	21.6	36	1.68	1.41	12	39	
Ar	18	39.9	1.66 × 10 <sup>-3</sup>	11.6	15.7	15.8	26	1.47	2.44	29.4	94	
Kr	36	83.8	3.49 × 10 <sup>-3</sup>	10.0	13.9	14.0	24	1.32	4.60	(22)	192	
Xe	54	131.3	5.49 × 10 <sup>-3</sup>	8.4	12.1	12.4	22	1.23	6.76	44	307	
Cl <sub>2</sub>	22	44	1.86 × 10 <sup>-3</sup>	5.2	13.7	13.7	33	1.62	3.01	(34)	91	
CH <sub>4</sub>	12	16	0.50 × 10 <sup>-3</sup>	15.2	13.1	28	2.21	1.48	1.48	16	53	
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	31	58	2.42 × 10 <sup>-3</sup>	10.6	10.8	23	1.86	1.86	4.50	(46)	195	

a) i.p. = ion pairs

$W_i$  : mittlere Ionisierungsenergie

$n_p$  : Anzahl der primär, d.h. direkt vom durchquerenden Teilchen gebildeten Ionenpaare pro Zentimeter Flugbahnlänge des Teilchens im Gas.

$n_T$  : Anzahl der total erzeugten Ionenpaare pro Zentimeter Flugbahnlänge des ionisierenden Teilchens im Gas.

Wenn  $dE/ds$  so groß ist, daß die kinetische Energie der primär erzeugten Elektronen  $E_e > W_i$  ist, können diese durch Stoß mit weiteren Gasatomen sekundäre Elektronen freisetzen, so daß  $n_T > n_p$  ist. Am Beispiel von Argon folgt aus Tab. II.1, daß die ca. 30 primären Elektronen im Mittel eine Energie von je 57 eV haben. Die Ionisierungsenergie von Argon beträgt 26 eV; jedes primäre Elektron kann daher ca. 2 weitere Elektronen durch Ionisation freisetzen. Beziehung (II.2) erlaubt die Abschätzung von  $n_T$ .

$$n_T = \frac{\rho}{W_i} \cdot \frac{dE}{dX} \quad ( II.2 )$$

Die Anzahl der primären Ionenpaare ist nicht so elementar abschätzbar, weil die vom ionisierenden Teilchen auf die primären Elektronen übertragene Energie im Bereich eV bis keV schwanken kann. Man kann mit (II.3) näherungsweise die Wahrscheinlichkeit für die Freisetzung eines primären Elektrons mit der Energie E angeben (SAU.77).

$$P(E)dE = \frac{K}{2} \cdot \frac{z^2 \cdot e^4 \cdot Z \cdot X}{\beta^2 \cdot A} \cdot \frac{1}{E^2} dE \quad ( II.3 )$$

Der Faktor  $E^{-2}$  verhindert das Auftreten hochenergetischer Primärelektronen ( $E > 1$  keV) in großer Anzahl. Die Reichweite dieser sogenannten  $\delta$ -Elektronen ist etwa 100 mal größer als die Reichweite niederenergetischer Primärelektronen. Die  $\delta$ -Elektronen sind insofern im Kammergas unerwünscht, weil sie die Lage des Ladungsschwerpunktes erheblich verfälschen und die zeitliche Verteilung der am Signaldraht eintreffenden Elektronen verbreitern können.

Ionisation der Gasatome kann von Photonen mit  $E_\gamma \geq W_i$  verursacht werden. Beziehung (II.4) gibt den Anteil der mit Gasatomen wechselwirkenden Photonen in Abhängigkeit von der spezifischen Schichtdicke an;  $\mu_T$  ist die Summe der Schwächungskoeffizienten für Photo-, Compton- und Paarbildungs-Effekt.

$$\frac{N_0 - N(x)}{N_0} = 1 - \exp(-\mu_T \cdot X) \quad ( II.4 )$$

Dieser Mechanismus der Ionenpaarbildung ist verantwortlich für unkontrollierte Sekundärionisation im Kammergas (Vergl. Anhang V). Als Nachweismechanismus ist er von untergeordneter Bedeutung, wird jedoch für Testzwecke mit radioaktiven Präparaten ausgenutzt.

Anhang III. : Diffusion und Drift der Ladungen im Gasmisch

Ein ionisierendes Teilchen verursacht mit der Bildung freier Elektronen und Ionen eine inhomogene Ladungsverteilung im Kammergas; einen Ladungsdichtegradienten entlang der Ionisationsspur. Es erfolgt sofort thermischer Kontakt zwischen den freien Elektronen und Ionen mit den Gasatomen. Durch Stöße, im wesentlichen elastische Zweierstöße, übertragen die Ladungsträger statistisch solange Energie an die Gasatome, bis ihre mittlere kinetische Energie  $\bar{\epsilon}$  gleich ist mit der thermischen Energie (III.1) der Gasatome. Der Ladungsdichtegradient wird dabei infolge Diffusion abgebaut, d.h. die primäre Ladungsträgerverteilung fließt mit der Zeit  $t$  auseinander (III.4).

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v_{rms}^2 = \frac{3}{2} \cdot k \cdot T \quad (III.1)$$

$$v_{rms} = \frac{\lambda}{\tau} \quad (III.2)$$

$$\lambda = \frac{1}{N_0 \cdot \sigma_e} \quad (III.3)$$

$$\sigma_x = \sqrt{2 \cdot D \cdot t} \quad (III.4)$$

- $m$  : Masse eines Ladungsträgers
- $v_{rms}$  : thermische Geschwindigkeit
- $k$  : Boltzmann Konstante
- $T$  : Temperatur
- $\lambda$  : mittlere freie Weglänge
- $\tau$  : mittlere freie Flugdauer
- $N_0$  : Anzahl Gasatome im Einheitsvolumen
- $\sigma_e$  : Wirkungsquerschnitt für elastischen Stoß
- $D$  : Diffusionskoeffizient

In der Theorie der Elementarprozesse der Gaselektronik findet man folgende Beziehung für den Diffusionskoeffizienten (WEI.58):

$$D = \frac{1}{3} \cdot \lambda \cdot v_{rms} \quad (III.5)$$

Bei Anwesenheit elektrischer Felder wird der statistischen Bewegung der diffundierenden Ladungsträger nach jedem Stoß eine dem Feld parallele Geschwindigkeitskomponente  $u$  überlagert. Sie bewirkt die Drift der Ladungsträger entlang den Feldlinien des elektrischen Feldes. Die auf die Ladungsträger wirkende Beschleunigung ist proportional zur elektrischen Feldstärke (III.6); ihr Energiezuwachs während der Beschleunigungsphase wird im Mittel gerade vom Energieverlust während eines Stoßes kompensiert. Die sich so einstellende mittlere feldparallele Geschwindigkeitskomponente der Ladungsträger ist ihre Driftgeschwindigkeit  $v_D$  (WEI.58).

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{m} \cdot e \cdot |\dot{E}| \quad (III.6)$$

$$s = \frac{\tau^2}{m} \cdot e \cdot |\dot{E}| \quad (III.7)$$

$$v_D = \mu \cdot e \cdot |\dot{E}| \quad (III.8)$$

$$\mu \approx \frac{1}{m} \quad (III.9)$$

$s$  ist der nach Mittelung über alle möglichen Flugdauern und Anfangsgeschwindigkeiten in  $\tau$  zurückgelegte Weg parallel zum Feld. Der Faktor  $\mu$  gibt das Verhältnis von Driftgeschwindigkeit zu wirkender Kraft an und wird als Beweglichkeit der Ladungsträger bezeichnet (FEY.72). Sie ist abhängig von Art und Geschwindigkeit der driftenden Ladungsträger, sowie von Druck und Zusammensetzung des Kammergases und von der elektrischen Feldstärke. Mit Hilfe der thermischen Geschwindigkeit und der Temperatur kann man einen Zusammenhang zwischen Diffusionskoeffizient und Beweglichkeit herstellen.

$$\frac{D}{\mu} = k \cdot T \quad (III.10)$$

$$v_x = \sqrt{2 \cdot D \cdot t_D} = \sqrt{2 \cdot \frac{D}{\mu} \cdot \frac{x_D}{e \cdot |\vec{E}|}} \quad (III.11)$$

Beziehung (III.11) erlaubt dann eine einfache Abschätzung der durch Diffusion hervorgerufenen Aufweitung der primären Ladungsverteilung in Abhängigkeit von Driftweg  $x_D$  und elektrischer Feldstärke sofern die Temperatur der Ladungsträger bekannt ist.

Das Diffusionsverhalten von Ionen und Elektronen ist unterschiedlich aufgrund ihrer sehr verschiedenen Massen.

Ein Ion mit der Energie  $E_I$  und der Masse  $m$  verliert pro elastischem Stoß mit einem Gasatom mit der Energie  $E_G$  und der Masse  $M$  im Mittel den Bruchteil  $\Delta E$  seines Energieüberschusses  $E_I - E_G$ :

$$\frac{\Delta E}{E_I - E_G} = \frac{2 \cdot m \cdot M}{(m+M)^2} = \frac{1}{2} \quad \text{für: } m \approx M \quad (III.12)$$

Die Temperatur der Ionen wird trotz Beschleunigung durch das elektrische Feld wegen (III.12) nur wenig größer sein als die Gastemperatur und nur wenig abhängig sein von der Art des Gases. Nach (III.10) ist  $D^+/\mu^+ \approx 0.025$  eV bei  $T = 290^\circ K$ . In Tab. III.1 ist  $D^+/\mu^+$ ,  $v_{rms}$  und  $\lambda$  für die Ionen verschiedener Gase angegeben.

Diffusion und Drift der Elektronen sind nicht so elementar abschätzbar. Sie sind stark abhängig von der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Kammergas, diese wird beeinflusst von:

- a) dem Verhältnis von Elektronenmasse zu Gasatommasse  $m/M$
- b) der Art des Gasgemisches
- c) der elektrischen Feldstärke

Wegen a) können Elektronen ihren Energieüberschuß nur in sehr vielen Stößen abgeben; pro Stoß beträgt  $\Delta E/(E_e - E_G)$  im Mittel nur etwa  $10^{-5}$  bis  $10^{-3}$ , je nach Art des Gasgemisches. Nach jedem Stoß werden sie jedoch vom elektrischen Feld

wieder beschleunigt, so daß ihre mittlere Energie die thermische Energie der Gasatome um Größenordnungen übersteigen und leicht einige eV erreichen kann. Solange die kinetische Energie der Elektronen kleiner ist als die niedrigste Anregungsenergie der Gasatome können nur elastische Stöße, d.h. kleine Energieüberträge erfolgen. Deshalb wird die Elektronentemperatur um so mehr von der Gastemperatur abweichen, je größer die Feldstärke  $|\vec{E}|$  und je niedriger der Gasdruck  $P$  ist. Elektronen deren Energie die niedrigste Anregungsenergie übersteigen verlieren einen großen Teil ihrer kinetischen Energie bei inelastischen Stößen mit den Gasatomen. Dadurch wird das weitere Ansteigen der Elektronentemperatur vermieden (WEI.58).

Die Art des Gasgemisches beeinflusst mit der Lage des untersten Anregungsniveaus den Verlauf der Elektronentemperatur. In Edelgasen liegt das niedrigste Anregungsniveau relativ hoch (Vergl. Tab. II.1), so daß bereits geringe elektrische Feldstärke hohe Elektronentemperatur zur Folge haben kann. In Molekülgasen dagegen können Schwingungsniveaus im Abstand  $\Delta E \sim 5 \cdot 10^{-2}$  eV angeregt werden, so daß erst bei sehr großer Feldstärke eine hohe Elektronentemperatur auftreten kann.

Über  $G_e$  besteht eine weitere Abhängigkeit der Elektronentemperatur von der elektrischen Feldstärke. Bei Elektronenenergien in der Größenordnung eV wird die Wellenlänge der Elektronen vergleichbar mit der Dimension der Gasatomhülle.  $G_e$  hat hier ein Minimum (Ramsauereffekt, Vergl. Abb. III.1), entsprechend besitzt  $\lambda$  an dieser Stelle ein Maximum. Wegen (III.2) wirkt der Ramsauereffekt auf die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen (SCH.76).

Bei (PAL.75) wird in einer strengen Theorie die Abhängigkeit der Elektronenenergieverteilung von der elektrischen Feldstärke gezeigt und  $D(|\vec{E}|)$  sowie  $\mu(|\vec{E}|)$  entsprechend modifiziert.

Tab. III.1 aus (SAU.77)

Gas	$\lambda$ $10^{-5}$ cm	$v_{rms}$ $10^{-5}$ cm/sec	$D^+$ $cm^2/sec$	$\mu^+$ $cm^2/sec \cdot eV$	$D^+/\mu^+$ $10^{-3}$ eV
H <sub>2</sub>	1.8	2.	0.34	13.	26.2
He	2.8	1.4	0.26	10.2	25.5
Ar	1.	0.44	0.04	1.7	23.5
O <sub>2</sub>	1.	0.5	0.06	2.2	27.3

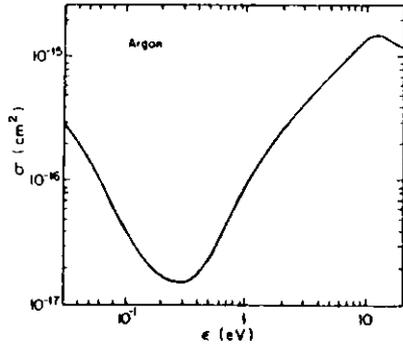


Abb. III. 1 aus (SAU. 77) zeigt den Ramsauer-Wirkungsquerschnitt für Elektronen in Argon als Funktion ihrer Energie

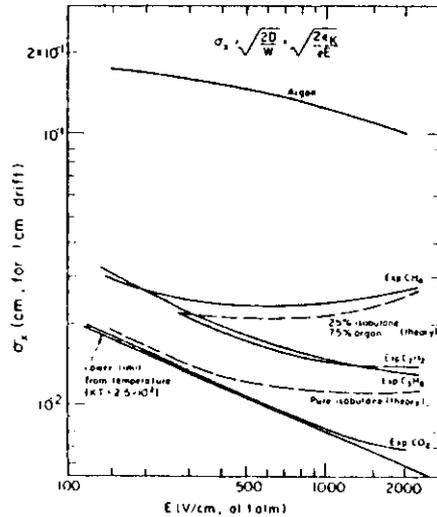


Abb. III. 2 aus (SAU. 77) zeigt die Verbreiterung der primären Elektronenverteilung durch Diffusion in einigen Gasen bzw. Gasgemischen für 1. cm Driftweg in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke.

Anhang IV.: Verhalten der Driftgeschwindigkeit im Gasgemisch

Die Betrachtung der Beweglichkeit der driftenden Ladungsträger erlaubt das qualitative Verständnis der Zusammenhänge zwischen Driftgeschwindigkeit, elektrischer Feldstärke und Gasart.

$$\mu(|\vec{E}|) = \frac{\lambda}{m \cdot v(|\vec{E}|)} = \sqrt{\frac{\lambda^2}{3 \cdot k \cdot T(|\vec{E}|) \cdot m}} \quad (IV.1)$$

In schwachen elektrischen Feldern ist die Temperatur der Ladungsträger nur wenig von der Gastemperatur verschieden, das hat  $\mu \sim const.$  und  $v_D \sim |\vec{E}|$  zur Folge. Mit wachsender Feldstärke divergieren Iontemperatur  $T_i$  und Elektronentemperatur  $T_e$  (Vergl. Anhang III.). Man kann daher die Beweglichkeit der Ionen als nahezu feldstärkeunabhängig annehmen (SAU.77); die Beweglichkeit der Elektronen dagegen ist über  $\lambda$  und  $T_e$  feldstärkeabhängig. Beziehung (IV.2) erlaubt die Abschätzung der Elektronentemperatur unter der Voraussetzung, daß die Energieüberträge durch elastische Stöße erfolgen (WEI.58). Die Beweglichkeit  $\mu^-$  der Elektronen kann damit als Funktion der elektrischen Feldstärke und der mittleren freien Weglänge ausgedrückt werden.

$$T_e(|\vec{E}|) = \frac{e \cdot |\vec{E}| \cdot \lambda}{3 \cdot k} \cdot \sqrt{\frac{M}{m}} \quad (IV.2)$$

$$\mu^-(|\vec{E}|) = \sqrt{\frac{\lambda}{e \cdot |\vec{E}| \cdot m} \cdot \sqrt{\frac{m}{M}}} \quad (IV.3)$$

$m$  ist die Masse der Elektronen,  $M$  die Masse der Gasatome.

Für Elektronen läßt sich das Verhalten ihrer Driftgeschwindigkeit bzw. ihrer Beweglichkeit grob in drei Energiebereiche unterteilen.

- Bereich I : Die Elektronenenergie  $E_e$  liegt unterhalb des Ramsauerminimums; die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  wächst bei Erhöhung der elektrischen Feldstärke, so daß  $\bar{\mu}^{-1}(|\vec{E}|) \sim \text{const.}$  und  $v_D(|\vec{E}|) \sim |\vec{E}|$  ist.
- Bereich II :  $E_e$  überschreitet das Ramsauerminimum;  $\lambda$  schrumpft bei Erhöhung der elektrischen Feldstärke, so daß  $\bar{\mu}^{-1}(|\vec{E}|) \sim |\vec{E}|^{-1}$  und  $v_D(|\vec{E}|) \sim \text{const.}$  ist; dieses ist der Gassättigungsbereich.
- Bereich III :  $E_e$  liegt mit oberhalb des Ramsauerminimums;  $\lambda$  ist nahezu unabhängig von der elektrischen Feldstärke, so daß  $\bar{\mu}^{-1}(|\vec{E}|) \sim \sqrt{|\vec{E}|^{-1}}$  und  $v_D(|\vec{E}|) \sim \sqrt{|\vec{E}|}$  ist.

Die Aneinanderreihung der drei Bereiche gibt in etwa das Verhalten der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke wieder. Die Bereichsgrenzen bzw. -breiten sind gasspezifische Größen. In reinen Edelgasen kann Bereich III schon bei geringer elektrischer Feldstärke erreicht werden. Zusätze von Molekülgasen im Edelgas bewirken die Abkühlung der Elektronentemperatur. Man erreicht damit eine Verbreiterung von Bereich I, sowie die Erhöhung des Driftgeschwindigkeitsplateaus im Sättigungsbereich. Mit zunehmender Molekülegaskonzentration wird der Punkt an dem  $E_e$  das Ramsauerminimum überschreitet zu größeren elektrischen Feldstärken hin verschoben. Oberhalb des Ramsauerminimums wird der weitere Anstieg der Driftgeschwindigkeit je nach Zusatzgas und -konzentration von der Beweglichkeit mehr oder weniger überkompensiert, bevor  $v_D$  in den  $\sqrt{|\vec{E}|}$ -Bereich übergeht. Die Abb. IV.1 bis Abb. IV.4 zeigen das Verhalten der Driftgeschwindigkeit der Elektronen in Argon und in Argon-Gemischen in Abhängigkeit von der reduzierten Feldstärke  $|\vec{E}|/P$ .

Die Abbildungen sind (SAU.77) entnommen.

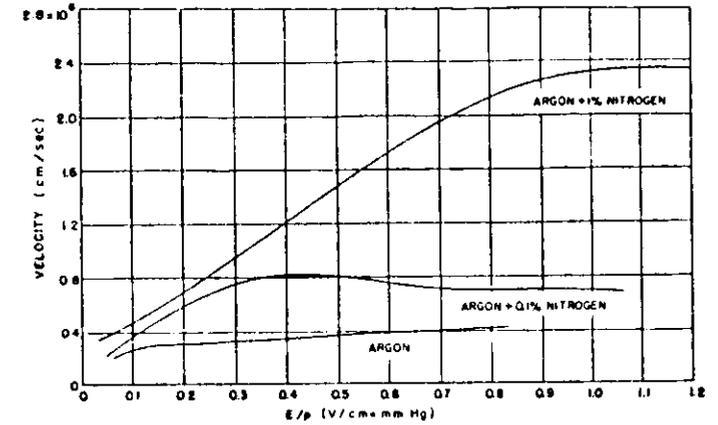


Abb. IV. 1 Einfluß von Stickstoff

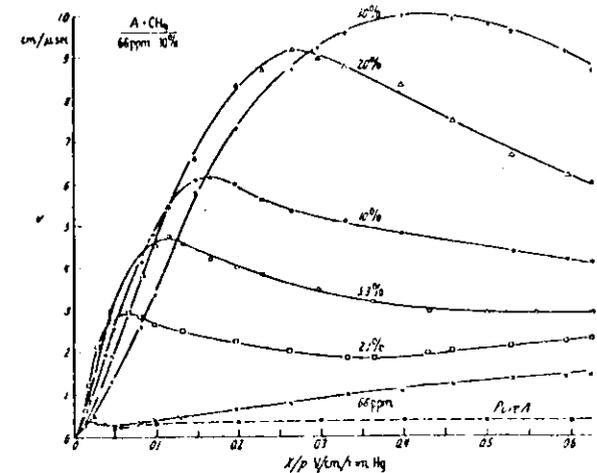


Abb. IV. 2 Einfluß von Methan

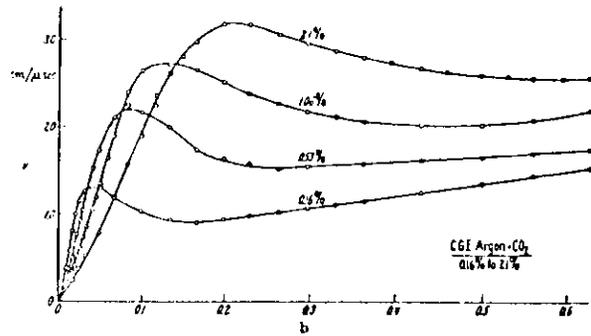


Abb. IV. 3 Einfluß von Kohlendioxid

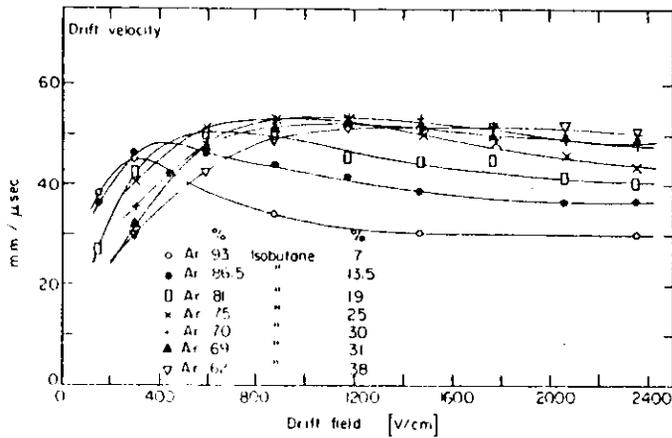


Abb. IV. 4 Einfluß von Isobutan

Anhang V. : Gasverstärkung am Signaldraht

Gasverstärkung ist ein Mechanismus zur Bildung sekundärer Ionenpaare. Man versteht darunter die lawinenartige Ladungsvervielfachung durch Stöße driftender Elektronen mit Gasatomen unter dem Einfluß hoher elektrischer Feldstärke. In Driftkammern ist Gasverstärkung notwendig, um am Signaldraht einen über der Ansprechschwelle der Nachweiselektronik liegenden Ladungsimpuls zu erzeugen.

Die im quasihomogenen Feldteil driftenden Elektronen werden durch inelastische Stöße mit Gasatomen, bei denen diese angeregt werden, immer wieder abgekühlt, so daß die zwischen zwei Stößen im elektrischen Feld aufgenommene Energie nicht ausreicht, um die Gasatome zu ionisieren. Unter dieser vereinfachenden Annahme ist die Anzahl der Driftelctronen ohne Berücksichtigung von Rekombinationsverlusten konstant. Im radialen Feldteil ist die elektrische Feldstärke so groß, daß die zwischen zwei Stößen aufgenommene Energie ausreichen kann, um die Ionisationsschwelle zu überschreiten. Das ist der Bereich der Gasverstärkung. Die Einsatzbedingung (V.1) für Gasverstärkung wird von der Art des Gasgemisches, vom Signaldrahtradius  $r_0$  und von der Signaldrahtspannung HVD bestimmt. Sie ist erfüllt, wenn das elektrische Potential über einer freien Weglänge  $\lambda_i$  der Elektronen bezüglich Ionisation mindestens gleich ist mit dem effektiven Ionisationsaufwand  $E_i$  der Gasatome. Wenn die Driftelctronen diese Schwelle überschritten haben, steigt die Wahrscheinlichkeit, daß sie auf einer freien Weglänge weitere Gasatome ionisieren, stark mit ihrer kinetischen Energie an und erreicht in vielen Gasen bei  $E \sim 100$  eV ein Maximum.

$$|\vec{E}|(r_G) \cdot \lambda_i > \frac{E_i}{e} \quad (V.1)$$

$r_G$  ist der Radius, bei dem die Einsatzbedingung für Gasverstärkung erfüllt wird. Infolge des  $1/r$  - Verhaltens der elektrischen Feldstärke kann die Gasverstärkung erst in der Nähe der Signaldrahtoberfläche einsetzen. Für eine Ladungsvervielfachung um den Faktor  $10^6$  ist  $r_G - r_0 \approx 20 \cdot \lambda_i$  erforderlich. Etwa die Hälfte aller durch Gasverstärkung erzeugten Ladungen entsteht mit der letzten Generation am Ort  $r_0 + \lambda_i$ , bevor die Ladungen die Signaldrahtoberfläche erreichen (KOR.42). Mit (V.3) kann  $r_G$  abgeschätzt werden, wenn  $\lambda_i$  und  $E_i$  für das Gasgemisch bekannt sind.

$$|\vec{E}|(r_G) \approx \frac{HVD}{r_G \cdot \ln \frac{r_K}{r_0}} \quad ( V.2 )$$

$$r_G \approx \frac{HVD \cdot e \cdot \lambda_i}{E_i \cdot \ln \frac{r_K}{r_0}} \quad ( V.3 )$$

Der Verlauf der in dem kleinen Raumbereich in unmittelbarer Drahtnähe stattfindenden Ladungsvervielfachung wird mit Hilfe des ersten Townsend-Koeffizienten  $\alpha$  beschrieben.  $\alpha$  ist die reziproke mittlere freie Weglänge der Elektronen bezüglich Ionisation und gibt die Zahl der Ionenpaare an, die ein Elektron erzeugt wenn es in einem homogenen elektrischen Feld um einen Zentimeter in Feldrichtung weiterwandert. Im radialsymmetrischen Feld des Signaldrahts muß  $\alpha(r)$  bekannt sein, um aus der Integration von (V.5) den Gasverstärkungsfaktor M zu berechnen.

$$dn = n \cdot \alpha(r) \, dr \quad ( V.4 )$$

$$M = \frac{n(r_0)}{n(r_G)} = \exp \int_{r_G}^{r_0} \alpha(r) \, dr \quad ( V.5 )$$

Der für den Betrieb einer Driftkammer erforderliche Gasverstärkungsfaktor M ergibt sich aus der folgenden Forderung: Die von einem einzelnen Driftelektron ausgelöste Ladungslawine muß die Signaldrahtkapazität  $C' \cdot L$  soweit entladen können, daß die hervorgerufene Signalamplitude größer ist als die Nachweisschwelle  $U_{thr}$  des angeschlossenen Signalverstärkers.

$$M \cdot e > U_{thr} \cdot C' \cdot L \quad ( V.6 )$$

Danach ist für einen 1 m langen Signaldraht mit  $C' = 9 \text{ pF/m}$  und  $U_{thr} = 1 \text{ mV}$  ein Gasverstärkungsfaktor  $M > 5.6 \cdot 10^4$  erforderlich.

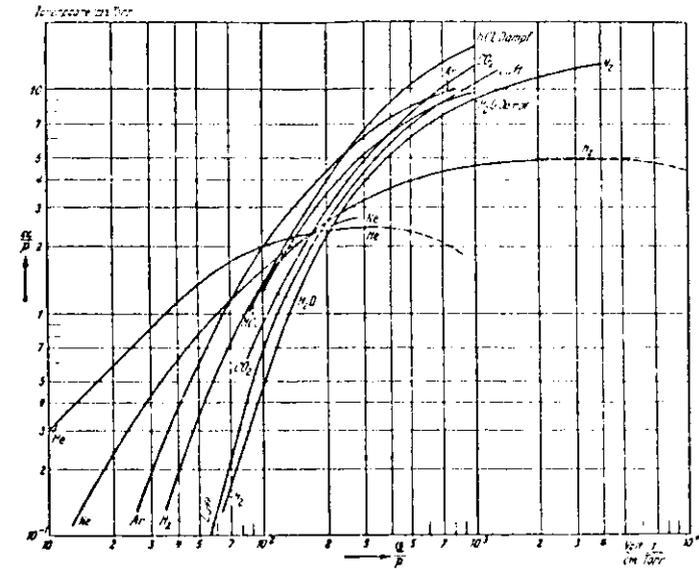


Abb. V.1 aus (WEI.58) zeigt den Verlauf des reduzierten Townsend-Koeffizienten  $\alpha/P$  in Abhängigkeit von der reduzierten Feldstärke  $|\vec{E}|/P$  für verschiedene Gase.

Eine Driftkammer mit guter Sammlungscharakteristik befördert fast alle  $n_T$  Drift-elektronen zum Signaldraht. Innerhalb eines durch die Diffusion bedingten Zeitintervalls wird der Einsatzradius  $r_G$  für Gasverstärkung überschritten. Es werden daher ca.  $n_T$  Ladungslawinen ausgelöst, die additiv zur gesamten Signalamplitude beitragen, so daß  $U_{thr}$  um das  $n_T$ -fache überschritten wird und damit der 'time-jitter' in vertretbaren Grenzen bleibt. Driftkammern werden üblich so betrieben, daß  $10^5 \leq M \leq 10^7$  ist ; d.h. im Proportionalbereich bzw. Semi-Proportionalbereich.

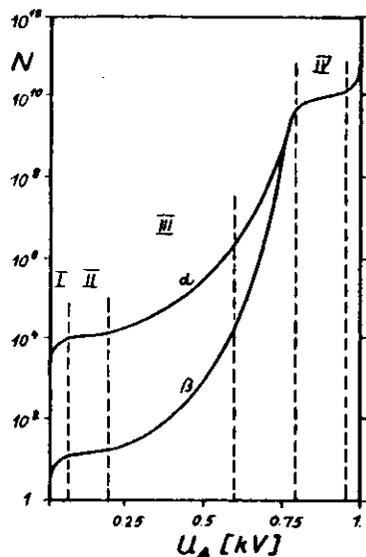


Abb. V.2 aus (SAU.77) zeigt ein Arbeitsbereichschema für gasgefüllte Teilchendetektoren.

Die Bereiche I bis IV kennzeichnen das jeweils typische Verhalten der freien Elektronen im Kammergas.

I. : Rekombinationsbereich

Einzelne Elektronen gelangen zum Signaldraht. Der größte Teil rekombiniert vorher und geht für die Signalentstehung verloren.

II. : Ionisationsbereich

Die elektrische Feldstärke reicht aus, um alle entstandenen Elektronen am Signaldraht zu sammeln.

III. : Proportionalbereich

Gasverstärkung vervielfacht alle in die Nähe des Signaldrahts gelangenden Elektronen. Die am Draht gesammelte Ladung ist proportional zur Energie des primär ionisierenden Teilchens.

IV. : Geiger-Müller-Bereich

Jedes primär ionisierende Teilchen verursacht unabhängig von seiner Energie gleich viel am Signaldraht gesammelte Ladung. Gasverstärkung vervielfacht auch unkontrolliert aus dem Elektrodenmaterial ausgelöste Elektronen.

Oberhalb von Bereich IV führt überhöhte Gasverstärkung zu elektrischer Dauerentladung und macht den Detektorbetrieb unmöglich.

Für den Betrieb einer Driftkammer ist die Kenntnis des Signaldrahtspannungsbereichs, in dem der erforderliche Gasverstärkungsfaktor erzielt wird wichtiger als die genaue Kenntnis des Faktors  $M$ . Dieser Bereich wird mit dem jeweiligen Signalverstärker gewöhnlich experimentell bestimmt und als Arbeitsplateau bezeichnet (Vergl. Abschnitt I. 1). Die obere Grenze des Arbeitsplateaus kennzeichnet den Beginn des Geiger-Müller-Bereichs. Die optimale Gasverstärkung ist dann erreicht, wenn der Detektorbetrieb gerade noch nicht durch Totzeiten infolge Raumladungen oder Funken- und Ionenschtauchbildung am Signaldraht beeinträchtigt wird. Dieser Punkt ist ebenso wie die Driftgeschwindigkeit mit der Zusammensetzung des Kammergases beeinflussbar, denn Edelgase und Molekülgase zeigen auch hier ganz unterschiedliche Verhalten. Angeregte Edelgasatome können nur durch Emission von Photonen in den Grundzustand übergehen. Die Photonenergie ( $11.6 \text{ eV} \leq E_\gamma \leq 15.8 \text{ eV}$  für Argon) ist in jedem Fall größer als der Ionisationsaufwand eines Elektrodenmetalls (KIT.73). In reiner Edelgasatmosphäre können daher durch Photoeffekt am Signaldraht und an den Kathodenflächen nicht erwünschte sekundäre Elektronenlawinen ausgelöst werden, die den Einsatz des Geiger-Müller-Bereichs bereits bei relativ geringer Gasverstärkung verursachen. Molekülgase dagegen besitzen ein breites Band von anregbaren Niveaus. Sie können die im Edelgas entstandenen Photonen weitgehend absorbieren und damit die Bildung sekundärer Elektronenlawinen unterdrücken. Durch Dissoziation und Stöße geben sie ihre Energie wieder ab. Verwendet man also einen Molekulgasanteil als 'Quenching-Gas' im Gasgemisch der Kammer dann setzt der Geiger-Müller-Bereich erst bei viel größeren Gasverstärkungen ein. In Gasgemischen für Driftkammern sind Edelgas-Molekülgas-Verhältnisse von 99 : 1 bis 70 : 30 üblich. Sie können den Detektorbetrieb bis zu Gasverstärkungen von  $M \approx 10^7$ , d.h. den Betrieb der Driftkammer zwischen Proportional und Geiger-Müller-Bereich ermöglichen.

Anhang VI. : Zeitliche Entwicklung des Driftkammersignals

Die zeitliche Entwicklung des Driftkammersignals beginnt unmittelbar mit der Primärladung. Mit Beginn der Driftbewegung entziehen die erzeugten Ladungen dem elektrischen Feld Energie und reduzieren damit den Energieinhalt  $E_0$  der Kammerkapazität  $C \cdot L$  um  $\Delta E$ .  $\Delta E$  ist umso größer, je mehr Ladungen ein Potentialintervall pro Zeiteinheit durchlaufen. Infolge der Energiereduzierung wird die Anodenspannung HVD um die Signalspannung  $\Delta U$  vermindert.

$$E = E_0 - \Delta E = \frac{1}{2} \cdot C \cdot L \cdot U^2 \quad (VI.1)$$

$$E_0 = \frac{1}{2} \cdot C \cdot L \cdot HVD^2 \quad (VI.2)$$

$$\Delta E = \int q \cdot \vec{E}(r) \cdot d\vec{r} \quad (VI.3)$$

$$U = HVD + \Delta U \quad (VI.4)$$

Wegen  $\Delta U \ll HVD$  können Terme mit  $\Delta U^2$  vernachlässigt werden. Mit  $q^l = q/L$  folgt dann:

$$\Delta U = - \frac{q^l}{C \cdot HVD} \cdot \int \vec{E}(r) \cdot d\vec{r} \quad (VI.5)$$

Die Anwendung von (VI.5) auf den quasihomogenen Feldteil mit  $\int \vec{E}(r) \cdot d\vec{r} \approx |\vec{E}| \cdot x_D$  liefert die von einem Elektron auf einem Zentimeter Driftweg erzeugte Signalamplitude.

$$\frac{\Delta U}{q^l \cdot x_D} \approx \frac{|\vec{E}|}{C \cdot HVD} \quad (VI.6)$$

Für  $|\vec{E}| = 500 \text{ V/cm}$ ,  $C^l = 9 \text{ pF/m}$  und  $HVD = 2000 \text{ V}$  beträgt

$\Delta U/q^l \cdot x_D = 4.45 \cdot 10^{-9} \text{ V/e} \cdot \text{cm}$ . Unter der vereinfachenden Annahme, daß in diesem Feldteil die Anzahl der driftenden Ladungen ca.  $n_1 \cdot e \approx \text{const.}$  ist, kann der von ihnen geleistete Beitrag zur Signalamplitude vernachlässigt werden, da er weit unter der Größenordnung der bei Driftkammerelektronik üblichen Ansprechschwellen von 500 bis 1000  $\mu\text{V}$  liegt. Die im radialsymmetrischen Feldbereich driftenden Ladungen können größere Beiträge zur Signalamplitude leisten. Sowohl ihre Anzahl ist infolge Ladungsvervielfachung durch Gasverstärkung größer, als auch die elektrische Feldstärke in diesem Bereich. Die Gasverstärkung setzt beim Radius  $r_G$  ein, jedoch entsteht etwa die Hälfte aller durch Gasverstärkung erzeugten Ladungen erst während der letzten Ladungsgeneration vor dem Eintreffen auf dem Signaldraht (Kofl.42). Das geschieht etwa eine freie Weglänge  $\lambda$  (bezüglich Ionisation) über der Signaldrahtoberfläche am Ort  $r_0 + \lambda$ . Für eine Abschätzung der Signalentwicklung kann bei unbekanntem  $\alpha(r)$  der zeitliche Nullpunkt der Signalentstehung mit der letzten Ladungsgeneration zusammengelegt werden. In diesem Bereich gilt näherungsweise für die Feldstärke:

$$|\vec{E}|(r) \approx \frac{HVD}{r \cdot \ln \frac{r_K}{r_0}} \quad (VI.7)$$

Die Anwendung von (VI.5) gibt dann die Möglichkeit, den Beitrag der in diesem Feldbereich driftenden Ladungen abzuschätzen.

$$\Delta U(t) \approx - \frac{q^l}{C^l \cdot \ln \frac{r_K}{r_0}} \cdot \int_{r_0 + \lambda}^{r(t)} \frac{dr}{r} \quad (VI.8)$$

$$\Delta U(t) \approx - \frac{q^l}{C^l \cdot \ln \frac{r_K}{r_0}} \cdot \ln \frac{r(t)}{r_0 + \lambda} \quad (VI.9)$$

$\Delta U(t)$  ist als Summe des von Elektronen verursachten Beitrags  $\Delta U_e$  und des von Ionen verursachten Beitrags  $\Delta U_I$  zu sehen. Man erhält beide Anteile durch entsprechende Integration. Für  $\Delta U_e$  ist  $q' = -n \cdot e$  und  $r(t) = r_o$ , für  $\Delta U_I$  ist  $q' = n \cdot e$  und  $r(t) = r_K$ . Natürlich muß die Summe beider Anteile  $\Delta U_e + \Delta U_I = -n \cdot e / C'$  liefern. Mit (VI.10) kann das Verhältnis von Elektronenkomponente zur Gesamtamplitude abgeschätzt werden.

$$\frac{\Delta U_e}{\Delta U_e + \Delta U_I} = \frac{\ln \frac{r_o + \lambda}{r_o}}{\ln \frac{r_K}{r_o}} \quad (VI.10)$$

$\lambda$  ist von der Größenordnung  $\mu m$ . Je nach Signaldraht und Kammerhöhe beträgt das Verhältnis 1 - 2 %. Der große Beitrag von 98 - 99 % der Ionenkomponente zur Gesamtamplitude kommt daher, daß die Ionen vom Entstehungsort bis zur Kathodenebene fast die gesamte Potentialdifferenz HVD durchlaufen müssen. Für die Elektronen dagegen verbleibt eine Potentialdifferenz in der Größenordnung Volt bis zum Signaldraht, die sie jedoch mit großer Driftgeschwindigkeit in sehr kurzer Zeit durchlaufen, so daß von ihnen ein steiler Signalanstieg erzeugt wird. Der steile Anstieg wird von der Ionenkomponente zunächst fortgesetzt, flacht aber wegen  $|\vec{E}| \sim 1/r$  mit zunehmender Entfernung vom Signaldraht ab. Bei einer Ansprechschwelle von ca. 1 mV genügt es, nur die Ionenkomponente zu betrachten. Ihr Verlauf läßt sich gut abschätzen, weil für die Ionenlawine  $\mu^+ \sim const.$  angenommen werden darf.

$$v_D^+ = \mu^+ \cdot |\dot{E}|(r) = \frac{dr}{dt} \quad (VI.11)$$

$$|\dot{E}|(r) = \frac{HVD}{r \cdot \ln \frac{r_K}{r_o}} \quad (VI.12)$$

$$\int_{r_o + \lambda}^{r(t)} r \, dr = \frac{\mu^+ \cdot HVD}{\ln \frac{r_K}{r_o}} \cdot \int_0^t dt \quad (VI.13)$$

$$r^2(t) = (r_o + \lambda)^2 + \frac{2 \cdot \mu^+ \cdot HVD}{\ln \frac{r_K}{r_o}} \cdot t \quad (VI.14)$$

Damit kann in (VI.8) die Integration für die Ionenkomponente ausgeführt werden.

$$\Delta U_I(t) = - \frac{q^I}{2 \cdot C' \cdot \ln \frac{r_K}{r_o}} \cdot \ln \left[ 1 + \frac{2 \cdot \mu^+ \cdot HVD}{(r_o + \lambda)^2 \cdot \ln \frac{r_K}{r_o}} \cdot t \right] \quad (VI.15)$$

Durch die Einführung einer Zeit  $t_o$ , diese Zeit würde die Ionenlawine benötigen um von  $r = o$  zum wirklichen Entstehungsort  $r_o + \lambda$  zu gelangen, läßt sich der zeitliche Verlauf der Ionenkomponente in übersichtlicher Form schreiben.

$$\int_0^{r_o + \lambda} r \, dr = \frac{\mu^+ \cdot HVD}{\ln \frac{r_K}{r_o}} \cdot \int_0^{t_o} dt \quad (VI.16)$$

$$t_o = \frac{(r_o + \lambda)^2 \cdot \ln \frac{r_K}{r_o}}{2 \cdot \mu^+ \cdot HVD} \quad (VI.17)$$

Durch Ersetzung erhält man dann den zeitlichen Verlauf der Ionenkomponente des Driftkammersignals.

$$\Delta U_I(t) = - \frac{q^I}{2 \cdot C' \cdot \ln \frac{r_K}{r_o}} \cdot \ln \left( 1 + \frac{t}{t_o} \right) \quad (VI.18)$$

Die Beziehung ist gültig für einen elektrisch unbelasteten Signaldraht und für das Zeitintervall  $0 \leq t \leq T$ , dabei ist  $T$  die Lebensdauer der Ionenlawine. Man erhält die Lebensdauer durch Integration der Beziehung (VI.13) vom Generationenpunkt  $r_o + \lambda$  bis zu den Kathodenebenen  $r_K$ , an denen die Ionenlawine zur Zeit  $T$  verschwindet.

$$T = \frac{r_K^2 \cdot \ln \frac{r_K}{r_o}}{2 \cdot \mu^+ \cdot HVD} - t_o \quad (VI.19)$$

Eine Abschätzung mit den Annahmen:

$q'$	=	$10^6 \cdot e$	Cb/m
$C'$	=	9.	$\mu\text{F}/\text{m}$
$r_K$	=	7.5	mm
$r_o$	=	15.	$\mu\text{m}$
HVD	=	2000.	V
$\mu^*$	=	1.7	$\text{cm}^2/\text{sec} \cdot \text{V}$
$\lambda$	=	1.	$\mu\text{m}$

Liefert die folgenden Signalwerte der Ionenkomponente:

$\frac{q'}{2 \cdot C' \cdot \ln \frac{r_K}{r_o}}$	=	1.43	mV
$t_o$	=	2.3	nsec
$T$	=	514.	$\mu\text{sec}$
$\Delta U_1(T)$	=	17.6	mV
$t(\Delta U_1 = 1 \text{ mV})$	=	2.4	nsec

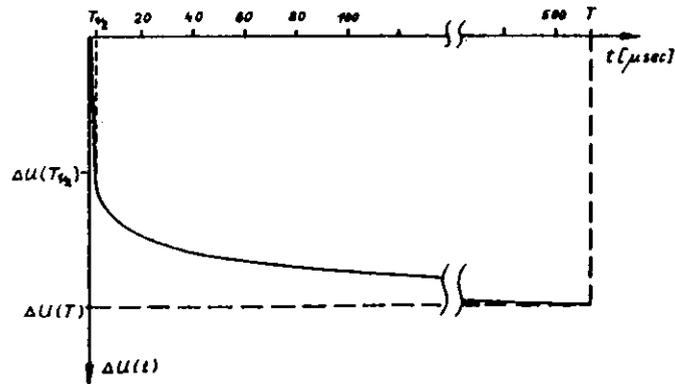


Abb. VI.1 zeigt schematisch den zeitlichen Verlauf der Ionenkomponente des Driftkammersignals.

Anhang VII.: Auskopplung des Driftkammersignals

Ein Driftkammersignal muß die Ankunft der Driftelektroden am Signaldraht, d.h. eine Zeitinformation vermitteln können. Die Zeitinformation steckt im schnellen Anstieg des Driftkammersignals (Vergl. Anhang VI.) und muß während der weiteren elektronischen Signalverarbeitung erhalten bleiben. Die Differentiation des Signals mit Hilfe eines Auskoppel-Hochpasses erfüllt diese Forderung.

Abb. VII. 1

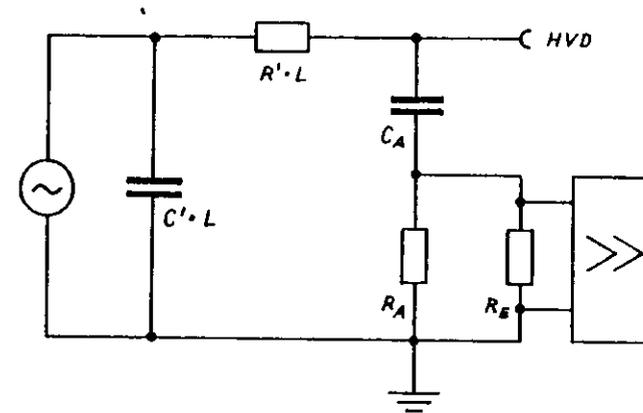


Abb. VII. 1 zeigt das Ersatz-Anschlußbild für eine Driftkammer und den dazu gehörenden Signalverstärker.  $C' \cdot L$  und  $R' \cdot L$  stehen ersatzweise für die Signaldrahtkapazität und den Signaldrahtwiderstand.  $C_A$  und  $R_A$  kennzeichnen den Auskoppel-Hochpass und  $R_E$  den Eingangswiderstand des Signalverstärkers. Der Auskoppel-Hochpass hat folgende Amplituden-Übertragungsfunktion:

$$A(\omega) = \sqrt{\frac{1}{1 + \Omega^2}} \quad (VII. 1)$$

mit :  $\Omega = \frac{\omega_0}{\omega}$  ( VII. 2 )

und :  $\omega_0 = \frac{1}{R_A \cdot C_A} = \frac{1}{\tau}$  ( VII. 3 )

Für  $R_A \gg R' \cdot L$  kann der am Verstärkereingang zu erwartende Verlauf der Signalamplitude dann näherungsweise mit (VII. 4) angegeben werden. Dabei ist

$R_A \parallel R_E \approx R_A$  gesetzt, weil gewöhnlich  $R_E \gg R_A$  ist.

$$u_E(t-t_i) = - \frac{q \cdot A(\omega)}{2 \cdot C' \cdot \ln \frac{r_K}{r_0}} \cdot \ln \left( 1 + \frac{t}{t_0} \right) \cdot \exp \left( - \frac{t}{\tau} \right) \quad ( VII. 4 )$$

An den Auskoppel-Hochpass werden häufig zwei sich widersprechende Forderungen gestellt.

1.  $\tau = R_A \cdot C_A$  soll klein sein, damit die Zählrate die eine Driftkammer bietet nicht durch den Hochpass beschränkt wird.
2.  $\omega_0$  soll klein sein, damit die elektrische Belastung des Signaldrahts durch den Hochpass möglichst gering ist, bzw. die Signalamplitude möglichst ohne Verlust zum Verstärker übertragen wird.

Die Kompromißfindung für die Dimensionierung des Hochpasses muß sich an der Ansprechschwelle  $U_{thr}$  des verwendeten Signalverstärkers orientieren.

Anhang VIII. : Durchhang des Signaldrahts.

In großflächigen Driftkammern mit langen Signaldraht-Spannweiten ist der Durchhang des Signaldrahts nicht mehr vernachlässigbar klein. Er entsteht trotz mechanischer Vorspannung infolge der elastischen Dehnbarkeit und der von Null verschiedenen Signaldrahtmasse  $m$ . Gewöhnlich besitzen Kammergehäuse und Signaldraht ver-

schiedene Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$ , so daß Temperatureinflüsse während des Betriebs die mechanische Drahtspannung und damit den Durchhang verändern können. Wenn der Signaldraht bei der Montage mit einem Gewicht  $M \cdot g$  gespannt wird, gibt Beziehung (VIII.1) für  $M \gg m$  die mechanische Vorspannung des Signaldrahts und (VIII.2) die mechanische Spannung bei Temperaturänderung. Beziehung (VIII.3) erlaubt in erster Näherung, d.h. bei parabelförmigem Durchhang eines homogenen Signaldrahts die Abschätzung des maximalen Durchhangs gegenüber der Verbindungsgeraden zwischen beiden Einspannpunkten.

$$\sigma_0 = \frac{M \cdot g}{\pi \cdot r_0^2} \quad ( VIII. 1 )$$

$$\sigma(T-T_0) = \sigma_0 + E \cdot (\alpha_G - \alpha_D) \cdot (T-T_0) \quad ( VIII. 2 )$$

$$H(T-T_0) = \frac{\rho \cdot \pi \cdot r_0^2 \cdot L_0^2}{8 \cdot \left[ M + \frac{\pi \cdot r_0^2 \cdot E}{g} \cdot (\alpha_G - \alpha_D) \cdot (T-T_0) \right]} \quad ( VIII. 3 )$$

- $r_0$  : Signaldrahtradius.
- $T_0$  : Temperatur bei Drahtmontage.
- $E$  : Elastizitäts-Modul des Signaldrahts.
- $\alpha_G$  : linearer Ausdehnungskoeffizient des Kammergehäuses.
- $\alpha_D$  : linearer Ausdehnungskoeffizient des Signaldrahts.
- $\rho$  : Dichte des Signaldrahts.
- $L_0$  : Spannweite des Signaldrahts bei  $T_0$ .

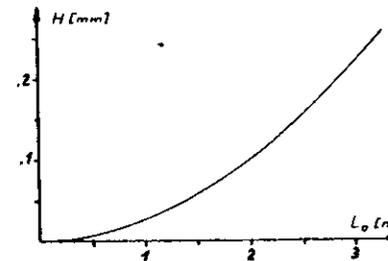


Abb. VIII. 1 zeigt  $H(T_0)$  für einen Wolframdraht mit  $r_0 = 15 \mu m$ ,  $E = 38 \cdot 10^4 \text{ N/mm}^2$ ,  $\rho = 19.3 \text{ g/cm}^3$  der mit  $M = 70 \text{ g}$  gespannt wird in Abhängigkeit von der Spannweite.

Literaturverzeichnis

- AEG. 72 AEG-Hilfsbuch 1  
Dr. Alfred Hüthing Verlag GmbH  
Heidelberg (1972)
- AKI. 77 H. Ackermann  
Resultate aus den Driftkammertestschichten  
F32 interner Bericht (1977)
- AZE. 77 T. Azemoon  
Hadron Absorber for PLUTO at PETRA  
F32 interner Bericht (1977)
- AZE.MIT T. Azemoon  
F32 interne Mitteilung (1978)
- BAS.MIT Badische Anilin- und Soda-Fabrik AG  
Kunststoff-Physik im Gespräch, 2. Auflage
- BEC. 75 U. Becker et al.  
A comparison of drift chambers  
NIM 128 (1975) 593-595
- BRE. 74 A. Breskin, G. Charpak, J.C. Santiard  
Two-dimensional drift chambers  
NIM 119 (1974) 1-5
- BRE. 77 A. Breskin, G. Charpak, F. Sauli  
A solution to the right-left ambiguity in drift chambers  
CERN (1977)
- COU. 68 R. Courant, D. Hilbert  
Methoden der mathematischen Physik, I/II  
Springer-Verlag (1968)
- EYß. 75 H.J. von Eyß, H. Krohn, K.P. Sternemann, M. Tonutti  
Aufbau einer großflächigen Driftkammer mit hochspannungsseitiger Auslese  
DESY F12 - 75/01 (1975)
- FEY. 72 R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands  
The Feynman Lectures on Physics, Vol. I  
Addison-Wesley Publishing Company (1972)
- FOR. 67 Forsythe and Wasow  
Finite difference methods for partial differential equations  
John Wiley and sons, Inc. (1967)
- GRE. 68 D. Greenspan  
Lectures on the numerical solution of linear singular and  
nonlinear differential equations  
Prentice-Hall, Inc. (1968)
- HAR. 72 F.A. Harris et al.  
Muon identification using multiwire proportional chambers  
NIM 103 (1972) 345-355
- HAS. 77 H. Hasemann  
Bau und Erprobung einer Driftkammer, Experimentell-physikalische  
Diplomarbeit  
Universität Hamburg (1977)
- KIT. 73 Ch. Kittel  
Einführung in die Festkörperphysik  
John Wiley and sons GmbH (1973)
- KNO. 65 G. Knop, W. Paul  
Alpha, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopie  
(K. Siegbahn ed.), North-Holland (1965)
- KOR. 42 S.A. Korff  
Rev. Mod. Physics 14 (1942) 1
- LEC.DAT LeCroy Model 2720 and LD 604  
LeCroy Research Systems Co., New York
- MAR. 71 P. Marmier, E. Sheldon  
Physics of nuclei and particles, Vol. I  
Academic Press, Inc., New York (1971)
- PAL. 75 V. Palladino, B. Sadoulet  
NIM 128 (1975) 323
- PER. 72 D. H. Perkins  
Introduction to high energy physics  
Addison-Wesley Publishing Company (1972)
- PLU. 74 Plutohandbuch  
DESY (1974)
- PLU. 76 Proposal for experiments at PETRA with PLUTO  
DESY (1976)
- SAU. 77 F. Sauli  
Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers  
CERN 77-09, (1977)
- SCH. 76 G. Schultz  
Etude d'un détecteur de particules à très haute précision spatiale  
(chambre à drift)  
Thesis, Université L. Pasteur de Strasbourg (1976)  
CERN 76-19 (1976)
- STU. 74 H.J. Stuckenberg  
Detektor- und Experimentelelektronik, Bd. II  
G. Braun GmbH, Karlsruhe (1974)

- WAL. 77 A.H. Walenta  
Left-right assignment in drift chambers and MWPC's using induced signals  
BNL 23 162 (1977)
- WAR. 78 P. Warming  
Entwicklung einer Driftkammer mit zweidimensionaler Auslese  
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1978)  
DESY F22 - 78/01 (1978)
- WEI. 58 W. Weizel  
Lehrbuch der Theoretischen Physik, Bd. II  
Springer-Verlag (1958)

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben herzlich bedanken, insbesondere bei

Herrn Prof. Dr. G. Weber für die Möglichkeit, die Arbeit beim DESY durchzuführen,

Herrn Prof. Dr. D. Schmidt für die Aufgabenstellung, die Betreuung der Arbeit in der Gruppe F 32 des DESY und die Durchsicht des Manuskripts,

Herrn Dr. F. Janata für seine Hilfe bei der Bewältigung vieler Probleme sowie für zahlreiche nützliche Anregungen, Ratschläge und Hinweise zu dieser Arbeit,

Herrn Dr. H. Ackermann, Herrn Dr. W. Gabriel und Herrn Dipl. Phys. H.D. Martiens für ihre beständige Diskussions- und Hilfsbereitschaft bei allen, insbesondere aber die Datenverarbeitung betreffenden Problemen,

Herrn Ing. G. Hase, Herrn Ing. K. Madschidlauskas und Herrn P. Burmeister mit ihrem ausgeprägten Sinn für das 'Machbare', für ihren Einsatz und die überaus gute Zusammenarbeit in allen technischen Fragen,

allen anderen, hier nicht namentlich genannten Mitgliedern der Gruppe F 32 des DESY für ihren Einsatz bei den Meßschichten, ihre Hilfsbereitschaft und wohlwollende Unterstützung,

Frau M. Engel für ihre Mühe bei der exzellenten Ausführung der Maschinenschreibarbeit.

Zum Schluß möchte ich mich ganz besonders bei meiner Frau Helga für ihr geduldiges Verständnis bedanken, das sie mir während meiner Ausbildung an der Universität Hamburg entgegengebracht hat.

Ich versichere, die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und keine anderen  
als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Wedel, Januar 1981

