

PITHA 89 - 17

---

Juli 1989

Testergebnisse zur Ortsmessung und Teilchenidentifikation  
der radialen Driftkammer für den H1-Detektor

Hans-Joachim Wenzel

III. Physikalisches Institut, Technische Hochschule Aachen,

Aachen, Germany

---

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
Sommerfeldstr.  
51 AACHEN, FR GERMANY

Testergebnisse zur Ortsmessung und Teilchenidentifikation der  
radialen Driftkammern für den H1-Detektor

von  
Hans-Joachim Wenzel

Diplomarbeit in Physik  
vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule  
Aachen

im Juli 1989

angefertigt im  
III. Physikalischen Institut (Prof. Dr. G. Flügge)

## Test results concerning track reconstruction and particle identification of the radial drift chambers for the H1 detector.

### Abstract:

The forward track detector (FTD) of the H1 experiment at the HERA electron proton collider contains, in part, three radial wire drift chambers and transition radiation (TR) modules. These chambers are constructed in such a way that not only the charge tracks can be accurately reconstructed, but their corresponding particles can be identified as well.

The charged particles are identified when both TR is detected and specific energy loss ( $dE/dx$ ) is measured simultaneously. Their tracks can be reconstructed by measuring the drift time and by determining the position along the wire using the charge division method.

Several gaseous mixtures containing Xenon and various radiator materials (polypropylene and carbon fibres) were examined. The tests were carried out using a prototype of a segment of the radial drift chambers at the DESY test beam (3-6 GeV/c electrons).

This work presents test results concerning electron/pion discrimination by using the maximum likelihood method. The space precision was obtained by measuring the drift time and the space precision along the wire was obtained by the charge division method.

The results gave approximately 10% pion contamination at 90% electron acceptance with high pion momentum (60 GeV/c) and approximately 0.5% at lower momentum (5 GeV/c). The space precision of Xe/He/Ethane 30/30/40 had a range of 150-280  $\mu\text{m}$  when measuring the drift time. The space precision along the wire using the charge division method ranged from 4-5 cm.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>6</b>
2.1	Prinzip einer Driftkammer . . . . .	6
2.2	Grenzen der Ortsauflösung in Driftrichtung . . . . .	7
2.3	Bestimmung des Ortes entlang des Drahtes . . . . .	13
2.4	Teilchenidentifikation . . . . .	15
2.4.1	Energieverlust geladener Teilchen. . . . .	15
2.4.2	Übergangsstrahlung (TR) . . . . .	18
2.5	Einige Bemerkungen über die verwendeten Nachweisgase. . . . .	20
2.5.1	HRS - Gas . . . . .	20
2.5.2	Gasmischungen mit Xenon . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Die Testkammer</b>	<b>24</b>
3.1	Mechanischer Aufbau . . . . .	24
3.2	Elektrische Verschaltung und Elektrostatik der Testkammer . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Testaufbau</b>	<b>36</b>
4.1	Versuchsaufbau und Trigger . . . . .	36
4.2	Radiatoren . . . . .	37
4.3	FADC . . . . .	38
4.4	Gassystem . . . . .	41
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>43</b>
5.1	Ortsauflösung in Driftrichtung . . . . .	45
5.1.1	Pulsfindung und Spurrekonstruktion . . . . .	45
5.1.2	Driftzeit-Algorithmen . . . . .	47
5.1.3	Bestimmung der Orts-Driftzeit-Relation (ODR) und der Driftgeschwindigkeit . . . . .	52
5.1.4	Bestimmung der Ortsauflösung in Driftrichtung . . . . .	56
5.1.5	Ergebnisse zur Ortsauflösung in Driftrichtung . . . . .	61
5.1.6	Vergleich der Driftzeit-Algorithmen. . . . .	66
5.1.7	Einfluß von Übergangsstrahlung auf die Ortsauflösung. . . . .	66
5.2	Ortsauflösung entlang des Drahtes . . . . .	68
5.2.1	Berechnung der Pulsintegrale . . . . .	68
5.2.2	Bestimmung der effektiven Länge . . . . .	68
5.2.3	Bestimmung der Ortsauflösung entlang des Drahtes . . . . .	70
5.2.4	Ergebnisse zur Ortsauflösung in Drahrichtung. . . . .	71
5.3	Elektron/Pion-Trennung mittels Übergangsstrahlung . . . . .	74
5.3.1	Maximum-Likelihood Methode . . . . .	74

5.3.2	Bestimmung und Kalibration der Wahrscheinlichkeitsverteilungen . . . . .	75
5.3.3	Bestimmung der Elektron/Pion-Trennung . . . . .	80
5.3.4	Fehlerbetrachtung . . . . .	83
5.3.5	Ergebnisse zur Elektron/Pion-Trennung . . . . .	86
5.3.6	Vergleich mit der Mittelwertmethode . . . . .	87
6	Zusammenfassung	89
7	Anhang	91
7.1	Bestimmung der optimalen Parameter der Driftzeitalgorithmen . .	91

# 1 Einleitung

Im Laufe des Jahres 1990 wird am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg der Beschleuniger HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) in Betrieb gehen.

Dieser Speicherring hat einen Umfang von 6.3 km. In ihm werden in übereinander liegenden Beschleunigungsrohren Protonen auf 820 GeV und Elektronen auf 30 GeV beschleunigt und gespeichert. An den Wechselwirkungspunkten, von denen insgesamt vier vorgesehen sind, werden die Teilchen zur Kollision gebracht. Dabei wird eine Schwerpunktsenergie von 314 GeV erreicht.

Ebenfalls 1990 sollen bei HERA auch zwei Großexperimente starten, nämlich H1 und ZEUS. Ziel dieser Experimente ist es, das Standardmodell der Elementarteilchenphysik in bisher unerforschten Energiebereichen zu testen und nach neuer Physik zu suchen.

Der H1-Detektor soll im folgenden kurz vorgestellt werden. In Abbildung 1 ist ein Schnitt durch diesen Detektor wiedergegeben.

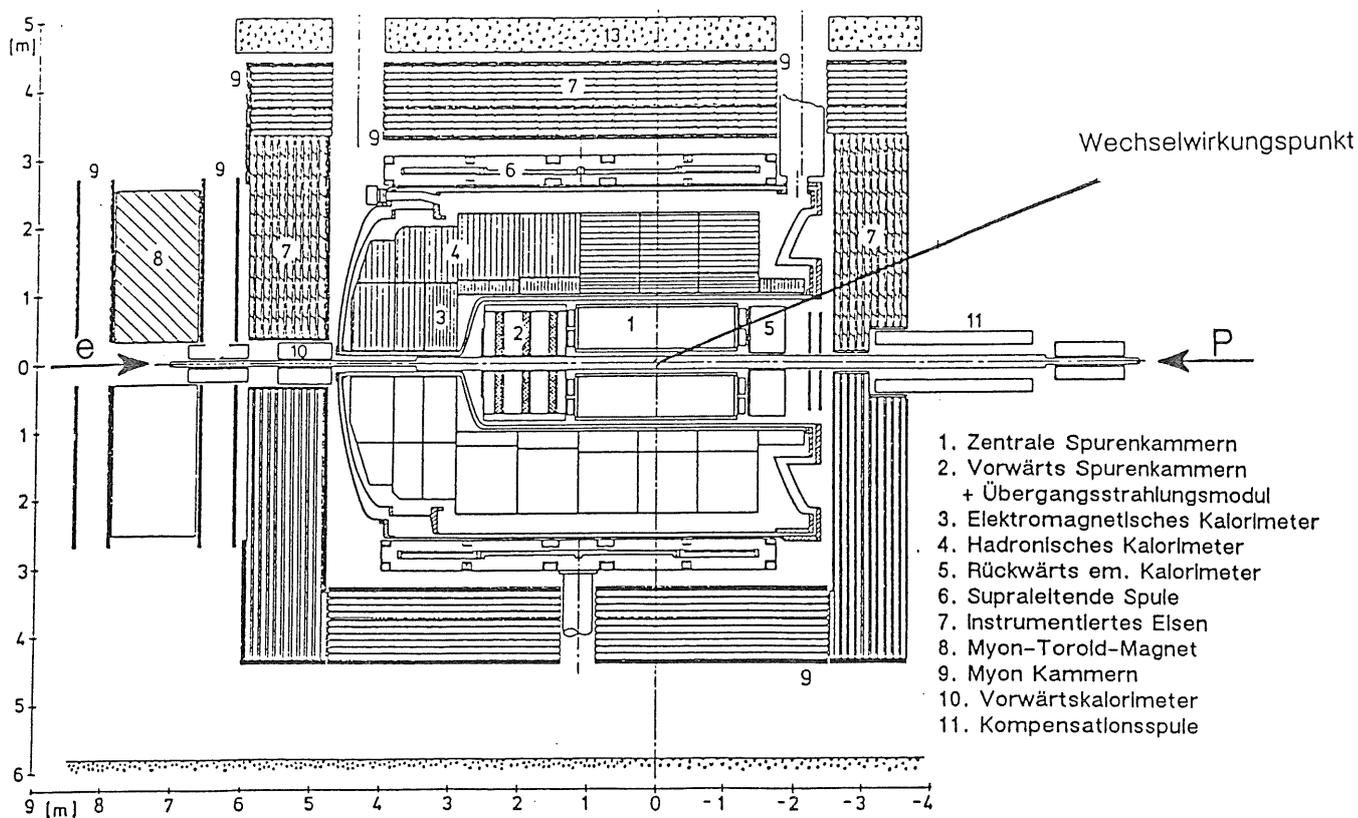


Abbildung 1: Schnitt durch den H1-Detektor

Man erkennt, daß der H1-Detektor asymmetrisch aufgebaut ist, denn auf Grund der unterschiedlichen Impulse von Proton und Elektron wird der größte Teil der erzeugten Teilchen in Proton-Flugrichtung zu finden sein. Darum kommt es besonders in Protonrichtung auf eine gute Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation an. Die Protonrichtung wird als Vorwärtsrichtung bezeichnet.

Der H1-Detektor ist in mehreren Schichten um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut, wobei jede Schicht eine eigenständige Detektorkomponente darstellt.

Direkt um den Wechselwirkungspunkt und im Vorwärtsbereich finden sich Spurrkammern in denen die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert werden.

Die nächste Schicht bildet das elektromagnetische Flüssig-Argon-Kalorimeter. In ihm werden Photonen und Elektronen vollständig absorbiert und Energie und Richtung dieser Teilchen gemessen. Elektronen und Photonen können wegen ihrer charakteristischen Schauerbildung von Pionen und Hadronen, welche auch einen Teil ihrer Energie in diesem Detektorteil deponieren, unterschieden werden.

Auf das elektromagnetische folgt das hadronische Flüssig-Argon-Kalorimeter. In ihm wird der größte Teil der Pionen und Hadronen absorbiert und die abgegebene Energie gemessen.

Die Kalorimeter und die Spurrkammern befinden sich in einem solenoiden Magnetfeld von 1.2 Tesla, welches von einer supraleitenden Spule erzeugt wird. Dadurch kann der Impuls geladener Teilchen aus der Krümmung ihrer Bahn im Magnetfeld berechnet werden.

Die äußerste Schicht wird vom instrumentierten Eisen und den Muon-Kammern gebildet. Das instrumentierte Eisen dient zum einen der Rückführung des magnetischen Flußes, zum anderen werden mit Streamerkammern die Reste von hadronischen Schauern, die nicht mehr im Kalorimeter registriert werden, nachgewiesen. Aus diesem Grund wird dieser Teil des Detektors auch als 'tail-catcher' bezeichnet.

Muonen können sowohl das Kalorimeter als auch das instrumentierte Eisen passieren. Sie werden in den Muon-Kammern nachgewiesen. Näheres zum Aufbau des H1-Detektors findet man in [H1P86].

Die radialen Driftkammern und die Übergangsstrahlungsmodule, die in dieser Arbeit untersucht werden, sind Teil des H1-Vorwärtsspurdetektors (engl.: Forward Track Detector FTD). Abbildung 2 zeigt den Zentral- und Vorwärtsbereich des H1-Detektors.

Der Vorwärtsspuredetektor setzt sich aus drei identischen Supermodulen zusammen. Jedes dieser Supermodule besteht aus einer Vieldrahtproportionalkammer, drei planaren Proportionalkammern, die jeweils um  $60^\circ$  gegeneinander gedreht sind, einem Radiator zur Erzeugung von Übergangsstrahlung und einer radialen Driftkammer.

Die Vieldrahtproportionalkammern (engl.: Multi Wire Proportional Chambers MWPC) sind Teil des H1-Triggers und sind deshalb so konstruiert, daß sie schnell ausgelesen werden können.

Die planaren Kammern dienen ausschließlich der Spurrekonstruktion und sind auf gute Ortsauflösung optimiert. Die radialen Driftkammern haben nur eine re-

lativ schlechte Ortsauflösung in Drahrichtung, dies wird durch die gewählte Anordnung der planaren Kammern ausgeglichen. Näheres zu den planaren Kammern und den MWPC's findet man in [H1P86].

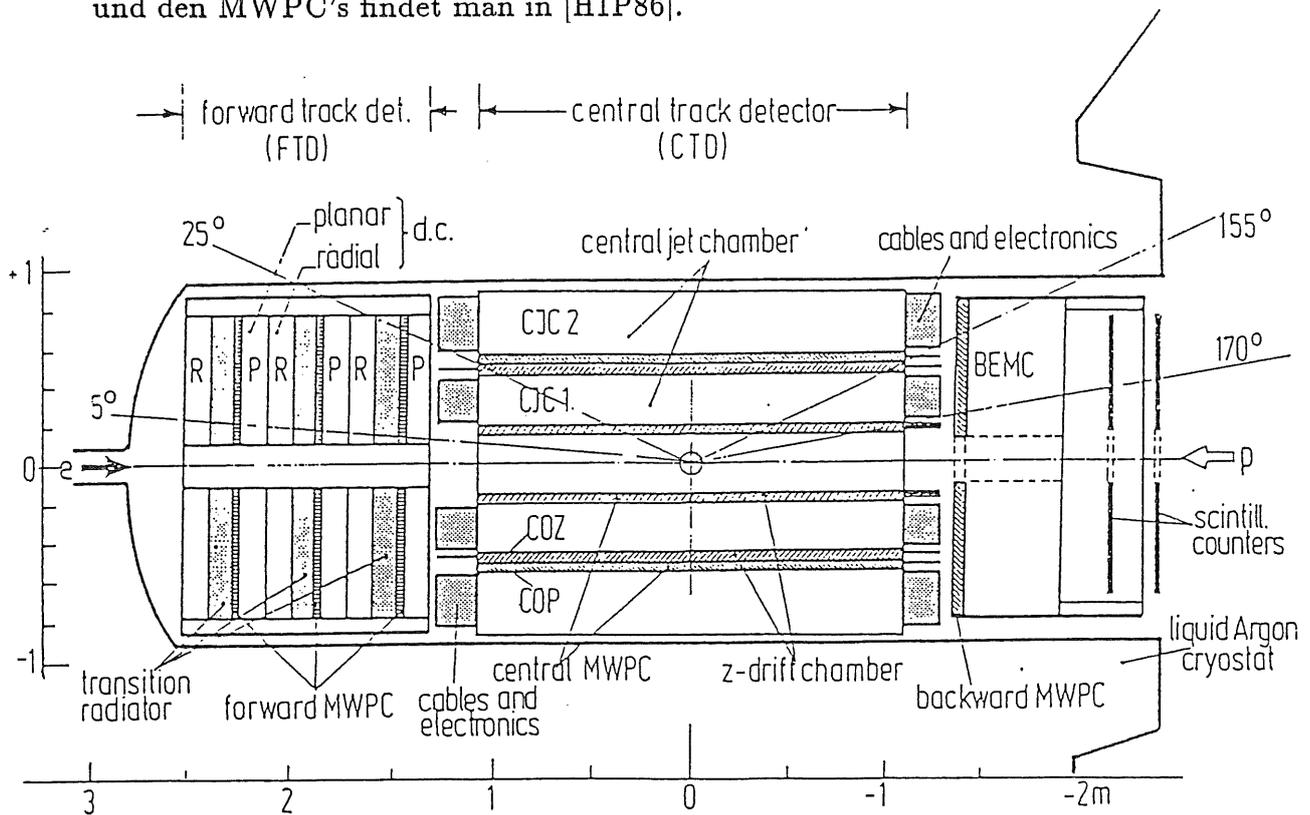


Abbildung 2: Schnitt durch den Zentral- und Vorwärtsbereich des H1-Detektors.

Die radialen Driftkammern haben folgende Aufgaben:

- Spurrekonstruktion:

- Bestimmung der  $R \cdot \phi$  Koordinate durch Driftzeitmessung, dabei wird eine Ortsauflösung von etwa  $150 \mu\text{m}$  angestrebt.
- Bestimmung der R-Koordinate mittels der Methode der Ladungsteilung, hierbei soll eine Ortsauflösung von etwa 1 cm erreicht werden.

- Teilchenidentifikation:

- Elektron-Hadron-Trennung durch Nachweis der in den Radiatoren erzeugten Übergangsstrahlung.
  - Messung des Energieverlustes ( $dE/dx$ ) der Teilchen.
- Insgesamt soll der Pionenuntergrund bei einer Elektronenakzeptanz von 90 % weniger als 10 % betragen.

In Abbildung 3 ist eine radiale Driftkammer dargestellt. Sie besteht aus 48 keilförmigen Driftzellen, die durch die Kathodenflächen voneinander getrennt sind. Die

Nachweisdrähte sind in radialer Richtung gespannt. Einzelheiten über den Aufbau einer Driftzelle findet man in Kapitel 3.

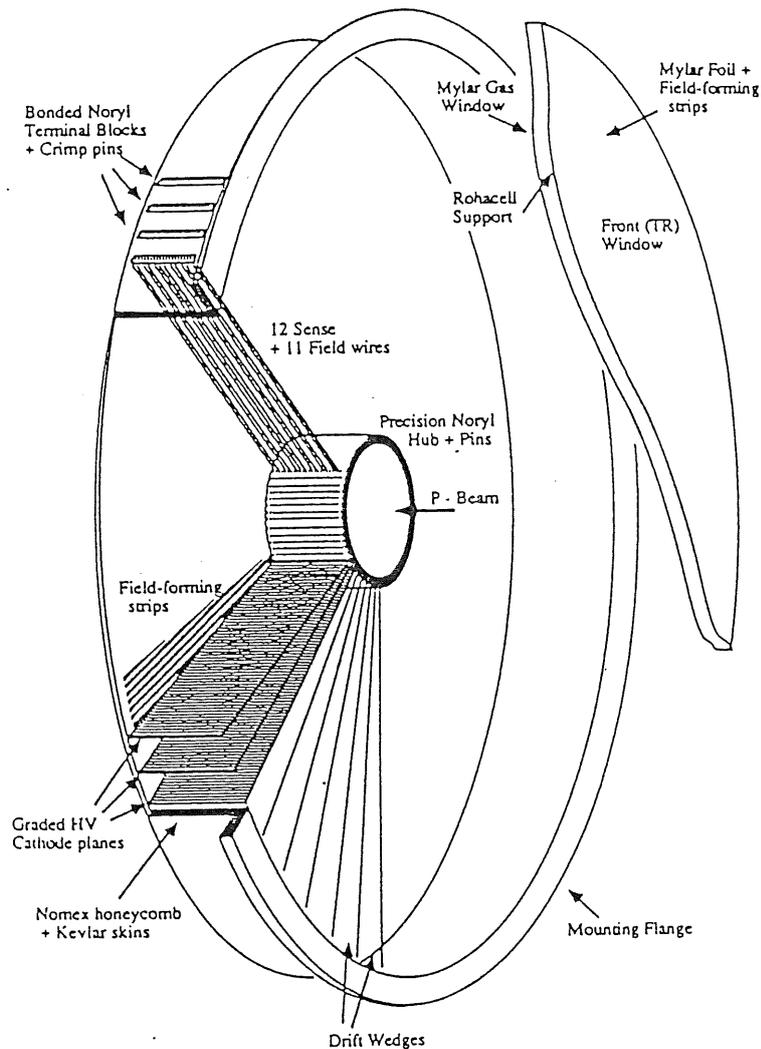


Abbildung 3: Darstellung einer der drei Radialen Driftkammern

Im Frühjahr 1987 ist am Teststrahl 22 am DESY ein Prototyp eines dieser Segmente getestet worden. Diese Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Auswertung der während dieser Zeit aufgenommenen Daten.

Untersucht werden:

- Ortsauflösung in Driftrichtung für HRS-Gas (dies ist eine Gasmischung aus Argon,  $\text{CO}_2$  und  $\text{CH}_4$  im Mischungsverhältnis 90/9/1) und verschiedene Gasmischungen mit Xenon.
- Ortsauflösung in Drahrichtung mittels der Methode der Ladungsteilung
- Elektron-Pion-Trennung, welche durch den Nachweis von Übergangsstrahlung und die Messung des spezifischen Energieverlustes geladener Teilchen

erreicht werden kann.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Prinzip einer Driftkammer

Driftkammern sind Nachweisgeräte, mit denen die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert werden können. Dabei nutzt man die Tatsache aus, daß die Driftzeit der Elektronen eindeutig mit dem Abstand zwischen dem Entstehungsort der Primärionisation und dem Nachweisdraht zusammenhängt. Die Driftzeit ist die Zeit, welche die durch Stoßionisation erzeugten Elektronen benötigen, um zum Nachweisdraht zu gelangen.

Eine Driftkammer besteht aus einem Gasvolumen, in welchem zwischen Anodendrähten und Kathoden ein elektrisches Feld herrscht.

Durchfliegt nun ein geladenes Teilchen das Kammergas, so ionisiert es längs seiner Spur Gasatome bzw. Gasmoleküle. Die dabei frei werdenden Elektronen driften entlang der elektrischen Feldlinien auf die Anodendrähte zu, während sich die positiven Ionen auf die Kathoden zu bewegen. Auf Grund ihrer größeren Masse bewegen sich die Ionen wesentlich langsamer als die Elektronen. Für den schnellen Ladungsnachweis wird darum nur die Elektronendrift nachgewiesen.

In der Nähe der Anodendrähte steigt das elektrische Feld sehr stark an ( $E \sim 1/r$ ,  $r$  = Abstand vom Draht), so daß die Elektronen dort genügend Energie erhalten, um weitere Elektron-Ionenpaare zu erzeugen.

Es kommt zu einer lawinenartigen Vermehrung der freien Ladungsträger. (Avalanche-Effekt). Den Multiplikationsfaktor, also das Verhältnis von insgesamt am Draht nachgewiesener Ladung zur Primärionisation, bezeichnet man als Gasverstärkung. Sie ist für den Betrieb von Driftkammern notwendig, damit überhaupt ein genügend großes Signal entsteht, welches die Nachweisschwelle überschreitet. Die Gasverstärkung variiert im Bereich von  $10^4 - 10^5$ . Sie hängt von Drahtradius, dem angelegten Feld und dem verwendeten Kammergas ab. Für das von uns verwendete Kammergas HRS wurde eine Gasverstärkung von  $2 \cdot 10^4$  gemessen [CDF88]. Der Drahtdurchmesser betrug dabei  $50 \mu\text{m}$  und das elektrische Feld  $127 \text{ kV/cm}$  an der Drahtoberfläche.

Allerdings sei hier bemerkt, daß für die Pulsentstehung hauptsächlich die Bewegung der Ionen im Gasverstärkungsbereich nahe des Nachweisdrahtes verantwortlich ist. Sowohl Elektronen als auch Ionen induzieren durch ihre Bewegung in Drahtnähe einen Strom auf dem Anodendraht. Allerdings ist der durch die Elektronen induzierte Strom nur von sehr kurzer Dauer ( $\sim 20 \text{ nsec}$ ), da die Elektronenbewegung abrupt abbricht sobald die Elektronen auf den Nachweisdraht treffen und absorbiert werden. Die Ionen dagegen entfernen sich vom Nachweisdraht, der durch sie induzierte Strom dauert wesentlich länger ( $> 100 \text{ nsec}$ ) an.

Nun spielen die Übertragungseigenschaften der Vorverstärker, mit denen die Anodendrähte ausgelesen werden, eine entscheidende Rolle. Die Vorverstärker besitzen nämlich nur eine begrenzte Bandbreite. Der Elektronenstrom ist wie gesagt von kurzer zeitlicher Dauer, sein Frequenzspektrum weist daher bis zu sehr ho-

hen Frequenzen nicht vernachlässigbare Spektralkomponenten auf. Die hohen Frequenzanteile werden aber nicht vom Vorverstärker übertragen. Das Frequenzspektrum des Ionenstroms hat dagegen gerade in dem Bereich die größten Gewichte, in welchem auch der Vorverstärker sensitiv ist. Insgesamt ist der Elektronenstrom gegenüber dem Ionenstrom für die Pulsbildung vernachlässigbar (siehe dazu [NIE89]).

Driftkammern werden im Proportionalbereich betrieben, d.h. die Pulshöhen bzw. Pulsintegrale sind proportional zur primär erzeugten Ladung, welche von Art und Energie der ionisierenden Teilchen abhängt.

Information über den Ort, an welchem das Teilchen die Kammer passierte, erhält man durch Messung der Zeit, welche zwischen Teilchendurchgang und Ankunft der Elektronen am Nachweisdraht verstreicht. Der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs wird dabei durch andere Nachweisgeräte bestimmt. Bei unserem Testaufbau wurde die elektronische Auslese der Driftkammer gestartet (getriggert), wenn ein Elektron in einem vor der Kammer angebrachten Szintillationszähler ein Signal ausgelöst hat.

Bei bekannter Orts- Driftzeitrelation (ODR), weiß man dann, in welchem Abstand das Teilchen den Draht passiert hat. Wie man die Orts- Driftzeitrelation bestimmt, wird in Kapitel 5.1.3 beschrieben.

## 2.2 Grenzen der Ortsauflösung in Driftrichtung

Eine Zusammenfassung, welche physikalischen Vorgänge bei der Pulsentstehung relevant sind, findet sich z.B. in [SAU77]. Weiterhin finden sich in einigen Diplomarbeiten, die am III. Physikalischen Institut über Driftkammern verfaßt wurden, Beschreibungen und Herleitungen der physikalischen Grundlagen (siehe z.B.: [DOR87],[DED83],[GES87],[HER85]).

Ich möchte mich an dieser Stelle darauf beschränken, die physikalischen Prozesse vorzustellen, die einen direkten Einfluß auf die erreichbare Ortsauflösung haben. Auf die Herleitung der verwendeten Gleichungen wird verzichtet.

Durch folgende Prozesse wird die Ortsauflösung in Driftrichtung begrenzt:

### - Grenze der Ortsauflösung durch die statistische Verteilung der Primärionisation

Ein geladenes Teilchen wechselwirkt durch elastische und inelastische Stöße mit den Gasteilchen. Bei den inelastischen Stößen können Ion-Elektron Paare erzeugt werden, wenn der Energieübertrag die Ionisierungsenergie des Gasteilchens überschreitet.

Dies ist ein statistischer Vorgang. Die Zahl der pro Längeneinheit erzeugten Paare gehorcht der Poisson-Statistik.

$$P_k^n = \frac{n^k \cdot e^{-n}}{k!} \quad (2-1)$$

Dabei ist  $P_k^n$  die Wahrscheinlichkeit dafür, daß  $k$  Paare entstehen, wenn im Mittel  $n$  gebildet werden. Des weiteren ist der Ort der Entstehung der Primärelektronen statistisch verteilt. Die Wahrscheinlichkeit, das  $j$ -te Elektron von insgesamt  $k$  erzeugten an der Stelle  $x$  zu finden, ist:

$$D_j^k(x) = \frac{k!}{(k-j)! \cdot (j-1)!} \cdot (1-x)^{k-j} \cdot x^{j-1} \quad (2-2)$$

mit der normierten Koordinate  $x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) [SAU77].

Insgesamt ergibt sich also für die Häufigkeit, das  $j$ -te Elektron von im Mittel  $n$  entstandenen Elektronen am Ort  $x$  zu finden:

$$A_j^n(x) = \sum_{k=j}^{\infty} P_k^n \cdot D_j^k(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} \cdot n^j \cdot e^{-n \cdot x} \quad (2-3)$$

Nun wird die Driftzeitinformation vor allem von den ersten Elektronen geliefert, welche den Nachweisdraht erreichen und dort ein Signal auslösen, das die Nachweisschwelle überschreitet.

Je nach Entstehungsort der Primäriionisation müssen die Elektronen jedoch einen unterschiedlichen Weg zurücklegen, um zum Nachweisdraht zu gelangen (siehe Abbildung 4). Die Schwankung  $d$  vom kürzesten Driftweg liefert einen Beitrag zum Fehler in der Ortsmessung.

Bei den radialen Driftkammern findet in der Nähe des Nachweisdrahtes bei etwa  $r_{max} \approx 1$  cm ein allmählicher Wechsel von einem homogenen zu einem radialsymmetrischen elektrischen Feld statt (siehe dazu auch Kapitel 3).

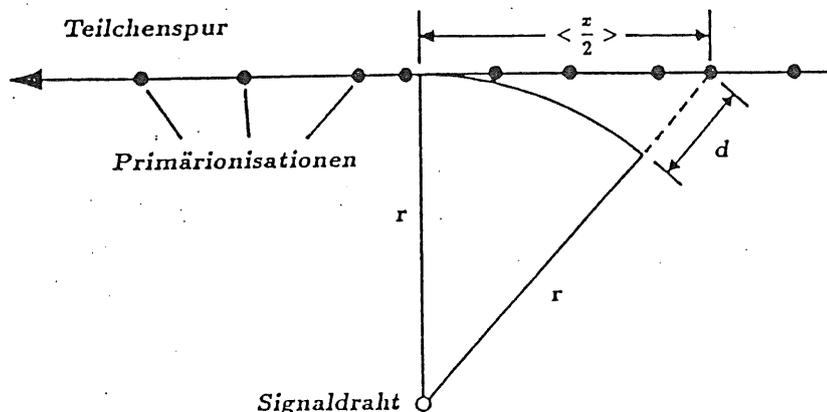


Abbildung 4: Einfluß der Primäriionisationsstatistik.

Für die mittlere Abweichung  $d$  von der kürzesten Wegstrecke gilt:

$$d = \sqrt{\left\langle \frac{x}{2} \right\rangle^2 + r^2} - r \quad (2-4)$$

Für  $r > r_{max}$ , also wenn der Teilchendurchgang im homogenen Driftbereich stattfindet, nimmt  $d$  einen konstanten maximalen Wert an. Es gilt:

$$d_{max} = \sqrt{\left\langle \frac{x}{2} \right\rangle^2 + r_{max}^2} - r_{max} \quad (2-5)$$

Aus (2-4) folgt für den Fehler  $\sigma_d$  von  $d$ :

$$\sigma_{ion} = \sigma_d = \left\langle \frac{x}{2} \right\rangle \cdot \frac{1}{\sqrt{\left\langle \frac{x}{2} \right\rangle^2 + r^2}} \cdot \sigma\left(\left\langle \frac{x}{2} \right\rangle\right) \quad (2-6)$$

wobei

$$\sigma^2\left(\left\langle \frac{x}{2} \right\rangle\right) = \left\langle \left(\frac{x}{2}\right)^2 \right\rangle - \left\langle \frac{x}{2} \right\rangle^2 \quad (2-7)$$

mit

$$\left\langle \frac{x}{2} \right\rangle = \int_0^1 \frac{x}{2} \cdot A_j^n(x) dx \quad (2-8)$$

und

$$\left\langle \left(\frac{x}{2}\right)^2 \right\rangle = \int_0^1 \left(\frac{x}{2}\right)^2 \cdot A_j^n(x) dx \quad (2-9)$$

Insgesamt ergibt sich nach einiger Rechnung (siehe z.B: [GES87]).

$$\sigma_{ion} = \frac{m}{n} \cdot \sqrt{\frac{m}{m^2 + 4n^2 r^2}} \quad (2-10)$$

Dabei ist  $m$  die Anzahl der Primärelektronen, die mindestens notwendig ist, um ein Signal zu erzeugen.  $\sigma_{ion}$  nimmt für  $r > r_{max}$  einen konstanten Wert an. Bei HRS-Gas beträgt die Anzahl der pro cm erzeugten Primärelektronen  $n = 30 \text{ cm}^{-1}$ . Schätzt man  $m$  zu zwei ab. So erhält man bei  $r_{max} = 1 \text{ cm}$   $\sigma_{ion} = 1.6 \text{ } \mu\text{m}$ .

### - Einfluß von $\delta$ -Elektronen

Unter  $\delta$  - Elektronen versteht man Elektronen, die bei einem zentralen Stoß mit dem ionisierenden Teilchen einen hohen Impulsübertrag erhalten haben.

Diese  $\delta$  - Elektronen werden senkrecht zur Teilchenbahn abgestrahlt (siehe Abbildung 5) und ionisieren ihrerseits weitere Gasmoleküle und verbreitern damit die primäre Ladungswolke um die Teilchenspur. Die  $\delta$  - Elektronen haben je nach verwendeter Gasmischung und Impulsübertrag Reichweiten von einigen  $10 \text{ } \mu\text{m}$  bis zu  $1000 \text{ } \mu\text{m}$ .

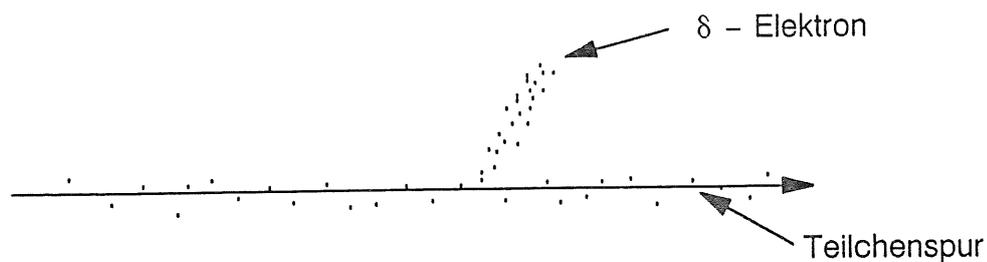


Abbildung 5: *Einfluß der  $\delta$  - Elektronen.*

Der Fehler der Ortsmessung, welcher durch  $\delta$  - Elektronen hervorgerufen wird, ist unabhängig vom Driftweg und liefert einen schwer abschätzbaren konstanten Beitrag zur Ortsauflösung.

### - Diffusion in Driftrichtung

Wirken keine äußeren Kräfte auf die erzeugten Elektronen, so thermalisieren sie durch Stöße mit den Gasteilchen. Die Energieverteilung der Elektronen ist eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung.

$$F(\epsilon)d\epsilon = C \cdot \sqrt{\epsilon} \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT}\right)d\epsilon \quad (2 - 11)$$

mit

- $\epsilon$  : kinetische Energie der Gasteilchen
- $k$  : Boltzmannkonstante
- $T$  : absolute Temperatur

Durch die thermische Bewegung diffundieren die Elektronen auseinander. Das räumliche und zeitliche Verhalten einer zu Beginn ( $t = 0$ ) linienförmigen Ladungsverteilung in  $y$ -Richtung wird durch eine Gaußverteilung beschrieben.

$$\frac{dn}{n}(t) = \frac{1}{4\pi Dt} \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + z^2}{4Dt}\right) dx dz \quad (2 - 12)$$

$D$  : Diffusionskoeffizient

Da nun aber ein elektrisches Feld anliegt, ist der thermischen Bewegung eine gerichtete Bewegung entlang der elektrischen Feldlinien überlagert. Der Schwerpunkt der Ladungswolke bewegt sich mit der Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  auf den Anodendraht zu. Sowohl der Diffusionskoeffizient als auch die Driftgeschwindigkeit sind von Gaszusammensetzung und elektrischen Feld abhängig.

Die Standardabweichung von (2-12) beträgt:

$$\sigma_{Diff} = \sqrt{2Dt_{Drift}} \quad (2 - 13)$$

Nimmt man nun über den gesamten Driftweg eine konstante Driftgeschwindigkeit an, was im Fall eines über weite Bereiche homogenen Driftfeldes zulässig ist, erhält man:

$$\sigma_{Diff} = \sqrt{\frac{2D}{v_{Drift}}} \cdot l_{Drift}^{\frac{1}{2}} \quad (2-14)$$

Der durch die Diffusion hervorgerufene Fehler in der Ortsmessung wird also mit zunehmender Driftstrecke  $l_{Drift}$  größer.

Bei HRS-Gas beträgt der Diffusionskoeffizient  $D = 3612 \text{ cm}^2/\text{sec}$  und die Driftgeschwindigkeit ist  $0.464 \cdot 10^7 \text{ cm}/\text{sec}$  bei einem Driftfeld von  $1 \text{ kV}/\text{cm}$ . Daraus ergibt sich  $\sigma_{Diff} = 40 \text{ }\mu\text{m}$  bei einer Driftstrecke von einem cm. Bei zwei cm beträgt der Fehler  $56 \text{ }\mu\text{m}$ .

#### - Einfluß der zur Driftrichtung transversalen Diffusion

Passiert das ionisierende Teilchen den Nachweisdraht in kurzem Abstand, so ist die am Draht eintreffende Ladungswolke noch eng lokalisiert. Nur die ersten eintreffenden Elektronen erzeugen den Puls. Die nachfolgenden Elektronen 'sehen' nur ein durch die ersten Elektronen abgeschirmtes Feld. Teilweise rekombinieren sie auch mit den Lawinenionen und tragen so nicht mehr zur Pulsbildung bei (siehe dazu [NIE88],[NIE89]).

Bei längeren Driftwegen bewirkt die zur Driftrichtung transversale Diffusion eine Ausdehnung der Ladungswolke. Das bedeutet, daß mehr Elektronen zum Puls beitragen und daß mehr sensitive Drahtlänge zur Verfügung steht. Die Pulshöhe sollte also mit zunehmender Driftstrecke größer werden. Mit zunehmender Pulshöhe wird aber das Signal-Rausch-Verhältnis immer größer und damit sollte auch die Ortsauflösung besser werden.

Insgesamt sollte dieser Effekt gerade in der Nähe des Drahtes zu einer Verschlechterung der erreichbaren Ortsauflösung führen.

#### - Zeitauflösung von Elektronik und Driftzeitalgorithmus

Durch die endliche Zeitauflösung der verwendeten Elektronik (FADC's) und des verwendeten Driftzeitalgorithmus entsteht ein weiterer Fehler in der Ortsauflösung. Bei einem konstanten Fehler der Zeitauflösung  $\sigma_t$ , ergibt sich für den von  $\sigma_t$  herrührenden Fehler in der Ortsmessung.

$$\sigma_{Zeit} = v_{Drift}(r) \cdot \sigma_t \quad (2-15)$$

Schätzt man die elektronische Zeitauflösung zu  $0.3 \text{ nsec}$  ab, so ergibt sich bei einer Driftgeschwindigkeit von  $46.4 \text{ }\mu\text{m}/\text{nsec}$   $\sigma_{Zeit} = 14 \text{ }\mu\text{m}$ .

#### - Einfluß des Übersprechverhaltens auf die Ortsauflösung

Einen weiteren Einfluß auf die Ortsauflösung hat das Übersprechen der Nachweisdrähte. Unter Übersprechen (engl.: crosstalk) versteht man folgende Erscheinung:

wenn an einem Nachweisdraht eine Ladungswolke ankommt, so wird an den Nachbardrähten eine Ladung mit umgekehrten Vorzeichen influenziert. Im Experiment äußert sich das folgendermaßen:

Wenn auf einem der Nachweisdrähte ein hoher Puls registriert wird, so erkennt man, daß auf den Nachbardrähten die Grundlinie heruntergezogen wird. Die Amplitude dieses Unterschingers beträgt etwa 7% des 'großen' Pulses. Durch das Übersprechen werden also die Pulse auf den Nachbardrähten gerade im für die Bestimmung der Driftzeit entscheidenden Anstiegsbereich beeinflußt. (in Kapitel 5.1.2 wird gezeigt, daß zumindest bei den in dieser Arbeit untersuchten Gasen nur die Anstiegsflanke des Pulses die Driftzeitinformation zu beinhalten scheint.)

### 2.3 Bestimmung des Ortes entlang des Drahtes

In diesem Kapitel soll beschrieben werden, wie mittels der Methode der Ladungsteilung (engl.: chargedivision) der Ort des Teilchendurchgangs entlang des Drahtes bestimmt werden kann. Bei der Methode der Ladungsteilung nutzt man die Tatsache aus, daß die auf den Draht auftreffende Ladung umgekehrt proportional zu den Widerständen nach links und rechts abfließt.

Aus dem Verhältnis der links bzw. rechts nachgewiesenen Ladung kann dann der Ort bestimmt werden, an dem die durch ionisierende Teilchen ausgelöste Ladungswolke auf den Draht getroffen ist. Um diese Methode anwenden zu können, muß der Nachweisdraht an beiden Enden ausgelesen werden.

Im folgenden wird der statische Ansatz benutzt, um die bei der Methode der Ladungsteilung zu Grunde liegenden Gleichungen herzuleiten. Dieser Ansatz stellt eine Vereinfachung dar, denn man hat es mit einem dynamischen Problem zu tun. Eigentlich müßte die sogenannte Telegraphengleichung unter Berücksichtigung von Induktivität, Kapazität und ohmschen Widerstand von Draht und Kammer gelöst werden [RAD74]. Des weiteren müßten bei der Berechnung die Übertragungseigenschaften der Vorverstärker (komplexe Übertragungsfunktion) eingehen.

Der statische Ansatz rechtfertigt sich jedoch durch seine Einfachheit und Anschaulichkeit und er liefert für ausreichend lange Integrationszeiten das richtige Ergebnis.

In Abbildung 6 ist das Ersatzschaltbild dargestellt, welches für den statischen Ansatz benutzt wird.

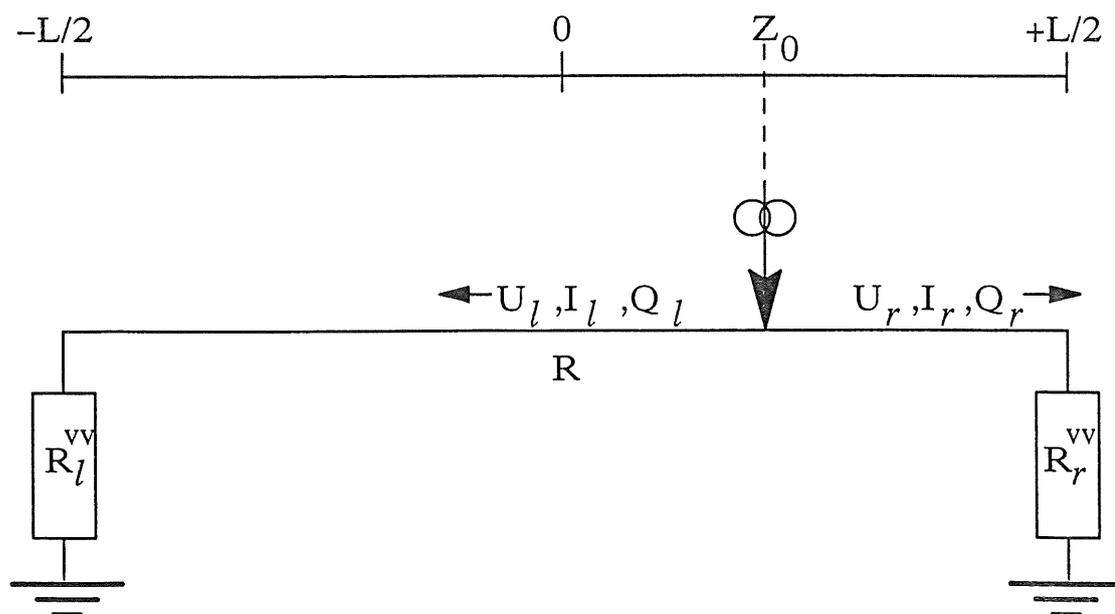


Abbildung 6: Ersatzschaltbild für den statischen Ansatz.

Der Draht hat die Länge  $L$  und den Gesamtwiderstand  $R$ , an seinen beiden Enden ist er mit Vorverstärkern mit den Innenwiderständen  $R_l^{VV}$  und  $R_r^{VV}$  gegen Masse abgeschlossen.

Die Ladungswolke, welche an der Stelle  $Z_0$  auf den Nachweisdraht trifft, wirkt wie eine externe Stromquelle. Auf beiden Seiten fällt die gleiche Spannung ab. Es gilt also:

$$U_r = U_l. \quad (2-16)$$

Die Widerstände auf beiden Seiten berechnen sich folgendermaßen.

$$R_l = R_l^{VV} + R_l^{Draht} = R_l^{VV} + \left(\frac{L}{2} + Z_0\right) \cdot \frac{R}{L} \quad (2-17)$$

Für die rechte Seite gilt analog:

$$R_r = R_r^{VV} + R_r^{Draht} = R_r^{VV} + \left(\frac{L}{2} - Z_0\right) \cdot \frac{R}{L} \quad (2-18)$$

Daraus folgt mit (2-16)

$$\begin{aligned} U_r &= I_r \cdot \left[ R_r^{VV} + \left(\frac{L}{2} - Z_0\right) \cdot \frac{R}{L} \right] \\ &= I_l \cdot \left[ R_l^{VV} + \left(\frac{L}{2} + Z_0\right) \cdot \frac{R}{L} \right] = U_l \end{aligned} \quad (2-19)$$

Der über die Zeit integrierte Strom ergibt die abgeflossene Ladung. Man erhält daher aus der letzten Gleichung:

$$\frac{Q_l}{Q_r} = \frac{I_l}{I_r} = \frac{[R_r^{VV} + (\frac{L}{2} - Z_0) \cdot \frac{R}{L}]}{[R_l^{VV} + (\frac{L}{2} + Z_0) \cdot \frac{R}{L}]} \quad (2-20)$$

Führt man folgende Abkürzungen ein:

$$\begin{aligned} L_{Eff} &= L \cdot \left(1 + \frac{R_r^{VV} + R_l^{VV}}{R}\right) \\ \Delta R &= R_r^{VV} - R_l^{VV} \\ \Delta Q &= Q_r - Q_l \\ \Sigma Q &= Q_r + Q_l \end{aligned} \quad (2-21)$$

so erhält man nach wenigen einfachen Umformungen:

$$\frac{\Delta Q}{\Sigma Q} = \frac{2 \cdot Z_0}{L_{Eff}} - \frac{\Delta R}{R} \cdot \frac{L}{L_{Eff}} \quad (2-22)$$

Daraus folgt für die gewünschte Koordinate  $Z_0$ :

$$Z_0 = \frac{L_{Eff}}{2} \cdot \frac{\Delta Q}{\Sigma Q} + \frac{L}{2} \cdot \frac{\Delta R}{R} \quad (2-23)$$

Es besteht also ein einfacher linearer Zusammenhang zwischen  $\frac{\Delta Q}{\Sigma Q}$  und der gewünschten Koordinate  $Z_0$ . Bei gleichem Innenwiderstand der beiden Vorverstärker ist  $\Delta R = 0$  und der letzte Term in (2-23) verschwindet.

## 2.4 Teilchenidentifikation

### 2.4.1 Energieverlust geladener Teilchen.

Beim Durchgang durch Materie geben geladene Teilchen durch inelastische Stöße Energie an das Medium ab. Der mittlere Energieverlust hängt von der Ladung und der Geschwindigkeit (Energie) des ionisierenden Teilchens ab. Dadurch können geladene Teilchen durch die Messung ihres mittleren Energieverlustes identifiziert werden.

Der mittlere Energieverlust  $dE$  auf der Strecke  $dx$ , den geladene Teilchen durch inelastische Stöße in Materie erleiden, wird über weite Energiebereiche annähernd durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben.

$$-\frac{dE}{dx} = K \cdot \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left( \ln \frac{2m_0c^2\beta^2 E_M}{U^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right) \quad (2-24)$$

mit

$$K = \frac{2\pi N_A z^2 e^4}{m_e c^2} \quad (2-25)$$

und

$$E_M = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1-\beta^2} \quad (2-26)$$

wobei:

- $m_0 c^2$  : Ruhemasse des einfallenden Teilchens
- $N_A$  : Avogadrokonstante
- $m_e, e$  : Elektronenmasse bzw. -ladung
- $Z, A, \rho$  : Kernladungszahl, Atomgewicht und Dichte des Mediums
- $U = Z \cdot U_0$  : mittleres Ionisierungspotential ( $U_0 = 13.5\text{eV}$ )
- $z, \beta = \frac{v}{c}$  : Ladung und Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens

$E_M$  ist der maximal kinematisch mögliche Energieübertrag beim Stoß eines relativistischen Teilchens mit einem ruhenden Elektron. Dieser Term läßt sich mit Hilfe der relativistischen Kinematik herleiten.

In Abbildung 7 ist der nach (2-24) berechnete mittlere Energieverlust in Luft als Funktion der Energie für verschiedene geladene Teilchen wiedergegeben.

Man erkennt, daß der Energieverlust zunächst mit zunehmender Teilchenenergie abnimmt. Dann durchläuft die Kurve ein Minimum (Minimalionisation). Die Lage des Minimums hängt vom Teilchen ab, während der Wert des Energieverlustes im Minimum für alle Teilchen und die meisten Medien in etwa gleich ist. Er beträgt etwa  $2 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ .

Bei hohen Energien bewirken relativistische Effekte einen Wiederanstieg des Energieverlustes. Durch Messung des spezifischen Energieverlustes ist es, vor allem bei niedrigen Energien, möglich Elementarteilchen zu identifizieren. Bei hohen

Energien dagegen ist der Unterschied im  $dE/dx$  nicht mehr so gravierend. Möchte man auch bei sehr hohen Energien Teilchenidentifikation durch Energieverlustmessung betreiben, muß man sehr gute Energieauflösungen anstreben. Dies kann man z.B. dadurch erreichen, daß man den mittleren Energieverlust sehr häufig mißt, um so den mittleren Fehler des Mittelwertes zu minimieren.

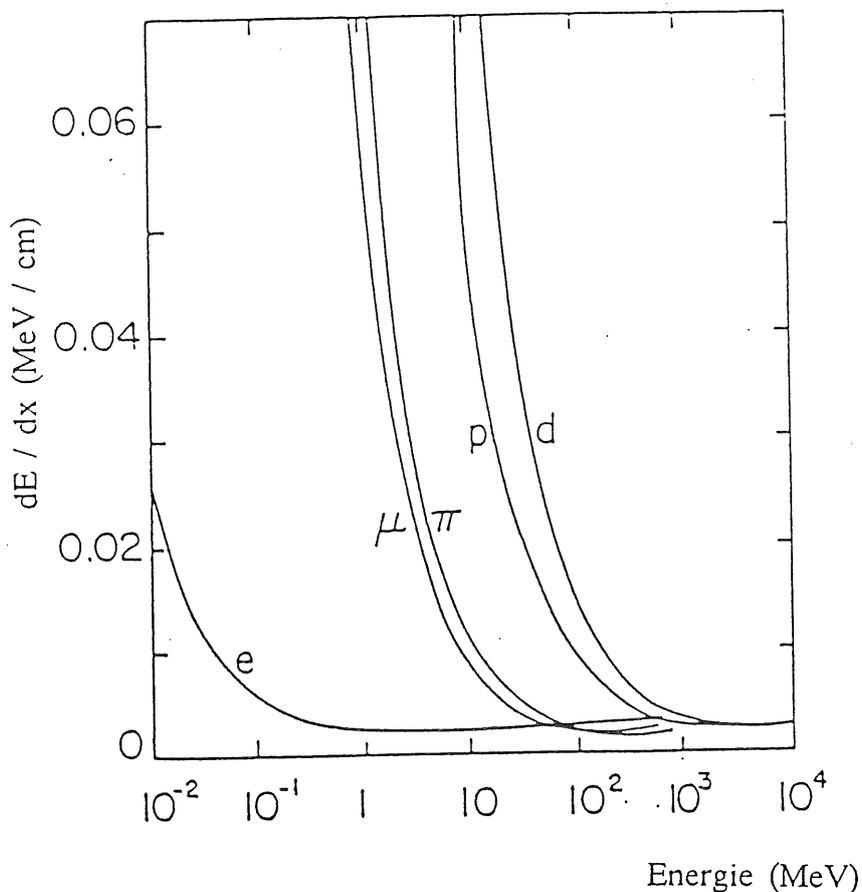


Abbildung 7: Energieverlust pro Längeneinheit in Luft.

Wie bereits beschrieben, ist die Zahl der pro Längeneinheit gebildeten Primärelektronen statistisch verteilt. Das gleiche gilt für die Energie, die pro Stoß auf ein Primärelektron übertragen wird.

L. D. Landau konnte mit einem klassischen Ansatz zeigen, daß die Energieverlustverteilung durch folgende Verteilungsfunktion qualitativ beschrieben werden kann.

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right) \quad (2-27)$$

mit :

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{mp}}{\bar{E}} \quad (2-29)$$

wobei :

(2-30)

$$\bar{E} = K \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{\rho}{\beta^2} \cdot x \quad (2-31)$$

Dabei ist  $\bar{E}$  der mittlere Energieverlust auf der Länge  $x$  aus der Bethe-Bloch-Formel.  $\Delta E_{mp}$  ist die Lage des Maximums der Verteilung.  $\lambda$  ist also die Abweichung vom wahrscheinlichsten Wert normiert auf den Mittelwert.

Die nächste Abbildung 8 zeigt eine gemessene Pulsintegralverteilung.

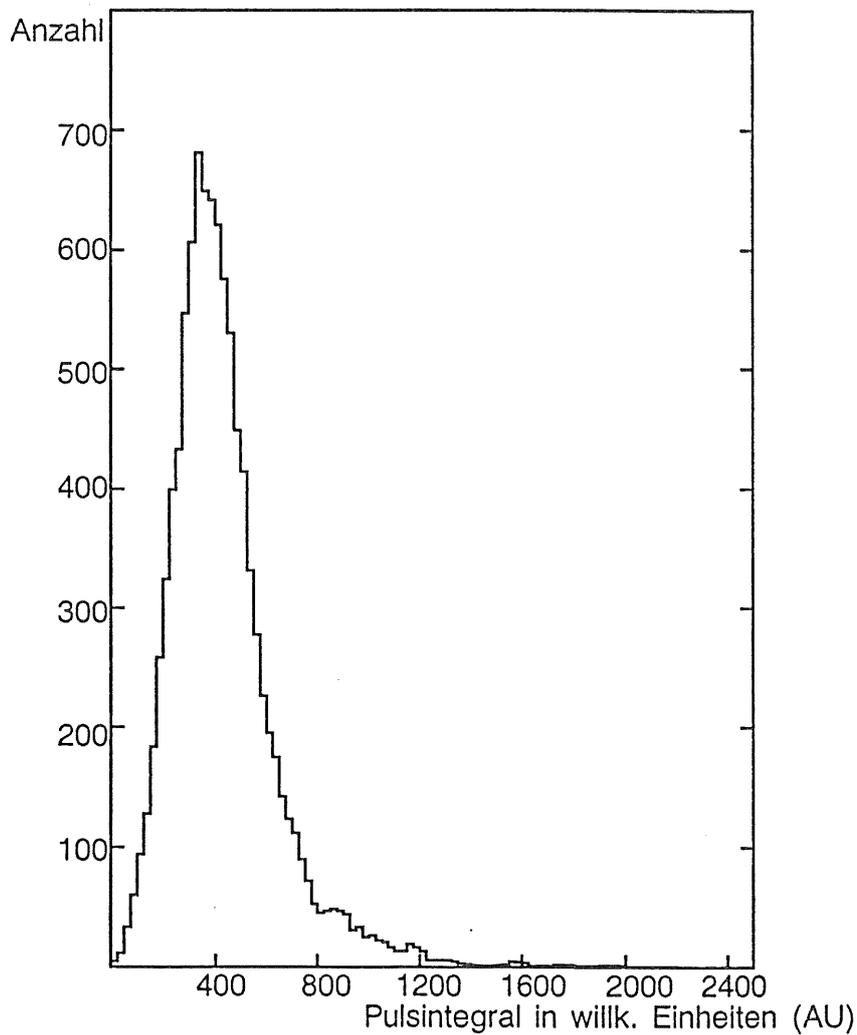


Abbildung 8: *Energieverlustverteilung.*

Man erkennt, daß es sich um eine unsymmetrische Verteilung mit einem Ausläufer zu hohen Energien handelt (Landauschwanz). Dieser ist vor allem auf  $\delta$ -Elektronen zurückzuführen.

## 2.4.2 Übergangsstrahlung (TR)

Übergangsstrahlung (engl.: TR für Transition Radiation) entsteht, wenn ein hochrelativistisches geladenes Teilchen die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlicher Dielektrizitätszahl durchquert.

Auf Grund unterschiedlicher Dielektrizitätszahlen hat das Teilchen ein unterschiedliches elektrisches Feld in den beiden Medien. Passiert nun das Teilchen die Grenzfläche, so muß sich das Feld neu formieren. Dies geschieht durch die Abstrahlung eines zusätzlichen Feldes (eines Photons). Die Gesamtenergie  $W$  der abgestrahlten Photonen ist proportional zu  $\gamma = \frac{E}{m}$ . Durch den Nachweis der in Form von Übergangsstrahlung abgegebenen Energie können so Teilchen gleicher Energie aber unterschiedlicher Masse voneinander unterschieden werden.

Der Nachweis der Übergangsstrahlung geschieht beim H1-Experiment durch die radialen Driftkammern. Da die TR-Photonen ausschließlich in Vorwärtsrichtung ausgestrahlt werden, wird die Übergangsstrahlung gleichzeitig mit dem durch inelastische Stöße verursachten Energieverlust ( $dE/dx$ ) entlang der Teilchenspur nachgewiesen.

Die Wechselwirkung von Photonen mit Gasteilchen ist lokal, so daß sich ein TR-Photon als Pulserhöhung auf nur einem der Nachweisdrähte bemerkbar macht. Die Energie der TR-Quanten liegt im Röntgenbereich, in unserem Fall zwischen 6-15 keV. Die Energieabgabe läßt sich klassisch beschreiben, wobei man die Stetigkeitsbedingungen für elektromagnetische Felder an den Grenzflächen berücksichtigt. Für hochrelativistische Teilchen gilt folgende Näherung für die im Energieintervall  $dW$  und Raumwinkelintervall  $d\Omega$  abgestrahlte Leistung:

$$\frac{d^2W}{d(\hbar\omega)d\Omega}|_{\text{Übergang}} = \frac{\alpha\theta^2}{\pi^2} \left( \frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_1^2}{\omega^2} + \theta^2} - \frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_2^2}{\omega^2} + \theta^2} \right)^2. \quad (2-32)$$

mit:

- $\gamma = \frac{E}{m}$  : Lorentzfaktor
- $\omega_1, \omega_2$  : Plasmafrequenz der beiden Medien
- $\theta$  : Abstrahlungswinkel
- $\alpha$  : Feinstrukturkonstante
- $\hbar\omega$  : Energie der Photonen

Integration von (2-32) liefert die insgesamt in Form von Übergangsstrahlung abgestrahlte Energie  $W$ .

$$W = \gamma \frac{\alpha \hbar (\omega_1 - \omega_2)^2}{3 \omega_1 + \omega_2} \quad (2-33)$$

Allerdings ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Übergangsstrahlungsphoton an einer Grenzfläche erzeugt wird, nur sehr gering. Aus diesem Grund benutzt man Radiatoren, welche aus möglichst vielen Grenzflächen bestehen. Dabei ist darauf zu achten, daß die Radiatoren nicht beliebig dick sein dürfen, da die erzeugten Photonen sonst bereits wieder im Radiator absorbiert würden. Besteht ein fester Abstand zwischen den Grenzflächen, müssen Interferenzeffekte berücksichtigt werden.

Bei den Testläufen (engl. Testruns) bestanden die Radiatoren aus gekämmten Polypropylene- oder Kohlefasern. Im H1-Experiment sollen Radiatoren aus Polypropylenefolien verwendet werden. Näheres über den Bau von Radiatoren und die verwendeten Materialien kann man in [STR86], [SCH89], [WEI85] nachlesen.

## 2.5 Einige Bemerkungen über die verwendeten Nachweisgase.

In diesem Kapitel möchte ich auf die Eigenschaften der verwendeten Nachweisgase eingehen.

### 2.5.1 HRS - Gas

HRS-Gas (HRS steht für High Resolution) ist eine Gasmischung aus Argon, CO<sub>2</sub> und CH<sub>4</sub> in einem Mischungsverhältnis von 90/9/1.

In der radialen Driftkammer treten relativ lange Driftwege auf. Der maximale Driftweg beträgt 5 cm. Damit die Driftzeiten nicht allzu lang werden (dies würde eine Einschränkung der möglichen Ereignisrate bedeuten), verwendet man Gase mit relativ hohen Driftgeschwindigkeiten. HRS-Gas hat bei einem Driftfeld  $E_{Drift}$  von 1 kV/cm eine Driftgeschwindigkeit von  $46.4 \mu\text{m/nsec}$ . Bei einem maximalen Driftweg von 5cm beträgt die maximale Driftzeit also ungefähr  $1 \mu\text{sec}$ .

Abbildung 9 zeigt eine Simulation der Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  und des Diffusionskoeffizienten  $D$  als Funktion des angelegten elektrischen Feldes. Sie wurde mit dem Simulations-Programm Wircha erstellt [WIR83].

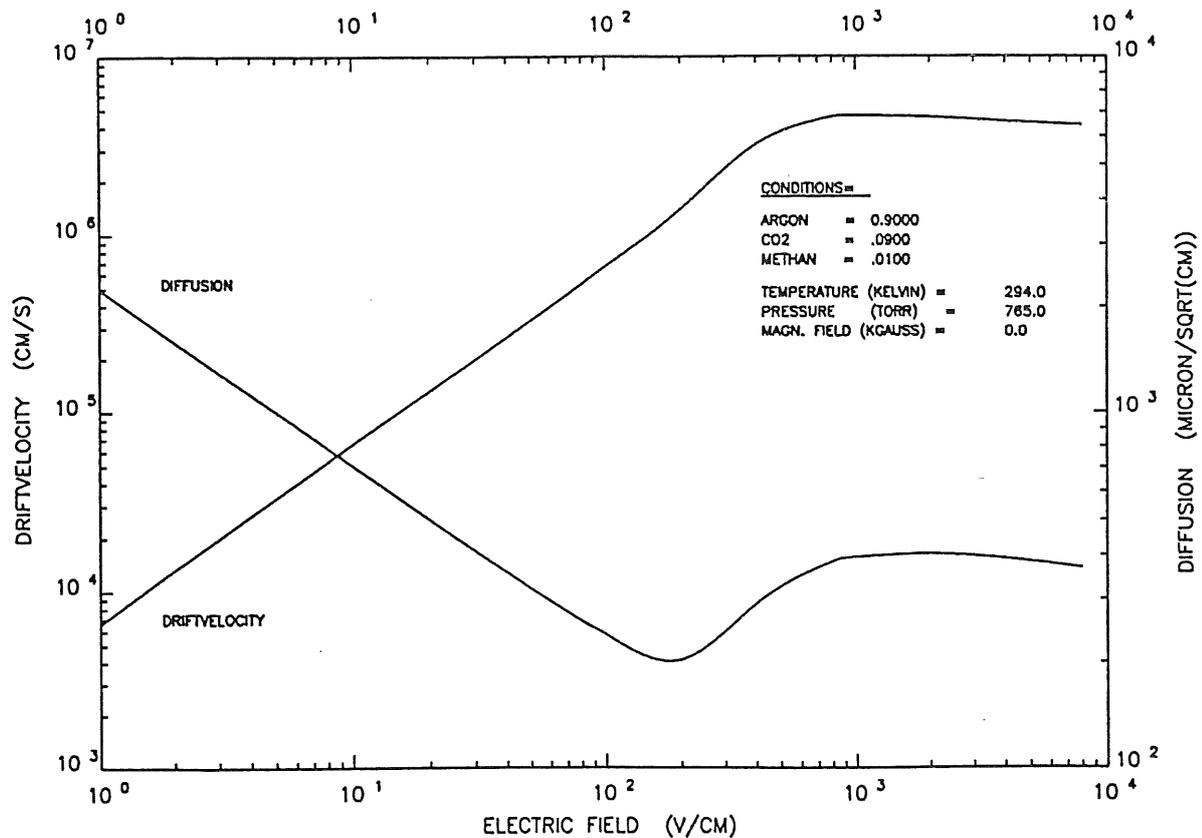


Abbildung 9: Driftgeschwindigkeit und Diffusionskoeffizient als Funktion des angelegten Driftfeldes.

Ab einem  $E_{Drift}$  von etwa 800 V/cm ist ein Plateau zu erkennen. D.h. die Driftgeschwindigkeit bleibt auch bei größeren Änderungen des elektrischen Feldes ziemlich konstant. HRS-Gas ist also in Bezug auf die Driftgeschwindigkeit eine Gasmischung die relativ unkritisch ist, was die Wahl der optimalen Spannungswerte angeht. Die folgende Tabelle soll noch mal zeigen, wie wenig die Driftgeschwindigkeit bei HRS-Gas vom Driftfeld abhängt. Insgesamt variiert sie bei Driftfeldern  $E_{Drift}$  von 800 V/cm bis 2000 V/cm nur um 2.2%.

$E_{Drift}$ [V/cm]	$v_{Drift}$ [ $\mu\text{m}/\text{nsec}$ ]
800	45.7
1000	46.4
2000	45.4

Tabelle 1: *Driftgeschwindigkeit als Funktion des elektrischen Feldes für HRS-Gas*

Ein weiterer Vorteil von HRS-Gas besteht darin, daß es schon bei relativ niedrigen elektrischen Feldern eine ausreichende Gasverstärkung aufweist [CDF83].

### 2.5.2 Gasmischungen mit Xenon

Da mit der radialen Driftkammer auch Übergangsstrahlung nachgewiesen werden soll, muß eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen erzielt werden. Die Energie der TR-Photonen variiert zwischen 6-15 keV. Da Xenon von allen Gasen die höchste Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen in diesem Energiebereich hat, wurden während des Testruns verschiedene Gasmischungen mit Xenon untersucht. Die Absorption von Photonen in Materie wird durch ein Exponential-Gesetz beschrieben. Es gilt:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (2 - 34)$$

mit:

- $\mu$  : Absorptionskoeffizient in [ $\text{cm}^2/\text{g}$ ]
- $I_0$  : Anfangsintensität
- $x$  : reduzierte Dicke des Mediums in [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]

Als Reichweite der Photonen wird die Entfernung  $x$  bezeichnet, bei der die Intensität auf den e-ten Teil abgefallen ist.

In Abbildung 10 kann man erkennen, daß Xenon im Vergleich zu anderen Nachweisgasen für Photonen im Energiebereich von 6-15 keV den größten Absorptionskoeffizienten und damit die größte Nachweiswahrscheinlichkeit aufweist.

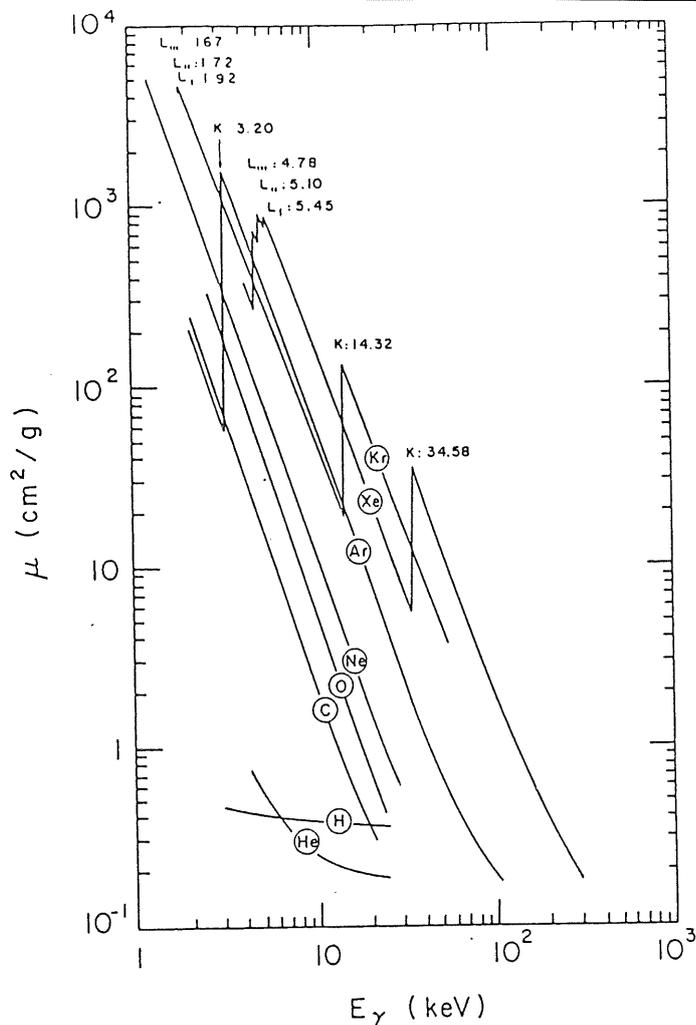


Abbildung 10: Absorptionskoeffizient verschiedener Gase als Funktion der Photonenergie.

In diesem Energiebereich ist der Photoeffekt der dominierende Prozeß bei der Absorption von Photonen. Dabei überträgt das Photon seine gesamte Energie auf ein Hüllenelektron eines Gasatoms. Die kinetische Energie des freigesetzten Elektrons ist dann die Photonenergie abzüglich der Bindungsenergie des Elektrons. Die nächste Tabelle zeigt, daß die Energie der TR-Photonen nur dazu ausreicht, um Elektronen der L-Schale herauszuschlagen.

Kante	Energie
$L_I$	4,78 keV
$L_{II}$	5,09 keV
$L_{III}$	5,45 keV
$K$	34,82 keV

Tabelle 2: Bindungsenergien von Xenon

Das freigesetzte Elektron ionisiert Gasatome und gibt dabei seine kinetische Energie ab. Da die Reichweite dieser Elektronen nur sehr gering ist, erzeugen sie nur eine eng lokalisierte Ladungswolke.

Es treten aber noch Folgeprozesse auf. Nachdem ein Elektron aus der L-Schale

geschlagen wurde, befindet sich das Atom in einem angeregten Zustand. Die Abregung erfolgt über die folgenden beiden Prozesse:

- Mit einer Häufigkeit von 80% regt sich das Xe-Atom über die Aussendung von Röntgenfluoreszenzstrahlung ab. Die Energie der Röntgenquanten ( $L_\alpha$  - Linie) beträgt 4.11 keV.

Die Reichweite dieser Photonen beträgt in Gasmischungen mit 20% Xenon-Anteil etwa 2.3 cm bzw. 1.6 cm bei 30% Xenon-Anteil. Das Photon kann sich also deutlich vom Ort der primären Reaktion entfernen. Anders als die TR-Quanten, die gleichzeitig mit der Primärionisation des geladenen Teilchens nachgewiesen werden. Damit hat man die Möglichkeit zwischen Ereignissen mit und ohne Übergangsstrahlung zu unterscheiden. Ereignisse bei denen neben Pulsen auf der Teilchenspur auf nur einem der Nachweisdrähte ein zusätzlicher Puls registriert wird, sind mit großer Wahrscheinlichkeit auf Übergangsstrahlung zurückzuführen.

- Mit einer Häufigkeit von 20% regt sich Xenon über den Auger-Effekt ab. Dabei wird die Energie direkt auf ein Hüllenelektron übertragen. Dieses Elektron hat nur eine sehr geringe Reichweite und wird zusammen mit der Primärionisation nachgewiesen.

In der folgenden Tabelle sind die Eigenschaften der verwendeten Gase zusammengefasst.

Gas	Z	A	Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	$W_i$ [eV]	$U_0$ [eV]	dE/dx [keV/cm]	$n_{\text{prim}}$ [1/cm]	$n_{\text{tot}}$ [1/cm]
He	2	4	$1,66 \cdot 10^{-4}$	41	24,6	0,32	5,9	7,8
Ar	18	39,9	$1,66 \cdot 10^{-3}$	26	15,8	2,44	29,4	94
Xe	54	131,3	$5,49 \cdot 10^{-3}$	22	12,1	6,76	44	307
CH <sub>4</sub>	10	16	$6,7 \cdot 10^{-4}$	28	13,1	1,48	16	53
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	18	30	$1,34 \cdot 10^{-3}$	26,5	11,7	2,71	27	102
CO <sub>2</sub>	22	44	$1,86 \cdot 10^{-3}$	33	13,7	3,01	34	91

Tabelle 3: *Eigenschaften der verwendeten Gase.*

$W_i$ : Ionisationsenergie pro Paar,  $U_0$ : mittleres Ionisationspotential,  $n_{\text{prim}}$ ,  $n_{\text{tot}}$ : Anzahl der pro Zentimeter erzeugten primären bzw. totalen Paare [SAU77], [CHR71].

### 3 Die Testkammer

In diesem Kapitel werden der mechanische Aufbau, die elektrische Verschaltung und die Elektrostatik des getesteten Prototypen erläutert.

Der Prototyp eines Segmentes der radialen Driftkammern wurde an der Universität Liverpool (Großbritannien) entworfen und gebaut. Die radialen Driftkammern werden in Leichtbauweise hergestellt, um die absorbierende Masse im Vorwärtsbereich möglichst gering zu halten. Pro Kammer beträgt die Massenbelegung etwa  $0.1$  Strahlungslängen. Zunächst wird der mechanische Aufbau beschrieben.

#### 3.1 Mechanischer Aufbau

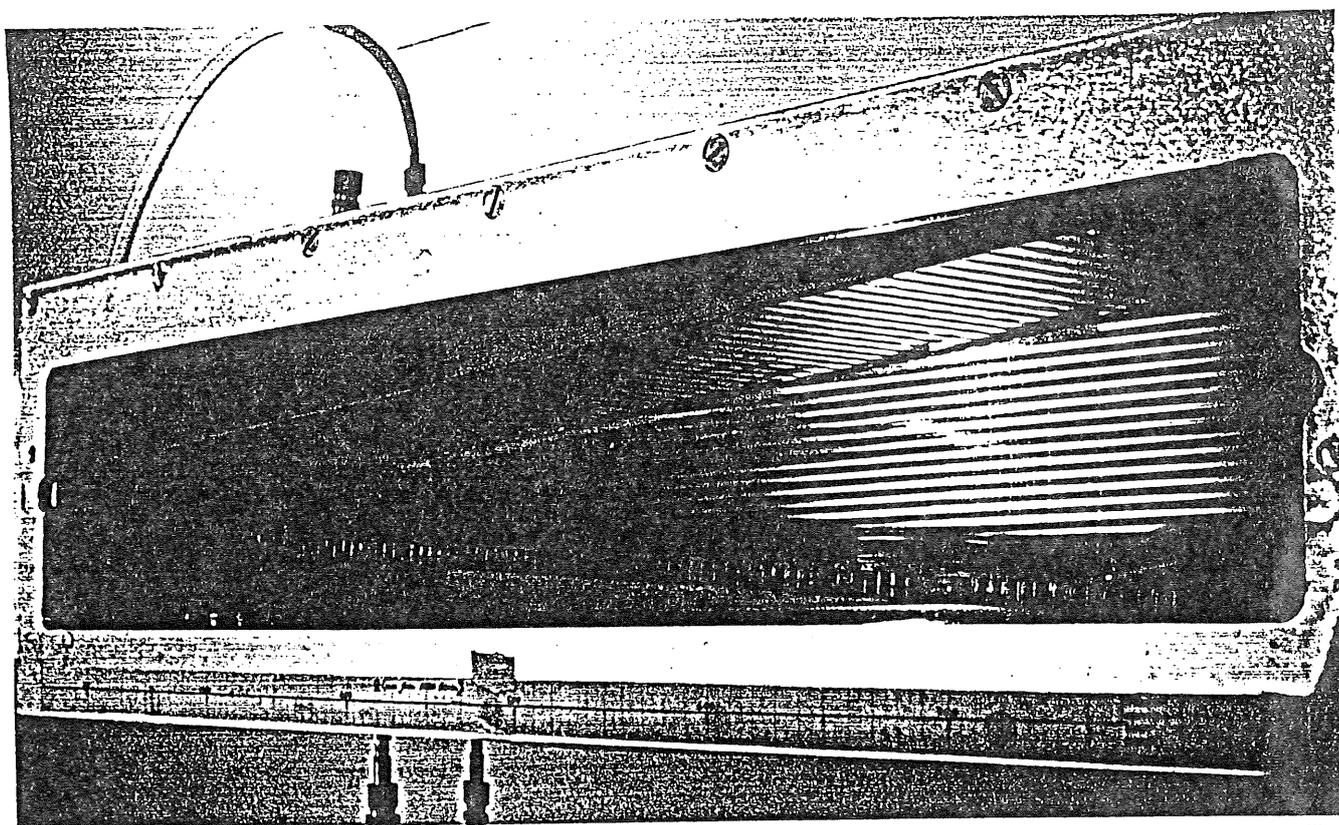


Abbildung 11: *Foto der Testkammer. Die Rohacellplatte mit den vorderen Feldformungsstreifen wurde entfernt.*

Der Aufbau des Prototypen ist in Abbildung 12 schematisch dargestellt. Die Kammer ist  $61$  cm lang, sie ist keilförmig und ihre Breite variiert von  $1.8$  cm am schmalen Ende bis zu  $10$  cm am weiten Ende. Die Tiefe beträgt  $12.5$  cm.

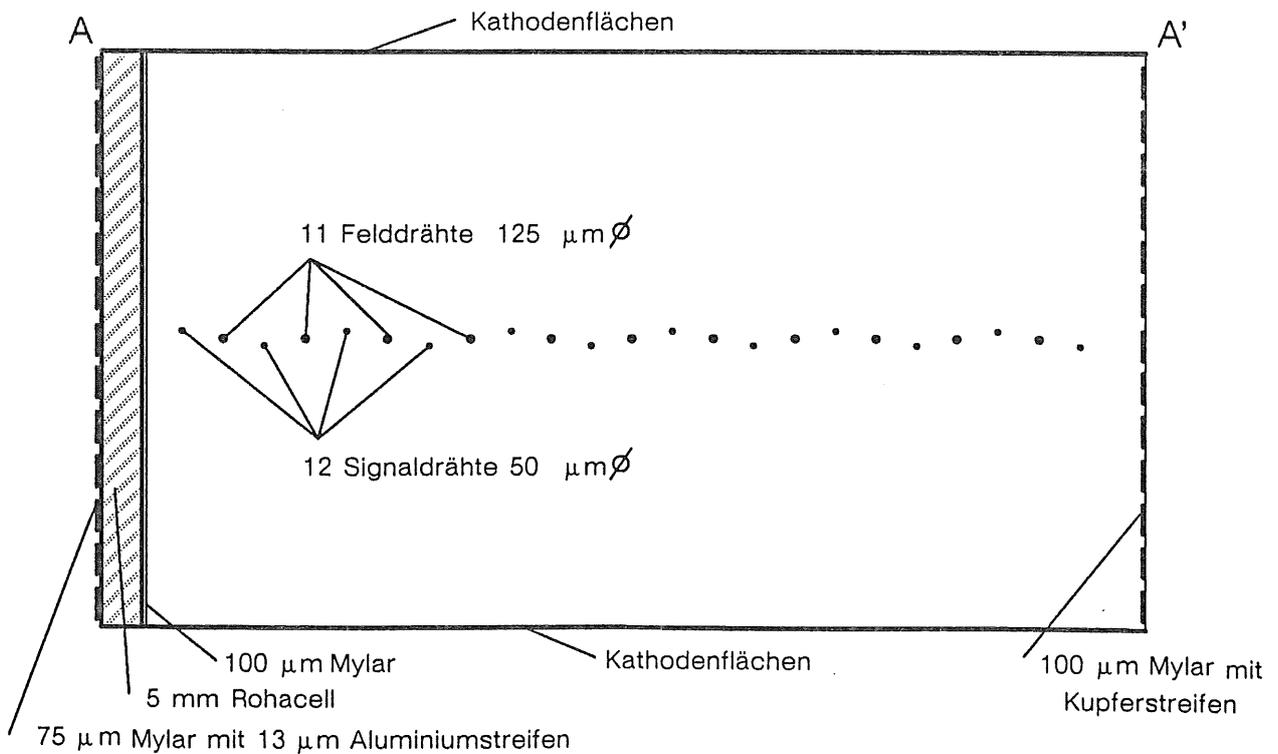
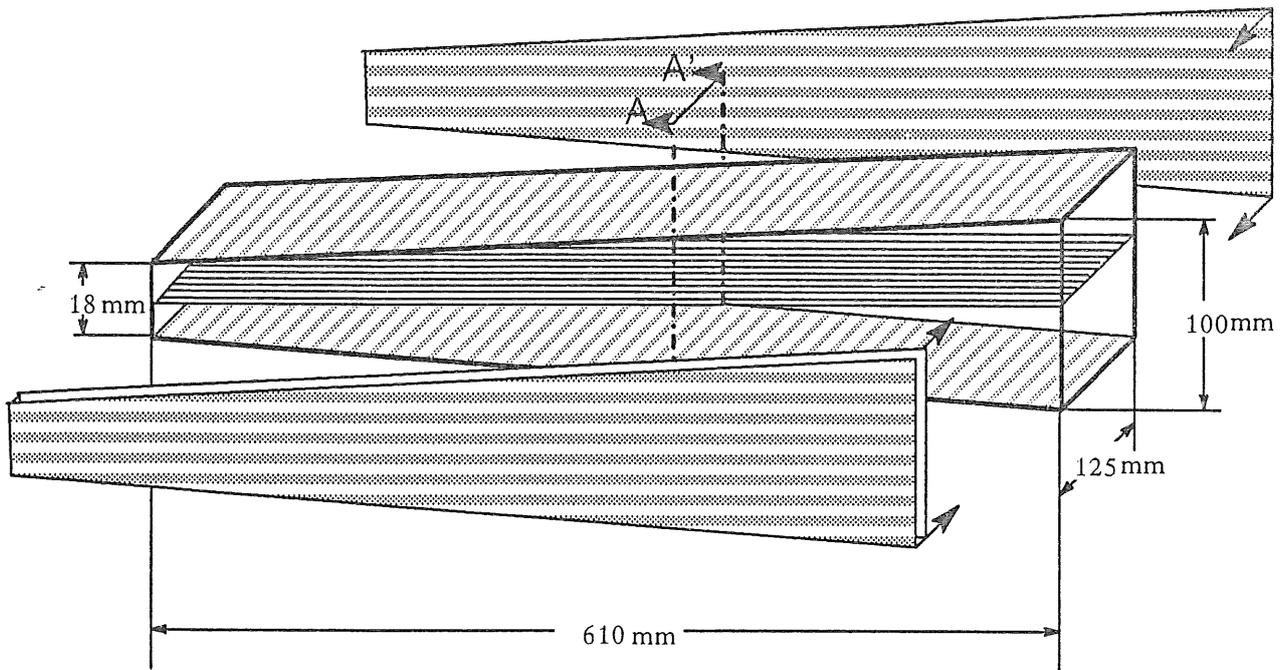


Abbildung 12: *Explosionszeichnung und Schnitt durch die Nachweisebene der Testkammer*

Der Prototyp war in einem stabilen Metallrahmen untergebracht (siehe Abbildung 11). Die Kathodenflächen stehen in einem Winkel von  $7.5^\circ$  ( $\frac{2\pi}{48}$ ) zueinander. Sie sind aus 0.5 mm dickem Epoxy-Papier. Auf jeder der beiden Kathodenflächen befinden sich jeweils 61 Kathodenstreifen aus Kupfer. Die Kathodenstreifen sind 6 mm breit und haben jeweils 4 mm Abstand zueinander.

Die Kammer besitzt 12 Nachweisdrähte aus Nickel-Chrom mit einem Durchmesser von  $50 \mu\text{m}$ . Die Distanz zwischen 2 Nachweisdrähten beträgt 1 cm. In der Mitte zwischen zwei Nachweisdrähten ist jeweils ein Feldformungsdraht aus Kupfer-Beryllium mit  $125 \mu\text{m}$  Durchmesser gespannt. Insgesamt besitzt der Prototyp 11 Feldformungsdrähte. Während die Feldformungsdrähte alle in einer Ebene liegen sind die Nachweisdrähte um  $\pm 200 \mu\text{m}$  gegenüber dieser Ebene versetzt (engl.: Staggering), um so eine gute links/rechts-Trennung zu gewährleisten.

Das Frontfenster, also die dem Radiator zugewandte Seite, besteht zunächst aus einer  $100 \mu\text{m}$  dicken Mylarfolie, welche den Nachweisraum nach vorne gasdicht abschließt. Darauf ist eine 5 mm dicke Rohacell-Platte befestigt. Auf ihr sind insgesamt 19 jeweils 3 mm breite und  $13 \mu\text{m}$  dicke Feldformungsstreifen aus Aluminium auf einer  $75 \mu\text{m}$  dicken Mylarfolie angebracht. Sie haben jeweils einen Abstand von 2 mm zueinander.

Um möglichst alle TR-Quanten nachzuweisen, wurde das Frontfenster so konstruiert, daß in ihm kaum Photonen absorbiert werden. Die Verwendung von Rohacell empfiehlt sich, da es sich dabei um einen geschäumten Kunststoff handelt, in welchem zusätzlich Übergangsstrahlung erzeugt wird. Verschiedene Tests (siehe z.B: [APP88]) haben gezeigt, daß Rohacell sich gut dazu eignet, Radiatoren aus anderen Materialien zu unterstützen.

Auf der Rückseite der Kammer sind ebenfalls 19 Feldformungsstreifen angebracht. Sie bestehen aus Kupfer, sind 3 mm breit und haben 2 mm Abstand zueinander.

### 3.2 Elektrische Verschaltung und Elektrostatik der Testkammer

In diesem Kapitel wird die Elektrostatik des Prototypen in einer vereinfachten Darstellung erläutert. So ist z.B. das Staggering der Drähte nicht berücksichtigt. Die grundlegenden Beziehungen zwischen den Potentialen werden hergeleitet.

Es wird gezeigt, daß das System nur einen Freiheitsgrad, nämlich das Driftfeld  $E_{Drift}$  besitzt. Es wird diskutiert, welche Konsequenzen sich aus der nicht idealen Geometrie der Kammer ergeben und wie diese ausgeglichen werden kann. Eine gute Beschreibung des elektrostatischen Aufbaus der radialen Driftkammern findet sich in [BEC87].

Anschließend wird die elektrische Verschaltung vorgestellt, die auf den obigen Erkenntnissen beruht.

Um die grundlegenden Beziehungen herzuleiten, wird von folgender Anordnung ausgegangen.

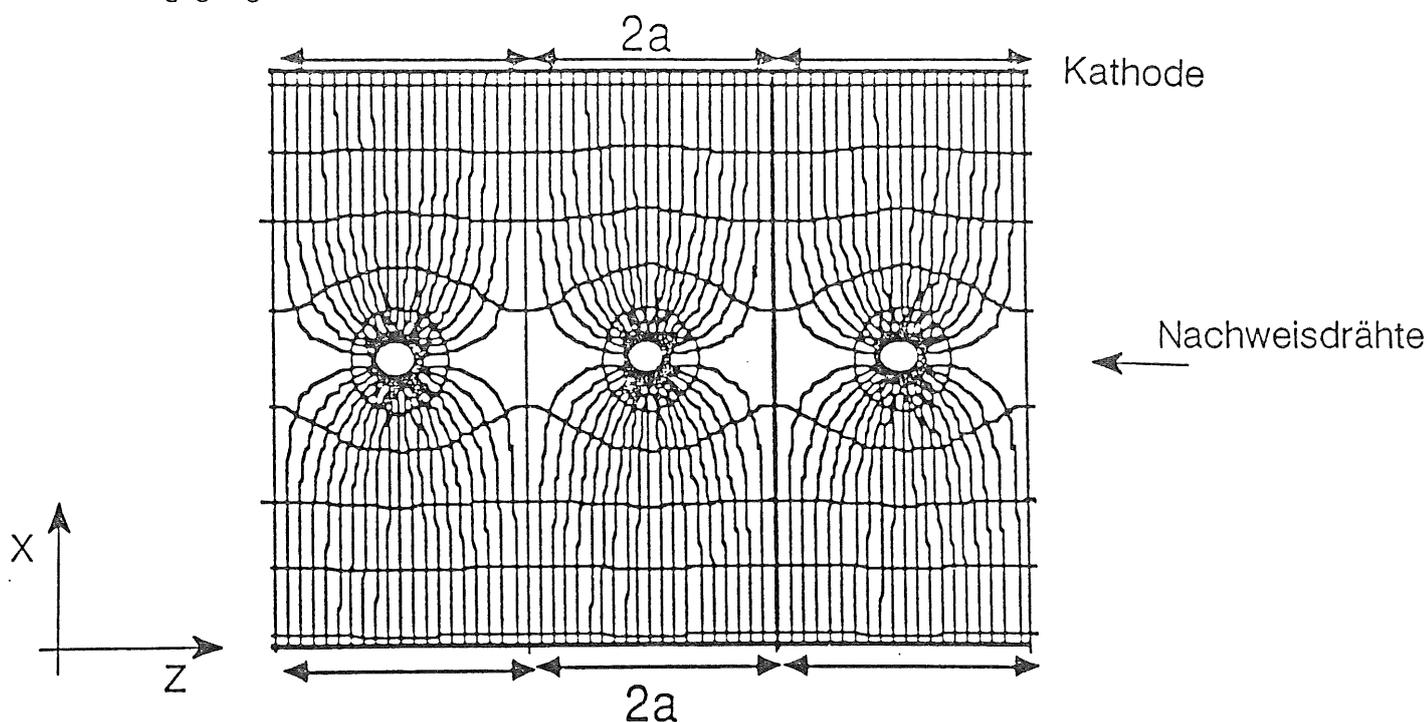


Abbildung 13: Äquipotential- und Driftlinien bei einer periodischen Anordnung

Die Nachweisdrähte seien in einer Ebene parallel zueinander angeordnet. Der Abstand zwischen den Drähten beträgt jeweils  $2a$ . Die Anordnung sei periodisch ins  $\pm$  Unendliche fortgesetzt. Die Drähte haben die Koordinaten:

$$x = 0 \text{ und } z = 0, \pm 2a, \pm 4a \dots$$

$q$  sei die Ladung pro Längeneinheit der Nachweisdrähte. Dann gilt folgende Näherung für das elektrische Potential [ERS72]:



Durch Kombination von (3-36) und (3-37) kann man das Feld für kleine  $r$  so ausdrücken:

$$E(r) = E_{Drift} \cdot \frac{2a}{\pi r} \quad (3-38)$$

Beim Prototypen betrug der Abstand der Nachweisdrähte  $2a = 1\text{cm}$  und der Drahtradius betrug  $R_{Draht} = 25\mu\text{m}$ . Damit ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen dem Driftfeld  $E_{Drift}$  und dem Feld an der Oberfläche des Nachweisdrahtes (engl. Sense-Wire):

$$E_{Sense} = 127.3 \cdot E_{Drift} \quad (3-39)$$

Man betrachte nun die Potentiale an ausgezeichneten Punkten:

$$V_{Cathode}(x) = V_0 - x \cdot E_{Drift} \quad (3-40)$$

$$V_n = V_0 - E_{Drift} \cdot \frac{a \ln 4}{\pi}, \quad , x = 0, z = \pm a, \pm 3a \dots (3-41)$$

$$V_{Sense} = V_n + E_{Drift} \cdot \frac{2a}{\pi} \cdot \ln \frac{2a}{\pi R_{Draht}}, \quad , x = 0, z = 0, \pm 2a \dots (3-42)$$

mit

- $V_0$  : Potential, welches sich aus der Extrapolation des asymptotischen homogenen Feldes auf die Drahtebene ergibt (siehe dazu auch Abbildung 14)
- $V_n$  : Potential im feldfreien Punkt zwischen den Nachweisdrähten
- $V_{Sense}$  : Potential des Nachweisdrahtes
- $V_{Cathode}(x)$  : Potential im homogenen Feldbereich

Die Feldformungsdrähte bei  $x = 0$  und  $z = \pm a, \pm 3a \dots$  liegen auf 0-Potential, es gilt also  $V_n = 0$ .

Somit:

$$V_{Cathode}(x) = V_0 - x \cdot E_{Drift} \quad (3-43)$$

$$V_0 = E_{Drift} \cdot \frac{a \ln 4}{\pi} \quad (3-44)$$

$$V_{Sense} = E_{Drift} \cdot \frac{2a}{\pi} \cdot \ln \frac{2a}{\pi R_{Draht}}, \quad , x = 0, z = 0, \pm 2a \dots (3-45)$$

Mit der Wahl von  $E_{Drift}$  sind also alle Potentiale festgelegt. Eingesetzt erhält man:

$$V_{Cathode}(x) = (0.22 - x) \cdot E_{Drift} \quad (3-46)$$

$$V_0 = 0.22 \cdot E_{Drift} \quad (3-47)$$

$$V_{Sense} = 1.54 \cdot E_{Drift} \quad , x = 0, z = 0, \pm 2a... \quad (3-48)$$

Nun möchte ich darauf eingehen, was sich aus der Keilform der Kammer für die elektrische Verschaltung ergibt:

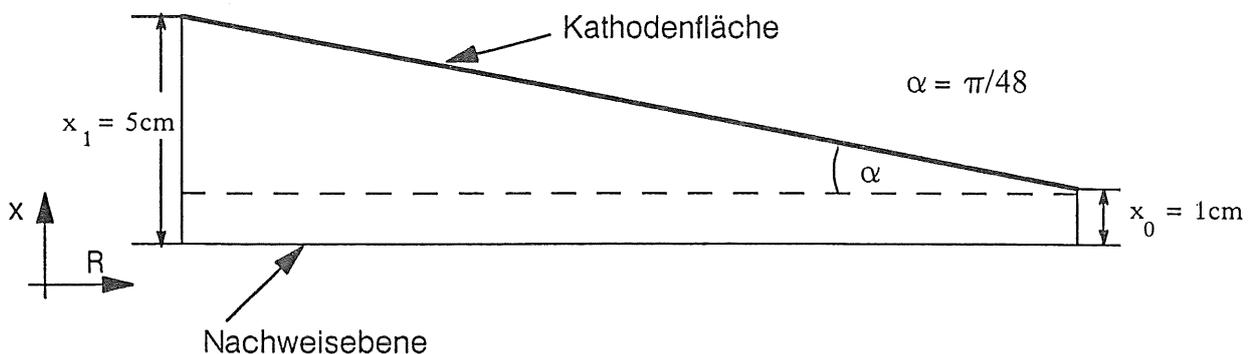


Abbildung 15: Geometrie eines 'halben' Keils

In Abbildung 15 ist die Geometrie eines halben Keils dargestellt. Die maximale Driftstrecke  $x_{max}$  variiert von  $x_0 = 1$  cm am schmalen Ende bis zu  $x_1 = 5$  cm am weiten Ende. Zwischen  $x_{max}$  und  $R$  besteht der Zusammenhang:

$$x_{max}(R) = x_1 - R \cdot \tan \frac{\pi}{48} \quad (3-49)$$

Um trotz der ungünstigen Keilform ein annähernd homogenes Feld zu erhalten, wird mit Kathodenstreifen gearbeitet. Das Potential des  $i$ -ten Streifens muß folgende Bedingung erfüllen:

$$V_{Cathode}^i = V_0 - E_{Drift} \cdot (x_1 - R_i \cdot \tan \frac{\pi}{48}) \quad (3-50)$$

mit

$$R_i = i \cdot \frac{L}{61} \quad ; L = \text{Länge der Kammer} \quad (3-51)$$

der Index  $i$  läuft von 1 bis 61.

Des weiteren muß man beachten, daß die Kammer nicht unendlich fortgesetzt ist. Um Feldinhomogenitäten im vorderen und hinteren Bereich zu vermeiden,

werden am Frontfenster und auf der Rückseite der Kammer Feldformungsstreifen verwendet. Das Potential der Feldformungsstreifen muß gemäß (3-46) gewählt werden. Der mittlere Feldformungsstreifen besitzt eine eigene Spannungsversorgung.

Insgesamt wurde gezeigt, daß zwischen den Potentialen der einzelnen Feldformungs- und Kathodenstreifen lineare Beziehungen bestehen. Dadurch ist es möglich, bei der elektrischen Verschaltung mit wenig Spannungsanschlüssen auszukommen und die erforderlichen Potentialabstufungen über Widerstandsketten zu erreichen.

In Abbildung 16 ist die Verschaltung der Feldformungs- und der Kathodenstreifen wiedergegeben. Sie kommt mit insgesamt nur drei unabhängigen Spannungsversorgungen aus, nämlich EHV, HV und MHV. Dazu kommt noch die Spannungsversorgung der Nachweisdrähte  $V_{Sense}$ , so daß man insgesamt auf vier Hochspannungsanschlüsse kommt.

Zwischen den einzelnen Kathoden- und Feldformungsstreifen ist jeweils ein 10 M $\Omega$  Widerstand eingelötet. Die Werte der übrigen Widerstände sind in folgender Tabelle zusammengefasst.

Widerstand	$R_H$	$R_{1F}$	$R_{2F}$	$R_1$	$R_2$	$R_{1T}$	$R_{2T}$
Anzahl	1	1	1	2 * 8	2 * 60	1	1
Wert	5.5 M $\Omega$	4.8 M $\Omega$	2.9 M $\Omega$	10 M $\Omega$	10 M $\Omega$	2.0 M $\Omega$	41 M $\Omega$

Tabelle 4: Werte der Widerstände, die bei der Schaltung verwendet wurden

Das Potential des i-ten Kathodenstreifens berechnet sich dann folgendermaßen:

$$V_{Cathode}^i = \left( \frac{(61 - i) \cdot \frac{R_2}{2} + R_{2T}}{60 \cdot \frac{R_2}{2} + R_{2T}} \right) \left( \frac{R_{ges} - R_H}{R_{ges}} \right) (EHV - HV) + HV \quad (3 - 52)$$

für  $i = 1, 2, \dots, 61$ .

Ähnlich berechnet sich das Potential auf dem k-ten vorderen Feldformungsstreifen nach:

$$V_{Sense}^k = \left( \frac{(9 - i) \cdot \frac{R_1}{2} + R_{1T}}{8 \cdot \frac{R_1}{2} + R_{1T} + R_{2F}} \right) \left( \frac{R_{ges} - R_H}{R_{ges}} \right) (EHV - HV) + HV, \quad (3 - 53)$$

und dem k-ten hintern Streifen nach:

$$V_{Sense}^k = \left( \frac{(9 - i) \cdot \frac{R_1}{2}}{8 \cdot \frac{R_1}{2} + R_{1F}} \right) \left( \frac{R_{ges} - R_H}{R_{ges}} \right) (EHV - HV) + HV, \quad (3 - 54)$$

mit  $k = 1, 2, \dots, 9$ .  $R_{ges}$  ist der Gesamt Widerstand der Widerstandskette.

Man erkennt, daß bei der Verschaltung der Feldformungsstreifen die Vorder- und die Rückseite nicht gleich behandelt wurden. Aus Gründen, die sich letztendlich als falsch erwiesen haben und auf die ich hier nicht eingehen möchte, wurde auf der Vorderseite ein zusätzlicher Widerstand ( $R_{1T}$ ) verwendet. Dadurch sind die Potentiale auf der Vorderseite nicht mehr ideal, was zu einem ungünstigen Feldverlauf im vorderen Teil der Kammer führt.

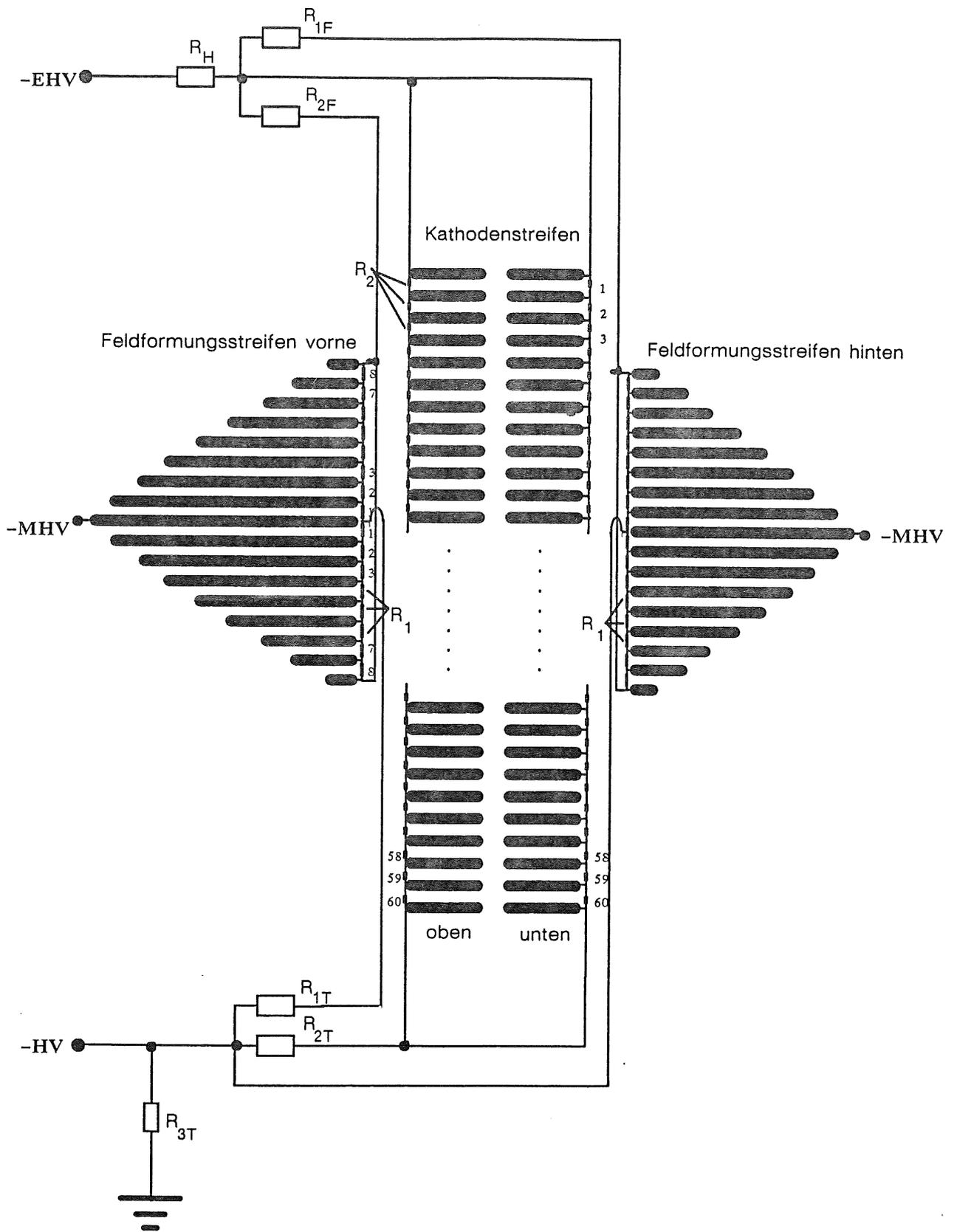


Abbildung 16: Elektrische Verschaltung der Kathoden- und der Feldformungsstreifen.

Um diese Aussage zu erhärten, sind in den Abbildungen 17 und 18 Simulationen der Kammer wiedergegeben, die mit dem Programm Garfield [GAR89] berechnet worden sind.

Bei den Simulationen wurden Staggering und Feldformungsdrähte berücksichtigt. Die Potentiale entsprechen denen, welche während des Testruns für Ar-Ethan verwendet wurden (HRS-Gas und Xenon Gasmischungen sind momentan nicht in Garfield implementiert). Allerdings treffen die Erkenntnisse, die man aus der Simulation gewinnt, gleichermaßen für alle Gase zu.

Abbildung 17 zeigt Simulationen der Elektronen-Driftlinien. Das linke Bild gibt den Bereich des Frontfensters wieder, während im rechten Bild der Driftlinienverlauf an der Rückseite der Kammer wiedergegeben ist. Im linken Bild ist der Bereich der Rohacellplatte, also ein für den Teilchennachweis insensitiver Bereich, grau schraffiert. Die Driftlinien in diesem Bereich muß man sich weggeschnitten denken. Man erkennt, daß der Einzugsbereich des ersten Drahtes dann stark eingeschränkt ist. Dies und der ungünstige Verlauf der Driftlinien führt dazu, daß die Pulse auf den ersten beiden Drähten deutlich kleiner sind als auf den übrigen Nachweisdrähten. Bei einigen Testläufen war die mittlere Pulshöhe auf den ersten beiden Drähten etwa um den Faktor zwei kleiner als die mittlere Pulshöhe von Draht sieben. Bei der späteren Auswertung wird man sehen, daß die ersten beiden Drähte auch schlechte Ortsauflösungswerte liefern.

Besonders ungünstig wirkt sich diese 'unglückliche' Verschaltung auf den Nachweis von Übergangsstrahlung aus. Da die Intensität der einfallenden Photonen exponentiell mit zunehmender Eindringtiefe abnimmt, tragen nämlich vor allem die ersten Drähte zum Nachweis von Übergangsstrahlung bei, während auf den letzten Drähten praktisch keine TR-Photonen mehr nachgewiesen werden.

Auf der Rückseite der Kammer, wo auf den Widerstand verzichtet wurde, beobachtet man einen wesentlich günstigeren Feldverlauf. Tatsächlich liefern die letzten Drähte auch keine schlechteren Ortsauflösungswerte als die Drähte in der Mitte der Kammer. Bei der endgültigen Verschaltung ist  $R_{1T}$  nicht mehr vorgesehen.

Auch wenn das Staggering ( $\pm 200\mu m$ ) in der Abbildung kaum zu erkennen ist, so hat es doch einen deutlichen Einfluß auf die Elektrostatik der Kammer. Die Nachweisdrähte, die gegenüber dem Nachweisraum nach hinten versetzt sind, haben einen um etwa 15% kleineren Einzugsbereich, somit tragen auch 15% weniger Primärelektronen zur Pulsbildung bei. Näheres dazu in Kapitel 5.

Gas : Argon/Ethan 50/50

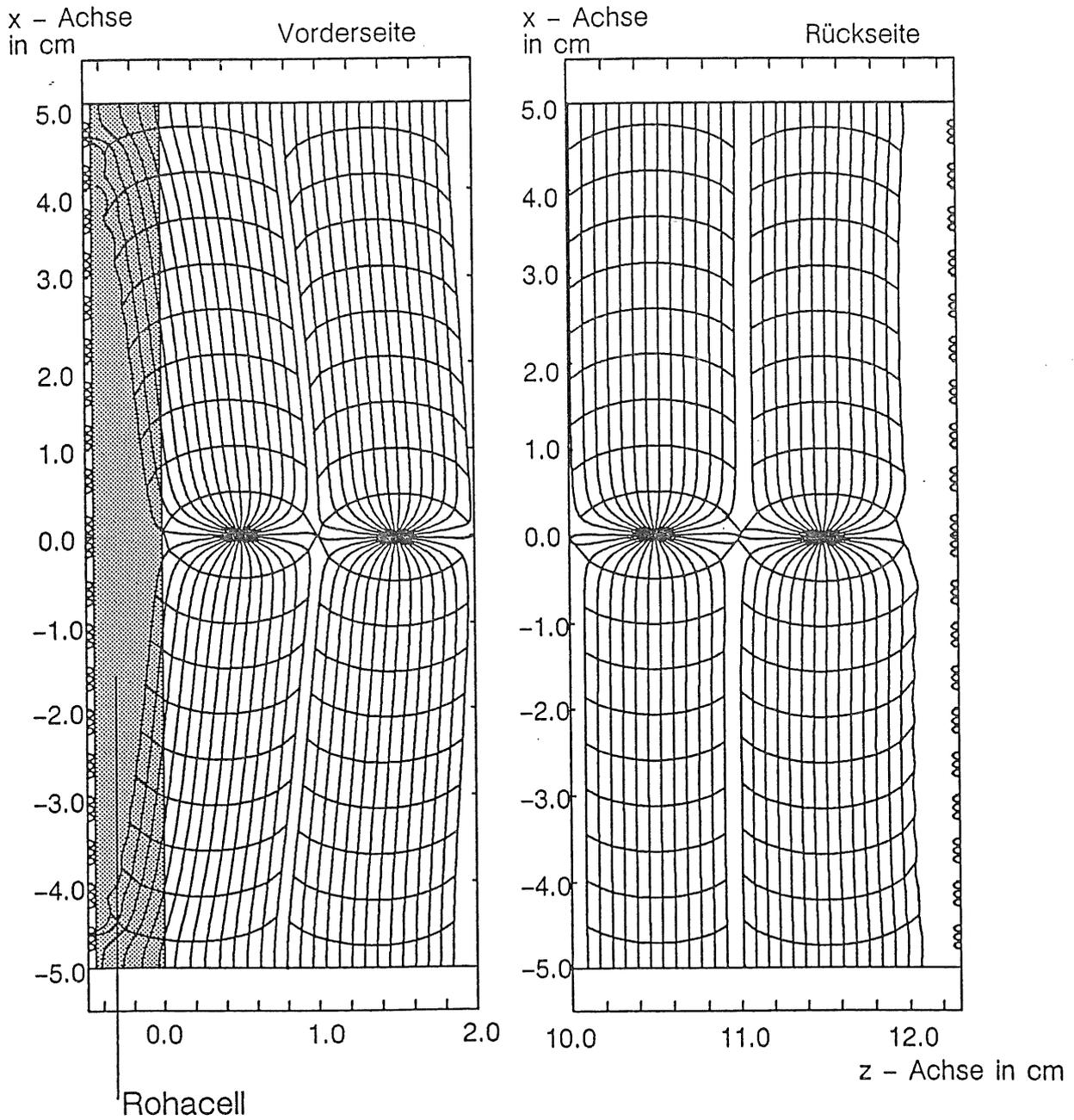


Abbildung 17: Simulation der Driftlinien an der Vorder- und Rückseite der Driftkammer

x - Achse  
in cm

Gas: Argon/Ethan 50/50

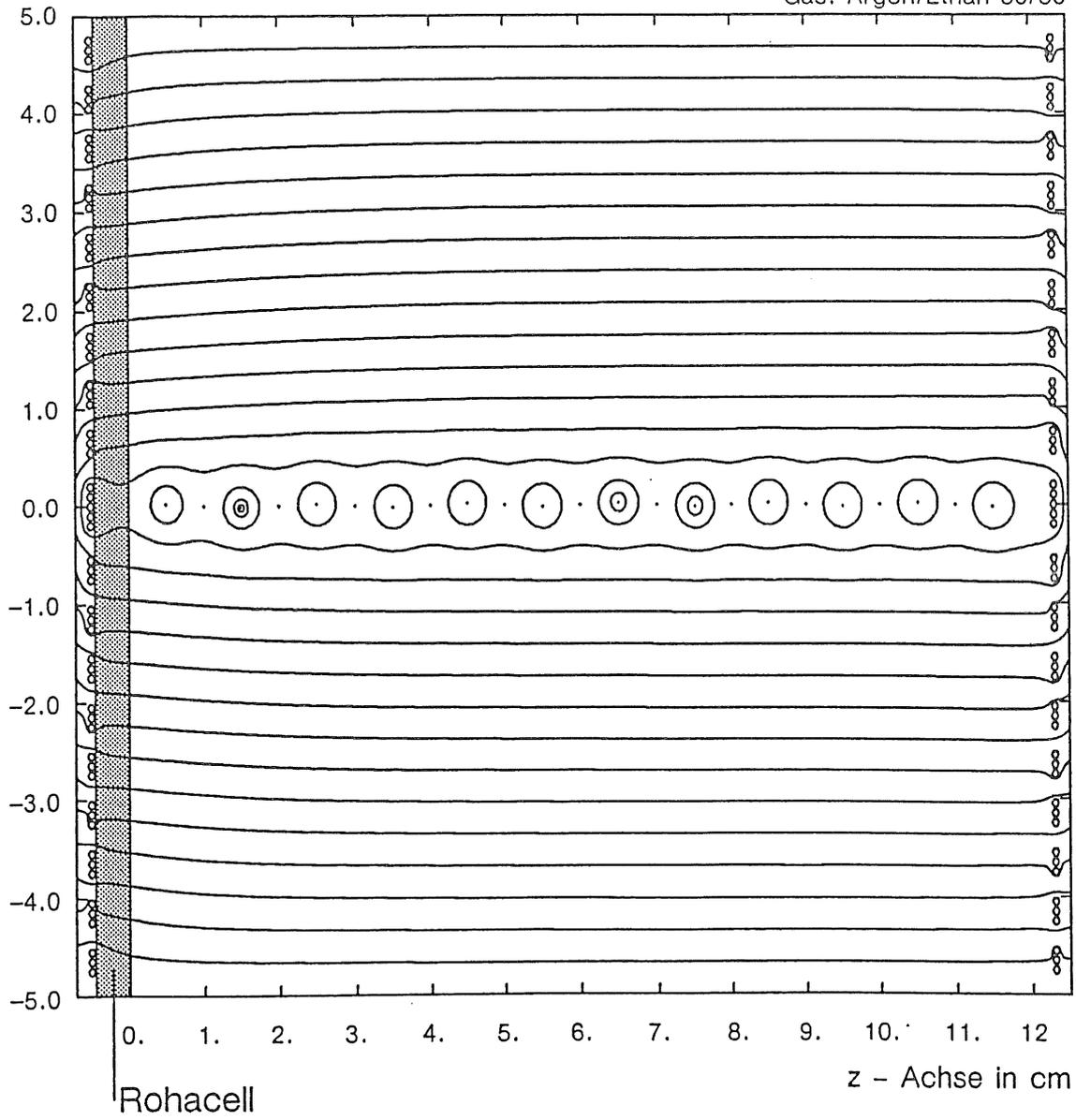


Abbildung 18: *Simulation der Äquipotentiallinien*

## 4 Testaufbau

Der Testrun wurde im Sommer 87 am Teststrahl 22 des DESY in Hamburg durchgeführt. Beim Teststrahl handelt es sich um einen reinen Elektronenstrahl einstellbarer Energie. Im Test betrug die maximale Energie der Elektronen 6 GeV.

### 4.1 Versuchsaufbau und Trigger

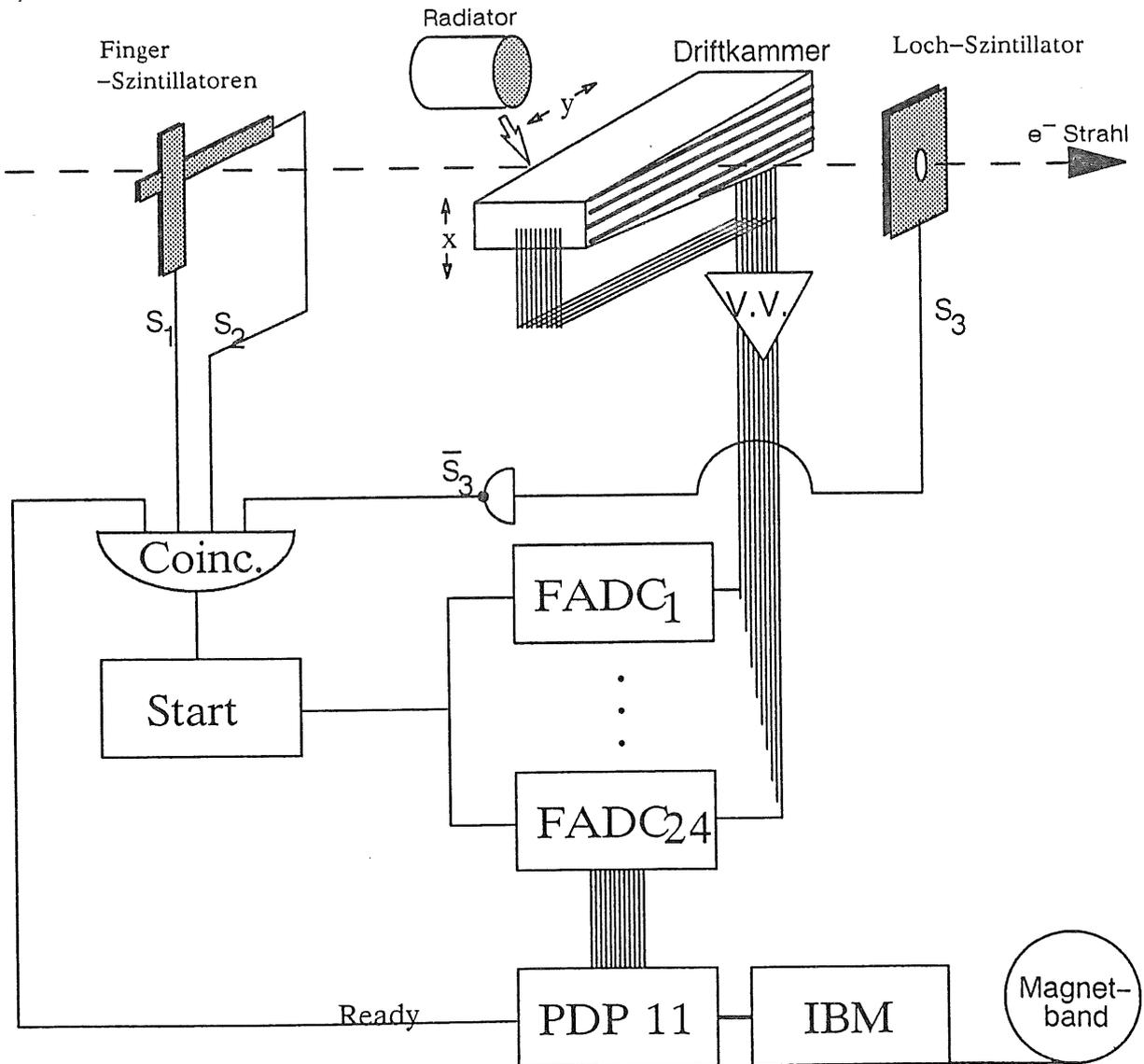


Abbildung 19: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.

In Abbildung 19 ist der Versuchsaufbau schematisch dargestellt. Die Testkammer ist auf einem massiven Meßtisch montiert, welcher in x - y Richtung senkrecht zum

Elektronenstrahl über eine Fernsteuerung automatisch bewegt werden konnte. Die Position konnte von der Meßhütte aus überwacht werden.

Die 12 Nachweisdrähte der Testkammer wurden an beiden Enden ausgelesen. Die Driftkammerpulse wurden durch direkt an der Kammer montierte Vorverstärker (VV) verstärkt. Die Vorverstärker waren mit den 24 FADC's verbunden, welche die Signale digitalisierten. Die Speicher (RAM) der FADC's wurden von einer PDP11 ausgelesen und über eine Datenleitung an den DESY Zentralrechner transferiert.

Dort wurden die Daten in BOS-Bänke [BLO86] abgespeichert und anschließend im maschinenunabhängigen EPIO-Format auf Magnetbänder geschrieben. Diese Art der Speicherung ermöglichte es, daß sowohl in Liverpool auf einem IBM-Rechner, als auch in Aachen auf verschiedenen Vax und  $\mu$ Vax-Rechnern die Daten gelesen und verarbeitet werden konnten.

Der Trigger bestand aus 2 gekreuzten Fingerszintillatoren S1 und S2 vor der Kammer und einem großflächigen Szintillator S3 hinter der Kammer. S3 besaß ein Loch von etwa 1 cm Durchmesser. Die beiden Fingerszintillatoren waren in Koinzidenz geschaltet, während der Lochszintillator antikoinzident geschaltet war.

Ein Teilchen muß also, um ein gültiges Triggersignal auszulösen, S1 und S2 passieren und dort nachgewiesen werden und anschließend das Loch in S3 durchqueren, ohne in diesem Zähler ein Signal auszulösen. Lieferte auch der Rechner sein ready-Signal, so wurden alle 24 FADC's gemeinsam gestartet (Common Start Modus).

S1 S2 und S3 hatten einen Abstand von etwa 3 m, wodurch die Strahldivergenz des Elektronenstrahls vernachlässigbar war.

Vor der Kammer konnte ein Radiator zur Erzeugung von Übergangsstrahlung befestigt werden.

## 4.2 Radiatoren

Es wurden zwei verschiedene Radiatoren verwendet. Beide sind schichtweise aus gekämmten Faserlagen aufgebaut und befinden sich in einem Kunststoffrohr von 10 cm Länge. Zwischen den Fasern ist Luft. Der erste der Radiatoren besteht aus Kohlefasern mit einem Durchmesser von  $7 \mu\text{m}$  und einer Dichte  $2 \text{ g/cm}^3$ . Insgesamt besteht dieser Radiator aus 450 Lagen. Die Packungsdichte beträgt  $0.067 \text{ g/cm}^3$ .

Der zweite Radiator besteht aus  $20 \mu\text{m}$  dicken Polypropylenfasern mit einer Dichte von  $0.92 \text{ g/cm}^3$ . Hierbei besteht der Radiator aus 350 Lagen bei einer Packungsdichte von  $0.065 \text{ g/cm}^3$

### 4.3 FADC

Zur Digitalisierung der Driftkammersignale wurden DL300 FADC's (Flash Analog to Digital Converter) verwendet. Diese wurden an der Universität Heidelberg [MIL86] entwickelt.

Es handelt sich dabei um schnelle Analog-Digitalwandler, welche nach dem Parallelverfahren arbeiten. Bei diesem Verfahren wird die anliegende Spannung  $U_{\text{Ein}}$  mit einer Kette von Komparatoren mit internen Referenzspannungen  $U_{\text{Ref}}$  verglichen (siehe Blockschaltbild).

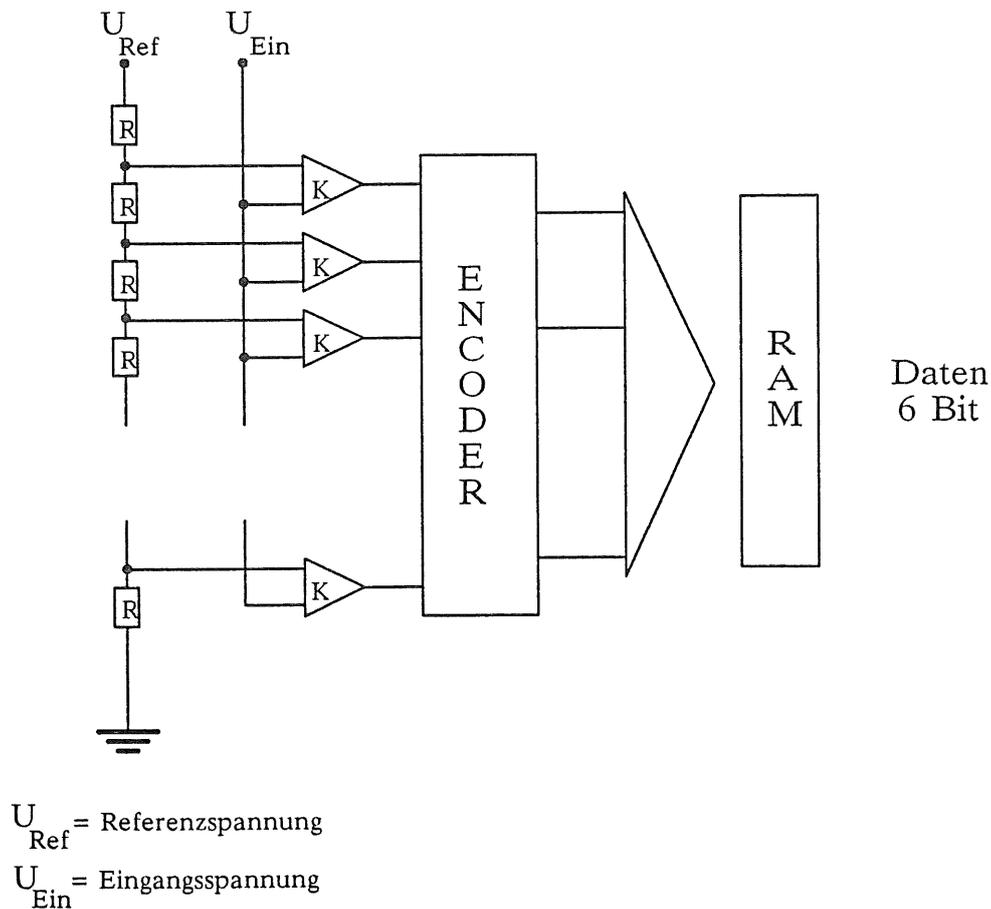


Abbildung 20: Blockschaltbild eines linearen FADC's.

Das Ergebnis des Vergleichs wird in einem schnellen Speicher (RAM) abgelegt. Das Parallelverfahren ist sehr aufwendig, so müssen z.B., um eine Amplitudenauflösung von 6 Bit (64 Digitalisierungsstufen) zu realisieren, 64 Komparatoren auf dem FADC-Chip integriert werden. Dafür ist dieses Digitalisierungsverfahren sehr schnell. Der DL300 besitzt eine Wandlungsrate von 100 MHz, d.h. das Signal wird alle 10 nsec abgetastet und digitalisiert.

Wie bereits in Kapitel 2 beschrieben, sind die Pulshöhen landauverteilt. Sie überstreichen somit einen großen dynamischen Bereich. Um sowohl eine gute Am-

plitudenaufösung bei den (häufigeren) kleineren und mittleren Pulsen zu haben, als auch um (seltener) große Pulse im Landauschwanz und bei TRD-Ereignissen verarbeiten zu können, ist der DL300 mit einer nichtlinearen Kennlinie ausgestattet. Die Nichtlinearität wird dadurch erreicht, daß ein Teil der Eingangsspannung dazu benutzt wird, die Referenzspannung zu verändern.

In der folgenden Abbildung ist die Kennlinie des DL300 dargestellt. Die Formel gibt an, wie man die nichtlinearen Ausgabedaten des FADC  $A_{nlin}$  in die ursprünglichen Amplitudenwerte  $A_{lin}$  umrechnet.

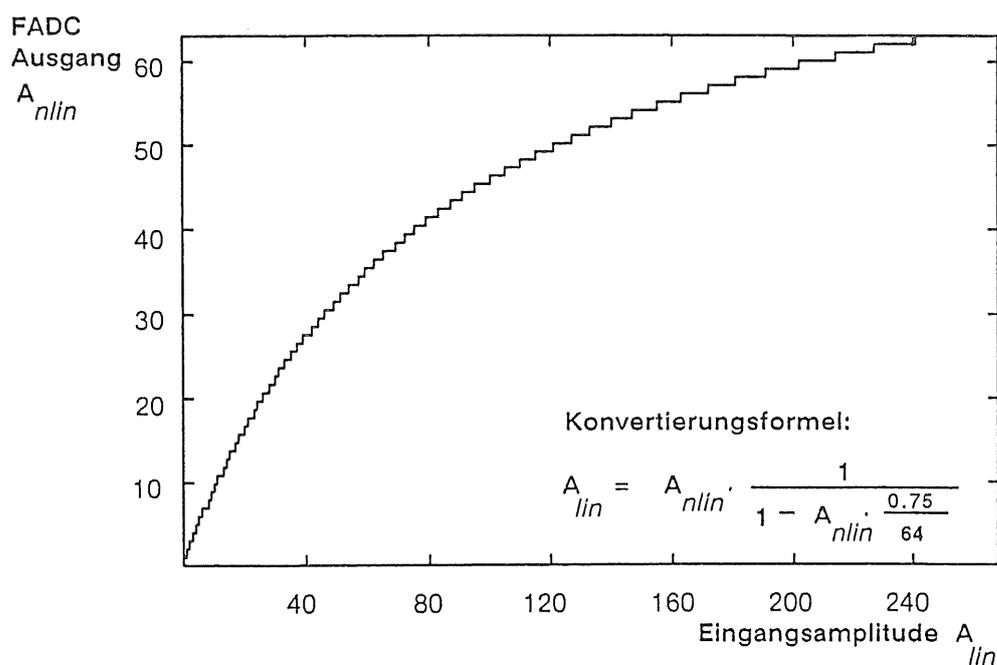


Abbildung 21: Kennlinie des DL300 FADC.

Der nichtlineare 6-Bit-DL300 hat somit etwa den selben dynamischen Bereich wie ein linearer 8-Bit-FADC abgedeckt.

Beim H1 Experiment sollen nichtlineare 8 Bit FADC's vom Typ DL3000 verwendet werden, was 10 Bit linear entsprechen würde. Durch die Verwendung von FADC's besitzt man Information über die Struktur des Driftkammerpulses (in 10 nsec Schritten). Dadurch ist es möglich, verschiedene physikalisch interessante Größen gleichzeitig zu bestimmen:

1. Der Zeitpunkt des Pulsbeginns liefert die Driftzeit.
2. Das Integral des Pulses bzw. die Amplitude des Pulsmaximums ist proportional zur primär in der Kammer abgegebenen Energie.

3. Indem man beide Enden des Nachweisdrahtes mit FADC's ausliest und die an beiden Seiten abfließende Ladung vergleicht, ist eine Ortsbestimmung entlang des Drahtes möglich.
4. Das Auflösen von Strukturen (engl.: cluster) auf den Pulsen ermöglicht zum einen Doppelspurauflösung, zum anderen kann der Nachweis von Clustern dazu benutzt werden, um zwischen Ereignissen mit und ohne Übergangsstrahlung zu unterscheiden.

Der FADC ist im Vergleich zu anderen Auslesemethoden (TDC,ADC) das einzige Instrument, welches all diese Information gleichzeitig liefert.

Allerdings hat die Auslese mit FADC's den Nachteil, daß eine sehr große Datenmenge anfällt, die verarbeitet werden muß. Bei einem Testlauf (engl.: run) wurden jeweils 400 Ereignisse aufgenommen, es wurden 12 Drähte an beiden Seiten ausgelesen und es wurden jeweils 256 Zeitbins aufgenommen. Wird also ein kompletter Testlauf aufgezeichnet so sind das  $256 \cdot 12 \cdot 2 \cdot 400$  Bytes, dies entspricht 2400 KByte.

Eine unangenehme Eigenschaft des DL300 soll hier nicht unerwähnt bleiben. Der DL300 kennzeichnet Overflows, also Pulse die über den dynamischen Bereich hinausgehen, nicht besonders, sondern setzt deren Amplitudenwert einfach zu Null.

Bei der Auswertung der FADC-Daten hat das die Konsequenz, daß man spezielle Algorithmen anwenden muß, um Amplitude 0 von einem Overflow zu unterscheiden. Dies erhöht den Rechenaufwand bei der späteren Auswertung unnötig.

## 4.4 Gassystem

In Abbildung 22 ist das verwendete Gassystem schematisch dargestellt. Es handelt sich um ein geschlossenes Gassystem, in welchem das Gas, durch eine Pumpe getrieben, ständig zirkuliert. Mittels der Partialdruckmethode können beliebige Gasmischungen angemischt werden. (Bei der Partialdruckmethode geht man davon aus, daß die Volumenverhältnisse dem Partialdruck proportional sind.) Dadurch, daß das System geschlossen ist, können auch teure Gase wie Xenon ökonomisch genutzt werden.

Die Steuerung der Pumpe und der Magnetventile geschieht über einen Mikroprozessor, welcher auch die Drucksensoren an Einlaß- und Auslaß der Kammer ausliest. Der Druck in der Kammer wurde, unabhängig vom Systemdruck, durch Öffnen und Schließen der Magnetventile vor und hinter der Kammer geregelt.

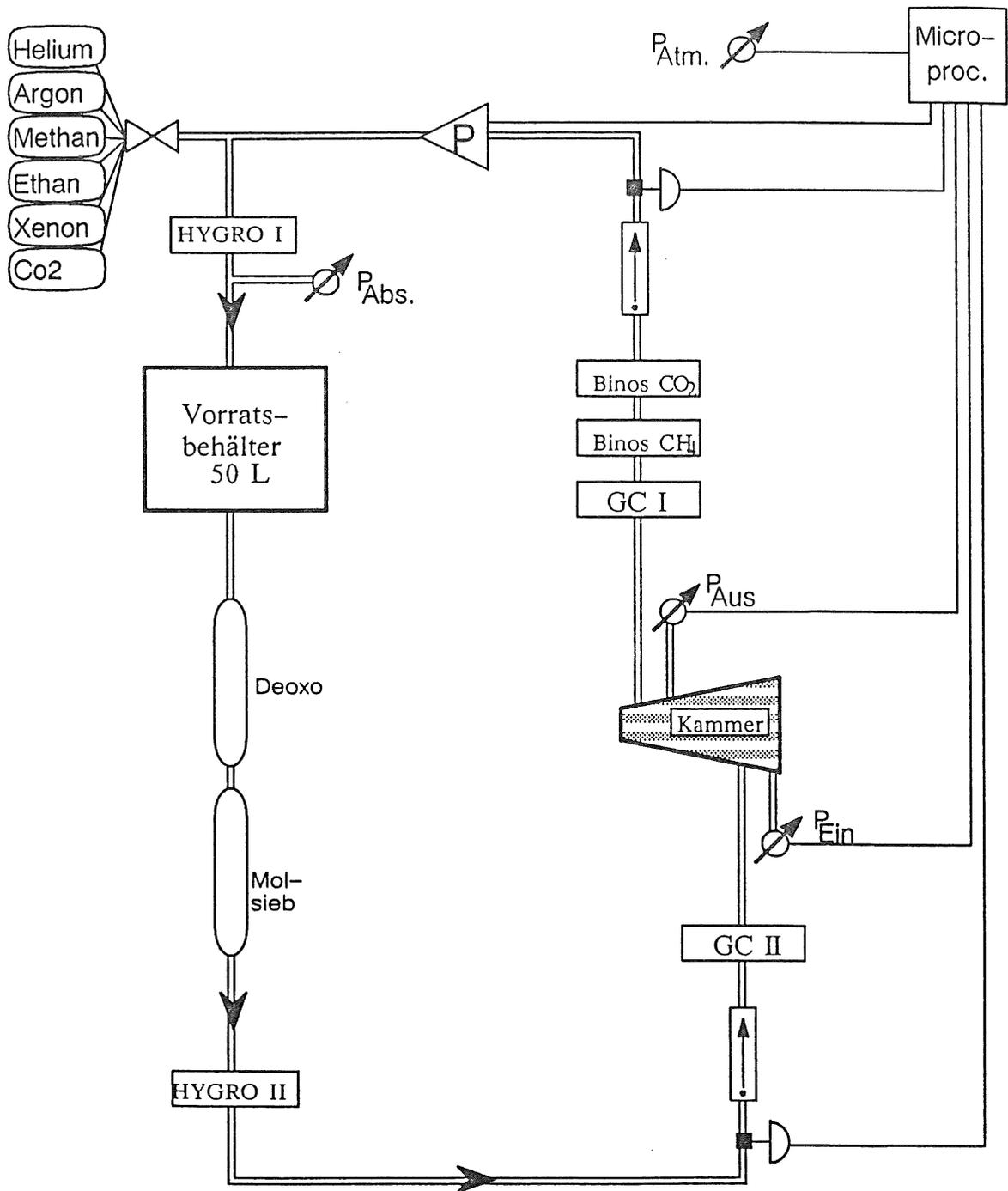
Der Druck konnte so auf etwa 100  $\mu$ Bar genau geregelt werden. Da die Frontseite der Kammer aus einer empfindlichen Folie besteht, wurde sie etwa bei Normaldruck betrieben. Um die Reinheit des Gases zu gewährleisten, waren folgende Reiniger eingebaut:

- Deoxo (BTS-Katalysator auf Kupferbasis): er absorbiert Sauerstoff.
- Molsieb : es entzieht dem Gas Feuchtigkeit.

Zur Kontrolle der Gaszusammensetzung und Gasqualität standen folgende Geräte zur Verfügung.

- Gaschromatograph (GC I und GC II)
- Binos : Infrarotmeßgeräte; diese geben den  $\text{CO}_2$  und  $\text{CH}_4$ -Gehalt des Systems an.
- Hygro: Hygrometer von Panametrics zur Überwachung der Feuchte vor und hinter den Reinigern.

Informationen über Spezifikation und Funktionsweise der Nachweisgeräte finden sich in [BIN],[PAN] und [CHRO].



Zeichenerklärung				
				
Magnetventil	Druckmesser	Flussmesser	Pumpe	Ventil

Abbildung 22: Schematische Darstellung des Gassystems.

## 5 Auswertung

Alle Testdaten wurden im Frühjahr 1987 aufgenommen. Die komplette Auswertung der Testdaten erfolgte mit dem Programm PROGRES, welches von Winfried Pilgram und mir entwickelt worden ist. Bei PROGRES handelt es sich um ein Programmpaket zum Auswerten von Driftkammertestdaten. Menuegesteuert können folgende Unterprogramme angewählt werden.

- STATIS: Dieses Unterprogramm ermöglicht die Ermittlung und Darstellung statistisch relevanter Größen wie z.B. Pulshöhen-, Pulsbreiten-, Pulsanstiegszeitverteilungen.
- BEAMPRO: Unterprogramm zur Bestimmung der Orts-Driftzeit-Relation (ODR).
- ORT: Unterprogramm zur Berechnung der Ortsauflösung in Driftrichtung. Es können verschiedene Driftzeit-Algorithmen angewählt werden: COG, DCOG, FEL, MOI. (Die Bedeutung der Abkürzungen und die Beschreibung der Algorithmen erfolgt in Kapitel 5.1.2).
- LEFF: Unterprogramm zur Berechnung der effektiven Länge, welche bei der Berechnung der Ortsauflösung in Drahrichtung benötigt wird.
- CHARGE: Dieses Unterprogramm dient zur Berechnung der Ortsauflösung in Drahrichtung.
- SCAN: Mit diesem Unterprogramm werden FADC-Pulse auf einem Grafikbildschirm dargestellt, so daß man sich einzelne Ereignisse interaktiv ansehen (engl. scannen) kann.
- TRD: Berechnung der  $e/\pi$ -Trennung mit der Maximum Likelihood Methode

In Abbildung 23 sind diese Hauptblöcke von PROGRES wiedergegeben. Um die Übersichtlichkeit zu wahren, sind einzelne Routinen, die von den oben aufgeführten Unterprogrammen aufgerufen werden, wie Pulsfindung, Spurrekonstruktion, Integralberechnung usw. nicht mit eingezeichnet. Die verwendeten Methoden und Algorithmen werden in den folgenden Unterkapiteln behandelt. Dort finden auch sich die Flußdiagramme der Unterprogramme ORT und TRD.

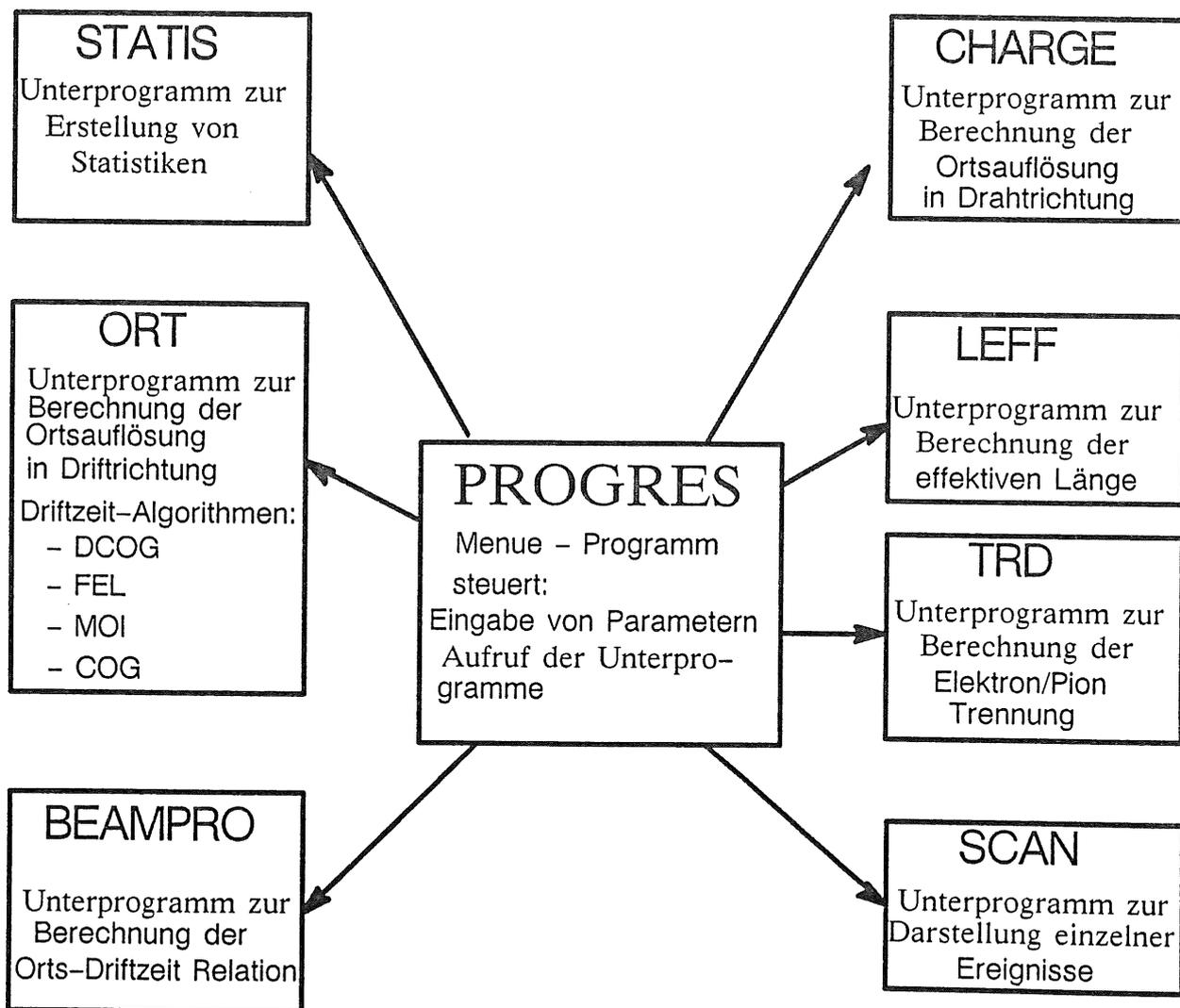


Abbildung 23: *Struktur von PROGRES*

## 5.1 Ortsauflösung in Driftrichtung

In diesem Kapitel wird untersucht, welche Ortsauflösungen durch Messung der Driftzeit zu erreichen sind. Die verwendeten Methoden werden vorgestellt und Meßergebnisse für HRS-Gas und Xe-Gasmischungen präsentiert und diskutiert. Meßergebnisse für Argon Ethan Gasmischungen finden sich in [PIL89].

### 5.1.1 Pulsfindung und Spurrekonstruktion

Zunächst wird die Grundlinie (engl.: baseline) bestimmt. Dazu wird der Mittelwert der FADC-Amplituden im Zeitbereich vom 190. bis zum 254. Zeitbin ermittelt. In diesem Zeitbereich wurden keine Pulse mehr registriert. Anschließend werden die FADC-Daten nach Pulsen durchsucht.

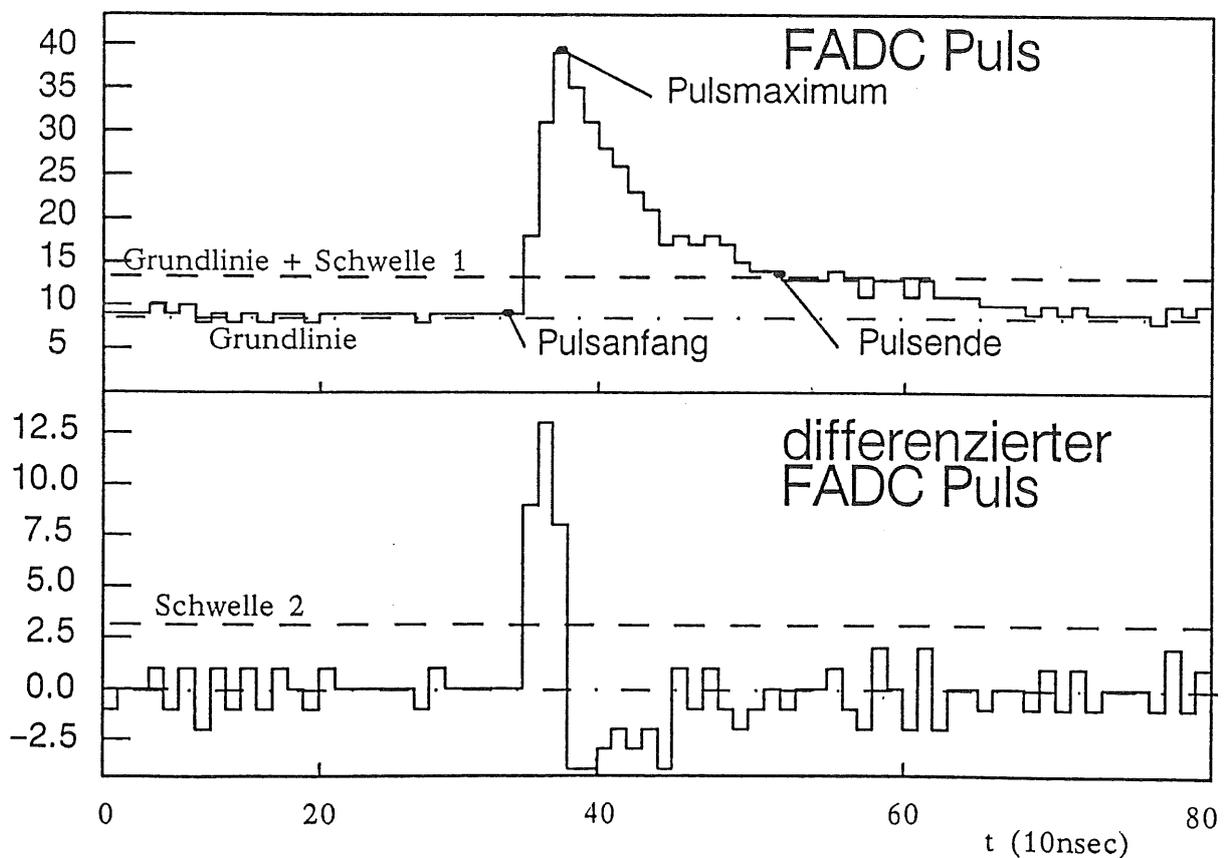


Abbildung 24: Darstellung der Pulsriterien

Um akzeptiert zu werden, muß ein Puls folgende Kriterien erfüllen (siehe dazu auch Abbildung 24):

- Die FADC-Amplitude muß eine bestimmte Schwelle (engl.: threshold) überschreiten. Die Schwelle liegt bei 4 Amplituden-Einheiten über der Baseline. Die Schwelle muß so gewählt werden, daß Rauschen nicht fälschlicherweise als Puls erkannt wird, kleine Pulse aber noch akzeptiert werden. Die Rauschamplitude liegt bei 1-2 Amplitudeneinheiten.
- Der differenzierte Puls muß eine Schwelle überschreiten. Der Wert dieser Schwelle lag je nach Nachweisgas bei 3-5 Einheiten. Das heißt, es wird ein steiler Anstieg des Signals gefordert. Im Mittel betrug die Anstiegszeit etwa 2-3 Zeitbins.
- Der Puls muß sich mindestens über 8 Zeitbins ausdehnen. Die mittlere Pulsdauer betrug etwa 20-22 Zeitbins ( $0.2 \mu\text{sec}$ ).

Weiterhin werden für den gefundenen Puls die Lage des Maximums, das Integral, das Pulsende und der Pulsbeginn bestimmt und abgespeichert.

Dieses Verfahren der Pulssuche und der Bestimmung der Pulsparameter wird für den linken und rechten Auslesekanal für alle 12 Nachweisdrähte wiederholt.

Um nun ein Triggerereignis zu akzeptieren, wird weiterhin vorausgesetzt, daß die Elektronen die Kammer auf einer geraden Bahn durchqueren. Aus den Pulsbeginnmarken muß sich also eine Gerade rekonstruieren lassen. An die Lagen der gefundenen Pulsmaxima wird also mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eine Ausgleichsgerade angepaßt.

Es werden dann nur Pulse akzeptiert, die in einem vorgegebenen Zeitbereich um die vom Geradenfit vorhergesagte Position liegen. Der Zeitbereich darf nicht zu eng gewählt sein, da sonst die Ortsauflösung künstlich verbessert würde. Außerdem muß der Zeitbereich an die Driftgeschwindigkeit des verwendeten Nachweisgases angepaßt werden. Ereignisse, bei denen nicht durch mindestens 8 Pulse eine Gerade rekonstruiert werden kann, werden komplett verworfen.

### 5.1.2 Driftzeit-Algorithmen

Um den Ort des Teilchendurchgangs zu bestimmen, benötigt man die Driftzeit der Elektronen, also die Zeit, welche zwischen Trigger (Start der FADC's) und der Registrierung des Pulses vergeht. Mittels geeigneter Driftzeit-Algorithmen erreicht man Zeitaufösungen, die wesentlich besser sind als die zeitliche Breite eines FADC - Kanals (10 nsec).

Wir haben verschiedene Algorithmen ausprobiert, wobei diese folgende Kriterien erfüllen mußten:

- Vertretbare Rechenzeit und damit die Möglichkeit zur on-line Analyse im späteren H1-Experiment.
- Aussicht auf gute Zeitaufösungswerte.

So wurde die Referenzpulsmethode (siehe z.B. [MIC86]) nicht verwendet, weil sie einen unverträglich hohen Rechenaufwand erfordert. Andere Methoden, die nur die ersten beiden FADC-Kanäle berücksichtigen, hatten bei Computersimulationen [GRO88] gezeigt, daß mit ihnen keine guten Ergebnisse zu erzielen sind. Wir haben die folgenden 4 Algorithmen ausprobiert:

- DCOG (Differential Center of Gravity) oder auch DOS (Difference of Samples).

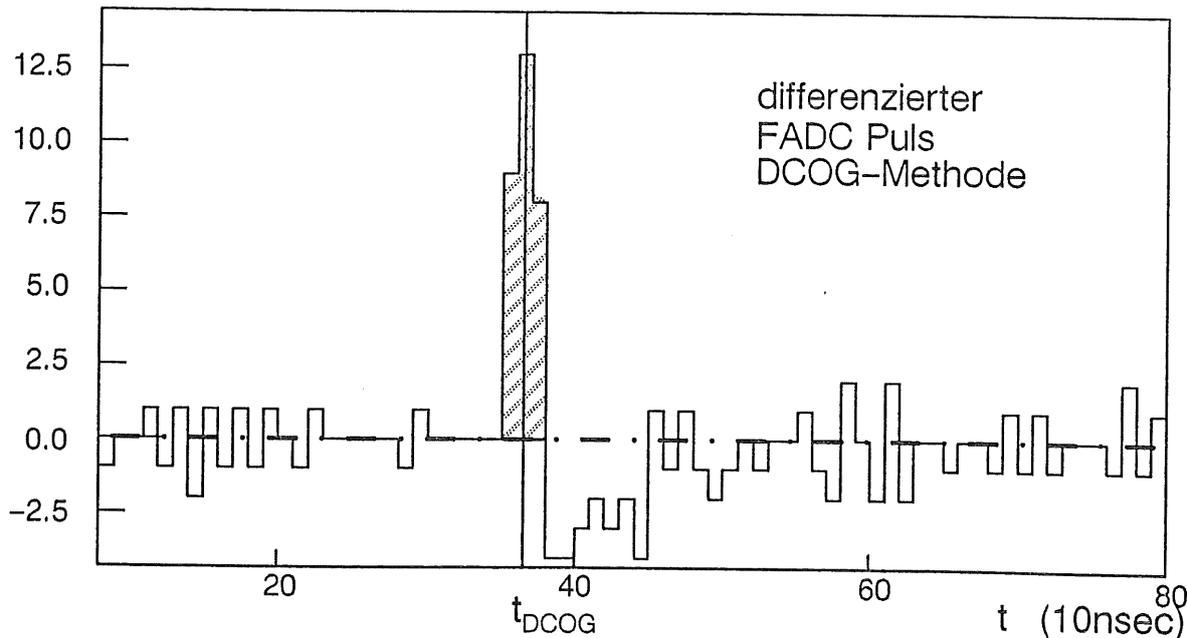


Abbildung 25: DCOG - Methode

Hierbei wird der Puls differenziert, indem man jeweils den Inhalt zweier aufeinanderfolgender FADC-Kanäle subtrahiert. Die Driftzeit ist dann der

Schwerpunkt des differenzierten Pulses im Bereich vom Pulsbeginn bis zum Pulsmaximum (siehe Abbildung 25).

$$t_{DCOG} = \frac{\sum_{i=F}^{M-1} (A_{i+1} - A_i) \cdot i}{\sum_{i=F}^{M-1} (A_{i+1} - A_i)}, \quad (5-55)$$

F: Kanalnummer des Pulsanfangs

M: Kanalnummer des Pulsmaximums

$A_i$ : Amplitude des i-ten Kanals abzüglich der Grundlinie

- FEL (First Electron): Man ermittelt die Zeitmarke, indem man mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eine Gerade an die Amplitudenwerte des Pulsanstiegs anpaßt. Die Zeitmarke ist dann der Schnittpunkt dieser Gerade mit der Grundlinie (siehe Abbildung 26). Es werden im Anstieg nur Amplitudenwerte zur Berechnung der Gerade verwendet, deren Höhe mindestens 5 Prozent des Pulsmaximums überschreitet.

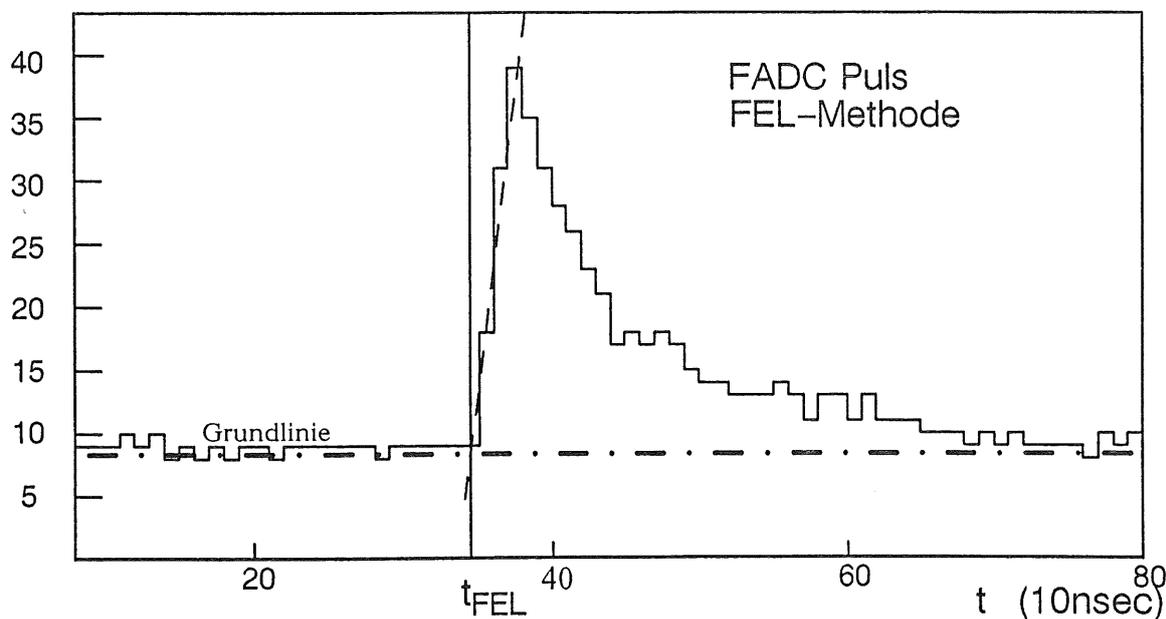


Abbildung 26: FEL - Methode

$$t_{FEL} = \frac{A_{Bas} - b}{a} \quad (5-56)$$

mit Steigung: 
$$a = \frac{(M - F + 1) \cdot S_{(A_i)} - S_A \cdot S_i}{(M - F + 1) \cdot S_{(i^2)} - (S_i)^2} \quad (5-57)$$

und

$$\text{Ordinatenabschnitt: } b = \frac{S_A \cdot S_{(i^2)} - S_{(Ai)}}{(M - F + 1) \cdot S_{(i^2)} - (S_i)^2} \quad (5-58)$$

$$(5-59)$$

mit:

$$S_i = \sum_{i=F}^M i \quad S_{(i^2)} = \sum_{i=F}^M i^2$$

$$S_A = \sum_{i=F}^M A_i \quad S_{(Ai)} = \sum_{i=F}^M A_i \cdot i$$

$A_{Bas}$ : Amplitude der Grundlinie

• MOI (Method Of Integration)-Methode

Bei diesem Verfahren wird der Puls über einen Bereich vom Pulsbeginn bis N Bins hinter dem Pulsmaximum integriert, indem einfach die Bininhalte aufsummiert werden. Als Zeitmarke dient der Zeitpunkt, bei dem ein bestimmter Bruchteil dieses Integrals überschritten wird. Eine Zeitauflösung besser als ein Bin (10 nsec) erreicht man durch lineare Interpolation zwischen dem Bin J, in dem der Bruchteil überschritten wird und dem Bin davor (siehe Abbildung 27).

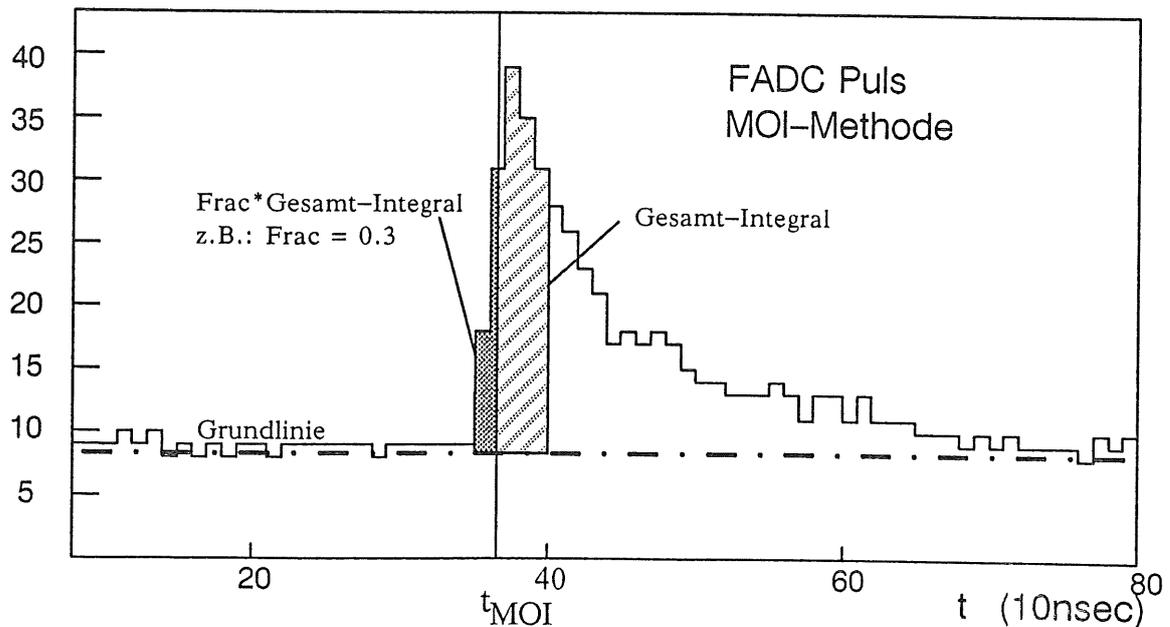


Abbildung 27: MOI - Methode

$$t_{MOI} = (J - 1) + \frac{Frac \cdot \sum_{i=F}^{M+N} A_i - \sum_{i=F}^{J-1} A_i}{A_J} \quad (5-60)$$

$$(5-61)$$

Frac : Integralbruchteil

Sowohl der Integralbruchteil Frac als auch N müssen optimiert werden. Dieser Algorithmus wurde an der Universität Bonn entwickelt und ist in [MIC86] vorgestellt worden.

Die besten Ortsauflösungen wurden mit Frac = 0.15 und N = 2 erzielt. Im Anhang wird beschrieben, wie die optimalen Parameter bestimmt wurden.

- COG (Center Of Gravity)-Methode: Bei dieser Methode wird die Driftzeit gleich dem Schwerpunkt des FADC-Pulses gesetzt. Zur Schwerpunktsbildung wird der Bereich vom Pulsanfang bis N Bins hinter dem Pulsmaximum herangezogen (Abbildung 28). Hierbei ist der zu optimierende Parameter N.

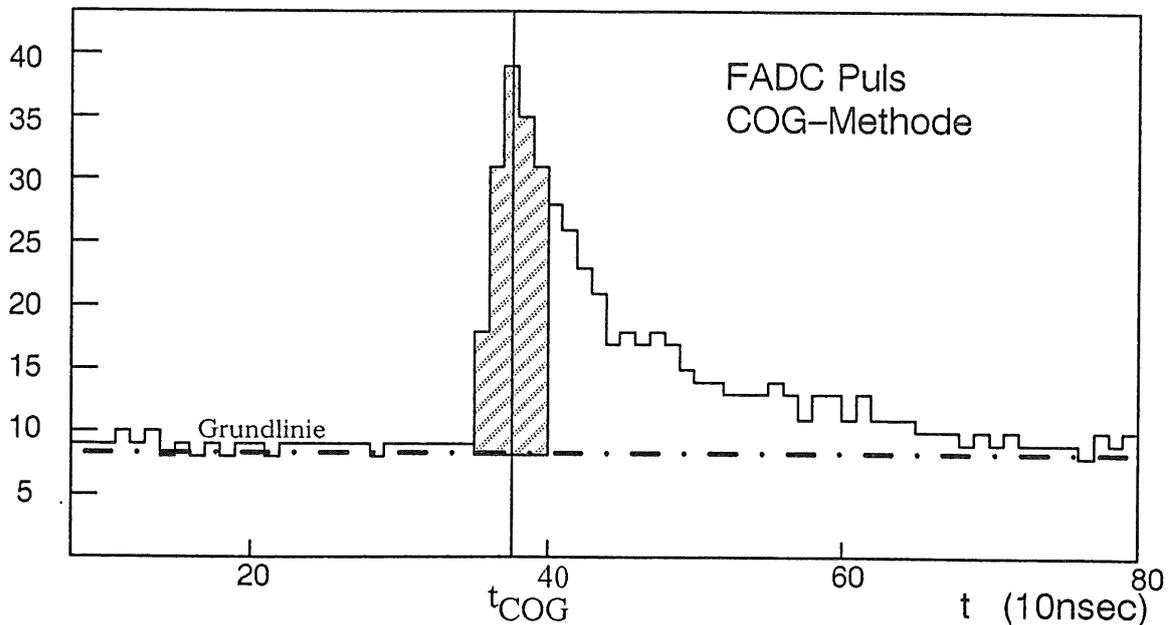


Abbildung 28: COG - Methode

$$t_{COG} = \frac{\sum_{i=F}^{M+N} i \cdot A_i}{\sum_{i=F}^{M+N} A_i}, \quad (5 - 62)$$

M: Kanal, in dem das Maximum des Pulses registriert wurde.

Die besten Zeitauflösungswerte wurden mit N = 2 erzielt (siehe Anhang).

Betrachtet man die optimalen Parameterwerte bei der MOI und der COG-Methode, so erkennt man, daß bei allen hier untersuchten Verfahren und den getesteten Nachweisgasen die besten Ergebnisse erzielt werden, wenn nur die ersten Bins des Pulses berücksichtigt werden. In diesen Bins scheint also die komplette Driftzeitinformation enthalten zu sein.

Dies ist auch verständlich, denn es kann gezeigt werden, daß für den abfallenden Teil des Pulses allein das Verhalten der Elektronik verantwortlich ist.

### 5.1.3 Bestimmung der Orts-Driftzeit-Relation (ODR) und der Driftgeschwindigkeit

Der Zusammenhang zwischen Driftzeit und Driftweg wurde nach zwei verschiedenen Methoden ermittelt:

#### - Mechanisches Verfahren der Driftkammer.

Bei dieser Methode bestimmt man den Zusammenhang zwischen Driftzeit und Driftweg, indem man die Position der Driftkammer gegenüber dem ortsfesten Elektronenstrahl verändert.

Für jede Position wurde eine ausreichende Zahl von Ereignissen aufgenommen. Die Ankunftszeiten für eine feste Position werden in ein Histogramm gefüllt. Man erhält eine in etwa gaußförmige Ankunftszeitverteilung, welche die räumliche Intensitätsverteilung des Elektronenstrahls wiedergibt. Dieser war durch Kollimator und die räumliche Ausdehnung der Triggerszintillatoren definiert.

An dieses Strahlprofil wird eine Gaußverteilung angepaßt, wobei die Lage der Gaußkurve die mittlere Driftzeit bei der jeweiligen Kammerposition angibt. In Abbildung 29 ist ein solches Strahlprofil (engl.: beamprofile) wiedergeben. Die angepaßte Gaußverteilung ist eingezeichnet.

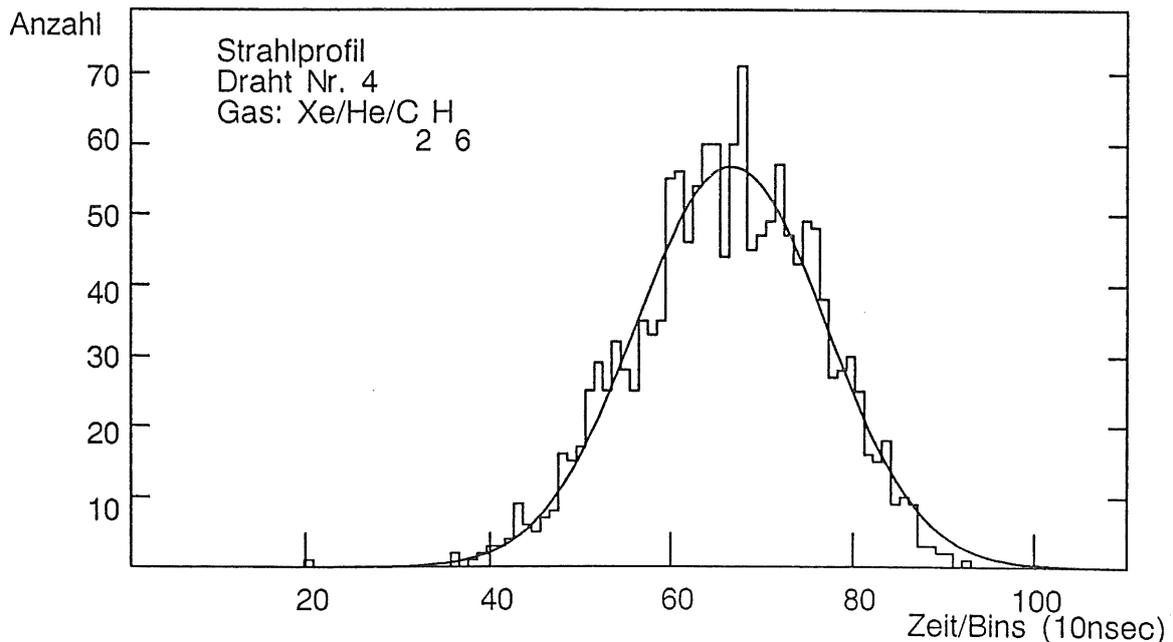


Abbildung 29: *Strahlprofil*

Bestimmt man nun die mittlere Driftzeit für verschiedene Positionen der Kammer bezüglich des Elektronenstrahls, so erkennt man, daß für einen ausreichenden

Abstand vom Draht ( außerhalb des Gasverstärkungsbereiches ) eine lineare Beziehung zwischen Abstand vom Nachweisdraht und der Driftzeit besteht.

An die Meßpunkte im linearen Bereich wird nun eine Gerade gefittet. Die Steigung der Gerade ist dann die Driftgeschwindigkeit  $v_{\text{Drift}}$ .

Abbildung 30 zeigt eine solche experimentelle Orts-Driftzeit-Relation. Die Regressionsgerade ist eingezeichnet.

Driftweg in mm

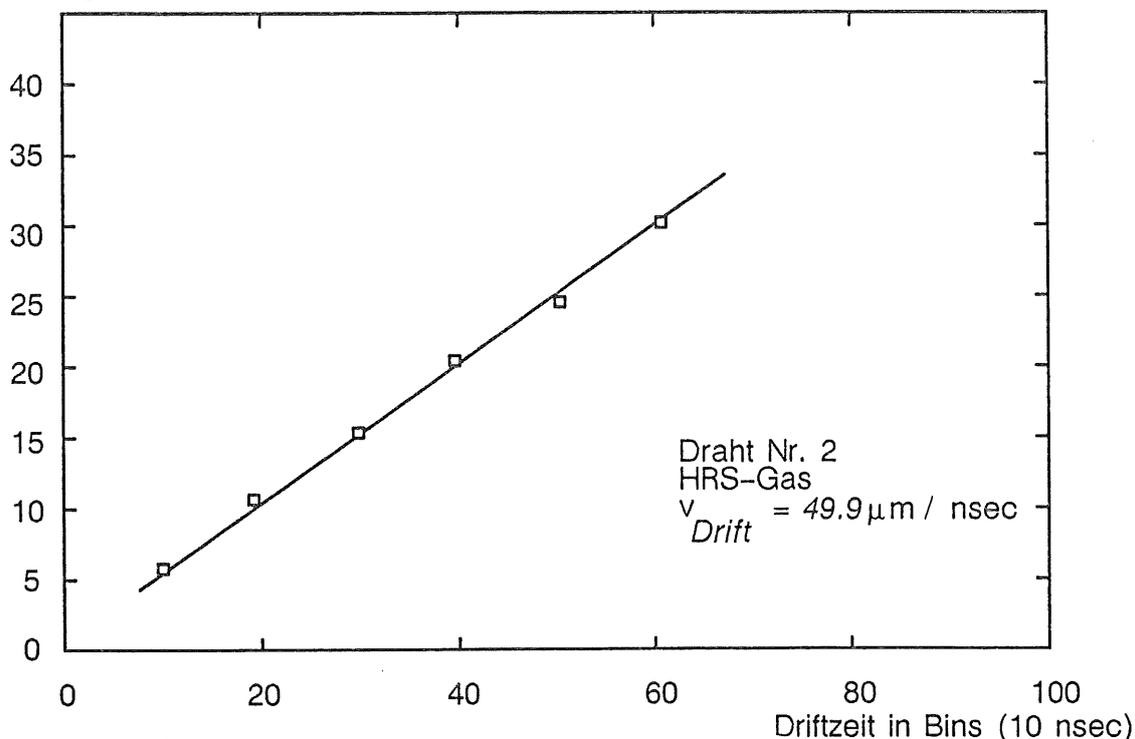


Abbildung 30: Orts-Driftzeit Beziehung

In Tabelle 5 sind die mit dieser Methode ermittelten Driftgeschwindigkeiten für HRS-Gas an verschiedenen Positionen entlang des Signaldrahtes aufgelistet. Das Driftfeld betrug 1.1 kV/cm. Der Indize *weit* bzw. *schmal* bedeutet, daß der Nachweisdraht am weiten bzw. am schmalen Ende der keilförmigen Kammer ausgelesen wurde.  $R_{p_{0s}} = 0$  bedeutet, daß der Elektronenstrahl am weiten Ende der Kammer eingeschossen wurde.

Bei früheren Messungen [LEH83] wurde bei einem Driftfeld von 1kV/cm eine Driftgeschwindigkeit von etwa 47  $\mu\text{m}/\text{nsec}$  gemessen. Simulationsrechnungen mit Wircha ergeben einen Wert von 46.4  $\mu\text{m}/\text{nsec}$ . Insgesamt liegen die hier bestimmten Werte etwas höher.

Draht Nr.	$R_{Pos} = 0 \text{ cm}$		$R_{Pos} = 5 \text{ cm}$		$R_{Pos} = 20 \text{ cm}$	
	$v_{Drift}^{weit}$ [ $\mu\text{m/nsec}$ ]	$v_{Drift}^{schmal}$ [ $\mu\text{m/nsec}$ ]	$v_{Drift}^{weit}$ [ $\mu\text{m/nsec}$ ]	$v_{Drift}^{schmal}$ [ $\mu\text{m/nsec}$ ]	$v_{Drift}^{weit}$ [ $\mu\text{m/nsec}$ ]	$v_{Drift}^{schmal}$ [ $\mu\text{m/nsec}$ ]
1	48.3±1.5	48.7±1.5	49.5±2.4	49.7±2.4	50.3±4.5	50.7±4.5
2	49.9±1.6	50.1±1.6	49.4±2.4	49.5±2.4	50.0±4.5	50.2±4.5
3	50.3±1.6	50.3±1.6	49.6±2.4	49.6±2.4	50.3±4.5	50.5±4.5
4	50.4±1.6	50.6±1.6	49.6±2.4	49.6±2.4	50.1±4.5	49.7±4.5
5	50.2±1.6	50.3±1.6	49.5±2.4	49.5±2.4	50.4±4.5	50.3±4.5
6	50.6±1.6	50.7±1.6	49.8±2.4	49.6±2.4	50.0±4.5	49.8±4.5
7	50.6±1.6	50.7±1.6	49.5±2.4	49.6±2.4	50.4±4.5	50.1±4.5
8	50.5±1.6	50.8±1.6	49.5±2.4	49.5±2.4	49.9±4.5	49.7±4.5
9	50.4±1.6	50.5±1.6	49.8±2.4	49.6±2.4	50.6±4.5	50.2±4.5
10	50.4±1.6	50.3±1.6	49.5±2.4	49.4±2.4	50.2±4.5	50.1±4.5
11	50.3±1.6	50.5±1.6	49.6±2.4	49.7±2.4	49.9±4.5	49.9±4.5
12	50.2±1.6	50.1±1.6	49.1±2.4	49.2±2.4	49.1±4.5	48.9±4.4

Tabelle 5: Driftgeschwindigkeiten HRS-Gas bei verschiedenen Positionen entlang des Drahtes

#### - Auswertung schräger Spuren.

Eine weitere Möglichkeit, die Driftgeschwindigkeit zu ermitteln, besteht darin, daß man die Kammer gegenüber dem ortsfesten Teilchenstrahl verkippt. So erhält man Spuren mit einem bekannten Neigungswinkel bezüglich der Nachweisebene.

Bei 12 Nachweisdrähten mit einem Abstand von jeweils 1 cm erhält man so bei einem Einschußwinkel von 8 Grad 12 Meßpunkte über einen Driftwegintervall von insgesamt 1.55 cm. Mittels weniger verschiedener Einschußpunkte kann man somit den Zusammenhang zwischen Orts- und Driftzeit über einen Bereich von mehreren Zentimetern ermitteln. In Abbildung 31 ist die mittlere Driftzeit als Funktion der Drahtnummer eingezeichnet, der Einschußwinkel beträgt 8°. Die an die Meßpunkte angepaßte Gerade ist eingezeichnet. Daß die Meßwerte gegenüber der Gerade systematisch nach oben und unten versetzt sind, ist auf das Staggering der Nachweisdrähte zurückzuführen (Driftwegunterschied von 400 $\mu\text{m}$ ).

Driftzeit in Bins (10nsec)

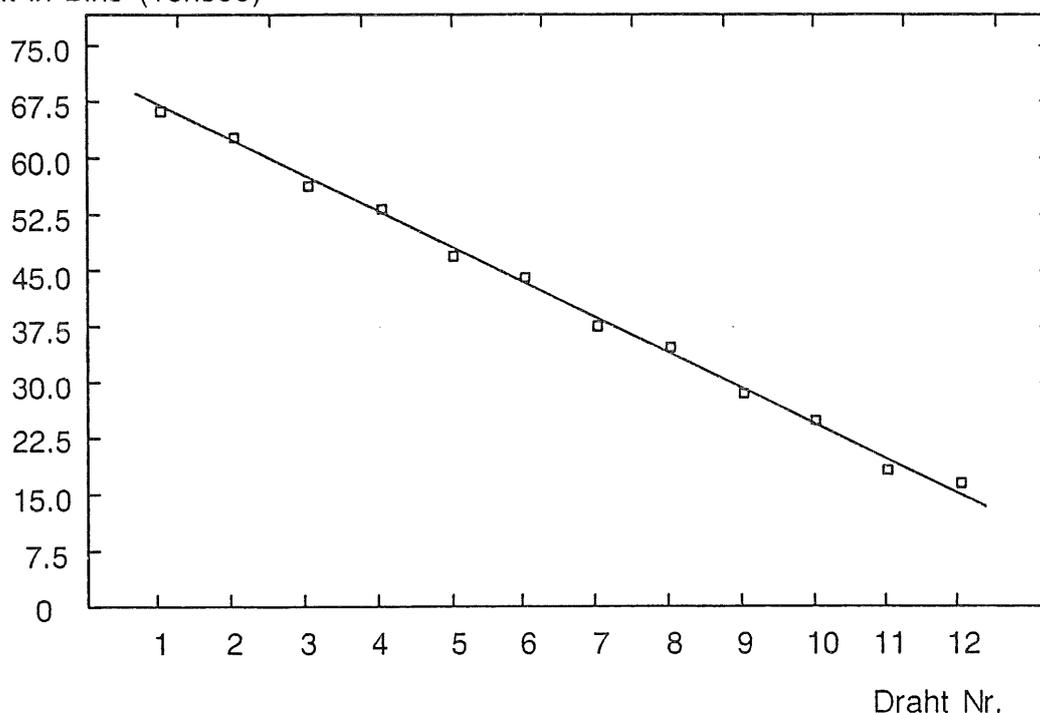


Abbildung 31: *Mittlere Driftzeit als Funktion der Drahtnummer*

Zwischen dem Einschußwinkel  $\alpha$  und der Steigung  $a$  der Gerade besteht der Zusammenhang:

$$v_{Drift} = \frac{\tan \alpha}{a} \quad (5 - 63)$$

Daraus läßt sich die Driftgeschwindigkeit leicht errechnen. In Tabelle 6 ist die ermittelte Driftgeschwindigkeit für die Gasmischung Xe/He/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> 20/50/30 angegeben. Zur Berechnung des angegebenen Fehlers wurde der Fehler des Winkels  $\Delta\alpha$  zu  $\pm 0.5^\circ$  abgeschätzt. Der berechnete Wert stimmt innerhalb der Fehler gut mit den Berechnungen überein, die mit WIRCHA durchgeführt wurden.

Für die anderen in dieser Tabelle angegebenen Gasmischungen sind nicht genug Meßpunkte vorhanden, um die Driftgeschwindigkeiten zu bestimmen. Darum sind nur die Werte angegeben, welche mit WIRCHA berechnet wurden

Gasmischung	Driftfeld [kV/cm]	Meßwert [ $\mu\text{m/nsec}$ ]	Wirchasimulation [ $\mu\text{m/nsec}$ ]
Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 20/50/30	1.25	31.0 ± 2	32.0
Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 20/30/50	1.46	-	39.1
Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 30/30/40	1.42	-	36.8
Xe/He/CH <sub>4</sub> 20/72.5/7.5	0.97	-	17.9

Tabelle 6: *Driftgeschwindigkeiten für verschiedene Gasmischungen mit Xe*

### 5.1.4 Bestimmung der Ortsauflösung in Driftrichtung

Bei dem verwendeten Verfahren handelt es sich um ein iteratives Verfahren, bei dem die Ortsauflösung eines Drahtes relativ zu den anderen Drähten bestimmt wird. Unter Ortsauflösung versteht man die Genauigkeit, mit der der Ort (der Zeitpunkt) des Teilchendurchgangs bestimmt werden kann.

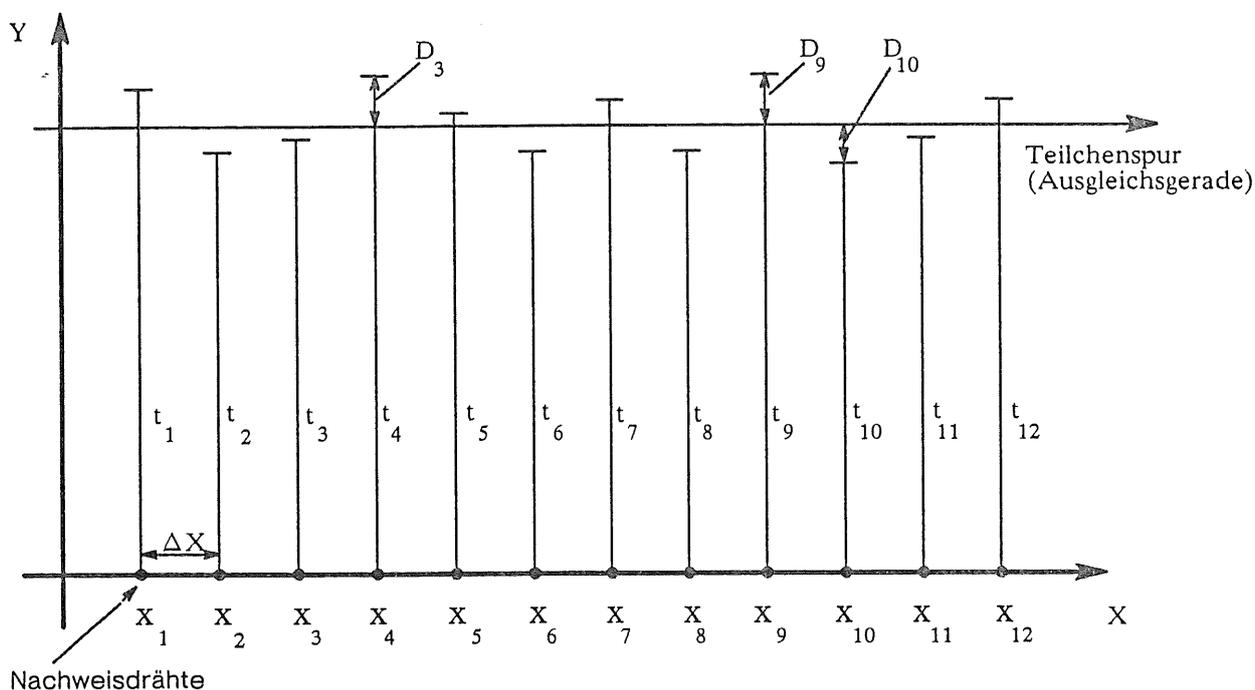


Abbildung 32: Teilchenspur

Die obige Abbildung zeigt ein typisches Ereignis, ein Elektron durchquert die Kammer auf einer geraden Spur. Die  $t_i$  ( $i=1\dots 12$ ) sind die Zeiten zwischen Trigger und Registrierung der Teilchen am Nachweisdraht, also die Driftzeiten, welche mit einem der vorgestellten Algorithmen ermittelt wurden.

Bei der Berechnung der Ortsauflösung des  $j$ -ten Drahtes geht man nun folgendermaßen vor. Man legt die Spur des Elektrons fest, indem man durch die restlichen  $t_i$  ( $i \neq j$ ) eine Gerade fittet. Die Gerade wird mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnet. Die Zeitmarke  $t_j$  des Drahtes, dessen Ortsauflösung man ermitteln möchte, wird bei der Berechnung der Fit-Gerade nicht berücksichtigt, damit er keinen Einfluß auf die angepaßte Gerade hat.  $t_{Fit}^j$  ist die Voraussage des Fittes für die Driftzeit  $t_j$  am Ort  $x_j$ .

$$t_{Fit}^j = a \cdot x_j + b \quad (5-64)$$

$$a = \frac{S_1^j \cdot S_{x,t}^j - S_t^j \cdot S_x^j}{S_1^j \cdot S_{x,x}^j - (S_x^j)^2} \quad (5-65)$$

$$b = \frac{S_x^j \cdot S_{t,t}^j - S_{t,x}^j \cdot S_x^j}{S_1^j \cdot S_x^j - (S_x^j)^2} \quad (5-66)$$

mit den Abkürzungen:

$$\begin{aligned} S_1^j &= \sum_{i=1 \neq j}^{12} \frac{1}{\sigma_i^2} & S_t^j &= \sum_{i=1 \neq j}^{12} \frac{t_i}{\sigma_i^2} \\ S_{xt}^j &= \sum_{i=1 \neq j}^{12} \frac{x_i \cdot t_i}{\sigma_i^2} & S_x^j &= \sum_{i=1 \neq j}^{12} \frac{x_i}{\sigma_i^2} \\ S_{xx}^j &= \sum_{i=1 \neq j}^{12} \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} & S_{tt}^j &= \sum_{i=1 \neq j}^{12} \frac{t_i^2}{\sigma_i^2} \end{aligned}$$

$\sigma_i$  ist dabei die Zeitauflösung des  $i$ -ten Nachweisdrahtes. Die Abweichung des eigentlichen Meßwertes  $t_j$  von der vorausgesagten Zeit  $t_{Fit}^j$  bezeichnet man als Residuum  $D^j$ .

$$D^j = t_{Fit}^j - t_j = (a \cdot x_j + b) - t_j \quad (5-67)$$

Alle Residuen  $D^j$ , die für einen bestimmten Abstand des Elektronenstrahls vom Draht berechnet wurden, werden in ein Histogramm eingefüllt. Man erhält eine Residuenverteilung. An diese wird eine Gaußkurve gefittet und deren 'Breite'  $\sigma_D^j$  bestimmt. Eine solche Residuenverteilung ist in Abbildung 33 wiedergegeben, die angepaßte Gaußkurve ist eingezeichnet. Daß das Maximum der Verteilung nicht bei Null liegt, ist eine Folge des Staggerings.

Das Sigma der Verteilung setzt sich aus dem Fehler des Fittes  $\sigma_{Fit}^j$  an der Stelle  $x^j$  und dem zeitlichen Auflösungsvermögen  $\sigma_t^j$  des  $j$ -ten Drahtes zusammen. Aus dem Phythagoräischen Fehlerfortpflanzungsgesetz folgt:

$$(\sigma_D^j)^2 = (\sigma_j)^2 + (\sigma_{Fit}^j)^2 \quad (5-68)$$

mit :

- $\sigma_j$  : Zeitauflösung des  $j$ -ten Drahtes.
- $\sigma_{Fit}^j$  : Fitfehler der Gerade.

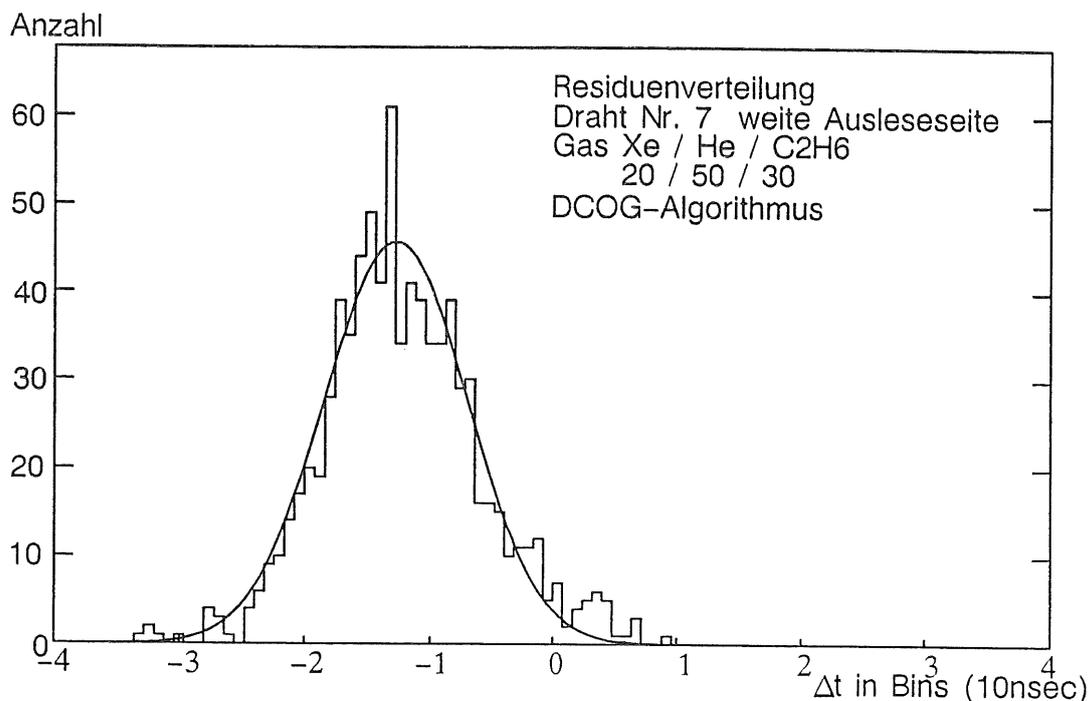


Abbildung 33: Residuenverteilung

Der dabei eingehende Fehler des Fittes  $\sigma_{Fit}^j$  an der Stelle  $x_j$  berechnet sich nach folgender Formel:

$$\sigma_{Fit}^j = \sqrt{x_j^2 \cdot \sigma_a^2 + \sigma_b^2 - 2 \cdot x_j \cdot \frac{S_x^j}{S_{x \cdot x} \cdot S_1 - (S_x^j)^2}} \quad (5-69)$$

$$\text{mit } \sigma_a^j = \sqrt{\frac{S_1}{S_{x \cdot x} \cdot S_1 - (S_x^j)^2}} \quad (5-70)$$

$$\sigma_b^j = \sqrt{\frac{S_{x \cdot x}^j}{S_{x \cdot x} \cdot S_1 - (S_x^j)^2}} \quad \text{folgt} \quad (5-71)$$

$$\sigma_{Fit}^j = \sqrt{\frac{1}{S_1} + \frac{S_1}{S_{x \cdot x} \cdot S_1 - (S_x^j)^2} \cdot \left(x_j - \frac{S_x^j}{S_1}\right)^2} \quad (5-72)$$

In diese Formel zur Berechnung des Fitfehlers und in die Berechnung der Gerade gehen systematische Abweichungen wie zum Beispiel das Staggering oder unterschiedlicher Zeitoffset von Draht zu Draht nicht ein. Die systematischen Abweichungen von der Fitgerade haben somit keinen Einfluß auf das Ergebnis. Dagegen tauchen die Fehler der Zeitmessung  $\sigma_i$  der Einzeldrähte explizit in den Formeln auf. Also gerade die Größen, welche man bestimmen möchte und welche zunächst unbekannt sind.

Daher wird ein iteratives Verfahren benutzt, bei dem zunächst für alle 12 Drähte ein konstanter Wert als Startwert für die Zeitaufösungen angenommen wird. Dann

wird für jeden Draht einzeln das Sigma der Residuenverteilung und daraus die Zeitauflösung berechnet. Diese Werte sind die Startwerte für die nächste Iteration. Schon nach wenigen Iterationschritten erhält man einen stabilen Wert für die  $\sigma_i$ .

Da die Beziehung zwischen Ort und Driftzeit über weite Bereiche linear ist, muß man die erhaltenen Zeitaufösungen nur noch mit der Driftgeschwindigkeit multiplizieren, um die gewünschten Ortsaufösungen zu erhalten.

Das Flußdiagramm des verwendeten Unterprogrammes ORT ist in Abbildung 34 wiedergegeben.

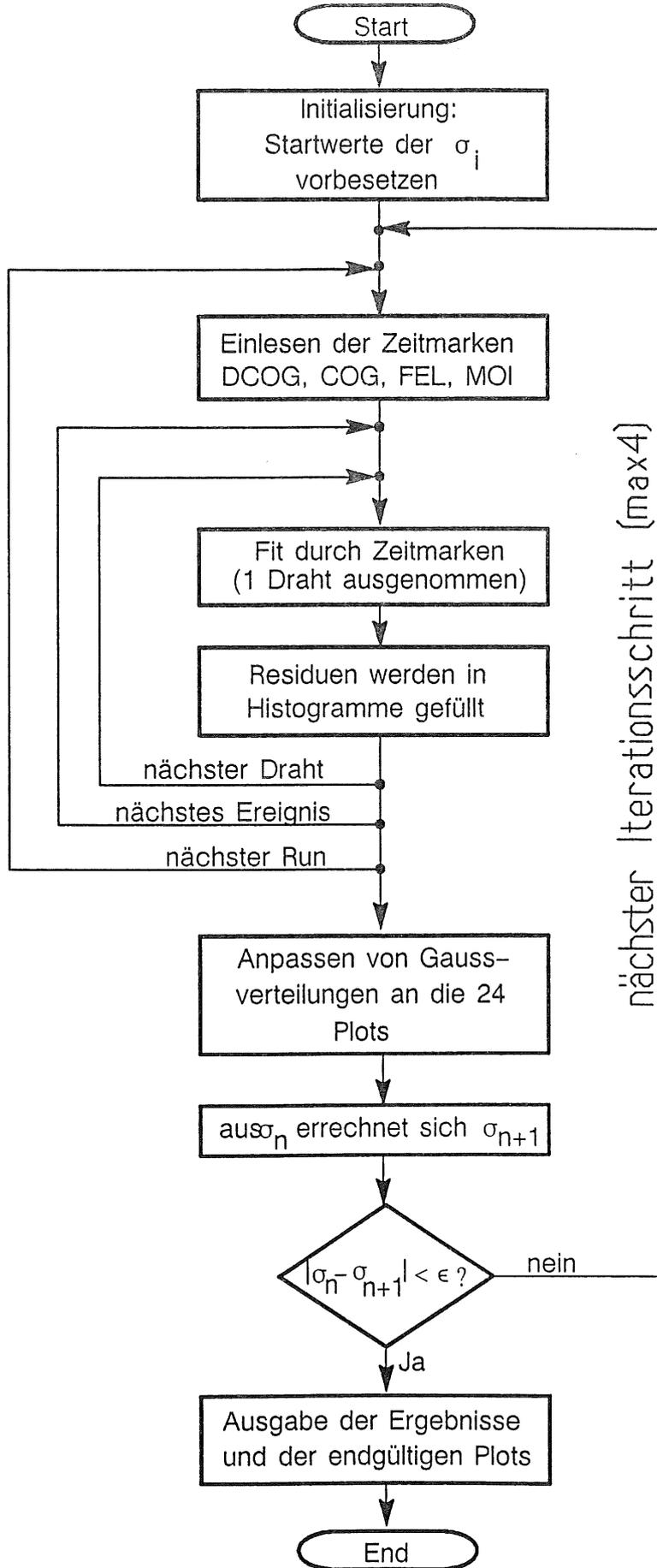


Abbildung 34: *Flußdiagramm von ORT*

### 5.1.5 Ergebnisse zur Ortsauflösung in Driftrichtung

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse bezüglich Ortsauflösung vorgestellt und diskutiert werden. Die verschiedenen Driftzeitalgorithmen werden miteinander verglichen und es wird der Einfluß von Übergangsstrahlung auf die Ortsauflösung untersucht.

Zunächst werden die Ergebnisse mit HRS-Gas vorgestellt. Wenn nichts anderes angegeben wird, wurde immer der DCOG-Algorithmus verwendet, da mit ihm die besten Ergebnisse erzielt wurden. Der Index *weit* bzw. *schmal* bedeutet wieder, daß am weiten bzw. schmalen Ende der Kammer ausgelesen wurde.

Die folgende Abbildung zeigt für einen Draht die Ortsauflösung als Funktion des Driftweges für HRS-Gas. Für die anderen Drähte ist der Verlauf ähnlich.

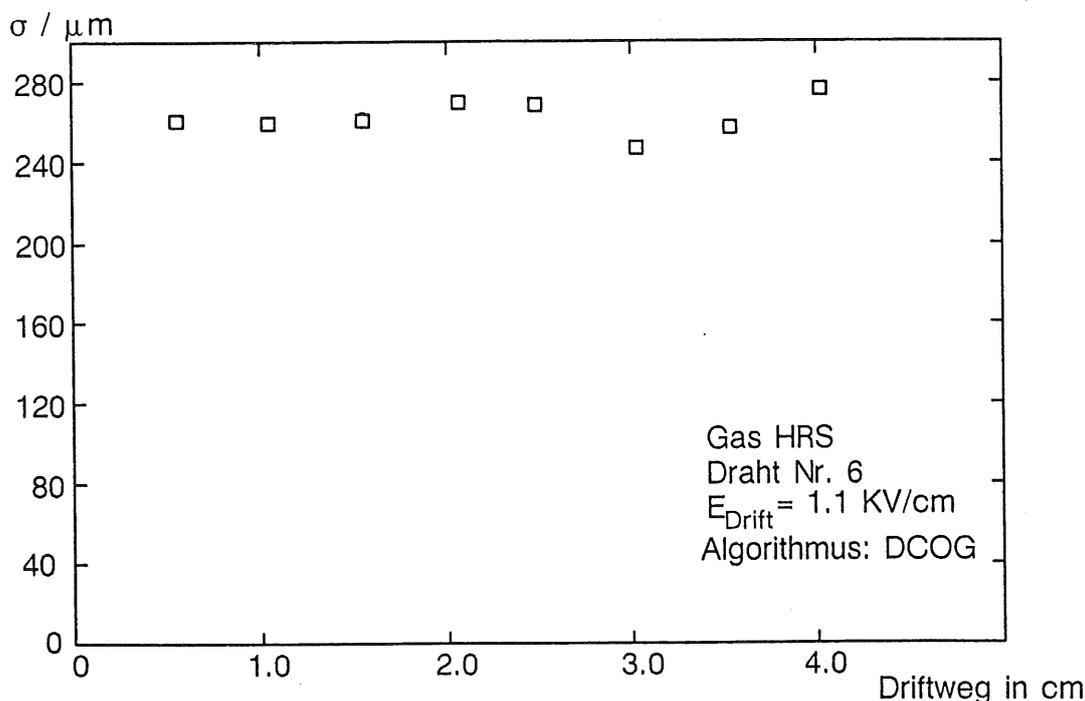


Abbildung 35: Ortsauflösung als Funktion des Driftweges

In Tabelle 7 sind die erzielten Ortsauflösungen für drei verschiedene Driftstrecken für alle 12 Drähte aufgelistet. Bei der Diskussion der HRS-Gas Ergebnisse möchte ich mich kurz fassen. Insgesamt sind die mit HRS-Gas erzielten Ortsauflösungen ziemlich schlecht, verglichen mit den bei Argon-Ethan und Xenon-Gasmischungen erzielten.

Dies liegt daran, daß bei den HRS-Gas-Messungen die Gasverstärkung viel zu gering eingestellt war und nur ein Bruchteil des dynamischen Bereichs der

FADC's ausgenutzt wurde. Damit ist das Signal-Rausch-Verhältnis klein, woraus die schlechten Ortsauflösungswerte resultieren.

Gas: HRS-Gas, Alg.: DCOG						
$E_{Drift} : 1.1 \text{ kV/cm}$						
	Driftweg = 1.7 cm		Driftweg = 2.7 cm		Driftweg = 3.2 cm	
Draht Nr.	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{schmal}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{schmal}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{schmal}$ [ $\mu\text{m}$ ]
1	371	361	362	322	377	381
2	250	268	252	350	323	399
3	273	305	285	334	313	307
4	235	293	277	320	249	309
5	332	380	296	335	324	345
6	241	291	264	308	237	289
7	271	304	295	330	382	369
8	254	310	274	330	248	324
9	321	355	307	380	355	400
10	202	270	247	294	224	253
11	279	334	262	339	332	362
12	262	262	290	338	260	342

Tabelle 7: Ortsauflösungen in Driftrichtung HRS-Gas

Wesentlich interessanter sind die Ergebnisse, welche mit Xenon-Gasmischungen erzielt worden sind, da im H1-Experiment Gasmischungen mit Xenon verwendet werden sollen.

In der folgenden Tabelle sind die Ortsauflösungen für 2 Driftwege aufgelistet. Der Einschubpunkt des Elektronenstrahls befand sich etwa 10 cm vom weiten Ende der Kammer entfernt. Mehr Positionen wurden bei Xenon nicht untersucht.

Gas: $Xe/He/C_2H_6$ 20/50/30, Alg.: DCOG				
$E_{Drift}$ : 1.25 kV/cm				
	Driftweg = 1.8 cm		Driftweg = 2.8 cm	
Draht Nr.	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{schmal}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{schmal}$ [ $\mu\text{m}$ ]
1	248	263	276	282
2	254	254	260	285
3	196	223	226	260
4	219	223	233	260
5	176	188	178	189
6	219	245	282	295
7	167	190	189	217
8	209	209	254	241
9	155	177	201	223
10	217	226	228	254
11	183	191	208	218
12	217	220	234	226

Tabelle 8: Ortsauflösungen in Driftrichtung  $Xe/He/C_2H_6$  20/50/30.

Bei genauerer Betrachtung der Ergebnisse bemerkt man (siehe auch Abbildung 36. Dort ist gezeigt, wie die Ortsauflösung von Draht zu Draht variiert (Driftstrecke 1.8 cm)):

- Die ersten beiden Drähte liefern schlechte Ergebnisse. Der Grund dafür ist der ungünstige Feldverlauf im Bereich des Frontfensters (siehe Kapitel 3).
- Das Staggering der Drähte hat einen deutlichen Einfluß auf die Ortsauflösung. Die Drähte, die gegenüber dem Nachweisraum, in welchem das Elektron registriert wurde, zurückversetzt sind (Draht Nr. 2 4 6 8 10 12) weisen eine im Mittel um etwa 20% schlechtere Ortsauflösung auf.

Dies ist auch verständlich, wenn man sich die mit Driftkammersimulationsprogramm Garfield erstellten Simulationen (siehe Kapitel 3) ansieht. Man erkennt, daß die zurückversetzten Drähte einen um etwa 15% kleineren Einzugsbereich besitzen und somit auch weniger Primärionisation zur Pulsbildung beiträgt. Dies zeigt sich auch bei den Pulshöhen. Die mittleren

Pulshöhen der zurückversetzten Drähte sind systematisch kleiner als die der Drähte, die näher am Nachweisraum liegen. Schießt man die Teilchen in den anderen Nachweisraum, so kehrt sich dieser Effekt gerade um und die Drähte mit den ungeraden Nummern weisen die schlechteren Ergebnisse auf.

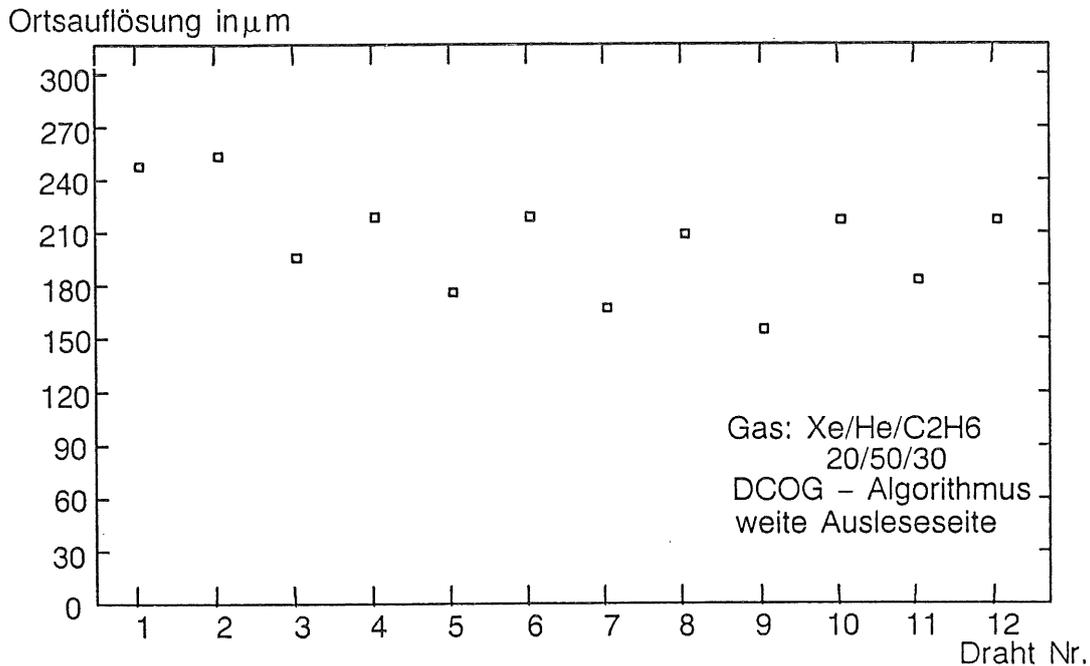


Abbildung 36: Ortsauflösung der verschiedenen Nachweisdrähte.

- An der weiten Ausleseseite der Kammer erhält man bessere Ergebnisse als an der schmalen Seite, auch wenn die Elektronen auf der Mitte des Nachweisdrahtes eingeschossen werden. Dafür ist wahrscheinlich der asymmetrische Aufbau der Kammer verantwortlich. Die Kapazität und Induktivität der Kammer hat entscheidenden Einfluß auf die Pulsform. Durch die Keilform sind aber diese beiden Größen auf beiden Seiten unterschiedlich (geringere Kapazität am weiten Ende).

Diese Beobachtungen macht man bei allen Gasen gleichermaßen. Die Verschlechterung der Ortsauflösung mit zunehmendem Driftweg ist vor allem auf die Diffusion in Driftrichtung zurückzuführen. In den folgenden Tabellen sind die Ergebnisse für andere Xenon-Gasmischungen aufgeführt.

Gas: Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 20/30/50, Alg.: DCOG $E_{Drift} : 1.46 \text{ kV/cm}$				
	Driftweg = 1.8 cm		Driftweg = 2.8 cm	
Draht Nr.	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{schmal}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{schmal}$ [ $\mu\text{m}$ ]
1	222	206	249	258
2	227	219	273	243
3	178	209	206	242
4	205	214	222	254
5	161	183	180	199
6	223	239	250	293
7	167	180	156	196
8	218	225	242	239
9	157	188	172	211
10	205	211	247	254
11	157	187	176	207
12	192	202	240	228

Tabelle 9: Ortsauflösungen in Driftrichtung Xe/He/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> 20/30/50.

Gas: Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 30/30/40, Alg.: DCOG $E_{Drift} : 1.42 \text{ kV/cm}$				
	Driftweg = 1.8 cm		Driftweg = 2.8 cm	
Draht Nr.	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{schmal}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{schmal}$ [ $\mu\text{m}$ ]
1	258	263	273	264
2	265	252	256	261
3	191	225	224	247
4	203	220	230	243
5	162	180	189	209
6	232	272	246	273
7	165	194	179	204
8	227	231	272	253
9	174	199	167	191
10	222	239	245	255
11	158	180	193	209
12	215	224	257	242

Tabelle 10: Ortsauflösungen in Driftrichtung Xe/He/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> 30/30/40.

### 5.1.6 Vergleich der Driftzeit-Algorithmen.

In der folgenden Tabelle werden die verschiedenen Driftzeitalgorithmen miteinander verglichen. Man erkennt, daß man mit der DCOG- und der FEL-Methode ähnlich gute Ortsauflösungen erzielt, während MOI- und COG-Methode deutlich schlechtere Werte liefern. Diese Tendenz gilt gleichermaßen für alle Gase, die untersucht worden sind.

Da der DCOG-Algorithmus einfach zu handhaben ist (es müssen keine Parameter optimiert werden), er nicht besonders viel Rechenzeit verschlingt und außerdem noch die besten Ergebnisse liefert, haben wir ihn bei unserer gesamten Auswertung als 'Standard-Algorithmus' gewählt.

Gas : Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 30/30/40				
$E_{Drift}$ : 1.42 kV/cm, Driftweg : 1.8 cm				
Methode	DCOG	FEL	MOI	COG
Draht Nr.	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]
1	258	257	273	289
2	265	262	281	308
3	191	202	201	215
4	203	226	230	244
5	162	181	173	184
6	232	245	267	278
7	165	166	176	197
8	227	238	266	275
9	174	176	187	213
10	222	227	237	259
11	158	165	167	191
12	215	196	217	252

Tabelle 11: Ortsauflösungen in Driftrichtung. Vergleich der Driftzeitalgorithmen.

### 5.1.7 Einfluß von Übergangsstrahlung auf die Ortsauflösung.

In diesem Abschnitt soll kurz erläutert werden, welchen Einfluß Übergangsstrahlung auf die zu erzielende Ortsauflösung hat.

Bei Ereignissen mit Übergangsstrahlung werden, neben der entlang der Teilchenspur erzeugten Ladung, noch TR-Photonen nachgewiesen. Diese bewirken eine Verbreiterung und Erhöhung des normalen Pulses (diesen Effekt nützt man bei der Teilchentrennung mittels Übergangsstrahlung ja gerade aus). Dies sollte

zu einer Verschlechterung der Ortsinformation an dem Draht führen, an welchem das TR-Photon nachgewiesen wird.

Insgesamt erwartet man, daß es beim gleichzeitigen Nachweis von Energieverlust und Übergangsstrahlung vor allem auf den ersten Drähten zur Verschlechterung der Ortsauflösung kommt. Die letzten Drähte sollten von der Übergangsstrahlung kaum noch beeinflusst werden, da die TR-Photonen im wesentlichen auf den ersten Zentimetern der Kammer absorbiert werden.

In der folgenden Tabelle sind exemplarisch für eine Position und einen Driftweg die erzielten Ortsauflösungen mit und ohne TRD gegenübergestellt. Es zeigt sich, daß wie erwartet vor allem die ersten Drähte bei Ereignissen mit Übergangsstrahlung deutlich schlechtere Ergebnisse erzielen.

Bemerkung: vielleicht kann man den Einfluß von Übergangsstrahlung vermindern, wenn sehr große Pulse bei der Berechnung der Ortsauflösung herausgenommen werden. Dies hat nebenbei auch den Vorteil, daß auch Ereignisse mit  $\delta$ -Elektronen, die ebenfalls hohe Pulse bewirken und einen negativen Einfluß auf die Ortsauflösung haben, herausgefiltert werden.

Gas: Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 20/50/30, Alg.: DCOG				
$E_{Drift}$ : 1.25 kV/cm, Driftweg = 1.8 cm				
Draht Nr.	ohne TRD	mit TRD	ohne TRD	mit TRD
	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{weit}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{schmal}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{schmal}$ [ $\mu\text{m}$ ]
1	248	304	263	322
2	254	291	254	304
3	196	237	223	277
4	219	254	223	250
5	176	193	188	215
6	219	254	245	282
7	167	182	190	211
8	209	246	209	240
9	155	148	177	191
10	217	255	226	277
11	183	208	191	234
12	217	258	220	259

Tabelle 12: Ortsauflösungen in Driftrichtung.

## 5.2 Ortsauflösung entlang des Drahtes

### 5.2.1 Berechnung der Pulsintegrale

Um die Ortsauflösung in Drahrichtung bestimmen zu können, müssen zunächst die Integrale der FADC-Pulse an beiden Drahtenden berechnet werden.

Es wird integriert, indem einfach die Amplitudenwerte abzüglich der Baseline aufsummiert werden. Integriert wird von Pulsanfang bis Pulsende, aber maximal über 18 Zeitbins. An beiden Enden wird über dieselbe Anzahl von Zeitbins integriert, wobei die Länge des kürzeren Pulses als Maßstab gewählt wurde. Anschließend berechnet man das Verhältnis  $\frac{\Delta I}{\Sigma I}$  von Integraldifferenz  $\Delta I = I_{links} - I_{rechts}$  zur Summe der Integrale  $\Sigma I = I_{links} + I_{rechts}$ .

### 5.2.2 Bestimmung der effektiven Länge

In Kapitel 2.3 wurde gezeigt, daß zwischen dem Integral-  $\frac{\Delta I}{\Sigma I}$  bzw. Ladungsverhältnis  $\frac{\Delta Q}{\Sigma Q}$  und dem Ort entlang des Drahtes eine lineare Beziehung besteht. Um die Ortsauflösung zu berechnen, muß zunächst der Proportionalitätsfaktor  $\frac{L_{eff}}{2}$  bestimmt werden. Dazu geht man ganz analog wie bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit vor. Für verschiedene Positionen entlang des Drahtes wurde das Integralverhältnis  $\frac{\Delta I}{\Sigma I}$  in Häufigkeitsverteilungen eingetragen. Man erhält in etwa gaußförmige Beamprofile. An diese Verteilungen wird eine Gaußkurve gefittet deren Lage die Beamposition markiert. Die folgende Abbildung zeigt eine solche Verteilung:

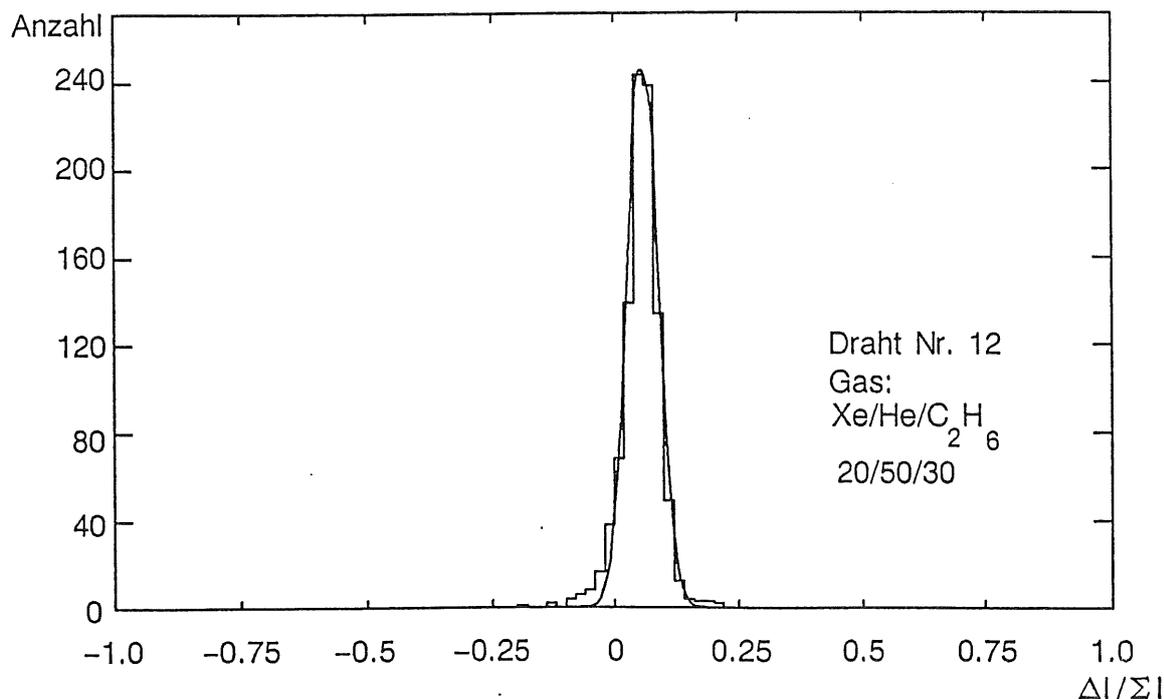


Abbildung 37: Häufigkeitsverteilung von  $\frac{\Delta I}{\Sigma I}$  für einen Ort R.

Trägt man nun das so ermittelte mittlere Integralverhältnis gegen die Position  $R$  entlang des Drahtes auf, so erkennt man, daß die Meßpunkte alle auf einer Gerade liegen (siehe Abbildung 38).

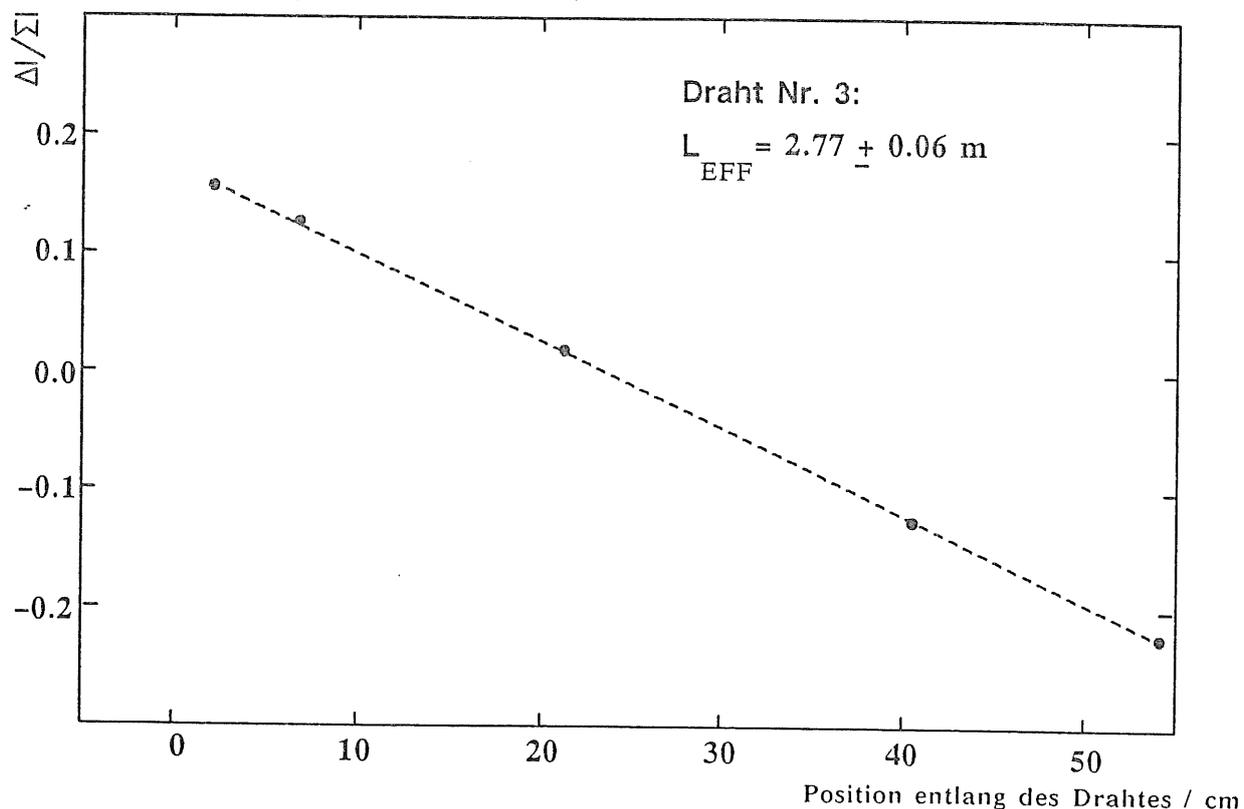


Abbildung 38: Beziehung zwischen  $R$ -Position und Integralverhältnis

An die Meßpunkte wird nun eine Gerade angepaßt. Deren Steigung ist dann  $2/L_{EFF}$ . In Tabelle 13 sind die Werte angegeben, welche für die effektive Länge der 12 Nachweisdrähte ermittelt wurden.

Es sind nur Werte angegeben, die mit HRS-Gas gemessen wurden. Bei Xe-Gasmischungen wurde nur bei einer  $R$ -Position gemessen. Allerdings sollte  $L_{EFF}$  nicht vom verwendeten Kammergas und den Spannungseinstellungen abhängen. Messungen in Argon-Ethan [PIL89] lieferten im Rahmen der Meßgenauigkeit identische Ergebnisse für  $L_{EFF}$ .

Draht Nr.	$L_{EFF}$ in m
1	$2.82 \pm 0.09$
2	$2.77 \pm 0.06$
3	$2.77 \pm 0.06$
4	$2.74 \pm 0.06$
5	$2.82 \pm 0.06$
6	$2.70 \pm 0.06$
7	$2.75 \pm 0.06$
8	$2.66 \pm 0.06$
9	$2.69 \pm 0.06$
10	$2.70 \pm 0.06$
11	$2.64 \pm 0.06$
12	$2.57 \pm 0.06$

Tabelle 13: *Effektive Länge für alle 12 Drähte HRS GAS*

### 5.2.3 Bestimmung der Ortsauflösung entlang des Drahtes

Hierbei können die folgenden beiden Verfahren angewendet werden:

#### - Bestimmung der Ortsauflösung aus den Strahlprofilen.

Multipliziert man das Integralverhältnis  $\frac{\Delta I}{\Sigma I}$  mit  $\frac{L_{EFF}}{2}$  und trägt das Produkt in eine Häufigkeitsverteilung ein, so erhält man eine gaußförmige Verteilungskurve (siehe Abbildung 37). Diese ist eine Faltung aus der räumlichen Intensitätsverteilung des Elektronenstrahls (Strahlprofil) und der Ortsauflösungskurve mittels Ladungsteilung.

Das  $\sigma$  der Verteilung setzt sich also aus dem  $\sigma_{Beam}$  des Elektronenstrahls und der Ortsauflösung entlang des Drahtes  $\sigma_{CD}$  zusammen.

Es gilt:

$$\sigma^2 = \sigma_{Beam}^2 + \sigma_{CD}^2 \quad (5 - 73)$$

Nun kann man  $\sigma_{Beam}$ , also die Breite des Elektronenstrahls, mittels Driftzeitmessung ziemlich genau bestimmen. Dann läßt sich  $\sigma_{CD}$  über folgende einfache Beziehung berechnen:

$$\sigma_{CD} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{Beam}^2} \quad (5 - 74)$$

Der Wert von  $\sigma_{Beam}$  wurde mittels Driftzeitmessung zu 3 mm bestimmt. Bei Ortsauflösungswerten entlang des Drahtes im Bereich von 5-6 cm ist  $\sigma_{Beam}$  vernachlässigbar.

#### - Bestimmung der Ortsauflösung mittels Iteration.

Hierbei geht man genauso vor wie bei der Bestimmung der Ortsauflösung in Driftrichtung. Nur wird dabei die Gerade nicht durch die Zeitmarken, sondern durch die Integralverhältnisse  $\frac{\Delta I}{\Delta t}$  gefittet. Dieses Verfahren hat allerdings den Nachteil, daß es gegenüber dem oben vorgestellten wesentlich aufwendiger ist und mehr Rechenzeit benötigt. Es liefert aber die gleichen Ergebnisse siehe [PIL89].

#### 5.2.4 Ergebnisse zur Ortsauflösung in Drahrichtung.

Die im folgenden vorgestellten Werte für die Ortsauflösung sind alle mit der ersten Methode berechnet worden.

Die nächste Abbildung zeigt für einen Draht, wie die Ortsauflösung per Ladungsteilung mit der Position entlang des Drahtes variiert. Der Nullpunkt wurde willkürlich gewählt und liegt am weiten Ende der Kammer.

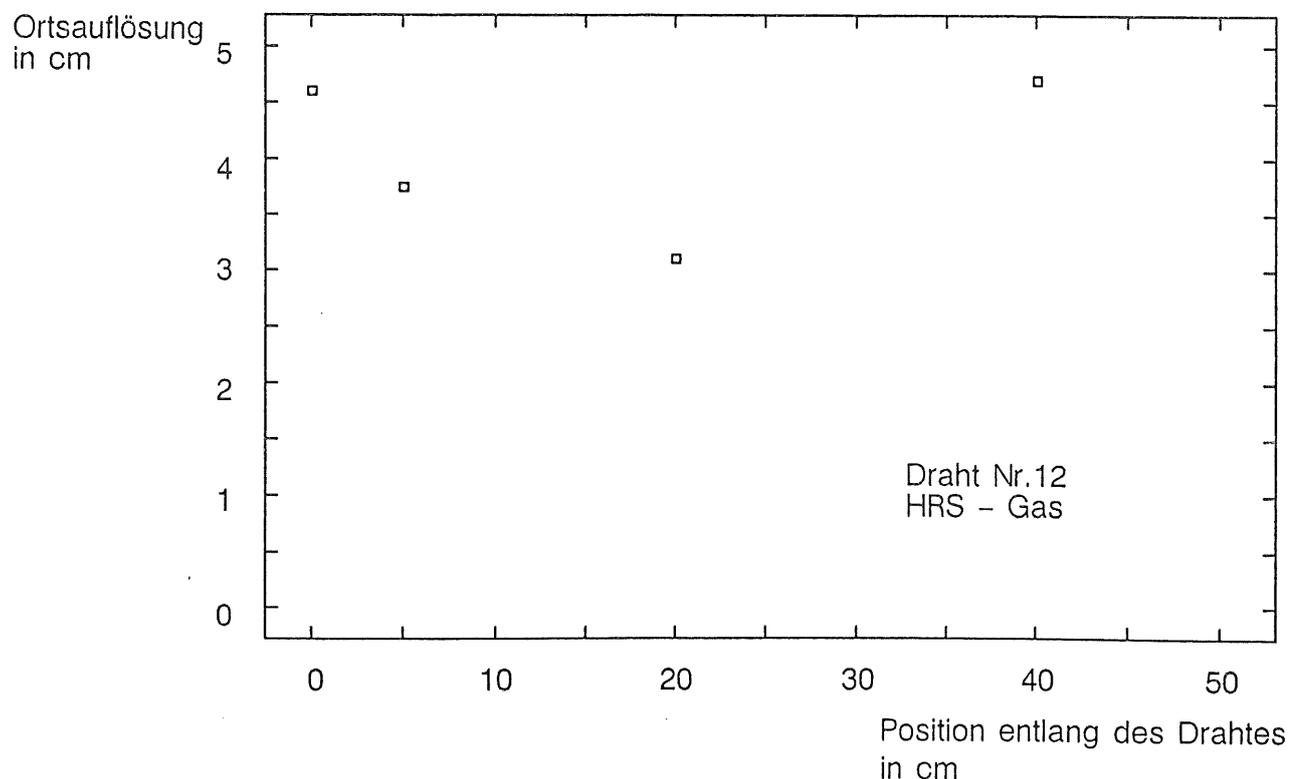


Abbildung 39: Ortsauflösung als Funktion der Position entlang des Drahtes.

In Tabelle 14 sind alle Werte für HRS-Gas zusammengefasst. Die Werte variieren von etwa 4 bis 12 cm. Insgesamt sind die mit HRS-Gas erzielten Werte schlechter als die, welche man mit Xenon-Mischungen oder Argon-Ethan erreicht. Der Grund dafür sind wiederum die zu geringen Pulshöhen.

Pos.:	0 cm	5 cm	20 cm	40 cm
Draht Nr.	$\sigma_{CD}$ in cm	$\sigma_{CD}$ in cm	$\sigma_{CD}$ in cm	$\sigma_{CD}$ in cm
1	9.4	8.6	7.5	11.8
2	9.7	7.6	7.0	8.2
3	9.3	6.8	6.0	6.2
4	7.9	7.5	5.4	5.6
5	8.9	7.0	6.2	6.3
6	7.5	6.5	5.3	4.9
7	7.5	6.1	5.9	5.8
8	7.4	6.1	4.9	4.6
9	6.6	6.0	5.2	5.1
10	6.6	6.0	5.1	5.0
11	6.3	5.6	5.4	5.8
12	4.6	3.75	3.1	4.7

Tabelle 14: Ortsauflösung entlang des Drahtes, HRS-Gas

In Tabelle 15 sind alle Ortsauflösungswerte zusammengefasst, welche mit den verschiedenen Xenon-Gasmischungen erreicht wurden. Der Einschußpunkt des Elektronenstrahls ist in allen Fällen etwa 10 cm vom weiten Kammerende entfernt. Im Mittel liegen die Ortsauflösungswerte bei etwa 5 cm. Zwischen den einzelnen Gasmischungen ergeben sich keine signifikanten Unterschiede was die Ortsauflösung in Drahtrichtung betrifft. Insgesamt scheint  $Xe/He/C_2H_6$  30/30/40 jedoch die geringfügig besseren Ergebnisse zu liefern.

Gas:	$Xe/He/C_2H_6$ 20/50/30		$Xe/He/C_2H_6$ 20/30/50		$Xe/He/C_2H_6$ 30/30/40	
Driftweg	1.8 cm	2.8 cm	1.8 cm	2.8 cm	1.8 cm	2.8 cm
Draht Nr.	$\sigma_{CD}$ in cm	$\sigma_{CD}$ in cm	$\sigma_{CD}$ in cm	$\sigma_{CD}$ in cm	$\sigma_{CD}$ in cm	$\sigma_{CD}$ in cm
1	6.4	6.5	4.7	5.3	4.8	5.7
2	7.8	8.1	7.1	7.7	6.9	7.3
3	5.3	5.3	5.3	5.7	5.3	4.8
4	5.4	5.8	5.6	5.8	5.3	5.3
5	5.3	5.4	5.3	5.1	5.2	5.1
6	5.2	4.6	5.0	5.0	4.8	4.9
7	4.7	4.5	5.2	4.7	4.3	4.2
8	4.8	4.6	4.4	4.3	4.4	4.4
9	4.8	4.6	4.6	4.3	4.5	4.5
10	5.5	5.0	5.0	4.6	5.1	4.9
11	4.6	4.4	3.5	3.8	4.1	4.2
12	4.1	3.7	3.2	3.2	4.0	3.9

Tabelle 15: Ortsauflösung entlang des Drahtes für verschiedene Xenon-Gasmischungen.

## 5.3 Elektron/Pion-Trennung mittels Übergangsstrahlung

### 5.3.1 Maximum-Likelihood Methode

Die Berechnung der  $e/\pi$  Trennung mittels Übergangsstrahlung ist bereits Thema einer Diplomarbeit gewesen [SCH89]. Dort wurden die gleichen Testdaten mit der Mittelwertmethode ausgewertet (siehe dort). Hier soll untersucht werden, welche Ergebnisse mit einem alternativen Verfahren, der sogenannten Maximum-Likelihood Methode, zu erzielen sind. Die Maximum-Likelihood Methode soll im folgenden vorgestellt werden.

Durchquert ein geladenes Teilchen eine oder mehrere Kammern mit insgesamt  $N$  Nachweisdrähten, so deponiert es im Einzugsbereich der  $N$  Drähte jeweils einen Energiebetrag  $E_i$  ( $i=1\dots N$ ). Dieser wird am Nachweisdraht nachgewiesen, wobei das Integral  $I_i$  des FADC-Pulses der Energie  $E_i$  proportional ist.

Bei  $N$  Nachweisdrähten erzeugt das Teilchen also den Wertesatz  $[I_i]$  ( $i=1\dots N$ ). Wie bereits in Kapitel 2.4 beschrieben ist der Energieverlust pro Längeneinheit ein statistischer Prozeß. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß am Draht  $i$  gerade der Energiewert  $E$  gemessen wird, wird durch eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $f(E)$  beschrieben. Diese  $f$ -Funktionen hängen nun von der Art und der Energie des Teilchens ab. Bei einem Elektron welches den Detektor passiert, besteht dann folgende Wahrscheinlichkeit  $W_e$ , den Wertesatz  $[E_i]$  zu liefern:

$$W_e = \prod_{i=1}^N f_e^i(E_i) \quad (5 - 75)$$

bzw. für ein Pion.

$$W_\pi = \prod_{i=1}^N f_\pi^i(E_i) \quad (5 - 76)$$

mit  $f_e^i(E_i)$  bzw.  $f_\pi^i(E_i)$ , als normierten Häufigkeitsverteilungen (oder auch Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen) der  $i$  Nachweisdrähte. Die  $f$ -Verteilungen muß man sich experimentell verschaffen. In unserem Fall haben wir 12  $f$ -Funktionen für die 12 Drähte.

Der Likelihoodquotient:

$$P_e = \frac{W_e}{W_e + W_\pi} \quad (5 - 77)$$

gibt dann die Wahrscheinlichkeit an, mit der die Werte  $[E_i]$  von einem Elektron und nicht von einem Pion stammen.  $P_e$  zeichnet sich dadurch aus, daß es die vorhandene Information statistisch optimal ausnutzt.

### 5.3.2 Bestimmung und Kalibration der Wahrscheinlichkeitsverteilungen

Bei der Auswertung verschafft man sich zunächst die Häufigkeitsverteilungen  $f$ . Dazu füllt man die Pulsintegrale der 12 Drähte (links/rechts) in Histogramme und erhält so Verteilungen, die angeben, wie häufig ein bestimmter Integralwert vorkommt. Normiert man die Verteilungen, so hat man die A-Priori-Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen  $f$ .

Nun ergeben sich zwei Schwierigkeiten:

1. Bei unseren Messungen stand uns nur ein Elektronenstrahl zur Verfügung. Wir müssen die Pionen also simulieren.
2. Die Gasverstärkung schwankte von Run zu Run. Vor allem auf den ersten beiden Drähten wurden die Pulshöhen merklich kleiner, wenn der Kohlefaser-Radiator vor die Driftkammer gehalten wurde. Die Pulsintegrale auf den Drähten eins und zwei waren etwa um den Faktor zwei kleiner als die Pulsintegrale des Drahtes sieben. Dieser Effekt ließ sich mit der elektrostatischen Aufladung des Radiators erklären, welche zu Feldverzerrungen auf den ersten Nachweisdrähten führte. Die Verteilungen müssen also kalibriert werden.

Zu 1.) Bei der Simulation von Pionen geht man von folgenden Überlegungen aus:

- Pionen erzeugen bei den betrachteten Energien keine Übergangsstrahlung. Ihr Lorentzfaktor ist um drei Größenordnungen kleiner, als der von Elektronen mit gleichem Impuls (siehe Tabelle 16).

Teilchenenergie	Lorentzfaktor		Skalierungsfaktor
	$\pi$	$e^-$	
60 GeV	431	117400	0,95
40 GeV	287	78300	0,91
20 GeV	143	39100	0,86
10 GeV	72	19600	0,82
5 GeV	36	9800	0,74

Tabelle 16: Skalierungsfaktoren des Energieverlusts von Pionen bei verschiedenen Teilchenenergien [WAL79]

- Der Energieverlust von Pionen läßt sich durch den von Elektronen ausdrücken, indem man den Energieverlust von Elektronen ( $dE/dx$ ) mit einem energieabhängigen Faktor skaliert (siehe Tabelle 16).

Dabei wird angenommen, daß sich weder Pulsform noch die Form des Energiespektrums ändert. Daß dies zulässig ist, wurde in anderen Experimenten gezeigt [APP88]. Elektronen erhält man also aus unskalierten Runs mit Übergangsstrahlung, während man Pionen verschiedener Energie simuliert, indem man Runs ohne Radiator vor der Kammer (also mit reinem  $dE/dx$ ) skaliert.

Zu 2.) Um die sich verändernden Gasverstärkungen auszugleichen, mußten die Pulsintegralverteilungen der verschiedenen Runs und der verschiedenen Drähte aufeinander kalibriert werden. Die Möglichkeit der Kalibration mittels radioaktiver Präparate war leider nicht vorgesehen.

Bei der Kalibration der Daten geht man davon aus, daß das Maximum der Energieverteilungen vom normalen Energieverlust durch Stoßionisation herrührt und somit stets den selben Energiewert markiert. Kommt Übergangsstrahlung hinzu, so ändert sich nur der hochenergetische Schwanz der Verteilung.

Bei der Kalibration geht man nun folgendermaßen vor:

zunächst werden die Verteilungen geglättet, um Strukturen, die sich durch das Einsortieren der Integralwerte in die Kanäle des Histogramms ergeben (Binningeffekte), auszugleichen.

Dann wird der Schwerpunkt der Verteilung über alle Kanäle gebildet, deren Inhalt eine bestimmte Höhe überschreitet. Diese Schwelle wird dabei so gewählt, daß nur der annähernd symmetrische Teil der Verteilung zur Schwerpunktbildung herangezogen wird. So beeinflußt weder der Landauschwanzes noch der Übergangsstrahlungsbuckel die Schwerpunktbildung. In Abbildung 40 ist eine solche geglättete Verteilung dargestellt (in diesem Fall Draht 1 mit Übergangsstrahlung). Die Schwelle und der ermittelte Schwerpunkt sind eingezeichnet. Der letzte Kanal der Histogramme dient als Überlauf. In ihm sind jeweils alle Integralwerte zusammengefaßt, die größer sind als das Maximum des dargestellten Bereichs.

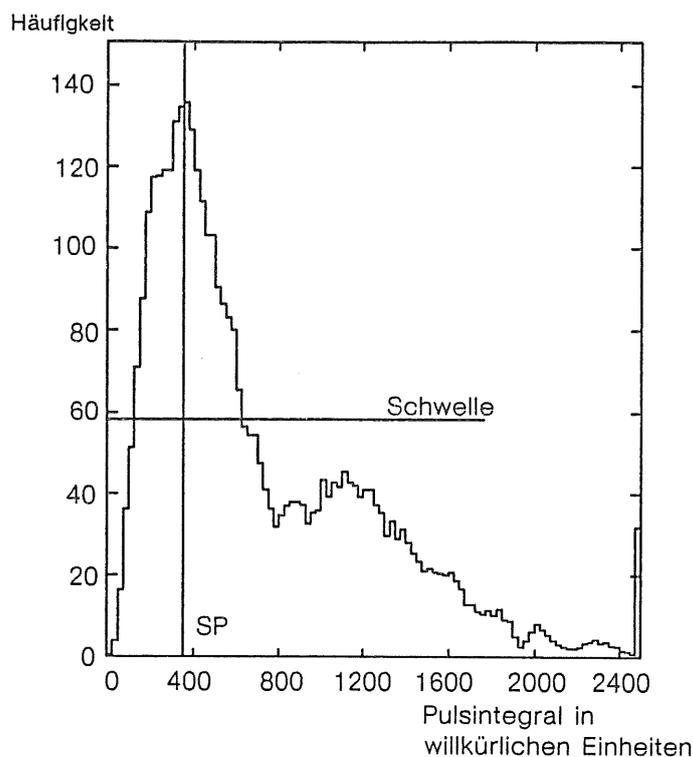


Abbildung 40: Geglättete Energieverteilung mit Schwelle für Schwerpunktsbildung.

Kalibriert wird dann, indem man die Schwerpunkte der Verteilungen mit einem Kalibrationsfaktor aufeinander schiebt. Und zwar werden alle Verteilungen auf den Schwerpunkt der Energieverteilung des siebten Nachweisdrahtes (mit reinem  $dE/dx$  also ohne Radiator) geschoben. Sind  $SP_{\pi}(7)$  und  $SP_e(k)$  die Schwerpunkte des 7-ten (ohne TR) und des  $k$ -ten Drahtes (mit TR), so ergibt sich der folgende Kalibrationsfaktor für die Integralwerte des  $k$ -ten Drahtes.

$$S_e(k) = \frac{SP_{\pi}(7)}{SP_e(k)} \quad (5 - 78)$$

Bei den simulierten 'Pionen' der Energie  $E$  muß dann noch mit dem Skalierungsfaktor  $S(E)$  aus Tabelle 16 multipliziert werden. Für 'Pionen' ergibt sich dann folgender Faktor:

$$S_{\pi}(k) = S(E) \cdot \frac{SP_{\pi}(7)}{SP_{\pi}(k)} \quad (5 - 79)$$

In Abbildung 41 sind die geglätteten, kalibrierten und normierten Energieverteilungen der ersten 6 Drähte mit und ohne Übergangsstrahlung dargestellt.

Deutlich erkennt man bei den Verteilungen mit Übergangsstrahlung (TR) den hochenergetischen 'Buckel', welcher von Draht 1 bis 6 kontinuierlich abnimmt, weil die erzeugten TR-Photonen auf den ersten Zentimetern der Kammer absorbiert werden. Auf den letzten Drähten ist praktisch keine Übergangsstrahlung mehr zu sehen. Bei den Energieverteilungen ohne Übergangsstrahlung dagegen

beobachtet man die typischen Landauverteilungen, die sich von Draht zu Draht kaum unterscheiden.

An dieser Stelle möchte ich einige einschränkende Bemerkungen machen, was die Verwendbarkeit der Maximum-Likelihood Methode bei der Auswertung der Testdaten betrifft. Um mit dieser Methode sichere Aussagen über die  $e/\pi$ -Trennung machen zu können, ist eine genaue Kenntnis der  $f$ -Verteilungen erforderlich. Dazu braucht man jedoch eine hohe Statistik, damit die Histogramme gut gefüllt und die Verteilungen glatt sind. Bei einer zu geringen Statistik weisen die Verteilungen vor allem in Bereichen, wo die Ereignisse seltener sind (z. B. Landauschwanz) Lücken auf. Es können auch künstliche Strukturen auftreten, die nur auf die zu geringe Statistik zurückzuführen sind.

Im günstigsten Fall standen 3200 Ereignisse zur Bestimmung der Verteilungen zur Verfügung. Diese Zahl reicht nicht aus, um die Verteilungen hinreichend genau zu bestimmen.

Um Lücken in den Verteilungen zu schließen und um künstliche Strukturen auszugleichen, wurden die Verteilungen deshalb geglättet. Dabei wurde darauf geachtet, daß weder der Schwerpunkt noch der Mittelwert der Verteilungen verändert wurde.

Sind die Verteilungen jedoch hinreichend genau bekannt, so sollte die Maximum-Likelihood Methode der Mittelwertmethode deutlich überlegen sein.

Gas Xe/He/Ethan 30/30/40  
Radiatormaterial:  
Polypropylene

Häufigkeit

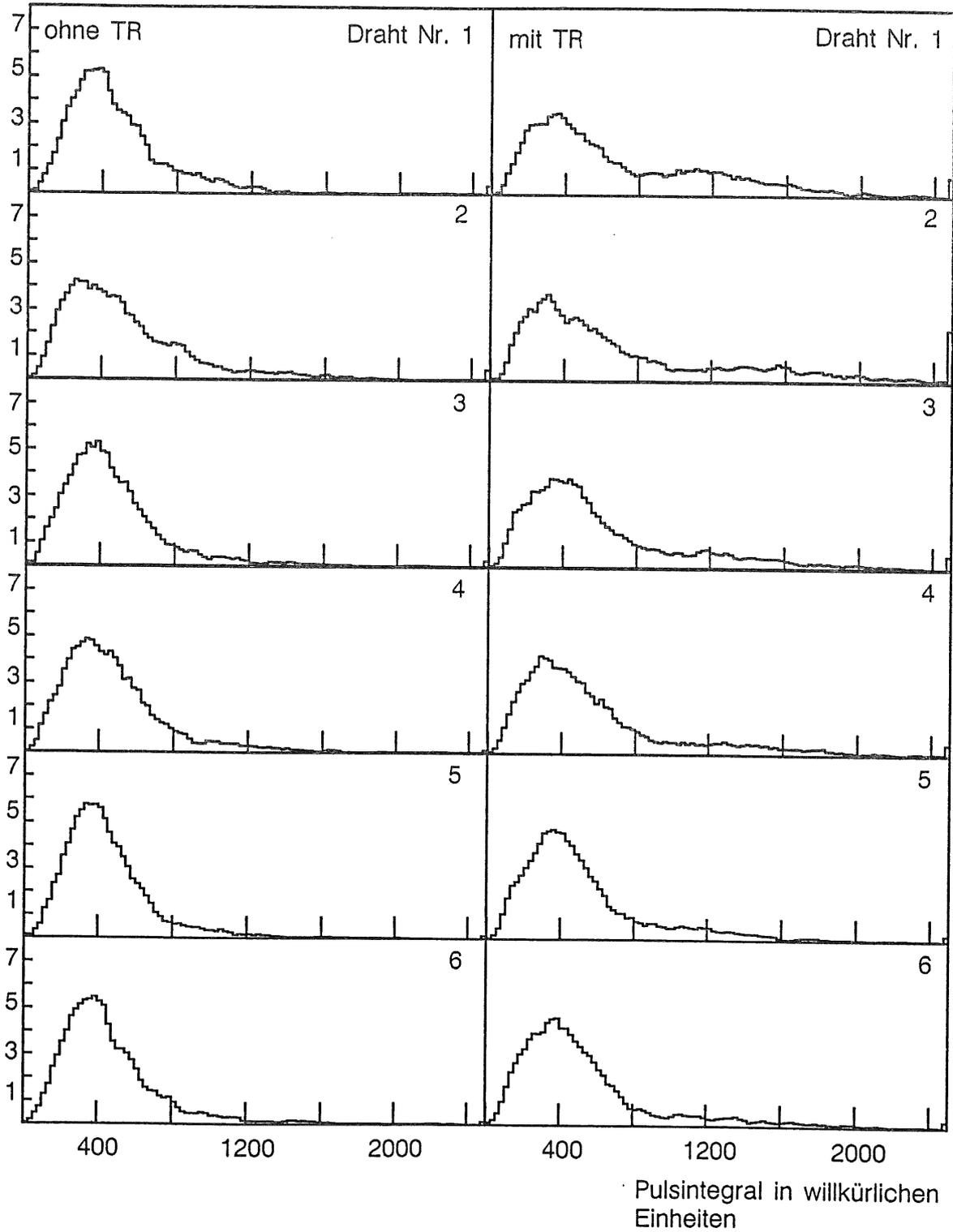


Abbildung 41: Geglättete und kalibrierte Energieverteilungen der ersten 6 Drähte mit und ohne Übergangsstrahlung. Gas Xe/He/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> 30/30/40.

### 5.3.3 Bestimmung der Elektron/Pion-Trennung

Im H1-Experiment besteht der Vorwärtsspurendetektor aus drei Modulen, die jeweils mit einem Radiator und einer radialen Driftkammer ausgestattet sind. Beim Testlauf hatten wir dagegen nur eine Kammer und einen Radiator. Um trotzdem eine Aussage über die insgesamt zu erzielende Trennwahrscheinlichkeit machen zu können, werden jeweils drei aufeinander folgende Ereignisse zusammengefaßt und so drei Detektoreinheiten simuliert. Man verfügt dann über  $3 \cdot 12 = 36$  Integralwerte zur Ermittlung von  $P_e$ .

Bei der Berechnung der Elektron/Pion-Trennung geht man dann folgendermaßen vor. Für die Ereignisse mit Radiator vor der Kammer (Elektronen) wird der Likelihoodquotient  $P_e$  berechnet und in eine Häufigkeitsverteilung eingetragen.

Anschließend berechnet man  $P_e$  für 'Pionen' (skalierte Ereignisse ohne Radiator) und trägt diese Werte in eine Häufigkeitsverteilung ein.

Die folgenden beiden Abbildungen zeigen solche Verteilungen. Einmal für 5 und einmal für 60 GeV 'Pionen'. Die Verteilungen sind jeweils auf gleiche Ereigniszahl normiert.

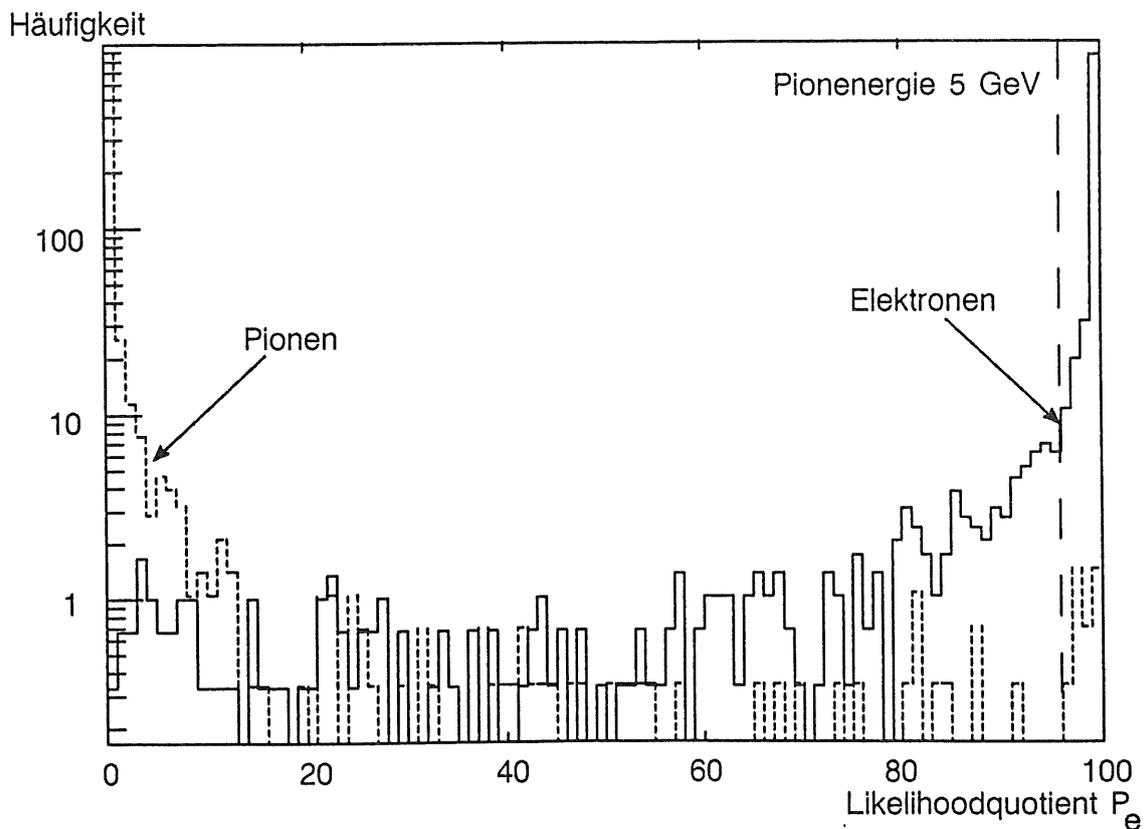


Abbildung 42: Likelihoodverteilungen für Elektronen und 5 GeV Pionen. Gas Xe/He/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> 30/30/40.

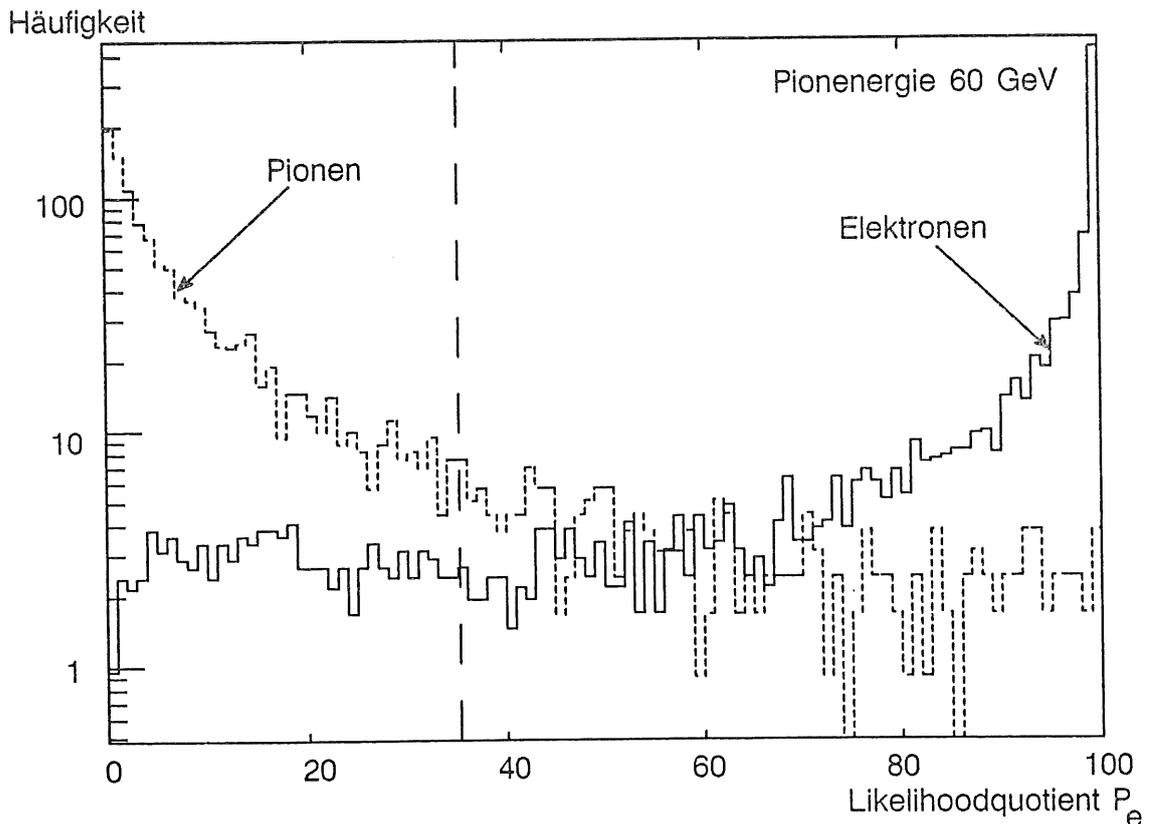


Abbildung 43: Likelihoodverteilungen für Elektronen und 60 GeV Pionen. Gas Xe/He/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> 30/30/40.

Man erkennt, daß die Verteilungen des Likelihoodquotienten für Elektronen deutlich ein Maximum bei 100 aufweisen, das heißt Ereignisse mit Übergangsstrahlung werden als sichere Elektronen klassifiziert. 'Pionen' dagegen haben ihr Maximum bei null. Sie werden also als 'nicht'-Elektron erkannt.

Diese Verteilungen werden nun zur Berechnung des Untergrundes herangezogen. Die Ermittlung des Pion Untergrundes geht dann so:

Ausgehend von der sicheren Seite (100) integriert man die Elektronenereignisse auf bis man zum Beispiel 90% aller Ereignisse akzeptiert hat. Die 'Pionen' integriert man dann über das gleiche Intervall. Sie stellen den Untergrund dar. In den Abbildungen 42 und 43 ist skizziert, bis zu welchem Kanal aufintegriert werden mußte, um eine Elektronenakzeptanz von 90 % zu haben. In den folgenden beiden Abbildungen ist der Pion-Untergrund als Funktion der Elektronakzeptanz für zwei verschiedene Pion-Energien dargestellt.

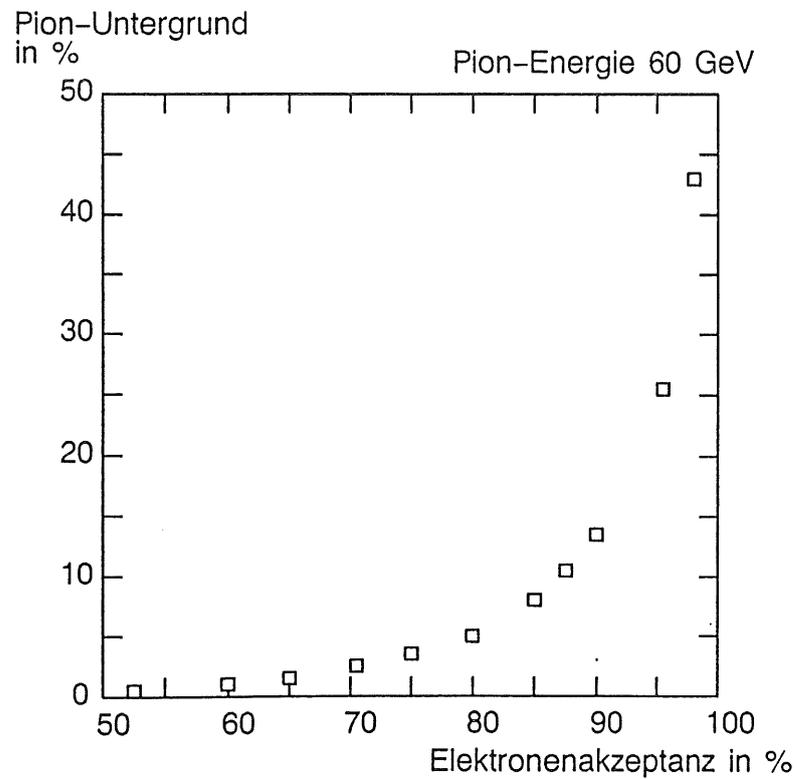
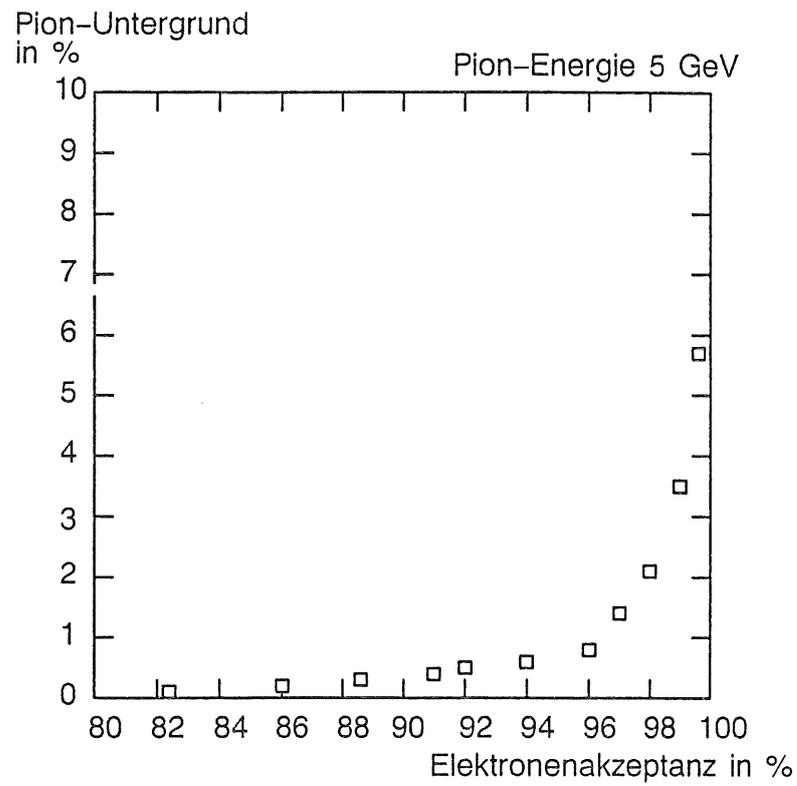


Abbildung 44: Pion-Untergrund als Funktion der Elektronenakzeptanz für die Pion-Energien 5 und 60 GeV.

Die nächste Abbildung zeigt den Pion-Untergrund als Funktion der Pion-Energie bei 90% Elektronenakzeptanz.

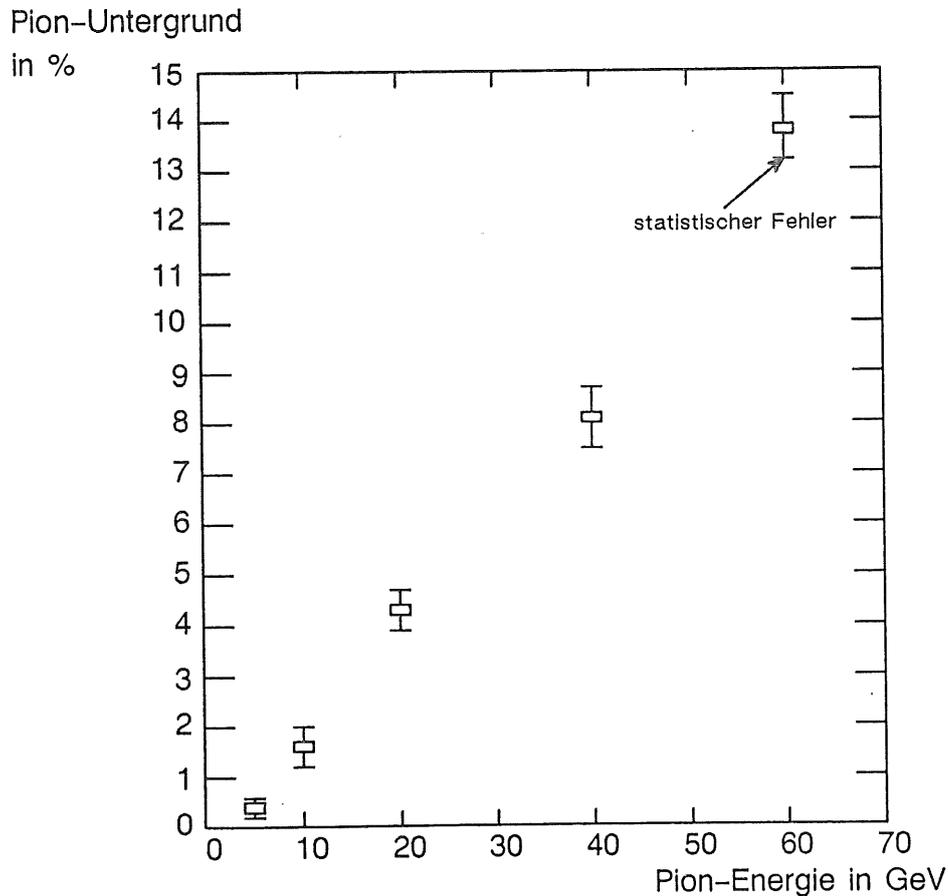


Abbildung 45: Pion-Untergrund als Funktion der Pion-Energie bei 90% Elektronenakzeptanz.

#### 5.3.4 Fehlerbetrachtung

Der Fehler setzt sich aus statistischem und systematischen Fehlern zusammen. Der relative statistische Fehler  $S_E(N)$  berechnet sich bei  $N$  gemessenen Ereignissen nach:

$$S_E(N) = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot 100\% \quad (5 - 80)$$

Für die verschiedenen Radiatormaterialien und Gasmischungen gingen zwischen 1600 und 3200 Ereignisse in die Berechnung der Trennwahrscheinlichkeiten

ein. In der folgenden Tabelle ist zusammengefaßt, wie groß der statistische Fehler für verschiedene Ereignisraten, Akzeptanz- und Untergrundwerte ausfällt (aus [SCH89]).

Akzeptanz/ Untergrund	Anzahl der Ereignisse			
	1600	2000	2400	3200
90%	2,64	2,36	2,15	1,87
20%	5,59	5,00	4,56	3,95
10%	7,91	7,07	6,45	5,59
5%	11,18	10,00	9,13	7,91
2%	17,68	15,81	14,43	12,50
1%	25,00	22,36	20,41	17,68
0,5%	35,36	31,62	28,87	25,00

Tabelle 17: Statistischer Fehler in Prozent bei verschiedenen Akzeptanz- bzw. Untergrundwerten

Zu den systematischen Fehlern gehören die Fehler der Skalierungs- und Kalibrationsfaktoren. Der Fehler dieser Faktoren wird jeweils zu 5 % abgeschätzt.

Eine weitere Fehlerquelle ist die Unsicherheit der benutzten Häufigkeitsverteilungen, dieser Fehler ist allerdings schwer abzuschätzen. Er sollte kleiner werden je größer die Zahl der Ereignisse ist, die in die Bestimmung der Verteilungen eingehen.

Die Komplette Auswertung wurde mit dem Unterprogramm TRD durchgeführt, dessen Flußdiagramm in Abbildung 46 wiedergegeben ist.

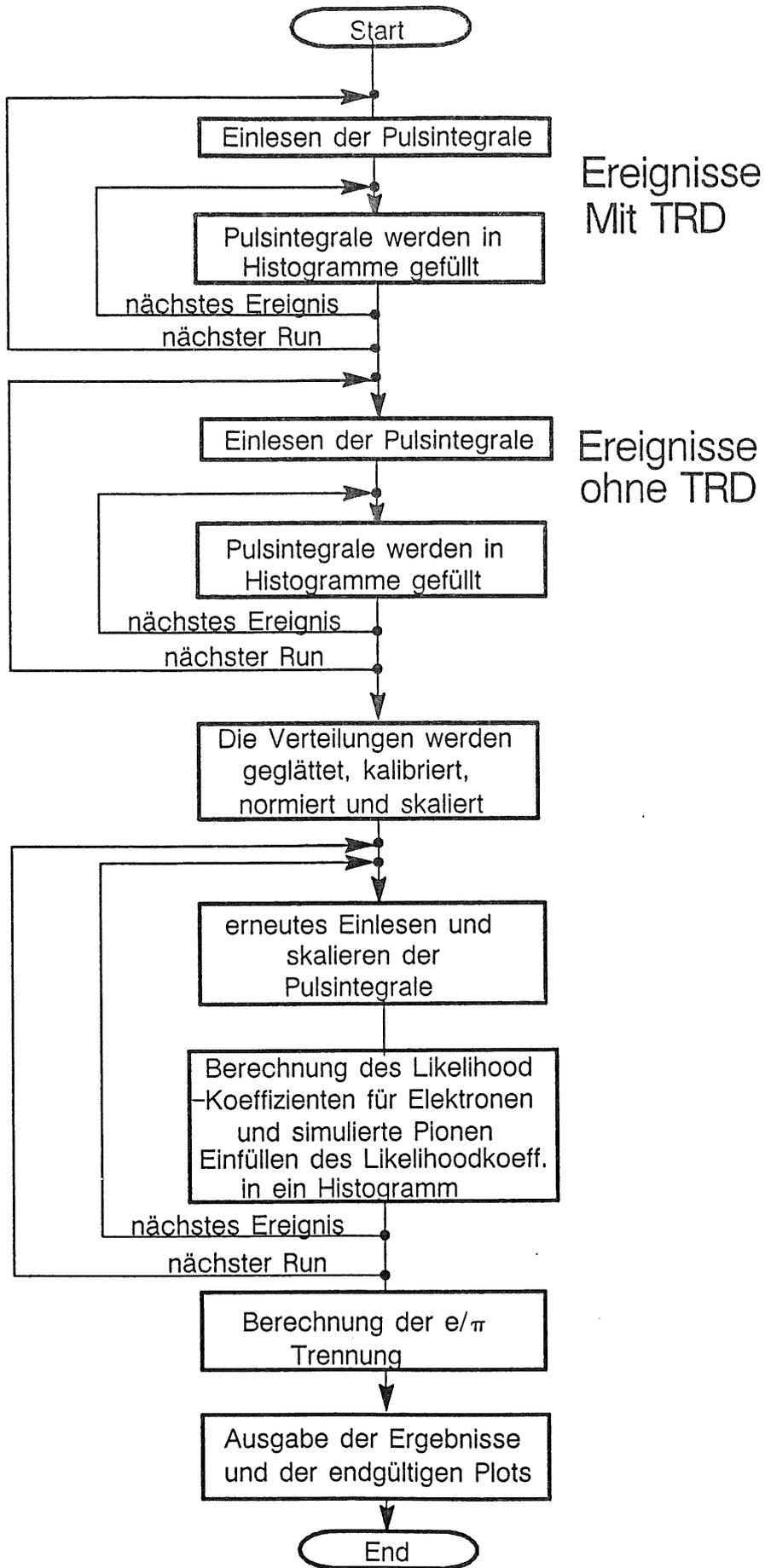


Abbildung 46: *Flußdiagramm des Programms TRD*

### 5.3.5 Ergebnisse zur Elektron/Pion-Trennung

In den folgenden Tabellen ist der Pionuntergrund bei einer Elektronenakzeptanz von 90% für die verschiedenen Gase und Radiatormaterialien dargestellt.

Gas: Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 30/30/40, E <sub>Drift</sub> 1.42 kV/cm Radiatormaterial: Polypropylenfasern					
Pion-Energie E <sub>π</sub> :	60 GeV	40 GeV	20 GeV	10 GeV	5 GeV
weite Ausleseseite	11.0 %	5.9 %	2.8 %	1.6 %	0.5 %
schmale Ausleseseite	12.0 %	6.6 %	2.9 %	1.4 %	0.25 %

Tabelle 18: Pionuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz.

Gas: Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 30/30/40, E <sub>Drift</sub> 1.42 kV/cm Radiatormaterial: Kohlefasern					
Pion-Energie E <sub>π</sub> :	60 GeV	40 GeV	20 GeV	10 GeV	5 GeV
weite Ausleseseite	14.4 %	7.6 %	3.5 %	1.8 %	0.5 %
schmale Ausleseseite	13.7 %	7.6 %	3.4 %	1.6 %	0.3 %

Tabelle 19: Pionuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz.

Gas: Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 20/50/30, E <sub>Drift</sub> 1.25 kV/cm Radiatormaterial: Kohlefasern					
Pion-Energie E <sub>π</sub> :	60 GeV	40 GeV	20 GeV	10 GeV	5 GeV
weite Ausleseseite	14.3 %	10.3 %	4.9 %	3.2 %	0.9 %
schmale Ausleseseite	15.0 %	10.5 %	6.1 %	3.6 %	1.2 %

Tabelle 20: Pionuntergrund bei 90 % Elektronenakzeptanz.

Gas: Xe/He/CH <sub>4</sub> 20/72/8, E <sub>Drift</sub> 0.97 kV/cm					
Radiatormaterial: Polypropylenefasern					
Pion-Energie E <sub>π</sub> :	60 GeV	40 GeV	20 GeV	10 GeV	5 GeV
weite Ausleseseite	20.6 %	15.3 %	11.0 %	7.7 %	2.8 %
schmale Ausleseseite	24.9 %	20.1 %	15.0 %	11.9 %	6.5 %

Tabelle 21: Pionuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz.

Betrachtet man die erzielten Untergrundwerte, so lassen sich folgende Tendenzen ausmachen:

- bei gleicher Gaszusammensetzung und auch ansonsten gleichen Parametern, sind keine signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Radiatoren festzustellen.
- Die Gasmischung mit höherem Xenon Anteil (30%) liefert bessere Trennwahrscheinlichkeiten als die Mischung mit nur 20% Xenon Anteil.
- Die Gasmischung mit CH<sub>4</sub> liefert deutlich schlechtere Ergebnisse als die Gasmischungen mit C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>.

### 5.3.6 Vergleich mit der Mittelwertmethode

In den folgenden beiden Tabellen sind die Ergebnisse gegenübergestellt, die mit der Mittelwertmethode bzw. mit dem Likelihoodverfahren erzielt wurden. Die Ergebnisse nach dem Mittelwertverfahren stammen aus [SCH89].

Vorab sei bemerkt, daß die unterschiedlichen Ergebnisse nicht nur auf verschiedenen Auswerteverfahren zurückzuführen sind. Es wurden auch unterschiedliche Kalibrations- und Pulsintegrationsverfahren angewendet. Auf die Unterschiede möchte ich hier nicht näher eingehen.

Gas: Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 30/30/40, E <sub>Drift</sub> 1.42 kV/cm											
Radiatormaterial: Polypropylenefasern											
L: Likelihood Methode, M: Mittelwertmethode											
Pion-Energie E <sub>π</sub> :	60 GeV		40 GeV		20 GeV		10 GeV		5 GeV		
Methode:	L	M	L	M	L	M	L	M	L	M	
weite Ausleseseite	11.0	7	5.9	3.6	2.8	2.3	1.6	1.4	0.5	0.6	
schmale Ausleseseite	12.0	17	6.6	10.7	2.9	5.6	1.4	2.8	0.25	0.8	

Tabelle 22: Vergleich von Mittelwert- und Maximum-Likelihood-Methode.

Gas: Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 30/30/40, E <sub>Drift</sub> 1.42 kV/cm										
Radiatormaterial: Kohlefasern										
L:Likelihood Methode, M: Mittelwertmethode										
Pion-Energie E <sub>π</sub> :	60 GeV		40 GeV		20 GeV		10 GeV		5 GeV	
Methode:	L	M	L	M	L	M	L	M	L	M
weite Ausleseseite	14.4	7.6	7.6	3.8	3.5	2.4	1.8	1.4	0.5	0.6
schmale Ausleseseite	13.7	13.0	7.6	7.4	3.4	3.9	1.6	2.1	0.3	0.6

Tabelle 23: Vergleich von Mittelwert- und Maximum-Likelihood-Methode.

Beim Vergleich der Tabellen fallen zwei Punkte auf:

- Die beiden Methoden liefern im Rahmen der Fehler vergleichbare Ergebnisse. Während die Mittelwertmethode bei hohen Energien bessere Ergebnisse liefert, scheint das Likelihoodverfahren bei niedrigen Pionenergien ein wenig besser zu sein.
- Beim Mittelwertverfahren sind die Trennwahrscheinlichkeiten auf der schmalen Ausleseseite deutlich schlechter als auf der weiten Ausleseseite. Beim Likelihoodverfahren sind beide Seiten in etwa gleich gut.

## 6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Testmessungen mit einem Prototypen der radialen H1-Driftkammern ausgewertet. Die Testmessungen sind im Sommer 1987 an einem Elektronenstrahl am DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) in Hamburg durchgeführt worden.

In dieser Arbeit werden die beiden Hauptaufgabenbereiche, für welche die radialen Driftkammern im H1-Experiment vorgesehen sind, behandelt.

Das sind:

1. Spurbestimmung geladener Teilchen durch
  - a) Messung der Driftzeit und
  - b) Bestimmung des Ortes entlang des Drahtes mittels der Ladungsteilungsmethode.
2. Teilchenidentifikation durch Messung des spezifischen Energieverlusts geladener Teilchen und durch den Nachweis von Übergangsstrahlung, die in einem vor der Kammer angebrachten Radiator erzeugt wird.

Für den Nachweis von Übergangsstrahlung sind Gase mit hoher Photonnachwahrscheinlichkeit erforderlich. Aus diesem Grund sind verschiedene Gasmischungen mit Xenon untersucht worden.

Im folgenden sind die erzielten Ergebnisse zusammengefaßt:

1. Die Ortsauflösungen in Driftrichtung variieren je nach Nachweisdraht und Driftdistanz zwischen 150 und 280  $\mu\text{m}$  für die verschiedenen Gasmischungen mit Xenon.

Bei der Auswertung hat sich gezeigt, daß das Staggering, also die Versetzung der Nachweisdrähte gegenüber der Nachweisebene um  $\pm 200 \mu\text{m}$ , einen deutlichen Einfluß auf die Ortsauflösung hat.

Simulationsrechnungen haben ergeben, daß die Drähte, die gegenüber dem jeweiligen Nachweisraum zurückversetzt sind, einen eingeschränkten Einzugsbereich aufweisen. Dies führt dazu, daß diese Drähte im Vergleich zu denen, die näher am Nachweisraum liegen, etwa 20% schlechtere Ortsauflösungswerte aufweisen.

Des weiteren ist bei der Auswertung deutlich geworden, daß die elektrische Verschaltung des Frontfensters nicht optimal gewählt war. Dies führte zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung auf den ersten beiden Nachweisdrähten.

2. In Drahrichtung sind mit der Methode der Ladungsteilung Ortsauflösungen erzielt worden, die bei etwa 5 cm liegen. Für das H1-Experiment werden Werte von etwa 1 cm gefordert. Allerdings sind bei dem Test noch nicht die

endgültigen Vorverstärker (kleinerer Innenwiderstand) und FADC's verwendet worden. Auch sollen bei den endgültigen Kammern Nachweisdrähte aus hochohmigerem Material verwendet werden. Beides sollte zu einer Verbesserung der Ortsauflösung in Drahrichtung führen.

3. Mit der Maximum-Likelihood-Methode zur Auswertung von Übergangsstrahlungsereignissen konnte ein Pion-Untergrund von nur 0.5 % bei 90% Elektronakzeptanz und einer Pionenergie von 5 GeV erzielt werden.

Insgesamt sei bemerkt, daß das Ziel, mit der radialen Driftkammer einen Detektor zu bauen, der gleichzeitig zur Spurerkennung und Teilchenidentifikation verwendet werden kann, erreicht wurde.

## 7 Anhang

### 7.1 Bestimmung der optimalen Parameter der Driftzeitalgorithmen

In Kapitel 5 wurden die verschiedenen Driftzeitalgorithmen vorgestellt. Es wurde dabei darauf hingewiesen, daß die Parameter beim COG- und beim MOI-Algorithmus optimiert werden müssen.

Hier wird gezeigt, wie die optimalen Parameter bestimmt wurden und wie stark die erreichten Werte für die Ortsauflösung von der Wahl der Parameter abhängen.

Um die besten Parameter zu bestimmen, wurde für eine bestimmte Driftdistanz die Ortsauflösung bestimmt und die Werte der Parameter so lange variiert, bis der beste Wert für die Ortsauflösung erzielt wurde. Diese Parameterwerte wurden dann für die restliche Auswertung benutzt. Die optimalen Werte für die Parameter können von Gas zu Gas unterschiedlich sein. Bei den hier gezeigten Kurven wurde als Gasmischung  $Xe/He/C_2H_6$  im Mischungsverhältnis 20/50/30 verwendet, die Driftdistanz betrug 1.8 cm, das Driftfeld 1.25 kV/cm.

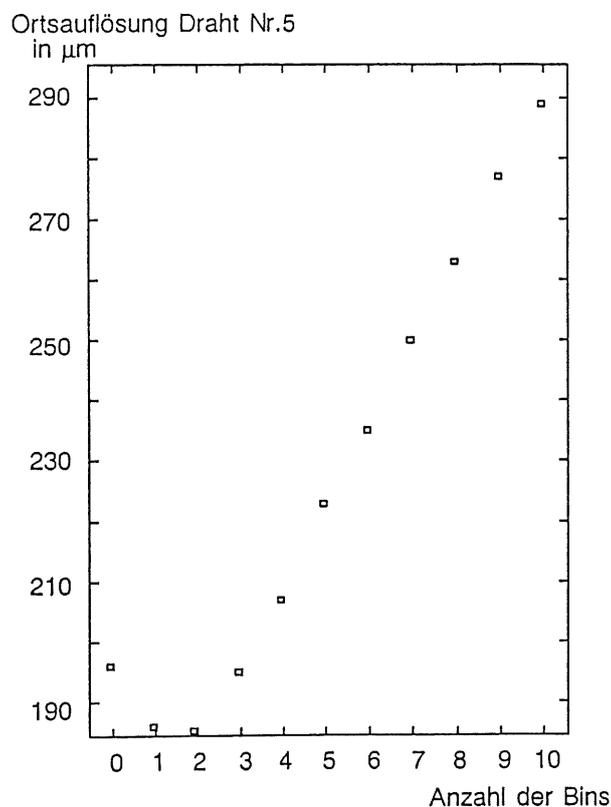


Abbildung 47: Ortsauflösung als Funktion des Parameters  $N$  beim COG-Algorithmus.

Beim COG-Algorithmus steht nur ein freier Parameter zur Verfügung, nämlich

die Anzahl der Bins hinter dem Maximum, welche noch zur Bestimmung des Schwerpunktes herangezogen werden. Abbildung 7.1 zeigt wie die Ortsauflösung beim COG-Algorithmus mit  $N$  variiert. Man sieht, daß die Kurve ein deutliches Minimum bei  $N = 2$  aufweist.

Beim MOI-Algorithmus sind es 2 Parameter, deren Optimum bestimmt werden muß, nämlich die Anzahl  $N$  der Bins hinter dem Maximum, die zur Integralberechnung herangezogen werden und der Bruchteil  $Frac$ , der überschritten werden muß. Abbildung 7.1 zeigt wie die Ortsauflösung bei der MOI-Methode variiert. Einmal ist die Ortsauflösung als Funktion des Parameters  $Frac$  dargestellt, ein anderes mal als Funktion von  $N$ . Der andere Parameter wurde jeweils festgehalten. Man erkennt, daß beide Kurven ein deutliches Minimum aufweisen. Die optimalen Parameter, die dann bei der weiteren Auswertung dieser Gasmischung verwendet wurden, sind  $Frac = 0.15$ ,  $N = 2$ .

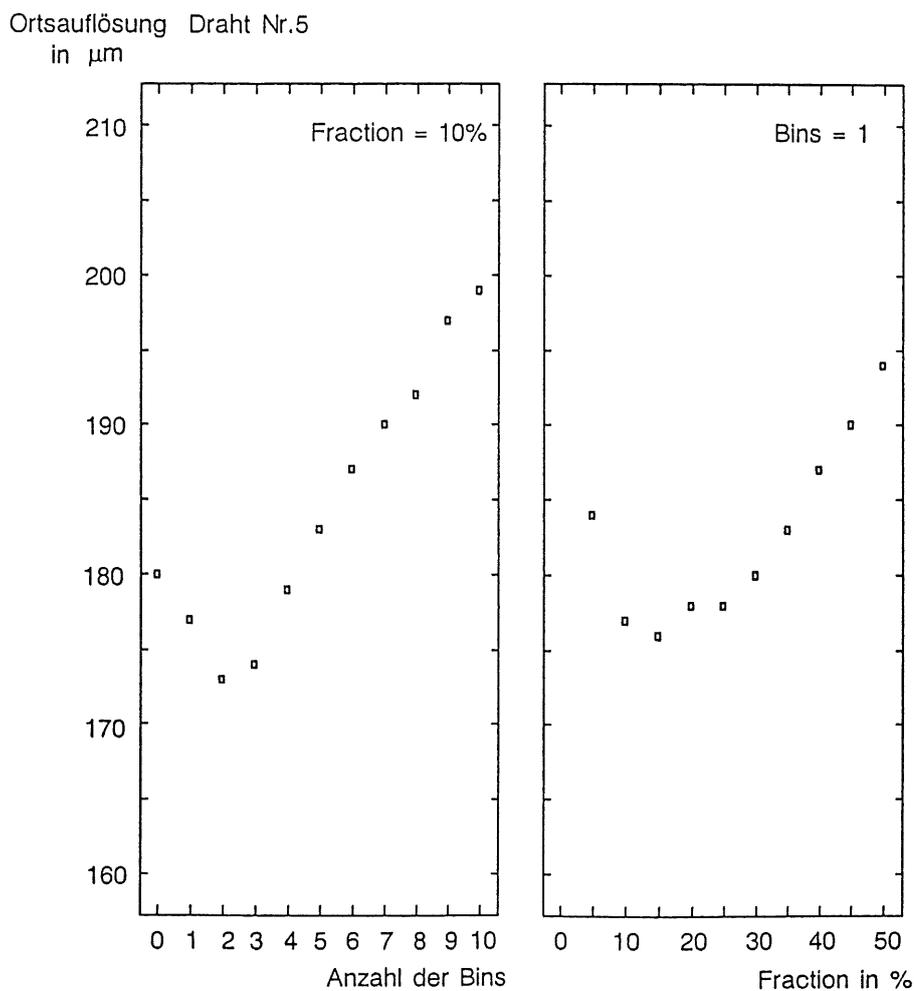


Abbildung 48: Ortsauflösung als Funktion der Parameter  $Frac$  und  $N$  beim MOI-Algorithmus.

## Abbildungsverzeichnis

1	<i>Schnitt durch den H1-Detektor</i>	1
2	<i>Schnitt durch den Zentral- und Vorwärtsbereich des H1-Detektors.</i>	3
3	<i>Darstellung einer der drei Radialen Driftkammern</i>	4
4	<i>Einfluß der Primärionisationsstatistik.</i>	8
5	<i>Einfluß der <math>\delta</math> - Elektronen.</i>	10
6	<i>Ersatzschaltbild für den statischen Ansatz.</i>	13
7	<i>Energieverlust pro Längeneinheit in Luft.</i>	16
8	<i>Energieverlustverteilung.</i>	17
9	<i>Driftgeschwindigkeit und Diffusionskoeffizient als Funktion des angelegten Driftfeldes.</i>	20
10	<i>Absorptionskoeffizient verschiedener Gase als Funktion der Photonenergie.</i>	22
11	<i>Foto der Testkammer. Die Rohacellplatte mit den vorderen Feldformungsstreifen wurde entfernt.</i>	24
12	<i>Explosionszeichnung und Schnitt durch die Nachweisebene der Testkammer</i>	25
13	<i>Äquipotential- und Driftlinien bei einer periodischen Anordnung</i>	27
14	<i>3 D-Darstellung des Potentialverlaufs.</i>	28
15	<i>Geometrie eines 'halben' Keils</i>	30
16	<i>Elektrische Verschaltung der Kathoden- und der Feldformungsstreifen.</i>	32
17	<i>Simulation der Driftlinien an der Vorder- und Rückseite der Driftkammer</i>	34
18	<i>Simulation der Äquipotentiallinien</i>	35
19	<i>Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.</i>	36
20	<i>Blockschaltbild eines linearen FADC's.</i>	38
21	<i>Kennlinie des DL300 FADC.</i>	39
22	<i>Schematische Darstellung des Gassystems.</i>	42
23	<i>Struktur von PROGRES</i>	44
24	<i>Darstellung der Pulsriterien</i>	45
25	<i>DCOG - Methode</i>	47
26	<i>FEL - Methode</i>	48
27	<i>MOI - Methode</i>	49
28	<i>COG - Methode</i>	50
29	<i>Strahlprofil.</i>	52
30	<i>Orts-Driftzeit Beziehung</i>	53
31	<i>Mittlere Driftzeit als Funktion der Drahtnummer</i>	55
32	<i>Teilchenspur</i>	56
33	<i>Residuenverteilung</i>	58
34	<i>Flußdiagramm von ORT</i>	60
35	<i>Ortsauflösung als Funktion des Driftweges</i>	61
36	<i>Ortsauflösung der verschiedenen Nachweisdrähte.</i>	64

37	Häufigkeitsverteilung von $\frac{\Delta I}{\Sigma I}$ für einen Ort $R$ . . . . .	68
38	Beziehung zwischen $R$ -Position und Integralverhältnis . . . . .	69
39	Ortsauflösung als Funktion der Position entlang des Drahtes. . . . .	71
40	Geglättete Energieverteilung mit Schwelle für Schwerpunktsbildung. . . . .	77
41	Geglättete und kalibrierte Energieverteilungen draht 1-6 mit und ohne Übergangsstrahlung. Gas Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 30/30/40. . . . .	79
42	Likelihoodverteilungen für Elektronen und 5 GeV Pionen. Gas Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 30/30/40. . . . .	80
43	Likelihoodverteilungen für Elektronen und 60 GeV Pionen. Gas Xe/He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 30/30/40. . . . .	81
44	Pion-Untergrund als Funktion der Elektronenakzeptanz für die Pion-Energien 5 und 60 GeV. . . . .	82
45	Pion-Untergrund als Funktion der Pion-Energie bei 90% Elektronenakzeptanz. . . . .	83
46	Flußdiagramm des Programms TRD . . . . .	85
47	Ortsauflösung als Funktion des Parameters $N$ beim COG-Algorithmus. . . . .	91
48	Ortsauflösung als Funktion der Parameter $Frac$ und $N$ beim MOI-Algorithmus. . . . .	92

## Tabellenverzeichnis

1	<i>Driftgeschwindigkeit als Funktion des elektrischen Feldes für HRS-Gas</i>	21
2	<i>Bindungsenergien von Xenon</i>	22
3	<i>Eigenschaften der verwendeten Gase.</i>	23
4	<i>Werte der Widerstände, die bei der Schaltung verwendet wurden</i>	31
5	<i>Driftgeschwindigkeiten HRS-Gas bei verschiedenen Positionen entlang des Drahtes</i>	54
6	<i>Driftgeschwindigkeiten für verschiedene Gasmischungen mit Xenon</i>	55
7	<i>Ortsauflösungen in Driftrichtung HRS-Gas</i>	62
8	<i>Ortsauflösungen in Driftrichtung Xe/He/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> 20/50/30.</i>	63
9	<i>Ortsauflösungen in Driftrichtung Xe/He/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> 20/30/50.</i>	65
10	<i>Ortsauflösungen in Driftrichtung Xe/He/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> 30/30/40.</i>	65
11	<i>Ortsauflösungen in Driftrichtung. Vergleich der Driftzeitalgorithmen.</i>	66
12	<i>Ortsauflösungen in Driftrichtung. Einfluß von TRD.</i>	67
13	<i>Effektive Länge für alle 12 Drähte HRS GAS</i>	70
14	<i>Ortsauflösung entlang des Drahtes, HRS-Gas</i>	72
15	<i>Ortsauflösung entlang des Drahtes für verschiedene Xenon-Gasmischungen.</i>	73
16	<i>Skalierungsfaktoren des Energieverlusts von Pionen bei verschiedenen Teilchenenergien [WAL79]</i>	75
17	<i>Statistischer Fehler in Prozent bei verschiedenen Akzeptanz- bzw. Untergrundwerten</i>	84
18	<i>Pionuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz.</i>	86
19	<i>Pionuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz.</i>	86
20	<i>Pionuntergrund bei 90 % Elektronenakzeptanz.</i>	86
21	<i>Pionuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz.</i>	87
22	<i>Vergleich von Mittelwert- und Maximum-Likelihood-Methode.</i>	87
23	<i>Vergleich von Mittelwert- und Maximum-Likelihood-Methode.</i>	88

## Literatur

- [APP88] R. D. Appuhn, K. Heinloh, E. Lange, R. Oedingen, A. Schlösser. *Transition Radiation Detectors for Electron Identification beyond 1 GeV/c*, NIM A263 (1988), 309-318
- [BEC87] G.A. Beck. *Electrostatics of the Radial Wedge*, Oliver Lodge Laboratory (1987) unpublished
- [BIN] LEYBOLD-HERAEUS GMBH Werk Hanau *Betriebsanleitung Infrarot-Gasanalytator BINOS 1.2*
- [BLO86] V. Blobel. *The BOS System, Dynamic Memory Management*, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1986)
- [BRA81] Siegmund Brandt. *Datenanalyse mit statistischen Methoden und Computerprogrammen*. BI Wissenschaftsverlag 2. Auflage (1981)
- [CDF88] *Radial Wire Drift Chambers For CDF Forward Tracking*. NIM A269(1988) 40-50
- [CDF83] *Gas Gain as a Function of Electric Field*. CDF Note No.176 (1983)
- [CHR71] L.G. Christoporou. *Atomic and Molecular Radiation Physics*, Wiley-Interscience (1971)
- [CHRO] Firma Varian. *Aerograph Gas Chromatograph 3700*, Benutzerhandbuch
- [DAI88] J.B. Dainton. *Tracking in a High Multiplicity Environment*. DESY 88 - 161 (1988)
- [DED83] Karl Heinz Dederichs. *Ortsauflösung einer Driftkammer in Gasmischungen mit Xenon*. Diplomarbeit III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen (1983)
- [DOR87] Daniel Dorsel. *Test einer Nachweisstruktur für eine hochauflösende Vertekammer; Bestimmung der Ortsauflösung in Driftrichtung*. Diplomarbeit III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen, PITHA 87-38 (1987)
- [ERS72] G. A. Erskine. *Electrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers*, NIM 105 (1972) 565-572
- [FRA46] L. M. Frank and I. M. Ginzburg. *Sov. Phys. JETP* 16 (1946) 15
- [FUE83] Stephan Füllung. *Ortsmessung längs eines Signaldrahtes in einer Proportionalkammer durch Ladungsmessung an beiden Drahtenden*. Diplomarbeit III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen (1983)

- [GAR89] Rob Veenhof. "Garfield", a drift-chamber simulation program. HELIOS note, CERN (1989)
- [GES87] Ulrich Geßner. *Methoden zur Bestimmung des Auflösungsvermögens einer mit schnellen Analog-Digital-Wandlern ausgelesenen Driftkammer*, Diplomarbeit III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen (1987)
- [GRO88] Jan Groh, Karen Johannsen, Eduard Schenuit. *Some Remarks on the Intrinsic Time Resolution of FADC Timing Algorithms*. H1-02/88 Hamburg (1988)
- [GRU87] Martin Werner Grünewald. *Test einer Nachweisstruktur für eine hochauflösende Vertexkammer Bestimmung der Ortsauflösung entlang des Signaldrahtes*. Diplomarbeit III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen, PITHA 87-39 Aachen (1987)
- [HER85] Ulrich Hertzen. *Messung einer Vieldrahtdriftkammer mit rotationssymmetrischen Zellen*. Diplomarbeit III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen (1985)
- [HOL87] Rene Holzreuther. *Untersuchung des L3 Driftkammerprototypen in einem Teststrahl am CERN Teil2: Anwendung der Ladungsteilungsmethode*. Diplomarbeit ETH Zürich (1987)
- [H1P86] *Technical Proposal for the H1-Detektor, (1986)*
- [KLE87] Konrad Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung* Teubner Studienbücher Physik, Stuttgart 2. Auflage (1987)
- [KRA87] B. Krause, S. Masson. *Untersuchung der Signalform, Driftgeschwindigkeit, Diffusion und Ortsauflösung in verschiedenen Gasgemischen* Aachen PITHA 87/06 (1987)
- [LEH83] I. Lehraus, R. Matthewson, W. Tejessy. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30,50 (1983)
- [MAS87] S. Masson. *Herstellung und Analyse von Gasmischungen*, interner Bericht, Aachen (1987)
- [MIC86] Annika Michels. *Methoden zur Bestimmung des Auflösungsvermögens einer mit schnellen Analog-Digital-Wandlern ausgelesenen Driftkammer*, Diplomarbeit Universität Bonn (1986)
- [MIL86] G. Mildner. *Messung an 100 MHz-Flash-Analog/Digital-Konvertern*, Physikalisches Institut Universität Heidelberg HD-PY86/08
- [NAN86] S. Nann. *Pion-Elektron-Trennung bis 100 GeV mit TR* Interner Bericht, DESY F14-86-04, September 86

- [NIE88] Horst Nierobisch. *Untersuchung von Driftkammersignalen* . interne Vortragsreihe, RWTH Aachen Aug.-Sep. 1988
- [NIE89] Horst Nierobisch. *Untersuchung von Driftkammersignalen, ein Vergleich zwischen Experiment und Modell*. Dissertationsschrift III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen 1989
- [PAN] Panametrics Ltd. *Hygrometer Users Manual*
- [PIL88] W. Pilgram. *III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen*, private Mitteilung
- [PIL89] W. Pilgram. *Untersuchung der Ortsauflösung der radialen H1-Driftkammer*, Diplomarbeit III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen (1989)
- [PRO88] Winfried Pilgram, Hans Wenzel *PROGRES, Ein Programm zur Auswertung von Driftkammer Testdaten*. III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen (1988)
- [RAD74] Radeka. IEEE NS-21.1 (1974) 51-64
- [SAU77] F. Sauli. *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09, (1977)
- [SAU84] F. Sauli, Anna Peisert. *Drift and Diffusion of Electrons in Gases, a Compilation*, CERN 84-08, (1984)
- [SCH82] F. Schneider. *The Dynamical Properties of Charge-Dividing Proportional Counters*, CERN 84-08, (1984)
- [SCH89] Stephan Schulte. *Elektronenidentifikation mittels Übergangsstrahlung in einem Testsegment der radialen H1- Driftkammer*, Diplomarbeit III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen, PITHA 89/04 (1989)
- [STR86] W. Struczinski. *Identifizierung hochenergetischer Teilchen durch Übergangsstrahlung* Habilitationsschrift Aachen, (1986)
- [WAL79] A.H. Walenta, J. Fischer, H. Okuno, C.L. Wang. *Measurement of the ionization loss in the region of relativistic rise for noble and molecular gases*, NIM 161, (1979) 45-59
- [WEI85] Karl Heinz Weidkamp. *Messung der Spektren von Übergangsstrahlung*, Diplomarbeit III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen (1984)
- [WIR83] J. Fehlmann, J.A. Paradiso und G. Viertel. "*WIRCHA* „ Ein Programm zur Simulation von Driftkammern, ETH Zürich, (1983)

## Danksagung

An erster Stelle möchte ich meinen Eltern danken, denn ohne ihre Unterstützung wäre mir ein Studium der Physik und damit diese Diplomarbeit nicht möglich gewesen.

Herrn Prof. Dr. G. Flügge möchte ich für das interessante Thema danken.

Priv. Doz. Dr. W. Struczinski und Dr. H. Gräßler, die diese Diplomarbeit betreut haben, möchte ich für ihre Diskussionsbereitschaft und ihr Interesse an dieser Arbeit danken.

Mein besonderer Dank gilt Winfried Pilgram für die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit, sowie Stephan Schulte für Beiträge, die die Auswertung von Übergangsstrahlung betreffen.

Tilo Lumpp, Helga Bongers, Peter Graf, Bernd Lindemann und Ruth Krieg möchte ich für die kritische Durchsicht einer 'Vorabversion' dieser Diplomarbeit danken. Einige ihrer Änderungsvorschläge haben zur Verbesserung dieser Arbeit beigetragen.

A. Brach und Dr. R. Steinberg möchte ich für die Bereitstellung ausreichender Rechenkapazität und für die Hilfe bei Softwarefragen danken.

Dr. R. Schulte sei für sein ständiges Interesse an Fragen der Statistik und für die Überlassung einiger nützlicher Routinen gedankt.

Thomas Davenport möchte ich herzlich für die Hilfe beim abfassen des englischen abstract danken.

Des weiteren möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des III. Physikalischen Instituts für die gute Zusammenarbeit bedanken.