

Interner Bericht  
DESY F14-87-01  
März 1987

|                             |              |                       |
|-----------------------------|--------------|-----------------------|
| Eigentum der<br>Property of | DESY         | Bibliothek<br>library |
| Zugang:<br>Access date:     | 14. APR 1987 |                       |
| Leihzeit:<br>Loan period:   | 7            | Tage<br>days          |

UNTERSUCHUNGEN DER DRIFTROHRKAMMERN FÜR DEN  
GROßWINKEL-TAGGING-ZÄHLER DES DETEKTORS CELLO

von

Dietmar Schütz

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“

Interner Bericht  
DESY F14-87-01  
März 1987

UNTERSUCHUNGEN DER DRIFTROHRKAMMERN FÜR DEN  
GROSSWINKEL-TAGGING-ZÄHLER DES DETEKTORS CELLO

Experimentell Physikalische Diplomarbeit

dem Fachbereich Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Dietmar Schütz

Hamburg

September 1986

ABSTRACT

The CELLO-collaboration had proposed a large angle forward tagging detector (LAF), covering the polar angle range from 50 to 110 mrad. For accurate  $r$  and  $\varphi$  measurement of charged particle tracks, a drift tube detector consisting of three segmented rings of double layer drift tube chambers was designed. The aluminium tubes had a diameter of 6.6 mm. In test beam measurements with tube segments an average spatial resolution of 175  $\mu\text{m}$  was obtained, leading to a radial resolution of 385  $\mu\text{m}$  and an azimuthal resolution of 8,5 - 17,0 mrad for the LAF. The efficiency was observed to be 98,5% for a single segment with a gas mixture of 90% argon/10% propane.

## INHALT

|         |  |    |
|---------|--|----|
| 1.0     | EINLEITUNG   | 1  |
| 1.1     | 2-Photon-Physik  | 1  |
| 1.2     | Der CELLO-Detektor   | 2  |
| 2.0     | DER GROSSWINKEL-TAGGING-ZÄHLER FÜR CELLO                                     | 4  |
| 2.1     | Das LAF-Kalorimeter  | 4  |
| 2.2     | Die LAF-Driftrohrkammern   | 6  |
| 2.3     | Anforderungen an die LAF-Driftrohrkammern                                    | 7  |
| 3.0     | DRIFTKAMMERN UND IHRE EIGENSCHAFTEN  | 11 |
| 3.1     | Arbeitsweise von Driftkammern  | 11 |
| 3.2     | Das Driftkammerngas  | 13 |
| 3.3     | Die Driftzeit-Ort-Beziehung  | 15 |
| 3.4     | Die Ortsauflösung von Driftkammern   | 16 |
| 3.4.1   | Einfluß der Primärionisation auf die Ortsauflösung                           | 16 |
| 3.4.2   | Diffusion  | 19 |
| 3.4.3   | Fehler bei der Zeitmessung   | 20 |
| 3.4.4   | Signaldrahtpositionierung  | 21 |
| 3.4.5   | Gesamtfehler   | 21 |
| 4.0     | DIE TESTMESSUNGEN  | 23 |
| 4.1     | Erste Untersuchungen an den Driftrohrkammern                                 | 23 |
| 4.1.1   | Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit Teilchen der kosmischen Strahlung | 23 |
| 4.1.2   | Ergebnisse der Voruntersuchungen   | 26 |
| 4.2     | Die Messungen am Teststrahl  | 27 |
| 4.2.1   | Das Meßprogramm  | 27 |
| 4.2.2   | Teststrahl-Aufbau  | 27 |
| 4.2.3   | Auslese-Elektronik   | 29 |
| 5.0     | AUSWERTUNG DER TESTSTRAHLMESSUNGEN   | 34 |
| 5.1     | TDC-Kalibration  | 34 |
| 5.2     | Selektion der Daten  | 37 |
| 5.3     | Messung der Driftzeit-Ort-Beziehung  | 38 |
| 5.3.1   | Iteratives Verfahren zur Bestimmung der Driftkurve                           | 40 |
| 5.3.2   | Spurrekonstruktion   | 44 |
| 5.4     | Die Ortsauflösung  | 48 |
| 5.4.1   | Die erwartete Ortsauflösung  | 48 |
| 5.4.1.1 | Positionsunsicherheit der Signaldrähte                                       | 49 |
| 5.4.1.2 | Einfluß der Ausleseelektronik  | 49 |
| 5.4.1.3 | Eigenschaften des Driftkammerngases  | 50 |
| 5.4.2   | Messung der Ortsauflösung  | 51 |
| 5.5     | Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit                                    | 53 |

|                             |   |    |
|-----------------------------|---|----|
| 5.5.1                       | Die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit                          | 53 |
| 5.5.2                       | Die erwartete Nachweiswahrscheinlichkeit                          | 57 |
| 5.6                         | Messung der Akzeptanzlücke zwischen zwei Driftrohrkammersegmenten | 59 |
| 6.0                         | ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE                                    | 63 |
| A.0                         | EINFLUSS HOHER STRAHLENBELASTUNG                                  | 64 |
| B.0                         | MATERIEVERTEILUNG IM BEREICH DER LAF-DRIFTRÖHRKAMMERN             | 66 |
| LITERATURVERZEICHNIS        |   | 68 |
| VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN |   | 70 |
| VERZEICHNIS DER TABELLEN    |   | 72 |
| DANKSAGUNG                  |   | 73 |

## 1.0 EINLEITUNG

### 1.1 2-PHOTON-PHYSIK

Seit 1978 werden am  $e^+e^-$ -Speicherring PETRA des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY Experimente der Hochenergie-Physik bei Schwerpunktsenergien bis 46 GeV durchgeführt.

Bis vor einiger Zeit wurden bei  $e^+e^-$ -Reaktionen hauptsächlich die 1-Photon-Ereignisse (Annihilation) untersucht. Bei diesen Ereignissen vernichten sich das Elektron und das Positron zu einem Photon, das dann in den hadronischen oder leptonschen Endzustand übergeht (Abbildung 1 a,b).

Seit mehreren Jahren gewinnt auch das Gebiet der 2-Photon-Physik an Interesse und Bedeutung. In 2-Photon-Prozessen strahlen das Elektron und das Positron je ein virtuelles Photon ab, aus deren Wechselwirkung miteinander der hadronische oder leptonsche Endzustand hervorgeht (Abbildung 1 c,d).

Der Wirkungsquerschnitt für 2-Photon-Reaktionen ist gegenüber dem Annihilations-Wirkungsquerschnitt zunächst um den Faktor  $\alpha^2 \approx 5 \cdot 10^{-6}$  unterdrückt (4 elektromagnetische Kopplungen gegenüber 2). Aufgrund der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte ( $\sigma_{\gamma\gamma}$  wird bei wachsender Schwerpunktsenergie größer, während  $\sigma_{\text{Annih}}$  abnimmt) liegen die Ereignisraten der beiden Reaktionen für die Erzeugung hadronischer Endzustände bei den Energien, wie sie bei PETRA zur Verfügung stehen, in der gleichen Größenordnung.

Bei den 2-Photon-Prozessen werden Elektronen und Positronen bevorzugt unter kleinen Winkeln zur Strahlachse gestreut. Für die Winkelverteilung gilt

$$\frac{dN}{d\vartheta} \sim \frac{1}{\vartheta} \quad (1.1)$$

Im allgemeinen sind die Impulse der abgestrahlten Photonen unterschiedlich groß, so daß auch das System aus Hadronen bzw. Leptonen in den meisten Fällen unter kleinen Winkeln erzeugt wird.

Die Auswertung von 2-Photon-Ereignissen erfordert daher Detektorkomponenten mit guter Energie- und Impulsauflösung in den Vorwärtsbereichen.

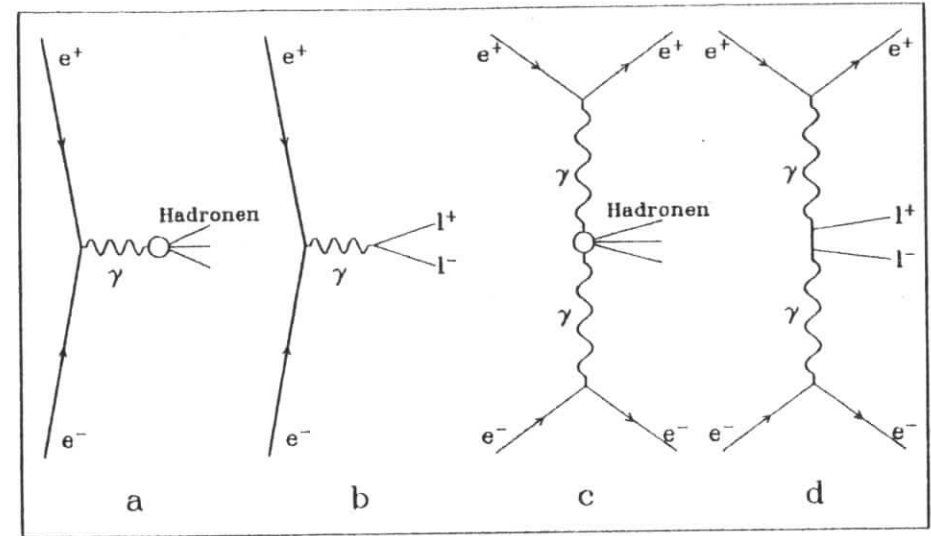


Abbildung 1. Feynman-Graphen für 1- und 2-Photon-Reaktionen:

- a)  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \text{Hadronen}$
- b)  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \text{Leptonen}$
- c)  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma, \gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$
- d)  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma, \gamma\gamma \rightarrow \text{Leptonen}$

### 1.2 DER CELLO-DETEKTOR

Einer der am Speicherring PETRA betriebenen Detektoren ist der magnetische  $4\pi$ -Detektor CELLO. Im Jahr 1983 wurde von der CELLO-Kollaboration ein Proposal vorgelegt [CEL83], das Verbesserungen des Detektors in mehreren Punkten vorsieht:

- Einbau eines neuen Innendetektors (SWC) und eines Vertexdetektors (SVC) zur verbesserten Spurrekonstruktion
- Einbau eines neuen Großwinkel-Tagging-Zählers (LAF) mit verbesserter Energie- und Ortsauflösung, der die Vorwärtsregionen im Winkelbereich von 50 mrad bis 110 mrad zur Strahlachse abdeckt
- Zusätzlicher Einbau eines Kleinwinkel-Tagging-Zählers (SAF) für den Winkelbereich von 26 mrad bis 50 mrad zur Strahlachse
- Einbau eines Flugzeitzählers (TOF)

Für die Untersuchung von 2-Photon-Reaktionen ist insbesondere die Verbesserung des CELLO-Detektors in den Vorwärtsbereichen wichtig.

Der dafür neu entwickelte Großwinkel-Tagging-Zähler besteht aus einem 144-fach segmentierten Schauerzähler [AHM85] und drei Doppellagen von Driftrohrkammern zur genauen Ortsmessung.

Es war die Aufgabe dieser Arbeit, die Driftrohrkammern auf ihre Eigenschaften, insbesondere Nachweiswahrscheinlichkeit und Ortsauflösung, zu untersuchen, und die Driftkurve zu bestimmen. Eine ausführlichere Beschreibung des LAF erfolgt in Kapitel 2, in dem auch auf die an den LAF gestellten Anforderungen eingegangen wird. Das 3. Kapitel befaßt sich mit der grundsätzlichen Arbeitsweise von Driftkammern. Kapitel 4 beschreibt die Voruntersuchungen an den Driftrohrkammern und die Messungen am Teststrahl, während in Kapitel 5 auf die Auswertung und die Ergebnisse der Teststrahlmessungen eingegangen wird. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse erfolgt im 6. Kapitel. Im Anhang werden Messungen der Strahlungsresistenz sowie die durch die LAF-Driftrohrkammern bedingte Materieverteilung im CELLO-Detektor beschrieben.

## 2.0 DER GROSSWINKEL-TAGGING-ZÄHLER FÜR CELLO

Der Großwinkel-Tagging-Zähler (Large-Angle-Forward-Tagger LAF) hat die Aufgabe, Energie und Spurparameter der Teilchen zu bestimmen, die den Wechselwirkungspunkt unter Winkeln von 50 - 110 mrad zur Strahlachse verlassen. Zu diesem Zweck besteht der LAF aus zwei Komponenten :

- einem elektromagnetischen Kalorimeter zur Messung der Energie von Elektronen, Positronen und Photonen
- einem System von Driftrohrkammern zur Bestimmung der Spurkoordinaten geladener Teilchen.

Die vorgesehene Position des LAF innerhalb des CELLO-Detektors ist in Abbildung 2 auf Seite 5 gezeigt.

Aufgrund dieses Einbauorts sind mehrere Randbedingungen für die Konstruktion des LAF festgelegt :

- Das geringe zur Verfügung stehende Raumvolumen erfordert sehr kompakte Detektorkomponenten, dies gilt insbesondere für das Kalorimeter.
- Die Funktion des LAF darf durch das Magnetfeld von 0,5 - 1 T nicht beeinträchtigt werden.
- In unmittelbarer Nähe des Strahlrohrs tritt eine erhebliche Strahlenbelastung auf (100 bis 1000 rad/Monat), gegen die Kalorimeter und Driftrohrkammern weitgehend resistent sein müssen.

### 2.1 DAS LAF-KALORIMETER

Für das Kalorimeter war im CELLO-Upgrading-Proposal [CEL83] ein Schauerzähler, bestehend aus einer BGO-Kristall-Matrix, vorgeschlagen worden. Die Vorteile von BGO sind kurze Strahlungslänge und hohe Lichtausbeute, die die Verwendung von Photodioden zur Auslese gestattet. Der Einsatz von Photomultipliern ist nicht möglich, da im Bereich des LAF ein Magnetfeld von 0,5 T - 1 T herrscht. Über die Eignung von BGO-Kristallen für das LAF-Kalorimeter wurden mehrere Untersuchungen durchgeführt [RIE84, BIE84, WIT84, WES86]. Aufgrund hoher Kosten und unbefriedigender Strahlenresistenz von BGO-Kristallen wurde dieses Konzept aber verworfen. In der Zwischenzeit war gezeigt worden, daß auch das Auslesen von Blei-Szintillator-Sandwich-Schauerzählern durch Photodioden bei ausreichender Energieauflösung möglich ist [MAR85]. Daraufhin wurde für das Kalorimeter im LAF ein segmentierter Blei-Szintillator-Schauerzähler vorgesehen [AHM85].



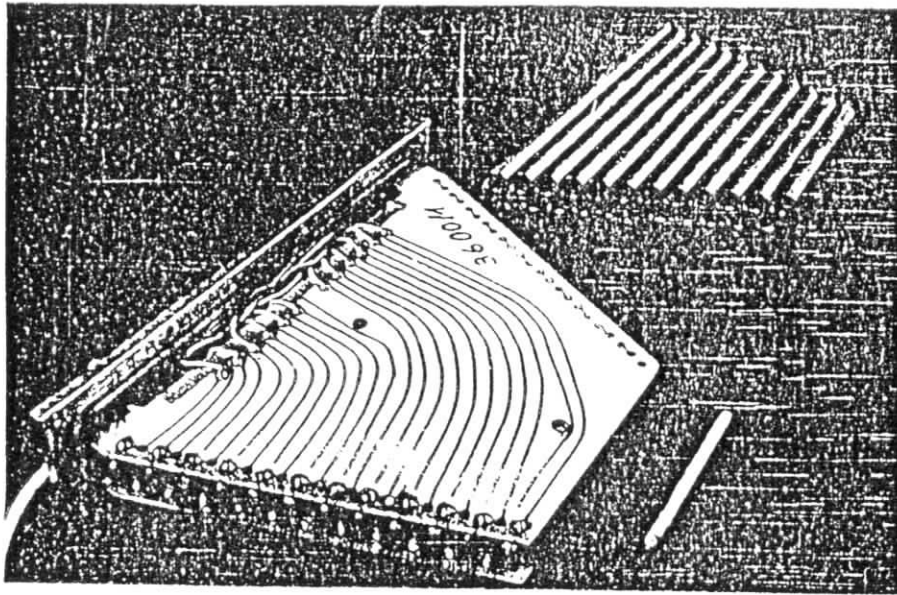


Abbildung 4 Ein komplett montiertes Driftrohrkammersegment sowie ein einzelnes Rohrpaket

Oberseite eines Segments besteht aus einer Aluminiumplatte, in deren zentralem Teil sich eine Leiterplatte befindet, auf der die Steckverbinder für die Signalleitungen und der Hochspannungsanschluß montiert sind. An der Aluminiumplatte sind zwei trapezförmige Leiterplatten befestigt, zwischen die das Rohrpaket geklebt ist. Der Hochspannungsanschluß ist über einen Schutzwiderstand von  $1,5 \text{ M}\Omega$  mit den Rohren verbunden.

Als Driftrohre werden Aluminiumrohre mit  $6,6 \text{ mm}$  Außendurchmesser und  $0,2 \text{ mm}$  Wandstärke verwendet. In beide Enden der Rohre sind Kunststoffstopfen gesteckt, die die Messinghülsen aufnehmen, in denen die Signaldrähte verlötet sind. Jeder Stopfen enthält vier Bohrungen, um den Gasfluß durch die Rohre zu ermöglichen. Die Signaldrähte bestehen aus vergoldetem Wolfrandraht von  $20 \mu\text{m}$  Durchmesser.

Der Aufbau eines Driftrohrs ist schematisch in Abbildung 5 auf Seite 8 dargestellt

### 2.3 ANFORDERUNGEN AN DIE LAF-DRIFTROHRKAMMERN

Für die radiale und azimutale Auflösung, mit der die Spurparameter eines geladenen Teilchens von den LAF-Driftrohrkammern bestimmt werden,

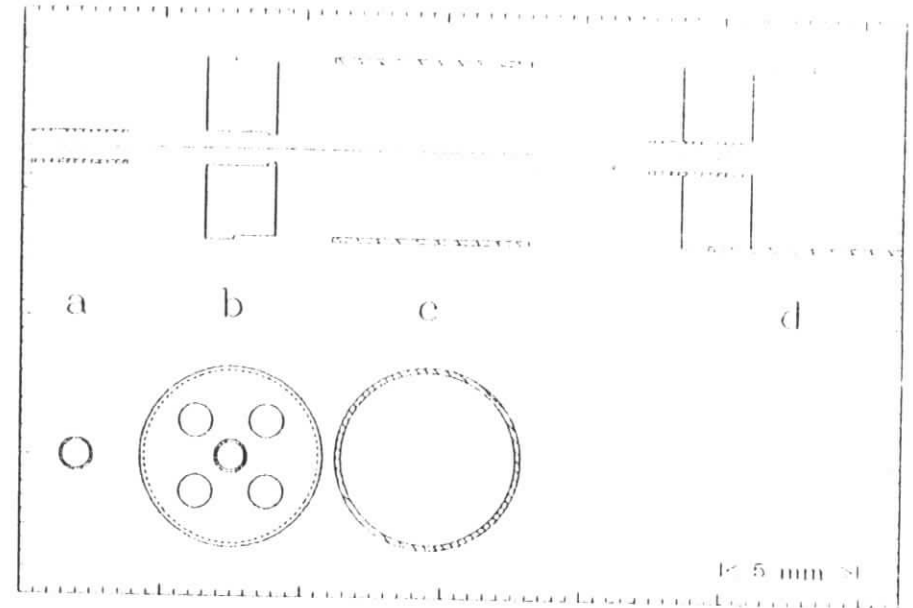


Abbildung 5. Konstruktion eines Driftrohrs

- a) Messinghülse zur Aufnahme des Signaldrahts
- b) Kunststoffstopfen
- c) Driftrohr
- d) Messinghülse, Stopfen und Driftrohr zusammengebaut

sind in [CELE3] folgende Werte gefordert:

$$\sigma(\rho) \leq 0,5 \text{ mm}$$

$$\sigma(\varphi) = 10 - 20 \text{ mrad}$$

wobei mit  $\rho$  der Abstand der Spur von der Strahlachse und mit  $\varphi$  der Azimutwinkel der Spur in der zur Strahlachse senkrechten Ebene der Driftrohrkammern bezeichnet wird.

Unter Berücksichtigung der geometrischen Anordnung der Driftrohrkammersegmente kann aus diesen Vorgaben die notwendige Ortsauflösung  $\sigma$  der Driftrohre abgeleitet werden.

Ausgehend von der Situation, in der in zwei Segmenten jeweils zwei Signaldrähte ansprechen, ergeben sich die in Tab 1 (S. 9) aufgeführten Maximalwerte der Ortsauflösung  $\sigma$ .



| Winkel zwischen den angesprochenen Segmenten | Notwendige Ortsauflösung eines Driftrohrs für |   |
|--|---|---|
|  | $\sigma(\rho) \leq 0,5 \text{ mm}$            | $\sigma(\varphi) = 10\text{-}20 \text{ mrad}$ |
| 22,5°  | $\sigma \leq 707 \text{ }\mu\text{m}$         | $\sigma \leq 584 \text{ }\mu\text{m}$         |
| 11,25°                                       | $\sigma \leq 321 \text{ }\mu\text{m}$         | $\sigma \leq 293 \text{ }\mu\text{m}$         |

Tab.1 Notwendiges Auflösungsvermögen der Driftrohrkammern

Die geforderte radiale und azimutale Auflösung wird erreicht, wenn

$$\sigma \leq 293 \text{ }\mu\text{m}$$

Im Hinblick auf den Nachweis gestreuter Elektronen und Positronen aus 2-Photon-Reaktionen wird in [CELB3] außerdem eine  $Q^2$ -Auflösung von

$$\sigma(Q^2)/Q^2 \leq 6 \%$$

gefordert. Die Größe  $Q^2$  bezeichnet den Impulsübertrag auf das virtuelle Photon, der sich nach [WU84] zu

$$|Q^2| = 4 \cdot E_b \cdot E_{T_{e\mu}} \cdot \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \quad (2.1)$$

$E_b$  Beam-Energie  
 $E_{T_{e\mu}}$  Energie des gestreuten Elektrons/Positrons  
 $\vartheta$  Streuwinkel des gestreuten Elektrons/Positrons

ergibt. In guter Näherung kann im Bereich des LAF der Streuwinkel  $\vartheta$  durch

$$\vartheta = \frac{\rho}{Z} \quad (2.2)$$

berechnet werden, wobei  $Z$  der Abstand der Driftrohrkammern vom Wechselwirkungspunkt und  $\rho$  der gemessene Abstand der Spur von der Strahlachse ist. Der relative Fehler der  $Q^2$ -Messung beträgt dann :

$$\frac{\sigma(Q^2)}{|Q^2|} = \sqrt{\left(\frac{\sigma(E_{T_{e\mu}})}{E_{T_{e\mu}}}\right)^2 + \left(\frac{2\sigma(\rho)}{\rho}\right)^2 + \left(\frac{2\sigma(Z)}{Z}\right)^2} \quad (2.3)$$

In [AHM85] ist für die Energieauflösung des LAF-Kalorimeters der Wert

$$\sigma(E_{T_{e\mu}}) = 12\% / \sqrt{E_{T_{e\mu}}}$$

angegeben.

Der Fehler in der Bestimmung der Z-Koordinate des Wechselwirkungspunkt beträgt nach [BLO88] :

$$\sigma(Z) \approx 5 \text{ mm} \quad \langle Z \rangle = 1300 \text{ mm}$$

Mit einer radialen Auflösung der Driftrohrkammern von 0,5 mm wird die geforderte  $Q^2$ -Auflösung bei Energien

$$E_{T_{e\mu}} > 4,3 \text{ GeV}$$

erreicht.

Diese Grenze wird nahezu ausschließlich durch die Energieauflösung des Kalorimeters bestimmt.

Als Trigger-Bedingung wird üblicherweise verlangt, daß die im Kalorimeter gemessene Energie größer als 4 - 6 GeV ist. Die Anforderung an die  $Q^2$ -Auflösung wird daher im gesamten Energie- und Winkelbereich erfüllt.

### 3.0 DRIFTKAMMERN UND IHRE EIGENSCHAFTEN

In Experimenten der Hochenergiephysik ist es häufig erforderlich, die Spuren geladener Teilchen mit großer Genauigkeit zu bestimmen (Impulsmessung, Vertexbestimmung). Seit vielen Jahren werden für diesen Zweck Driftkammern eingesetzt, die folgende Vorzüge bieten:

- gute Ortsauflösung (ca. 50 - 300  $\mu\text{m}$ )
- wenig Materie entlang der Teilchenbahn, d.h. sehr geringe Störung der Spur durch den Detektor
- gute Spurtrennung bei Jet-Ereignissen (ca. 0,5 - 2 mm)

Aufgrund dieser Eigenschaften werden die Probleme, die beim Einsatz von Driftkammern auftreten, z.B.

- umständliche Handhabung der i.A. brennbaren und zum Teil unter Überdruck stehenden Driftkammern, z.B.
- sehr aufwendige Ausleseelektronik,

in Kauf genommen.

Im folgenden werden kurz das Funktionsprinzip von Driftkammern und die das Auflösungsvermögen beschränkenden Eigenschaften beschrieben. Eine ausführliche Darstellung, aus der auch die Aussagen dieses Kapitels entnommen wurden, ist in [SAU77] zu finden.

#### 3.1 ARBEITSWEISE VON DRIFTKAMMERN

Driftkammern bestehen aus einer Vielzahl einzelner Driftzellen. Jede Driftzelle enthält in ihrem Zentrum einen Signaldraht (Anode), der von einer Anordnung aus Potentialdrähten oder Potentialflächen (Kathode) umgeben ist. An den Signaldraht wird eine gegenüber der Kathode positive Spannung  $U_0$  (einige kV) angelegt. Das gesamte Driftkammervolumen ist mit einer geeigneten Gasmischung gefüllt.

Ein geladenes Teilchen, das die Driftzelle durchquert, verliert Energie durch Coulomb-Wechselwirkung mit den Gasmolekülen (Anregung, Ionisation), entsprechend der Bethe-Bloch-Gleichung (Gl. 3.1). Die Ionisation der Gasmoleküle ist dabei der für Driftkammern wesentliche Prozeß.

$$\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z \rho}{A \beta^2} \left\{ \ln \frac{2mc^2 \beta^2 E_M}{I^2 (1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right\}, \quad K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{mc^2} \quad (3.1)$$

$$E_M = \frac{2mc^2 \beta^2}{1 - \beta^2}$$

$Z, A, \rho$  Kernladungszahl, Massenzahl, Dichte des Gases  
 $\beta, z$  Geschwindigkeit, Ladungszahl des ionisierenden Teilchens  
 $m, e$  Elektronenmasse und -Ladung  
 $I$  effektives Ionisationspotential der Gasmoleküle  
 $N$  Avogadro-Konstante

Dieser Vorgang wird als Primäriionisation bezeichnet. Die kinetische Energie der durch die Primäriionisation entstandenen Elektronen kann größer sein als das Ionisationspotential des Driftkammerngases, so daß diese Elektronen weitere Gasmoleküle ionisieren können (Totale Ionisation). In den meisten Gasen werden im Mittel von jedem Primärelektron ungefähr zwei weitere Elektronen erzeugt.

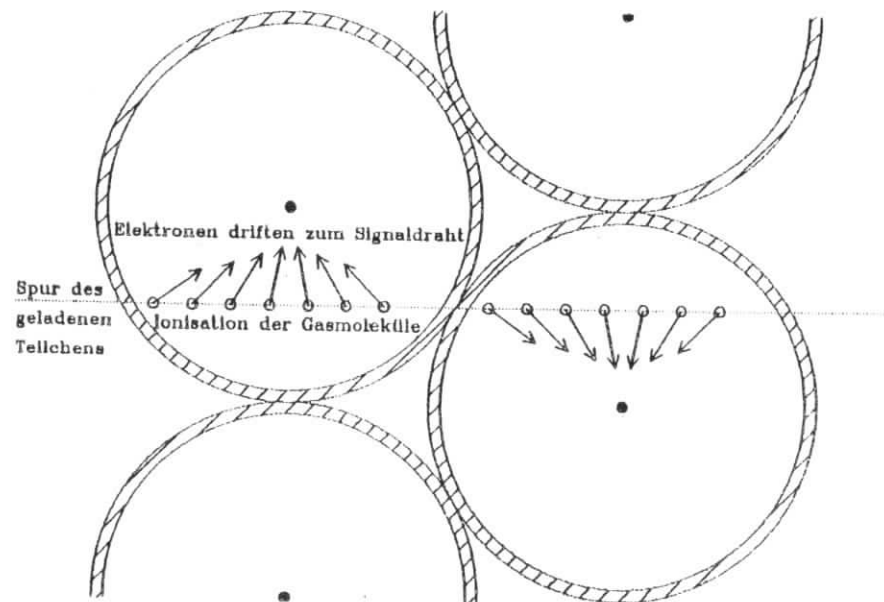


Abbildung 6. Ionisation und Drift der Elektronen in einer Driftzelle

Durch das elektrische Feld, das zwischen Signaldraht und Kathode besteht, werden die Elektronen zum Signaldraht hin beschleunigt. Infolge elastischer Stöße mit den Gasmolekülen werden die Elektronen aber wieder abgebremst, so daß die Bewegung zum Signaldraht mit einer feldstärkeabhängigen mittleren Geschwindigkeit erfolgt (Driftgeschwindigkeit). Ionisation und Elektronendrift sind schematisch in Abbildung 6 auf Seite 12 dargestellt.

In unmittelbarer Nähe des Signaldrahts ist die elektrische Feldstärke so groß, daß die Driftelektronen zwischen den Stößen genug Energie gewinnen, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren. Die dabei freigesetzten Elektronen ionisieren nun ihrerseits weitere Gasmoleküle, so daß eine lawinenartige Vermehrung der Driftelektronen stattfindet. Dieser Prozeß, der als Gasverstärkung bezeichnet wird, führt dazu, daß ein Primärelektron ca  $10^4$  bis  $10^6$  Elektronen freisetzt, die zum Signaldraht gelangen. Die zeitliche Entwicklung einer Elektronenlawine ist in Abbildung 7 auf Seite 14 dargestellt.

Die Bewegung der Ladungen im elektrischen Feld führt zu einer Energieänderung des Systems, durch die auf dem Signaldraht eine Spannung induziert wird. Da bei der Lawinenbildung der größte Teil der Ionisationen in unmittelbarer Nähe des Signaldrahts stattfindet, ist der Beitrag der Elektronen zum induzierten Spannungspuls sehr gering (ca. 1%). Das Signal wird daher fast ausschließlich durch die Drift der ionisierten Gasmoleküle zur Kathode hervorgerufen. Die Höhe der induzierten Spannung ist proportional zur Anzahl der freien Elektronen, so daß aufgrund der Gasverstärkung ein meßbares Signal entsteht.

Wird die Zeitdifferenz zwischen dem Durchgang des Teilchens durch den Detektor (Trigger-Signal) und dem Eintreffen der Driftelektronen am Signaldraht gemessen, dann kann bei bekannter Driftgeschwindigkeit der Abstand der Teilchenbahn vom Signaldraht berechnet werden. Wenn das hochenergetische Teilchen mehrere Driftzellen durchquert, dann kann aus den bekannten Zellenpositionen und den berechneten Driftstrecken die Spur des Teilchens rekonstruiert werden.

### 3.2 DAS DRIFTKAMMERMERGAS

Obwohl der Gasverstärkungsprozeß in allen Gasen auftritt, wird als Hauptkomponente des Driftkammergases meistens ein Edelgas gewählt (in der Regel aus Kostengründen Argon), da die Gasverstärkung in Edelgasen bei sehr viel niedrigeren elektrischen Feldstärken einsetzt als in komplexen Molekülen. Trotzdem sind reine Edelgase für den Betrieb in Driftkammern aus mehreren Gründen nicht geeignet.

Im Verlauf der Lawinenbildung entstehen angeregte Edelgasatome, die nur unter Abstrahlung von Photonen in den Grundzustand zurückkehren. Die

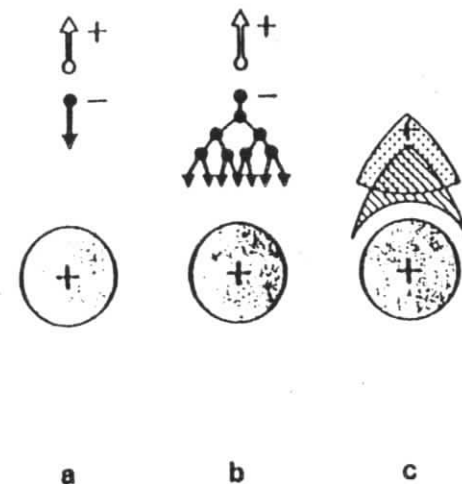


Abbildung 7. Zeitliche Entwicklung einer Elektronenlawine: aus [SAU77]

- ein einzelnes Elektron driftet zum Signaldraht
- in der Nähe des Signaldrahts setzt die Gasverstärkung ein
- eine tropfenförmige Lawine bildet sich um den Signaldraht aus

Energie der Photonen ist so groß, daß sie Photoelektronen aus der Kathode herauslösen können, die ihrerseits weitere Lawinen hervorrufen.

Weiterhin können bei der Neutralisation der Gasionen an der Kathode Sekundärelektronen oder ebenfalls Photonen emittiert werden, die ebenfalls zu neuen Lawinenbildungen führen.

Diese Effekte begrenzen in einem Edelgas den Gasverstärkungsfaktor auf  $10^3$  bis  $10^4$ , da bei höheren Verstärkungen Dauerentladungen stattfinden würden.

Durch Zugabe eines Quenchers, zumeist ein organisches Gas, kann der mögliche Gasverstärkungsfaktor auf  $10^5$  bis  $10^6$  erhöht werden. Aufgrund der großen Anzahl nicht strahlender angeregter Zustände können organische Gase Photonen in einem weiten Energiebereich absorbieren und so die Emission von Photoelektronen aus der Kathode weitgehend verhindern. Da außerdem ein Ladungsaustausch zwischen den Edelgasionen und den organischen Gasmolekülen infolge des höheren Ionisationspotentials der Edelgase stattfindet, gelangen nahezu ausschließlich organische Gasionen zur Kathode. Die Emissionswahrscheinlichkeit für Sekundärelektronen bei

der Neutralisation der Ionen ist für organische Gase im Vergleich zu Edelgasen sehr gering.

Die Lebensdauer von Driftkammern wird durch die Verwendung einiger organischer Gase als Quencher drastisch verkürzt, da bei der Neutralisation der Gasionen durch Polymerisation feste Ablagerungen auf der Kathode entstehen können. Gasionen, die zur Kathode driften, diffundieren nur langsam durch diese Ablagerungen, so daß bei hohen Ereignisraten große Flächenladungsdichten auf den isolierenden Schichten entstehen. Die Feldstärke zwischen Isolator und Kathode kann dann so groß werden, daß Elektronen aus der Kathode herausgelöst werden, die zu weiteren Lawinenbildungen und zu Dauerentladungen führen.

Dieser Effekt kann durch Zugabe geringer Mengen eines nicht polymerisierenden Gases mit niedrigerem Ionisationspotential als dem des polymerisierenden Gases verhindert werden, da durch Ladungsaustausch vorwiegend die Ionen des nicht polymerisierenden Gases zur Kathode gelangen. Für diesen Zweck geeignet sind z.B. Propanol und Methylal.

### 3.3 DIE DRIFTZEIT-ORT-BEZIEHUNG

Die Geschwindigkeit, mit der die Elektronen zum Signaldraht driften, ist von den Gasparametern (Zusammensetzung, Druck, Temperatur) und von der elektrischen Feldstärke abhängig. Für ein Argon/Propan-Gemisch (90%/10%) unter Atmosphärendruck ist die Driftgeschwindigkeits-Feldstärke-Relation in Abbildung 8 auf Seite 16 gezeigt.

Die Geometrie der Driftzelle wird möglichst so gewählt, daß das elektrische Feld radial ist. Die Feldstärke ist dann lediglich eine Funktion des Abstands vom Signaldraht  $r$  und der angelegten Hochspannung  $U_0$ .

$$\vec{E}(r, U_0) = |\vec{E}|(r, U_0) \cdot \frac{-\vec{r}}{r} \quad (3.2)$$

Die Driftgeschwindigkeit kann dann für ein festes  $U_0$  als Funktion  $v_{\text{Drift}}(r)$  dargestellt werden.

Daraus folgt der Zusammenhang zwischen dem Abstand der Teilchenbahn vom Signaldraht  $y$  und der zugehörigen Driftzeit  $t_{\text{Drift}}$  zu

$$t_{\text{Drift}}(y) = \int_0^y \frac{dr}{v_{\text{Drift}}(r)} \quad (3.3)$$

Driftgeschwindigkeit [ $\mu\text{m/ns}$ ]

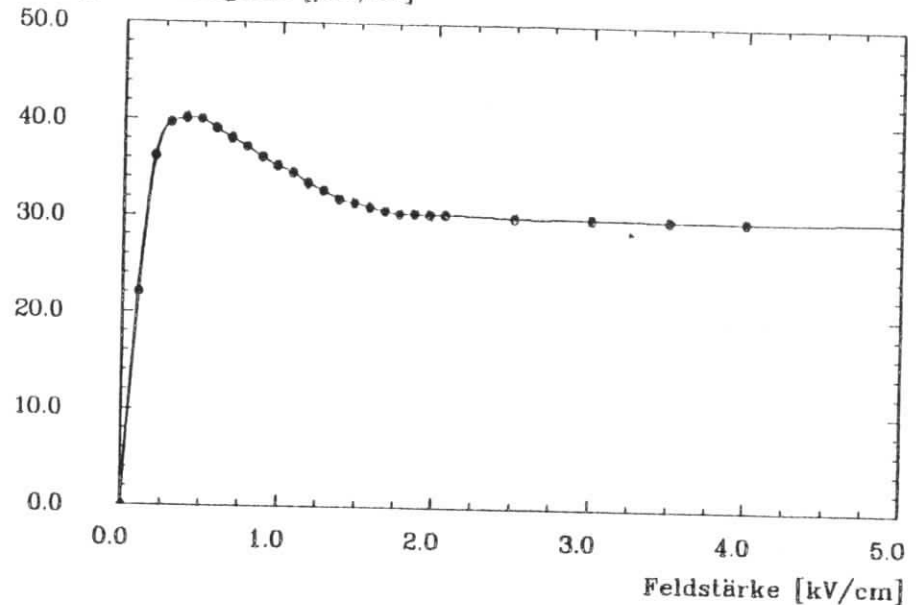


Abbildung 8. Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke: Die eingezeichneten Punkte entsprechen Meßwerten für Argon/Propan (90%/10%) aus [PEI84].

Die Umkehrfunktion von Gl. (3.3)  $y(t_{\text{Drift}})$  wird als Driftkurve bezeichnet. Obwohl die Driftkurve im Prinzip berechenbar ist, erweist es sich in der Praxis meistens als notwendig, die Driftkurve experimentell zu bestimmen.

### 3.4 DIE ORTSAUFLÖSUNG VON DRIFTKAMMERN

Die Genauigkeit, mit der der Abstand der Teilchenbahn vom Signaldraht bestimmt werden kann, ist durch mehrere Effekte begrenzt.

#### 3.4.1 Einfluß der Primäronisation auf die Ortsauflösung

Ein geladenes Teilchen, das ein Gasvolumen durchquert, erzeugt im Mittel  $\langle N_p \rangle$  Primärelektronen pro Längeneinheit. Der Wert für  $\langle N_p \rangle$  ist abhängig von Gaszusammensetzung und -druck. Für ein Argon/Propan-Gemisch (90%/10%) unter Normaldruck ist  $\langle N_p \rangle = 3,05 \text{ mm}^{-1}$ .



Der Primärionisationsfehler ist am kleinsten für  $k=1$ , d.h. die Ausleseelektronik sollte empfindlich genug sein, um bereits das erste eintreffende Primärelektron zu registrieren.

### 3.4.2 Diffusion

Die "Wolke" aus Driftelektronen, die zum Signaldraht driftet, dehnt sich infolge des Diffusionseffekts entlang der Driftstrecke aus. Die Breite der Verteilung ist gegeben durch

$$\sigma_{tr}(t) = \sqrt{2 \cdot D \cdot t} \quad (3.12)$$

wobei  $D$  die von der Gaszusammensetzung abhängige Diffusionskonstante und  $t$  die Driftzeit ist. Hierbei handelt es sich um die transversale Ausdehnung der Elektronenwolke. Die longitudinale (d.h. zu den Feldlinien parallele) Ausdehnung ist im allgemeinen kleiner. Unter der Annahme, daß die Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  näherungsweise konstant ist, ergibt sich für die longitudinale Breite der Verteilung

$$\sigma_l(y) \approx \gamma \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot D \cdot y}{\langle v_{Drift} \rangle}} = c \cdot \sqrt{y} \quad (3.13)$$

Entscheidend für den Fehlerbeitrag durch Diffusion ist, in welcher Weise die Elektronenwolke registriert wird. Wenn die Ausleseelektronik auf den Schwerpunkt der Verteilung sensitiv ist, dann ist

$$\sigma_{Diff}(y) = \frac{\sigma_l(y)}{\sqrt{n}} \quad (3.14)$$

wobei  $n$  die Anzahl der Elektronen in der Wolke bezeichnet. Üblicherweise reagiert die Driftkammerelektronik aber bereits auf die ersten  $j$  eintreffenden Elektronen. Für diesen Fall ergibt sich

$$\sigma_{Diff}(y, j) = \sigma_l(y) \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=j}^n \frac{1}{i^2}}{2 \cdot \ln(n)}} \quad (3.15)$$

Speziell für  $j = 1$  gilt

$$\sigma_{Diff}(y) \approx \sigma_l(y) \cdot \frac{\pi}{2 \cdot \sqrt{3 \cdot \ln(n)}} \quad (3.16)$$

Im Gegensatz zum Primärionisationsfehler nimmt  $\sigma_{Diff}$  mit größer werdendem Abstand vom Signaldraht zu.

### 3.4.3 Fehler bei der Zeitmessung

Zur Bestimmung des Abstands der Teilchenbahn vom Signaldraht wird die Zeit zwischen dem Durchgang des Teilchens durch die Driftzelle und dem Eintreffen der Driftelektronen am Signaldraht gemessen. Die Zeitmessung wird zu dem Zeitpunkt beendet, an dem der Stromimpuls auf dem Signaldraht eine eingestellte Triggerschwelle überschreitet. Durch statistische Schwankungen der Pulshöhe variiert die Anstiegsgeschwindigkeit des Pulses und damit der Zeitpunkt, an dem die Triggerschwelle erreicht wird (s. Abbildung 10 auf Seite 21). Um den hieraus resultierenden Triggerfehler in der Zeitmessung  $\Delta t_{Trigger}$  klein zu halten, sollte die Triggerschwelle so niedrig wie möglich gewählt werden.

$$\sigma_{Trigger} = v_{Drift}(t) \cdot \Delta t_{Trigger} \approx \langle v_{Drift} \rangle \cdot \Delta t_{Trigger} \quad (3.17)$$

Für eine rechnerunterstützte Auswertung wird die gemessene Driftzeit üblicherweise durch einen TDC (Time-to-Digital-Converter) als digitaler Wert dargestellt. Aufgrund der Analog/Digital-Wandlung ist der digitale Wert mit einem Quantisierungsfehler von  $\pm 1$  bit behaftet, so daß bei der Zeitmessung ein zusätzlicher Fehlerbeitrag

$$\Delta t_{Quant} = 1 \text{ bit} \cdot \text{TDC-Konversions-Konstante} \quad (3.18)$$

auftritt, der zu einem Fehler in der Ortsbestimmung

$$\sigma_{Quant} = v_{Drift}(t) \cdot \Delta t_{Quant} \approx \langle v_{Drift} \rangle \cdot \Delta t_{Quant} \quad (3.19)$$

führt.

Signalhöhe [willkürliche Einheiten]

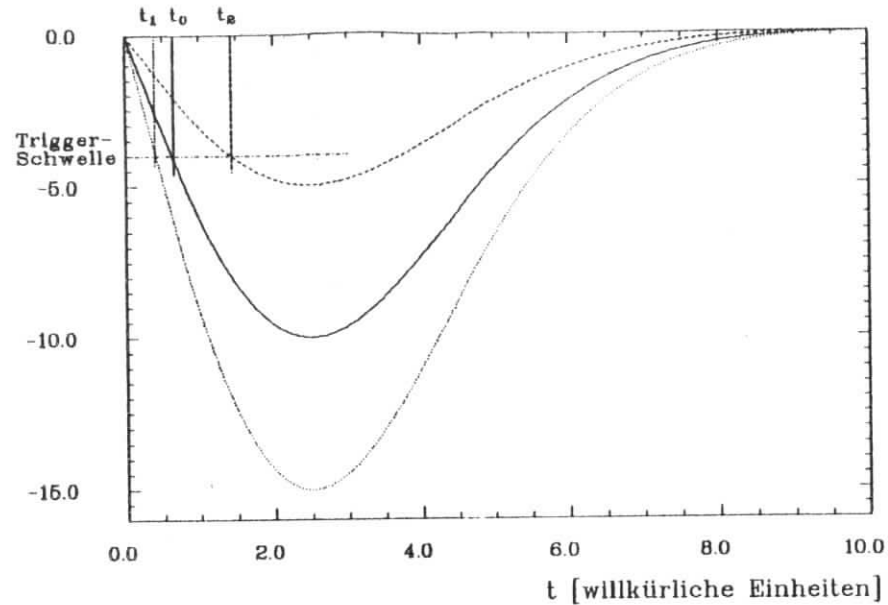


Abbildung 10. Variation des Triggerzeitpunkts mit der Pulshöhe

### 3.4.4 Signaldrahtpositionierung

Die Bahnpunkte eines Teilchens werden bestimmt durch Addition der gemessenen Driftstrecken zu den Positionen der Signaldrähte, die durch die Geometrie der Driftkammer bekannt sind. Aufgrund von konstruktionsbedingten Toleranzen können die Positionen der Signaldrähte aber um  $\sigma_{Pos}$  von ihren Sollpositionen abweichen.

### 3.4.5 Gesamtfehler

Da die einzelnen Fehlerbeiträge unabhängig voneinander sind, ergibt sich die Ortsauflösung  $\sigma(y)$  zu

$$\sigma(y) = \sqrt{\sigma_{Prim}^2(y, k) + \sigma_{Diff}^2(y) + \sigma_{Trigger}^2 + \sigma_{Quant}^2 + \sigma_{Pos}^2} \quad (3.20)$$

Qualitativ ist  $\sigma(y)$  in Abbildung 11 auf Seite 22 dargestellt. Häufig wird als Ortsauflösung auch der Mittelwert

Ortsauflösung [willkürliche Einheiten]

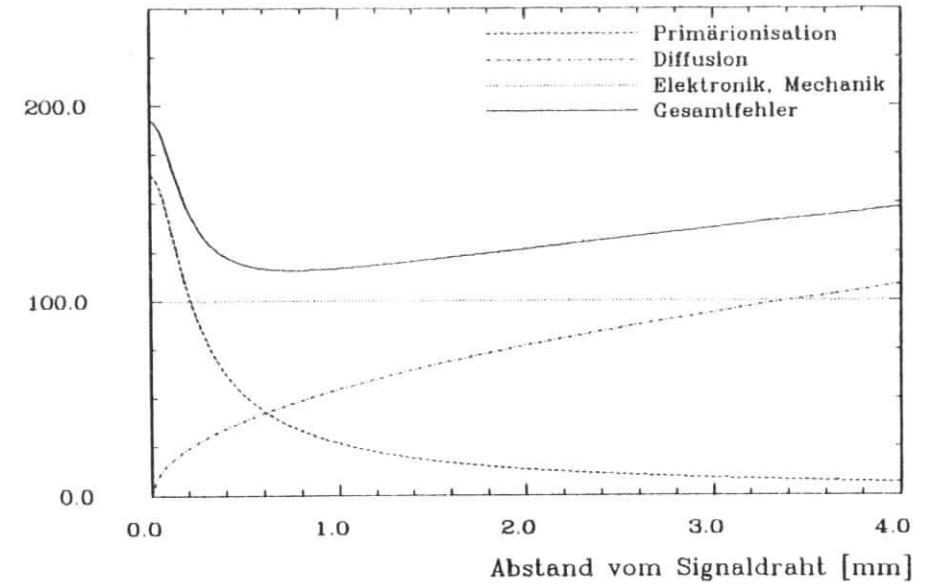


Abbildung 11. Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht

$$\sigma = \frac{1}{y_{max}} \cdot \int_0^{y_{max}} \sigma(y) dy \quad (3.21)$$

bezeichnet.



## 4.0 DIE TESTMESSUNGEN

### 4.1 ERSTE UNTERSUCHUNGEN AN DEN DRIFTROHRKAMMERN

Bevor die Messungen mit den Driftrohrkammern am Teststrahl durchgeführt werden konnten, mußten ein geeignetes Driftkammergas ausgewählt und der für dieses Gas optimale Wert der Hochspannung ermittelt werden.

#### 4.1.1 Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit Teilchen der kosmischen Strahlung

Bei der Frage der Gasmischung wurde von vornherein Argon/Propan/Methylal (90%/8,5%/1,5%) favorisiert. Da dieses Gas ohnehin im CELLO-Detektor verwendet werden soll, wäre eine eigenständige Gasversorgung für den LAF nicht notwendig.

Die Untersuchungen wurden zunächst mit Argon/Propan (90%/10%) durchgeführt<sup>1</sup>.

Mit Teilchen der kosmischen Strahlung wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftrohrkammern in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung gemessen. Der Meßaufbau ist schematisch in Abbildung 12 auf Seite 24 dargestellt.

Ein Driftrohrkammersegment wurde zwischen zwei Szintillationszähler platziert. Die Auslese der Szintillationsplatten erfolgte mit Photomultipliern, deren Signale über Diskriminatoren und eine Koinzidenzschaltung zum Zähler 1 führten.

Alle 23 Signaldrähte des Driftrohrkammersegments wurden parallel an den Eingang eines Vorverstärkers (VV) angeschlossen. Das Ausgangssignal des Verstärkers gelangte über einen Diskriminator zu einer weiteren Koinzidenzeinheit, deren zweiter Eingang mit dem Ausgang der ersten Koinzidenzschaltung verbunden war. Der Ausgang dieser Koinzidenzeinheit steuerte Zähler 2.

Ein Impuls am Zähler 1 tritt nur dann auf, wenn ein kosmisches Teilchen beide Szintillationszähler durchquert. Wenn dieses Teilchen zusätzlich ein

<sup>1</sup> Auf den Methylal-Anteil wurde verzichtet, da für die Zumischung des flüssigen Methylals eine relativ aufwendige Mischanlage benötigt wird, die zum Zeitpunkt der Messungen nicht zur Verfügung stand. Da nach [LEW81] die Eigenschaften von Argon/Propan/Methylal (90%/8,5%/1,5%) und Argon/Propan (90%/10%) ähnlich sind, ist zu erwarten, daß sich die Resultate der Messungen mit Argon/Propan auf Argon/Propan/Methylal übertragen lassen.

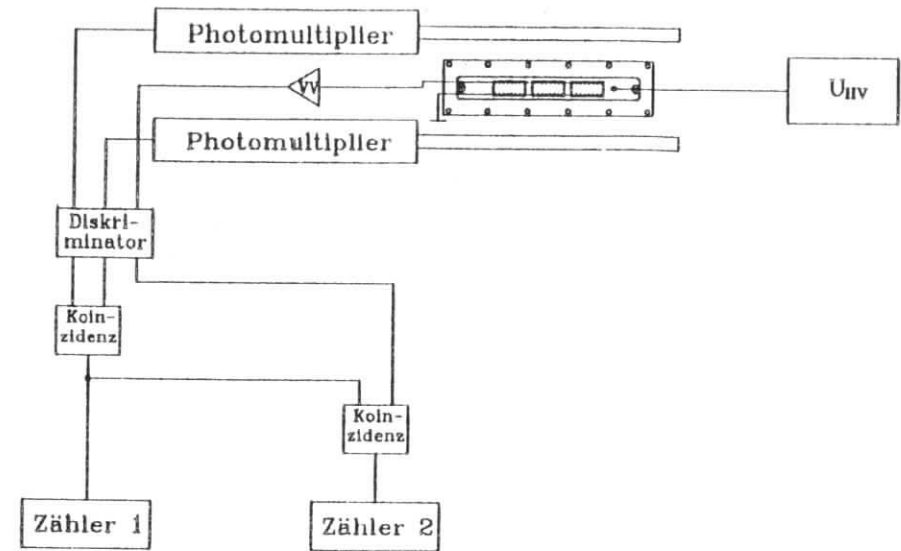


Abbildung 12. Meßaufbau zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit Teilchen der kosmischen Strahlung

Signal im Segment bewirkt, dann erscheint auch ein Impuls am Zähler 2. Das Verhältnis der Zählerstände ist ein Maß für die Nachweiswahrscheinlichkeit.

Wenn  $n_1$  und  $n_2$  die Zählerstände von Zähler 1 und Zähler 2 nach einer bestimmten Meßzeit sind, dann gilt für die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta$

$$\eta = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.1)$$

Der Fehler für  $\eta$  ergibt sich aufgrund der Binomialstatistik zu

$$\Delta\eta = \sqrt{\frac{\eta \cdot (1-\eta)}{n_1}} \quad (4.2)$$

Diese Messung wurde für verschiedene Werte der Hochspannung durchgeführt. Die sich ergebende Plateaukurve ist in Abbildung 13 auf Seite 25 gezeigt. Der deutlich unter 100% liegende Wert der Nachweiswah-



Nachweiswahrscheinlichkeit [%]

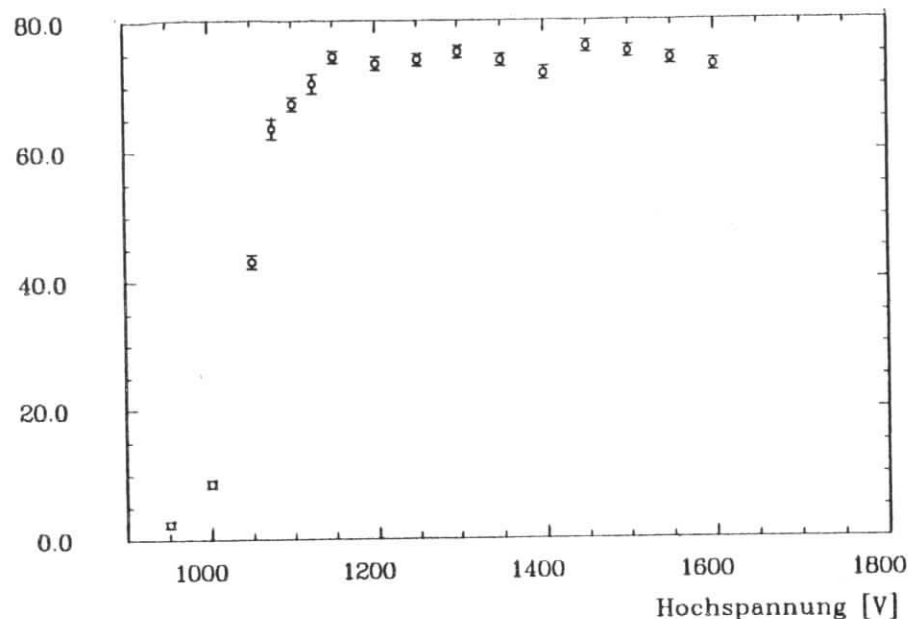


Abbildung 13. Nachweiswahrscheinlichkeit eines Driftrohrkammersegments für Argon/Propan (90%/10%)

scheinlichkeit ist darauf zurückzuführen, daß die Fläche der Szintillationszähler größer war als die sensitive Fläche des Driftrohrkammersegments.

Ab 1550 V treten gelegentlich Entladungen auf, und ab 1650 V beginnt der Bereich der Dauerentladung (Durchbruch).

Der Plateaubereich liegt daher zwischen 1150 V und 1550 V und ist ca. 400 V breit. Da bereits bei ca. 1300 V der Geigerbereich anfängt, wurde als Nennbetriebsspannung  $U_0 = 1250$  V gewählt.

Insgesamt wurden 8 Segmente auf diese Weise untersucht. Dabei wurden keine signifikanten Unterschiede zwischen den einzelnen Segmenten festgestellt.

Zum Vergleich wurde eine entsprechende Plateaukurve für eine Gas Mischung mit 70%Argon/30%CO<sub>2</sub> gemessen, die in Abbildung 14 auf Seite 26 gezeigt ist. Der Plateaubereich liegt hier zwischen 1575 V und 1750 V. Ab 1750 V treten Dauerentladungen auf.

Nachweiswahrscheinlichkeit [%]

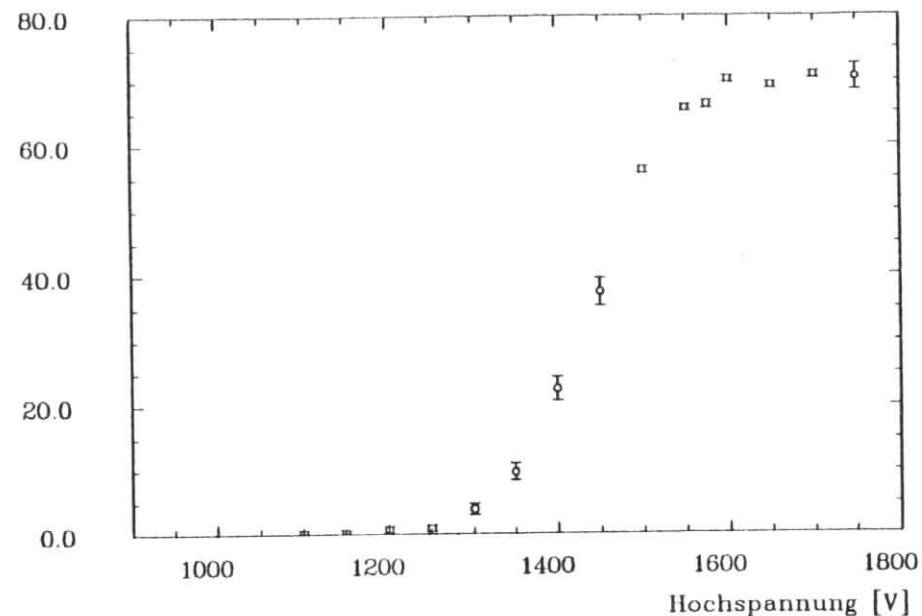


Abbildung 14. Nachweiswahrscheinlichkeit eines Driftrohrkammersegments für Argon/CO<sub>2</sub> (70%/30%)

4.1.2 Ergebnisse der Voruntersuchungen

Durch die Messungen mit kosmischen Teilchen wurde gezeigt, daß ein Gasgemisch bestehend aus Argon/Propan (90%/10%) für den Betrieb in den Driftrohrkammern geeignet ist.

Der optimale Wert der Hochspannung liegt für diese Gas Mischung bei  $U_0 = 1250$  V. Damit liegt  $U_0$  100 V oberhalb des Plateaubeginns und noch unterhalb des Geigerbereichs<sup>2</sup>.

Entsprechend dieser Ergebnisse wurden die Messungen am Teststrahl mit Argon/Propan (90%/10%) bei  $U_0 = 1250$  V durchgeführt.

<sup>2</sup> Der Wert für  $U_0$  könnte bis auf 1500 V angehoben werden, wenn die durch den Betrieb im Geigerbereich bedingte höhere Totzeit der Kammer akzeptabel ist. Durch eine höhere Betriebsspannung ist die Kammer weniger empfindlich gegenüber Einbrüchen in der Hochspannungsversorgung (z.B. infolge Spannungsüberschlägen).

## 4.2 DIE MESSUNGEN AM TESTSTRAHL

### 4.2.1 Das Meßprogramm

Die Teststrahlmessungen wurden am Teststrahl 28 des DESY durchgeführt, der einen Elektronenstrahl im Energiebereich von 0,7 - 8 GeV liefert. Die Meßanordnung wurde so ausgelegt, daß mit den gewonnenen Daten die wesentlichen Eigenschaften der Driftrohrkammern untersucht werden konnten, insbesondere :

- Bestimmung der Driftkurve
- Messung der Ortsauflösung
- Ausmessung des Hochspannungsplateaus und Bestimmung der Nachweishrscheinlichkeit
- Bestimmung der Akzeptanzlücke zwischen zwei Driftrohrkammersegmenten

Bei allen Messungen wurde mit einer Strahlenergie von 3 GeV gearbeitet. Zusätzlich wurden bei abgeschaltetem Strahl Testpuls-Meßreihen durchgeführt, die der Kalibration der Ausleseelektronik dienen.

### 4.2.2 Teststrahl-Aufbau

Die Driftrohrkammern waren auf zwei Fahrtischen aufgestellt, die in horizontaler und vertikaler Richtung senkrecht zur Strahlachse in 0,1-mm-Schritten verfahren werden konnten. Der Aufbau ist in Abbildung 15 auf Seite 28 dargestellt.

Für die Teststrahlmessungen standen 8 der Aluminiumbehälter zur Verfügung, die im CELLO-LAF die Driftrohrkammersegmente aufnehmen sollen. Jeweils zwei Behälter waren, um 22,5° gegeneinander gedreht, aneinander befestigt. Drei der Behälterpaare waren mit jeweils 420,0 mm Abstand zueinander auf einer Grundplatte montiert. Die Grundplatte befand sich auf dem Fahrtisch I, wobei jeder Behälter mit einem Driftrohrkammersegment bestückt war. Ein weiteres Behälterpaar mit zwei Segmenten pro Behälter stand auf Fahrtisch II. Die Anordnung der Segmente in den Behältern ist in Abbildung 16 auf Seite 29 skizziert. Da jedes Driftrohrkammersegment zwei Rohrlagen enthält, standen 12 Meßpunkte auf Fahrtisch I und 4 Meßpunkte auf Fahrtisch II zur Verfügung. Abbildung 17 auf Seite 30 zeigt die Meßanordnung, die auf Fahrtisch II verwendet wurde.

Für die Gasversorgung der Driftrohrkammern standen Flaschen mit Mischgas (90 % Argon, 10 % Propan) innerhalb des Testgebiets zur

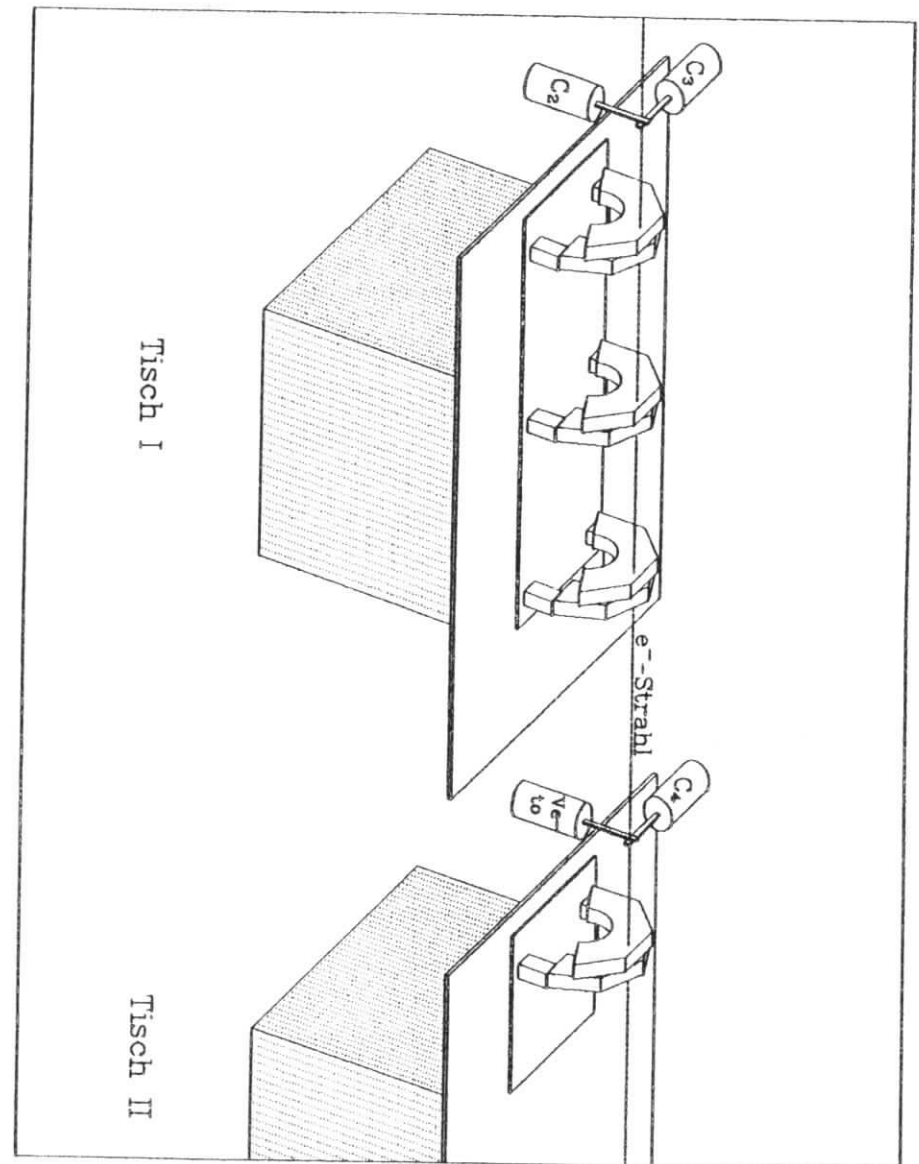


Abbildung 15. Teststrahl-Aufbau

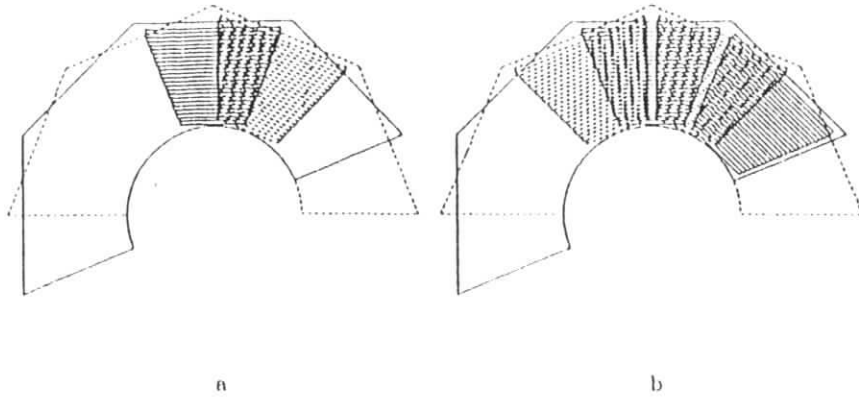


Abbildung 10. Anordnung der Segmente:  
 a) Segmentanordnung in den Behältern auf Fahrtisch I  
 b) Segmentanordnung in den Behältern auf Fahrtisch II

Verfügung. Alle 8 Behälter wurden nacheinander von dem Mischgas durchflossen.

Bei allen Messungen lag an den Driftrohren auf Fahrtisch I eine Hochspannung von 1250 V an. Die Driftrohrkammern auf Fahrtisch II verfügten für die Ausmessung des Hochspannungsplateaus über eine separate Spannungsversorgung. Die Hochspannung variierte bei den Plateaumessungen zwischen 900 V und 1650 V, bei allen anderen Messungen lag sie ebenfalls bei 1250 V.

#### 4.2.3 Auslese-Elektronik

Zur Messung der Driftzeiten in den Rohrkammern wurden 13 PLUTO-TDC-Karten mit jeweils 16 TDCs (Time to Digital Converters) verwendet<sup>3</sup>. Die elektronische Anordnung für die Datenerfassung ist in Abbildung 18 auf Seite 31 dargestellt.

Die Signaldrähte der Driftrohrkammern waren an die Eingänge von 26 PLUTO TDC-Vorverstärker-Karten angeschlossen. Jeweils 2 Karten, von

<sup>3</sup> Die bei den Testmessungen benutzten Elektronikkomponenten [ZIM80] wurden größtenteils aus dem nicht mehr betriebenen Detektor PLUTO entnommen. Aufgrund ihrer guten Zeitauflösung ist die PLUTO-TDC-Elektronik für die Messungen an den Driftrohrkammern hervorragend geeignet.

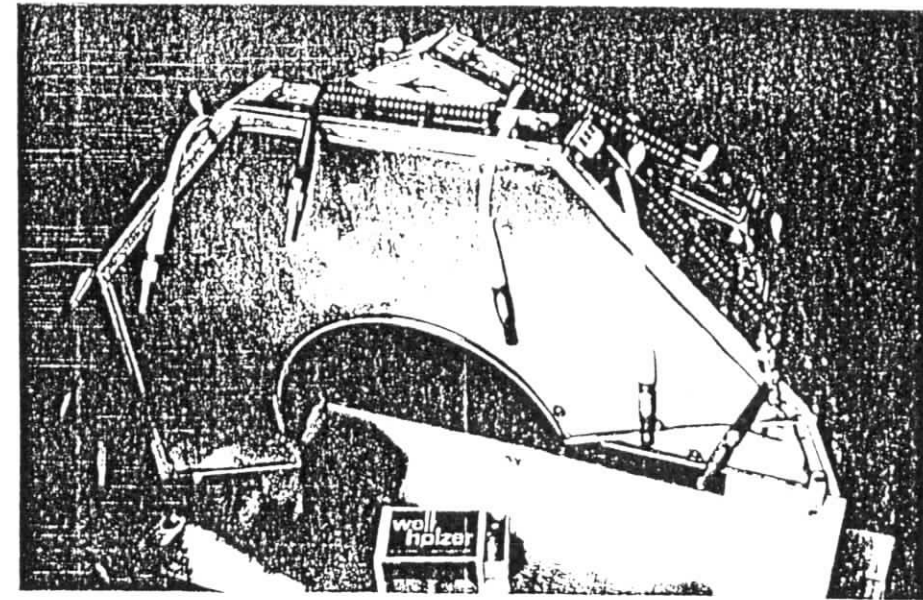


Abbildung 17. Meßanordnung auf Fahrtisch II

denen Jede 8 einzelne Vorverstärker enthält, waren in ein abschirmendes Gehäuse eingebaut. Von den Verstärkern gelangten die Signale über 20 m lange Kabel zu den START-Eingängen der TDC-Karten.

Die TDC-Karten befanden sich zusammen mit einer TDC-Controller Karte in einem PLUTO-TDC-Überrahmen. Das Auslesen der TDCs wurde mit einem Prozessrechner vom Typ PDP 11/04 durchgeführt, der hierzu über CAMAC-Input- und Output-Register auf den TDC-Controller zugreifen konnte.

Zum Triggern der Auslese-Elektronik wurden 5 Szintillationszähler ( $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$ ,  $C_4$  und Veto-Trigger) verwendet, die entlang der Strahlachse aufgebaut waren.  $C_1$  befand sich unmittelbar hinter dem Ablenkmagneten, der die Strahlenergie definiert.  $C_2$  und  $C_3$  waren vor dem Fahrtisch I,  $C_4$  und der Veto-Trigger vor dem Fahrtisch II aufgestellt. In die Szintillatorplatte des Veto Triggers war ein Loch gebohrt worden, so daß durch die Koinzidenz der Signale von  $C_1$ - $C_4$  und dem invertierten Signal des Veto Triggers ein Strahl von 5 mm Durchmesser definiert wurde.

Das Trigger-Signal gelangte zunächst auf den Eingang der Veto Unit im CAMAC-Überrahmen. Die Veto-Unit arbeitet wie ein von der PDP steuerbarer Ein-/Aus-Schalter; sie hat die Aufgabe, ein Trigger-Signal nur dann zur Auslese-Elektronik durchzulassen, wenn die PDP zur Datenaufnahme

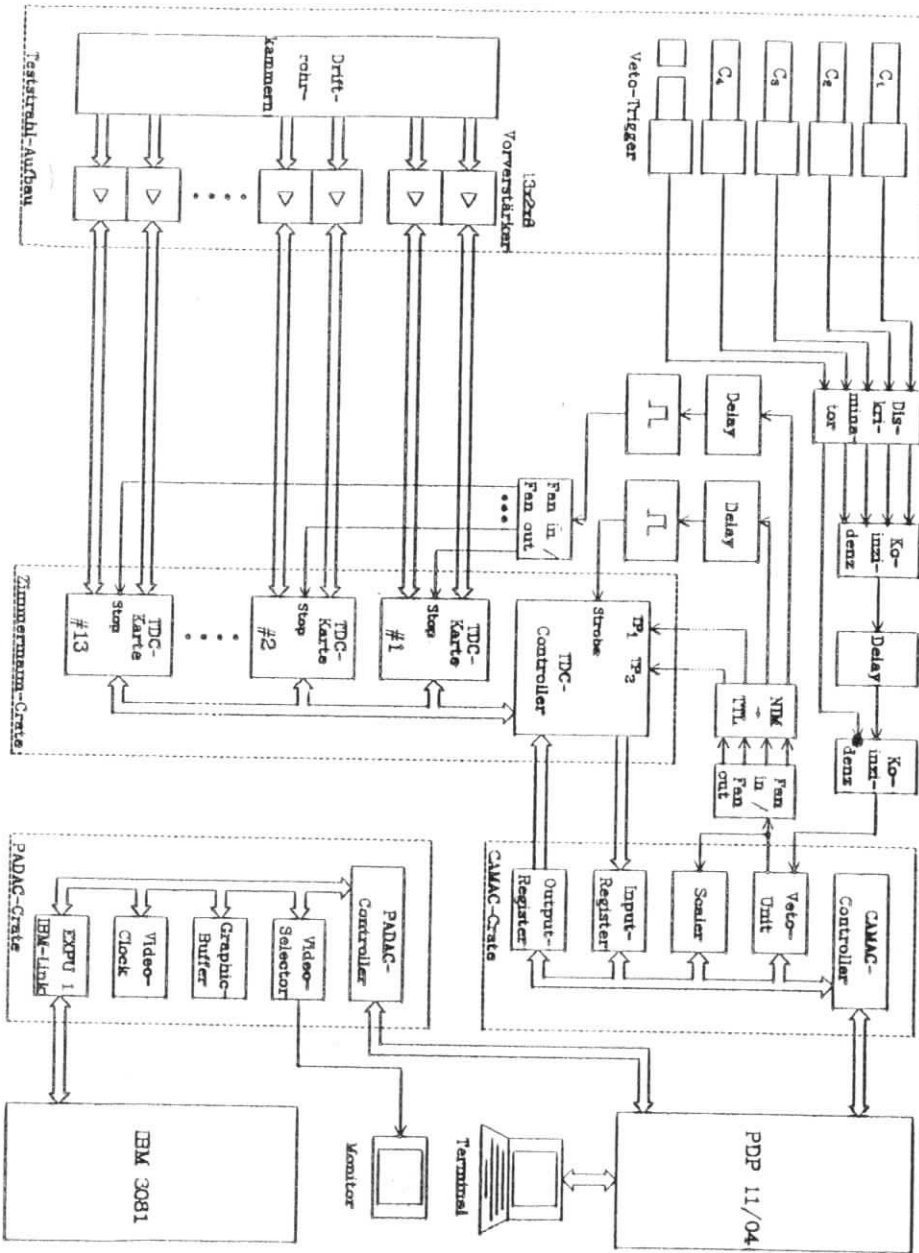


Abbildung 18. Auslese-Elektronik

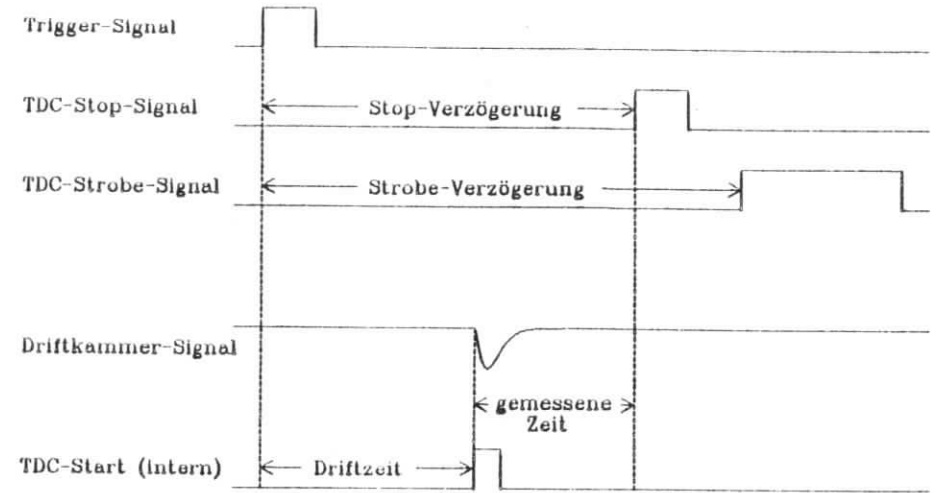


Abbildung 19. Zeitliche Relation der TDC-Signale

bereit ist. Vom Ausgang der Veto-Unit wurde das Trigger-Signal einerseits zu einem Scaler im CAMAC-Überrahmen geführt, der eine Unterbrechungsanforderung an die PDP generierte, um das Auslesen der TDCs zu veranlassen. Andererseits wurden aus dem Trigger-Signal die Steuersignale STOP und STROBE für die TDCs abgeleitet.

Das STOP-Signal, das allen TDCs einer Karte gemeinsam ist, beendet die Zeitmessung. Anschließend wird, sofern das STROBE-Signal vorhanden ist, die gemessene Zeitdifferenz in einen digitalen Wert umgesetzt. Für die verwendeten PLUTO-TDCs ist eine Konversionskonstante von 0,5 ns / bit angegeben.

Der zeitliche Bezug der Signale zueinander ist schematisch in Abbildung 19 dargestellt. Der in der Abbildung als "Driftzeit" bezeichnete zeitliche Abstand zwischen Trigger-Signal und Start des TDC entspricht nur im Idealfall der tatsächlichen Driftzeit. Unter realen Bedingungen gehen noch Signallaufzeiten auf den Kabeln und in den Geräten ein.

Sowohl die Breite der STOP- und STROBE-Impulse als auch deren Verzögerung gegenüber dem Trigger-Signal konnten getrennt eingestellt werden, um die Signallaufzeiten auszugleichen. Die während der Teststrahlungsmessungen verwendeten Einstellungen sind in Tab.2 (S. 33) aufgeführt.

|              | Strobe-Signal |        | Stop-Signal  |        |
|--------------|---------------|--------|--------------|--------|
|              | Verzögerung   | Breite | Verzögerung  | Breite |
| Testpulsruns | 300 ns        | 700 ns | 275 - 625 ns | 100 ns |
| Messruns     | 90 ns         | 450 ns | 10 ns        | 100 ns |

Tab.2 Einstellungen der Zeitgeber

Die digitalisierten Zeitdifferenzen zwischen START- und STOP-Signal wurden von der PDP aus jedem TDC ausgelesen und gespeichert. Mit Hilfe der Einschübe im PADAC-Überrahmen [HOC79] wurden die Daten sowohl zum IBM-3081-Rechner des DESY-Rechenzentrums übertragen, als auch für die Online-Kontrolle auf einem Monitor in Form von Histogrammen dargestellt.

## 5.0 AUSWERTUNG DER TESTSTRAHLMESSTUNGEN

### 5.1 TDC-KALIBRATION

Um den ausgelesenen TDC-Inhalten die entsprechenden Driftzeiten zuzuordnen zu können, mußten zunächst alle 208 TDCs kalibriert werden. Allgemein gilt für die Beziehung zwischen TDC-Inhalt und der Zeitdifferenz zwischen Start- und Stop-Signal:

$$\text{TDC-Kanal} = P_0 + \alpha \cdot (t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}) \quad (5.1)$$

wobei die Größen  $P_0$  und  $\alpha$  Konstanten des entsprechenden TDC sind.

Die Kalibration erfolgte in 2 Schritten:

Im ersten Schritt wurden die Kennlinien für alle TDCs bestimmt. Dazu wurden 9 Testpuls-Runs mit je 3000 Ereignissen durchgeführt, bei denen ein Impulsgenerator die Trigger-Signale für die Auslese-Elektronik erzeugte. Die Trigger-Impulse steuerten zusätzlich die beiden Testpuls-Eingänge  $TP_1$  und  $TP_2$  des TDC-Controllers an, so daß alle TDCs gestartet wurden. Die Verzögerungszeit, nach der das Stop-Signal auf die TDC-Karten gelangte, variierte zwischen 275 ns und 625 ns. Aufgrund von Signallaufzeiten auf Kabeln und in Elektronikkomponenten entspricht die Zeitdifferenz  $t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}$  nicht der eingestellten Verzögerungszeit. Für die Testpulsruns gilt daher die Beziehung:

$$\begin{aligned} \text{TDC-Kanal} &= P_0 + \alpha \cdot (t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}) \\ &= P_0 + \alpha \cdot (t_{\text{stop-Verzögerung}} + t_{\text{const}}) \\ &= P_{\text{rel}} + \alpha \cdot t_{\text{stop-Verzögerung}} \end{aligned} \quad (5.2)$$

$$\text{mit } P_{\text{rel}} = P_0 + \alpha \cdot t_{\text{const}}$$

An die Mittelwerte der TDC-Kanal-Verteilungen, die sich für jede eingestellte Verzögerungszeit ergaben, wurden Geraden entsprechend Gleichung 5.2 angepaßt. Die Steigung  $\alpha$  der Geraden gibt an, wieviele TDC-Kanäle einer ns entsprechen. Die Werte für  $\alpha$  lagen zwischen 1.86 und 2.15 Kanäle/ns mit  $\Delta\alpha \leq 0.006$ .  $P_{\text{rel}}$  wird als relatives Pedestal des TDC bezeichnet und ist, im Gegensatz zu  $P_0$ , keine Konstante des TDC, sondern vom verwendeten Meßaufbau abhängig. Der Fehler des relativen Pedestals war für alle TDCs  $\Delta P_{\text{rel}} \approx 1$  Kanal. Die Ergebnisse der Testpulsruns für einen typischen TDC sind in Abbildung 20 auf Seite 35 und die entsprechende Ausgleichsgerade in Abbildung 21 auf Seite 36 dargestellt.

Im zweiten Schritt wurden die absoluten Pedestals der TDCs aus den Meßdaten selbst bestimmt. Für die Meßreihen gilt:

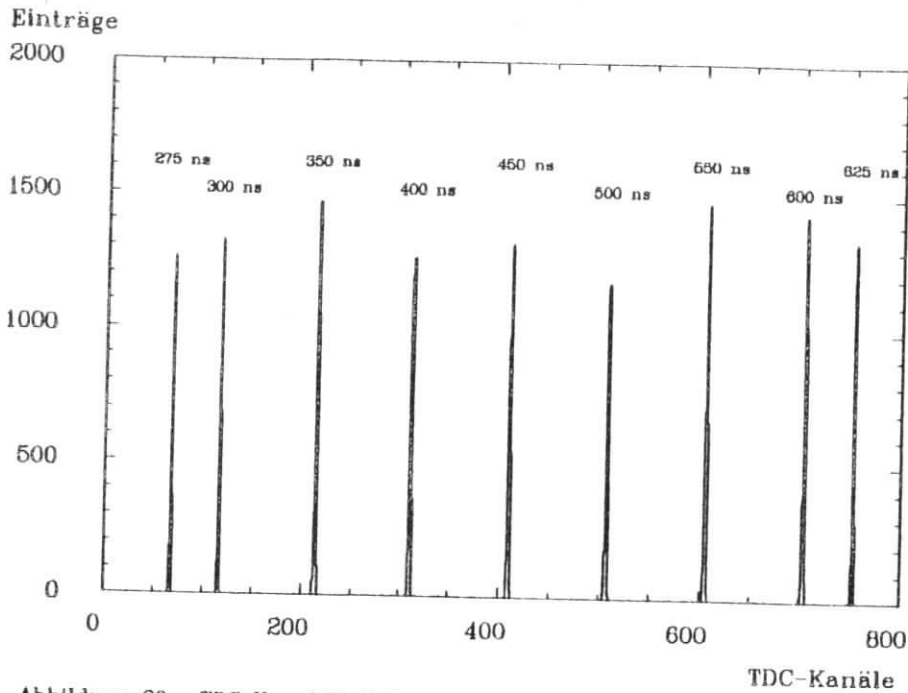


Abbildung 20. TDC-Kanal-Verteilungen in Testpulsruns: Gemessene Kanal-Verteilungen eines typischen TDC bei 9 verschiedenen Verzögerungszeiten.

$$\begin{aligned} \text{TDC-Kanal} &= P_0 + \alpha \cdot (t_k - t_{\text{Drift}}) \\ &= P_{\text{rel}} + \alpha \cdot (P_{\text{abs}} - t_{\text{Drift}}) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Zur Bestimmung der absoluten Pedestals wurde für jeden TDC ein Zeitspektrum

$$t_{\text{Spektrum}} = \frac{\text{TDC-Kanal} - P_{\text{rel}}}{\alpha} \quad (5.4)$$

aus den Daten erzeugt. Jeweils für die 4 TDCs, die

- sich auf derselben TDC-Karte befanden,
- an dieselbe Vorverstärker-Karte angeschlossen waren,
- von demselben Testpuls-Eingang angesteuert wurden,

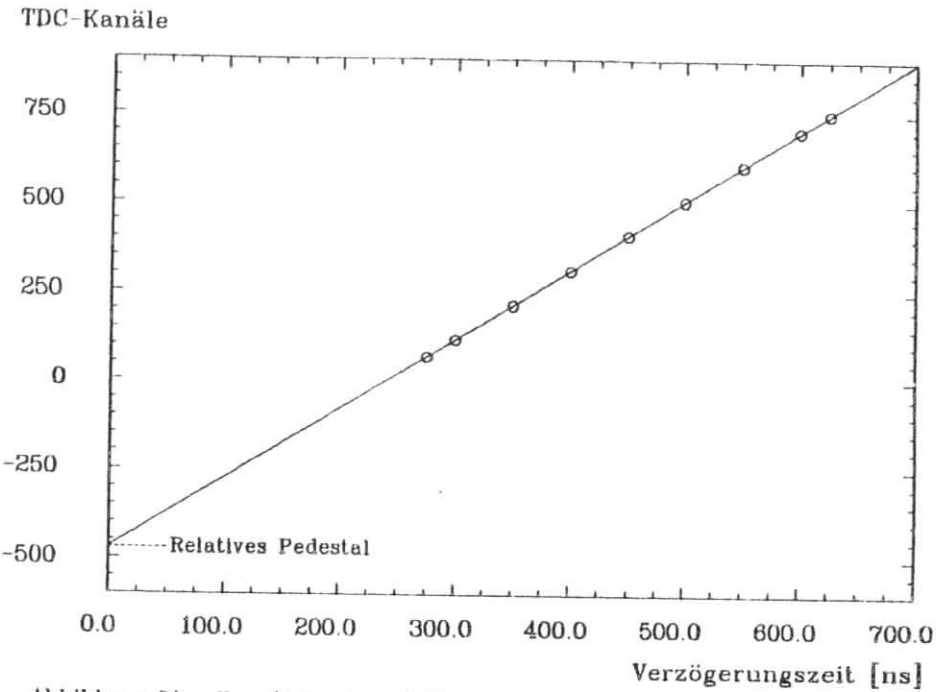


Abbildung 21. Kennlinie eines TDC

sind die Signallaufzeiten in Leitungen und Elektronikkomponenten gleich, so daß die Unterschiede zwischen den TDCs nur durch  $P_{\text{rel}}$  und  $\alpha$  beschrieben werden. Die Zeitspektren dieser TDCs können überlagert werden, weil sie das gleiche absolute Pedestal  $P_{\text{abs}}$  haben. In den Zeitspektren entsprechen den hohen Zeiten  $t_{\text{Spektrum}}$  niedrige Driftzeiten und umgekehrt. Daher wurde an die rechte Flanke jedes Spektrums eine Gauß'sche Dichtefunktion

$$N(t_{\text{Spektrum}}) = N_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \int_{t_{\text{Spektrum}}}^{\infty} \exp\left[-\frac{(x-t_0)^2}{2\sigma^2}\right] dx \quad (5.5)$$

mit  $N_0$ ,  $t_0$  und  $\sigma$  als freien Parametern angepaßt. Als Pedestal wurde  $P_{\text{abs}} = t_0 + \sigma$  gewählt. Ein typisches Zeitspektrum mit angepaßter Funktion ist in Abbildung 22 auf Seite 37 dargestellt.

Die dem gemessenen TDC-Kanal entsprechende Driftzeit ergibt sich dann zu :



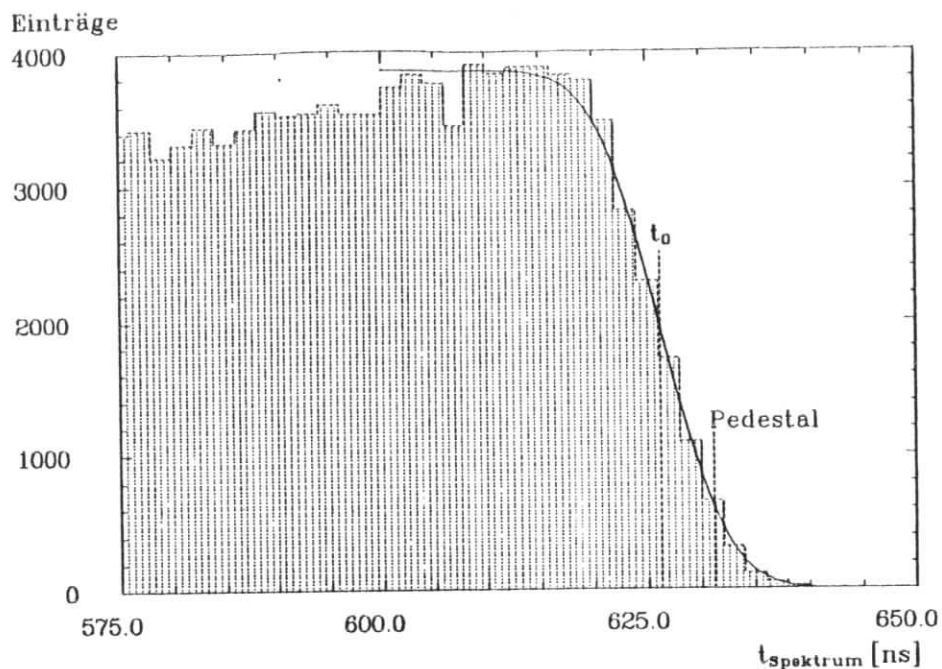


Abbildung 22. Zeitspektrum mit angepaßter Funktion

$$t_{\text{Drift}} = P_{\text{abs}} - \frac{\text{TDC-Kanal} - P_{\text{rel}}}{\alpha} \quad (5.6)$$

## 5.2 SELEKTION DER DATEN

Während der Testmessungen wurden ca. 500000 Ereignisse registriert und gespeichert. In dieser Datenmenge sind Untergrundereignisse enthalten, die für die weiteren Auswertungsschritte nicht verwendbar sind. Der größte Teil des Untergrunds besteht aus Ereignissen,

- in denen das Elektron innerhalb der Meßanordnung einen Schauer hervorgerufen hat,
- in denen zwei oder mehr Elektronen nahezu gleichzeitig die Meßanordnung durchquert haben,
- in denen nahezu gleichzeitig mit dem Teststrahlenelektron ein kosmisches Teilchen aufgetreten ist.

Diese unbrauchbaren Ereignisse wurden durch mehrere Selektionsschritte aus der Gesamtmenge der Daten entfernt.

Die Driftrohrkammersegmente auf Fahrtisch I wurden zur Rekonstruktion der Elektronenbahnen verwendet. Um die eindeutige Bestimmung einer Spur zu erreichen, wurden an die Meßdaten folgende Anforderungen gestellt :

- In jedem Segment mußten genau zwei Signaldrähte angesprochen haben.
- Die beiden angesprochenen Signaldrähte eines Segments mußten zu benachbarten Driftrohren in unterschiedlichen Rohrlagen gehören.
- Die Summe der gemessenen Driftzeiten jedes Segments mußte in einem definierten Intervall liegen.  
Diese Forderung ergibt sich aus der Tatsache, daß die Summe der Driftstrecken gleich dem Rohrradius ist. Da die Driftgeschwindigkeit näherungsweise konstant ist, ist auch die Driftzeitsumme annähernd konstant. Für ein zulässiges Ereignis liegt die Zeitsumme zwischen 70 ns und 160 ns.

Durch diese Selektionsschritte konnte der größte Teil derjenigen Ereignisse, in denen mehrere Teilchen auftraten, eliminiert werden.

Die Meßdaten der Driftrohrkammersegmente auf Fahrtisch II mußten folgende Bedingungen erfüllen :

- In jeder der versetzten Segmentebenen durften in höchstens einem Segment Signaldrähte angesprochen haben.
- In einem Segment durften maximal zwei Signaldrähte angesprochen haben.
- Wenn in einem Segment genau zwei Signaldrähte angesprochen hatten, dann mußten bezüglich Drahtkonfiguration und Zeitsumme die gleichen Bedingungen wie für die Segmente auf Fahrtisch I erfüllt sein.

## 5.3 MESSUNG DER DRIFTZEIT-ORT-BEZIEHUNG

Einen wesentlichen Bestandteil der Auswertung bildete die Bestimmung der Driftkurve für die Driftrohrkammern, die die Beziehung zwischen gemessener Driftzeit und dem zurückgelegten Weg der Driftelektronen beschreibt.

Als erste Näherung wurde die Driftzeit-Ort-Beziehung aus der bekannten Driftgeschwindigkeits-Feldstärke-Relation für Argon/Propan berechnet. Aufgrund der Zylindersymmetrie der Driftrohre ergibt sich die Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke vom Signaldrahtabstand zu [SAU77] :

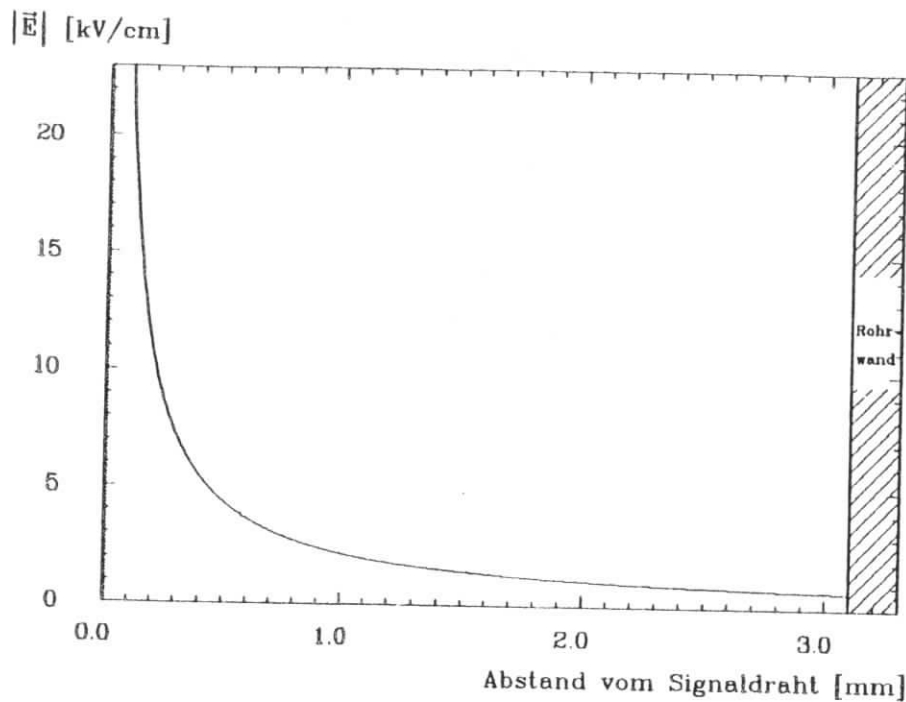


Abbildung 23. Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke vom Drahtabstand

$$|\vec{E}(r, U_0)| = \frac{U_0}{\ln(\text{Rohrinnenradius/Drahtradius})} \cdot \frac{1}{r} \quad (5.7)$$

Abbildung 23 zeigt diese Funktion für die Nennbetriebsspannung  $U_0=1250$  V. Entsprechend Gl. (3.3) kann die Driftkurve dann aus der Feldstärke-Orts-Funktion und der Driftgeschwindigkeits-Feldstärke-Funktion (s. Abbildung 8 auf Seite 16) berechnet werden.

Diese angenäherte Driftkurve bildete den Ausgangspunkt für die Bestimmung der korrekten Driftkurve durch ein iteratives Verfahren, das im folgenden beschrieben wird.

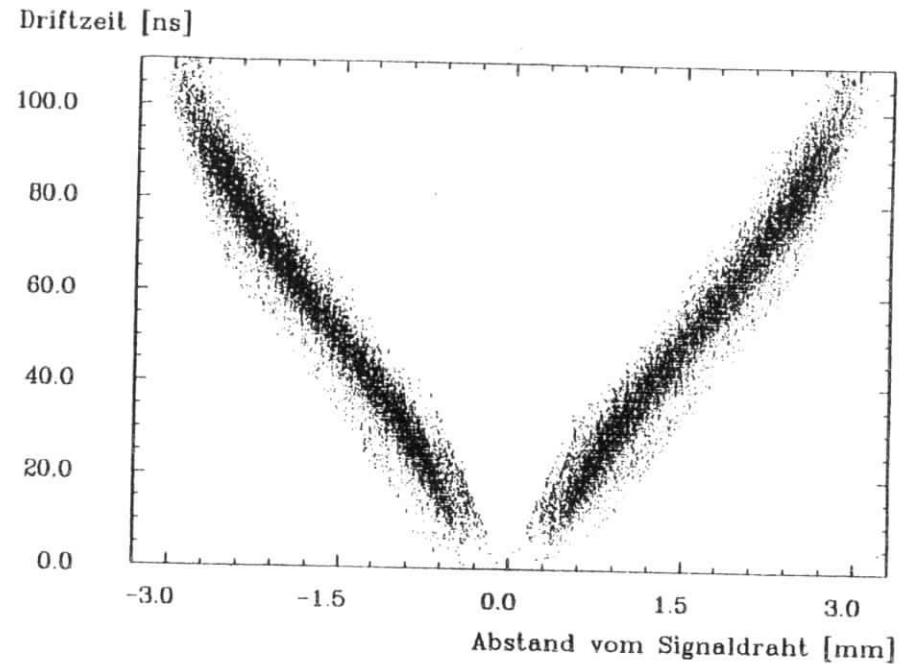


Abbildung 24. Endgültige Driftkurve (V-Plot): Die durch die Anpassungsrechnung bestimmten Drahtabstände  $y_{n, \text{gefittet}}$  sind gegen die gemessenen Driftzeiten aufgetragen.

### 5.3.1 Iteratives Verfahren zur Bestimmung der Driftkurve

Aus den Zeitspektren konnte der Bereich der zulässigen Driftzeiten abgeschätzt werden, so daß sich als maximale Driftzeit  $t_{\text{max}} = 110$  ns ergab. Wenn in einem Ereignis eine gemessene Driftzeit  $t_{\text{Drift}} > t_{\text{max}}$  auftrat, dann wurde diese Driftzeit zu  $t_{\text{max}}$  gesetzt. Aufgrund der Subtraktion des Pedestals von der gemessenen Zeit können Driftzeiten  $< 0$  auftreten. Diese negativen Driftzeiten wurden zu 0 gesetzt.

Mit Hilfe der Driftkurve wurden für die gemessenen Driftzeiten die entsprechenden Driftstrecken berechnet. Aus der Konfiguration der angesprochenen Signaldrähte ergaben sich die Vorzeichen, mit denen die Driftstrecken dann zu den Drahtpositionen addiert wurden.

An die so erhaltenen Werte  $y_{n, \text{gemessen}}$  wurde eine Ausgleichsfunktion unter Berücksichtigung der Drehwinkel der Segmente angepaßt. Die Wahl einer geeigneten Funktion und deren Berechnung aus den Meßdaten wird im Kapitel "Spurrekonstruktion" auf Seite 44 näher beschrieben.



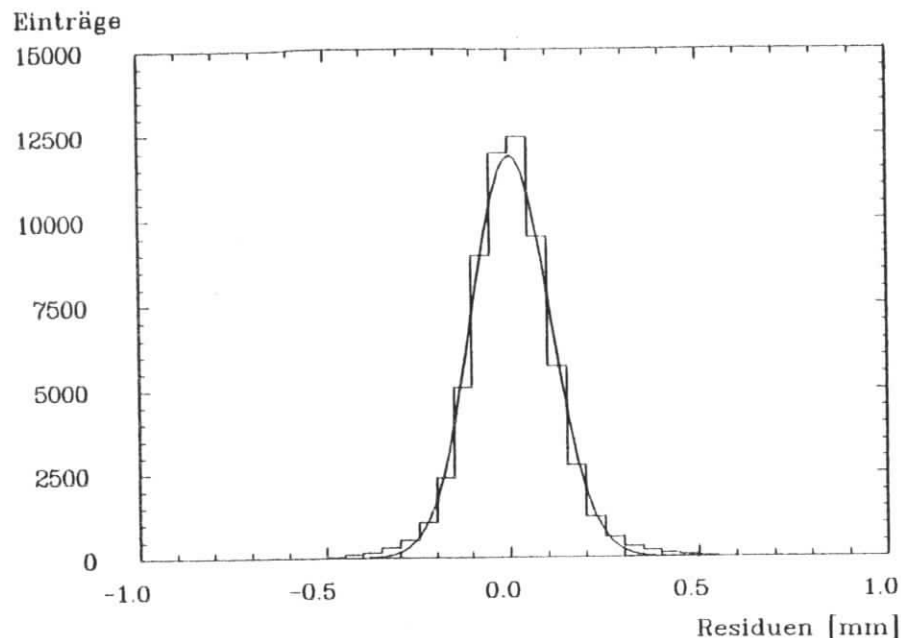


Abbildung 25. Verteilung der Residuen:  $\Delta y_n = y_{n,\text{gemessen}} - y_{n,\text{gefittet}}$ . Die eingezeichnete Kurve ist eine an die Residuenverteilung angepaßte Gaußfunktion.

Der zulässige Driftzeitbereich  $[0, t_{\text{max}}]$  wurde in Intervalle von 5 ns Breite unterteilt. In jedem Intervall wurde dann der Mittelwert der gefitteten Drahtabstände  $y_{n,\text{gefittet}}$  aller Meßwerte gebildet, deren Driftzeiten in diesem Intervall lagen. Aus den Mittelwerten wurde durch eine kubische Spline-Interpolation [BLO81] die neue Driftkurve berechnet, wobei als Randbedingungen  $y(t_{\text{Drift}}=0) = 0$  und  $y(t_{\text{Drift}}=t_{\text{max}}) = \text{Rohrinnenradius}$  festgelegt waren. Die so erhaltene neue Driftkurve bildete den Ausgangspunkt für den nächsten Iterationsschritt.

Eine erste Beurteilung der Driftkurve ist anhand des V-Plots möglich, in dem die gefitteten Drahtabstände gegen die Driftzeit aufgetragen sind. Die beiden "Arme" des V liegen bei Benutzung der korrekten Driftkurve symmetrisch zur  $t_{\text{Drift}}$ -Achse und treffen sich im Nullpunkt. Abbildung 24 auf Seite 40 zeigt den V-Plot für die endgültige Driftkurve <sup>4</sup>.

Für jede Rohrlage wurde die Verteilung der Residuen  $\Delta y_n = y_{n,\text{gemessen}} - y_{n,\text{gefittet}}$  ermittelt. Bei Verwendung der richtigen Driftkurve sind die Residuen gaußförmig um den Nullpunkt verteilt. Abbildung 25 zeigt die resultierende Residuenverteilung nach der Bestimmung der korrekten

Driftkurve. Eine asymmetrische Verteilung ist ein Indiz für eine noch nicht korrekte Driftkurve, während eine Verschiebung des Maximums auf eine systematische Abweichung der Segmentposition von der Sollposition hindeutet. Falsch gewählte Pedestals oder Fehler der Driftkurve in einzelnen Driftzeitbereichen führen dazu, daß die Residuen-Verteilung aus der Überlagerung von gegeneinander verschobenen Gaußkurven besteht. Die Beurteilung der Qualität der verwendeten Driftkurve ist außerdem durch den Vergleich der  $\chi^2$ - und Probability-Verteilungen mit den erwarteten Verteilungen möglich. Für jedes Ereignis wurden die Werte

$$\chi^2 = \sum_n \left[ \frac{y_{n,\text{gemessen}} - y_{n,\text{gefittet}}}{\sigma_n} \right]^2 \quad (5.8)$$

und

$$P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} d\xi F_\lambda(\xi) \quad (5.9)$$

$$F_\lambda(\xi) = \frac{1}{2} \cdot \frac{(\xi/2)^{(\lambda/2 - 1)} \cdot e^{-\xi/2}}{\Gamma(\lambda/2)} \quad (5.10)$$

berechnet.  $F_\lambda$  ist die  $\chi^2$ -Funktion für  $\lambda$  Freiheitsgrade, wobei  $\lambda$  die Anzahl der Meßpunkte des Fits abzüglich der Anzahl der durch den Fit bestimmten Parameter ist.

Im Idealfall würde die aus den Meßdaten ermittelte  $\chi^2$ -Verteilung mit der Funktion  $F_\lambda$  übereinstimmen, und die Probability-Werte wären gleichverteilt.

Eine Verschiebung der  $\chi^2$ -Verteilung zu kleineren Werten deutet darauf hin, daß der angenommene Fehler in der Ortsbestimmung zu groß gewählt

<sup>4</sup> Im V-Plot sind nur sehr wenige Einträge in der Nähe des Nullpunkts enthalten. Trifft eine Spur senkrecht auf ein Driftrohrkammersegment, dann entspricht der Bereich in Signaldrahtnähe der einen Rohrlage gerade dem Bereich der Rohrwände in der zweiten Rohrlage, so daß in der zweiten Rohrlage kein Signal festgestellt wird. Solche Ereignisse wurden aber durch die Datenselektion verworfen.

Die Einträge in Nullpunktnähe werden daher durch Spuren verursacht, die das Segment schräg durchqueren. Diese Ereignisse sind jedoch sehr viel seltener als die senkrecht auftreffenden Spuren.

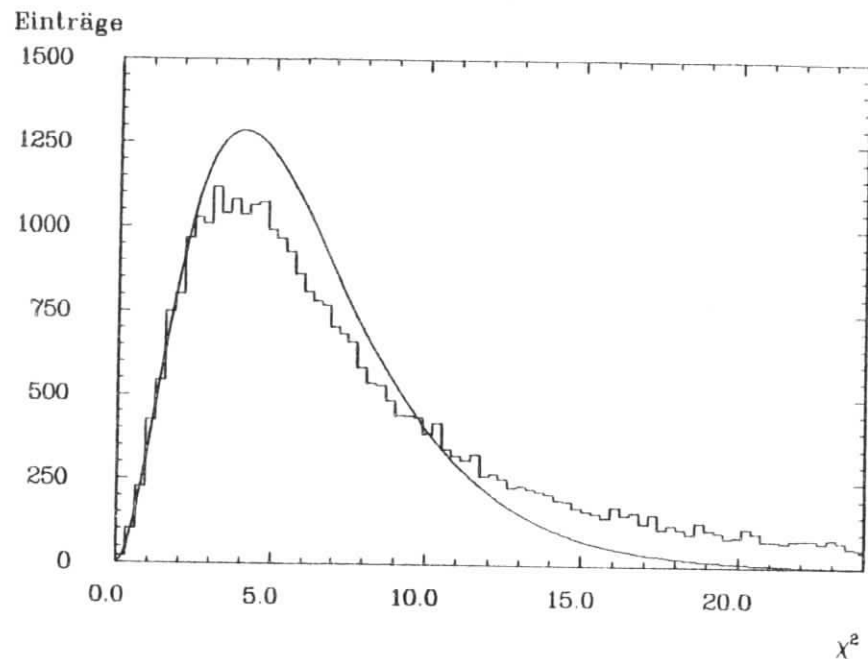


Abbildung 26. Gemessene  $\chi^2$ -Verteilung: Die eingezeichnete Kurve entspricht der  $\chi^2$ -Funktion für 6 Freiheitsgrade.

wurde. Eine Verschiebung zu größeren  $\chi^2$ -Werten wird durch eine falsche Driftkurve oder einen zu kleinen angenommenen Fehler verursacht. Anhand der berechneten  $\chi^2$ -Werte konnte außerdem ein großer Teil der Untergrundereignisse, die durch die bisherigen Selektionsschritte noch nicht aus den Meßdaten entfernt worden waren, identifiziert werden. Ereignisse mit  $\chi^2$ -Werten  $> 24$  (entsprechend Probability-Werten  $< 0,0005$ ) wurden daher in der Auswertung nicht berücksichtigt.

Da 12 Meßpunkte zur Verfügung standen und 6 Parameter durch den Spurfit bestimmt wurden, beträgt die Anzahl der Freiheitsgrade  $\lambda=6$ . Die Verteilung der gemessenen  $\chi^2$ -Werte für die endgültige Driftkurve sowie die erwartete Funktion  $F_\lambda$  für  $\lambda=6$  wird in Abbildung 26 gezeigt, und in Abbildung 27 auf Seite 44 ist die zugehörige Verteilung der Probability-Werte dargestellt. Obwohl die Lage des Maximums der gemessenen  $\chi^2$ -Verteilung dem erwarteten Wert entspricht, ist die Anzahl der Einträge bei hohen  $\chi^2$ -Werten zu groß. Daraus resultiert auch der Peak in der Probability-Verteilung am Nullpunkt. Dieses Verhalten konnte auch durch Variation der Driftkurvenparameter nicht beseitigt werden.

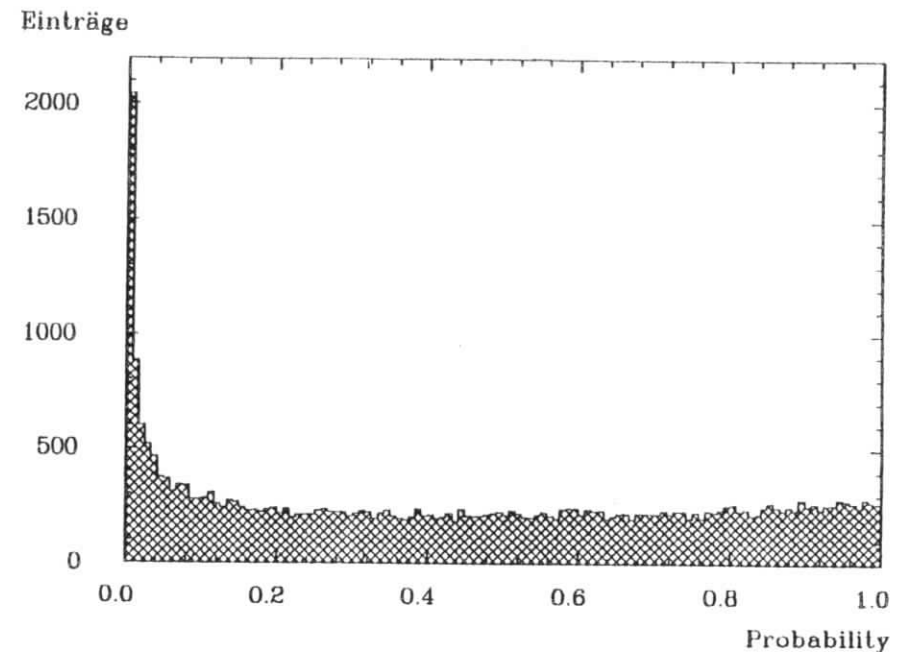


Abbildung 27. Probability-Verteilung der gemessenen  $\chi^2$ -Werte

Die Iteration der Driftkurve wurde solange fortgesetzt, bis keine Verbesserung mehr möglich war. Abbildung 28 auf Seite 45 zeigt die Driftkurve, die sich nach 8 Iterationen ergeben hatte.

### 5.3.2 Spurrekonstruktion

Für die Rekonstruktion der Spur des Elektrons wurden die 6 Driftrohrkammersegmente auf Fahrtisch I verwendet, so daß 12 Meßpunkte zur Verfügung standen. 3 Segmente waren um  $22,5^\circ$  gegen die anderen 3 Segmente gedreht.

Der zunächst naheliegende Ansatz war, die Bahn des Elektrons durch eine Raumgerade zu beschreiben. Das Koordinatensystem wurde so festgelegt, daß die z-Achse parallel zur Richtung des Elektronenstrahls lag. Entsprechend kann die Spur des Elektrons durch

$$\vec{r}(z) = \begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \\ 0 \end{pmatrix} + z \cdot \begin{pmatrix} a_g \\ b_g \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

Driftweg [mm]

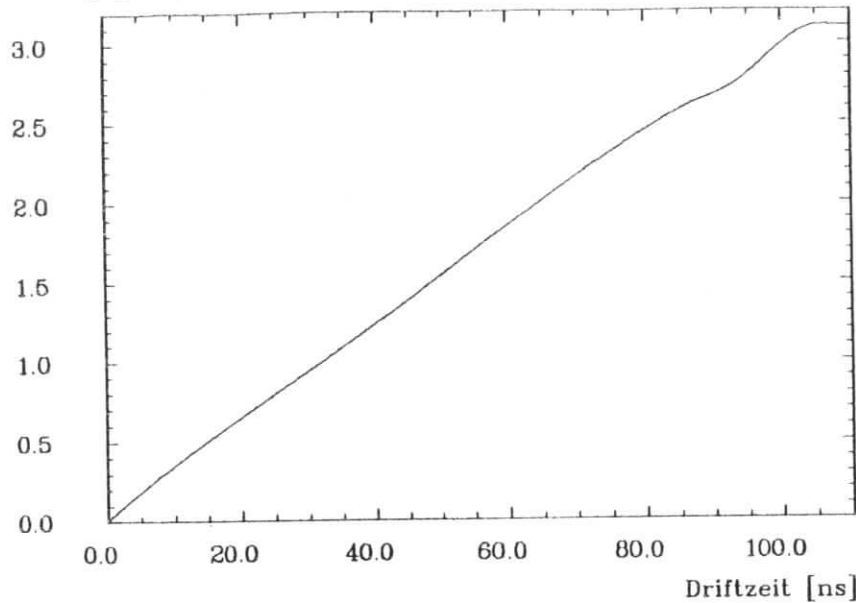


Abbildung 28. Driftkurve

beschrieben werden. Die Parameter der Spur wurden durch eine Anpassung an die Meßdaten nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnet, d.h. die Ableitungen der Funktion  $Q$  nach allen zu bestimmenden Parametern müssen 0 sein :

$$Q = \sum_n \left[ \frac{\vec{r}(z_n) \cdot \begin{pmatrix} \cos(\alpha_n) \\ \sin(\alpha_n) \\ 0 \end{pmatrix} - y_{n,\text{gemessen}}}{\sigma(y_{n,\text{gemessen}})} \right]^2 \quad (5.12)$$

Die Werte  $z_n$  und  $\alpha_n$  geben die z-Koordinate des n-ten Signaldrahts und den Drehwinkel des zugehörigen Driftrohrkammersegments bezüglich der x-Achse an. Die einzelnen Meßpunkte wurden mit  $1/\sigma^2(y_{n,\text{gemessen}})$  entsprechend der erwarteten Ortsauflösung gewichtet (s. "Die erwartete Ortsauflösung" auf Seite 48).

Für jeden der 12 Meßpunkte wurde daraufhin die Breite der Residuenverteilung

$$\sigma_{\text{Res}_n} = \sigma(y_{n,\text{gefittet}} - y_{n,\text{gemessen}}) \quad (5.13)$$

$$y_{n,\text{gefittet}} = \vec{r}(z_n) \cdot \begin{pmatrix} \cos(\alpha_n) \\ \sin(\alpha_n) \\ 0 \end{pmatrix}$$

bestimmt. Aus den Kovarianzmatrizen der gefitteten Parameter wurden außerdem die statistischen Fehler  $\Delta\text{Fit}_n$  der rekonstruierten Spur an den einzelnen Meßpunkten berechnet.

Aus statistischen Betrachtungen folgt, daß diese Größen durch die Beziehung

$$\sigma^2_{\text{Res}_n} + \Delta^2\text{Fit}_n \approx \bar{\sigma}^2_n \quad (5.14)$$

miteinander verknüpft sind, d.h. durch quadratische Addition von  $\sigma_{\text{Res}_n}$  und  $\Delta\text{Fit}_n$  ergibt sich die mittlere Ortsauflösung am Meßpunkt n. Gleichung (5.14) ist allgemein gültig, unabhängig vom gewählten Rekonstruktionsansatz, solange folgende Bedingungen erfüllt sind :

- Die Anzahl der im Fit bestimmten Parameter ist kleiner als die Anzahl der Meßpunkte
- Der für die Wichtung des Meßwerts  $y_{n,\text{gemessen}}$  benutzte Wert  $\sigma(y_{n,\text{gemessen}})$  entspricht (zumindest ungefähr) dem wahren Wert der Auflösung
- Der Rekonstruktionsansatz ist geeignet, den wahren Spurverlauf zu beschreiben

Insbesondere wird die Beziehung durch die Anzahl der gefitteten Parameter nicht beeinflusst, da bei Erhöhung der Parameteranzahl die Breite der Residuenverteilung abnimmt, dafür aber der Wert  $\Delta\text{Fit}_n$  zunimmt.

Im Verlauf der Auswertung zeigte sich, daß die so ermittelten Auflösungswerte für die Segmente, die sich in der Mitte der Meßanordnung befanden, sehr viel schlechter waren als für die der äußeren Segmente. Dieses Verhalten konnte weder durch Verändern der Driftkurve noch durch Variation der Parameter der Wichtungsfunktion beeinflusst werden.

Der Versuch einer parabelförmigen Spuranpassung der Form

$$\vec{r}(z) = \begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \\ 0 \end{pmatrix} + z \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \\ 1 \end{pmatrix} + z^2 \cdot \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

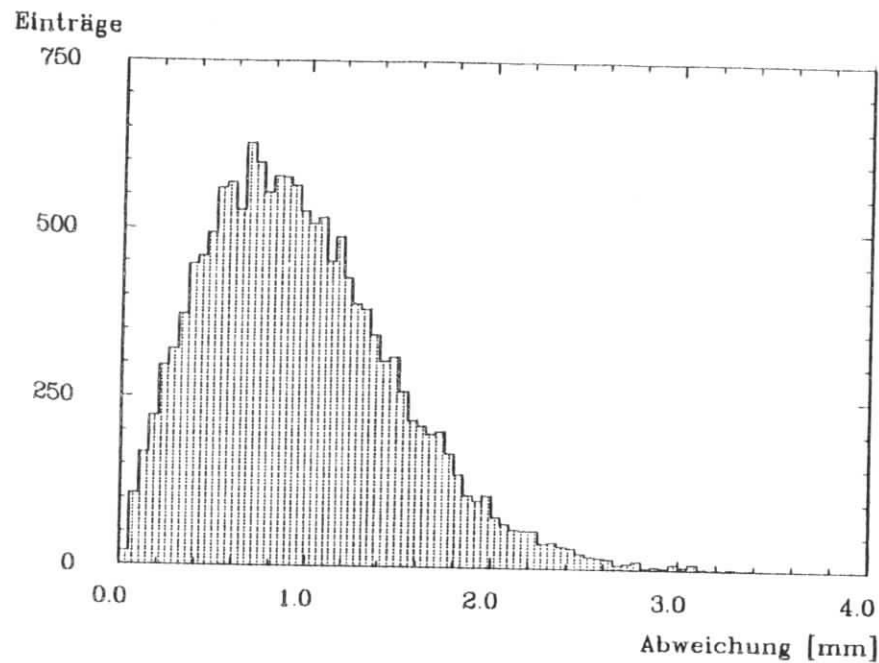


Abbildung 29. Spurbewegung infolge Vielfachstreuung: Abweichung der Spurkoordinaten vom mittleren Auftreffpunkt am Ende des Testaufbaus. Die Verteilung wurde durch Monte-Carlo-Ereignisse ermittelt.

ergab eine erhebliche Verbesserung der Ortsauflösungswerte für die mittleren Segmente, die jetzt nahezu identisch mit denen der äußeren Segmente waren.

Da durch die Selektionsschnitte der größte Teil der Ereignisse mit Schauerbildung aus der Auswertung herausgefallen war, kann ein von der Geraden abweichender Spurverlauf nur durch Vielfachstreuung innerhalb der Driftrohrkammersegmente erklärt werden.

Daher wurden mit einer Simulationrechnung Monte-Carlo-Ereignisse generiert, in denen die Vielfachstreuung innerhalb der Meßanordnung, deren Strahlungslänge  $0,28 X_0$  beträgt, berücksichtigt wurde. Aufgrund der Materieverteilung weichen die Koordinaten der simulierten Spuren am Ende des Testaufbaus von dem Punkt ab, der sich für unbeeinflusste Spuren ergeben würde. Die Verteilung der Abweichungen ist in Abbildung 29 gezeigt. Die Auswertung der Monte-Carlo-Ereignisse ergab bei einer Geradenanpassung an die generierten Daten ebenfalls eine viel zu schlechte Ortsauflösung in den mittleren Segmenten. Dagegen wurde mit

dem Parabelansatz in allen Segmenten derjenige Auflösungswert reproduziert, der im Monte-Carlo-Generator verwendet worden war. In Tab.3 sind die Ortsauflösungen aufgeführt, die sich aus der nach Gl. (5.14) vorgenommenen Auswertung der simulierten Ereignisse ergeben. An die mit einer mittleren Ortsauflösung von  $185,0 \mu\text{m}$  generierten Spurkoordinaten wurden Geraden- und Parabelfits sowohl mit als auch ohne Berücksichtigung der Vielfachstreuung durchgeführt.

|                   | Ortsauflösung für    |                       |                      |                       |
|-------------------|----------------------|-----------------------|----------------------|-----------------------|
|                   | Geradenfit           |                       | Parabelfit           |                       |
|                   | mit Vielfachstreuung | ohne Vielfachstreuung | mit Vielfachstreuung | ohne Vielfachstreuung |
| äußere Segmente   | $192,8 \mu\text{m}$  | $185,5 \mu\text{m}$   | $185,3 \mu\text{m}$  | $185,3 \mu\text{m}$   |
| mittlere Segmente | $213,6 \mu\text{m}$  | $186,0 \mu\text{m}$   | $185,9 \mu\text{m}$  | $185,8 \mu\text{m}$   |

Tab.3 Ortsauflösung für Monte-Carlo-Ereignisse

Aufgrund dieser Ergebnisse ist zu erwarten, dass eine parabelförmige Spuranpassung den Einfluß der Vielfachstreuung in ausreichendem Maße berücksichtigt, ohne daß eine unzulässige Verfälschung der Ergebnisse auftritt.

## 5.4 DIE ORTSAUFLÖSUNG

### 5.4.1 Die erwartete Ortsauflösung

Die Ortsauflösung der Driftrohrkammern wird im wesentlichen durch

- die Positionsunsicherheit der Signaldrähte aufgrund von Fertigungstoleranzen
- die verwendete Ausleseelektronik
- die Eigenschaften des Driftkammergases

bestimmt. Der Einfluß der einzelnen Punkte auf das Auflösungsvermögen von Driftkammern wurde bereits im Kapitel "Die Ortsauflösung von Driftkammern" auf Seite 18 ausführlicher dargestellt. Während die Gaseigenschaften in guter Näherung bekannt sind und der Literatur entnommen werden können [SAU77, JEA79, PEI84], müssen die mechanische und elektronische Genauigkeit abgeschätzt werden.

#### 5.4.1.1 Positionsunsicherheit der Signaldrähte

Aufgrund von Maßabweichungen der verwendeten Bauteile

- Aluminiumrohre
- Endstopfen
- Führungshülsen für die Signaldrähte

sowie Toleranzen bei der Fertigung

- Montage der Segmente
- Verkleben der Aluminiumrohre
- Montage der Endstopfen in den Aluminiumrohren
- Befestigung der Hülsen in den Endstopfen
- Verlöten der Signaldrähte in den Führungshülsen

befinden sich die Signaldrähte nicht in ihrer Sollposition. Der gesamte Fehler für ein Segment (Bauteiltoleranzen und Fertigungsfehler) wird auf

$$\sigma_{Pos} = 50 \mu\text{m}$$

geschätzt.

#### 5.4.1.2 Einfluß der Ausleseelektronik

Bei den in den Testmessungen verwendeten PLUTO-TDCs ist die TDC-Konversions-Konstante 0,5 ns/bit, so daß der Quantisierungsfehler in der Zeitmessung

$$\Delta t_{\text{Quant}} = 0,5 \text{ ns}$$

beträgt.

Aufgrund der hohen Verstärkung der Vorverstärker und der niedrig eingestellten Triggerschwelle der TDC-Karten ist die Ausleseelektronik auf die Elektronenlawine des ersten Primärelektrons sensitiv.

Ortsauflösung  $\sigma$  [ $\mu\text{m}$ ]

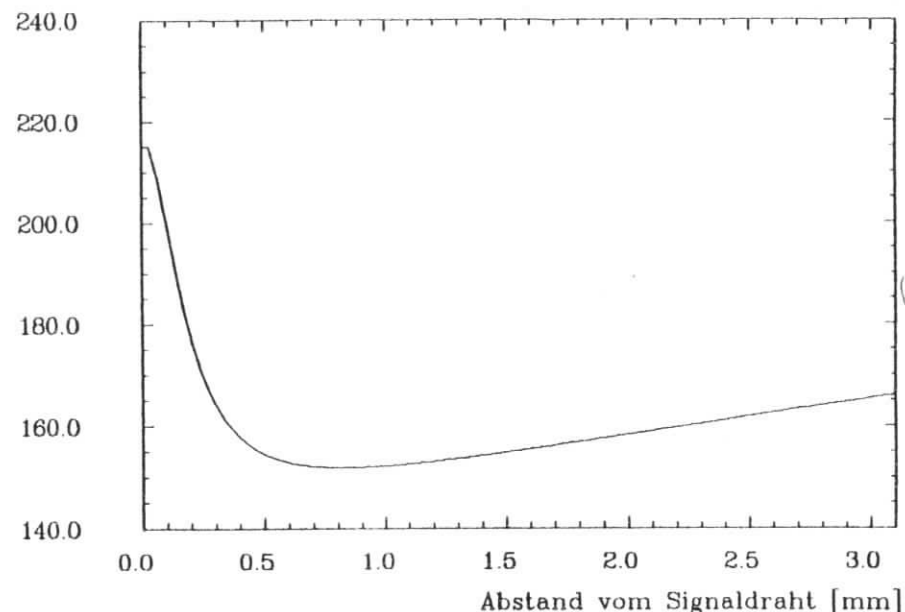


Abbildung 30. Erwartete Ortsauflösung: Abhängigkeit der Ortsauflösung vom Spurbabstand zum Signaldraht

Der Triggerfehler in der Zeitmessung wurde auf

$$\Delta t_{\text{Trigger}} = 4 \text{ ns}$$

abgeschätzt.

#### 5.4.1.3 Eigenschaften des Driftkammergases

Für das bei den Messungen verwendete Driftkammergas Argon/Propan (90%/10%) beträgt die mittlere Anzahl der Primäronisationen pro Längeneinheit nach [SAU77, JEA79]:

$$\langle N_p \rangle = 3,05 \text{ mm}^{-1}$$

Aus der bekannten Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke [JEA79] ergibt sich für die Driftrohrkammern bei  $U_0 = 1250 \text{ V}$  eine mittlere Driftgeschwindigkeit

$$\langle v_{\text{Drift}} \rangle = 32 \mu\text{m/ns}$$

Der Fehlerbeitrag infolge Diffusion ist entsprechend Gl. (3.13) - (3.16)

$$\sigma_{\text{Diff}}(y) = c \cdot \sqrt{y} \quad c = 49 \mu\text{m}/\sqrt{\text{mm}}$$

Der Wert der Konstanten  $c$  wurde aus Meßergebnissen [JEA79] ermittelt.

Der resultierende Gesamtfehler in Abhängigkeit des Abstands der Spur vom Signaldraht, der sich gemäß Gl. (3.20) ergibt, ist in Abbildung 30 auf Seite 50 dargestellt. Der über den Driftrohrradius gemittelte Erwartungswert der Ortsauflösung beträgt dann:

$$\langle \bar{\sigma} \rangle = 165 \mu\text{m}$$

#### 5.4.2 Messung der Ortsauflösung.

Zur Bestimmung der Ortsauflösung wurde eine einzelne Rohrlage des Testaufbaus auf Fahrtisch I betrachtet.

Anhand der Meßwerte der übrigen Rohrlagen wurden die Spuren der Elektronen ermittelt, aus denen dann die Abstände der Spuren von den angesprochenen Signaldrähten der betrachteten Rohrlage berechnet wurden. Der mögliche Bereich der Spurbstände [0, Rohrlinnenradius] wurde in Intervalle von  $35 \mu\text{m}$  Breite unterteilt. Für jedes Ereignis wurde das Residuum  $\Delta y_n = y_{n,\text{gemessen}} - y_{n,\text{gefitet}}$  dem Intervall zugeordnet, in dem der berechnete Spurbstand lag.

Die resultierenden Breiten der Residuenverteilungen würden direkt den Ortsauflösungen in den Intervallen entsprechen, wenn die gefitteten Spuren exakt mit den tatsächlichen Spuren übereinstimmen würden. Da aber die Spuren aus den gemessenen Driftwegen der übrigen Driftrohrlagen ermittelt wurden, sind die berechneten Spurbstände in der betrachteten Rohrlage mit einem Fehler behaftet. Der Fehler in der Spurberechnung führt zu einer Verbreiterung der Residuenverteilungen, so daß aufgrund der Unabhängigkeit von Spurbfehler und Meßfehler in der betrachteten Rohrlage gilt:

$$\sigma_{\text{Res}}^2(y) = \sigma^2(y) + \Delta_{\text{Fit}}^2(y) \quad (5.16)$$

Die Spurbfehler  $\Delta_{\text{Fit}}(y)$  konnten aus den Kovarianzmatrizen der Fits berechnet werden, und wurden ebenfalls den entsprechenden Intervallen zugeordnet. Daraus ergibt sich für jedes Intervall die Ortsauflösung  $\sigma(y)$  zu

Ortsauflösung  $\sigma$  [ $\mu\text{m}$ ]

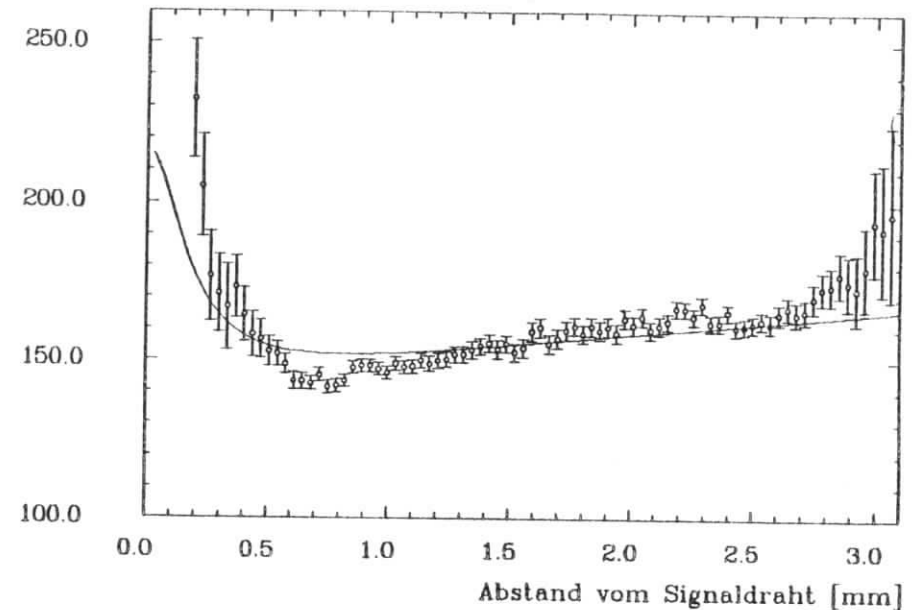


Abbildung 31. Gemessene Ortsauflösung: Abhängigkeit der Ortsauflösung vom Spurbstand zum Signaldraht im Vergleich zur erwarteten Auflösungskurve

$$\sigma(y) = \sqrt{\sigma_{\text{Res}}^2(y) - \Delta_{\text{Fit}}^2(y)} \quad (5.17)$$

Die gemessene Auflösung in Abhängigkeit vom Spurbstand ist in Abbildung 31 dargestellt. Zum Vergleich ist die erwartete Auflösungskurve eingezeichnet. Der Mittelwert der Ortsauflösung ergibt sich zu:

$$\bar{\sigma} = 175 \mu\text{m}$$

Während die gemessene Auflösung in der Mitte der Driftzelle gut mit der erwarteten Ortsauflösung übereinstimmt, liegen die gemessenen Werte in den Randbereichen systematisch über der vorhergesagten Funktion. Dieses Verhalten kann auf die sehr geringe Anzahl von Spuren, die die Driftzelle in den Randbereichen durchquerten, zurückgeführt werden. Im Gegensatz zu den mittleren Intervallen konnte in den äußeren Intervallen aufgrund der geringen Zahl an Ereignissen kein Gaußfit an die gemessenen

Residuenverteilungen durchgeführt werden. Die direkte Berechnung der Breiten der Residuenverteilungen kann jedoch, insbesondere bei wenigen Einträgen, durch einzelne Ereignisse mit großer Abweichung vom Mittelwert stark beeinflusst werden.

## 5.5 BESTIMMUNG DER NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEIT

### 5.5.1 Die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit

Für zwei Driftrohrkammersegmente wurde die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Betriebsspannung untersucht. Dazu wurden 17 Meßreihen durchgeführt, bei denen die an die Segmente auf Fahrtisch II angelegte Hochspannung beginnend bei 950 V in Schritten von 25 V bzw. 50 V erhöht wurde. Bei 1650 V wurden die Messungen abgebrochen, da in den Driftrohrkammern Dauerentladungen stattfanden. Mit den Segmenten auf Fahrtisch I, die mit der Nennbetriebsspannung  $U_0 = 1250$  V betrieben wurden, konnte für jedes Ereignis die Spur des Elektrons bestimmt werden. Durch Extrapolation der Spur wurde der Auftreffpunkt des Elektrons auf die Segmente auf Fahrtisch II berechnet. Ausgewertet wurden nur diejenigen Spuren, deren Auftreffpunkte im zentralen Bereich der Segmente lagen. Durch diesen Selektionsschritt sollte verhindert werden, daß die Ergebnisse durch Effekte, die an den Randbereichen der Driftrohre auftreten können, beeinflusst werden. Der zulässige Auftreffbereich ist in Abbildung 32 auf Seite 54 gezeigt.

Jedes Elektron, das im zulässigen Bereich auftraf, durchquerte zwei Segmente und damit vier Rohrlagen. Innerhalb jeder Rohrlage wurde geprüft, ob einer der Signaldrähte angesprochen hatte.

Für jeden Run wurden die Werte

|           |   |
|-----------|---|
| $n_{Tr}$  | Anzahl der Ereignisse, in denen das Elektron im zulässigen Bereich auftrifft  |
| $n_{RIj}$ | Anzahl der Ereignisse, in denen das Elektron im zulässigen Bereich auftrifft, und in denen ein Signaldraht in Rohrlage j des Segments i anspricht |
| $n_{SI}$  | Anzahl der Ereignisse, in denen das Elektron im zulässigen Bereich auftrifft, und in denen ein Signaldraht in Segment i anspricht                 |

ermittelt.

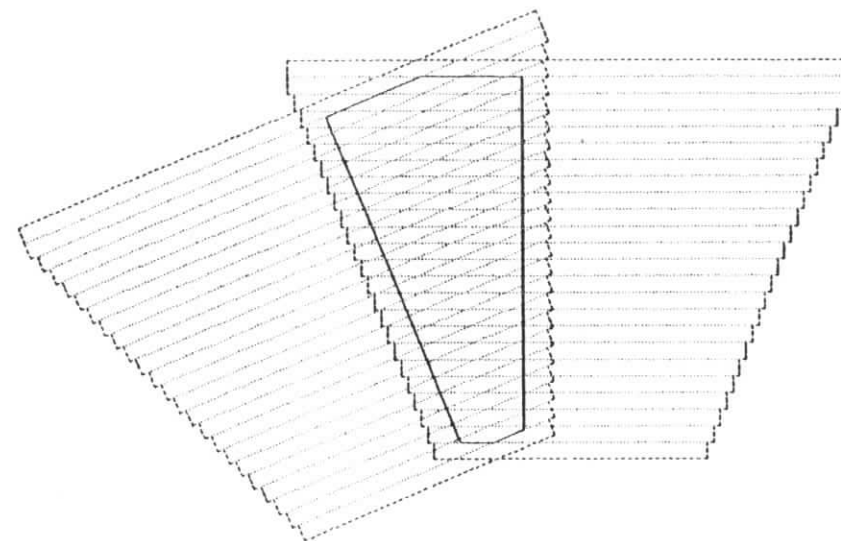


Abbildung 32. Zulässiger Auftreffbereich auf die Driftrohrkammersegmente auf Fahrtisch II

Aus diesen Werten können die Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\eta_{RIj}$  der j-ten Rohrlage des i-ten Segments berechnet werden :

$$\eta_{RIj} = \frac{n_{RIj}}{n_{Tr}} \quad (5.18)$$

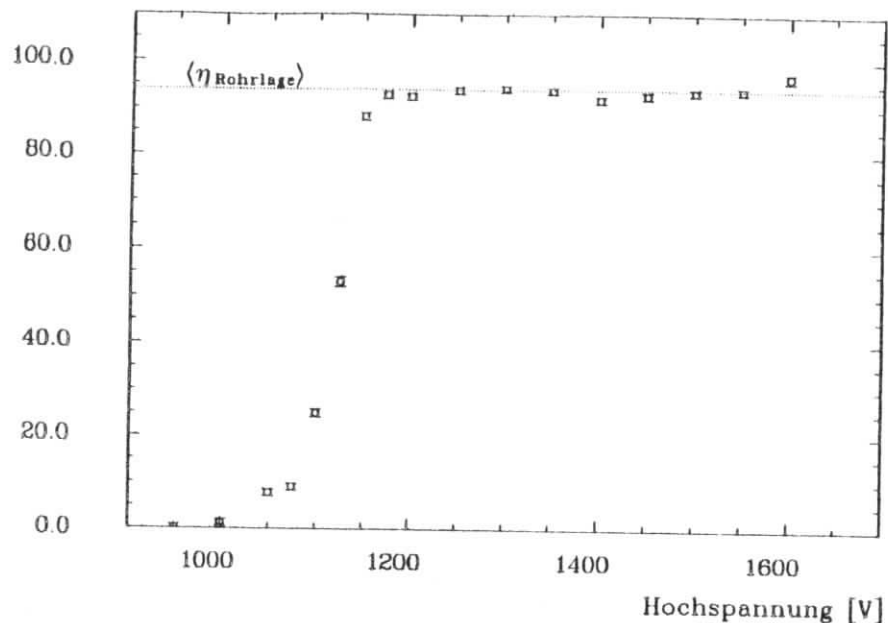
Da es sich bei den Messungen um einen Prozeß handelt, der durch eine Binominalverteilung beschrieben wird, ergibt sich der statistische Fehler  $\Delta\eta_{RIj}$  zu :

$$\Delta\eta_{RIj} = \sqrt{\frac{\eta_{RIj} \cdot (1 - \eta_{RIj})}{n_{Tr}}} \quad (5.19)$$

Entsprechend wird die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta_{BI}$  des gesamten i-ten Segments bestimmt :



Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta_{\text{Rohrlage}}[\%]$



Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta_{\text{Segment}}[\%]$

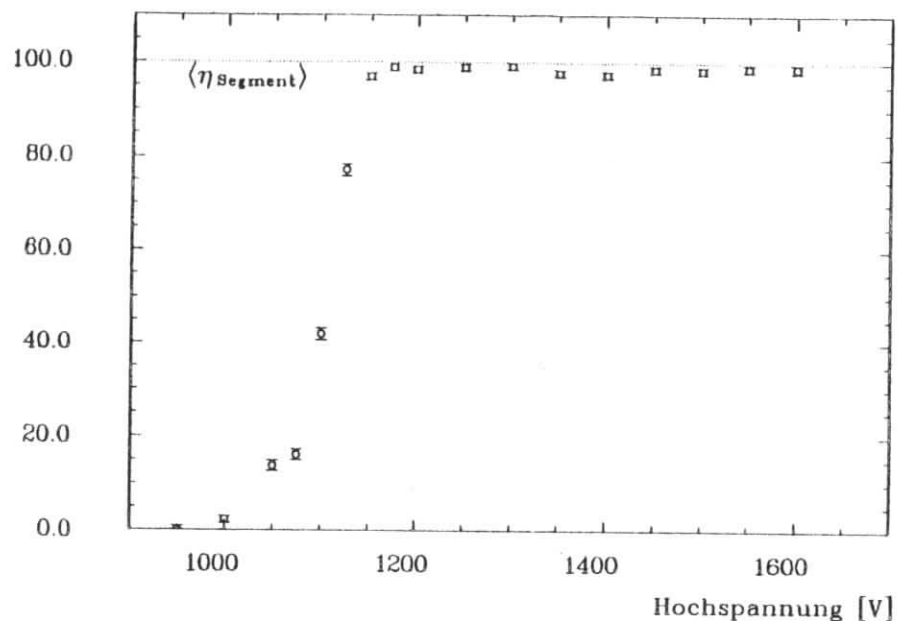


Abbildung 33. Nachweiswahrscheinlichkeit einer Rohrlage eines Driftrohrkammersegments

$$\eta_{\text{sl}} = \frac{n_{\text{sl}}}{n_{\text{Tr}}} \quad (5.20)$$

$$\Delta\eta_{\text{sl}} = \sqrt{\frac{\eta_{\text{sl}} \cdot (1 - \eta_{\text{sl}})}{n_{\text{Tr}}}}$$

In Abbildung 33 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit einer Rohrlage in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung dargestellt. Dabei wurden die Meßergebnisse aller vier Rohrlagen gemittelt, um einen geringeren statistischen Fehler zu erhalten.

Abbildung 34 auf Seite 56 zeigt entsprechend die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Segment. Auch hier wurden die gemittelten Werte der zwei gemessenen Segmente verwendet. Aus diesen Plateaukurven ist zu ersehen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit im Bereich zwischen 1200 V und

Abbildung 34. Nachweiswahrscheinlichkeit eines Driftrohrkammersegments

1600 V nahezu konstant ist. In Tab.4 (S. 57) sind die über den Plateaubereich gemittelten Meßergebnisse aufgeführt.



| Nachweiswahrscheinlichkeit für |             |             |             | Mittelwert  |
|--------------------------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| Segment # 1                    |             | Segment # 2 |             |             |
| 98,36±0,48%                    |             | 98,55±0,90% |             | 98,46±0,55% |
| Rohrlage 1                     | Rohrlage 2  | Rohrlage 1  | Rohrlage 2  |             |
| 93,57±1,07%                    | 94,11±1,39% | 93,41±1,67% | 93,55±2,15% | 93,66±1,34% |

Tab. 4 Gemessene Werte der Nachweiswahrscheinlichkeit im Plateaubereich

### 5.5.2 Die erwartete Nachweiswahrscheinlichkeit

Um die gemessenen Werte der Nachweiswahrscheinlichkeit bewerten zu können, müssen diese Werte mit den Erwartungswerten verglichen werden, die sich aufgrund geometrischer Bedingungen und Gaseigenschaften ergeben.

Wenn ein geladenes Teilchen ein Driftrohr im Abstand  $y$  vom Signaldraht durchquert, wie in Abbildung 35 auf Seite 58 skizziert, dann beträgt die mittlere Anzahl Primärelektronen

$$\begin{aligned} \langle n(y) \rangle &= \langle N_p \rangle \cdot L(y) \\ &= 2 \cdot \langle N_p \rangle \cdot \sqrt{r^2 - y^2} \end{aligned} \quad (5.21)$$

wobei  $\langle N_p \rangle$  die mittlere Anzahl Primärionisationen pro Längeneinheit bezeichnet. Die Wahrscheinlichkeit, daß der Durchgang des Teilchens erkannt wird, ist dann gegeben durch

$$P_k(y) = \begin{cases} \frac{1 - \sum_{j=0}^{k-1} \frac{\langle n(y) \rangle^j}{j!} \cdot e^{-\langle n(y) \rangle}}{1 - \sum_{j=0}^{k-1} \frac{\langle n(y) \rangle^j}{j!} \cdot e^{-\langle n(y) \rangle}} & 0 \leq y \leq r \\ 0 & r < y \leq R \end{cases} \quad (5.22)$$

wenn  $k$  Primärelektronen zum Erreichen der Ansprechschwelle notwendig sind. Der über den Rohrradius gebildete Mittelwert dieser Wahrscheinlichkeit ergibt dann die erwartete Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Rohrlage und beträgt

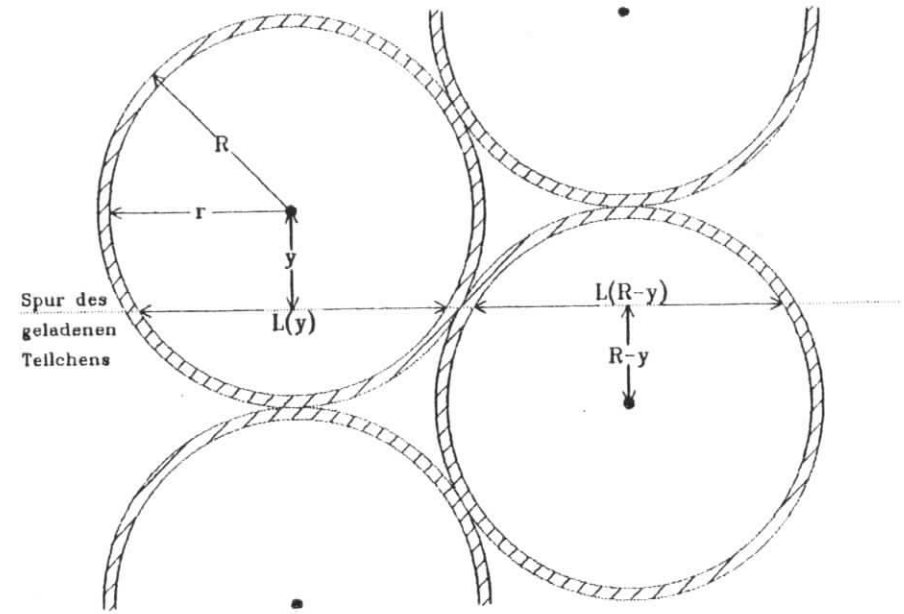


Abbildung 35. Durchgang eines geladenen Teilchens durch ein Driftrohrsegment

$$\langle \eta \rangle_{\text{Rohrlage}}(k) = \frac{1}{R} \int_0^R P_k(y) dy \quad (5.23)$$

Für den Fall, daß das Teilchen in mindestens einer Rohrlage registriert werden soll, kann entsprechend der Erwartungswert der Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Segment bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \langle \eta \rangle_{\text{Segment}}(k) &= \frac{1}{R} \int_0^R [P_k(y) + P_k(R-y) - P_k(y) \cdot P_k(R-y)] dy \\ &= 2 \cdot \langle \eta \rangle_{\text{Rohrlage}}(k) - \frac{1}{R} \int_0^R P_k(y) \cdot P_k(R-y) dy \end{aligned} \quad (5.24)$$

Die Erwartungswerte der Nachweiswahrscheinlichkeit wurden für mehrere Werte für  $k$  berechnet und sind zusammen mit den Mittelwerten der Messungen in Tab.5 (S. 59) aufgeführt.

|                       | Nachweiswahrscheinlichkeit für Rohrlage |                |
|-----------------------|---|----------------|
|                       | Rohrlage                                | Segment        |
| berechnete Werte      |   |                |
| k = 1                 | 93,67 %                                 | 100,00 %       |
| k = 2                 | 93,14 %                                 | 100,00 %       |
| k = 3                 | 92,32 %                                 | 100,00 %       |
| gemessene Mittelwerte | 93,66 ± 1,34 %                          | 98,46 ± 0,55 % |

Tab.5 Berechnete und gemessene Werte der Nachweiswahrscheinlichkeit

Die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Rohrlage ist mit den berechneten Werten verträglich, während die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Segment um fast 3 Standardabweichungen von dem erwarteten Wert abweicht.

#### 5.6 MESSUNG DER AKZEPTANZLÜCKE ZWISCHEN ZWEI DRIFTROHRKAMMERSEGMENTEN

Durch die Aufteilung der Driftrohrkammerebenen in jeweils 8 Segmente entstehen zwischen den Segmenten Lücken, innerhalb derer keine Teilchen nachgewiesen werden können.

Die Breite der Lücken ist zunächst durch die Konstruktion der Driftrohrkammern definiert. Es wird jedoch erwartet, daß infolge vermindelter Nachweiswahrscheinlichkeit an den Enden der Driftrohre die tatsächlichen Akzeptanzlücken größer sind.

Um die Breite der Akzeptanzlücken zu bestimmen, wurde der Fahrtisch II so positioniert, daß der Elektronenstrahl auf die Lücke zwischen zwei Driftrohrkammersegmenten gerichtet war. Der Auftreffbereich des Elektronenstrahls auf die Driftrohrkammersegmente ist in Abbildung 36 auf Seite 60 skizziert.

Die Spur jedes Elektrons wurde mit Hilfe der Segmente auf Fahrtisch I bestimmt. Durch Extrapolation der Spur konnte dann der Auftreffpunkt des Elektrons auf die Segmente auf Fahrtisch II berechnet werden.

Anhand der x-Koordinaten der Auftreffpunkte wurden die Werte :

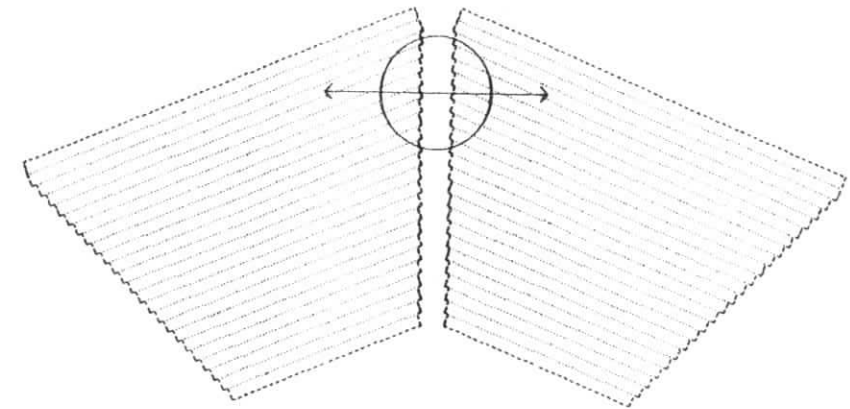


Abbildung 36. Messung der Akzeptanzlücke zwischen zwei Driftrohrkammersegmenten: Der Kreis deutet den Auftreffbereich des Elektronenstrahls auf die Segmente an. Die eingezeichnete Linie stellt die x-Achse dar.

$n_{Tr}(x_i)$  Anzahl der Ereignisse, in denen die x-Koordinate des Auftreffpunktes im Intervall  $[x_i - \Delta x, x_i + \Delta x]$  liegt

$n_{Ak}(x_i)$  Anzahl der Ereignisse, in denen die x-Koordinate des Auftreffpunktes im Intervall  $[x_i - \Delta x, x_i + \Delta x]$  liegt, und in denen in mindestens einer Rohrlage eines der Segmente ein Signaldraht anspricht

ermittelt.

Für jedes der x-Intervalle wurden daraus die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta_{Ak}(x_i)$  und der statistische Fehler  $\Delta\eta_{Ak}(x_i)$  berechnet :

$$\eta_{Ak}(x_i) = \frac{n_{Ak}(x_i)}{n_{Tr}(x_i)} \quad (5.25)$$

$$\Delta\eta_{Ak}(x_i) = \sqrt{\frac{\eta_{Ak}(x_i) \cdot (1 - \eta_{Ak}(x_i))}{n_{Tr}(x_i)}}$$

Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta_{Ak}$  [%]

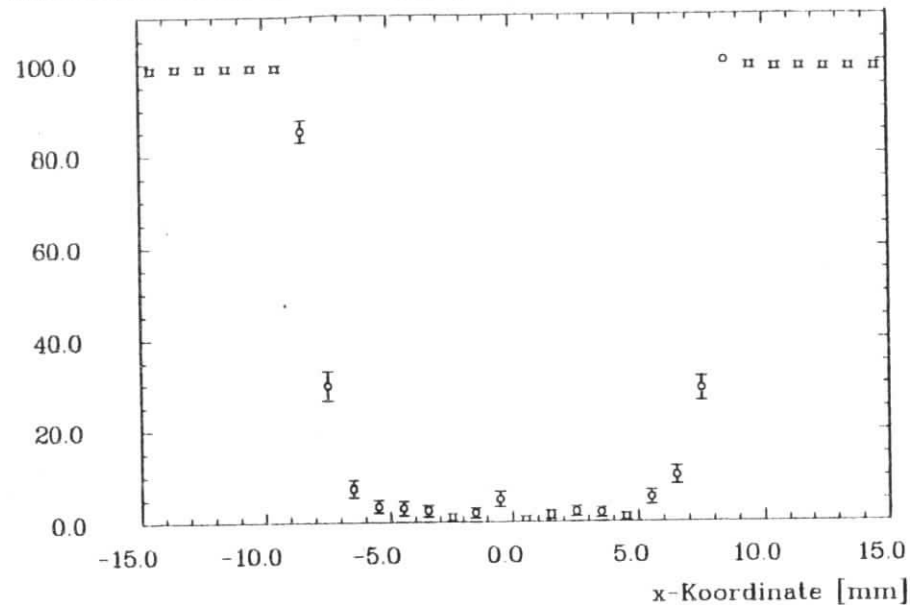


Abbildung 37. Nachweiswahrscheinlichkeit in der Lücke zwischen zwei Driftrohrkammersegmenten

Die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der x-Koordinate ist für den Bereich der Lücke in Abbildung 37 auf Seite 61 gezeigt.

Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß die Breite der Akzeptanzlücke ca. 17 mm beträgt. Zum Vergleich ist in Abbildung 38 auf Seite 62 die durch die Anordnung der Segmente bedingte geometrische Lücke zwischen den Driftrohren gezeigt, die ca. 9 mm breit ist. In dieser Abbildung sind die Kunststoffstopfen, die 1,5 mm in die Driftrohre hineinragen, nicht berücksichtigt. Die Lücke verbreitert sich daher um ca. 3,3 mm auf 12,3 mm.

Durch den Vergleich der gemessenen und der geometrisch bedingten Lückenbreite ergibt sich, daß auf den letzten 2,2 mm des sensitiven Bereichs der Driftrohre die Nachweiswahrscheinlichkeit abnimmt.

y-Koordinate [mm]

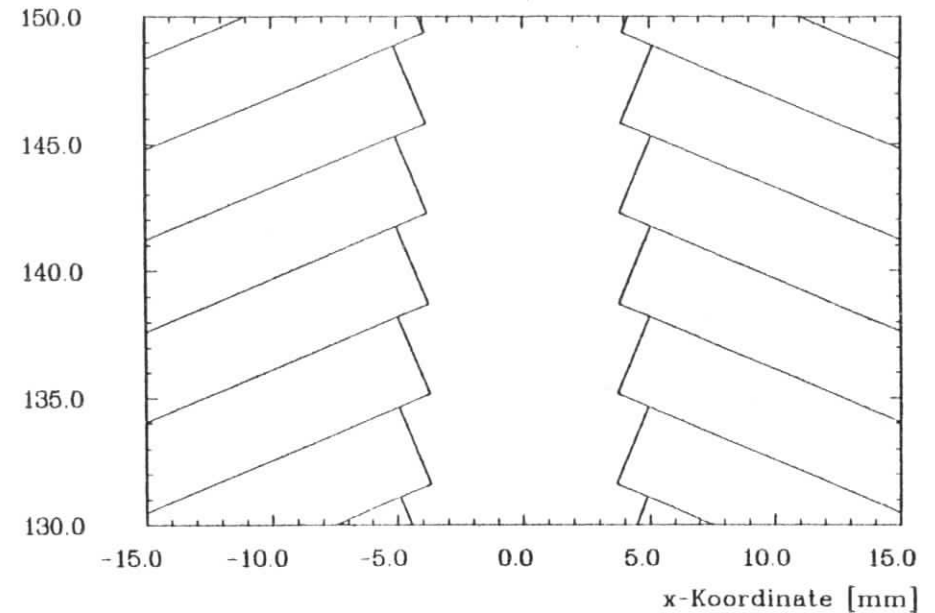


Abbildung 38. Geometrisch bedingte Akzeptanzlücke: Gezeigt sind die Driftrohre im Auftreffbereich. Die Kunststoffstopfen am Ende der Driftrohre sind nicht eingezeichnet.

## 6.0 ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE

In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften der Driftrohrkammer für den geplanten Großwinkel-Tagging-Zähler (LAF) des CELLO-Detektors untersucht. Die Kammer besteht aus drei Ringen mit doppellagigen Driftrohrkammersegmenten.

Die Messungen mit einem Gasgemisch 90% Argon/10% Propan ergaben Nachswahrscheinlichkeiten von 93,7 % für eine einzelne Rohrlage und 98,5 % für ein Segment.

Die geometrisch bedingte Akzeptanzlücke zwischen zwei Segmenten von 12,3 mm verbreitert sich infolge vermindelter Nachswahrscheinlichkeit an den Rohrenden auf 17 mm. Durch die versetzte Anordnung der Ringe wird die Akzeptanzlücke in einem Ring von den beiden anderen Ringen voll überdeckt.

Die mittlere Ortsauflösung eines Driftrohrs beträgt 175  $\mu\text{m}$ . Daraus ergeben sich die radiale und azimutale Auflösung des LAF für Spuren geladener Teilchen zu  $\sigma(\rho) \leq 385 \mu\text{m}$  und  $\sigma(\varphi) \leq 8,5 - 17,0 \text{ mrad}$ . Die erreichte Ortsauflösung ist damit besser als in [CELB3] gefordert wurde.

## A.0 EINFLUSS HOHER STRAHLENBELASTUNG

Aufgrund der unmittelbaren Nähe zum Strahlrohr ist im Bereich des LAF eine erhebliche Strahlenbelastung (100 bis 1000 rad/Monat) zu erwarten. Durch diesen Strahlungsuntergrund erhöht sich die Ereignisrate und damit die Anzahl der in den Driftrohrkammern stattfindenden Ionisationsvorgänge. Wie im Kapitel "Das Driftkammergas" auf Seite 13 beschrieben, können die Ionen der organischen Gaskomponenten an der Kathode zu festen Ablagerungen polymerisieren, wodurch die Lebensdauer der Kammern verkürzt wird. Die Polymerisationsprozesse können durch Zugabe eines nicht polymerisierenden Gases zwar vermindert, aber nicht vollständig unterdrückt werden.

Es wurde daher untersucht, ob und in welcher Weise sich die Eigenschaften der Driftrohrkammern unter Strahlenbelastung verändern.

Ein Driftrohrkammersegment wurde über einen Zeitraum von 8 Monaten bei angelegter Hochspannung mit einem  $^{106}\text{Ru}$ -Präparat ( $\beta$ -Strahler), dessen Aktivität 3 mCi betrug, bestrahlt. Innerhalb der Testperiode durchquerten ca.  $2 \cdot 10^{14}$   $\beta$ -Teilchen das Segment. Dies entspricht einer Energiedosis in der Größenordnung von 10000 rad.

Als Driftkammergas wurde eine Argon/Propan/Methylal-Mischung (90%/8,5%/1,5%) verwendet, mit der die Driftrohrkammern auch im CELLO-Detektor betrieben werden sollen. Der Methylal-Zusatz hat die Aufgabe, die Polymerisation der Propan-Ionen zu reduzieren.

In regelmäßigen Abständen wurde mit Teilchen der kosmischen Strahlung das Hochspannungsplateau ausgemessen. Dazu wurde eine ähnliche Meßanordnung wie die im Kapitel "Erste Untersuchungen an den Driftrohrkammern" auf Seite 23 beschriebene benutzt. Eine typische Plateaukurve dieser Messungen ist in Abbildung 39 auf Seite 65 gezeigt. Über den gesamten Zeitraum der Bestrahlung konnten in den Plateaukurven keine signifikanten Unterschiede bezüglich Höhe, Breite und Einsatzpunkt des Plateaus sowie der Durchbruchspannung festgestellt werden.

Es ist daher nicht zu erwarten, daß durch die 8-monatige Bestrahlung eine Schädigung des Segments aufgetreten ist.

Nachswahrscheinlichkeit [%]

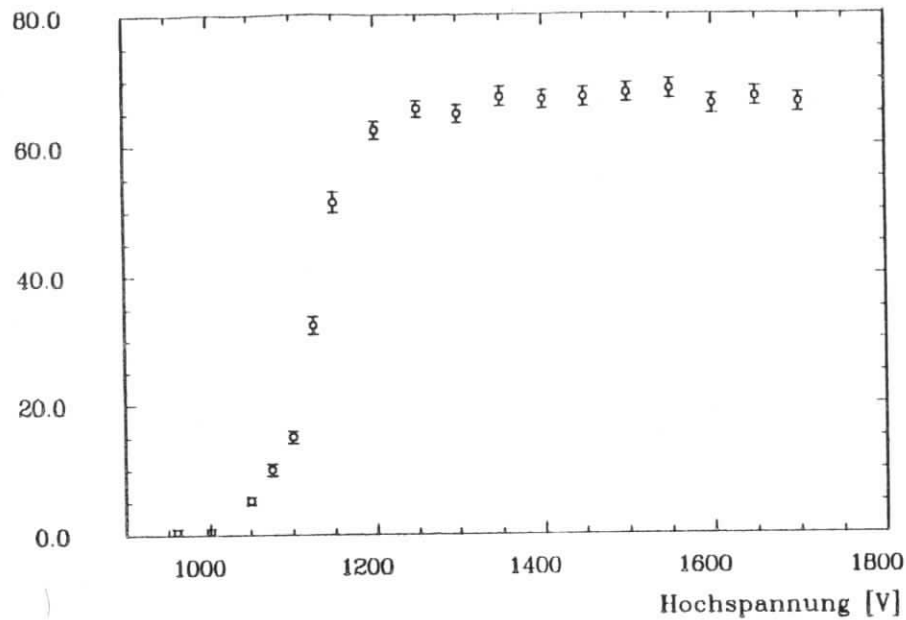


Abbildung 39. Hochspannungsplateau für Argon/Propan/Methylal (90%/8,5%/1,5%): Gemessene Nachswahrscheinlichkeit nach Bestrahlung mit einem  $\beta$ -Präparat

B.0 MATERIEVERTEILUNG IM BEREICH DER LAF-DRIFTROHRKAMMERN

Teilchen, die die Driftrohrkammern durchqueren, können infolge der vorhandenen Materie aufschauern oder durch Vielfachstreuung von ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt werden.

Strahlungslänge [ $X_0$ ]

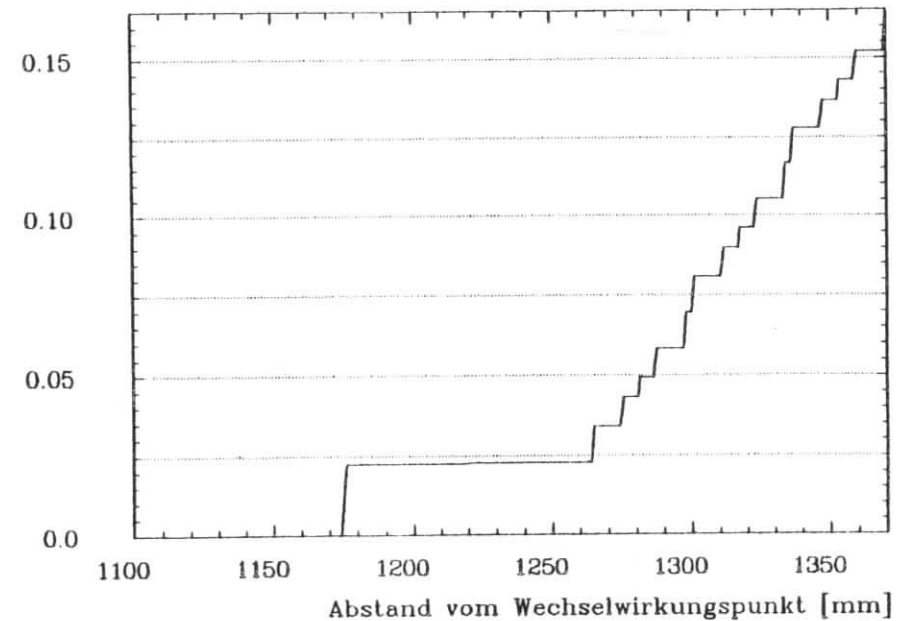


Abbildung 40. Strahlungslänge in Abhängigkeit vom Abstand zum Wechselwirkungspunkt: Durch die Materieverteilung der LAF-Driftrohrkammern bedingte Strahlungslänge im Bereich  $57 \text{ mrad} < \vartheta < 111 \text{ mrad}$

Für eine quantitative Berücksichtigung dieser Prozesse ist es notwendig, die genaue Verteilung der Materie zu kennen. Im Winkelbereich von  $57 \text{ mrad} < \vartheta < 111 \text{ mrad}$  zur Strahlachse gelten die in Tab.6 (S. 87) aufgeführten Werte. Die Driftrohre werden in dieser Tabelle durch Ebenen angenähert, deren Dicke der mittleren effektiven Rohrwandstärke entspricht. Die z-Koordinate bezeichnet den Abstand vom Wechselwirkungspunkt, während d die Dicke der Materieschicht angibt. Die angegebenen Werte für die Strahlungslänge wurden aus [RPP82] entnommen. Die resul-

terende Abhängigkeit der Strahlungslänge vom Abstand zum Wechselwirkungspunkt ist in Abbildung 40 dargestellt.

|              | z [mm]      | d [mm] | Material | RL. [mm] | d/RL.   |
|--------------|-------------|--------|----------|----------|---------|
| Strahlrohr   | 1174        | 2,00   | Al       | 89       | 0,02247 |
| Luft         | 1176        | 88     | Luft     | 304230   | 0,00029 |
| 1. Kammer    | $z_1=1264$  |        |          |          |         |
| Behälterwand | $z_1$       | 1,00   | Al       | 89       | 0,01124 |
| Platine      | $z_1+10,28$ | 1,00   | Epoxy    | 170      | 0,00588 |
| Rohrwand     | $z_1+11,28$ | 0,28   | Al       | 89       | 0,00315 |
| Rohrwände    | $z_1+16,72$ | 0,56   | Al       | 89       | 0,00629 |
| Rohrwand     | $z_1+22,44$ | 0,28   | Al       | 89       | 0,00315 |
| Platine      | $z_1+22,72$ | 1,00   | Epoxy    | 170      | 0,00588 |
| Behälterwand | $z_1+33,00$ | 1,00   | Al       | 89       | 0,01124 |
| 2. Kammer    | $z_2=1300$  |        |          |          |         |
| Behälterwand | $z_2$       | 1,00   | Al       | 89       | 0,01124 |
| Platine      | $z_2+10,28$ | 1,00   | Epoxy    | 170      | 0,00588 |
| Rohrwand     | $z_2+11,28$ | 0,28   | Al       | 89       | 0,00315 |
| Rohrwände    | $z_2+16,72$ | 0,56   | Al       | 89       | 0,00629 |
| Rohrwand     | $z_2+22,44$ | 0,28   | Al       | 89       | 0,00315 |
| Platine      | $z_2+22,72$ | 1,00   | Epoxy    | 170      | 0,00588 |
| Behälterwand | $z_2+33,00$ | 1,00   | Al       | 89       | 0,01124 |
| 3. Kammer    | $z_3=1336$  |        |          |          |         |
| Behälterwand | $z_3$       | 1,00   | Al       | 89       | 0,01124 |
| Platine      | $z_3+10,28$ | 1,00   | Epoxy    | 170      | 0,00588 |
| Rohrwand     | $z_3+11,28$ | 0,28   | Al       | 89       | 0,00315 |
| Rohrwände    | $z_3+16,72$ | 0,56   | Al       | 89       | 0,00629 |
| Rohrwand     | $z_3+22,44$ | 0,28   | Al       | 89       | 0,00315 |
| Platine      | $z_3+22,72$ | 1,00   | Epoxy    | 170      | 0,00588 |
| Behälterwand | $z_3+33,00$ | 1,00   | Al       | 89       | 0,01124 |
| $\Sigma$     |             |        |          |          | 0,16325 |

Tab. 6 Materieverteilung im Bereich der Driftrohrkammern

Für  $51 \text{ mrad} < \vartheta < 57 \text{ mrad}$  oder  $111 \text{ mrad} < \vartheta < 115 \text{ mrad}$  verläuft die Bahn des Teilchens auf mindestens 90 mm innerhalb der Strahlrohrwand, so daß die Strahlungslänge in diesen Bereichen  $> 1$  ist.

## LITERATURVERZEICHNIS

- AHM85 J. Ahme: Diplomarbeit, Universität Hamburg  
Interner Bericht DESY F14-02, Dezember 1985
- BIE84 C. Bieler: Diplomarbeit, Universität Hamburg  
Interner Bericht DESY F14-02, September 1984
- BLO81 V. Blobel: Methoden der Datenanalyse in der  
Hochenergiephysik  
Interner Bericht DESY F14-81/01, Juli 1981
- BLO86 V. Blobel: persönliche Mitteilung
- CEL83 CELLO Collaboration: Proposal to Upgrade the CELLO-Detektor  
Internal Report DESY-CELLO-83-01, 1983
- DIE83 K. Diehlmann: Diplomarbeit, Universität Hamburg  
Interner Bericht DESY PLUTO-83-05, Juni 1983
- HOC79 G. Hochweller, H. Freese: IEEE Transaction on Nuclear Science  
Vol. NS-26, No. 3, June 1979
- HON84 K. Honscheid: Diplomarbeit, Universität Bonn  
BONN-IR-84-29, Juli 1984
- JEA79 B. Jean-Marie et al.: Systematic Measurement of Electron Drift  
Velocity  
Nuclear Instr. and Meth. 159(1979)213, 1979
- KAP79 H. Kapitza: Diplomarbeit, Universität Hamburg  
Interner Bericht DESY F14-79/01, Mai 1979
- KAU84 H. P. Kaufmann: Diplomarbeit, Universität Bonn  
BONN-IR-84-36, September 1984
- KRU82 M. Krüger: Diplomarbeit, Universität Hamburg  
Interner Bericht DESY PLUTO-82-03, Juni 1982
- LEW81 B. Lewendel: Diplomarbeit, Universität Hamburg  
Interner Bericht DESY PLUTO-81/05, Juni 1981
- MAR85 J. Marks: Diplomarbeit, Universität Hamburg  
Interner Bericht DESY F14-01, November 1985

|       |  |
|-------|--|
| PEI84 | A. Peisert, F. Sauli: Drift and Diffusion of Electrons in Gases: a Compilation<br>CERN 84-08, 1984 |
| RPP82 | Review of Particle Properties<br>CERN, 1982  |
| RIE84 | M. Riebesell: Diplomarbeit, Universität Hamburg<br>Interner Bericht DESY F14-01, September 1984    |
| SAC84 | B. Sack: Diplomarbeit, Universität Hamburg<br>Interner Bericht, 1984                               |
| SAU77 | F. Sauli: Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers<br>CERN 77-09, 1977 |
| WES86 | H. Westermann: Diplomarbeit, Universität Hamburg<br>in Vorbereitung                                |
| WIT84 | K. Wittenburg: Diplomarbeit, Universität Hamburg<br>Interner Bericht F14-03, Oktober 1984          |
| WU84  | Sau Lan Wu: $e^+e^-$ -Physics at PETRA - The First Five Years<br>DESY 84-028, 1984                 |
| ZIM80 | Die PLUTO-TDCs wurden von W. Zimmermann entwickelt und gebaut                                      |

## VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

|               |  |    |
|---------------|--|----|
| Abbildung 1.  | Feynman-Graphen für 1- und 2-Photon-Reaktionen   | 2  |
| Abbildung 2.  | Position der LAF-Komponenten im CELLO-Detektor   | 5  |
| Abbildung 3.  | Konstruktion eines Driftrohrkammersegments   | 6  |
| Abbildung 4.  | Ein komplett montiertes Driftrohrkammersegment sowie ein einzelnes Rohrpaket                 | 7  |
| Abbildung 5.  | Konstruktion eines Driftrohrs  | 8  |
| Abbildung 6.  | Ionisation und Drift der Elektronen in einer Driftzelle                                      | 12 |
| Abbildung 7.  | Zeitliche Entwicklung einer Elektronenlawine   | 14 |
| Abbildung 8.  | Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke                                     | 16 |
| Abbildung 9.  | Einfluß der Primärisonisationsstatistik auf die Driftstrecke                                 | 18 |
| Abbildung 10. | Variation des Triggerzeitpunkts mit der Pulshöhe   | 21 |
| Abbildung 11. | Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht                                    | 22 |
| Abbildung 12. | Meßaufbau zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit Teilchen der kosmischen Strahlung   | 24 |
| Abbildung 13. | Nachweiswahrscheinlichkeit eines Driftrohrkammersegments für Argon/Propan (90%/10%)          | 25 |
| Abbildung 14. | Nachweiswahrscheinlichkeit eines Driftrohrkammersegments für Argon/CO <sub>2</sub> (70%/30%) | 28 |
| Abbildung 15. | Teststrahl-Aufbau  | 28 |
| Abbildung 16. | Anordnung der Segmente   | 29 |
| Abbildung 17. | Meßanordnung auf Fahrtisch II  | 30 |
| Abbildung 18. | Auslese-Elektronik   | 31 |
| Abbildung 19. | Zeitliche Relation der TDC-Signale   | 32 |
| Abbildung 20. | TDC-Kanal-Verteilungen in Testpulsruns   | 35 |
| Abbildung 21. | Kennlinie eines TDC  | 36 |
| Abbildung 22. | Zeitspektrum mit angepaßter Funktion   | 37 |
| Abbildung 23. | Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke vom Drahtabstand                                    | 39 |
| Abbildung 24. | Endgültige Driftkurve (V-Plot)   | 40 |
| Abbildung 25. | Verteilung der Residuen  | 41 |
| Abbildung 26. | Gemessene $\chi^2$ -Verteilung   | 43 |
| Abbildung 27. | Probability-Verteilung der gemessenen $\chi^2$ -Werte  | 44 |
| Abbildung 28. | Driftkurve   | 45 |
| Abbildung 29. | Spurabweichung infolge Vielfachstreuung  | 47 |
| Abbildung 30. | Erwartete Ortsauflösung  | 50 |
| Abbildung 31. | Gemessene Ortsauflösung  | 52 |
| Abbildung 32. | Zulässiger Auftreffbereich auf die Driftrohrkammersegmente auf Fahrtisch II                  | 54 |

|   |    |
|---|----|
| Abbildung 33. Nachswahrscheinlichkeit einer Rohrlage eines Driftrohrkammersegments .....        | 55 |
| Abbildung 34. Nachswahrscheinlichkeit eines Driftrohrkammersegments .....                       | 58 |
| Abbildung 35. Durchgang eines geladenen Teilchens durch ein Driftrohrkammersegment .....        | 58 |
| Abbildung 36. Messung der Akzeptanzlücke zwischen zwei Driftrohrkammersegmenten .....           | 60 |
| Abbildung 37. Nachswahrscheinlichkeit in der Lücke zwischen zwei Driftrohrkammersegmenten ..... | 61 |
| Abbildung 38. Geometrisch bedingte Akzeptanzlücke .....   | 62 |
| Abbildung 39. Hochspannungsplateau für Argon/Propan/Methylal (90%/8,5%/1,5%) .....              | 65 |
| Abbildung 40. Strahlungslänge in Abhängigkeit vom Abstand zum Wechselwirkungspunkt .....        | 66 |

#### VERZEICHNIS DER TABELLEN

|  |    |
|--|----|
| 1. Notwendiges Auflösungsvermögen der Driftrohrkammern .....           | 9  |
| 2. Einstellungen der Zeitgeber .....                                   | 33 |
| 3. Ortsauflösung für Monte-Carlo-Ereignisse .....                      | 48 |
| 4. Gemessene Werte der Nachswahrscheinlichkeit im Plateaubereich ..... | 57 |
| 5. Berechnete und gemessene Werte der Nachswahrscheinlichkeit .....    | 59 |
| 6. Materieverteilung im Bereich der Driftrohrkammern .....             | 67 |



## DANKSAGUNG

Die vorliegende Arbeit entstand bei der Forschungsgruppe F14 des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY in Hamburg. Mein Dank gilt allen Mitgliedern der Gruppe F14 für ihre Hilfsbereitschaft und die hervorragende Arbeitsatmosphäre.

Speziell bedanken möchte ich mich bei

Herrn Prof.Dr. H. Spitzer für die Themenstellung

Herrn Dr. G.G. Winter für die Betreuung der Arbeit

Frau Dr. B. Lewendel und Herrn Dr. H. Kapitza für die kritische Durchsicht des Manuskripts

Herrn K. Finke und Herrn H. Schultz für die Konstruktion und den Bau der Driftrohrkammern

meinen Eltern, die mir durch ihre Unterstützung mein Physikstudium ermöglicht haben

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt zu haben.

