

Interner Bericht  
DESY FH1T-91-01  
März 1991

**Xenon-Ethan Gase in Driftkammern**  
Untersuchungen zum Bau einer hochauflösenden Jetkammer

von

Eduard Schenit

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

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

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

# Xenon–Ethan Gase in Driftkammern

Untersuchungen zum Bau einer hochauflösenden Jetkammer

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Eduard Schenuit  
aus Meschede

Hamburg  
1990

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. H. Spitzer  
Prof. Dr. P. Söding  
Prof. Dr. G. Flügge  
Gutachter der Disputation: Prof. Dr. H. Spitzer  
Prof. Dr. E. Lohrmann  
Datum der Disputation: 22. Juni 1990  
Sprecher des  
Fachbereichs Physik und  
Vorsitzender des  
Promotionsausschusses: Prof. Dr. H.J. Wendker

## Abstract

The improvement of position measurement with drift chambers under NPT-conditions using Xenon as gas filling was investigated and compared to an Argon-Ethane (50/50) filling.

It turned out that the space resolution gained with Xenon gas mixtures is highly depending on cell geometry, gas gain and drift field.

For a prototype of the central drift chamber of the H1 experiment at HERA filled with Xenon a space resolution of  $\sigma_x \approx 110 \mu m$  was reached. This is an improvement of roughly 25% compared to the equivalent Argon mixture (Argon-Ethan (50/50)).

The energy loss of 5 GeV/c electrons was measured and a resolution  $\sigma_{dE/dx} \approx 6\%$  was found for both gases using the truncated mean method (70% of lowest integrals of 56 cells).

It could be shown that the complex end wall structure of the central drift chamber allows a proper operation of the chamber.

## Kurzzusammenfassung

In Hinblick auf eine Verbesserung der Ortsmessung mit Driftkammern im Normaldruckbetrieb wurden Xenon-Ethan Gasmischungen untersucht und mit Argon-Ethan (50/50) verglichen.

Es stellte sich heraus, daß die Ortsauflösung mit Xenon Gasmischungen in hohem Maße von der Zellgeometrie, der Gasverstärkung und der Driftfeldstärke abhängt.

Für die Zellgeometrie der zentralen Driftkammer des H1 Experimentes an HERA wurde in einem Prototyp mit Xenon-Ethan (50/50) eine etwa 25%ige Verbesserung der Ortsmeßgenauigkeit gegenüber Argon-Ethan (50/50) erzielt (110  $\mu m$  gegenüber 145  $\mu m$  Standardabweichung).

Die Energieverlustmessung mit Elektronen von 5 GeV/c ergab für beide Gase  $\sigma_{dE/dx} \approx 6\%$  (Truncated Mean; 70% der niedrigsten Pulsintegralwerte bei 56 Einzelmessungen).

Die prinzipielle Funktionstüchtigkeit der komplexen Kammerendwand der zentralen Driftkammer konnte gezeigt werden.

Verba docent,  
Exempla trahunt.

(Quelle nicht nachgewiesen)

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract und Kurzzusammenfassung</b>	<b>ii</b>
<b>Verzeichnis der Abbildungen</b>	<b>v</b>
<b>Verzeichnis der Tabellen</b>	<b>vi</b>
<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Einführung</b>	<b>3</b>
1.1 Physik mit HERA . . . . .	3
1.2 Der H 1-Detektor . . . . .	6
1.3 Anforderungen an den H 1 Innendetektor . . . . .	9
<b>2 Grundlagen zu Driftkammern</b>	<b>12</b>
2.1 Das Funktionsprinzip . . . . .	12
2.2 Die Einzelprozesse . . . . .	13
2.3 Zellgeometrie und Elektrostatik . . . . .	22
2.4 Zeit- und Ortsauflösung . . . . .	24
2.5 Energieverlustmessung . . . . .	28
2.6 Bisherige Erfahrungen mit Xenon als Driftkammergas . . . . .	30
<b>3 Die Zentrale Jet-Kammer (CJC) für H 1</b>	<b>35</b>
3.1 Der Weg zur H 1 Zellgeometrie . . . . .	35
3.2 Mechanische Ausführung der CJC-Endwände . . . . .	40
3.3 Spannungsversorgung . . . . .	41
3.4 Datenaufnahmeelektronik . . . . .	43
3.5 Gasversorgung . . . . .	48
<b>4 Messungen an Driftkammern</b>	<b>50</b>
4.1 Konzept für Untersuchungen und Testmessungen . . . . .	50
4.2 Gasvorstudien . . . . .	51
4.3 Gasuntersuchungen mit einer <i>Sample Restricted Drift Chamber</i> (SRD) . . . . .	59
4.4 Studien an Prototyp I . . . . .	71
4.5 Messungen an Prototyp II . . . . .	75
4.6 Untersuchungen an Prototyp III . . . . .	85
<b>5 Diskussion der Meßergebnisse</b>	<b>94</b>
5.1 Kritik der Methoden und Vergleichbarkeit der Meßergebnisse . . . . .	94
5.2 Vergleich von Argon und Xenon in der SRD . . . . .	96
5.3 Vergleich von Argon und Xenon im Prototyp . . . . .	99
5.4 Ergebnisse der Diskussion und Schlußfolgerungen . . . . .	101
<b>Zusammenfassung</b>	<b>103</b>
<b>Verzeichnis der Quellen</b>	<b>105</b>

# Abbildungsverzeichnis

1	Feynman-Graph für neutralen und geladenen Strom . . . . .	3
2	Feynman Diagramm der Strom-Gluon-Fusion . . . . .	4
3	Feynman Diagramm für SUSY-Teilchenproduktion . . . . .	5
4	H 1 Detektor im Querschnitt . . . . .	7
5	H 1 Detektor im Längsschnitt . . . . .	8
6	Driftkammer als Doppelplattenkondensator . . . . .	12
7	Relativer Energieverlust in verschiedenen Gasen . . . . .	14
8	Elektronen-Streuquerschnitte in Argon und Methan . . . . .	16
9	Beispiel für die Abhängigkeit $v_D$ von $E$ . . . . .	18
10	Driftichtung mit Magnetfeld . . . . .	19
11	Anodenstrom in Abhängigkeit von der Zeit . . . . .	22
12	Feldlinienverlauf in Nähe des Signaldrahtes . . . . .	24
13	Driftlinienverlauf in Signaldrahtnähe . . . . .	26
14	Erläuternde Skizzen zur Isochronizität . . . . .	31
15	Typisches Verhalten der Ortsauflösung . . . . .	32
16	Energieauflösung von 6 keV Photonen . . . . .	32
17	Energieverlust und Truncated Mean . . . . .	33
18	Absorption von Photonen in verschiedenen Edelgasen . . . . .	34
19	Segment einer Spiral-Kammer . . . . .	35
20	Prinzipielle Zuordnung von Spuren zum richtigen Bunchcrossing .	36
21	Spiral-Zelle angenähert durch ebene, geneigte Zellen . . . . .	37
22	Querschnitt durch den Zentralen Spurdetektor von H 1 . . . . .	39
23	Skizze der H 1-CJC Endwand . . . . .	42
24	Hochspannungsversorgung der Kathode . . . . .	43
25	Hochspannungsversorgung der Signaldrähte . . . . .	44
26	Schaltbild des H 1-CJC HighGain Verstärkers . . . . .	46
27	Layout der Auslese-Elektronik für die CJC . . . . .	47
28	Blockschaltbild des Gassystems für die CJC. . . . .	49
29	Querschnitt durch Kammer 1 . . . . .	53
30	Querschnitt durch eine Driftzelle der Kammer 1 . . . . .	53
31	Querschnitt durch Kammer 2 . . . . .	55
32	Orts-Driftzeit-Beziehung in Kammer 1 . . . . .	56
33	Erläuterungen zur Ausgleichsgeraden . . . . .	57
34	Driftgeschwindigkeitsmessung mit Kammer 2 . . . . .	58
35	Die Sample Restricted Drift Chamber im Querschnitt . . . . .	60
36	Driftkammersignal . . . . .	62
37	Zeitmarkenbestimmung mit COG und DCOG . . . . .	64
38	Vergleich der Driftgeschwindigkeiten in Argon und Xenon . . . . .	66
39	Relative Ortsauflösung in Xenon-Ethan (70/30) . . . . .	68
40	Mittlere Ortsauflösung in Abhängigkeit des Driftfeldes in Xenon-Ethan (70/30) . . . . .	69
41	Relative Ortsauflösung in Xenon-Ethan (50/50) . . . . .	70
42	Mittlere Ortsauflösung in Abhängigkeit des Driftfeldes in Xenon-Ethan (50/50) . . . . .	71
43	Relative Ortsauflösung in Xenon-Ethan (70/30) . . . . .	72



44	Mittlere Ortsauflösung in Abhängigkeit des Driftfeldes in Xenon-Ethan (70/30) . . . . .	73
45	Relative Ortsauflösung in Argon-Ethan (50/50) . . . . .	74
46	Mittlere Ortsauflösung in Abhängigkeit des Driftfeldes in Argon-Ethan (50/50) . . . . .	75
47	Isochrone der SRD mit Xenon . . . . .	76
48	Äquipotentiallinien der SRD . . . . .	77
49	Querschnitt durch die Prototyp I Driftzelle . . . . .	78
50	Pulshöhe in Abhängigkeit von der Kathodenspannung . . . . .	79
51	Skizze des Querschnitts durch die Endwand von Prototyp II . . . . .	79
52	Endwand Aufsicht von Außen . . . . .	80
53	Ortsauflösung mit Argon-Ethan (50/50) im Prototyp II . . . . .	84
54	Ortsauflösung mit Xenon-Ethan (70/30) im Prototyp II . . . . .	85
55	Energieauflösung für Xenon-Ethan (70/30) . . . . .	86
56	Querschnitt durch die Endwand des Prototyp III . . . . .	87
57	Ortsauflösung in Ar-C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (50/50) . . . . .	88
58	Ortsauflösung in Xe-C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (50/50) . . . . .	89
59	Ortsauflösung in Ar-CO <sub>2</sub> -CH <sub>4</sub> (89/10/1) . . . . .	90
60	Ladungsintegral in Abhängigkeit vom Driftweg und Spurwinkel $\theta$ . . . . .	90
61	Ladungsintegral bei zwei verschiedenen Gasverstärkungen . . . . .	91
62	Ortsauflösung für vier verschiedene Arbeitspunkte . . . . .	92
63	Ladungsintegral für vier verschiedene Arbeitspunkte . . . . .	93
64	Systematik von Argon-Ethan (50/50) . . . . .	98
65	Systematik von Xenon-Ethan (50/50) . . . . .	99
66	Systematik von Xenon-Ethan (70/30) . . . . .	100

## Tabellenverzeichnis

1	Reichweite von Elektronen in Argon Gas . . . . .	15
2	Energieauflösung für konstanten Energiedeposit . . . . .	29
3	Daten des Verstärkers CJC-H 1 HighGain . . . . .	44
4	Daten der FADC-Karte F1001 für Version I und II . . . . .	45
5	Daten des Verstärkers LEP4 . . . . .	54
6	Ergebnisse der Gasvorstudien . . . . .	59
7	Daten des Verstärkers für Prototyp II . . . . .	81
8	Daten der DL3001 FADC-Karte . . . . .	82
9	Energieauflösung in Abhängigkeit der Driftfeldstärke . . . . .	92
10	Ortsauflösung im Magnetfeld mit kosmischen Myonen . . . . .	95
11	Longitudinale Diffusion im Vergleich . . . . .	96
12	Transversale Diffusion im Vergleich . . . . .	97

# Einleitung

Die Vermessung von Spuren geladener Teilchen spielt in der Kern- und Teilchenphysik eine bedeutende Rolle. In der experimentellen Hochenergiephysik wurden zunächst *Emulsionen*, *Nebelkammern* und *Blasenkammern* verwendet, um die Flugbahnen von Elementarteilchen sichtbar zu machen. Die Informationen waren bei der Emulsionstechnik direkt auf Photoplatten gespeichert, bei den Kammern wurden die Spuren erst fotografiert und dann vermessen. Die immer höher werdenden Ansprüche an Meßgenauigkeit und Betriebsbedingungen solcher Spurkammern zogen eine Vielfalt verschiedener Entwicklungen nach sich.

Eine dieser Entwicklungen ist die Driftkammer, die 1971 zum erstenmal vorgestellt wurde (s. [1]) und seitdem für viele Experimente in zahlreichen Abwandlungen gebaut und betrieben wurde und wird. Obwohl umfangreiche Erfahrungen vorliegen, ist bei jedem neuen Einsatz nach den genauen Anforderungen zu fragen und die Realisierbarkeit mit entsprechendem Aufwand zu prüfen.

Gegenstand dieser Arbeit sind solche Untersuchungen im Hinblick auf die Experimente bei der neuen Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY). Mit diesem Beschleunigersystem sollen Elektronen von 30 GeV/c an Protonen von 820 GeV/c gestreut werden. Die Asymmetrie in den Teilchenenergien führt bei der Erzeugung elementarer Teilchen zu Asymmetrien in der räumlichen Verteilung dieser neuen Teilchen: die meisten werden in Richtung des hochenergetischen Protons erzeugt. Beide Experimente H1 und ZEUS sind in dieser Richtung mit zusätzlichen Detektoren ausgerüstet und entsprechend asymmetrisch aufgebaut. Die hohen Teilchenenergien und ihre asymmetrische Verteilung verlangen insgesamt nach integralen Konzepten für eine größtmögliche Energieauflösung und nahezu vollständiger Überdeckung des Raumwinkels. Die ungewöhnlich kurze zeitliche Aufeinanderfolge der Teilchenkollisionen von 96 nsec stellt hohe Anforderungen an die Detektoren und die elektronische Datenaufnahme.

Welche Konsequenzen sich hieraus für die Detektoren sowie deren Komponenten ableiten lassen, soll in Kapitel 1 der vorliegenden Arbeit umrissen werden; insbesondere wird auf den Innendetektor, den zentralen Spurdetektor von H1, eingegangen. Das zweite Kapitel beschäftigt sich mit den Grundlagen für den Entwurf einer Driftkammer. Im dritten Kapitel wird als Ergebnis der Vorüberlegungen der Entwurf der Jetkammer für H1 vorgestellt. Wichtige Einzelheiten in dem mechanischen Aufbau, der Spannungsversorgung, der Datenausleseelektronik und der Gasversorgungsanlage werden herausgestellt. Darüber hinaus wird auf die Probleme aufmerksam gemacht, die mit Hilfe von Messungen an Prototypen zu lösen sind. Damit wird das vierte Kapitel vorbereitet, in dem die Testmessungen spezifiziert und beschrieben werden. Dem Schwerpunkt dieser Arbeit entsprechend wird dabei der Frage nachgegangen, ob mit einem Xenon-Ethan Gasgemisch die Meßgenauigkeit einer Driftkammer verbessert werden kann. In Jetkammern wurden Xenon-Gasgemische bis dahin nicht verwendet. Fragen nach möglichen Arbeitspunkten (*Driftfeldstärke und Gasverstärkung*) und nach der Ortsmeßgenauigkeit stehen deshalb im Mittelpunkt des Interesses. Dazu wurden Gasvorstudien in Zusammenarbeit mit dem III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen durchgeführt und durch weitere Untersuchungen an kleinen Proto-

typen vervollständigt. Die Resultate der Messungen werden in Kapitel 5 diskutiert und für den Betrieb der zentralen Jetkammer (CJC) ausgewertet. Es zeigt sich, daß mit Xenon-Ethan zwar eine Verbesserung gegenüber Argon-Ethan in der Einzeldrahtauflösung erzielt werden kann, die hierfür notwendigen hohen Driftfeldstärken jedoch anderen Entwurfszielen widersprechen. Der starke Preisanstieg von Xenon in den Jahren 1986 bis Anfang 1990 um mehr als 500% relativiert die meßtechnischen Vorteile ebenfalls. Die Ergebnisse für die Detektorentwicklung im Allgemeinen und für die Zentrale Jetkammer im Besonderen werden abschließend zusammengefaßt.

# 1 Einführung

Bevor die Anforderungen an den Detektor diskutiert werden, ist ein knapper Überblick nötig, welche neuen physikalischen Möglichkeiten mit HERA erschlossen werden sollen<sup>1</sup>. Am Beispiel einiger zu erwartender Prozesse werden Aufbau und Art der wichtigsten Teilkomponenten des H1 Detektors motiviert. Für den zentralen Bereich werden die allgemeinen Entwurfskriterien vorgestellt und dann in die damit verbundene Zielsetzung der vorliegenden Arbeit eingeführt.

## 1.1 Physik mit HERA

Die Streuung eines Elektrons am Proton wird als Wechselwirkung des Elektrons mit einem Quark beschrieben; das gilt insbesondere für die Impulsüberträge von  $Q_{max}^2 \approx 10^5 \text{ GeV}^2$ , die mit HERA erreicht werden (s. Abb. 1). Daraus ergeben sich Schwerpunkte für Messungen mit HERA:

- Untersuchung der Struktur von Proton, Elektron und Quark,
- Untersuchung der elektroschwachen und starken Wechselwirkung,
- Suche nach neuen Teilchen, wie z.B. angeregte Quarks und Leptonen und
- Untersuchung von Photoproduktionsprozessen.

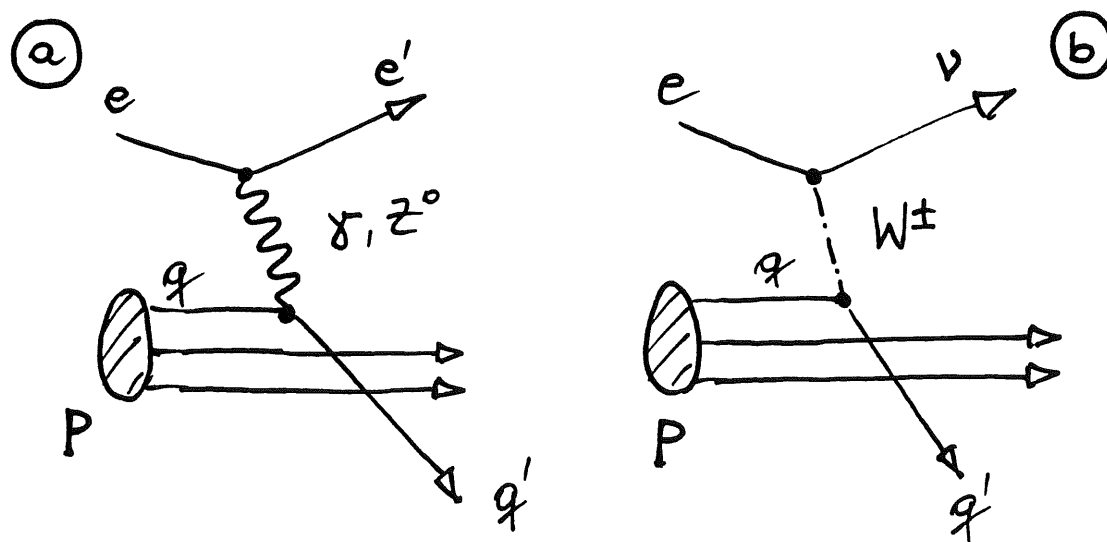


Abbildung 1: Feynman Diagramm für neutralen Strom (a) und geladenen Strom (b) in niedrigster Ordnung

Die Streuprozesse lassen sich zwei Gruppen zuordnen: den Charged Current (CC) und Neutral Current (NC) Ereignissen, je nach Art des Austauschteilchens

<sup>1</sup>Für eine tiefere Einführung sei auf die entsprechende Literatur zu HERA verwiesen ([2], [3], [4]).

(CC für  $W^\pm$  und NC für  $\gamma$  und  $Z^0$ , vergl. Abb. 1). Neben der Elektron-Quark-Streuung spielt auch die Elektron-Gluon-Streuung eine bedeutende Rolle, weil erstens die Ereignisse häufiger sind, und zweitens dieser Prozeß die Quelle für schwere Quarks ist (vergl. Abb. 2).

Die Streuprozesse werden durch zwei Parameter, den *kinematischen Variablen*, beschrieben. Sie werden aus den Streuwinkeln und Energien der entstehenden Teilchen bestimmt. Für die CC-Ereignisse bedeutet das, daß Winkel und Energie der im Endzustand beobachteten Hadronen, die bei der sogenannten *Fragmentation* des gestreuten Quarks entstehen und als Teilchenbündel (*Jet*) erscheinen, gemessen werden müssen. Bei den NC-Ereignissen können die zwei Parameter auch über Winkel und Energie des gestreuten Elektrons bestimmt werden.

Die Aufgabe eines Detektors besteht darin, die Streuwinkel und die Energie der entstehenden Teilchen zu messen.

Die Strukturfunktionen des Protons, die im wesentlichen die Quarkverteilung im Proton beschreiben, sind in einem Bereich bis  $Q^2 \simeq 40\,000 \text{ GeV}^2$  zugänglich. Abweichungen zu Vorhersagen des Standard-Modells können klären, ob Substrukturen in Elektron und Quark bis zu diesen Impulsüberträgen auftreten. Hohe Impulsüberträge bei der Streuung bedeuten hohe Energien der erzeugten Teilchen und schmale Teilchenbündel. Während das Kalorimeter möglichst lückenlos und fein granuliert Winkel und Energie messen muß, wird ein Spurkammersystem zu Topologiestudien benötigt. Erkennen von Elektronen ist dabei wichtig. Die Doppelspurauflösung der Spurkammern unterstützt die Zuordnung von geladenen Teilchenspuren und Schauern im Kalorimeter.

In der Strom-Gluon-Fusion wird ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt (s. Abb. 2). Da die Impulsüberträge bei den Reaktionen klein sind, haben auch die erzeugten Teilchen kleine Transversalimpulse. Da die Meßgenauigkeit eines Kalorimeters für kleine Energien abnimmt, wird die Impulsauflösung des Spurkammersystems relevant.

Dieser Ereignistyp ist besonders für die top-Quark Suche interessant. Über die

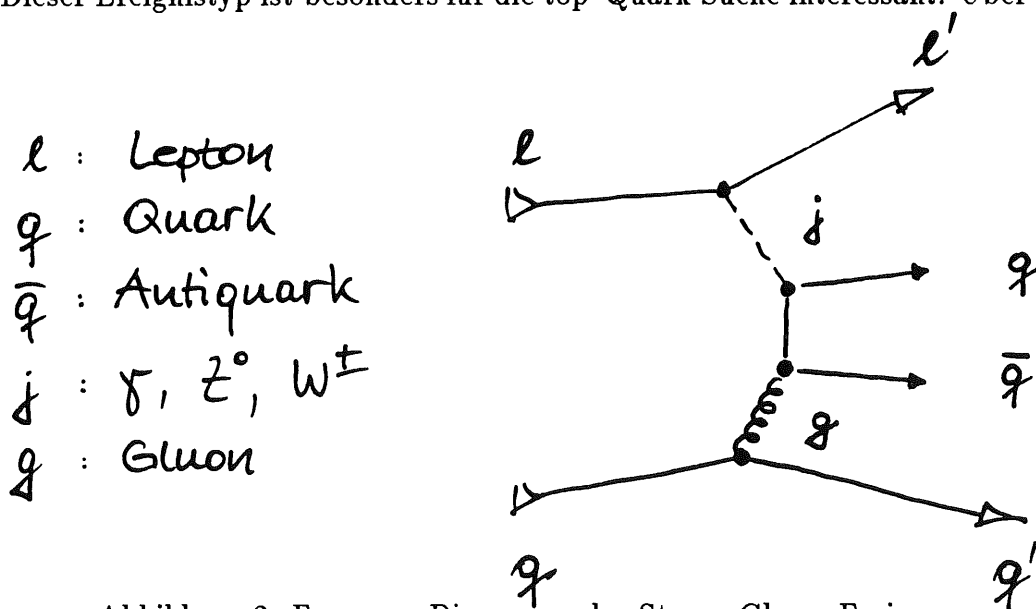


Abbildung 2: Feynman Diagramm der Strom-Gluon-Fusion

Charged-Current-Gluon-Fusion ist die Suche nach dem top-Quark bis zu einer Masse von  $70 \text{ GeV}$  möglich ([5] und [6]).

Die Suche nach supersymmetrischen Teilchen wird bei HERA bis zu Massen von  $800 \text{ GeV}$  möglich sein. Die Erkennung solcher Ereignisse basiert auf dem indirekten Nachweis von Photino ( $\tilde{\gamma}$ ) und Gluino ( $\tilde{G}$ ), die nicht im Detektor wechselwirken, über die Nichtkollinearität und fehlenden Transversalimpuls (*missing  $p_T$* ) bei auslaufendem Lepton und Quark-Jet (s. Abb. 3). Auch hier ist die Leptonidentifikation und Winkelmessung mit Hilfe des inneren Detektors wichtig.

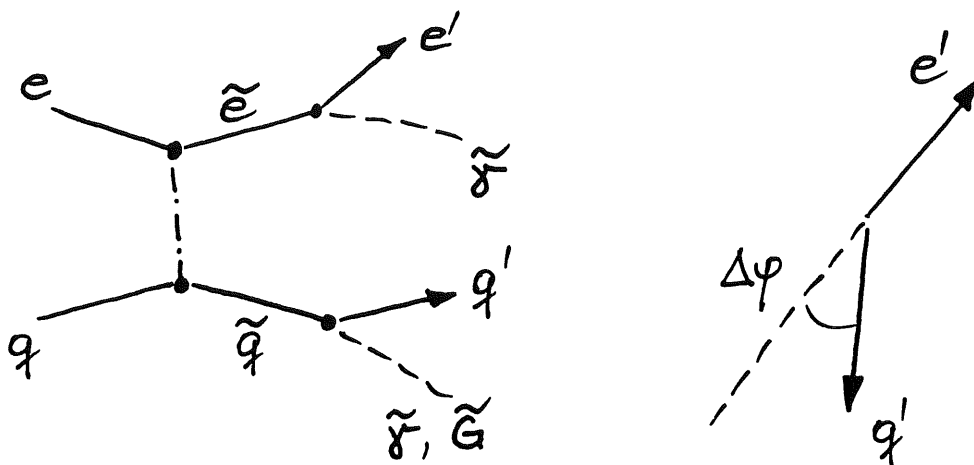


Abbildung 3: Feynman Diagramm für SUSY-Teilchenproduktion und deren Darstellung in der  $r\phi$ -Ebene des Detektors (Ebene senkrecht zur Elektron- und Protonstrahlrichtung)

Die mögliche Physik an HERA stellt zusammenfassend folgende Anforderungen an die Detektoren:

- Spurenkammern, die einen möglichst großen Raumwinkelbereich abdecken und Informationen über die Ereignistopologie liefern, insbesondere in Vorwärtsrichtung (Protonrichtung),
- gute Elektron- und Myonidentifikation,
- räumlich lückenlose elektromagnetische und hadronische Kalorimetrie mit einem  $e/h$  Verhältnis von 1 und kleinem systematischen Meßfehler und
- guter Elektronnachweis nahe der Strahlachse zur Luminositätsmessung und zum Triggern von Quasiphotoproduktionsereignissen.

Die Erzeugung bzw. der Nachweis von Teilchen mit hohen Massen hängt nicht nur vom erreichbaren  $Q^2$  und von der maximalen Schwerpunktsenergie ab, sondern auch von der vorhandenen Luminosität, d.h. der Häufigkeit der Wechselwirkungen zwischen dem Elektron- und Protonstrahl. Damit eine Luminosität

von  $L = 1.5 \times 10^{31} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$  erreicht wird, treffen bei HERA die Bunche der gespeicherten Teilchen in Abständen von  $96 \text{ nsec}$  (entsprechend einer Frequenz von ca.  $10.4 \text{ MHz}$ ) aufeinander. Die  $96 \text{ nsec}$  sind verglichen mit den Zeiten, die die Detektorkomponenten zum Nachweis der Teilchen benötigen, kurz. Das hat weitreichende Folgen für die Detektoren und die zugehörigen elektronischen Datenaufnahmesysteme.

## 1.2 Der H 1-Detektor

Um möglichst die volle physikalische Information der Ereignisse im H 1-Detektor erhalten zu können, sind die Hauptkomponenten ihrer Aufgabe entsprechend schichtförmig um den Wechselwirkungspunkt angeordnet. Von innen nach außen sind angeordnet: das Spurkammersystem, das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter, die supraleitende Spule, das instrumentierte Eisenjoch und die Myonkammern (vergl. Abb. 4).

Für die Spurvermessung mit den Driftkammern ist es wichtig, die Vielfachstreuung vor und in den Kammern klein zu halten. Für die Energiemessung mit dem Kalorimeter sollte ebenfalls ein Energieverlust und ein Aufschauern schon vor dem Kalorimeter minimiert werden. Um die Materie vor dem Kalorimeter deutlich herabzusetzen, ist die supraleitende Spule außerhalb des Kalorimeters angebracht. Aus dieser Anordnung ergibt sich ein homogenes Magnetfeld für die Vorwärtsspurenkammern und eine große Ablenkung der Myonen (längerer Weg durch das Feld). Das ist sehr vorteilhaft bei der Lepton-Identifikation.

Die Feldlinien des parallel zur Strahlachse ausgerichteten solenoidalen Feldes werden durch Eisenplatten rückgeführt. Zwischen diesen Eisenplatten sind Streamerrohrkammern installiert, mit denen die Myonenspuren durch das Eisen verfolgt und große Schauer, die über das hadronische Kalorimeter hinaus sich im Eisen fortsetzen, nachgewiesen und vermessen werden.

Aufgrund der bevorzugten Teilchenproduktion in Protonrichtung schließt sich an die zentrale Driftkammer in Vorwärtsrichtung ein separates Spurkammersystem mit integrierten Übergangsstrahlungsdetektoren an.

Der vorwärtige Teil des Kalorimeters ist direkt mit dem zentralen Teil verbunden, so daß das gesamte Flüssig-Argon-Kalorimeter in *einem* Kryostaten untergebracht werden kann. Das Kalorimeter reicht so dicht an das Strahlrohr heran, daß nur ein kleines, sogenanntes *Plug-Kalorimeter* in Vorwärtsrichtung nötig ist (s. Abb. 5).

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter, welches eine feine Granularität und longitudinale Segmentation zuläßt, gewährleistet eine nahezu lückenlose Energiemessung. Durch die Auswertung der Schauertopologie ist eine *Software-Kompensation*<sup>2</sup> möglich, so daß für Jet-Energien von mehr als  $50 \text{ GeV}$  ein Verhältnis von Elektron- zu Hadronladung von etwa Eins erreicht wird.

Klare Elektron- und Myon-Identifikation und deren Vermessung sind Aufgabe des inneren Spurkammersystems und der Myonenkammern. Die Spurenkammern messen auch den Energieverlust von Teilchen beim Durchqueren dieser Komponente. Zwei Teilchen deponieren im Mittel zweifache Energie. Einzelne Teilchen können hierdurch von dicht beieinander liegenden getrennt werden.

---

<sup>2</sup>siehe z.B. [7]

# Layout of the H 1 detector

## Vertical cut transversal to the beam

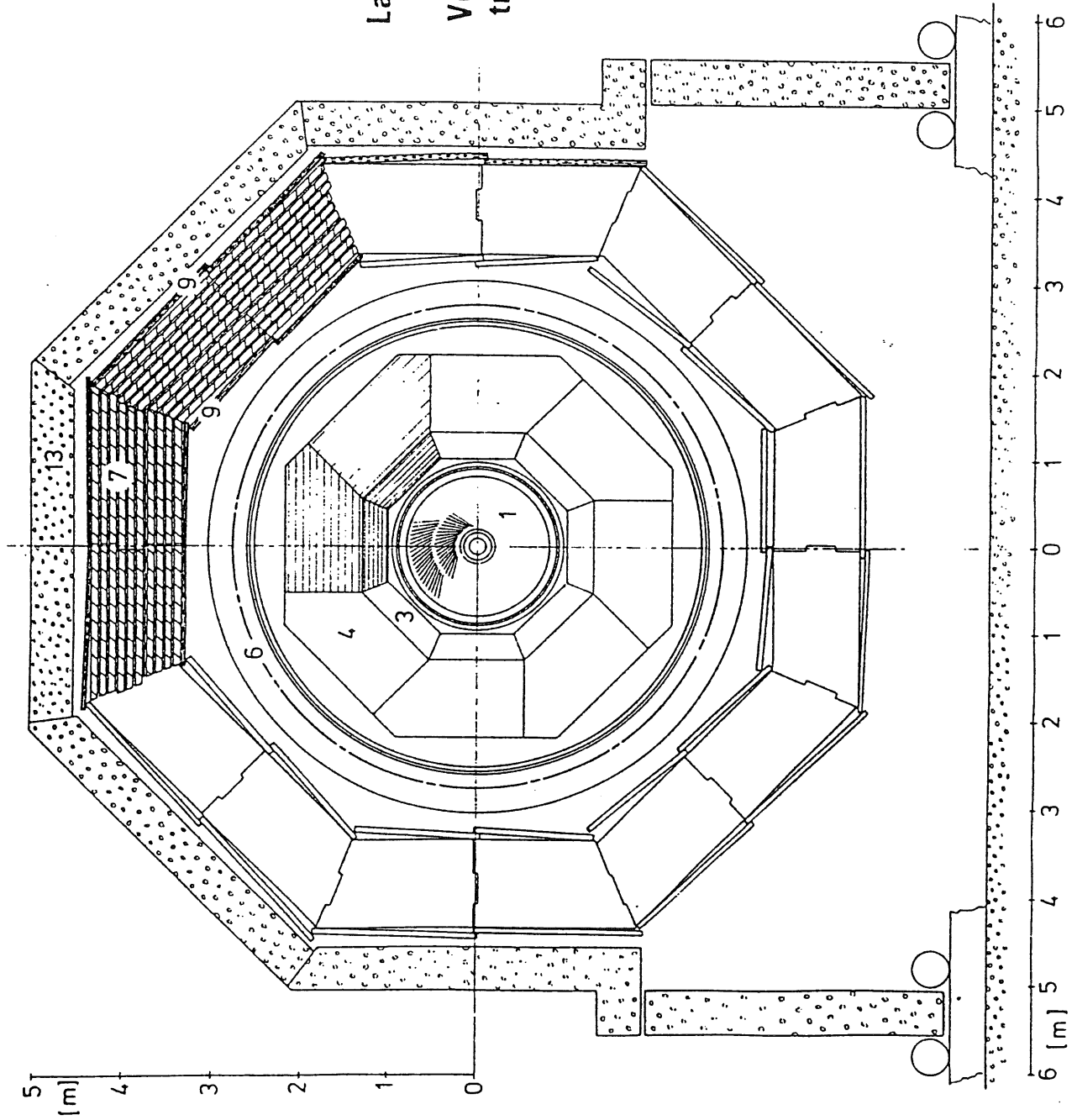


Abbildung 4: H 1 Detektor im Querschnitt



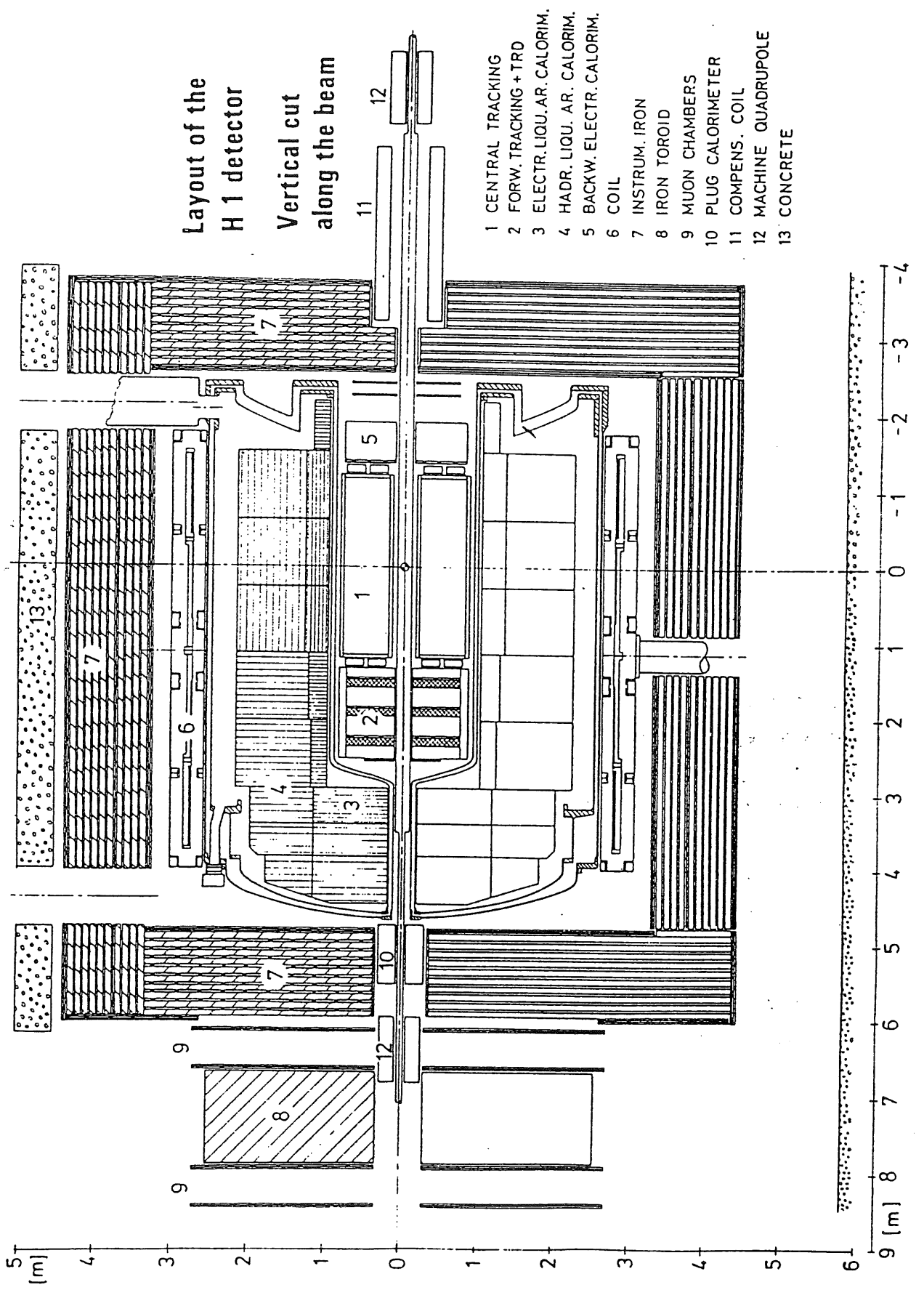


Abbildung 5: H 1 Detektor im Längsschnitt

### 1.3 Anforderungen an den H 1 Innendetektor

Die Anforderungen an den Innendetektor ergeben sich aus dem Ziel, die Teilchenimpulse in dichten Teilchenjets zu messen und das Ladungsvorzeichen von Myonen bis zu Impulsen von  $150 \text{ GeV}$  zu bestimmen. Daraus resultieren als Entwurfsziele eine Impulsauflösung von  $\sigma_p/p^2 = 0.3 \%$  pro  $\text{GeV}$ , eine Doppelspurauflösung von 2 bis 3  $\text{mm}$ , eine  $\theta$ -Auflösung von  $1 \text{ mrad}$  im Barrelbereich und  $\leq 0.5 \text{ mrad}$  im Vorwärtsbereich. Eine gute Energie-Auflösung zur Erkennung von konvertierten hochenergetischen Photonen und eine  $e/\pi$ -Trennung in weitem  $\theta$ -Bereich sind weitere Ziele. Darüber hinaus sollten die Spurenkammern einen Trigger erster Stufe mit einer Zeitauflösung von ca.  $50 \text{ nsec}$  zur Verfügung stellen.

Da die erzeugten Teilchen, die in Vorwärtsrichtung gehen, eine Vielzahl von Grenzflächen zwischen den Detektorkomponenten zu durchlaufen haben, ist eine Leichtbauweise mit faserverstärkten Kunststoffen erforderlich, die die Vielfachstreuung und den Energieverlust in Grenzen halten. Insbesondere beim Übergang vom Zentralen- zum Vorwärts-Spurenkammersystem sollten die Wände, in Strahlungslängen gemessen, dünn sein.

Die Impulsauflösung ist von mehreren Faktoren abhängig, sie werden in [8] zusammenfassend beschrieben. Grundlage ist dabei der in [9] abgeleitete Zusammenhang:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{p_T}{0.3 L^2 B} \frac{\sigma_{r\phi}}{\sqrt{\left(\frac{A'_N}{N+4}\right)}}$$

$p_T$  ist hierin der transversale Impuls,  $\sigma_{r\phi}$  der Meßfehler auf Spurpunkte in der  $r\phi$ -Ebene,  $L$  die radiale Spurlänge,  $B$  das magnetische Feld,  $N$  die Anzahl der Meßpunkte entlang der Spur und  $A'_N$  ein statistischer Faktor ( $A'_N = 720$ ). Die Einheiten sind  $\text{GeV}/c$ ,  $\text{Tesla}$  und  $m$ .

Die Impulsauflösung läßt sich am wirkungsvollsten durch eine Verlängerung der radialen Spurlänge verbessern. Dem entgegen stehen jedoch die Kosten, die etwa mit  $L^3$  wachsen ([8]). Die Magnetfelder von Großexperimenten sind durch den Einsatz supraleitender Magnete deutlich erhöht worden; bei H 1 werden  $1.2 \text{ Tesla}$  erreicht.  $B$  ist damit vorgegeben. Die Anzahl der Meßpunkte entlang der Spur beeinflußt die Meßgenauigkeit nur mit  $1/\sqrt{N}$ ; die Abmessungen der Drahtdurchführungen durch die Kammerendwand und deren Kontaktierung setzten mechanische Grenzen bei der Meßpunktdichte. In großvolumigen Driftkammern sind Signaldrahtabstände von ca. 7 bis 15  $\text{mm}$  praktikabel. Für  $\sigma_{r\phi}$  leitet sich hieraus die Forderung nach ca.  $120 \mu\text{m}$  Meßgenauigkeit in der  $r\phi$ -Ebene für die zentrale Driftkammer ab<sup>3</sup>.

Die allgemeine Forderung nach einer Polarwinkelauflösung ( $\theta$ -Auflösung) von  $1 \text{ mrad}$  ist eng verknüpft mit dem Gesamtkonzept des inneren Detektorsystems. Die Meßgenauigkeit läßt sich ausdrücken durch ([8]):

$$\delta_\theta = \frac{\sigma_z}{L} \sqrt{\left(\frac{12N}{N(N+1)}\right)}$$

worin  $\sigma_z$  die Ungenauigkeit in der  $z$ -Koordinate bedeutet. Bei Drahtkammern, deren Drähte parallel zur  $z$ -Richtung gespannt sind, ist die  $z$ -Koordinate über

<sup>3</sup>Bei Hinzunahme des Vertex wird diese Forderung schwächer.

Ladungsteilung<sup>4</sup> auf ca. 1% der Drahtlänge bestimmbar. Das reicht bei weitem nicht aus, um die obige Anforderung zu erfüllen. Mögliche Konzepte, die den Anforderungen gerecht werden sind:

- Driftkammern mit nicht zur  $z$ -Achse parallel-laufenden Signaldrähten (*Stereokammer* wie z.B. [10,11]),
- separate Kammern mit Signaldrähten senkrecht zur  $z$ -Richtung ( $z$ -Kammer wie z.B. [12]),
- segmentierte Kathodenstreifen entlang und in der Nähe von Signaldrähten,
- sehr genaue Bestimmung der Signallaufzeit auf dem Anodendraht ([13]).

Mit der Entscheidung für separate  $z$ -Driftkammern entfällt auf die zentrale Driftkammer die Aufgabe der Spurzuordnung zwischen den  $z$ -Kammern. Entscheidet man sich weiterhin bei der zentralen Driftkammer und den  $z$ -Kammern für Driftzellen mit Driftwegen von einigen Zentimetern, werden zusätzliche Proportionalkammern mit kurzen Driftwegen benötigt, um obige Forderung nach einem Trigger erster Stufe mit einer Zeitauflösung von ca. 50 *nsec* zu erfüllen.

Die  $dE/dx$ -Auflösung einer Driftkammer hängt von Gasdruck  $P$ , dem Signaldrahtabstand<sup>5</sup>  $s$  und der Anzahl  $N$  der Meßpunkte ab. Für Argon gibt [14] an:

$$\frac{FWHM(dE/dx|_{most\ probable})}{dE/dx|_{most\ probable}} = 0.96 N^{-0.46} (s P)^{-0.32}$$

mit den Einheiten *cm* und  $10^5 Pa$ . Da die Auflösung von der Anzahl der Meßpunkte dominiert wird, gehen die Anforderungen nicht über die bereits für die Spurvermessung genannten hinaus. Die zentrale Driftkammer muß also – wegen ihrer vielen Meßpunkte gegenüber den  $z$ -Kammern und Proportionalkammern im Zentralbereich – die Energie-Auflösung realisieren.

Die Anforderungen an die zentrale Driftkammer lassen sich wie folgt zusammenfassen ([15,16]):

- die  $r\phi$ -Koordinate soll mit einer Genauigkeit von  $\sigma_{r\phi} \approx 120 \mu m$  gemessen werden,
- die  $dE/dx$ -Auflösung soll so gut wie möglich werden,
- die  $z$ -Koordinate soll zur Unterstützung der Spurfindung und -zuordnung mit einer Genauigkeit von ca. 1% der Driftkammerlänge ermittelt werden,
- Doppelspuren mit einem Abstand von 2 bis 3 *mm* in der  $r\phi$ -Ebene sollen getrennt werden und

<sup>4</sup>Die Signaldrähte werden sowohl an der  $-z$  Seite wie auch an der  $+z$  Seite ausgelesen. Mit dem Vorverstärkereingang wirkt der Signaldraht wie ein Spannungs- bzw. Stromteiler und somit auch wie ein Ladungsteiler. Aus dem Vergleich der beiden Pulshöhen bzw. Ladungsintegralen kann der Ort der Gasverstärkung am Signaldraht berechnet werden.

<sup>5</sup>Genauer hängt sie von dem Einzugsbereich für den Anodendraht ab (siehe auch Kap. 2.3) und der Spurlänge in diesem Einzugsbereich.

- wegen der starken Bündelung der erzeugten Teilchen in Vorwärtsrichtung müssen die Endwände der Kammer möglichst dünn gehalten werden.

Darüber hinaus müssen einige allgemeine Anforderungen erfüllt werden:

- für gerade Teilchenspuren darf es keine langen Zonen mit verminderter Meßgenauigkeit geben,
- die Möglichkeit einer leichten und guten Kalibration muß gegeben sein und
- die verwendeten Gase müssen einen sicheren und stabilen Betrieb gewährleisten.

Diese Vorgaben haben bisher nur Großdetektoren<sup>6</sup> erreicht, die mit Überdruck bis zu 4000 *hPa* betrieben wurden. Ein Überdruckbetrieb ist aber sehr schwer mit der Forderung nach dünnen Wänden in Einklang zu bringen. Für den zentralen Spurendetektor bei H 1 wurde deshalb erhöhte mechanische Präzision und ein Xenon-Gasgemisch vorgeschlagen ([16]).

Die **Hauptziele dieser Arbeit** sind durch die obigen Anforderungen vorgegeben:

- (i) anhand von Gasuntersuchungen und Messungen an kleinen Prototypen zu entscheiden, ob der beschrittene Weg praktikabel ist,
- (ii) den Entwurf der zentralen Driftkammer durch fortlaufende Messungen zu verbessern,
- (iii) die prinzipielle Funktionstüchtigkeit der Endwand in wesentlichen Punkten vor Baubeginn zu bestätigen und
- (iv) grundlegende Fragen zur Nutzung von Xenon als Kammergas zu untersuchen.

Entsprechend spiegelt die vorliegende Arbeit den zeitlichen Ablauf der Prototyp-Entwicklung wider.

---

<sup>6</sup>Hier sind JADE, UA1 und OPAL als Beispiele zu nennen; hingewiesen sei auch auf die Unterschiede zwischen Vertexkammern und zentralen Kammern.

## 2 Grundlagen zu Driftkammern

Die Entwicklung einer hochauflösenden Driftkammer setzt die genaue Kenntnis der grundlegenden physikalischen Prozesse voraus. Obwohl die prinzipielle Funktionsweise sehr einfach ist, bleiben die Einzelprozesse, die sich beim Teilchennachweis abspielen, recht komplex. In diesem Kapitel wird das Funktionsprinzip erläutert und auf die Einzelprozesse eingegangen, insoweit sie für die folgenden Kapitel relevant sind.

### 2.1 Das Funktionsprinzip

Eine Driftkammer ist in erster Linie ein Detektor zur präzisen Spurbestimmung ionisierender Strahlung. Ihre Funktion läßt sich im elektrostatischen Sinn aus dem Prinzip eines Doppelplattenkondensators ableiten und verstehen. Zwischen zwei auf gleichem Potential liegenden Elektroden ist eine dritte auf positives Potential gelegt. Es bildet sich ein elektrisches Feld aus, das zu den äußeren Elektroden gerichtet ist. Die innere Elektrode wird als Anode bezeichnet, die äußeren sind die Kathoden (s. Abb. 6).

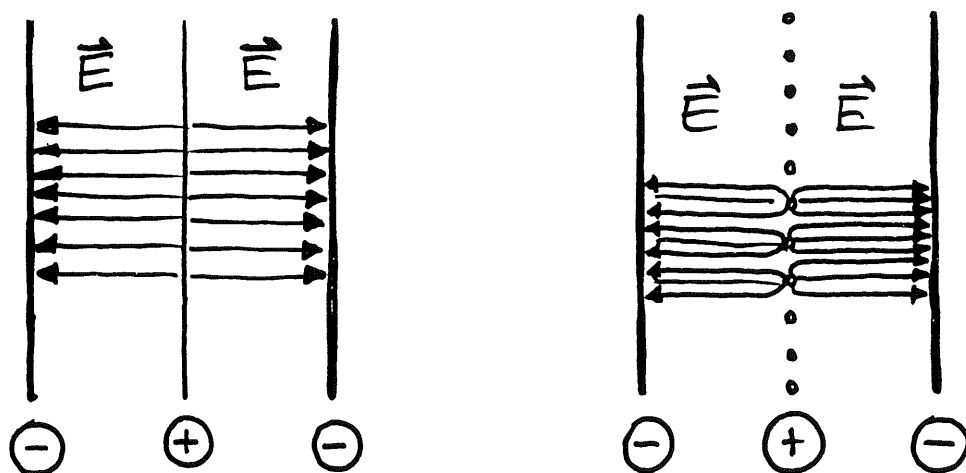


Abbildung 6: Schematische Darstellung einer Driftkammer als Doppelplattenkondensator. Im linken Bild ist die Anode als leitende Fläche ausgebildet, im rechten als leitende, dünne Drähte, die senkrecht zur Papierebene verlaufen.

Wird das Volumen zwischen Anode und Kathode mit einem geeigneten Gas gefüllt, und das elektrische Feld so gewählt, daß einmal ionisierte Atome oder Moleküle nicht mit den Elektronen rekombinieren können, d.h. daß Elektronen und Ionen zu den Elektroden wandern, ist die Gas-Driftkammer im Grunde realisiert.

Nun können einzelne Ladungen nur mit großem elektronischem Aufwand nachgewiesen werden. Für einen Signalnachweis müssen die Elektronen erst im Gas vervielfacht werden, damit eine genügend große Ladungsmenge vorhanden ist. Erreicht wird diese *Gasverstärkung*, indem die freien Elektronen in einem genügend hohen elektrischen Feld ( $> 10 \text{ kV/cm}$  für Argon) so viel kinetische Energie gewinnen, daß sie durch Stoßionisation Atome bzw. Moleküle ionisieren und sich

so Schritt für Schritt immer wieder verdoppeln. Dies darf nicht zu Entladungen führen, weshalb das hohe Feld nur auf einem kurzen Wegstück eingestellt wird.

Die Anode besteht in Driftkammern deshalb aus dünnen Drähten (20 – 50  $\mu\text{m}$  Durchmesser), in deren unmittelbarer Nähe (wenige 100  $\mu\text{m}$  entfernt) die Feldbedingungen erfüllt sind.

Tritt ein geladenes, hochenergetisches Teilchen durch eine solche Driftkammer, werden die entlang seiner Spur freigesetzten Elektronen und Ionen getrennt und auf die entsprechenden Elektroden zu bewegt. Der Durchtrittszeitpunkt des ionisierenden Teilchens ( $t_0$ ) wird mit Hilfe anderer Detektoren bestimmt. Der Ankunftszeitpunkt der freigesetzten Elektronen ( $t_D$ ) an der Anode wird mit einer geeigneten Elektronik gemessen. Dann kann im einfachsten Fall eines homogenen Feldes aus der Zeitdifferenz und der bekannten, konstanten Driftgeschwindigkeit ( $v_D$ ) der Elektronen der Durchgangsort des geladenen Teilchens als Abstand ( $s$ ) von der Anode errechnet werden:  $s = (t_D - t_0) \times v_D$ . Das heißt, die Ortsmessung mit einer Driftkammer wird auf eine Zeitmessung zurückgeführt.

Da ein im Driftraum freigesetztes Elektron eine bestimmte Pulshöhe an der Anode hervorruft, kann über diese Signalhöhe auf die Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare geschlossen und damit der Energieverlust ( $dE/dx$ ) des Teilchens beim Durchtritt durch das Kammergas bestimmt werden.

## 2.2 Die Einzelprozesse

### Ionisation und Thermalisierung

Durchfliegt ein hochenergetisches, geladenes Teilchen ein Gas, so wechselwirkt dieses Teilchen elektromagnetisch mit den Gasatomen und -molekülen. Diese Wechselwirkung basiert zum allergrößten Teil auf Coulombkräften, und kann als Stoß mit den Hüllenelektronen verstanden werden.

Man unterscheidet zwischen elastischen und inelastischen Stößen, wobei sich die inelastischen nochmals in anregende und ionisierende trennen lassen. Nur die ionisierenden Stöße führen zu nachweisbaren Elektron-Ion-Paaren entlang der Flugbahn des Teilchens. Dieser Vorgang wird als *Primärionisation* bezeichnet.

Bei normalen Werten von Druck und Temperatur des Gases ist die Anzahl der primären Paare pro  $\text{cm}$  klein, so daß ihre Zahl der Poisson-Statistik unterliegt. Die Wahrscheinlichkeit  $P$  dafür,  $k$  Paare pro  $\text{cm}$  vorzufinden, ist bei einer mittleren Dichte von  $n_p/\text{cm}$  gegeben durch:

$$P_k^{n_p} = \frac{k^{n_p}}{k!} e^{-n_p}.$$

Der mittlere Energieverlust ist abhängig vom Lorentzfaktor  $\gamma = E/m_0c^2$ . Die relative Abhängigkeit ist für verschiedene Gase gemessen worden (s. Abb. 7 nach [18]).

Die bei der Ionisation freigesetzten Elektronen haben je nach Impulsübertrag durch das ionisierende Teilchen unterschiedliche Energien. Die Anzahl der Kollisionen – pro Einheitslänge und für einen Energieübertrag von mehr als  $\epsilon$  – lassen sich ausdrücken als ([19]):

$$\left( \frac{dN}{dx} \right)_{>\epsilon} = \frac{A}{\beta^2} \left\{ \int_{\epsilon}^{\epsilon_{\text{max}}} \frac{f(\epsilon)B}{\epsilon} d\epsilon + \left( \frac{1}{\epsilon} - \frac{1}{\epsilon_{\text{max}}} \right) \times \int_0^{\epsilon} f(\epsilon) d\epsilon - \Delta(\beta, \epsilon) \right\}$$

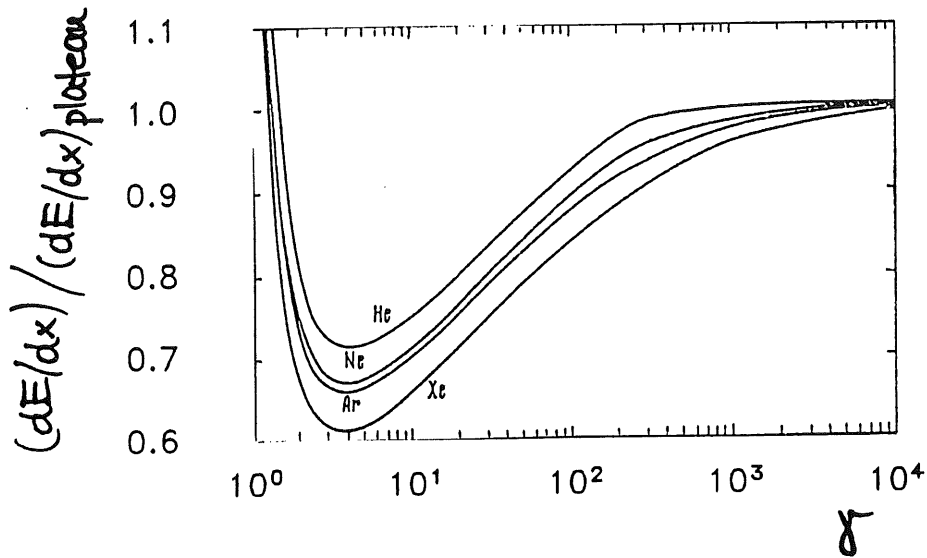


Abbildung 7: Relativer Energieverlust in verschiedenen Gasen

mit

$$A = \frac{2\pi n e^2 z^2 e^2}{m_e c^2}$$

und

$$B = \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\epsilon(1-\beta)^2} - \beta^2 + 1 - \frac{\epsilon}{\epsilon_{max}} \right].$$

Hierin bedeuten  $n$  die Elektronendichte,  $ze$  die Ladung des ionisierenden Teilchens und  $m_e$  die Masse des Elektrons. Mit  $f(\epsilon)$  wird die Eigenfrequenz der Hüllenelektronen berücksichtigt, mit  $\Delta(\beta, \epsilon)$  der Dichteeffekt des Gases (nach [20]).  $\epsilon_{max}$  ist die Energie eines  $\delta$  Elektrons mit einer Reichweite vergleichbar der Detektorlänge.

Hieraus wird in [19] der Energieverlust berechnet:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{<\epsilon} = \int_0^\epsilon \epsilon \left(\frac{d^2 N}{dx d\epsilon}\right) d\epsilon.$$

Die Energie der Primärelektronen wird wiederum durch Stöße mit den umliegenden Gasatomen bzw. -molekülen an diese abgegeben. Ist die Energie höher als das mittlere Ionisationspotential, werden durch Stoßionisation weitere Elektron-Ion-Paare gebildet, die sogenannte *Cluster* (Ladungsnester) bilden können, wenn die Energie der primären Elektronen für mehrere Stoßionisationen ausreicht. Dadurch wird lokal die mittlere Ladungsdichte erheblich überschritten, was erhebliche Auswirkungen auf die Pulshöhe und Pulsform hat. Der zweite Ionisationsprozess wird auch als *Thermalisierung* bezeichnet, weil sich primär und sekundär erzeugte Elektronen an die thermische Energie bzw. Geschwindigkeitsverteilung im Gas anpassen. Die Thermalisierung erfolgt für niederenergetische – also für die meisten Elektronen – auf sehr kleinen Wegen. Die Reichweite der Elektronen in Gasen in Abhängigkeit ihrer Energie kann durch

$$R_p = 4.91 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\rho} E^{1.72}$$

abgeschätzt werden.  $R_p$  in  $\mu m$ ,  $E$  in  $keV$  und  $\rho$  in  $g/cm^3$  ([21]). Für Argon sind in Tabelle 1 einige Werte angegeben.

Energie	Reichweite	rel. Häufigkeit
$\geq 30 \text{ eV}$	$\geq 2 \mu\text{m}$	ca. 6 %
$\geq 400 \text{ eV}$	$\geq 20 \mu\text{m}$	ca. 0.05 %
$\geq 4000 \text{ eV}$	$\geq 200 \mu\text{m}$	ca. 0.001 %

Tabelle 1: Reichweite und relative Häufigkeit von Elektronen durch ein minimalisierendes Teilchen in 1 cm Argon Gas erzeugt.

### Drift und Diffusion der Elektronen

Wenn kein elektrisches Feld anliegt, läßt sich die Energieverteilung der Elektronen nach der Thermalisierung durch

$$F(\epsilon)d\epsilon = C\sqrt{\epsilon} \exp -\frac{\epsilon}{kT} d\epsilon$$

beschreiben. Die Verteilung ist in diesem Fall isotrop, das heißt, es gibt keine räumliche Vorzugsrichtung. Wirkt aber ein elektrisches Feld und somit eine Kraft gegen die Feldrichtung auf die Elektronen, wird die Geschwindigkeitsverteilung anisotrop. Die Zunahme der Geschwindigkeit entgegen der Feldrichtung führt zu einer Energieverschiebung. Betrachtet man die Anisotropie als kleine Störung, so kann die Energieverteilung nach Legendre entwickelt werden:

$$F(\epsilon, \cos \theta) = F_0(\epsilon) + F_1(\epsilon) \cos \theta .$$

Für den führenden Term  $F_0$  erhält man folgenden Ausdruck ([22]):

$$F_0(\epsilon)d\epsilon = C\sqrt{\epsilon} \exp \left\{ - \int_0^\epsilon \frac{3\Lambda(\epsilon')\epsilon' d\epsilon'}{[e\vec{E}\lambda(\epsilon')]^2 + 3\Lambda(\epsilon')\epsilon'kT} \right\} d\epsilon .$$

Diese Verteilung ist charakterisiert durch zwei Größen, die durch die Eigenschaften des Gases bestimmt werden:  $\lambda(\epsilon)$  die mittlere freie Weglänge der Elektronen im Gas, und  $\Lambda(\epsilon)$  der relative mittlere Energieverlust bei einem Stoß. Die mittlere freie Weglänge berechnet sich aus

$$\lambda(\epsilon) = \frac{1}{N \times \sigma(\epsilon)} ,$$

worin  $N$  die Anzahl der Gasteilchen pro Volumeneinheit bedeutet und  $\sigma(\epsilon)$  der Wirkungsquerschnitt für die Streuung der Elektronen an den Gasteilchen. Als Beispiele sind die Wirkungsquerschnitte für Argon und Methan in Abb. 8 dargestellt. Sie sind stark von  $\epsilon$  abhängig (*Ramsauereffekt*<sup>7</sup>).

Der relative mittlere Energieverlust bei elastischen Stößen ist gegeben durch

$$\Lambda(\epsilon) = \Lambda = \frac{2m}{M} = konst. ,$$

$m$  ist die Masse des Elektrons,  $M$  die Masse des an der Streuung beteiligten Gaspartikels. Bei inelastischen Stößen ist  $\Lambda$  ebenfalls von  $\epsilon$  über die elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitte abhängig.

<sup>7</sup>Der Geschwindigkeit und Energie der Elektronen läßt sich eine Wellenlänge zuordnen, die im Ramsauerminimum (vergl. Abb. 8) dem Atomdurchmesser entspricht. Interferenz zwischen Elektron und Atomhülle senken den Wirkungsquerschnitt [23].



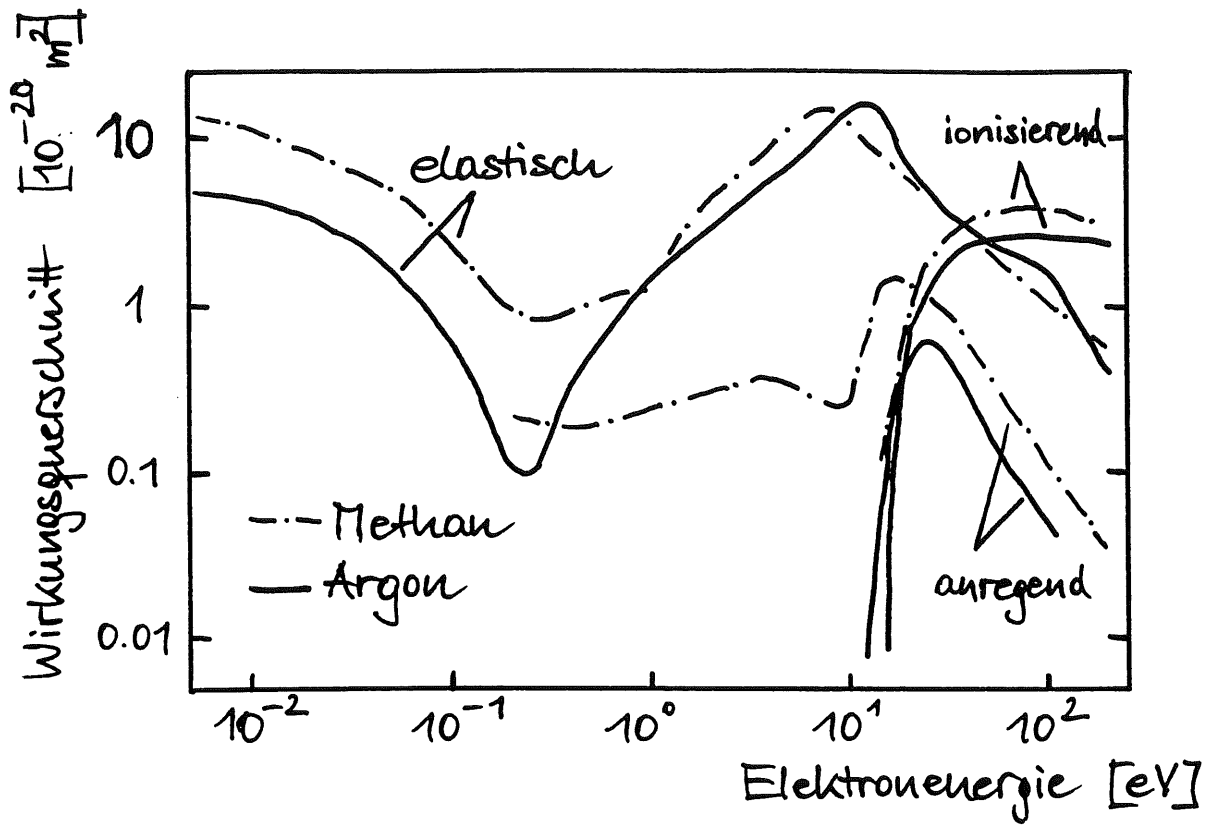


Abbildung 8: Wirkungsquerschnitte für Elektronenstöße mit Argon und Methan Gasatomen bzw. -molekülen.

Die Kraftwirkung des elektrischen Feldes auf die Elektronen verlagert deren Ladungsschwerpunkt im Raum. Die Wanderung des Ladungsschwerpunktes pro Zeiteinheit wird als *Driftgeschwindigkeit*  $v_D$  bezeichnet. Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke  $E$ , der mittleren freien Weglänge  $\lambda(\epsilon)$  und der kinetischen Energie der Elektronen  $\epsilon$  wird beschrieben durch ([24]):

$$\vec{v}(\vec{E}) = -\frac{\sqrt{2}}{3} \frac{e\vec{E}}{\sqrt{m}} \int_0^\infty \epsilon \lambda(\epsilon) \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left\{ \frac{F_0(\epsilon)}{\sqrt{\epsilon}} \right\} d\epsilon.$$

Zwei Fälle lassen sich unterscheiden:

- die Elektronen gewinnen im elektrischen Feld eine sehr viel kleinere Energie, als sie durch die thermische Energie ohnehin haben. Dann gilt:

$$[e\vec{E}\lambda(\epsilon)]^2 \ll 3\Lambda(\epsilon)\epsilon kT.$$

In diesem Fall – thermische Elektronen – geht  $F_0$  wieder in die Maxwell-Boltzmann-Verteilung über. Die Driftgeschwindigkeit ist proportional zum elektrischen Feld:

$$v_D \propto E.$$

- die thermische Energie ist vernachlässigbar klein. Hier gilt

$$[e\vec{E}\lambda(\epsilon)]^2 \gg 3\Lambda(\epsilon)\epsilon kT.$$

In diesem Fall – 'heiße' Elektronen – verschiebt sich die Energieverteilung mit wachsendem elektrischen Feld zu Energien, in denen inelastische Stöße eine zunehmende Rolle spielen. Wird die freie Weglänge und der Energieverlust über einen Bereich als konstant angenommen, gilt für diesen Bereich:

$$v_D \propto \sqrt{E}.$$

Je nach Abhängigkeiten dieser beiden Parameter  $\Lambda$  und  $\lambda$  von  $\epsilon$  kann bei verschiedenen Gasen in bestimmten Bereichen eine weitgehende Unabhängigkeit von der Feldstärke vorliegen, wie auch ein Absinken der Driftgeschwindigkeit mit wachsendem  $\vec{E}$ -Feld (vergl. Abb. 9).

Durch ungeordnete thermische Bewegung der Gasteilchen und der Elektronen dehnt sich die Elektronenwolke aus. Dieser Vorgang wird *Diffusion* genannt. Ohne Einwirkung äußerer Kräfte ist die Ausdehnung isotrop. Sie ist von der mittleren freien Weglänge  $\lambda(\epsilon)$  und der Elektronenergie  $\epsilon$  abhängig. Beschrieben wird sie durch die Diffusionskonstante  $D$ :

$$D = \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{1}{3} \int_0^\infty \sqrt{\epsilon} \lambda(\epsilon) F(\epsilon) d\epsilon.$$

Im elektrischen Feld ist die Geschwindigkeitsverteilung nicht mehr isotrop. Die mittlere Energie wird abhängig von der Bewegungsrichtung.  $D$  wird somit auch abhängig von der Richtung äußerer Kräfte.

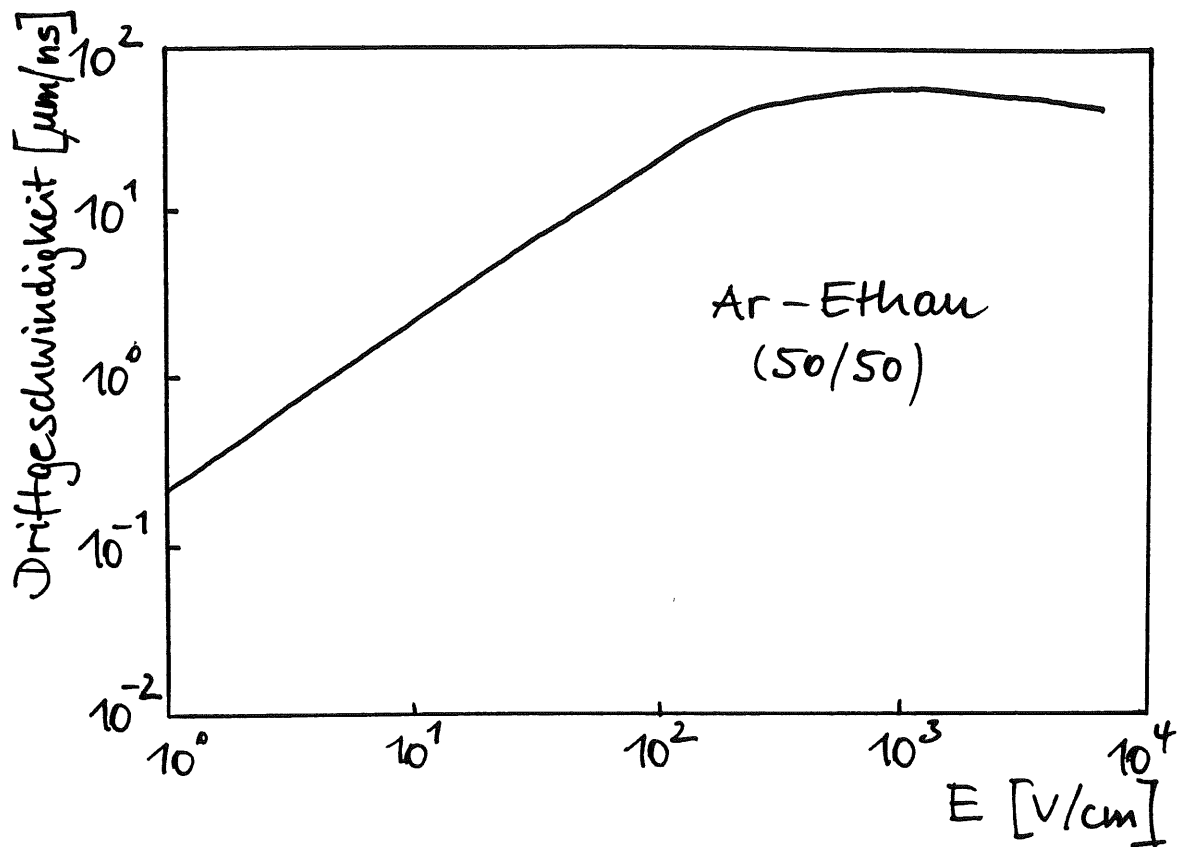


Abbildung 9: Beispiel für die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit  $v_D$  von der elektrischen Feldstärke  $E$  in Argon-Ethan (50/50)

## Einfluß eines Magnetfeldes

Im Magnetfeld  $\vec{B}$  wirkt auf die Elektronen die *Lorentzkraft*

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}).$$

Freie, nicht wechselwirkende Elektronen bewegen sich unter dem Einfluß von Magnetfeldern auf gekrümmten Bahnen. Im Driftkammergas verlieren die Elektronen durch Stöße Energie und ändern ihre Richtung. Es stellt sich ein Gleichgewicht ein, so daß die resultierende Bahn bei  $\vec{B} \perp \vec{E}$  eine Gerade ist (vergl. Abb. 10), die



Abbildung 10: Driftrichtung mit Magnetfeld

durch zwei Geschwindigkeitskomponenten  $v_{\perp}$  und  $v_{\parallel}$  bzgl. des elektrischen Feldes bestimmt ist. Das Verhältnis der beiden Komponenten ist gleich dem Tangens des *Lorentzwinkels*:

$$\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} = \tan \alpha_L.$$

Die Driftgeschwindigkeit längs der Driftbahn ist dann

$$v = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}.$$

## Vervielfachung der Elektronen am Signaldraht

Wie oben bereits erwähnt, ist der Nachweis der wenigen Elektronen, die bei dem Durchgang eines ionisierenden Teilchens entlang seiner Spur entstanden sind, mit elektronischen Verstärkern sehr aufwendig.

Oberhalb einer Feldstärke von  $10 \text{ kV/cm}$  können Elektronen in einem Gas unter normalem Druck und Temperatur jedoch so viel kinetische Energie zwischen ihren Stößen gewinnen, daß sie die Ionisationsenergie  $I_0$  von Atomen und Molekülen überschreiten und durch Stoßionisation neue Elektronen-Ionen-Paare erzeugen können.

Die hohen Feldstärken werden in Driftkammern durch Einsatz sehr dünner Drähte als Anoden erreicht. In Nähe der Anode läßt sich das elektrische Feld als koaxiales Feld beschreiben

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

worin  $a$  den Anodenradius,  $b$  den Kathodenradius (genähert durch den halben Anodendraht-Abstand),  $V_0$  die angelegte Spannung und  $r$  den Abstand von der Anode bedeuten. Über die  $1/r$  Abhängigkeit des Feldes lassen sich die gewünschten Feldstärken leicht erreichen.

Mit der Annahme, daß ein Elektron durch einen Stoß seine kinetische Energie verliert und wieder beschleunigt werden muß, ist für eine Ionisation eine minimale Beschleunigungsstrecke notwendig:

$$e \cdot E \cdot \Delta r = \epsilon \geq I_0 .$$

Die Wahrscheinlichkeit für eine Stoßionisation hängt nun davon ab, ob der Weg  $\Delta r$  für den notwendigen Energiegewinn ausreicht. Die Anzahl der Teilchen, für die  $\Delta r > \lambda$  wird, ist:

$$N = N_0 \exp(-\Delta r/\lambda) ,$$

mit  $N_0$  der Anzahl der betrachteten Teilchen und  $\lambda$  die mittlere freie Weglänge. Die Anzahl der Teilchen mit Wegen im Intervall zwischen  $\Delta r$  und  $\Delta r + dr$ , und damit die Anzahl der Ionisationen, ist dann:

$$dN = N_0 \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \exp(-\Delta r/\lambda) \cdot dr .$$

Mit  $\Delta r = \epsilon/eE$  gilt dann:

$$dN = N_0 \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon}{e \cdot E \cdot \lambda}\right) \cdot dr = \alpha N_0 \cdot dr .$$

$\alpha$  wird als *Erster Townsend Koeffizient* bezeichnet, er ist allgemeiner eine Funktion vom reduzierten elektrischen Feld  $E/p$  ( $p$  Gasdruck).

Die Vervielfachung von  $N_0$  Elektronen ergibt sich durch Integration obiger Gleichung. Wird das Verhältnis der Gesamtladungen  $N$  zur Anfangsladung als Multiplikationsfaktor  $M$  definiert, ergibt sich ein exponentielles Gesetz:

$$M = \frac{N}{N_0} = \exp(\alpha r) .$$

Wegen der  $1/r$  Abhängigkeit des elektrischen Feldes und der Abhängigkeit der mittleren freien Weglänge von der Feldstärke wird  $\alpha$  auch eine Funktion von  $r$ . Es muß also vom Einsetzen der Lawine bei einem kritischen Radius  $r_c$  bis  $a$ , dem Anodenradius, über  $\alpha$  integriert werden:

$$M = \exp \int_a^{r_c} \alpha(r) dr .$$

Der kritische Radius, an dem die Einzellawine beginnt, unterliegt statistischen Schwankungen, bedingt durch die statistisch schwankende freie Weglänge der Elektronen. Die Schwankungen führen zu erheblichen Unterschieden in der Zahl der Elektronen pro Einzellawine. Sie können näherungsweise durch eine Exponential-Verteilung beschrieben werden ([25]):

$$P(m) = \frac{1}{M} \cdot \exp\left(-\frac{m}{M}\right) ,$$

wobei  $P(m)$  die Wahrscheinlichkeit für die Einzellawine mit Verstärkung  $m$  ist, wenn die mittlere Verstärkung  $M$  beträgt.

## Signalentstehung und Verstärkung

Bewegen sich Ladungen im elektrischen Feld zwischen Anode und Kathode, entziehen sie dem elektrischen Feld Energie. Diese Änderung der Feldenergie hat eine Verschiebung der Ladungen auf den Elektroden zur Folge. Hielte die äußere Spannungsquelle das Potential auf den Elektroden nicht aufrecht, würde sich der Kondensator bei ständiger Ladungsbildung im Innern nach und nach entladen. Die Bilanzgleichung für diesen Vorgang läßt sich schreiben als ([26])

$$V_0 \cdot dQ = n \cdot e \cdot E \cdot dr.$$

$V_0$  ist hierin die von außen angelegte Spannung zwischen Anode und Kathode,  $dQ$  die ausgleichende Ladung,  $n \cdot e$  die Ladung zwischen den Kondensatorplatten,  $E$  das elektrische Feld und  $dr$  das zurückgelegte Wegstück der Ladung im Feld. Das Einsetzen von  $dQ = I \cdot dt$  und  $dr = (dr/dt) \cdot dt$  mit  $dr/dt = v_D$  der Geschwindigkeit der Ladungsträger und die Integration über  $t$  ergibt dann:

$$I = n \cdot e \cdot v_D \cdot \frac{E}{V_0}.$$

Da die Anzahl der Ladungen am Anodendraht durch die Gasverstärkung zunimmt, wird  $n = n(r)$ . Mit der Annahme eines radialsymmetrischen Feldes in Anodennähe wird der Strom abhängig vom Ort der Ladung ([27]):

$$I = I(r) = \frac{n(r) \cdot e \cdot v_D(r)}{\ln(b/a) \cdot r}.$$

Die maximalen Ströme treten in unmittelbarer Nähe des Anodendrahtes auf, weil erstens die Ladungen stark zunehmen und zweitens das elektrische Feld wegen der  $1/r$  Abhängigkeit stark ansteigt.

Da die Ladungen immer als Elektron-Ion-Paare erzeugt werden, ist in der obigen Bilanzgleichung  $n = n_- + n_+$  zu setzen. Wegen der unterschiedlichen Mobilität müssen auch die pro Zeiteinheit zurückgelegten Wegstrecken  $dr$  getrennt betrachtet werden. Es ergeben sich so zwei verschiedene Stromanteile am Gesamtstrom:

$$I(r) = I_{Elektron}(r) + I_{Ion}(r) = \frac{e}{\ln(b/a) \cdot r} (n_-(r)v_D^-(r) + n_+(r)v_D^+(r)).$$

Die Zeitabhängigkeit der Teilströme ist durch die unterschiedlichen Geschwindigkeiten und deren unterschiedlichen Abhängigkeiten vom elektrischen Feld bestimmt. Abb. 11 zeigt den Stromverlauf an zwei speziellen Beispielen.

Bei dieser Betrachtung wurde vorausgesetzt, daß der Ladungsfluß, der die Spannungsdifferenz  $V_0$  an den Kondensatorplatten aufrecht erhält, keine Spannungsabfälle zwischen Quelle und Kondensator erzeugt.

Die lineare Umsetzung des Eingangsstromes in eine Spannung setzt bei langsamen und schnellen Stromänderungen eine hohe Bandbreite der Verstärker voraus. In der Praxis läßt sich das nicht nach Belieben realisieren. Die einfachste Beschreibung (Ersatzschaltbild) eines Verstärkers ist deshalb ein idealer Verstärker, vor dessen Eingang ein Hochpaß und ein Tiefpaß geschaltet ist.

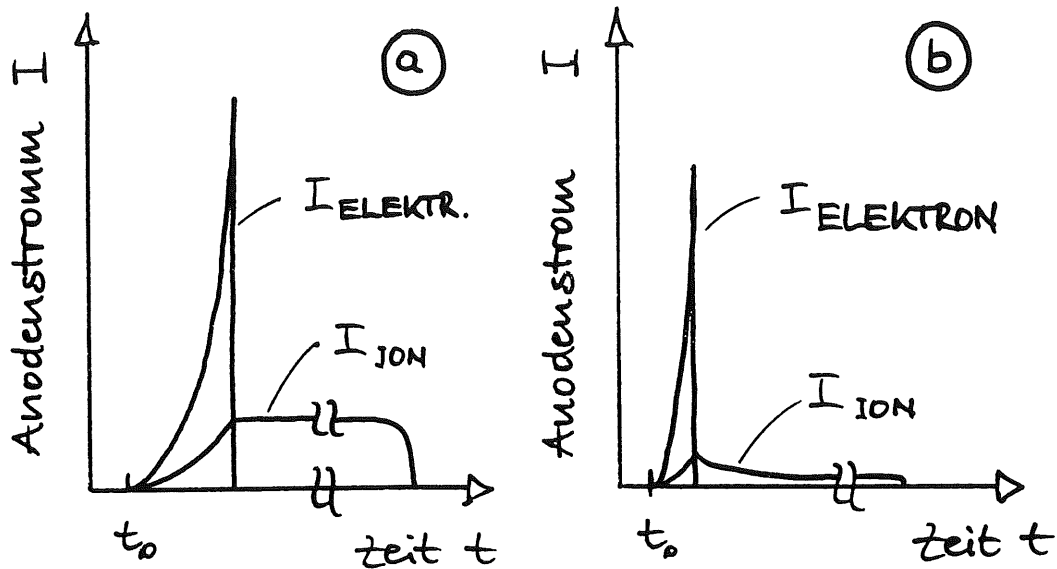


Abbildung 11: Anodenstrom in Abhängigkeit von der Zeit. In (a) ist das elektrische Feld homogen, aber so hoch, daß Stoßionisation im Gas möglich ist. In (b) findet die Stoßionisation nur in unmittelbarer Nähe ( $\approx 100\mu\text{m}$ ) der Anode statt (vergl. [28]).

Die Grenzfrequenz  $\nu_g$  ist definiert als die Frequenz, bei der der konstante Verstärkungsfaktor um 3 db abgefallen ist. Das gilt bei Tiefpässen für ansteigende Frequenzen, bei Hochpässen für abfallende. Über die Widerstände  $R$  und die Kapazitäten  $C$  ist  $\nu_g$  gegeben durch

$$\nu_g = \frac{1}{2\pi RC}$$

Ein Amplitudensprung am Eingang wird mit einer Anstiegszeit von

$$t_a = \frac{1}{2\pi\nu_g} \cdot \ln 9 \approx \frac{1}{3\nu_g}$$

übertragen ([30]).  $t_a$  ist dabei die Zeitdifferenz zwischen den 10% und 90% - Punkten der Ausgangsamplitude.

### 2.3 Zellgeometrie und Elektrostatik

Die räumliche Anordnung von Drähten und leitenden Flächen legt die Zellgeometrie fest. Als Zelle wird im Allgemeinen die kleinste mechanische Einheit verstanden, die für sich genommen eine Driftzelle repräsentiert. Ein Signaldraht mit von ihm ausgehenden elektrischen Feldlinien ist eine solche Zelle (vergl. Abb. 6). Unter *Superzelle* versteht man eine Zelle mit mehreren Signaldrähten, deren zugehörigen Drifträume nicht durch feldformende Leiter getrennt sind. Der Doppelplattenkondensator in Kap. 2.1 ist eine Superzelle.

Die von außen angelegten elektrischen Potentiale definieren das elektrostatische Feld und damit die Bewegung der freien Ladungen innerhalb einer Zelle<sup>8</sup>.

<sup>8</sup>äußere magnetische Felder sollen hier nicht betrachtet werden

Am Beispiel des Plattenkondensators waren die zwei wesentlichen Aufgaben des elektrischen Feldes erläutert worden: erstens die Elektronen auf den Signaldraht hin zu bewegen (Driftfeld) und zweitens in Signaldrahtnähe für eine geeignete Gasverstärkung zu sorgen (Verstärkungsfeld). In dem gewählten einfachen Plattenkondensator sind beide Feldbereiche voneinander abhängig, d.h. Driftfeld und Verstärkungsfeld lassen sich nicht gleichzeitig und unabhängig voneinander auf beliebige Werte einstellen. Nimmt man an, daß der Plattenkondensator unendlich ausgedehnte Elektrodenebenen besitzt<sup>9</sup>, beginnen die Feldlinien an den Anodendrahten und enden auf der Kathode.

Über die Flächenladungsdichte

$$\sigma = \frac{Q}{A} \left[ \frac{C}{m^2} \right] ,$$

worin  $Q$  die gebundenen Ladungen an der Leiteroberfläche und  $A$  die Oberfläche des geladenen Leiters bedeuten, ist die Verschiebungsdichte  $\vec{D}$  definiert:

$$\vec{D} = \sigma \cdot \vec{n}_A .$$

$\vec{n}_A$  ist der Normalenvektor auf der betrachteten Fläche.

Der Fluß  $d\Psi$ , der mit einer Probefläche  $d\vec{A}' = dA' \vec{n}_{A'}$  gemessen wird, ist für  $\vec{D} \parallel \vec{n}_{A'}$  gleich der Ladung  $dQ$ , die die Verschiebungsdichte erzeugt. Zur Bestimmung der Gesamtladung gilt:

$$\Psi = \int_A \vec{D} \cdot d\vec{A}' = \int_A \vec{D} \cdot dA' \vec{n}_{A'} = Q .$$

Für eine Zylinderfläche um den Anodendraht gilt dann:

$$\int_0^{z'} \int_0^{2\pi} \vec{D}(r) \cdot \vec{n}_{A'} r d\phi dz = Q .$$

Im Driftraum des homogenen Feldes gilt:

$$\int_0^{z'} \int_{-\frac{1}{2}s'}^{+\frac{1}{2}s'} \vec{D}(+y) \cdot \vec{n}_{A'} ds dz + \int_0^{z'} \int_{-\frac{1}{2}s'}^{+\frac{1}{2}s'} \vec{D}(-y) \cdot \vec{n}_{A'} ds dz = Q .$$

Die Wahl der Koordinaten und die Bedeutung der Variablen geht aus der Abb. 12 hervor.

Wegen der Erhaltung der Ladungen bzw. der Flüsse sind obige Integralausdrücke gleich. Da  $\vec{D}$  über die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_0$  mit  $\vec{E}$  verknüpft ist ( $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$ ), lassen sich nach Gleichsetzen obiger Integralausdrücke die elektrischen Feldstärken in Anodennähe und im homogenen Driftraum unmittelbar vergleichen. Mit  $\vec{E}(+y) = -\vec{E}(-y)$  gilt:

$$\epsilon_0 | E_r | z 2\pi r = \epsilon_0 | E_y | z s \times 2 .$$

Gasverstärkungsfeld und Driftfeld hängen in einer Superzelle somit wie folgt zusammen:

$$| E_{Anode}(r) | = \frac{s}{\pi r} | E_{Drift} | ,$$



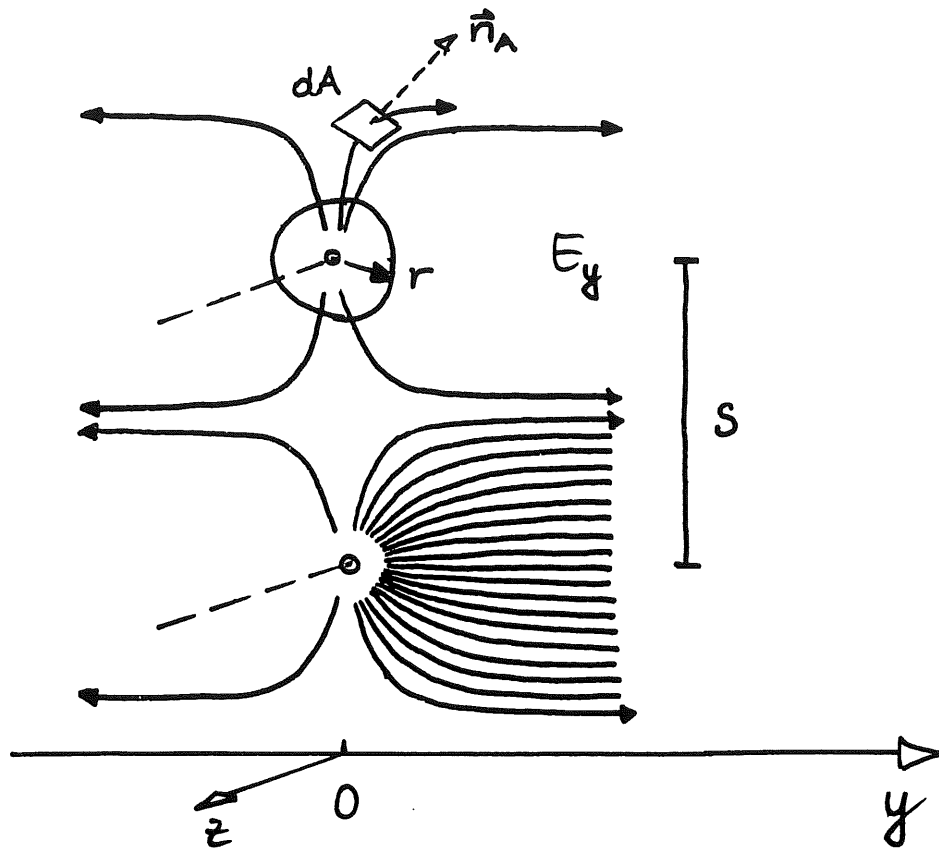


Abbildung 12: Feldlinienverlauf in der Nähe des Signaldrahtes zur Veranschaulichung der Feldliniendichte bzw. des Flusses  $\Psi$ .

wobei  $E_{Anode}(r)$  die Feldstärke im Abstand  $r$  vom Anodendrahtmittelpunkt und  $s$  der Abstand der Anodendrahtmittelpunkte (Zellbreite) bedeuten; für  $r$  muß gelten<sup>10</sup>  $r \ll s$  (s. Abb. 12).

Für den Doppelplattenkondensator mit einer Anode aus dünnen Drähten heißt das, daß eine Anpassung von fest gewählten Feldstärken auf der Anode und im Driftfeld entweder durch Änderung im Signaldrahtabstand  $s$  oder im Signaldrahtdurchmesser  $r$  erfolgen kann<sup>11</sup>.

Um diese Einschränkung teilweise zu umgehen, ist die Anode in einer realen Superzelle alternierend aus dünnen Signaldrähten und dickeren *Potentialdrähten* aufgebaut. Mit den Spannungen an den Potentialdrähten ist ein weiterer Parameter für die Anpassung der Gasverstärkung an das Driftfeld gegeben.

Die räumliche Lage und das Potential relativ zu den Signaldrähten können darüber hinaus die Driftwege der Elektronen erheblich beeinflussen. Diese Möglichkeit wird bei einer Reihe neuerer Detektoren nutzbringend angewandt.

## 2.4 Zeit- und Ortsauflösung

Die Zeitauflösung einer Driftkammer ist ein Maß für die Genauigkeit oder Intervallbreite der Driftzeit, die Elektronen vom Erzeugungsort bis zum Nachweis an der Anode benötigen. Die Ortsauflösung ergibt sich aus der Umsetzung der Drift-

<sup>9</sup> inhomogene Randzonen können dann vernachlässigt werden

<sup>10</sup> sonst wird  $E(r) = E(\vec{r})$

<sup>11</sup> Eine Änderung des Gasdruckes hat ebenfalls eine anpassende Wirkung: die Gasverstärkung ist proportional zu  $\exp(-P/E)$ , während die Driftgeschwindigkeit zu  $E/P$  proportional ist.

zeiten in Orte mit Hilfe der *Orts-Driftzeit-Beziehung*. Die Beziehung zwischen Driftzeit und Ort muß durch Messungen oder auch Rechnungen bestimmt sein; hierüber ist die Ortsauflösung direkt mit der Zeitauflösung verknüpft. Da die Zeitauflösung darüber hinaus nur bei grundlegenden Untersuchungen und speziellen Anwendungen von Interesse ist, wird im folgenden nur noch die Ortsauflösung betrachtet.

Die Ortsauflösung hängt von einer Vielzahl von Kammerparametern und Effekten ab. Im folgenden Kapitel sollen die wesentlichen Zusammenhänge aufgezeigt werden:

- die Isochronizität als Ergebnis der Zellgeometrie, der Elektrostatik und der Driftgeschwindigkeit der Elektronen,
- die Primärionenstatistik,
- die Sekundärionisation,
- die Diffusion der Driftelektronen,
- die Gasverstärkung und
- die Zeitauflösung der Meßelektronik.

Die Zellgeometrie mit der Elektrostatik und damit der räumliche Verlauf der Driftlinien (entspricht den elektrischen Feldlinien bei  $B = 0$ ) beeinflusst zusammen mit den physikalischen Prozessen die Meßgenauigkeit. Elektronen, die entlang einer geraden Teilchenspur erzeugt wurden, können den Anodendraht nicht gleichzeitig erreichen. Bei gegebener Einzelzellbreite  $s$  ist der maximale "Umweg"  $s/2$  (s. Abb. 13). Auf den Driftwegen in der Nähe des Anodendrahtes (Abstand ca.  $s/2$ ) ändert sich das elektrische Feld stark, da es vom homogenen Teil in den inhomogenen (radialsymmetrischen) Teil übergeht. In der Regel sinkt die Feldstärke auf den längeren Wegen zur Anode zunächst ab, steigt dann mit  $1/r$  wieder steil an. Die Feldstärkeänderung führt zu einer Änderung der Elektronen-Driftgeschwindigkeit. Für die meisten Gase und die gewählten Driftfeldstärken im homogenen Teil verringert sich die Geschwindigkeit und verzögert die Ankunft der Elektronen an der Anode auf diesen Wegen weiter. Die fehlende Gleichzeitigkeit wird deutlich, wenn vom Anodendraht ausgehend Orte gleicher Driftzeit markiert und miteinander verbunden werden. Die Linien werden *Isochrone* genannt, die Kammereigenschaft "gleichzeitiger" Elektronenankunft *Isochronizität*. In den Abbildungen 14 a bis h ist der Zusammenhang anhand von qualitativen Skizzen erläutert.

Die Anzahl von Primärionen pro Längeneinheit ( $n_p/cm$ ) ist von der Kernladungszahl der Gasatome bzw. -moleküle abhängig und erreicht im Mittel pro  $cm$  Werte von 29.4 für Argon, 16 für Methan und 44 für Xenon bei 1000  $hPa$ . Die statistische Verteilung entlang der Ionisationsspur mit einem mittleren Abstand von  $\langle d \rangle = 1/n_p$  überträgt sich auf die Verteilung der Ankunftszeiten der Elektronen an der Anode. Wird der Ort der Teilchenspur mit den ersten ankommenden  $m$  Primärelektronen festgelegt, ist der Fehlerbeitrag durch die Primärionenstatistik und Isochronizität ([51])

$$\sigma_{Ion} = \frac{m}{2n_p} \cdot \sqrt{\frac{m}{m^2 + 4n_p^2 r^2}}$$

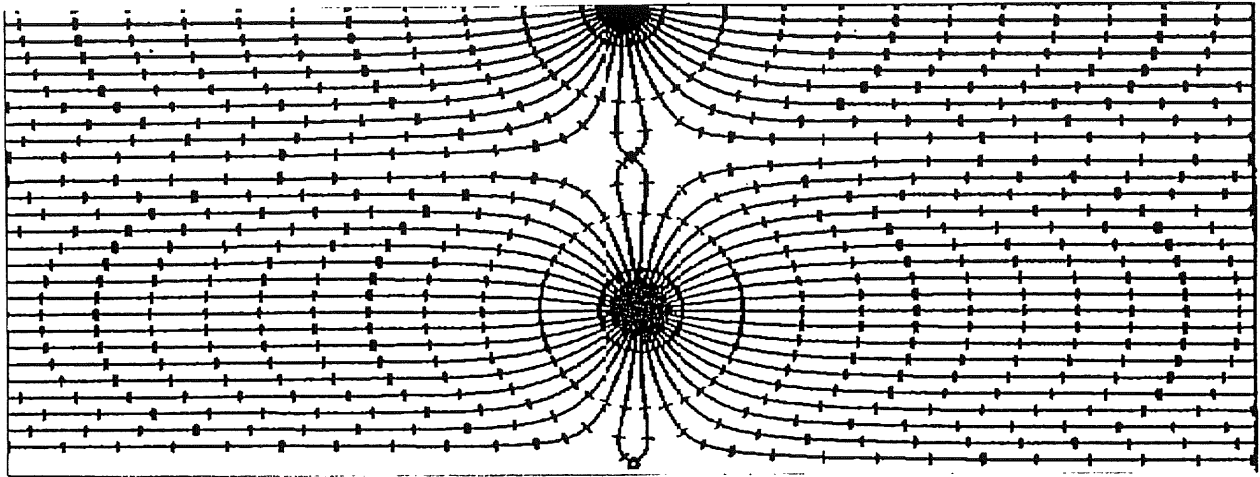


Abbildung 13: Driftlinienverlauf in der Nähe des Signaldrahtes zur Veranschaulichung der Isochronizität bzw. der Driftzeitdispersion. Die Markierungen auf den Driftlinien entsprechen Orten gleicher, in festen Intervallen vergrößerter Driftzeiten, vom Signaldraht aus gesehen.

mit  $r$  dem Krümmungsradius der Isochronen. Eine Erhöhung von  $n_P$  durch Druckerhöhung oder durch die Verwendung von Gasen mit hoher Kernladungszahl (z.B. Krypton und Xenon als Edelgase) vermindert diesen Fehlerbeitrag; ebenso eine Vergrößerung von  $r$  durch Verkürzen der Umwege und eine Wahl der Driftfeldstärke, bei der die Driftgeschwindigkeit bei abnehmender Feldstärke zunimmt, haben positiven Einfluß.

Bei der Thermalisierung der Primärelektronen entstehen weitere Elektronen-Ionen-Paare, die Ladungscluster bilden (Sekundärionisation, s. Kap. 2.2); die räumliche Ausdehnung kann je nach Energieübertrag einige  $100 \mu m$  betragen. Die geringe Häufigkeit von hohen Impulsüberträgen verbreitert die Ionisationsspur nur geringfügig. Der mittlere Fehlerbeitrag wird häufig mit

$$\sigma_s \approx 10 - 20 \mu m$$

abgeschätzt. Die Entstehung hochenergetischer Elektronen<sup>12</sup> bei Stößen läßt sich nicht vermeiden. Ihre Thermalisierung läßt sich durch inelastische Wechselwirkungen beschleunigen, und damit ihre Reichweite herabsetzen. Hochmolekulare Gase mit niedrigen Ionisationsenergien und breiten Spektren von Anregungsniveaus leisten das. Das Ergebnis von Primärionisation und Thermalisierung wird als Totalionisation bezeichnet, die Gesamtzahl der Elektronen ist  $n_T$ .

Die Diffusion zieht die Ladungsverteilung auseinander. Da die Breite der Verteilung  $\sigma_y$  durch

$$\sigma_y = \sqrt{2Dt}$$

mit Diffusionskoeffizient  $D$  und Driftzeit  $t$  gegeben ist, steigt  $\sigma_y$  mit  $\sqrt{y}$  an. Könnten alle Elektronen mit gleichem Gewicht zur Ortsbestimmung beitragen

<sup>12</sup>hochenergetisch verglichen mit der thermischen Energie des Gases

(Bestimmung des Ladungsschwerpunktes), wäre der Fehlerbeitrag durch Diffusion in Driftrichtung  $y$

$$\sigma_{Diff} = \sigma_y \frac{1}{\sqrt{n_T}}.$$

Werden nur die ersten  $k$  Elektronen benutzt, gilt nach [21]:

$$\sigma_{Diff} = \frac{\sigma_y}{\sqrt{2 \ln n_T}} \cdot \left( \sum_{i=k}^{n_T} \frac{1}{i^2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Der Diffusionsbeitrag hängt also linear von der longitudinalen Diffusion  $\sigma_y$  ab. Sowohl Kohlendioxid als auch Kohlenwasserstoffe als Beimischungen vermindern die hohe Diffusion von Edelgasen. Eine Erhöhung der Gesamtionisation reduziert ebenfalls den Fehlerbeitrag.

Die Gasverstärkung der Elektronen unterliegt erheblichen Schwankungen. Die einzelnen Elektronenlawinen bekommen so unterschiedliche Gewichte bei der Pulsentwicklung, was dazu führt, daß die Ankunftszeitverteilung der Elektronen verzerrt und der Ladungsschwerpunkt verschoben wird. Dieser Fehlerbeitrag soll mit  $\sigma_{Avala}$  bezeichnet werden.

Die Meßelektronik, von Vorverstärker über Kabel, Digitalisierung und Zeitmarkenbestimmung, hat eine endliche Meßgenauigkeit. Sie kann experimentell unter Meßbedingungen getestet werden und trägt mit dem statistischen Fehler von

$$\sigma_{Zeit} = \sigma_t \times v_D$$

bei konstanter Driftgeschwindigkeit am Ortsfehler bei. Mit heutigen Möglichkeiten lassen sich Zeitaufösungen von  $\sigma_t \leq 1 \text{ nsec}$  erreichen.

Unter der Voraussetzung von statistischer Unabhängigkeit dürfen die Fehlerbeiträge quadratisch addiert werden:

$$\sigma^2(x) = \sigma_{Ion}^2 + \sigma_\delta^2 + \sigma_{Diff}^2(x) + \sigma_{Avala}^2 + \sigma_{Zeit}^2.$$

Damit sind die Einzelfehlerbeiträge zwar erfaßt und beschrieben, können durch die Messung der Ortsauflösung jedoch nicht getrennt erfaßt werden. Experimentell wird deshalb auch eine einfache Beschreibung der Ortsauflösung angesetzt:

$$\sigma^2(x) = \sigma_0^2 + \sigma_D^2 x,$$

mit  $\sigma_0^2$  einem konstanten und  $\sigma_D^2$  einem driftwegabhängigen Term. Für inhomogene Driftfelder wird der Beitrag der Primärionenstatistik  $\sigma_{Ion}^2$  separat berücksichtigt. Insgesamt zeigt die Auflösung eine Abhängigkeit von der Driftstrecke, wie sie als Beispiel in Abb. 15 gezeigt ist.

Detaillierte Untersuchungen ([31]) zeigen, daß die Fehlerbeiträge nicht ganz unabhängig von einander sind, insbesondere die transversale Diffusion bei längeren Driftwegen die Meßgenauigkeit verbessern kann. Sie verwischt die Cluster und verteilt die Elektronen über eine größere Anodendrahtoberfläche, so daß die Lawinenentwicklung ungestörter ablaufen kann. Durch Simulationsrechnungen ist in [31] zwar ein formales Verständnis für bestimmte Gase erreicht worden, allerdings bleibt die Frage nach Möglichkeiten einer gezielten Vorhersage wie bisher offen. Eine neuere Arbeit ([32]) läßt jedoch hoffen, daß mit weitergehendem Verständnis der Vorgänge in einer Driftkammer und mit einer Vervollständigung von Meßergebnissen zu Gaseigenschaften auch gute quantitative Vorhersagen möglich werden.

## 2.5 Energieverlustmessung

In Kap. 2.2 wurde der Vorgang der Ionisation durch ein geladenes Teilchen beschrieben. Die Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare ist dem Energieverlust des Teilchens proportional. Können nichtlineare Effekte vernachlässigt werden, ist die Ladung  $Q$ , die sich im Driftkammersignal entwickelt, die Summe der Ladung aller Elektronenlawinen und damit proportional zur Anzahl der ursprünglichen Elektron-Ion-Paare. Es gilt also:

$$Q = \sum_{i=1}^{n_T} e \cdot A_i$$

mit  $n_T$  Anzahl der Elektronen, die die Lawinen hervorrufen,  $A_i$  individuelle Verstärkung oder Anzahl der Ladungen in einer individuellen Lawine und  $e$  die Elementarladung. Der mittlere Multiplikationsfaktor

$$\langle A \rangle = \frac{1}{n_T} \cdot \sum_{i=1}^{n_T} A_i \equiv M$$

ist die bekannte mittlere Gasverstärkung (s. Kap. 2.2). Damit läßt sich die erzeugte Ladung schreiben als

$$Q = n_T \cdot e \cdot M .$$

Fluktuationen in  $Q$  ergeben sich mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung unter der Annahme der Unabhängigkeit von  $n_T$  und  $M$ :

$$\left( \frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 = \left( \frac{\sigma_{n_T}}{n_T} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_M}{M} \right)^2 .$$

Der zweite Term kann unter Annahme der Unabhängigkeit der Einzellawinen  $\sigma_M^2 = \sigma_A^2/n_T$  umgeschrieben werden:

$$\left( \frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 = \left( \frac{\sigma_{n_T}}{n_T} \right)^2 + \frac{1}{n_T} \cdot \left( \frac{\sigma_A}{\langle A \rangle} \right)^2 .$$

Die Fluktuationen in  $n_T$  lassen sich mit Hilfe des *Fano-Faktors*<sup>13</sup>  $F$  ausdrücken:

$$\sigma_{n_T}^2 = F \cdot n_T .$$

Fluktuationen in den Einzelelektronenlawinen werden für mittlere Gasverstärkungen von 100 mit einer Exponentialverteilung beschrieben (s. Kap. 2.2). Experimentelle Resultate zeigen jedoch in starken Feldern Abweichungen. Byrne ([33]) führt zur besseren Beschreibung die Polya-Verteilung ein:

$$P(A) = \left[ \frac{A(1+\theta)}{\langle A \rangle} \right]^\theta \exp \left\{ \frac{-A(1+\theta)}{\langle A \rangle} \right\} ,$$

<sup>13</sup>Der Fano-Faktor ist definiert als das Verhältnis von beobachteter Varianz in  $n_T$  zu der aufgrund der Poissonverteilung erwarteten Varianz ( $= n_T$ ). Für die Reduktion des Fano-Faktors in Gasdetektoren ist der Penning-Effekt verantwortlich (vergl. [34]).

wobei für den Parameter  $\theta$  gilt:  $0 < \theta < 1$ . Die Fluktuation in der Einzellawine ist dann für große  $\langle A \rangle$  ([34])

$$\left(\frac{\sigma_A}{\langle A \rangle}\right)^2 = \frac{1}{\langle A \rangle} + b \cong b \equiv (1 + \theta)^{-1}.$$

Damit wird

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \frac{F}{n_T} + \frac{b}{n_T}$$

oder

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \left[\frac{F + b}{n_T}\right]^{\frac{1}{2}}.$$

Mit  $n_T = E/W$ ,  $E$  der Energieverlust des Teilchens und  $W$  die mittlere Ionisierungsarbeit, wird obiger Ausdruck

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \left[\frac{W(F + b)}{E}\right]^{\frac{1}{2}},$$

wobei  $W(F + b) = C$  eine Konstante für das gegebene Füllgas ist. Die statistische Grenze der Ladungsmeßgenauigkeit ist demnach

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \sqrt{C} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}.$$

Für ein Gas mit Argon als Hauptkomponente sind in Tabelle 2 einige Werte für die theoretische Energieauflösung angegeben.

deponierte Energie	rel. Auflösung (FWHM)
1 keV	33.2 %
3 keV	19.2 %
6 keV	13.6 %
9 keV	11.1 %
15 keV	8.6 %

Tabelle 2: Energieauflösung für einige feste, konstante Energieverluste, wie sie von monoenergetischen Photonen dieser Energien in Gasdetektoren erzeugt werden. Die zugrunde liegenden Parameter sind:  $W = 25 \text{ eV/ion.}$ ,  $F = 0.2$ , und  $b = 0.6$  (nach [34] für ein Gas mit einem Edelgas als Hauptkomponente).

Prinzipiell ist die Auflösung einer Driftzelle also gut. In einer realen Kammer werden diese Grenzwerte wegen des Rauschuntergrundes und nichtlinearen Effekten bei der Gasverstärkung überschritten (s. Abb. 16 nach [35]).

Für minimalionisierende Teilchen verschlechtert sich die Auflösung aufgrund der Landau-Fluktuationen auf etwa 100% (FWHM; 1 cm Wegstrecke bei 1000 hPa Gasdruck). Durch Mittelwertbildung des Energieverlustes von 56 Einzelkanälen (CJC) unter Berücksichtigung nur der 50 bis 70% niedrigsten Pulshöhen bzw. Pulssintegrale, wird der Wert von 100% (FWHM) auf ca. 6% ( $\sigma_{dE/dx}$ ) reduziert<sup>14</sup>. Mit

<sup>14</sup>Die Methode wird als *truncated mean* bezeichnet.

dieser Genauigkeit ist eine Teilchentrennung über den spezifischen Energieverlust im logarithmischen Anstieg möglich. In Abb. 17 ist die Effizienz dieser Methode dargestellt (aus [97]).

## 2.6 Bisherige Erfahrungen mit Xenon als Driftkammergas

Xenon wurde in Gasdetektoren dann verwendet, wenn auf kurzen Wegstrecken eine hohe Absorptionswahrscheinlichkeit für Photonen erreicht werden sollte. Insbesondere wurde und wird Xenon in Übergangsstrahlungsdetektoren zum Nachweis von Photonen im Bereich  $6\text{ keV}$  bis  $20\text{ keV}$  eingesetzt. Die Verbesserung der Absorptionswahrscheinlichkeit durch schwere Edelgase ist aus Abb. 18 ersichtlich. Nicht zuletzt wegen der hohen Kosten ist Xenon in großvolumigen Detektoren zu anderen Meßzwecken nicht verwandt worden. Im Rahmen von allgemeinen Gasparameterbestimmungen, wie Driftgeschwindigkeit, Diffusion, Lorentzwinkel etc., sind auch Xenon Gase untersucht worden. Gezielte Messungen zur Ortsauflösung mit Driftkammern sind am III. Physikalischen Institut (B) der RWTH Aachen durchgeführt worden ([52]). Ziel dieser Messungen war es, zusätzlich zur Energiemessung den Teilchendurchtrittsort in Übergangsstrahlungszählern zu messen. Das Ergebnis der Untersuchungen war, daß ein Austauschen des Edelgases die Ortsmessung mit radialsymmetrischen Driftzellen kaum beeinflußt ([36]).

In Driftkammern mit Jetzellen wurde Xenon als Hauptgasbestandteil vor dieser Arbeit nicht untersucht.

Zeitgleich mit dieser Arbeit wurde auch für den Vorwärtsdetektor im H 1 Experiment begonnen, Orts- und Übergangsstrahlungsmessung in Jetzellen zu kombinieren ([16] und [37]).

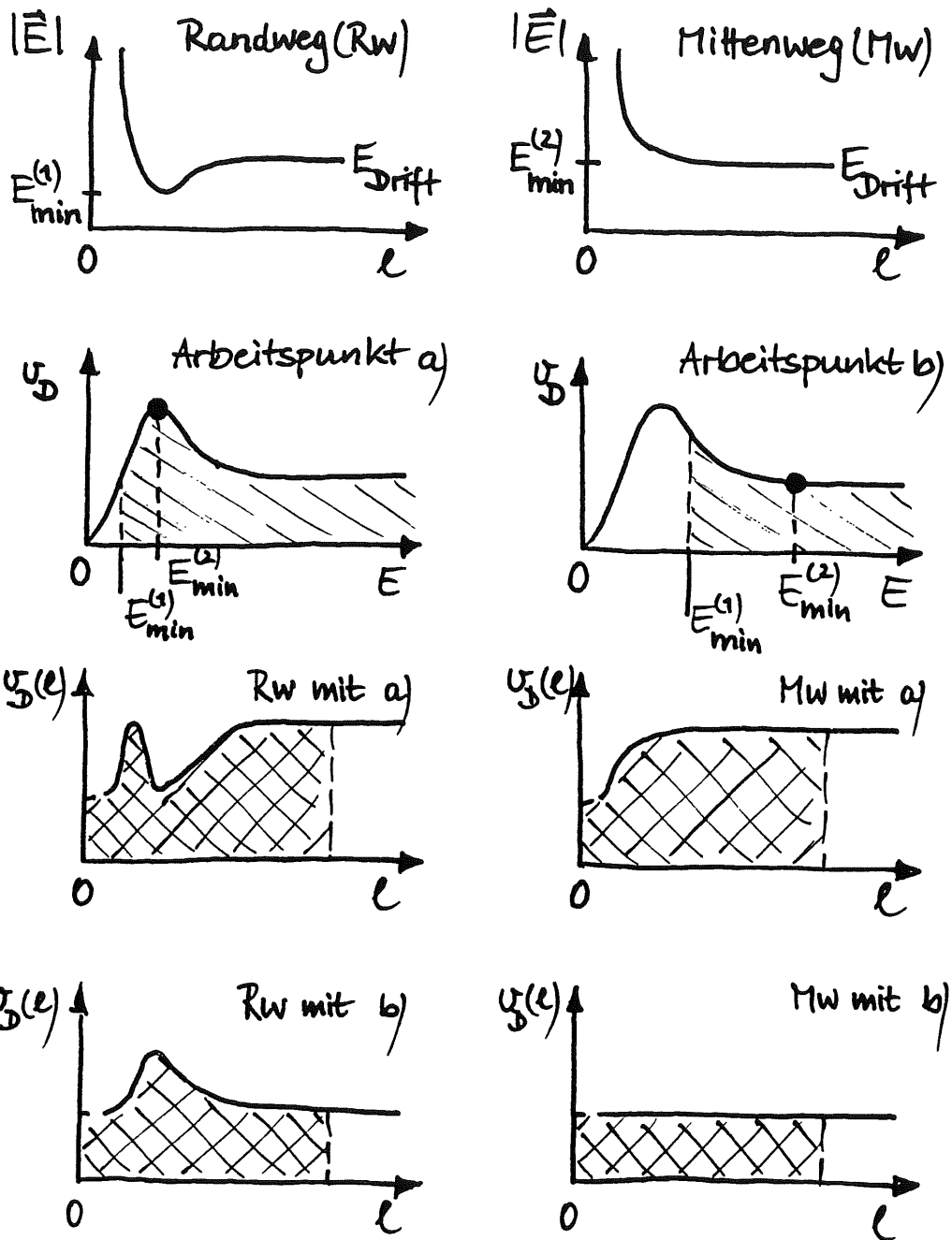


Abbildung 14: Erläuternde Skizzen zur Isochronizität. Abbildung a und b zeigen das elektrische Feld in Abhängigkeit der Driftlänge  $l$ .  $l$  wird vom Signaldraht ausgehend gemessen. In den Abbildungen c und d sind zwei denkbare Einstellungen der Driftfeldstärke im homogenen Feldteil in Bezug auf eine mögliche Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke gezeigt. Der in Signaldrahtumgebung überstrichene Feldbereich ist schraffiert. Abbildungen e bis h zeigen qualitativ die Auswirkungen der Wahl der Driftfeldstärke auf die Momentangeschwindigkeit der Elektronen auf den zwei ausgewählten Driftwegen. Die doppelschraffierte Fläche unter der Kurve ist ein Maß für die Driftzeit von Elektronen auf den betrachteten Driftwegen gleicher Länge.



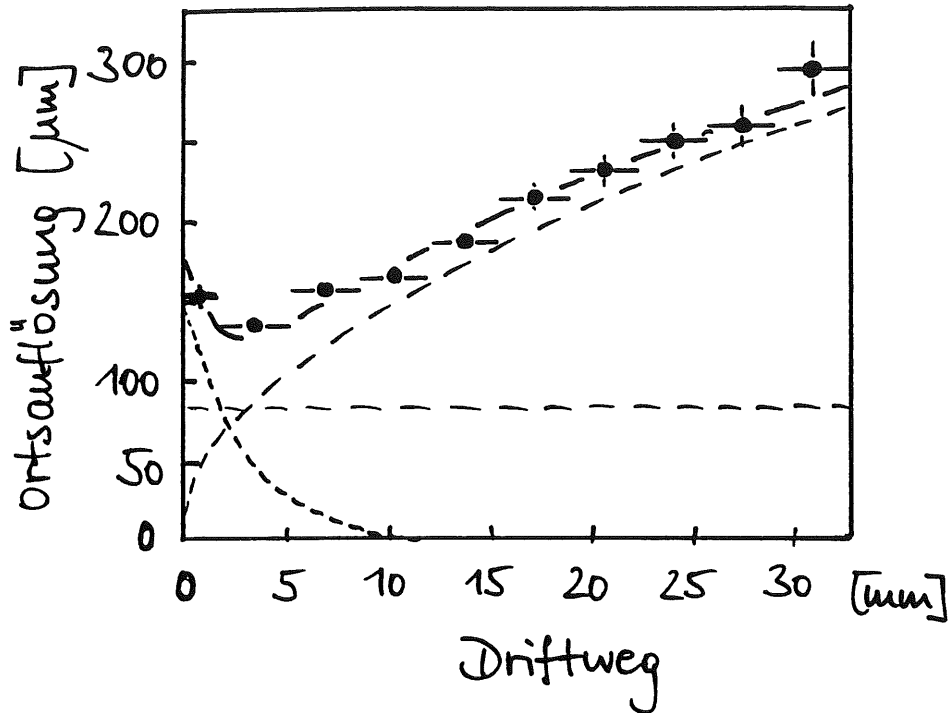


Abbildung 15: Typischer Verlauf der Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Driftstrecke für das Gas Argon-Methan (90/10) bei Atmosphärendruck und einem Driftfeld von  $1.2 \text{ kV/cm}$ . Die Zellgeometrie entspricht der in Kap. 2.1 erläuterten Struktur. Die angepasste, durchgezogene Kurve ist die Überlagerung der driftwegabhängigen und -unabhängigen Fehlerbeiträge hervorgerufen durch Diffusion, Primärionenstatistik und anderen Fehlerbeiträgen (aus [17]).

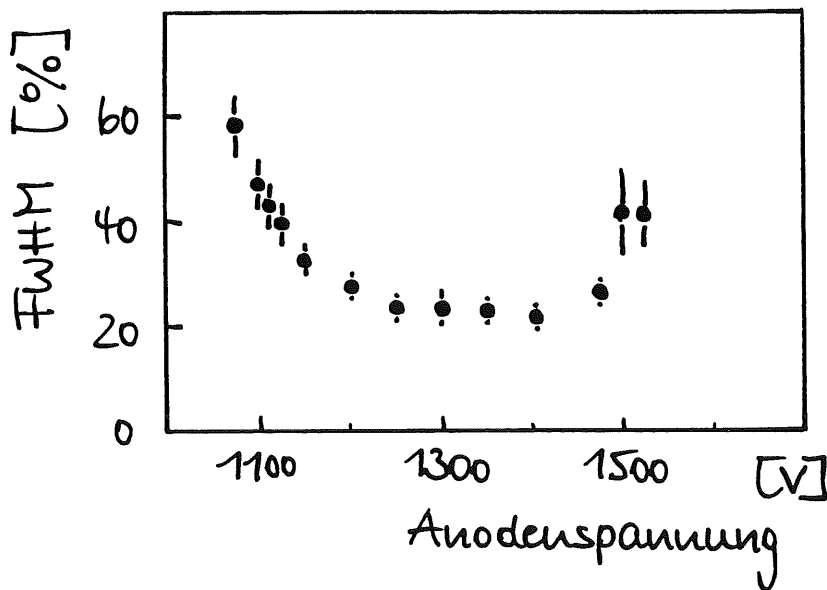


Abbildung 16: Energieauflösung einer  $6 \text{ keV}$  Linie ( $^{55}\text{Fe}$ ) in Abhängigkeit der Anodenspannung (Gasverstärkung) in  $\text{Ar-CO}_2\text{-CH}_4$  (89/10/1).

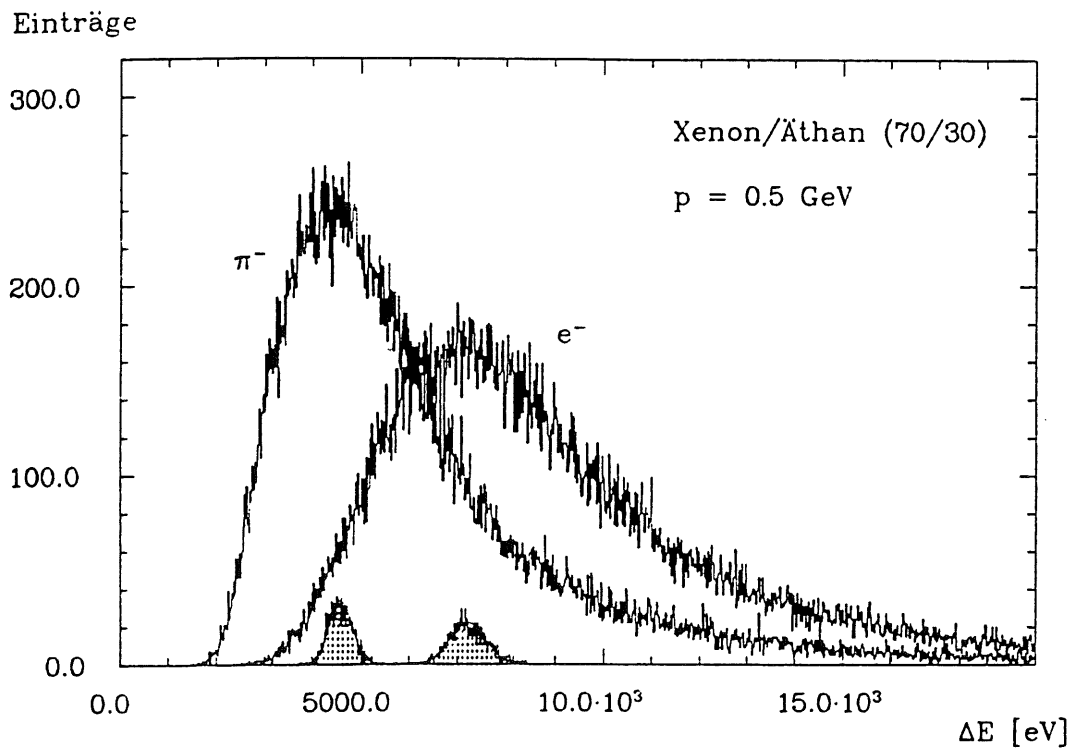


Abbildung 17: Simulierte Energieverlustspektren für  $\pi^-$  und  $e^-$ . Der Impuls beider Teilchen beträgt  $0.5 \text{ GeV}/c$ . Der Simulation liegt die zentrale Driftkammer für H1 zugrunde (vergl. Kap. 3): 56 Driftzellen in radialer Richtung und ca.  $1 \text{ cm}$  Samplinglänge. Die breiten Verteilungen sind die Landau-Verteilungen der einzelnen Driftzellen. Nach Anwendung des Truncated Mean (70% der niedrigsten Pulsintegrale von 56 Werten) ergeben sich die schmalen, fast gaußförmigen Verteilungen.

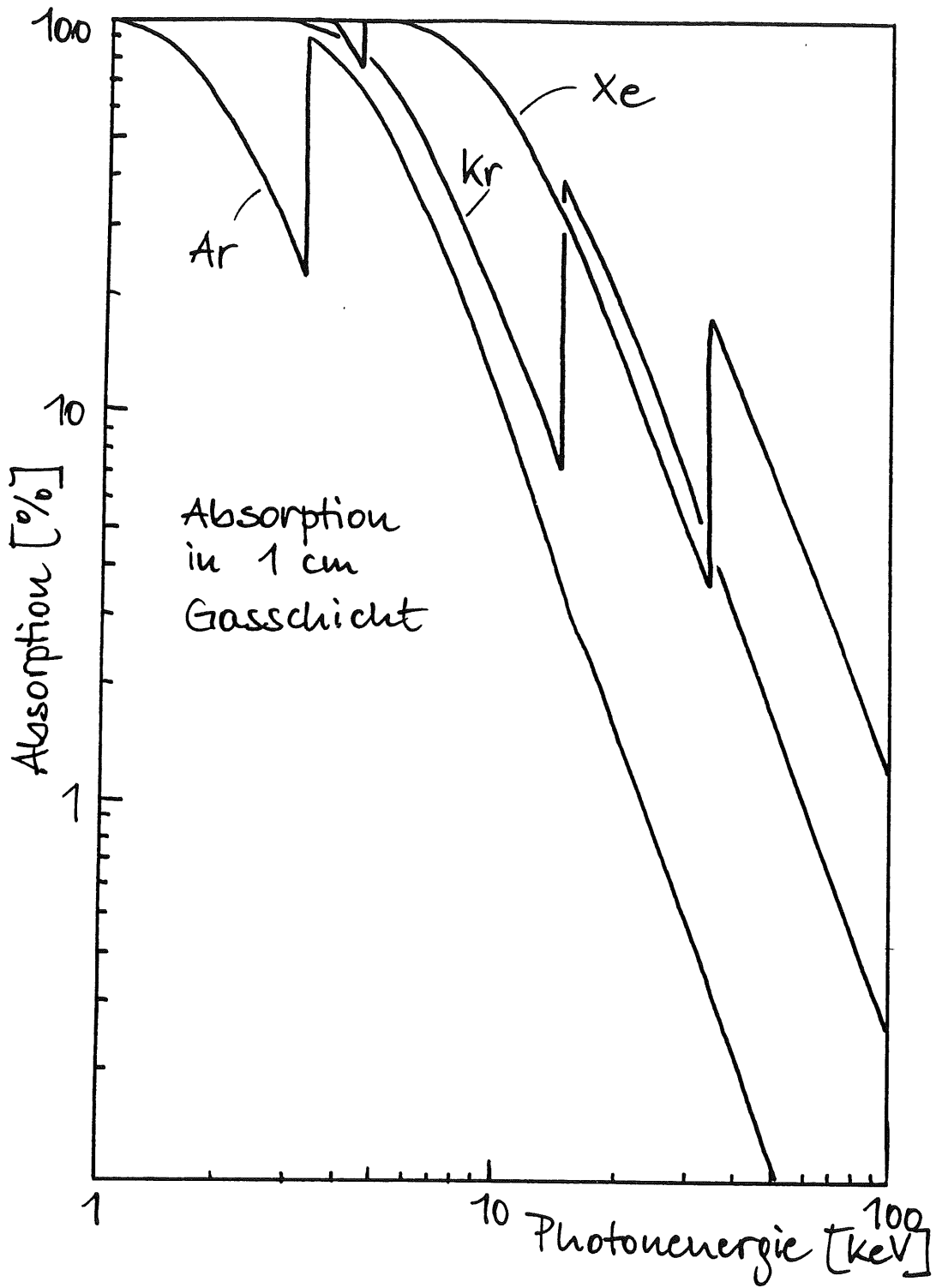


Abbildung 18: Absorption von Photonen in verschiedenen Edelgasen

### 3 Die Zentrale Jet-Kammer (CJC) für H 1

In diesem Kapitel wird nach einem kurzen Rückblick auf die Entstehung der Zellgeometrie das Ergebnis der Entwurfsüberlegungen für die zentrale Jetkammer vorgestellt. Es sollen die wichtigsten Punkte der Mechanik, der Spannungsversorgung, der Datenaufnahmeelektronik und der Gasversorgung beschrieben werden.

#### 3.1 Der Weg zur H 1 Zellgeometrie

Im 2. Halbjahr 1985 wurde mit dem Entwurf der zentralen Spurenkammer begonnen. Basierend auf den Erfahrungen von JADE (PETRA, DESY) und ersten Test-Ergebnissen des *Full Size Prototypen* der zentralen Driftkammer von OPAL (LEP, CERN) wurde unter Berücksichtigung der in Kap. 1.3 dargelegten Entwurfsziele auch für den H 1 Detektor eine Jetzelle vorgeschlagen. Besonders die verhältnismäßig geringe Anzahl von Drähten, und damit eine verhältnismäßig geringe Belastung der Endwände durch die Zugspannung, wiesen in diese Richtung.

Das hohe magnetische Feld (1.2 *Tesla*) und die Driftgeschwindigkeiten von 35 bis 50  $\mu\text{m}/\text{nsec}$  bei Driftfeldstärken von 1000 bis 1400  $\text{V}/\text{cm}$  führen zu Lorentzwinkeln von  $30^\circ$  bis  $45^\circ$ . Das Ziel, diesen großen Lorentzwinkel durch eine geeignete Zellgeometrie über den gesamten Kammerradius zu kompensieren (vergl. Kap. 2.2), hatte zum Vorschlag einer Spiral-Jet-Kammer geführt [61]. In Abb. 19

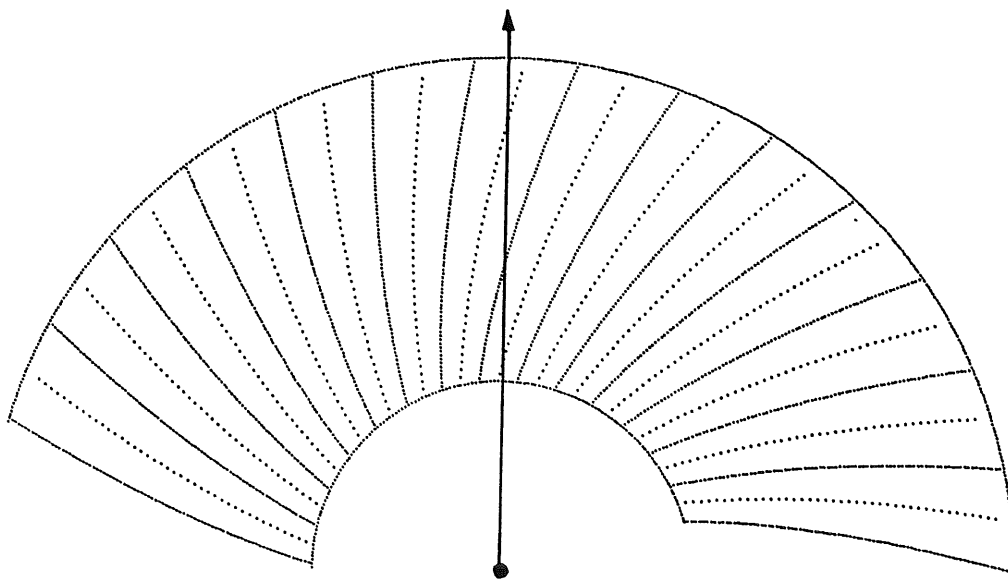


Abbildung 19: Segment einer zylindrischen Driftkammer mit Spiral-Zellen. Der Pfeil deutet eine gerade Teilchenspur an.

sind Zellen der Spiralkammer gezeigt. Die darüber hinaus gehenden Vorteile, die sich aus dieser Geometrie ableiten, begründen diesen Vorschlag:

- Bei geraden Teilchenspuren (hoher Transversalimpuls) durchtritt das Teilchen mehrmals Signaldrahtebenen. Die Häufigkeit, mit der das geschieht,

hängt von der Zellgröße und Zellkrümmung ab. Die Verbindung der Spurstücke rechts und links der Signaldrahtebene legt die Zuordnung der gesamten Spur zum richtigen Bunchcrossing fest (s. Abb. 20). Da bei ei-

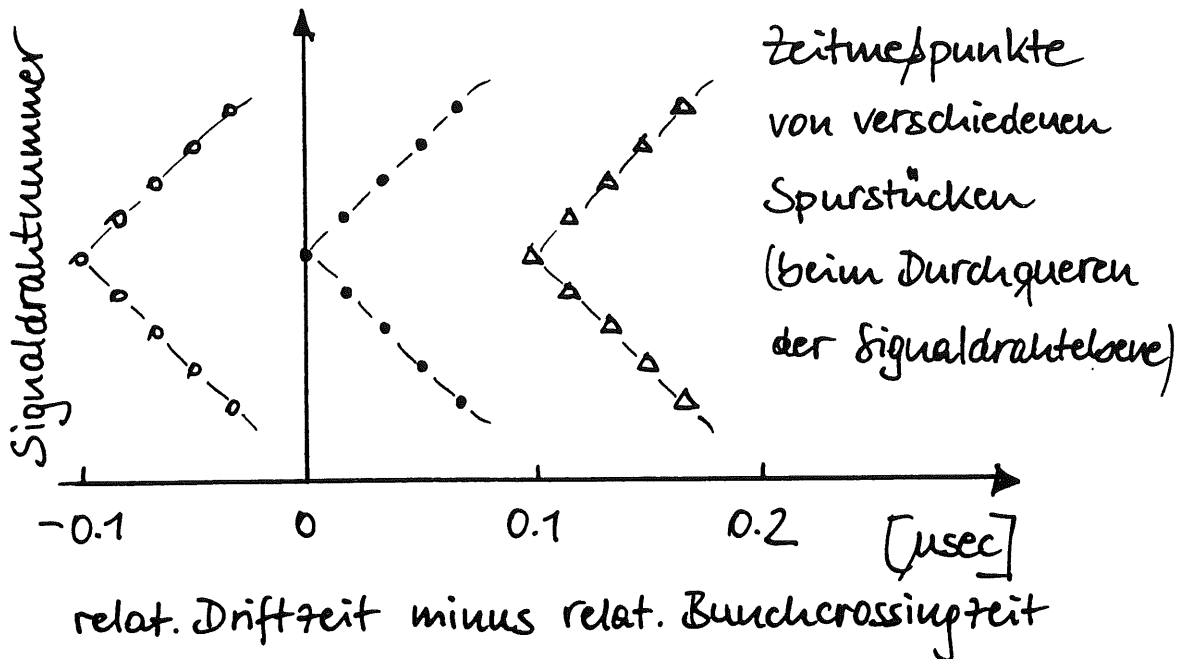


Abbildung 20: Prinzipielle Zuordnung von Spuren zum richtigen Bunchcrossing. Durchfliegt ein Teilchen die Signaldrahtebene, wird an einer Stelle dieses Spurstücks die kürzeste Driftzeit gemessen. Die Driftzeit vermindert um die Bunchcrossing-Zeit ergibt bei richtiger Zuordnung annähernd null, andernfalls ein Vielfaches der Bunchabstände. Hierüber ist dann eine richtige Zuordnung möglich.

ner Durchquerung der Signaldrahtebene die gemessenen Driftzeiten der Signaldrähte um den Durchquerungspunkt kurz sind, können diese Zeiten für einen schnellen Trigger genutzt werden.

- Bei dieser Zellgeometrie können keine Spuren vollständig in Zellbereichen verlaufen, die weniger empfindlich sind oder in denen das elektrische Feld nicht homogen ist. Die große Ausdehnung der Zellen in radialer Richtung setzt die Anzahl und Ausdehnung von inhomogenen Randbereichen herab.
- Die genaue Verbindung von Spurstücken rechts und links der Signaldrahtebene innerhalb einer Zelle ermöglicht die Bestimmung von Zeit- und Ortsoffset für die Driftzellen (s. Kap. 2.4 und 4.2). Die Driftgeschwindigkeit in einer Driftzelle wird über die Verbindung von Spurstücken benachbarter Zellen bestimmt. Die Driftgeschwindigkeiten in den Einzelzellen werden so eingestellt, daß sich die Spuren stetig von Zelle zu Zelle fortsetzen lassen.
- Gerade Spuren, die vom Wechselwirkungspunkt ausgehen, verlaufen senkrecht zur Driftrichtung der (Drift-)Elektronen. Hiervon verspricht man sich eine Verbesserung der Doppelspurauflösung im Magnetfeld.

- Da in einer Einzelzelle nicht die Driftrichtung (links oder rechts vom Signaldraht) unterschieden werden kann, kommt es zur sogenannten *Links-Rechts-Ambiguität*. Dadurch, daß die Signaldrahtebenen nicht auf den Wechselwirkungspunkt zeigen, zeigen auch die "falschen" *Spiegelspuren* innerhalb einer Zelle nicht zum Wechselwirkungspunkt. Dem entsprechend lassen sich die Spiegelspurstücke nicht in benachbarte Zellen fortsetzen. Die Links-Rechts-Ambiguität einer Driftzelle ist durch die nicht *projektive* Zellgeometrie aufgelöst.

Allerdings hat die Spiral-Zelle praktische Nachteile:

- Die Feldhomogenität entspricht vom Prinzip her nicht den Anforderungen. Es tritt ein Feldgradient in Driftrichtung auf (vergl. [77]).
- Ein modularer mechanischer Zellaufbau mit vorgefertigten Teilen einfacher (ebener) Geometrie ist schwer möglich.

Diese Punkte haben dazu geführt, daß keine Spiral-Jet-Kammer für H 1 gebaut wird. Statt dessen wurde vorgeschlagen, die Spiralen durch einige nicht gekrümmte, aber geneigte Zellen anzunähern. Es entstehen dadurch unabhängige Zylinderringe von Superzellen, wie sie z.B. für die zentrale Driftkammer in ZEUS vorgeschlagen wurden ([11]). In Abb. 21 ist die zentrale Driftkammer von ZEUS im Querschnitt gezeigt.

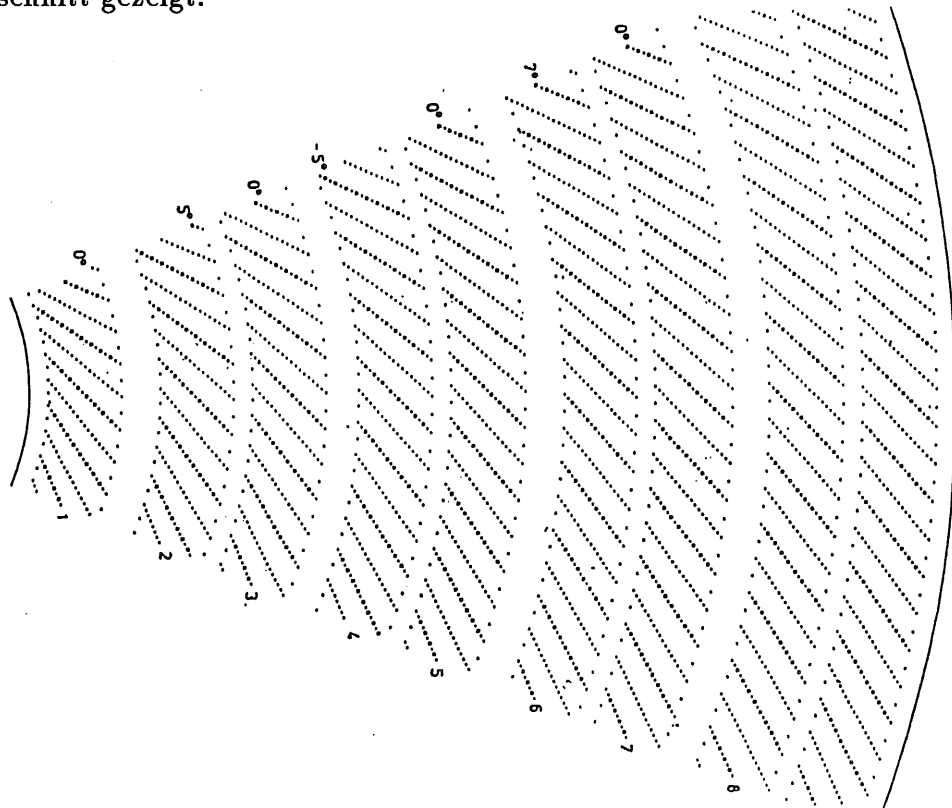


Abbildung 21: Spiral-Zelle angenähert durch ebene, geneigte Zellen am Beispiel ZEUS

Um den Vorteil großer homogener Feldbereiche nicht aufzugeben, wurden bei H 1 zunächst drei Ringe aus Superzellen geplant. Aufgrund dieser Auftrennung in

drei Ringe waren Überlegungen zu einer Verbesserung der  $\theta$ -Überdeckung durch die äußere z- und Proportionalkammer möglich. Das Resultat dieser Überlegungen ist der jetzige Aufbau des zentralen Spurenkammer-Systems von innen nach außen:

- zentrale innere Proportionalkammer (CIP)
- zentrale innere z-Kammer (CIZ)
- zentrale Jet-Kammer I (CJC1)
- zentrale äußere z-Kammer (COZ)
- zentrale äußere Proportionalkammer (COP)
- zentrale Jet-Kammer II (CJC2)

In Abbildung 22 ist der Aufbau im Querschnitt gezeigt. Die Gasvolumina sind durch 1.5 mm starke kohlefaserverstärkte Kunststoffzylinder (CFK-Zylinder) voneinander getrennt. Die Oberflächen zur CJC hin sind aluminisiert.

Der Vorteil dieser Schachtelung liegt in der Entlastung der CJC-Endwände durch Nutzung der tragenden Strukturen der anderen Kammern. Die Endwände für die beiden Jet-Zellen Ringe konnten auf diese Weise eben und dünnwandig bleiben (10 mm GFK Träger, entsprechend ca. 5% einer Strahlungslänge).

Die Endwände der einzelnen Kammern sind in Aluminium-Flansche geklebt und werden bei der Endmontage ineinander geschoben und untereinander mit einem Bajonett-Verschluß verbunden. Der äußere Zylinder besteht aus 4 mm Aluminium. Mit diesem Konzept ist die definierte Positionierung der Einzelkomponenten untereinander gewährleistet und eine metallische Verbindung für einen Faraday-Käfig gegeben. Die Gasdichtigkeit wird durch eine in den Bajonett-Verschluß integrierte O-Ring Dichtung erreicht.

Auf dieser Grundlage konnten die Details der Zellgeometrie ausgearbeitet werden. Die Anzahl der Signaldrähte hing im Wesentlichen ab von

- den jetzt vorgegebenen Radien für die CJC 1 und CJC 2, dem minimal möglichen Abstand der Signaldrähte und dem Neigungswinkel (entsprechend  $\alpha_L$ );
- der Zellbreite, d.h. der maximalen Driftzeit, die bei einem Bunchabstand von 96 nsec möglich erschien;
- den Kosten der Datenaufnahmeelektronik pro Kanal und den zur Verfügung stehenden finanziellen Mitteln.

Der Kompromiß führte zu 30 Superzellen mit je 24 Signaldrähten (CJC 1) und 60 Superzellen mit je 32 Signaldrähten (CJC 2).

Die Potentialdrähte, die alternierend mit den Signaldrähten die Signaldrahtebene bilden, dienen zum einen der genauen Einstellung der Gasverstärkung (s. Kap. 2.3) zum anderen der Verminderung der Koppelkapazität zwischen den Signaldrähten. Die Kapazitäten sind im Wesentlichen für ein Übersprechen der Signale auf benachbarte Drähte verantwortlich (*Crosstalk*). Im Laufe der Entwicklungen wurden die Potentialdrähte "verdoppelt", das heißt, anstelle nur eines werden zwei Drähte mit einem zur Signaldrahtebene senkrechten Abstand von 5.08 mm eingesetzt (vergl. Zellquerschnitte der Prototypen in Kap. 4). Die Vorteile dieser neuen Anordnung sind:

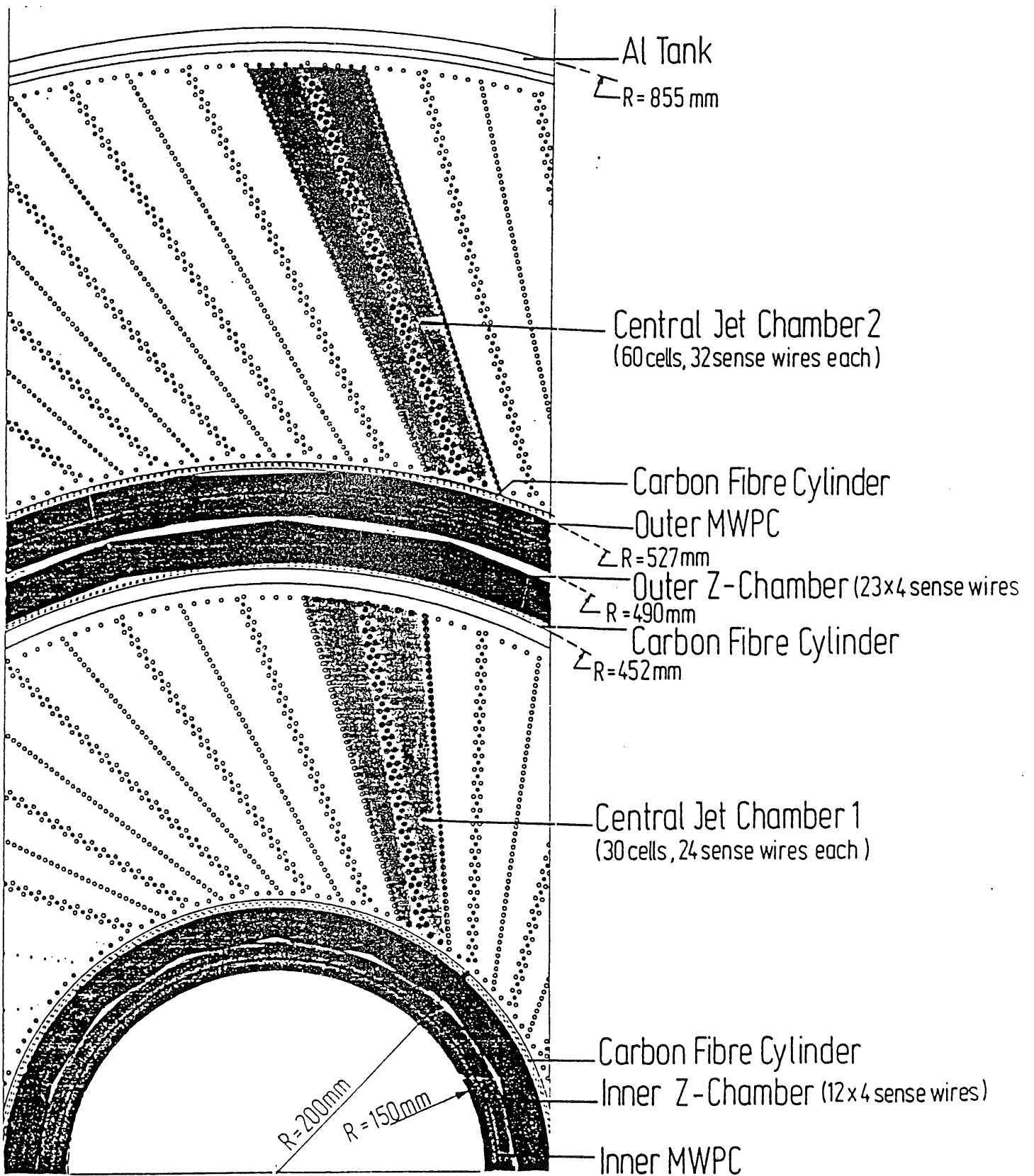


Abbildung 22: Querschnitt durch den Zentralen Spurdetektor von H 1



- die Koppelkapazität zwischen den Signldrähten wird um etwa 50% vermindert;
- die elektrische Feldstärke auf den Potentialdrähten wird ebenfalls um etwa 50% vermindert;
- die elektrostatischen Kräfte auf die Signldrähte werden herabgesetzt und die Sollage stabilisiert.

Drahtkammern unterliegen Alterungserscheinungen durch Materialablagerungen auf den Drähten. Aus Betriebserfahrungen mit Detektoren und Untersuchungen an Testkammern ([39]) weiß man, daß hohe elektrische Oberflächenfeldstärken die Alterung verstärken. In einem weiteren Optimierungsschritt wurden die ionensammelnden Drähte im Durchmesser vergrößert (von  $127\ \mu\text{m}$  auf  $180\ \mu\text{m}$ ), um auch hier die Oberflächenfeldstärke herabzusetzen. Da zwischen der Kathodendrahtebene und den aluminisierten CFK-Zylindern sehr hohe Feldstärken auftreten, sind die Eckdrähte besonders gefährdet. Der Durchmesser hier wurde von anfangs  $127\ \mu\text{m}$  auf  $500\ \mu\text{m}$  heraufgesetzt; das Material wurde von Kupfer-Beryllium auf Aluminium umgestellt. Diese Drähte sind wie alle anderen vergoldet.

Die Signaldrahtdurchmesser wurden an den Zellrändern geringfügig vergrößert (von  $20\ \mu\text{m}$  auf  $25\ \mu\text{m}$  [40]), um die Gasverstärkung den übrigen Signldrähten anzupassen. Eine separate Hochspannungsversorgung dieser Randdrähte konnte somit eingespart werden.

Eine Optimierung im Sinne von Kap. 2.3 erfolgte jedoch noch nicht.

### 3.2 Mechanische Ausführung der CJC-Endwände

Die Aufgabe, potentialführende Drähte durch die Endwände nach außen zu führen, ist ein immer wiederkehrendes Problem beim Driftkammerbau. Diese Durchführungen haben eine Vielzahl von Anforderungen zu erfüllen:

- Zunächst sollen sie den Draht auf der gewünschten Zugspannung halten und ihn in definierter Position fixieren.
- Der elektrische Kontakt nach außen muß sehr zuverlässig sein und darf im Laufe der Zeit nicht schlechter werden.
- Ein Gasaustausch zwischen Detektorgas und äußerer Atmosphäre muß verhindert werden.
- Eine elektrische Isolierung von benachbarten Durchführungen muß gewährleistet sein, Kriechströme von vornherein durch lange Wege zwischen den Potentialdifferenzen minimiert werden.
- Hohe Feldstärken durch Ansammlung von Ladungen an Spitzen, Ecken und Kanten sind durch entsprechend abgerundete Geometrien der Bauteile zu verhindern.

Diese Anforderungen sind in ein Gesamtkonzept zu integrieren, bei dem die späteren Verkabelungen sicher und einfach bleiben und die Modularität hoch sein muß.

Nicht zuletzt muß das Konzept technisch – am besten mit konventionellen Techniken – beherrschbar, die Qualitätskontrolle nach sinnvollen Fertigungsabschnitten einfach möglich und darüber hinaus auch bezüglich der Kosten akzeptabel sein. Die technische Lösung und die Herstellung der Endwände sind deshalb mit dem Durchführungskonzept eng verknüpft.

In Abb. 23 ist ein Querschnitt durch die Endwand dargestellt. Sie besteht im Wesentlichen aus drei Teilen:

- die statisch tragende Platte aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK);
- einer vierlagigen Leiterplatine (in *Multilayertechnik*) auf der Außenseite, über die alle Drähte mit den erforderlichen Spannungen versorgt und die Vorverstärker-Eingänge mit den Signaldrähten verbunden werden, und
- einer einlagigen Platine auf der Wandinnenseite, mit der das elektrische Feld in Nähe der Endwand durch Kupferpotentialstreifen homogenisiert wird.

Die Durchführungen selbst bestehen wiederum aus zwei Teilen; einem äußeren, der mit der Leiterplatine außen und der GFK-Platte fest verbunden ist, und einem inneren, in dem der Draht gehalten wird.

Da die Endwände aus GFK hergestellt werden, können die Durchführungen aus leitendem Material gefertigt sein. Die Außenteile der Durchführungen sind für eine Superzelle (Signaldrahtebene und eine Kathodenebene mit entsprechenden Felddrähten) in die äußere Leiterplatine eingepreßt bzw. eingelötet. Diese Platine muß dann blasenfrei mit der GFK-Platte verklebt werden. Die Innenplatine wird ebenfalls aufgeklebt. Zur Erhöhung der Kriechstrecken wird außen eine Epoxidharzschicht aufgebracht. Die genauen Fertigungsabläufe sind im Detail komplexer und werden hier nicht im Detail erläutert; sie sind entsprechenden Zeichnungen bzw. Vorschriften zu entnehmen ([41]).

Die Innenteile der Durchführungen dichten das Gasvolumen mit zwei kleinen O-Ringen ab, die Zugspannung der Drähte wird durch sie an einer Metallquetschverbindung aufgenommen und über einen definierten Anschlag an den Außenteilen der Durchführungen auf die Endwand übertragen. Die Endwand selbst ist mit einem Aluminiumring verbunden, der über die bereits erwähnte Bajonett-Verriegelung (s. auch Kap. 3.1) die Verbindung und Kraftübertragung zu den Zylindern und den Endwänden anderer Komponenten herstellt. Auch hier sei auf die Detailunterlagen verwiesen ([41]).

### 3.3 Spannungsversorgung

Im einfachsten Fall werden für eine Jet-Zelle zwei verschiedene Hochspannungsquellen benötigt: eine zur Erzeugung des Driftfeldes zwischen Anoden- und Kathodenebene und eine weitere zur Adjustierung des Gasverstärkungsfeldes in Signaldrahtnähe (vergl. auch Kap. 2.3).

Um jedoch ein homogenes Driftfeld in der CJC-Superzelle zu erzeugen, müssen dem größer werdendem Abstand entsprechend auch die Spannungen zwischen Anoden- und Kathodendrähten höher werden. Bei einer Zunahme des Abstandes von 23 mm auf 45 mm bedeutet das eine Zunahme des Kathodenpotentials

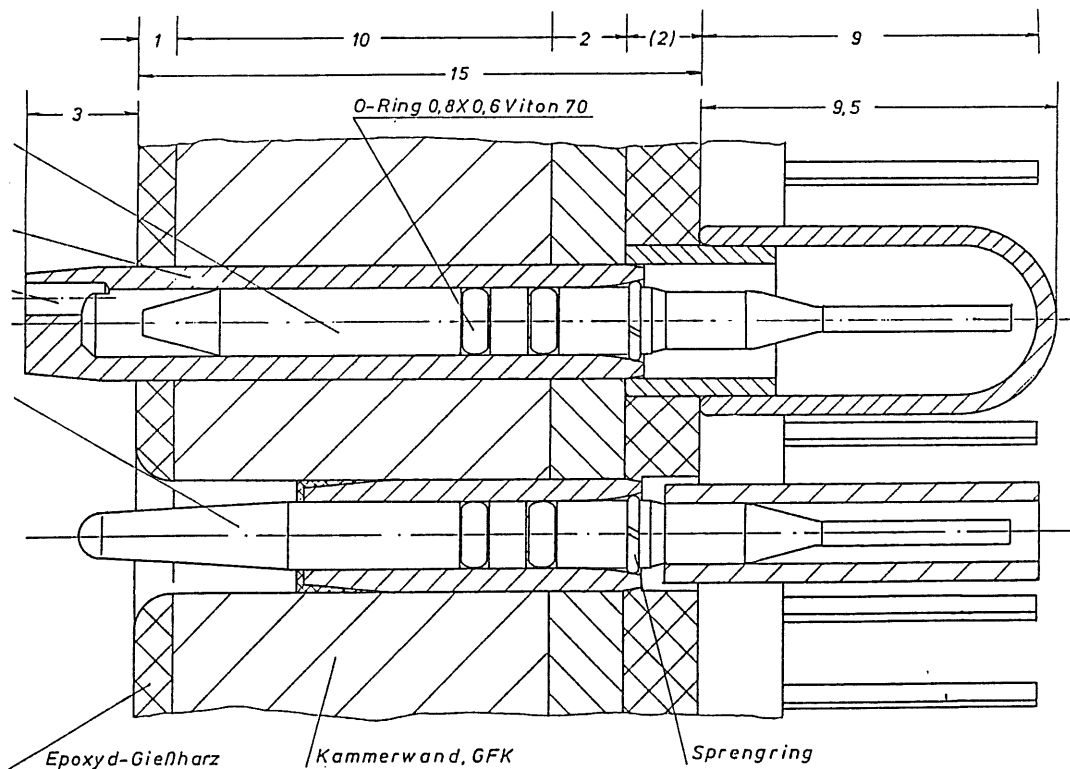
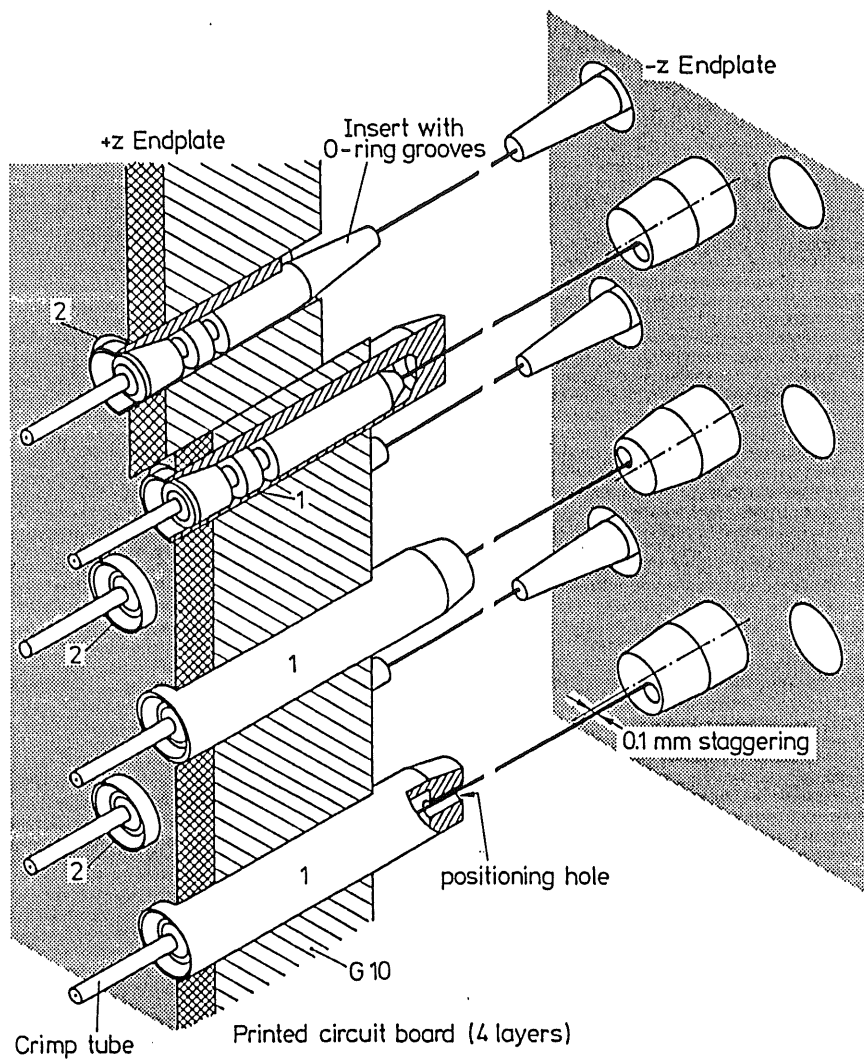


Abbildung 23: Skizze der Endwand der H1 CJC. (a) Übersicht Signaldrahtebene, (b) Schnitt durch die Signaldrahtebene

von  $-2.6\text{ kV}$  auf  $-6.5\text{ kV}$  bei maximaler Driftfeldstärke. Wie Feldrechnungen ergeben haben, verbessert diese überproportionale Zunahme der Spannung die Feldhomogenität am äußeren Superzellenrand ([42]). Die Spannungsversorgung der Kathode wird mit einer Spannungsteilerkette und zwei Hochspannungsquellen realisiert (s. Abb. 24). Der Querstrom im Teiler ist so bemessen, daß für Driftfelder

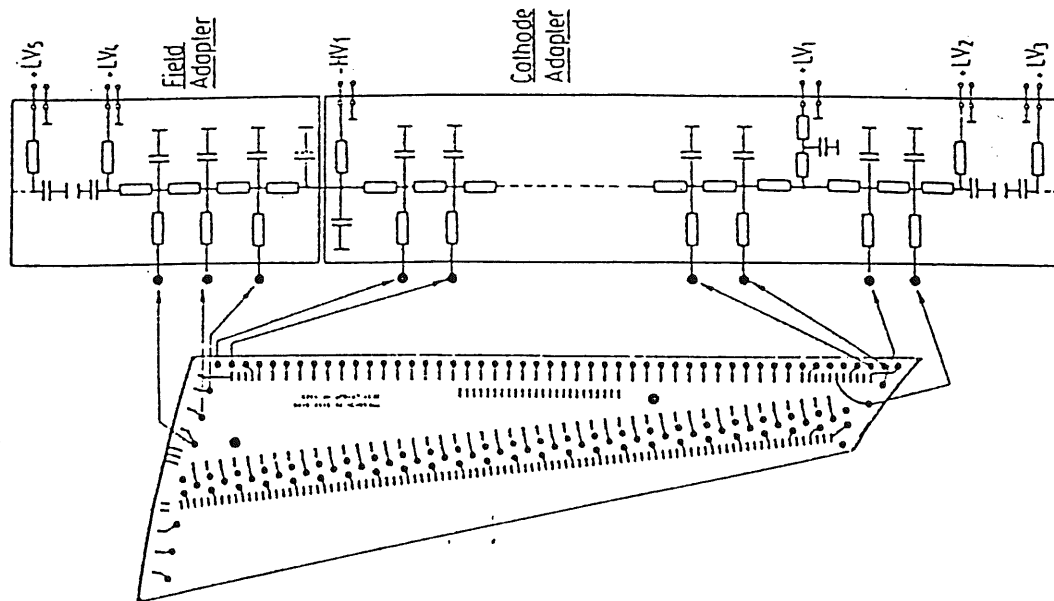


Abbildung 24: Prinzipschaltbild für die Hochspannungsversorgung der Kathodendrähte

von  $750$  bis  $1350\text{ V/cm}$  die Spannungsabfälle über den Einzelwiderständen durch die influenzierten Ströme im Betrieb klein bleiben.

Die Felddrähte am inneren und äußeren Rand der Superzelle werden ebenfalls über Spannungsteiler versorgt. Die Details sind den Schaltplänen zu entnehmen ([43]). Zur Vermeidung von Corona und Überschlägen werden Funkenstrecken insbesondere dort eingesetzt, wo benachbarte Drähte von verschiedenen Hochspannungseinheiten versorgt werden. Die Erfahrungen mit allen im Umfeld des Projekts gebauten Prototypen haben nicht nur die Zweckmäßigkeit sondern auch die Notwendigkeit der Überspannungsableiter gezeigt.

Das Gasverstärkungsfeld wird mit einer Spannung von maximal  $+2.5\text{ kV}$  an den Anodendrähten eingestellt. Ein Schutzwiderstand von  $1\text{ M}\Omega$  an jedem Draht begrenzt den maximalen Strom so, daß der Draht selbst im Fall von ungewollten Entladungen keinen Schaden nimmt (und z.B. durch Aufheizen reißt). Ein  $RC$  Glied zwischen dem HV-Kabelanschluß und der HV-Verteilung schließt hochfrequente Einstreuungen kurz (s. Abb. 25).

Das gesamte Hochspannungs-Versorgungssystem wird über ein VME-Bus-System überwachbar sein.

### 3.4 Datenaufnahmeelektronik

Da die Anodendrähte auf positiver Hochspannung liegen, werden die Eingänge der Verstärker durch Kondensatoren entkoppelt. Die wichtigsten technischen Daten der Vorverstärker sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

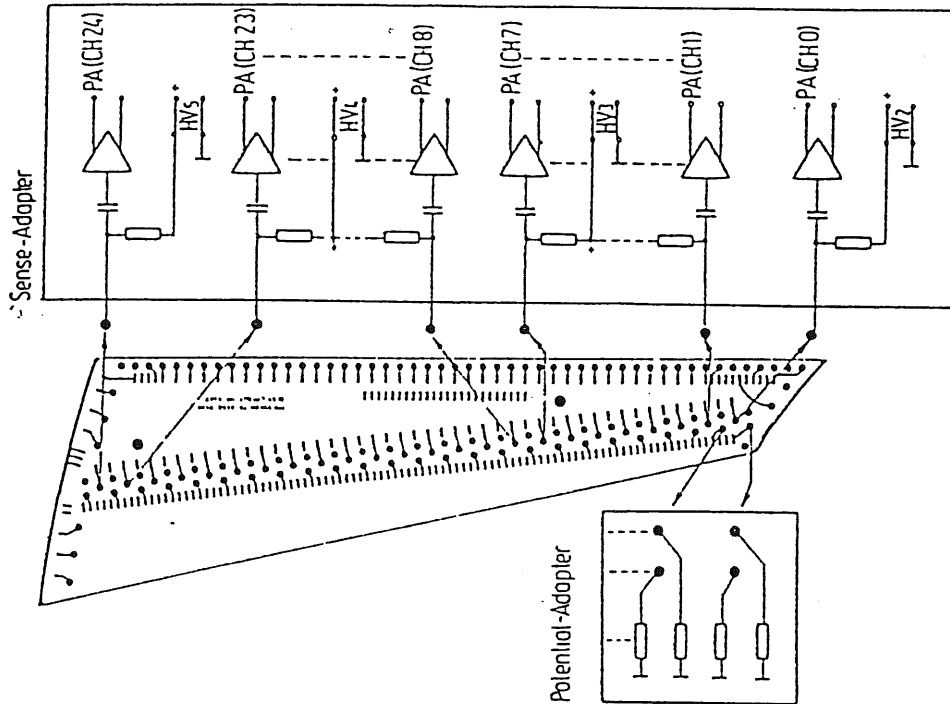


Abbildung 25: Schaltbild für die Hochspannungsversorgung der Signaldrähte

Verstärkereigenschaften	
Kanäle	8
Fläche	$70 \times 70 \text{ mm}^2$
Anstiegszeit	$10 \text{ nsec}$
Abfallzeit	$10 \text{ nsec}$
Verstärkung	$105 \text{ mV}/\mu\text{A}$
Ausgangswiderstand	$2 \times 50 \Omega$
Eingangsimpedanz	$200 \Omega$
max. Amplitude	$\pm 2.5 \text{ V}$
Übersprechen	$< 0.5\%$
Linearitätsabweichung	$< 0.5\%$
Rauschen	$15 \text{ mV}_{pp}$
Leistungsaufnahme	$175 \text{ mW}/\text{Kanal}$

Tabelle 3: Daten des Verstärkers CJC-H 1 HighGain

Die Kammer soll mit einer Gasverstärkung von etwa  $10^4$  betrieben werden. Für einen ausreichend hohen Rauschabstand und die Anpassung an den *dynamischen Bereich* der schnellen Analog-zu-Digital-Wandler (FADC) ist eine elektronische Stromverstärkung von  $100\text{ mV}/\mu\text{A}$  notwendig. Erreicht wird diese hohe Verstärkung durch einen zweistufigen Verstärker (s. Abb. 26); acht Verstärkerkanäle sind auf einer Karte zusammengefaßt, sie treiben ein Multikoaxialkabel, welches die Signale zu den FADCs überträgt. Dort werden die Signale mit einer Frequenz von  $104\text{ MHz}$  (d.h. in Schritten von ca.  $10\text{ ns}$ ) und einer Auflösung von  $8\text{ bit}$  digitalisiert und in einen Speicher geschrieben (*FIFO: first in first out*).

Dieser Vorgang wird erst dann unterbrochen, wenn der Trigger Level 1 ein *common stop* Signal für die FADC-Einheit liefert. In einem weiteren Schritt wird über ein Schwellwertverfahren nach Pulsen in den abgespeicherten Daten gesucht; dabei werden die Daten umgespeichert und gleichzeitig die Startadressen der gefundenen Pulse in einen weiteren Speicher geschrieben. Auf je 256 Kanäle dieses Speichers greift ein Mikroprozessor zu und berechnet aus den Pulsamplitudenwerten die relative Driftzeit und die Fläche unter den Pulsen (*Q,t Bestimmung*).

Ist ein Ereignis akzeptiert worden, werden diese Werte vom Auslesesystem des gesamten Spurendetektors übernommen und auf einem Magnetband abgespeichert. Eine Übersicht des Datenflusses ist in Abb. 27 gezeigt; die wichtigsten technischen Daten des FADC-Systems sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Für Detailinformationen sei auf entsprechende Unterlagen verwiesen ([44]).

FADC-Karte F1001	
FADC-Chip I	SONY CX 20116
FADC-Chip II	HADC 77100
Abtastfrequenz	$104\text{ MHz}$
Auflösung	$10\text{ bit}(\text{nichtlinear})$
Kanäle	16
Fläche	$366 \times 460\text{ mm}^2$
Eingangsimpedanz	$2 \times 50\Omega$
max. Amplitude	$2000\text{ mV}$
Anstiegszeit	$10\text{ nsec}$
Abfallzeit	$10\text{ nsec}$
Verstärkung	1
Übersprechen	$< 0.5\%$
Linearitätsabweichung	$\pm 1\text{ LSB}$
Rauschen	$1/4\text{ LSB}$
Leistungsaufnahme I	$70\text{ W}$
Leistungsaufnahme II	$75\text{ W}$

Tabelle 4: Daten der FADC-Karte F1001 für Version I und II

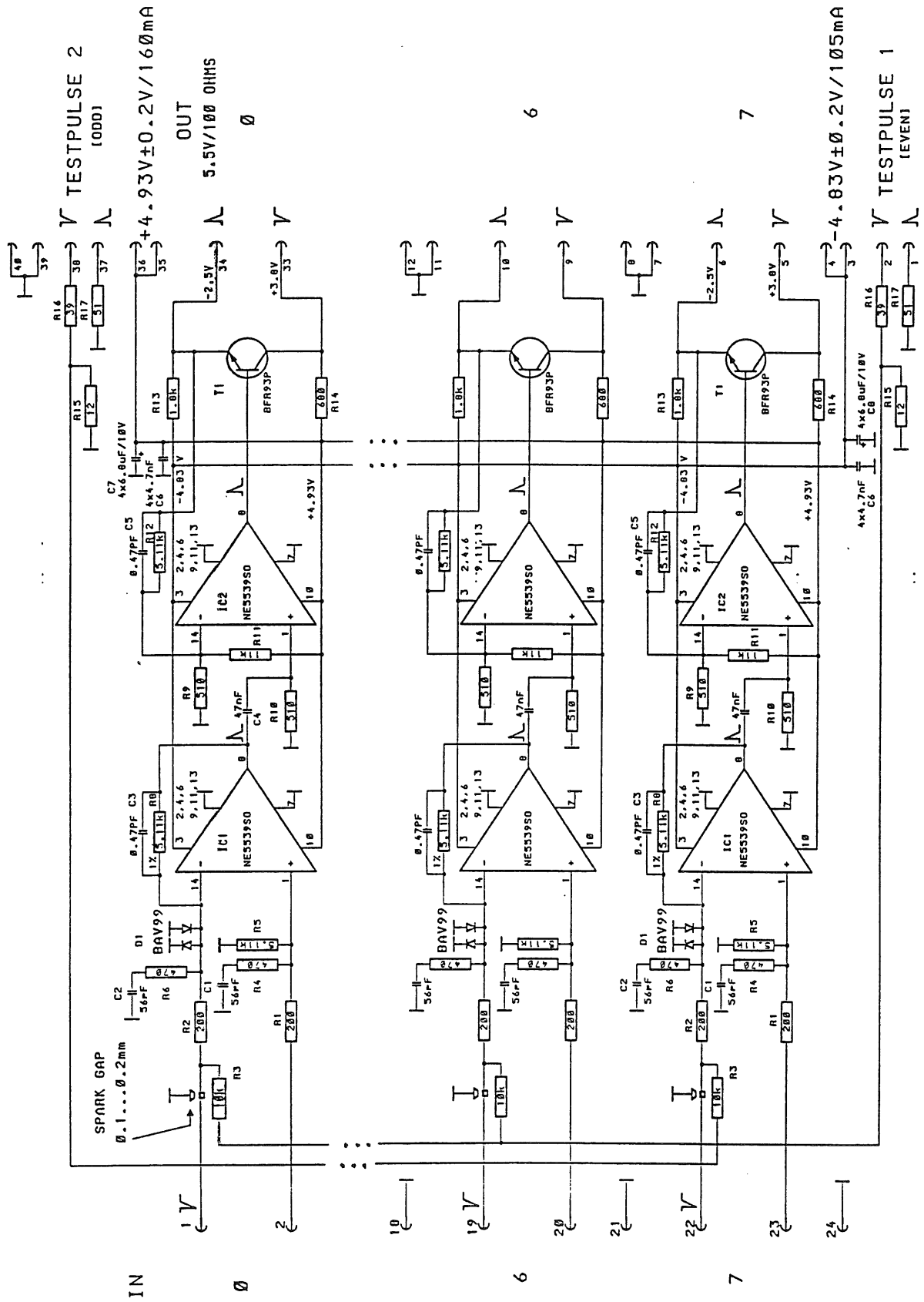


Abbildung 26: Schaltbild des H1-CJC HighGain Verstärkers

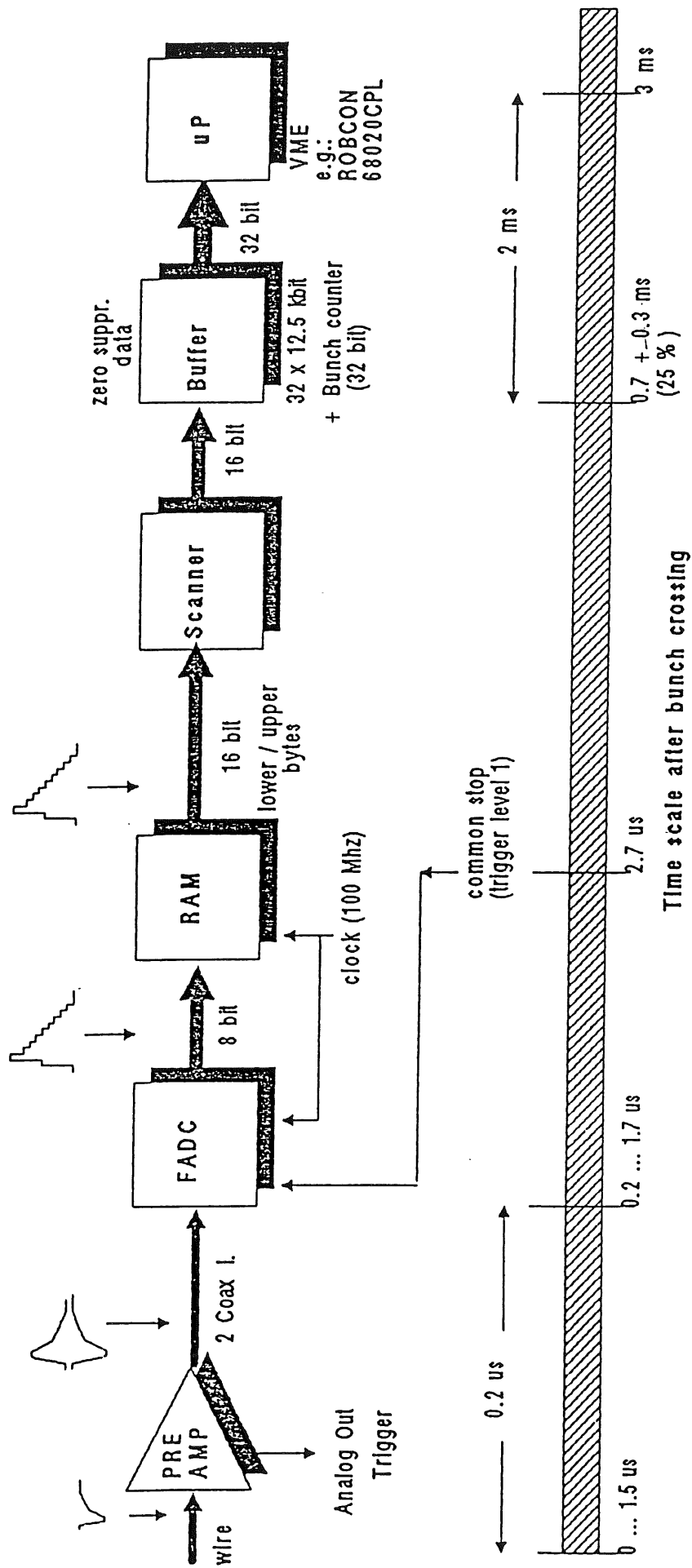


Abbildung 27: Layout der Auslese-Elektronik für die CJC



### 3.5 Gasversorgung

Drei verschiedene Gasmischungen sind für verschiedene Betriebsphasen vorgesehen: ein nichtbrennbares Gas (Argon-Kohlendioxid), ein Standardgas (Argon-Ethan) und Xenon-Ethan. Mit Ausnahme des nichtbrennbaren Gases sollen allen anderen Mischungen in geringen Mengen Wasser und Alkohol zugegeben werden. Die Aufgabe der Gasversorgungsanlage ist es, die Gasreinheit zu gewährleisten, die Mischungsverhältnisse konstant zu halten, die Gasdichte zu regeln und bei Brand- oder Deflagrationsgefahr das brennbare durch ein inertes Gas auszutauschen.

Die Entwicklung und den Bau dieses Gassystem hat das III. Physikalische Institut (Lehrstuhl B) der RWTH Aachen übernommen. Ein Blockdiagramm der Funktionsweise ist in Abb. 28 dargestellt. Es ist vorgesehen, das Gas in einem geschlossenen Kreislauf zirkulieren zu lassen. Da in der Praxis kleine Lecks auftreten und der Detektor wegen seiner großen Flächen ausgas, ist eine ständige Reinigung des Gases notwendig. Die Sollzusammensetzung des Gases darf hierdurch jedoch nicht beeinflusst werden. Für die Sauerstoff-Absorption sind reduziertes Kupfer, für mittelschwere Moleküle Molsiebe geplant. Die gewünschte Wasserkonzentration soll mit zwei Molsieben gesteuert werden. Der Gasstrom wird je nach Wassergehalt mehr oder weniger durch ein mit Wasser gesättigtes Molsieb und durch ein "normal" arbeitendes geleitet. Das gesättigte gibt Wasser ab, das normale entzieht dem Gas Wasser. Die Gewährleistung des richtigen Alkoholgehaltes ist Gegenstand momentaner Diskussionen und Untersuchungen ([45,46]). Die Gasdichte wird durch Regelung des Druckes bei gemessener mittlerer Temperatur absolut konstant gehalten. Dazu werden Meßwerte von Druck- und Temperatursensoren mit Hilfe eines Mikrocomputers aufgenommen und analysiert. Die Steuerung des Systems übernimmt ebenfalls der Mikrocomputer.

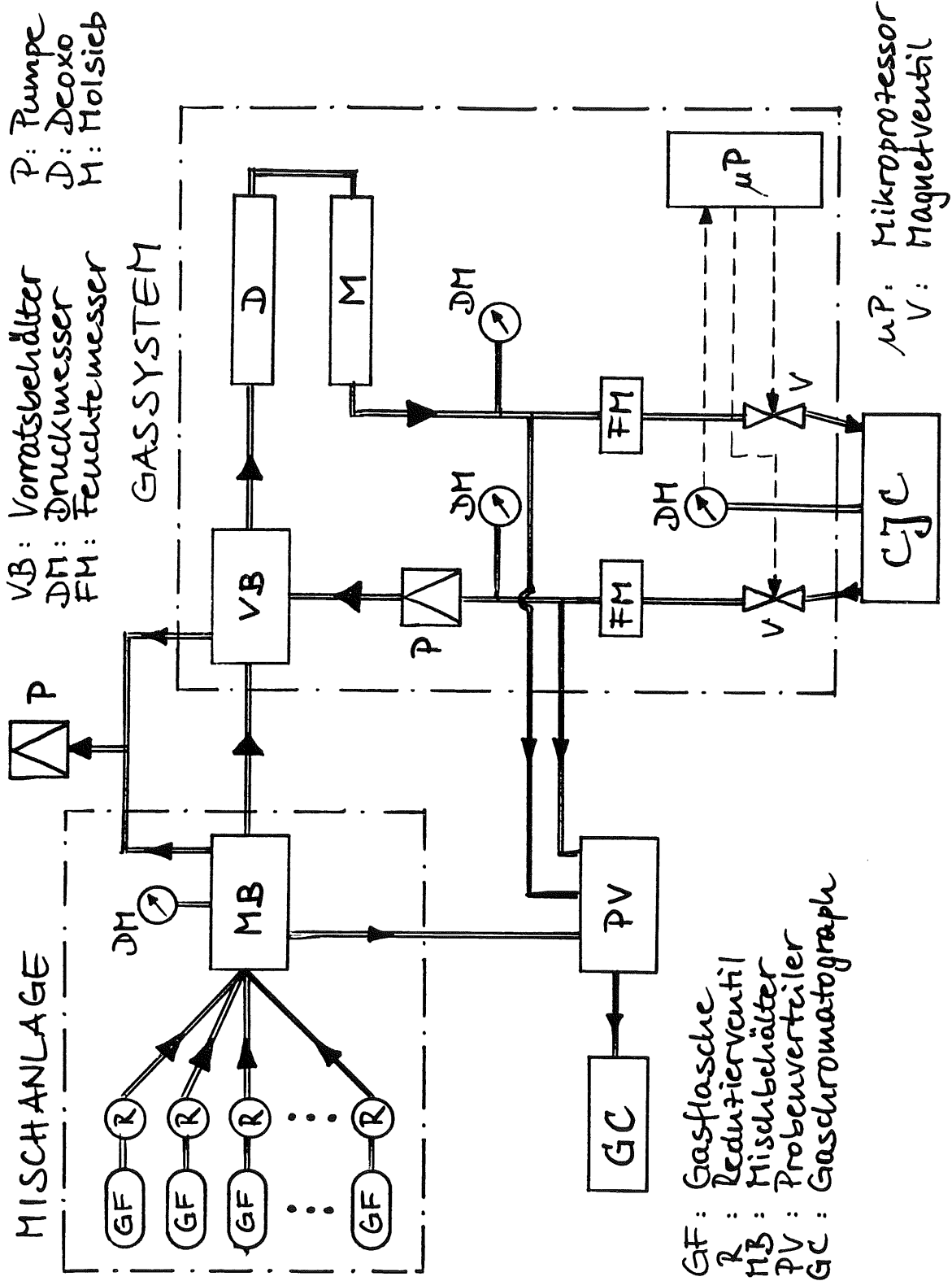


Abbildung 28: Blockschaltbild des Gassystems für die CJC.

## 4 Messungen an Driftkammern

Die hohen Anforderungen an die Meßgenauigkeit der zentralen Jetkammer setzten sorgfältige Untersuchungen der Ortsauflösung und der Energieverlustmessung voraus. In diesem Kapitel sollen Überlegungen zu Zielen der notwendigen Untersuchungen angestellt und die angewandten Methoden beschrieben werden. Beginnend bei den Gasvorstudien und den speziellen Untersuchungen an einer *Sample Restricted Drift Chamber* in Zusammenarbeit mit dem III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen sollen anschließend die Studien an Prototypen für die CJC vorgestellt werden. Eine Zusammenfassung der Meßergebnisse erfolgt am Ende des Kapitels.

### 4.1 Konzept für Untersuchungen und Testmessungen

Die Fragestellungen, die mit Hilfe von Testkammern beantwortet werden sollten, waren im Rahmen der oben beschriebenen Anforderungen klar definiert:

- das Konzept der Drahtdurchführung durch die GFK-Endwand mußte realisiert und getestet werden,
- die Meßgenauigkeit, die im Betrieb der großen Kammer erreicht werden soll, mußte für die vorgeschlagenen Gase gemessen werden und
- mögliche Arbeitspunkte sollten ermittelt werden.

Die aus den Messungen gewonnenen Erfahrungen sollten dann in den endgültigen Entwurf der mechanischen Ausführung und in die Wahl der angestrebten Betriebsparameter einfließen. Für diesen iterativen und vielschichtigen Entwicklungsprozeß standen bis zum "Einfrieren" wichtiger Parameter etwa zweieinhalb Jahre zur Verfügung. Dieser Zeitknappheit standen einige im Detail unerprobte neue Techniken gegenüber, so daß eine sinnvolle Aufteilung des komplexen Fragenkataloges und Zuordnung von Teilfragen in entsprechende Teilprojekte nötig waren. Die Untersuchungen zur Meßgenauigkeit wurden in zwei Hauptschwerpunkte unterteilt: erstens in die Frage nach grundsätzlichen Unterschieden in den Eigenschaften der verwendbaren Gase und zweitens in die Frage nach dem Verhalten der Prototyp-Kammer mit diesen (vorausgewählten) Gasen. Die Zellgeometrie und deren technische Ausführung wurden dabei insbesondere für die Untersuchungen an Prototypen in engen Grenzen vorausgesetzt.

Der Bedeutung entsprechend wurden Driftgeschwindigkeiten und Ortsauflösungen als erste Größen untersucht. Die sehr guten Ergebnisse in der Ortsauflösung, die mit dem Gas CO<sub>2</sub>-IsoButan im Mischungsverhältnis von etwa 80:20 bis 92:8 erreicht wurden ([47,48,49,50]), sind von einer Reihe Aachener Arbeiten in verschiedenen Zellgeometrien bestätigt worden ([51,52,53,55,56,57])<sup>15</sup>. Um diese Erfahrungen zu nutzen, wurden die ersten Gasuntersuchungen in enger Zusammenarbeit mit dem III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen durchgeführt. Die Zielsetzung dieser Messungen war es, die Ortsauflösung von anderen Gasmischungen relativ zu CO<sub>2</sub>-IsoButan zu bestimmen und die Driftgeschwindigkeit zu messen.

<sup>15</sup>Für die CJC läßt sich dieses Gasgemisch jedoch aus verschiedenen Gründen nicht einsetzen: zu kleine Driftgeschwindigkeit und zu hohes Alterungsrisiko aufgrund des Isobutananteiles.

Desweiteren konnten erste grundlegende Erfahrungen mit den Gasen gesammelt werden, die in den späteren Betrieb der CJC einfließen.

Die Testmessungen an kleinen Prototypen hatten das Ziel, neben den oben genannten Punkten auch die technische Ausführung der Kammer zu studieren und gegebenenfalls zu verbessern. Die Prototypen sollten sich dabei schrittweise an das endgültige Design der CJC annähern. Auch die Vorverstärker und die Datenaufnahmelektronik wurden in dieser Weise nach und nach den Erfordernissen angepaßt.

## 4.2 Gasvorstudien

Die reichlich vorhandenen Erfahrungen mit den verschiedensten Gasen in Viel-drahtproportionalkammern und Driftkammern geben Anhaltspunkte für eine Gaswahl. Die mannigfaltigen Anforderungen an die Jetkammer erschweren jedoch eine Auswahl von geeigneten Gasen, zumal ein systematisches Testen dieser Gase den zeitlichen Rahmen für die Entwicklung gesprengt hätte. Gezielte Vorüberlegungen und Tests waren somit notwendig.

### Überlegungen zur Gaswahl

In Kapitel 2.4 und 2.5 sind die Vorteile von Gasen mit einer hohen Kernladungszahl diskutiert worden. Aufgrund dieser Vorteile ist Xenon als Hauptbestandteil der angestrebten, endgültigen Gasmischungen in den Vordergrund der Überlegungen getreten. Mit der Wahl der anderen Gasanteile mußten folgende Anforderungen erfüllt werden:

- Der zweite Bestandteil des Gases hat die Aufgabe eines *Quenchers*. Die bei der Gasverstärkung frei werdenden Photonen sollen schnell absorbiert werden, ohne daß neue Elektronen emittiert werden. Photoeffekt an Metalloberflächen und Ionisation des Gases erzeugen sonst unerwünschten Untergrund. Kohlenwasserstoffe haben aufgrund ihrer Rotations- und Vibrationsniveaus die gewünschte Eigenschaft. Wegen der moderaten Gasverstärkungen im Fall der CJC ist der Anteil des Quenchers für diese Aufgabe nicht kritisch. Es hat sich jedoch gezeigt, daß ein Kohlenwasserstoffanteil zu vorzeitigen Alterungserscheinungen und damit zu instabilen Betriebsbedingungen führt.
- Die maximale Anzahl der Ereignisse von unterschiedlichen Bunch-Crossings, die aufgrund der endlichen Driftzeit gleichzeitig in der Jetkammer Spuren erzeugen, ist durch die Möglichkeit begrenzt, die Spuren mit Hilfe von Mustererkennung (*pattern recognition*) eindeutig dem richtigen Bunch-Crossing zu zuordnen. Maximal 15 mal 96 *nsec* Driftzeit können akzeptiert werden ([61]). Bei 43 *mm* maximaler Driftstrecke legt diese Anforderung die Driftgeschwindigkeit auf größer als etwa 30 *mm/μs* fest. Durch die Wahl des Mischungsverhältnisses läßt sich unter Berücksichtigung der benötigten Feldstärke die Driftgeschwindigkeit einstellen.
- Ortsmessungen mit Driftkammern basieren auf Zeitmessungen. Die Ortsauflösung  $\sigma_x$  erhält man deshalb durch Multiplikation der Zeitauflösung

$\sigma_t$  mit der Driftgeschwindigkeit  $v_D(x)$ . Die Zeitauflösung wiederum setzt sich aus zwei Fehleranteilen zusammen: dem elektronischen Meßfehler und den kammer- und gasintrinsischen Eigenschaften. Da Zeitaufösungen von deutlich besser als 2 *nsec* mit FADCs sehr selten erreicht wurden, kann mit diesem Bestwert die höchstmögliche Driftgeschwindigkeit abgeschätzt werden. Mit einer oberen Grenze von 100  $\mu m$  für die Ortsauflösung (Entwurfs-Wert) ergibt sich dann eine Driftgeschwindigkeit von höchstens 50  $\mu m/nsec$ .

- Die Erzeugung einer hohen Anzahl von Ladungsträgern ist auch für die zweite Gaskomponente relevant. Die Ladungen sollten wenig Cluster bilden, das heißt gleichmäßig entlang der Spur verteilt sein. Die Diffusion sollte durch die zweite Komponente deutlich reduziert und die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Driftfeld minimiert werden.
- Für die Energieverlustmessung ist es das Ziel, eine geringe Landau-Fluktuation mit einem langen und starken Ionisationsanstieg nach dem Minimum in der  $dE/dx$ -Kurve zu kombinieren (vergl. Abb. 7).

Basierend auf Erfahrungen, die mit Argon-Ethan (50/50) in anderen Detektoren gesammelt wurden, stellt Ethan als Quencher einen geeigneten Kompromiß für die Anforderungen dar.

Mit dem Programmpaket WIRCHA [62] wurden verschiedene Gasmischungen auf ihre theoretische Verwendbarkeit für die CJC untersucht. Xenon-Ethan Gemische im Verhältnis von (50/50) bis (80/20) sind hiernach für die CJC geeignet.

## Kammern und Signalauslese

Bei den ersten Untersuchungen sind für die Messungen verschiedene Driftkammern eingesetzt worden:

- eine Kammer mit radialsymmetrischen Zellen zur Bestimmung der Ortsauflösung (in [51] ausführlich beschrieben) und
- eine Kammer mit einem 20 *cm* langen Driftweg, aber nur einem Anodendraht, zu Driftgeschwindigkeitsmessungen und Pulsformstudien (in [65] ausführlich beschrieben).

Die Testkammern sollen hier entsprechend mit Kammer 1 und Kammer 2 bezeichnet werden. Sie werden im folgenden kurz beschrieben.

Kammer 1 ist im Querschnitt in Abb. 29 gezeigt. Sie stellt einen Ausschnitt aus einer zylindrischen größeren Kammer dar. Ihre fünf Zellebenen sind deshalb Segmente aus Kreisbögen und gegeneinander in  $\phi$  versetzt. Die Einzelzelle hat eine Querschnittsfläche von  $14 \times 21 \text{ mm}^2$ , in deren Zentrum sich der Anodendraht mit einem Durchmesser von 30  $\mu m$  befindet. Abb. 30 zeigt vergrößert eine Driftzelle und deren Orientierung zum Teststrahl. Der maximale Driftweg ist hieraus zu 10.5 *mm* ablesbar.

Die Anode lag auf positiver Hochspannung, die Signale wurden über einen Koppelkondensator von 220 *pF* ausgekoppelt und einem stromempfindlichen Verstärker [63] zugeführt. Die wichtigsten technischen Daten sind in Tabelle 5 zusammengestellt. Die Ausgangssignale wurden nach ca. 50 *m* Kabelweg (BNC-

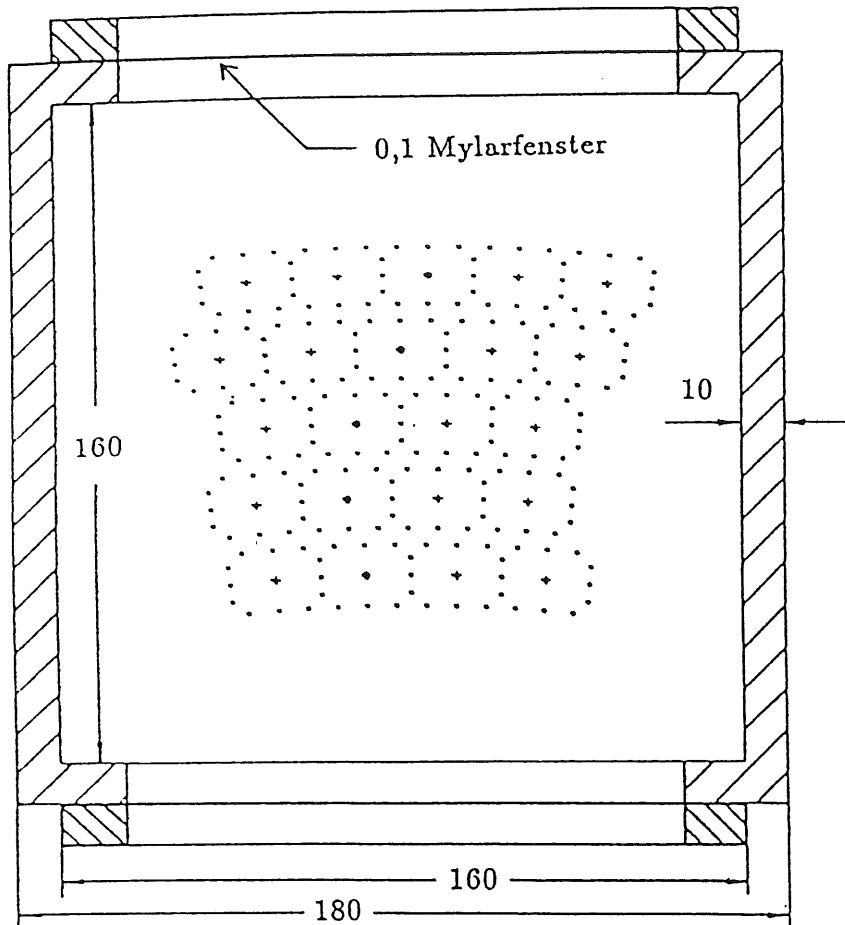


Abbildung 29: Querschnitt durch Kammer 1

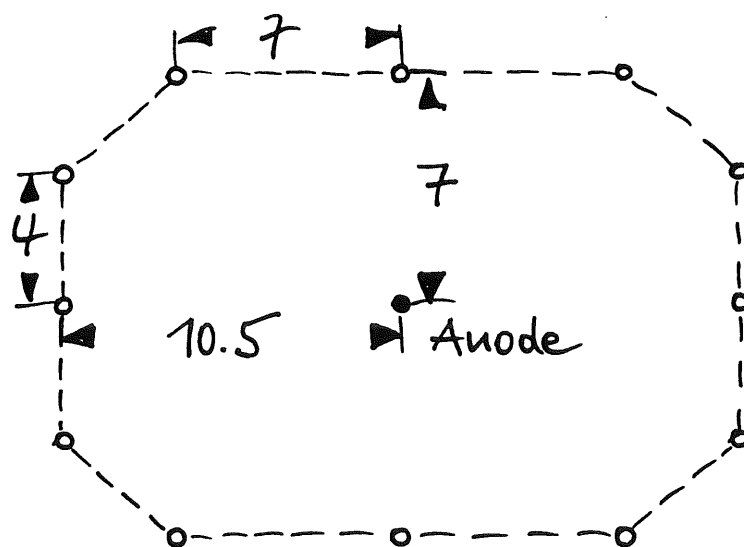


Abbildung 30: Querschnitt durch eine Driftzelle der Kammer 1

Kabel) auf Diskriminatoren gegeben, die nur Pulse mit mehr als  $35\text{ mV}$  in Normpulse für die Zeitmessung mit Zeit-zu-Digital-Wandlern (Time-to-Digital-Converter, TDC) umsetzten. Die mittlere Pulshöhe betrug etwa  $200\text{ mV}$ . Diese um die Driftzeit verzögerten Normpulse waren die Stoppsignale, das Startsignal wurde aus der Koinzidenz von Szintillationszählersignalen bei Teilchendurchgang gewonnen. Mit einer Auflösung von  $1\text{ nsec}$  konnten mit den TDCs ([64]) die Zeitdifferenzen gemessen werden. Von einem Rechner (PDP 11/05) wurden die Meßwerte via CAMAC ausgelesen und auf Magnetbänder gespeichert.

Kammer 2 hatte zwei wesentliche Merkmale:

- ein homogenes elektrisches Feld im Driftbereich von  $20\text{ cm}$  Länge und
- eine Trennung zwischen Drift- und Nachweisraum.

Der Nachweisraum bestand aus einem in ein Aluminiumblock gefrästes Proportionalzählrohr mit einem Anodendraht von  $20\text{ }\mu\text{m}$  Durchmesser. Der Aluminiumblock war Kathode für den Nachweisraum und Anode für den Driftraum zugleich. Der Nachweisraum war über einen  $7\text{ mm}$  breiten Schlitz mit dem Driftraum verbunden (s. Abb. 31). Die Höhe von Driftraum und Schlitz war  $12\text{ cm}$ . Eine Beschreibung der Kammer 2 im Detail ist in [65] nachzulesen.

Die Entkoppelung der Signale erfolgte mit einem Kondensatoren von  $3.3\text{ nF}$ , die Verstärkung mit einem stromempfindlichen Verstärker (LEP1, einem Vorläufer von LEP4 ([66])). Nach ca.  $50\text{ m}$  Kabelweg (s.o.) wurden die Signale einem FADC-System zugeführt. Die Besonderheit war, daß dieser eine Auslesekanal auf 10 gleiche FADC-Kanäle ([67]) gegeben wurde. Das Signal wurde dazu geteilt, nachverstärkt und mit 1 bis 9  $\text{nsec}$  zusätzlichen Verzögerungen an die Eingänge gelegt. Damit konnte das Kammersignal jede  $\text{nsec}$  digitalisiert und aufgezeichnet werden. Wie bei Kammer 1 geschah das via CAMAC mit einer PDP 11/05. Wegen der hohen Digitalisierungsfrequenz von  $1000\text{ MHz}$  wurde dieses System *Giga-FADC* genannt.

## Messung und Auswertung

Die Messungen zur Driftgeschwindigkeit und Ortsauflösung mit den beiden Kammerern erfolgten im Herbst 1985 am DESY-Teststrahl mit  $4\text{ GeV}$  bzw.  $5\text{ GeV}$

Verstärkereigenschaften LEP4	
Kanäle	5
Anstiegszeit	$8\text{ nsec}$
Verstärkung	$7.5\text{ mV}/\mu\text{A}$
Ausgangswiderstand	$50\text{ }\Omega$
Eingangsimpedanz	$168\text{ }\Omega$
max. Amplitude	$0.8\text{ V}$
Signal/Rauschen	60...100
Leistungsaufnahme	$660\text{ mW}/\text{Kanal}$

Tabelle 5: Daten des Verstärkers LEP4

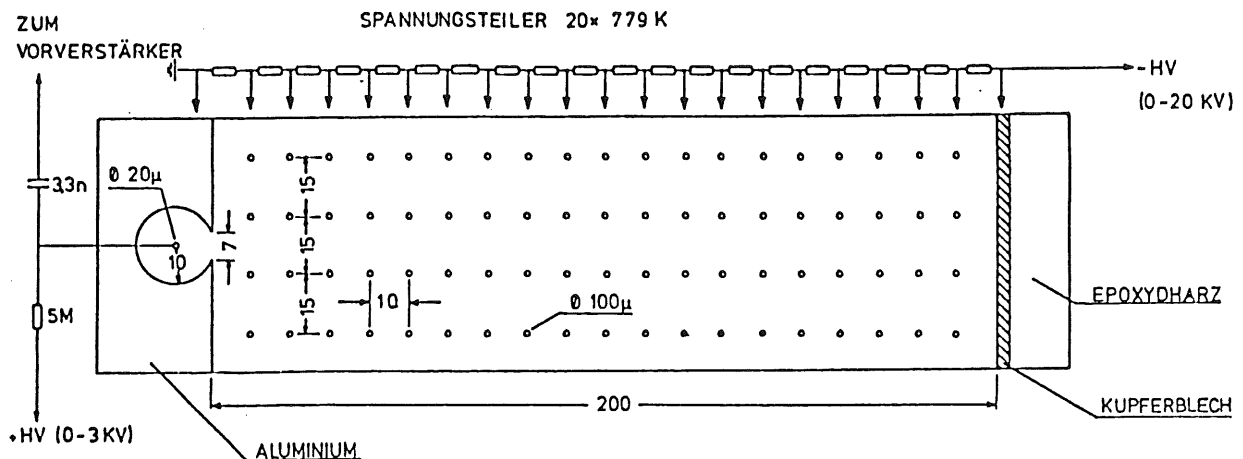


Abbildung 31: Querschnitt durch Kammer 2

Elektronen. Der Testaufbau war sehr ähnlich dem, der in [51] beschrieben ist.

Mit zwei Szintillationszählern in Koinzidenz wurde der Teststrahl auf eine Fläche von  $10 \times 5 \text{ mm}^2$  für den Trigger begrenzt. Diese Fläche wurde in den Kern des Teststrahls (höchste Intensität) gebracht. Zur Spurlagebestimmung dienten sogenannte *Referenzkammern*, die ortsfest vor der horizontal verstellbaren Kammer 1 standen. Bei den Messungen zur Ortsauflösung wurde die Kammer 1 in Schritten von  $0.5 \text{ mm}$  in Driftichtung verschoben, bei jeder Meßposition wurden mindestens 800 Spuren aufgezeichnet. Hieraus konnte mit guter Genauigkeit die Ort-Driftzeit-Beziehung für jede Driftzelle ermittelt werden (s. u.).

Für die Messung der Driftgeschwindigkeit wurde zusätzlich die Kammer 2 in den Testaufbau integriert. An drei äquidistanten Punkten wurden die Driftzeitverteilungen der Spuren gemessen, aus dem Median der Verteilung die mittlere Driftzeit bestimmt und gegen die auf  $0.02 \text{ mm}$  genaue Relativposition aufgetragen. Die Steigung der Ausgleichsgeraden ist ein Maß für die Driftgeschwindigkeit.

Mit Blick auf die Fragestellung für die zentrale Jetkammer wurden Xenon-Ethan Gase in den Mischungsverhältnissen von 85/15, 75/25 und 65/35 untersucht.

Die verwendeten Gase wurden vor Ort mit einer Genauigkeit von 1% absolut gemischt und in einem geschlossenen Gaskreislauf ständig gereinigt (vergl. [68]). Der Druck wurde geregelt und über die Meßzeit auf etwa  $\pm 3 \text{ mbar}$  konstant gehalten.

**Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung:** Die Orts-Driftzeit-Beziehung stellt den funktionalen Zusammenhang zwischen gemessener Zeit und Durchtrittsort des Teilchens dar. In homogenen Feldern, in denen die Driftgeschwindigkeit konstant ist, ist die Orts-Driftzeit-Beziehung bis auf Randbereiche der Zelle eine Gerade. Die Steigung der Geraden ist ein Maß für die Driftgeschwindigkeit (s.o.). In inhomogenen elektrischen Feldern, in denen die Driftgeschwindigkeit im Allgemeinen nicht konstant ist, wird die Orts-Driftzeit-Beziehung durch eine Kurve beschrieben. Die Steigung einer Tangente an diese Kurve ist dann ein Maß



für die Driftgeschwindigkeit in diesem Punkt. Da für die Ortsmessung die Orts-Driftzeit-Beziehung bekannt sein muß, ist im ersten Fall (homogenes Feld) nur *eine* Driftgeschwindigkeit zu messen, im zweiten Fall (inhomogenes Feld) die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Durchtrittsortes des Teilchens. Am Teststrahl wird die Orts-Driftzeit-Beziehung durch mechanisches Verfahren der Testkammer relativ zum Strahl gemessen. Aus den Meßwerten  $(x_m, t_m)$ , wobei  $x_m$  die eingestellte relative Kammerposition und  $t_m$  die gemessene Driftzeit ist, ergibt sich eine Meßkurve, aus der die Orts-Driftzeit-Beziehung bestimmt wird (vergl. Abb. 32). Die Kurvenform wurde in dieser Kammer angenähert durch

$$x = x_{off} + a\sqrt{t} + \sum_{j=1}^K b_j t^j,$$

mit  $x_{off}$  Ortsoffset,  $t$  Driftzeit ( $t = t_m - t_{off}$ ),  $a$  und  $b$  die Kurvenparameter und  $K = 2 \dots 4$ .

Da der durch die Szintillationszähler definierte Strahl mit 5 mm Breite verglichen mit der maximalen Driftstrecke sehr breit ist, wird dieser Strahl mit Hilfe der Referenzkammern unterteilt in z.B. drei Teilstrahlen. Damit ergeben sich dann simultan drei Meßkurven, wie sie in Abb. 32 dargestellt sind. Details des Verfahrens werden in [51] beschrieben.

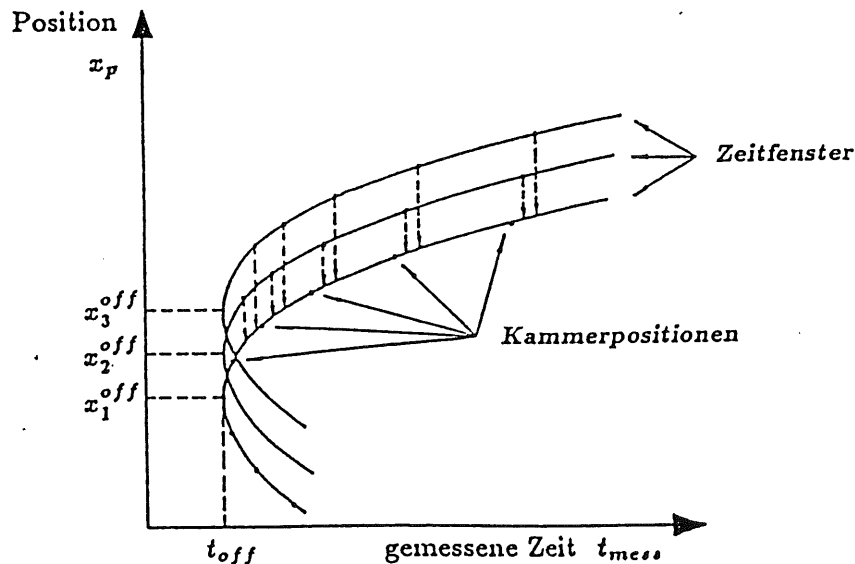


Abbildung 32: Orts-Driftzeit-Beziehung mit Kammer 1. Die drei Kurven entsprechen drei Teilstrahlen, die durch verschiedene Driftzeitintervalle der Referenzkammern definiert werden. Die Rechts-Links-Ambiguität ist durch ein "Umkippen" der Kurven veranschaulicht.

**Bestimmung der Ortsauflösung:** Die Ortsauflösung ist die Genauigkeit, mit der in einer einzelnen Driftzelle der Ort des Teilchendurchganges gemessen werden kann (vergl. Kap. 2.4). Der Ort des Teilchendurchganges wird dabei mit Hilfe der benachbarten Driftzellen bestimmt, indem durch ihre Meßpunkte eine Ausgleichsgerade (bei nicht gekrümmten Teilchenspuren) gelegt und der Durchtrittsort an

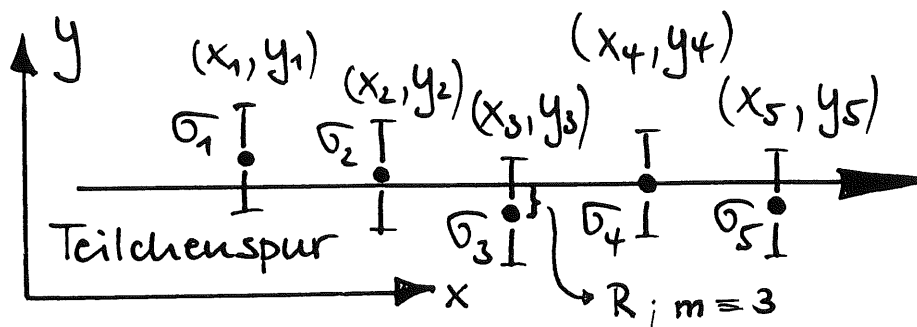


Abbildung 33: Erläuterung zur Ausgleichsgeraden und Definition des Residuums

der "Meßzelle" mit diesen Spurparametern berechnet wird (s. Abb. 33). Die Differenz  $R$  (oder auch *Residuum*) zwischen gemessenem Ort  $y_m$  und berechnetem Ort  $y_{fit}$  ist gegeben durch:

$$R = y_m - y_{fit} = y_m - (ax_m + b),$$

mit den Bezeichnungen wie in Abb. 33.

Die Verteilung der Residuen ist gaußförmig um Null, wenn keine systematischen Abweichungen in Position und Meßzeit des Testanodendrahtes bestehen. Die Standardabweichung  $\sigma_R$  der Verteilung ergibt sich durch quadratische Addition der Meßfehler für die Testzelle  $\sigma_m$  und der Ausgleichsgeraden  $\sigma_{fit}$ :

$$\sigma_R^2 = \sigma_m^2 + \sigma_{fit}^2.$$

Der Fit-Fehler läßt sich aus der *Kovarianzmatrix* berechnen, so daß sich die Einzeldrahtauflösung aus

$$\sigma_m = \sqrt{\sigma_R^2 - \sigma_{fit}^2}$$

ergibt.

## Ergebnisse

Die Meßwerte sind in Abb. 34 dargestellt. Keines der untersuchten Gase erreicht das Maximum der Driftgeschwindigkeit unter  $800 \text{ V/cm}$ . Die Steigung der Kurven deutet daraufhin, daß der optimale Arbeitspunkt für diese Xenon-Gemische erheblich über  $800 \text{ V/cm}$  liegen muß. Die Geschwindigkeit bei  $800 \text{ V/cm}$  ist gegenüber vergleichbaren Argon Mischungen deutlich geringer [69].

Gegenüber Argon-Ethan ist die Driftgeschwindigkeit um etwa 36 % vermindert und die Ionisation mehr als doppelt so hoch. Nach Kap. 2.4 sollte das eine Verbesserung der Ortsauflösung verglichen mit Argon ergeben, da die Diffusionseinflüsse im Vergleich gering bleiben. Die Meßergebnisse können diese Überlegungen nicht

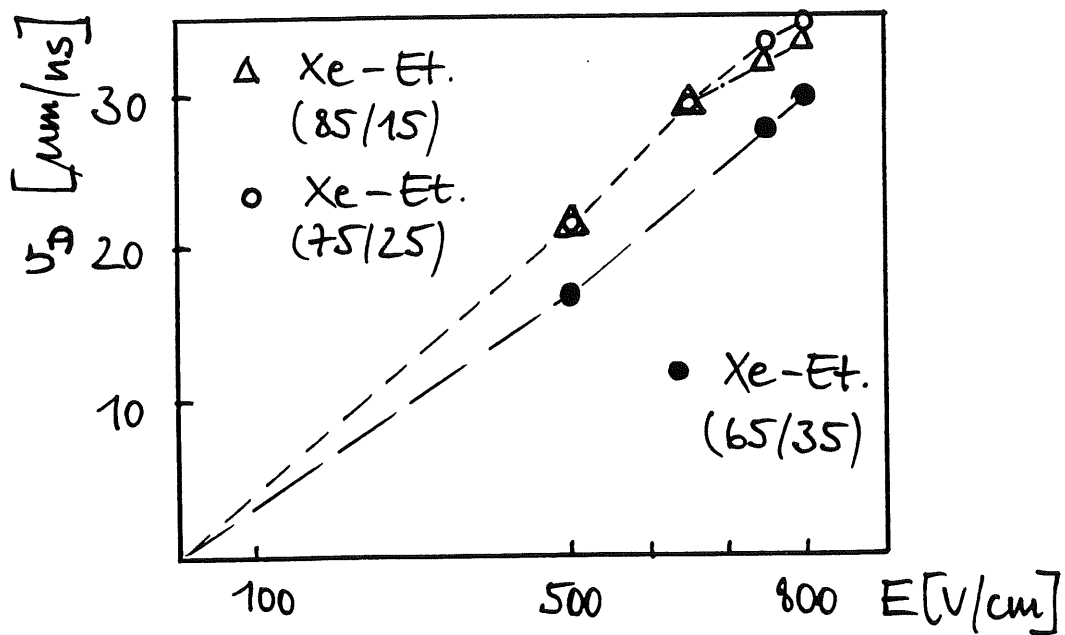


Abbildung 34: Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Driftfeldes gemessen mit Kammer 2. Der Gasdruck betrug 1070 hPa. Die Fehler sind kleiner als die Zeichensymbole. Die unterbrochene Kurve dient zur Führung der Augen.

stützen (s. Tab. 6). Die angegebenen Werte sind Bestwerte, im Minimum der Auflösungskurve bei 6 bis 8 mm Driftweg gewonnen, die für eine Jetzelle bei diesem Driftabstand ohne weiteres übertragbar sind.

Gas	Ortsauflösung (Minimum)	Driftgeschwindigkeit (bei 800 V/cm)
Xenon-Ethan		
85% – 15% ± 1%	180 $\mu\text{m}$ ± 5%	33 $\mu\text{m}/\text{ns}$ ± 1%
75% – 25% ± 1%	175 $\mu\text{m}$ ± 5%	34 $\mu\text{m}/\text{ns}$ ± 1%
65% – 35% ± 1%	135 $\mu\text{m}$ ± 5%	34 $\mu\text{m}/\text{ns}$ ± 1%
CO <sub>2</sub> -i-Butan		
80% – 20% ± 1%	40 $\mu\text{m}$ ± 10%	7 $\mu\text{m}/\text{ns}$ ± 1%

Tabelle 6: Ergebnisse der Gasvorstudien mit Kammer 1 und 2. Die Ortsauflösung ist bei ca. 6 bis 8 mm Driftstrecke angegeben. Die Messungen wurden bei 1070 hPa durchgeführt.

Bei kleineren und größeren Driftstrecken stieg die Ortsauflösung auf Werte weit über 200  $\mu\text{m}$  an. Allerdings sind diese Werte für eine Jetzelle mit überwiegend homogenem elektrischen Feld nicht repräsentativ.

Konsequenz dieser Messungen war, daß die Xenon-Gasgemische in einer Kammer mit etwa 5 cm Driftraum und homogenem elektrischen Feld näher untersucht werden sollten.

Darüber hinaus warfen die mit Kammer 2 und dem Giga-FADC-System aufgezeichneten Signale Fragen auf, die für die Beurteilung der Ortsauflösungsmessung wichtig waren. Es wurden Strukturen in den Pulsformen gefunden, deren Ursache mit dieser Messung nicht eindeutig geklärt werden konnte, weil ein Vergleich mit Pulsen aus Nachbarzellen nicht möglich war.

### 4.3 Gasuntersuchungen mit einer *Sample Restricted Drift Chamber* (SRD)

In einer *Sample Restricted Drift Chamber* ist der Driftraum von der Nachweisregion so getrennt, daß nur Teile der ionisierten Spur nachgewiesen werden. Das hat den Vorteil, daß das Driftfeld auf die Gasverstärkung in der Nachweisregion nur einen sehr geringen Einfluß hat, weil der Felddurchgriff bis auf den Signaldraht minimal ist. Aus diesem Grund eignet sich eine solche Kammer besonders für Gasuntersuchungen bei verschiedenen Driftfeldstärken (vergl. Abb. 50).

Mit Hilfe zusätzlicher Drähte (Gitter) vor der Signaldrahtebene kann eine Verminderung des Felddurchgriffs ebenfalls erreicht werden, wie bei der *Time Expansion Chamber* (TEC, [70]) und bei anderen neueren Driftkammern (z.B. [71]).

## Die Kammer

Der Aufbau der Driftkammer ist in Abb. 35 (nach [68]) gezeigt. Er war dem der Kammer 2, die im vorigen Abschnitt beschrieben wurde, sehr ähnlich. Der Driftraum war auf 10 cm Länge begrenzt, anstelle eines Nachweisraumes gab es fünf Nachweisräume; damit gab es fünf Meßpunkte, die zur Spurbestimmung verwendet werden konnten. Die den Driftraum mit dem Nachweisraum verbindende schlitzförmige Öffnung war 10.4 cm lang und 4 mm breit. Der Nachweisraum hatte einen Durchmesser von 15 mm, der Anodendraht im Zentrum einen Durchmesser von 30  $\mu\text{m}$ .

Die Kathode für das Driftfeld war in einen GFK-Rahmen eingeklebt, als Anode diente der Aluminiumblock mit den eingefrästen Proportionalröhrchen; er lag auf Massepotential. Zwischen Kathode und Aluminiumblock befanden sich 9 Ebenen mit je 8 Feldformungsdrähten aus 125  $\mu\text{m}$  starkem, vergoldetem Wolframdraht. Die Drahtebenen wurden mit einem Spannungsteiler versorgt. Die Driftfeldstärke ließ sich im Bereich von 0 bis 2 kV/cm variieren, die Feldhomogenität war besser als 0.5%.

Die Kammer war in ein größeres Aluminiumgehäuse eingebaut, welches als Druckbehälter und als elektromagnetische Abschirmung diente.

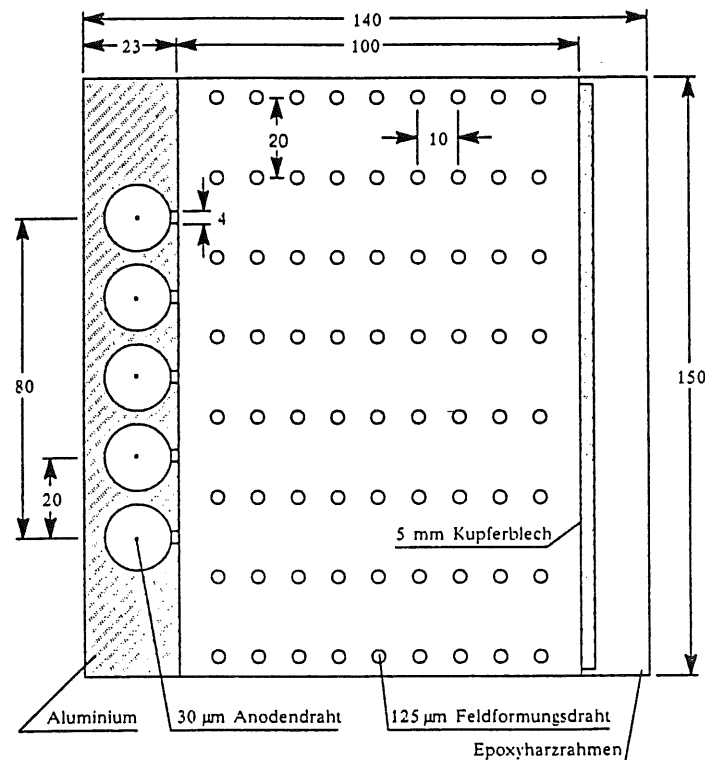


Abbildung 35: Die Sample Restricted Drift Chamber im Querschnitt. Das empfindliche Volumen beträgt  $100 \times 150 \times 120 \text{ mm}^3$ .

## Ausleseelektronik

Die Anode lag wie bei Kammer 1 und 2 auf positiver Hochspannung. Mit einem Kondensator von  $470\text{ pF}$  (Messung April 1986) und  $4.7\text{ nF}$  (Messung Oktober 1986) wurden die Signale entkoppelt und anschließend den stromempfindlichen LEP4 Vorverstärkern (s. Kap. 4.2) über kurze Zuleitungen zugeführt. Ca. 35 m Koaxialkabel leiteten die Driftkammerpulse schnellen Analog-Digital-Wandlern zu. Das Signal des mittleren Zähladrahtes wurde mit Hilfe eines schnellen, mit zehn Ausgängen versehenen Verstärkers geteilt. Die zehn gleichen Signale wurden über zehn Lemokabel gleicher Länge auf die zehn FADC-Einheiten gegeben, die als Gigaflash-ADC verschaltet waren (vergl. Kap. 4.2 und [68]). Hiermit war es möglich, die Signalform am Draht jede Nanosekunde abzutasten. Die Auslese erfolgte wie in Kap. 4.2 beschrieben über CAMAC und eine PDP11/05. Abb. 36 zeigt ein Driftkammersignal mit dem Giga-FADC aufgenommen.

## Die Messungen

Mit dieser Kammer wurden am DESY Teststrahl im April und Oktober 1986 Daten genommen. Ziel dieser Messungen war es, simultan die Ortsauflösung und die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit eines konstanten Driftfeldes zu untersuchen. Insbesondere sollte die Frage geklärt werden, ob mit Xenon-Gasgemischen Ortsauflösungen von etwa  $100\text{ }\mu\text{m}$  erreichbar sind. Der Versuchsaufbau am Elektronen-Teststrahl ist praktisch der gleiche, wie der für die Vorstudien benutzte, und ist im Detail in [68] beschrieben. Die eingesetzten Szintillationszähler blendeten vom Strahl eine Fläche von  $0.4 \times 1\text{ cm}^2$  aus, wobei die  $4\text{ mm}$  in Richtung der Driftelektronen des Kammergases lagen. In dieser Richtung konnte die Kammer mit Hilfe eines Gestells mit einer Genauigkeit von  $\pm 5\text{ }\mu\text{m}$  verstellt werden<sup>16</sup>.

Die verwendeten Gase wurden vor Ort nach dem Partialdruckverfahren gemischt. Das auch bei den Gasvorstudien benutzte Gassystem wälzte die Gasgemischungen um und reinigte sie. Die Gaszusammensetzung und der Gehalt an Wasser wurden ständig mit einem Gaschromatographen und einem Feuchtemesser gemessen und überwacht. Die Konstanz der Gasqualität konnte so über die verschiedenen Meßperioden hinweg gewährleistet werden. Experimentell konnten die Driftgeschwindigkeiten, die sehr empfindlich auf Gasdichte und -zusammensetzung reagieren, mit einer Genauigkeit von besser als 0.5% reproduziert werden.

## Auswertung der Daten

Die numerische Auswertung der Daten wurde am III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen mit Analyseprogrammen durchgeführt, die für die speziellen Anforderungen weiterentwickelt wurden. Deren Aufgaben lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Suchen der Signale und Zuordnung zu Teilchenspuren,
- Bestimmung der Pulsparameter,

---

<sup>16</sup>Da die Temperaturschwankungen in der Experimentierhalle gering waren, ist diese Genauigkeit auch auf die Strahlposition relativ zu den Anodendrähten übertragbar.

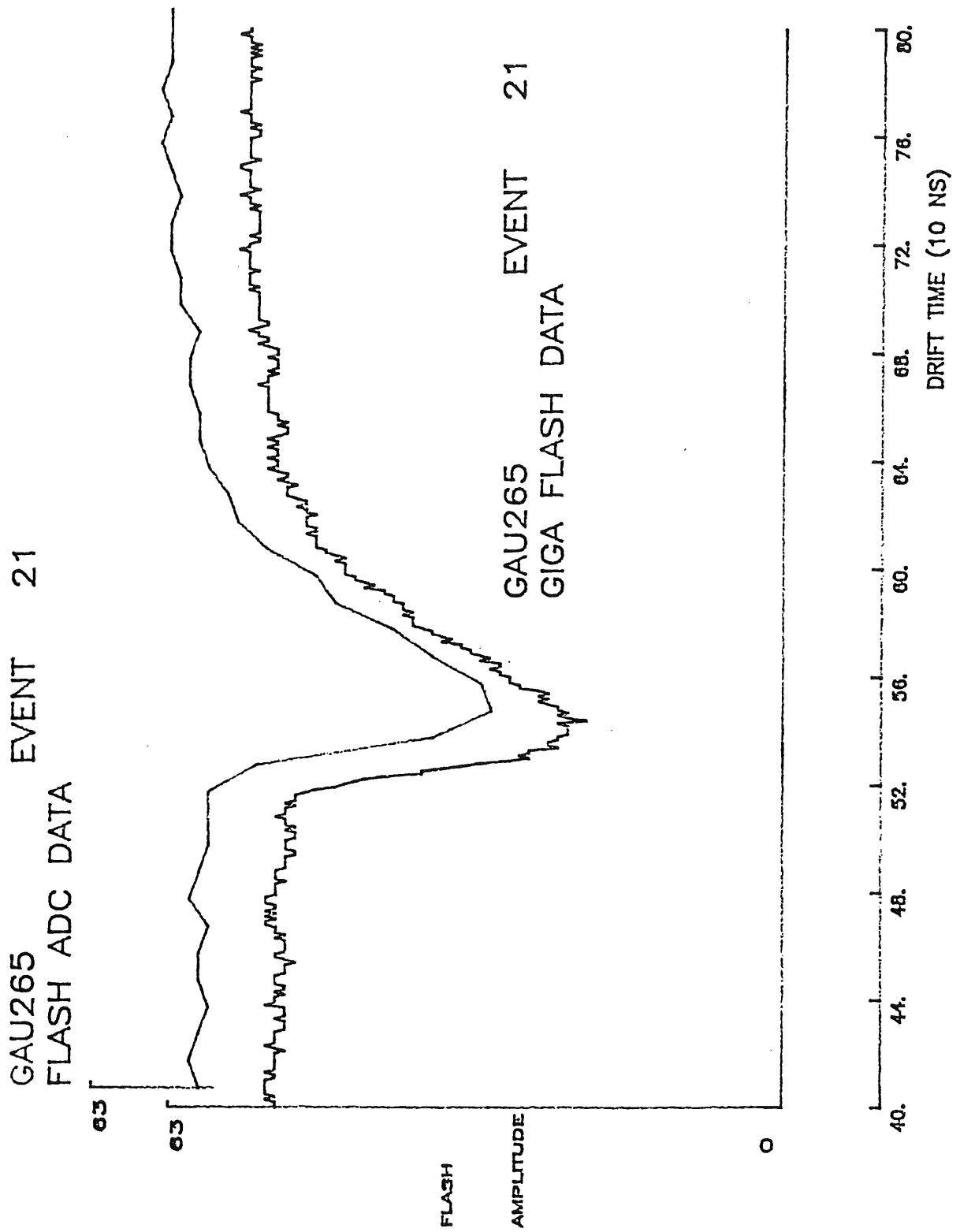


Abbildung 36: Driftkammer Signal mit Abtastfrequenz von 100 MHz (a) und 1000 MHz (b)

- Ermittlung der Orts–Driftzeit–Beziehung (Driftgeschwindigkeit),
- Berechnung der Residuen (Ortsauflösung).

**Suchen der Signale:** Damit ein Puls als Signal einer Teilchenspur erkannt und akzeptiert wurde, waren drei Kriterien zu erfüllen:

- die Amplitudenwerte mußten eine Schwelle von 2 *counts* (entpr. 30 *mV*) überschreiten,
- die Summe der Amplitudencounts mal der Zeit mußte größer als 5 Einheiten sein (1 Einheit ist 1 Amplitudencount mal 10 *nsec*) und
- der Puls mußte als Einzelpuls in einem Driftzeitintervall liegen, in dem Signale von Teststrahl–Elektronen zu erwarten waren.

Die Schwelle von 2 *counts* reichte aus, um Schwankungen der Nulllinie (Amplitudenwerte der FADCs ohne Eingangssignale) von typisch  $\pm 1$  *count* zu unterdrücken und gleichzeitig alle kleinen Signale noch zu berücksichtigen. Die Einstellung der Werte erfolgte relativ zur Nulllinie, die in einem Zeitbereich bestimmt wurden, in dem keine Kammersignale zu erwarten waren. Das Driftzeitintervall wurde mit kleiner Statistik aus dem Teststrahlprofil bestimmt.

**Bestimmung der Driftzeit:** Die Amplitudenmessung mit FADCs liefert für die spätere Auswertung Informationen über die Form der Kammersignale. Sie sind durch fünf Parameter charakterisiert:

- die maximale Pulshöhe,
- das Integral (Flächeninhalt des Pulses),
- das Anstiegsintegral (Integral bis maximale Amplitude),
- die Anstiegszeit (10% bis 90% der Amplitude),
- die Pulslänge (z.B. von 10% bis 10% der Amplitude).

Bei der Bestimmung der Driftzeit könnte im Grunde wie bei der TDC–Messung verfahren werden: hat die Amplitude einen bestimmten Wert überschritten, wird ein Zeitsignal gegeben (*Schwellwertmethode*). Da die Zeitintervalle mit 10 *nsec* gegenüber ca. 1 *nsec* bei TDCs zu grob sind, müssen geeignete numerische Verfahren zur Interpolation basierend auf der Pulsform gefunden werden. Auf der anderen Seite besteht mit der FADC–Auslese die Möglichkeit die Form des gesamten Pulses und damit die Gesamtladung für die Zeitbestimmung zu nutzen. Es liegt daher nahe, den Ladungsschwerpunkt als Zeitmarke zu verwenden (Center Of Gravity, COG). Damit werden mehr Elektronen an der Zeitbestimmung beteiligt, die Fluktuationen in der Ionisation und insbesondere die Diffusion sollten bei dieser Mittelung weniger ins Gewicht fallen. Für Gase, in denen die Elektronen langsam driften (typisch  $5\mu\text{m}/\text{nsec}$ ) hat sich das als zutreffend erwiesen ([47]), für schnell driftende Elektronen nicht. Die optimale Zeitbestimmung bedarf hier



einer genauen Abstimmung (siehe z.B. [59]). Zwei Methoden wurden verwandt: eine Schwerpunktbildung über den gesamten Puls

$$t_{COG} = \frac{\sum_{i=a}^b t_i A_i}{\sum_{i=a}^b A_i}$$

mit

a : Anfang des Pulses – entspricht dem ersten Bin über der Schwelle

b : Ende des Pulses – entspricht dem letzten Bin über der Schwelle

$A_i$  : Amplitude des Zeitbins  $i$

und eine Schwerpunktbildung über den positiven Teil des differenzierten Signals

$$t_{DCOG} = \frac{\sum_{i=a-1}^c t_i (A_i - A_{i-1})}{\sum_{i=a-1}^c (A_i - A_{i-1})}$$

mit

c : Beginn der abfallenden Pulsflanke (siehe auch Abb. 37), und

$A_i - A_{i-1}$  positiv.

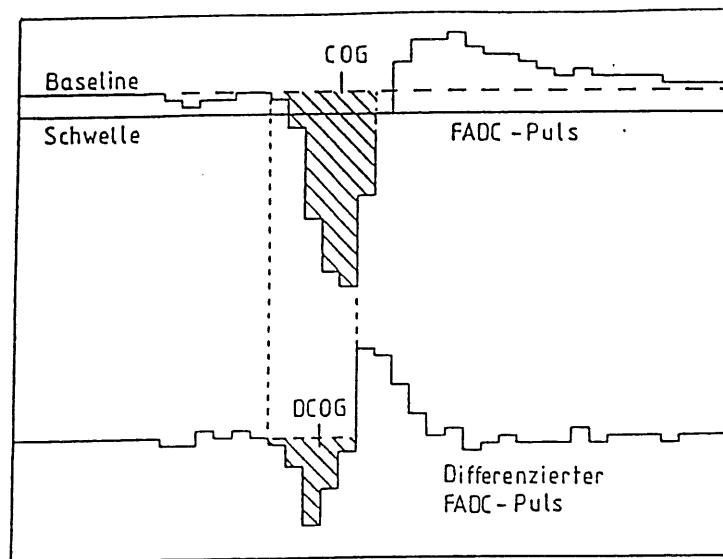


Abbildung 37: Veranschaulichung der Methoden zur Zeitmarkenbestimmung mit COG und DCOG

**Ermittlung der Ortdriftzeitbeziehung:** Die Bestimmung der Ortdriftzeitbeziehung reduziert sich in homogenen elektrischen Feldern auf die Berechnung der Driftgeschwindigkeit und die Ermittlung der Skalennullpunkte für die gemessene Zeit und den Durchtrittsort der Teilchen.

Die Driftgeschwindigkeit ergibt sich als Steigung der linearen Orts-Driftzeit-Beziehung

$$v_D = \frac{\Delta x}{\Delta t}$$

Da mit dieser Kammer nur die relative Ortsauflösung bestimmt wurde, konnte auf eine genaue absolute Bestimmung der Nullpunkte für Ort und Zeit verzichtet werden.

**Ermittlung der Ortsauflösung:** Die Bestimmung der Ortsauflösung erfolgte wie bereits in Kap. 4.2 beschrieben.

## Ergebnisse

Die Driftgeschwindigkeit und die relative Ortsauflösung wurden in verschiedenen Gasmischungen gemessen. Die für die CJC-Entwicklung relevanten Ergebnisse werden hier zusammengestellt.

**Driftgeschwindigkeiten:** Die Ergebnisse sind in Abb. 38 dargestellt. In Übereinstimmung mit anderen Messungen ([60]) ergibt sich für Argon-Ethan (50/50) im Feldbereich von 600 bis 1400 V/cm eine etwa 5% ige Änderung in der Driftgeschwindigkeit. Das Maximum der Driftgeschwindigkeit wird bei etwa 1000 V/cm mit  $52.6 \mu\text{m/ns}$  erreicht (ohne Magnetfeld).

Bei den Xenon-Ethan Gasgemischen ist der Verlauf der Driftgeschwindigkeit in diesem Feldbereich deutlich verschieden. Bei dem Mischungsverhältnis von 50/50 besteht im Feldbereich von 600 bis 1000 V/cm ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Driftgeschwindigkeit und Feldstärke, was den Schluß nahelegt, daß das Maximum der Geschwindigkeit deutlich über 1200 V/cm liegt. Die Driftgeschwindigkeit der Mischung 70/30 variiert ebenfalls stark in dem vermessenen Feldbereich, zeigt jedoch bereits bei etwa 1200 V/cm ein ausgeprägtes Maximum von knapp  $40 \mu\text{m/ns}$ .

**Fehlerbetrachtung zur Driftgeschwindigkeitsmessung:** Die statistischen Fehler sind wegen der hohen Anzahl von Ereignissen, aus denen die Zeitmittelwerte bestimmt wurden, klein. Sie lassen sich abschätzen aus den Breiten der Zeitverteilungen und der Anzahl der Einträge zu kleiner als 0.4%.

Der Fehler bei der Kammerpositionierung bzw. Drahtpositionierung relativ zum Elektronenstrahl ist durch Ungenauigkeiten in der Einstellung (Ablesegenauigkeit der Meßuhr etwa  $\pm 2 \mu\text{m}$ ) und durch Längenänderungen aufgrund von Temperaturschwankungen (Aluminium  $23 \mu\text{m pro } m$  und  $^{\circ}\text{C}$ ) bestimmt. Da der maximale Driftweg klein, die Temperaturschwankungen im Experimentierbereich gering und die Meßdauer bei einer Driftfeldstärke relativ kurz waren, ist dieser Fehlerbeitrag kleiner als 0.02%.

Mit der Dichte des Kammergases ändert sich die mittlere freie Weglänge und damit die Driftgeschwindigkeit. Bei konstanter Temperatur ist die Driftgeschwindigkeit allein eine Funktion des Druckes. Mit dem verwendeten Gassystem konnte eine Langzeitstabilität des Druckes von  $\pm 3 \text{ hPa}$  gewährleistet werden. Der maximale Fehlerbeitrag hieraus läßt sich in Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit bei gegebenem Feld mit dem Simulationsprogramm WIRCHA zu 0.21% bestimmen.

Die Genauigkeit der Driftfeldstärke im Driftraum der Kammer wird begrenzt durch die Bohrergenauigkeit der Feldformungsdrähte und die Toleranz der verwendeten Widerstände für den Spannungsteiler. Der Fehlerbeitrag ist hier kleiner als 0.5%.

Der Algorithmus zur Bestimmung der Zeitmarke hat einen meßbaren Einfluß auf die Driftgeschwindigkeit. Mit dem anstiegsbetonten Verfahren (DCOG) liegen

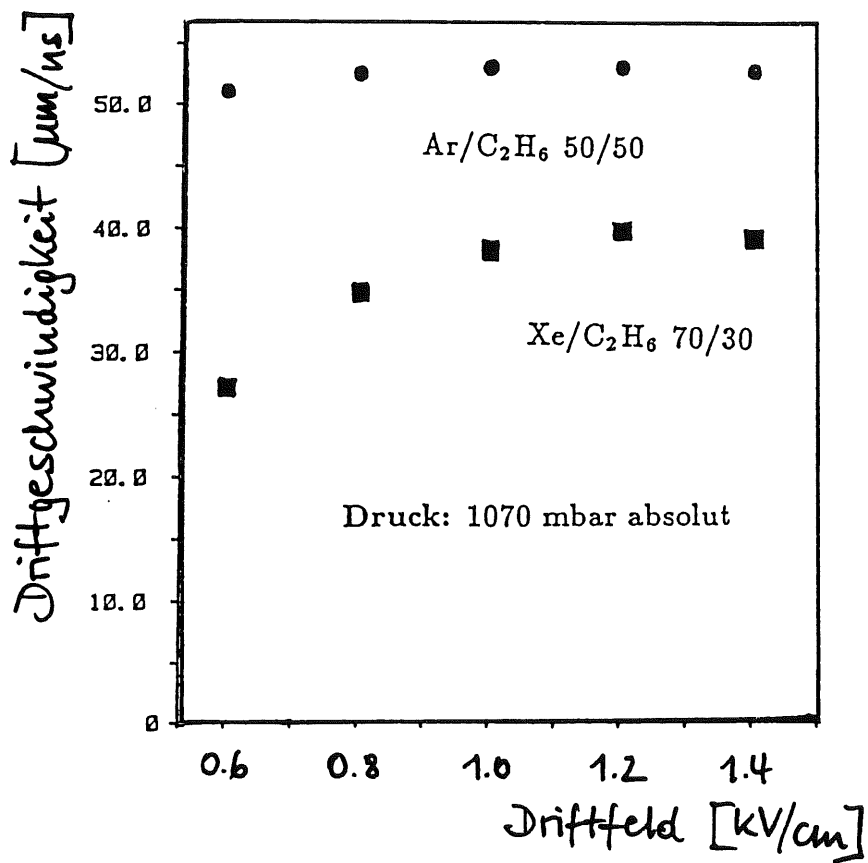


Abbildung 38: Driftgeschwindigkeiten von Argon-Ethan und Xenon-Ethan bei 1070 hPa absolut im Vergleich.

die Meßwerte um 0.2% über den mit dem Gesamtpulsverfahren (COG) bestimmten. Die Ursache hierfür ist in der Pulsformänderung bei steigender Driftstrecke zu suchen: die Integrale und die Länge der Pulse steigen, und somit wird die Zeitmarke zu größeren Driftzeiten verschoben und die gemessene Geschwindigkeit herabgesetzt.

Als Resultat läßt sich zusammenfassen: für Argon-Etan (50/50) wird bei etwa 1000 V/cm die maximale Driftgeschwindigkeit von

$$v_D = (52.56 \pm 0.21 \pm 0.32) \mu m/ns$$

erreicht.

Für Xenon-Ethan (70/30) wird die maximale Geschwindigkeit bei etwa 1200 V/cm zu

$$v_D = (39.28 \pm 0.16 \pm 0.24) \mu m/ns$$

bestimmt.

**Relative Ortsauflösung:** Die Referenzgasmischung (Kohlendioxid und Isobutan (80/20)) zeigt das typisch gute Verhalten bezüglich der Ortsauflösung auch in dieser Kammer; Werte von weniger als 40  $\mu m$  Standardabweichung wurden erreicht. Das bestätigt zum einen die vorangegangenen Messungen zum anderen die einwandfreie Funktion der Kammer, der Elektronik und der Analyseketten.

In Abb. 39, 40, 41 und 42 sind die Meßergebnisse dargestellt. Die im April 1986 unter anderem untersuchten Gasgemische Xenon-Ethan (70/30) und (50/50) zeigen in der Ortsauflösung eine typische Abhängigkeit von der Driftstrecke: mit größer werdendem Weg wird die Auflösung schlechter. Das gilt für beide Mischungen, für die untersuchten Driftfeldbereiche – bis auf die Mischung (70/30) bei 1000 V/cm – und für beide Methoden zur Zeitmarkenbestimmung. Auch die erwartete Tendenz, daß die Ortsauflösung mit den aus dem Pulsschwerpunkt (COG) bestimmten Zeiten ein stabileres Verhalten gegenüber den aus anstiegsbetonten Methoden (hier DCOG) gewonnenen zeigen sollte, wird bestätigt. Mit Auflösungen von deutlich über 150  $\mu m$  bis über 250  $\mu m$  fallen diese Werte entgegen den Erwartungen sehr ungünstig aus. Nur die Werte der Mischung (50/50) bei 600 V/cm lassen erkennen, daß bei Driftwegen um 20 mm auch Auflösungen von etwa 125  $\mu m$  erreichbar sind.

Es fällt auf, daß die Ortsauflösung bei kürzeren Driftwegen und 1000 V/cm bei beiden Gasgemischen für das COG etwas schlechter wird. Ebenfalls läßt die Darstellung der mittleren Ortsauflösung in Abhängigkeit des Driftfeldes eine Systematik vermuten, die für ein Suchen nach einem optimalen Arbeitspunkt der Kammer sehr interessant ist (vergl. Abb. 44).

Ein Vergleich mit anderen in diesem Test untersuchten Gasen und insbesondere der Unterschied zwischen DCOG und COG legen den Schluß nahe, daß schon bei ca. 15 mm Driftabstand zur Anode nicht mehr alle bei der Ionisation erzeugten Elektronen an der Signalentwicklung beteiligt werden. Die Verringerung der effektiven Zahl der Elektronen kann dann nur mit einer Beeinflussung durch die Gasverstärkung interpretiert werden. Um diesen Effekt genauer zu untersuchen,

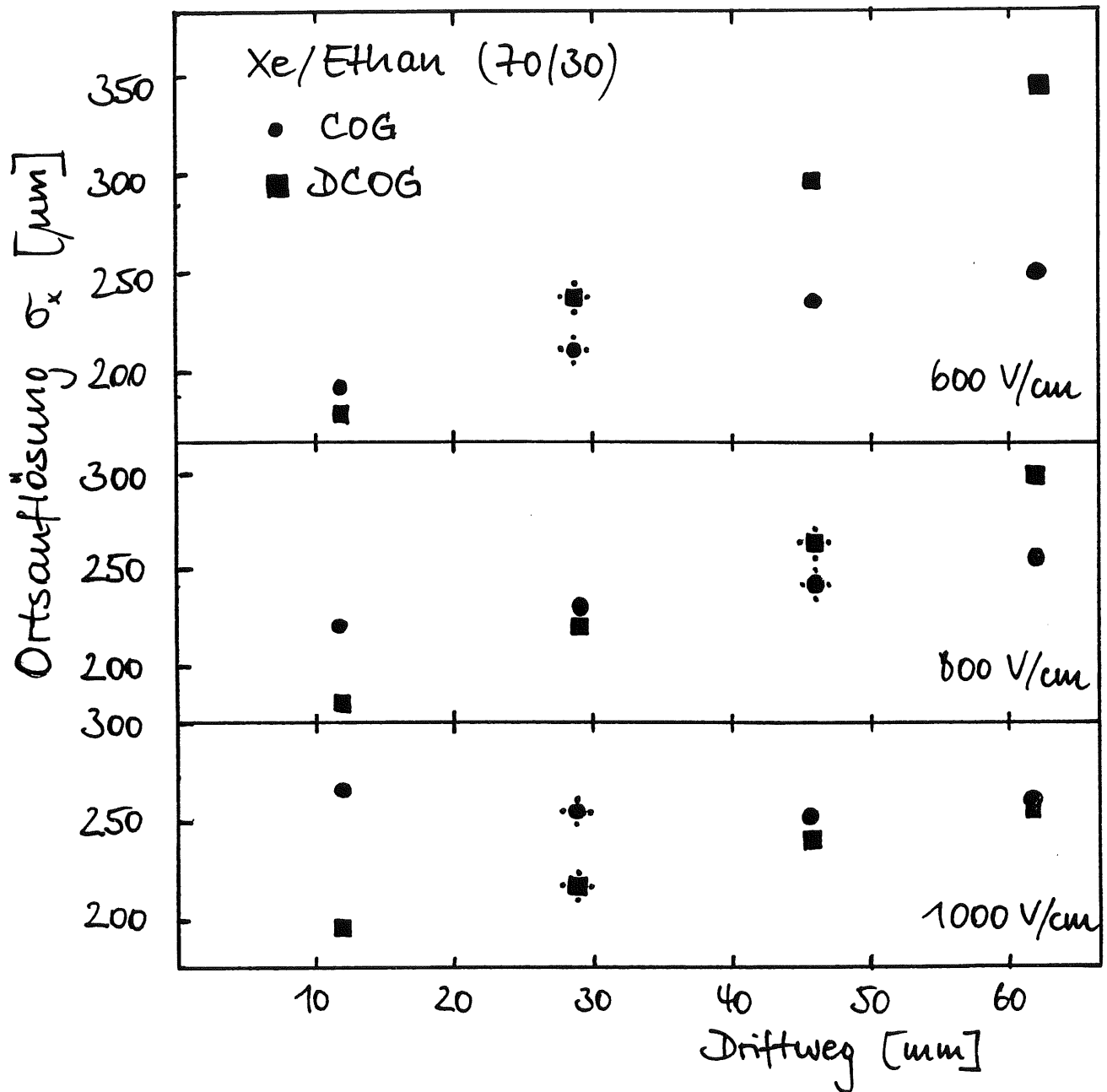


Abbildung 39: Relative Ortsauflösung in Xenon-Ethan (70/30) für verschiedene Driftfeldstärken gemessen mit der SRD. Die Gasverstärkung betrug hier ca.  $1 \cdot 10^5$ , der Gasdruck 1070 hPa.

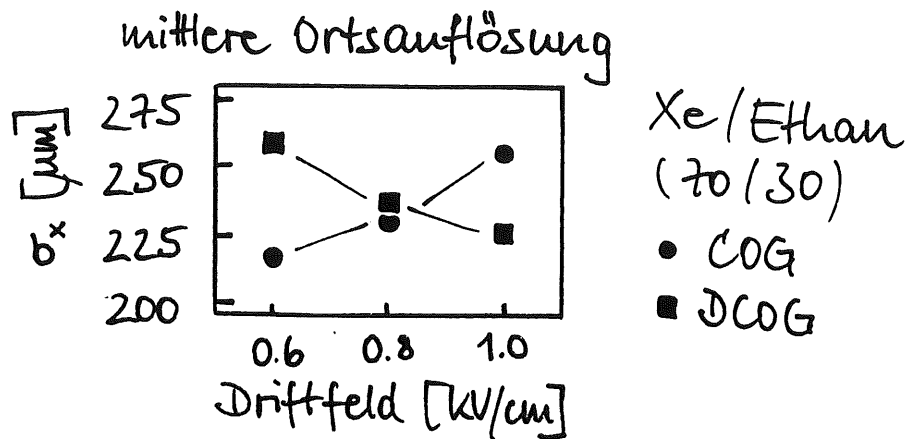


Abbildung 40: Mittlere Ortsauflösung in Abhängigkeit des Driftfeldes in Xenon-Ethane (70/30). Zugrunde liegen die Meßwerte aus Abb. 39. Die Symbole haben die gleiche Bedeutung wie in Abb. 39.

wurden im Herbst 1986 die Messungen an Xenon-Ethane (70/30) bei erhöhter Gasverstärkung wiederholt. Die Systematik ist nun deutlich zu sehen (Abb. 43 und 44).

Der in Kapitel 2.4 eingeführte Kurvenverlauf für die Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Driftstrecke findet sich in keiner der Darstellungen wieder. Es sei noch einmal bemerkt, daß alle Messungen im homogenen Teil des Driftfeldes gemacht wurden, so daß ausschließlich transversale und longitudinale Diffusion als mit dem Driftweg veränderliche Größen auftreten. Bei einem gegebenen Driftfeld kann also nur der Gasverstärkungsprozess zusammen mit der Diffusion die Ursache für das beobachtete Verhalten sein.

Die mittlere Ortsauflösung zeigt in Abhängigkeit vom Driftfeld bei COG und DCOG ein gegenläufiges Verhalten. Während die COG-Werte leicht ansteigen, fallen die DCOG-Werte von ca.  $240 \mu\text{m}$  auf ca.  $170 \mu\text{m}$  deutlich unter die COG-Werte. Da die Diffusion in diesem Feldbereich abnimmt und die Driftgeschwindigkeit in ihr Maximum läuft – also unabhängig von der Feldstärke wird –, sollte man in jedem Fall eine Verbesserung der Auflösung erwarten.

Berechnungen der Driftwege und -zeiten der an der Anode ankommenden Elektronen zeigen, daß mit zunehmender Driftfeldstärke erstens der Einzugsbereich (Sampling) schmaler und zweitens die Isochronizität schlechter wird (vergl. Abb. 47). Die Abnahme der Samplingbreite verringert die Zahl der Elektronen, die zur Signalentwicklung beitragen können um etwa 30%.

Die Beeinflussung des homogenen Driftfeldes durch die Feldstärke in der Nachweisregion ist zwar vernachlässigbar klein (s. Abb. 48), aber der Durchgriff des Driftfeldes in den Nachweisraum ist nicht für alle Gase vernachlässigbar. Da die Driftgeschwindigkeit der untersuchten Xenon-Gasgemische bei Driftfeldern unter ca.  $1000 \text{ V/cm}$  linear abfällt, verlangsamten sich die Elektronen, die ohnehin schon die längeren Wege zurückzulegen haben (vergl. Kap. 2.4). Dadurch verschlechtert sich auch die Isochronizität, das heißt, daß die Elektronen zeitlich weiter ausein-

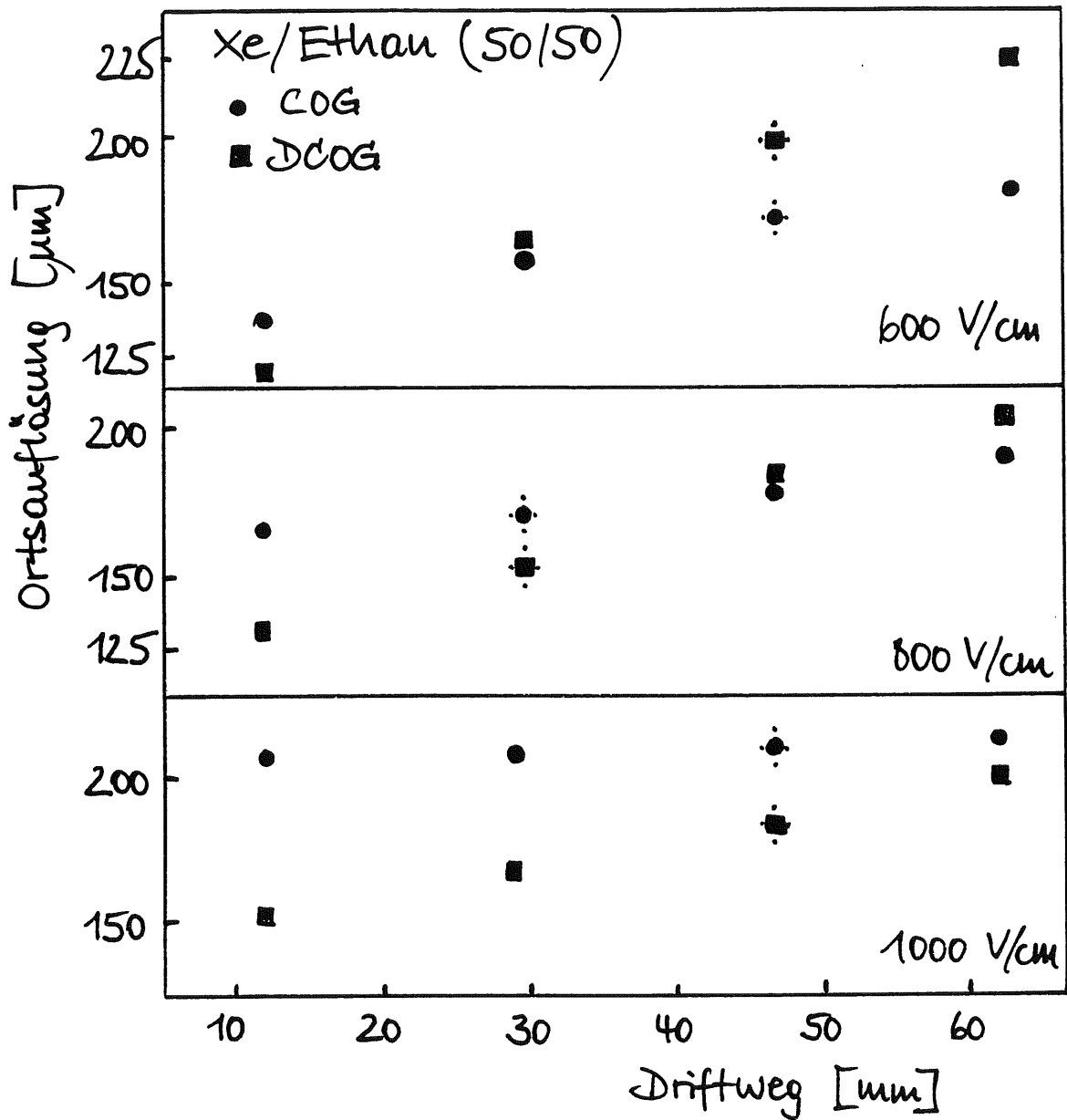


Abbildung 41: Relative Ortsauflösung in Xenon-Ethan (50/50) für verschiedene Driftfeldstärken gemessen mit der SRD. Die Gasverstärkung betrug hier ca.  $2 \cdot 10^5$ , der Gasdruck  $1070 \text{ hPa}$ .

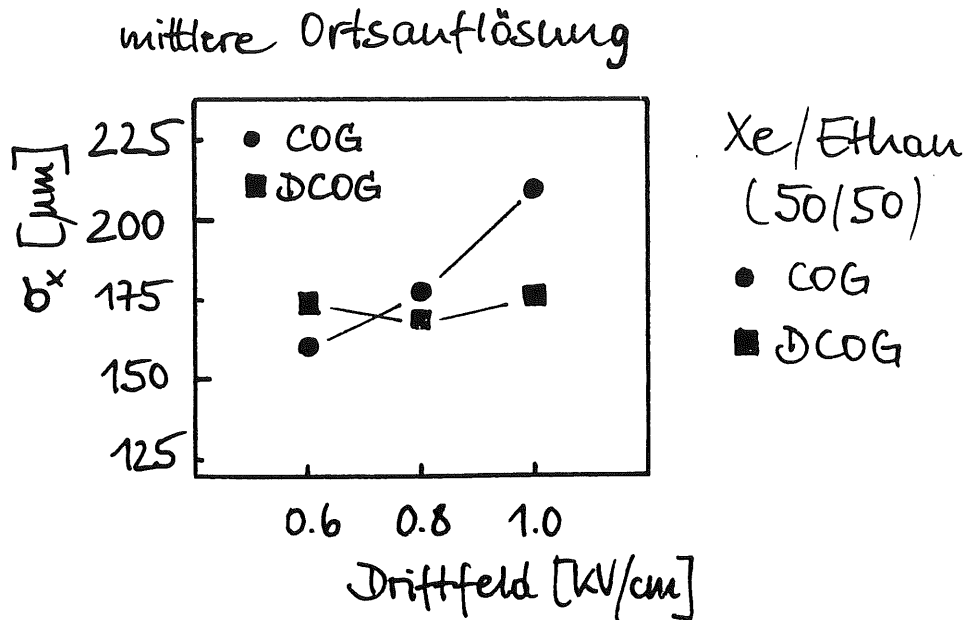


Abbildung 42: Mittlere Ortsauflösung in Abhängigkeit des Driftfeldes in Xenon-Ethan (50/50). Zugrunde liegen die Meßwerte aus Abb. 41. Die Symbole haben die gleiche Bedeutung wie in Abb. 41.

ander gezogen werden.

Aus diesem Grund wird die Zeitbestimmung mittels des Ladungsschwerpunkts instabiler, während mit der anstiegsbetonten Methode, die nur auf wenige Elektronen reagiert, vorrangig die abnehmende Diffusion registriert wird.

Argon-Ethan (50/50) wurde in diesem Test als "schnelles" Gasgemisch ebenfalls verwendet. Die Meßergebnisse sind in Abb. 45 und 46 wiedergegeben. Auffallend sind die monotonen Abhängigkeiten und der sehr gute Wert von

$$\sigma_x = 77 \pm 1 \pm 5 \mu\text{m} ,$$

der bei 12 mm Driftweg und 600 V/cm erzielt wurde. Dieser Mittelwert über fünf Signaldrähte entspricht bei der Driftgeschwindigkeit von  $50.7 \mu\text{m/ns}$  einer Zeitauflösung von 1.5 ns (Standardabweichung).

Die Ursache für das gute Ergebnis ist in den Gaseigenschaften des Argon-Ethan (50/50) zu suchen:

- geringe Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke (vergl. Abb. 38),
- geringe longitudinale Diffusion (vergl. Kap. 5.2) und
- hohe Anzahl an der Zeitmarkenbestimmung beteiligter Elektronen (vergl. Kap. 5.4).

Die detaillierte Gegenüberstellung der Gasmischungen erfolgt in Kap. 5.

#### 4.4 Studien an Prototyp I

In der DESY Gruppe F11 [74] wurde 1985 im Zusammenhang mit einem spiralen Jetkammer Prototypen (siehe auch [61]) eine Testkammer mit einer Jetzelle gebaut. Sie wurde von der Jetkammer-Gruppe übernommen und modifiziert. Ihr



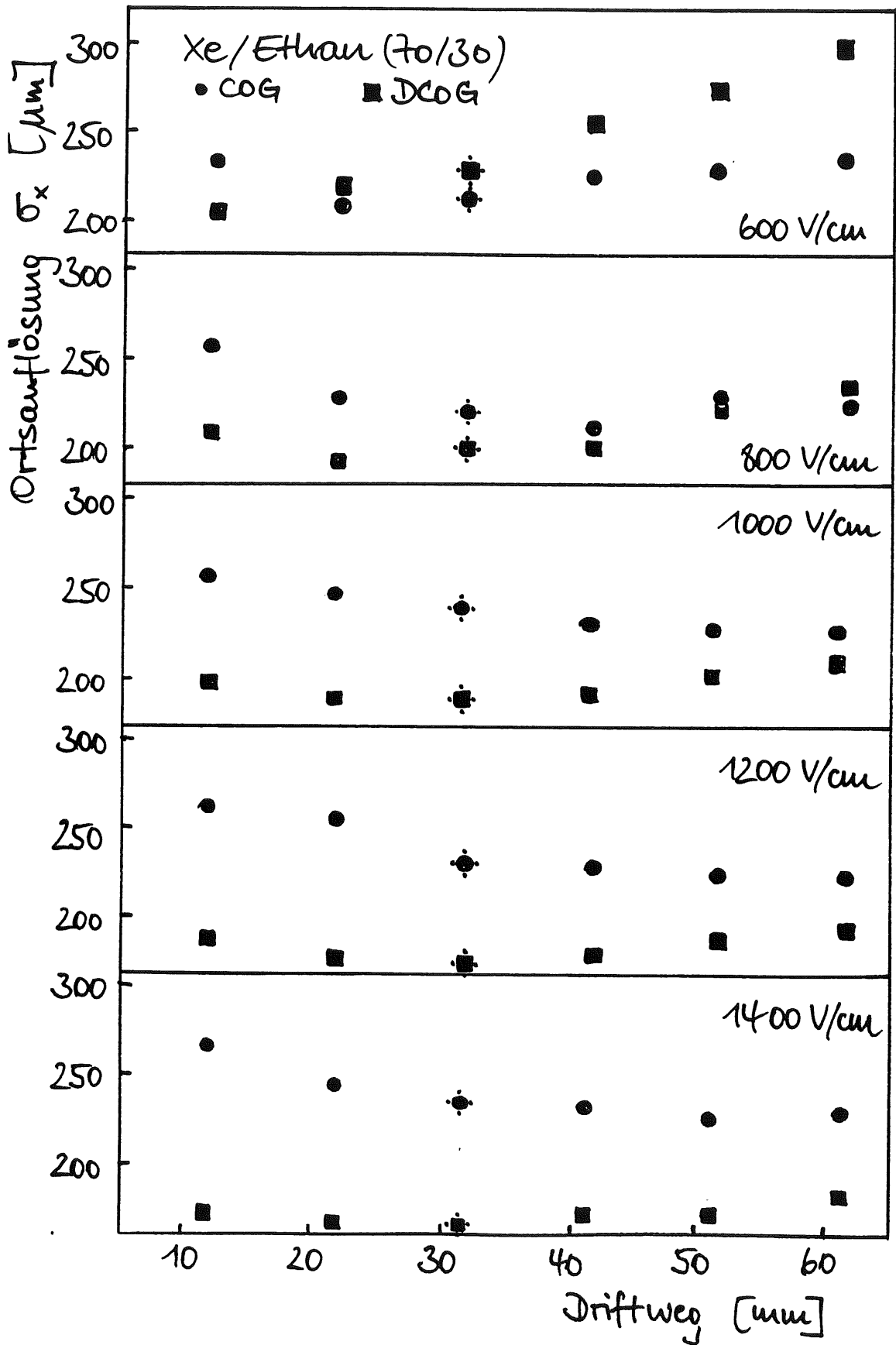


Abbildung 43: Relative Ortsauflösung in Xenon-Ethane (70/30) für verschiedene Driftfeldstärken gemessen mit der SRD. Die Gasverstärkung betrug hier ca.  $2 \cdot 10^5$ , der Gasdruck 1070 hPa.

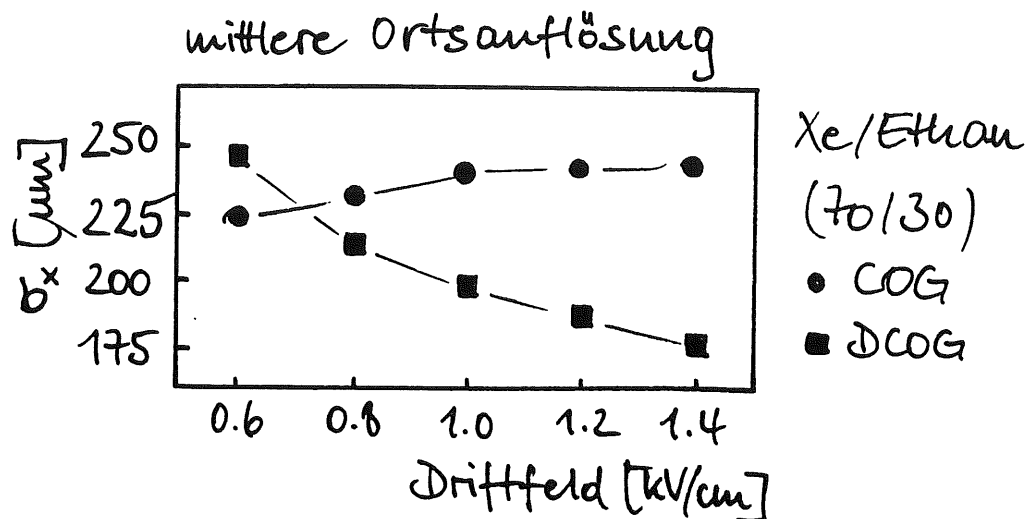


Abbildung 44: Mittlere Ortsauflösung in Abhängigkeit des Driftfeldes in Xenon-Ethan (70/30). Zugrunde liegen die Meßwerte aus Abb. 43. Die Symbole haben die gleiche Bedeutung wie in Abb. 43.

Zellquerschnitt ist in Abb. 49 gezeigt. Die wesentlichen Merkmale dieses Prototypen waren:

- alle Drähte wurden mit Kämmen aus GFK positioniert,
- die Zugspannung wurde in Quetschverbindungen mit Kupferröhren aufgenommen,
- die Hochspannungszuführungen und -verteilungen zu den Drähten waren innerhalb des Gasbehälters aus Aluminium.

Die Signale wurden mit Vorverstärkern vom CELLO-Typ [75] verstärkt und zur Messung von Pulshöhenspektren auf ein Vielkanalanalysator gegeben; oder zur Aufzeichnung der Signalform einem FADC-System DL100 ([76]) zugeführt. Die mit 6 bit Auflösung und in 10 nsec-Schritten digitalisierten Signale wurden via CAMAC von einer NORD 10 seriell ausgelesen und auf Magnetband gespeichert. Die Ausleseelektronik entsprach im wesentlichen der, die in den Diplomarbeiten [77], [78] und [79] beschrieben ist.

Ein vom III. Physik. Inst. der RWTH Aachen zur Verfügung gestelltes Gassystem sorgte für die Reinigung des Kammergases und die Konstanz des Gasdruckes.

Bei der Inbetriebnahme und den Tests am Elektronenstrahl wurden eine Reihe von Erfahrungen gemacht, die früh den Entwurf der CJC beeinflusst haben. Die wesentlichen Punkte sollen hier zusammengestellt werden. Das verwendete Gas war Ar-CO<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> im Verhältnis von 89/10/1.

(i) Bei der Messung der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Driftfeldes wurde eine erhebliche Änderung der Gasverstärkung mit der Driftfeldstärke beobachtet (siehe Kap. 2.3 und Abb. 50).

(ii) Die Messungen des Pulshöhenspektrums eines <sup>55</sup>Fe Präparates (6 keV Photonen) mit einem Vielkanalanalysator ergaben, daß in einem geeigneten Gasverstärkungsbereich die 6 keV Linie (siehe Kap. 2.5) mit einer Energieauflösung von 25 bis 32% volle Halbwertsbreite (FWHM) gemessen werden konnte.

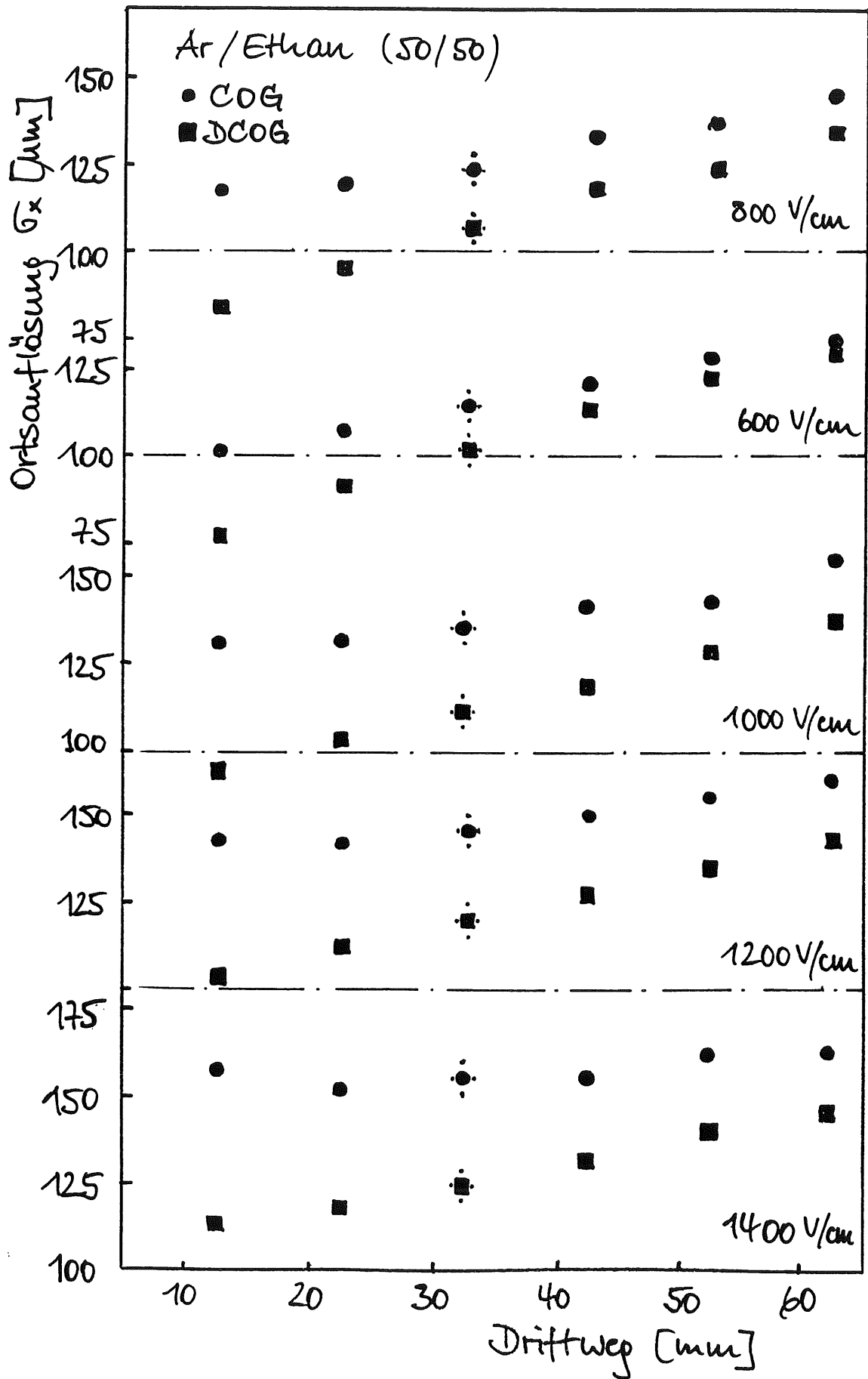


Abbildung 45: Relative Ortsauflösung in Argon-Ethan (50/50) für verschiedene Driftfeldstärken gemessen mit der SRD. Die Gasverstärkung betrug hier ca.  $4 \cdot 10^5$ , der Gasdruck 1070 hPa.

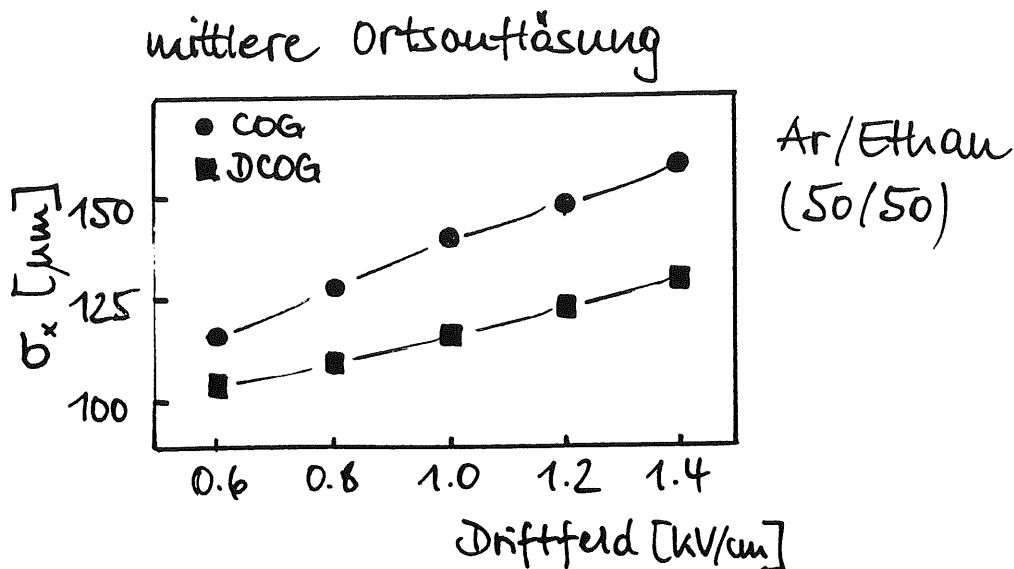


Abbildung 46: Mittlere Ortsauflösung in Abhängigkeit des Driftfeldes in Argon-Ethan (50/50). Zugrunde liegen die Meßwerte aus Abb. 45. Die Symbole haben die gleiche Bedeutung wie in Abb. 45.

(iii) Die Gasreinigung durch das Gassystem hob die Gasverstärkung so an, daß das elektrische Feld an den Signaldrähten um ca. 20% vermindert werden mußte. Die Ursache hierfür lag in der Abnahme des Kohlendioxidgehaltes der Gasmischung durch Anlagerung in den Gasreinigern [80].

(iv) Die Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Gasdruck wurde bestimmt und ergab

$$\left[ \Delta G/G \approx -5 \cdot \Delta p/p \text{ bei } 1050 \text{ hPa} \right].$$

(v) Der Betrieb der Kammer zeigte, daß ausreichende Hochspannungsfestigkeit mit diesem Konzept sehr schwer zu erreichen gewesen wäre. Spannungsüberschläge traten an folgenden Stellen auf:

- hochspannungsführende Lötstellen,
- zwischen Drähten und GFK-Flächen, insbesondere am GFK-Kamm,
- zwischen manchen Quetschverbindungen,
- desweiteren traten Glimmentladungen zwischen den äußeren Kathodendrähten und Distanzhaltern der Endwände auf.

Im Verlauf des Entwurfs der CJC wurden diese Schwierigkeiten gelöst.

## 4.5 Messungen an Prototyp II

Im Frühjahr 1986 wurde mit dem Entwurf eines zweiten Prototypen begonnen, bei dem alle Drähte durch die Endwand des Gastanks herausgeführt wurden. Nach Fertigstellung der Kammer im Spätsommer 1986 wurde mit dem Meßprogramm am Elektronen-Teststrahl am DESY begonnen. Der Schwerpunkt lag auf der

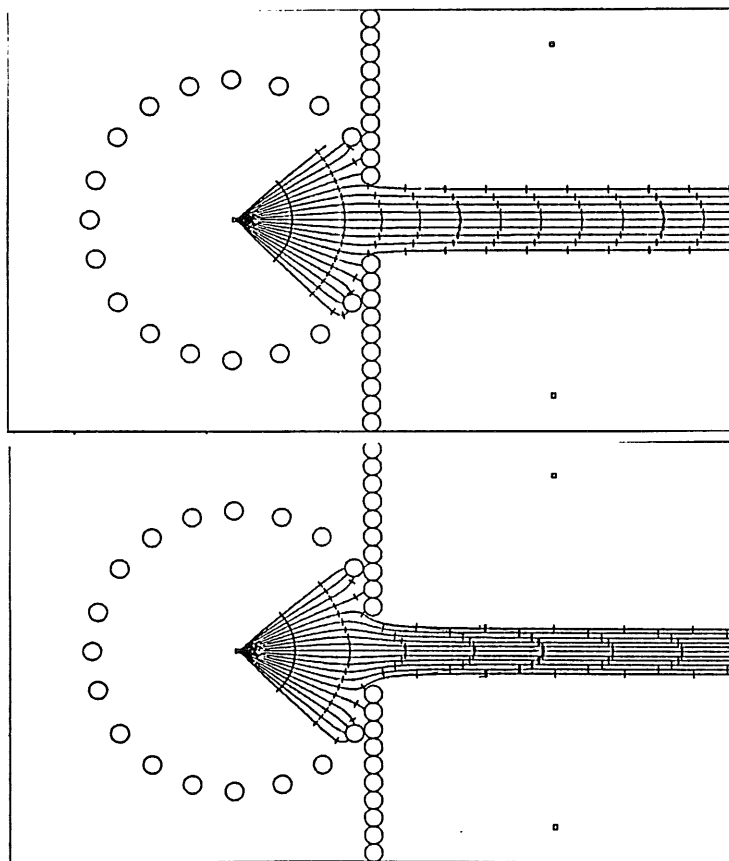


Abbildung 47: Isochrone der SRD für Driftfelder von  $600 \text{ V/cm}$  und  $1400 \text{ V/cm}$  mit Xenon-Ethan (70/30). Die massiven Aluminiumwände des Nachweisraumes wurden in den Rechnungen durch Drähte angenähert.

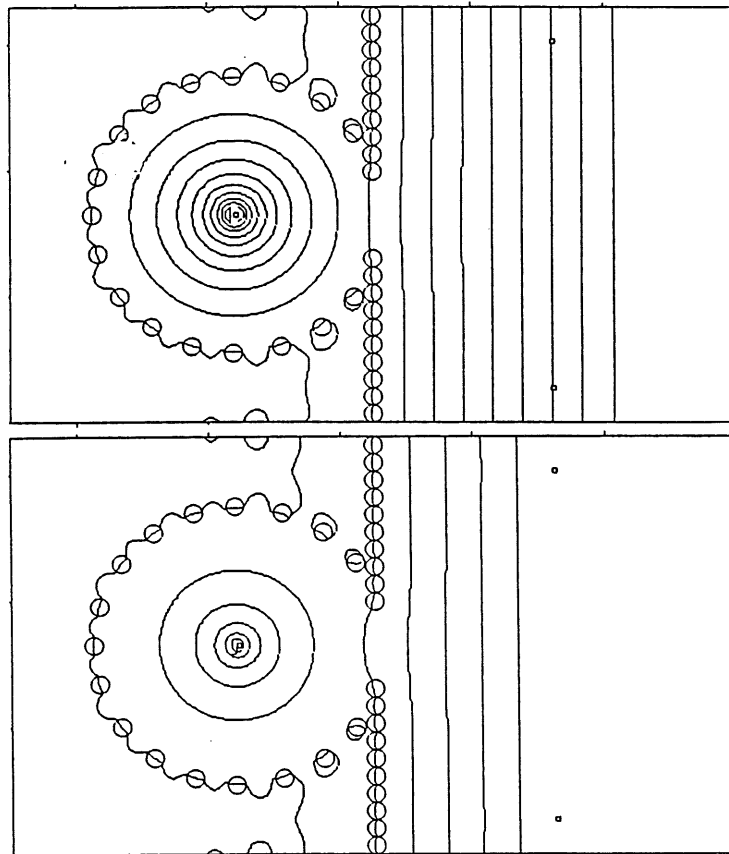


Abbildung 48: Äquipotentiallinien der SRD für Driftfelder von  $600 \text{ V/cm}$  und  $1400 \text{ V/cm}$ . Der Abstand der Potentiallinien entspricht  $100 \text{ V}$  bzw.  $300 \text{ V}$  Potentialdifferenz. Die massiven Aluminiumwände des Nachweisraumes wurden in den Rechnungen durch Drähte angenähert.

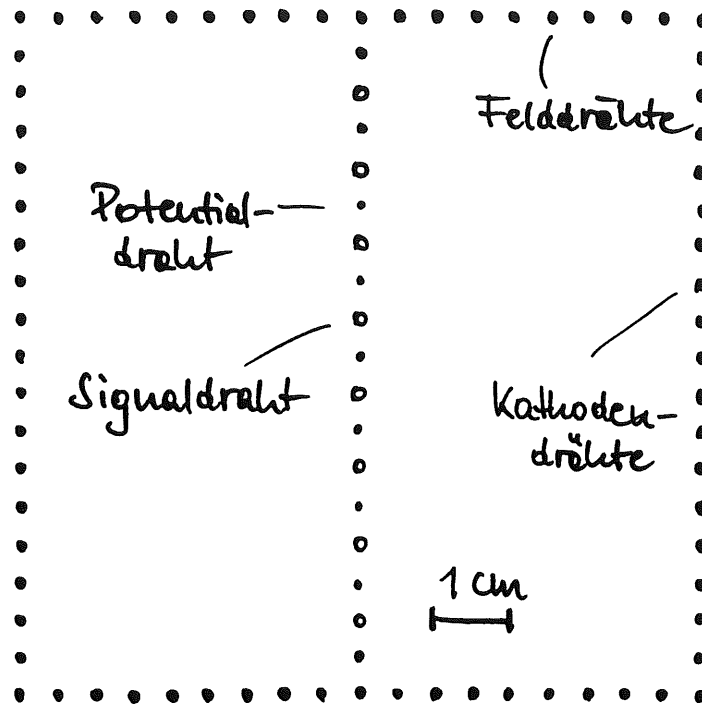


Abbildung 49: Querschnitt durch die Prototyp I Driftzelle

Bestimmung der Orts- und Energieauflösung. Eine kurze Beschreibung des mechanischen Aufbaus der Kammer, insbesondere der Endwände, erfolgt im ersten Abschnitt. Es wird dann auf die Ausleseelektronik eingegangen, ein Überblick über die Messungen gegeben und das Auswerteverfahren in seinen wesentlichen Zügen beschrieben. Die Ergebnisse werden in Abschnitt 5 zusammengefaßt.

### Aufbau der Kammer

Im Frühjahr 1986 war die Endwand der CJC in der Entwurfsphase. Für den Prototyp konnte aus den Plänen nur eine provisorische Bauweise der Durchführungen und Endwände abgeleitet werden.

In Abb. 51 ist der Querschnitt durch die Endwand des zweiten Prototypen aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK, G10) gezeigt. Kupferröhrchen mit einem Durchmesser von 2 mm bildeten die Drahtdurchführungen. Die Drähte wurden mechanisch und elektrisch durch eine Lötung mit den Kupferröhrchen verbunden. Die Gasdichtigkeit wurde durch einen Tropfen Araldit<sup>17</sup> in der Röhrchenöffnung an der Außenseite erreicht. Gleichzeitig unterstützte dieser Tropfen die mechanische Fixierung.

Die Hochspannungsversorgung und die Masseverbindung wurde den Durchführungen über eine an der Außenseite aufgeklebte gedruckte Schaltung zugeführt. Die Kontaktierung erfolgte ebenfalls durch eine Lötung. Abb. 52 zeigt die Aufsicht auf die Endwandaußenseite. Die schraffierten Flächen waren kupferkaschiert und verzinkt; sie dienten einer Massedefinition und gleichzeitig der Abschirmung. Die GFK Endwände waren in Aluminiumflansche eingeklebt, beide wurden durch

<sup>17</sup>Araldit AW106 oder auch UHU plus

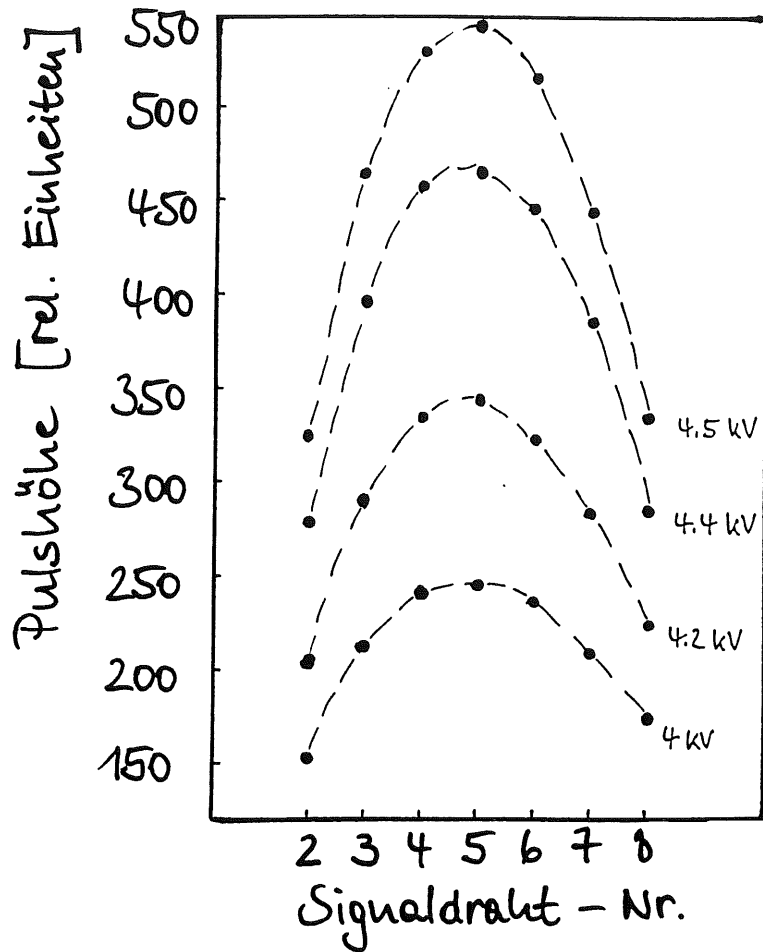


Abbildung 50: Abhängigkeit der relativen Pulshöhe von der Kathodenspannung bei sonst unveränderten Spannungen

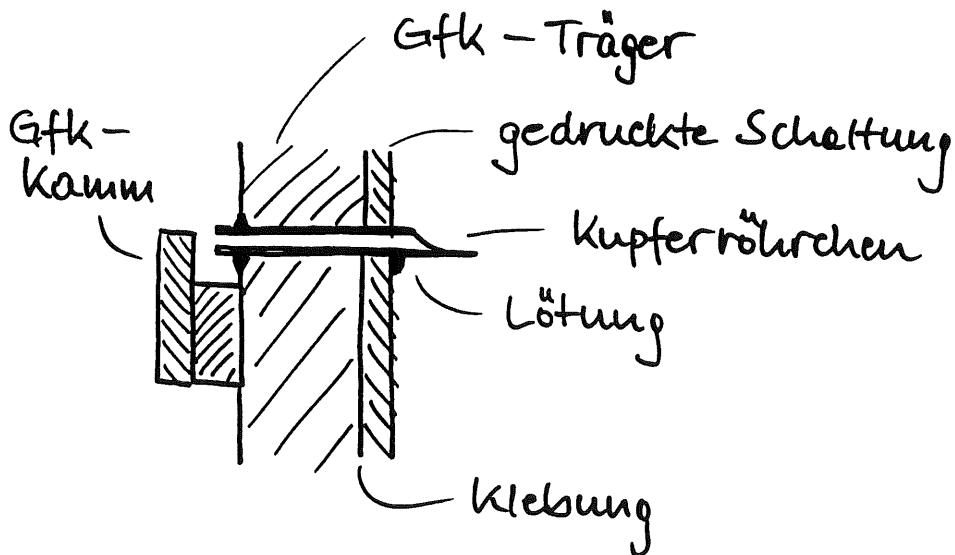


Abbildung 51: Skizze des Querschnitts durch die Endwand von Prototyp II



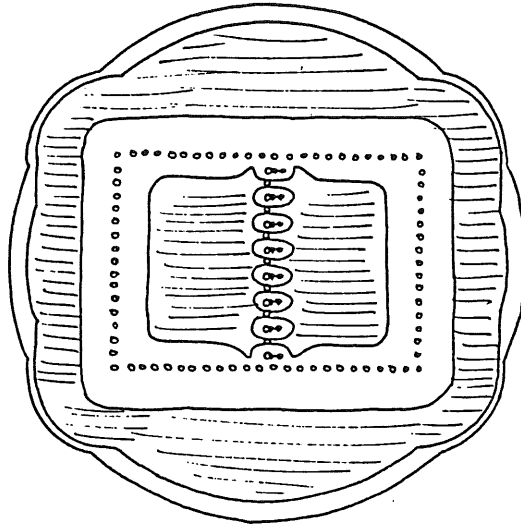


Abbildung 52: Endwand Aufsicht von Außen

vier Aluminiumprofile auf Distanz gehalten. Dieses sogenannte Innenteil wurde in einen Aluminiumzylinder gasdicht eingesetzt. Die Signaldrähte hatten  $20\ \mu\text{m}$  Durchmesser und waren aus einer Wolfram-Rhenium Legierung. Die übrigen Drähte hatten einen Durchmesser von  $127\ \mu\text{m}$ , die Legierung war hier Kupfer-Beryllium. Zur Glättung und zur Veredelung der Oberfläche waren beide Drahtsorten goldplatiert.

Mit fünf verschiedenen Hochspannungen konnte das elektrische Feld auf besser als 1% homogen eingestellt werden; ausgenommen sind Bereiche um den Signaldraht und ein Bereich von  $3\ \text{mm}$  Radius um die Feldformungsdrähte. Zwischen den Drähten, die verschiedenen Hochspannungsversorgungen zugeordnet waren und zwischen denen somit hohe Potentialdifferenzen nicht auszuschließen waren, wurden definierte Funkenstrecken eingesetzt. Sie trugen ganz erheblich zur Betriebssicherheit bei und wurden daraufhin in das Konzept für die CJC übernommen (s. Kap. 3.3).

### Signalauslese

Die auf positiver Hochspannung liegenden Signaldrähte wurden gleichstrommäßig von den Vorverstärkereingängen mit Kondensatoren entkoppelt. Die in einem Kondensator gespeicherte Energie kann bei einer Entladung über den Signaldraht ausreichen, diesen zu zerstören. Die gewählten  $1.5\ \text{nF}$  lagen für die  $20\ \mu\text{m}$  Drähte jedoch unterhalb dieser kritischen Energie ([81]). Zusammen mit dem Eingangswiderstand des Vorverstärkerkanals ( $200\ \text{Ohm}$ ) bildete der Kondensator einen

Verstärkereigenschaften H1 LowGain 2fach	
Kanäle	8
Fläche	$140 \times 70 \text{ mm}^2$
Anstiegszeit	$10 \text{ nsec}$
Abfallzeit	$10 \text{ nsec}$
Verstärkung	$100 \text{ mV}/\mu\text{A}$
Ausgangswiderstand	$2 \times 50 \Omega$
Eingangsimpedanz	$200 \Omega$
max. Amplitude	$\pm 2.5 \text{ V}$
Übersprechen	$< 0.5\%$
Linearitätsabweichung	$< 0.1\%$
Rauschen	$10 \text{ mV}_{eff}$
Leistungsaufnahme	$190 \text{ mW}/\text{Kanal}$

Tabelle 7: Daten des Verstärkers für Prototyp II

Hochpaß, der die Signalform wenig beeinflussen sollte. Das war bei einer Zeitkonstante von

$$\tau = R \cdot C \geq 200 \cdot 1.5 \text{ nsec}$$

und den erwarteten Pulsformen (s. auch Kap. 2.2) gut erfüllt.

Stromempfindliche Verstärker nahmen die Signale in unmittelbarer Nähe der Signaldraht-Durchführungen auf und setzten die Pulse mit einer Empfindlichkeit von  $7.5$  bis  $100 \text{ mV}/\mu\text{A}$  in Spannungssignale um. Der komplementäre Ausgang war über ein Koaxialleitungspaar mit dem Eingang eines schnellen Analog-zu-Digital Umsetzers (FADC) verbunden. Der FADC digitalisierte während einer sehr kurzen Öffnungszeit (*Aperturzeit* einige  $10 \text{ ps}$ ) alle  $10 \text{ ns}$  den momentan anliegenden analogen Spannungswert. Ebenfalls mit  $100 \text{ MHz}$  Folgefrequenz wurden die Werte in einen  $256$  Zeitschritte langen Speicher geschrieben. Von hier aus konnten die Werte mit Hilfe eines Rechners über CAMAC ausgelesen werden. Ein Datentransfer zwischen diesem *Online-Rechner* und dem IBM-Großrechner machte die Daten einer weiteren *Offline-Auswertung* zugänglich.

Die wichtigsten Daten des verwendeten Verstärkers (zwei Verstärker des Typs H1-LowGain hintereinandergeschaltet [83]) sind in Tabelle 7 zusammengestellt, ebenso wichtige Daten des FADC-Systems DL3000 in Tabelle 8 ([82]).

### Experimenteller Aufbau und Messungen

Die Testmessungen fanden am Elektronenstrahl des Testgebietes 22 von DESY statt. Der Elektronenstrahl war auf eine Fläche von etwa  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  kollimiert. Mit Szintillationszähler wurde aus dem Kern des Strahls eine Fläche von  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  für die Messungen ausgeblendet. Um die Untergrundrate klein zu halten, wurden die zwei flächendefinierenden Zähler mit einem weiteren in Koinzidenz und mit einem *Lochzähler* in Antikoinzidenz geschaltet. Das Koinzidenzsignal steuerte über eine Triggerlogik den Start der Digitalisierung und die Auslese durch den Rechner.

FADC-Karte DL3001	
Abtastintervall	10nsec
Auflösung	10bit(nichtlinear)
Kanäle	8
Fläche	VME Standard
Eingangsimpedanz	$2 \times 50\Omega$
max. Amplitude	2000mV
Anstiegszeit	10nsec
Abfallzeit	10nsec
Verstärkung	1
Übersprechen	< 0.5%
Linearitätsabweichung	< 0.1%
Rauschen	1/4LSB
Leistungsaufnahme	4.3W/Kanal

Tabelle 8: Daten der DL3001 FADC-Karte

Der Prototyp war auf einem Fahrtisch montiert, mit dem er in Driftrichtung mit einer Genauigkeit von besser als 0.1 mm positioniert werden konnte.

Alle verwendeten Gase waren vorgemischt. Die Füllung der Kammer erfolgte nach Evakuierung und zweifacher Spülung, um Restgasanteile klein zu halten. Die Mischungsverhältnisse der Hauptgasanteile wie Argon, Xenon, Ethan, Kohlendioxid und Methan konnten mit einer Genauigkeit von ca. 1% eingehalten werden ([85]). Die Additive Wasser und Ethylalkohol in Anteilen von 0.01% bzw. 0.5% ließen sich weniger genau zumischen ([86]). Der Gasdruck in der Kammer wurde ständig mit Hilfe einer *Absolutdruckdose* mit 1 hPa Genauigkeit gemessen. Die geringen Temperaturschwankungen im Tagesverlauf konnten nicht zu einer Beeinflussung der Messungen führen.

Alle Spannungen zur Versorgung der Kammer und der Elektronik wurden regelmäßig kontrolliert. Eine Nachregelung war wegen hoher Stabilität nicht erforderlich.

Die Funktionstüchtigkeit der Kammer wurde mit Hilfe von Eisenpräparat-Signalen und den getriggerten Spursignalen überwacht.

### Auswertung der Daten

Da für jeden Trigger alle Speicheradressen der FADC-Karten auf Band aufgezeichnet wurden, ergab sich eine *Ereignislänge* von etwa 4 kByte. Die für eine Auswertung relevanten Informationen waren in etwa 10 bis 15% dieser Daten enthalten. Das Herausfiltern dieser Information (*Reduktion*) war der erste Schritt der Datenauswertung. Für jeden Kanal (eine Drahtseite) wurden sukzessive die digitalisierten Amplituden je 10 nsec verglichen:

$$\Delta_i := A_{i+2} - A_i \text{ mit } i = 1, \dots, 254$$

worin  $A_i$  die im Zeitbin  $i$  gemessene FADC-Amplitude bedeutet. Das Zeitbin  $j$  wurde als Signalanfang definiert, wenn

$$\Delta_j \geq 5$$

ist. Das Signalende wurde 10 Bins nach dem gefundenen Pulsanfang gesucht. War für zwei aufeinanderfolgende Zeitbins die Bedingung

$$A_k < 2 \wedge A_{k+1} < 2$$

erfüllt, so wurde das Bin  $k$  als Signalende behandelt. Mit diesen Pulsgrenzen wurden die Signale der anderen Drahtseite ebenfalls reduziert. Darüberhinaus wurden zwei Amplitudenwerte vor und nach diesen Grenzen mit übernommen; bei flach ansteigenden Pulsen zwei weitere vor dem Pulsanfang. Das sollte gewährleisten, daß alle Informationen, die zum Signal gehörten, bei der Reduktion erhalten blieben.

Mit den so komprimierten Daten wurde die eigentliche Auswertung durchgeführt. Sie bestand im Wesentlichen aus der Bestimmung der Kalibrationskonstanten und der Bestimmung der Orts- und Energieauflösung. Die wichtigen Schritte werden im folgenden kurz beschrieben.

Für jeden Puls wurden maximale Pulshöhe, Integral und Steigung der Anstiegsflanke bestimmt. Die Driftzeit wurde mit der sogenannten *first electron method* bestimmt ([87] und [88]); sie basiert auf der Doppelschwellenmethode, wie sie auch bei TDC-Messungen verwendet wurde. Eine detaillierte Beschreibung ist in [89] und [90] gegeben.

In einem weiteren Schritt wurden die Werte der rechten und linken Drahtseite gemittelt bzw. kombiniert.

**Kalibrationskonstanten:** Unter einer Kalibrierung von Driftkammern wird im Allgemeinen die Bestimmung von Parametern verstanden, die Meßgrößen der Einzelzellen auf einen gemeinsamen Mittelwert normieren, wenn für alle Einzelzellen die Meßbedingungen gleich sind. Für die Ortsauflösung sind das der Zeitoffset und die Drahtposition sowie die Driftgeschwindigkeit. Wenn mit Magnetfeld gemessen wird, kommt der Lorentzwinkel hinzu. Für die Energieauflösung sind die relativen Gesamtverstärkungen der Einzelkanäle aufeinander abzustimmen, damit bei gleichen Energieverlusten pro Kanal gleiche Integrale gemessen werden.

Die Bestimmung der Konstanten erfolgte ohne rechnergestützte Optimierungsprozeduren.

**Ortsauflösung:** Die Driftzeiten der Drähte wurden Spuren zugeordnet. Dies *Patternrecognition* ist in [91] beschrieben und geht zurück auf [92]. Durch 8 Spurpunkte wurde eine Ausgleichsgerade gelegt und die Abweichungen der gemessenen Punkte zu den durch den Fit bestimmten Punkten (Residuen) als Maß für die Ortsauflösung genommen. Da der Spurfit aus den Meßwerten selbst erfolgte, mußten die Breiten der Residuenverteilungen mit einem statistischen Faktor von  $\sqrt{8/6}$  korrigiert werden<sup>18</sup>.

---

<sup>18</sup> von den 8 Parametern werden 2 durch den Geradenfit festgelegt.

**Energieauflösung:** Die Bestimmung der Energieauflösung erfolgte durch das Kombinieren 7 verschiedener Teilchenspuren, um die in der CJC erwartete Anzahl der Meßpunkte (56) zu erreichen. Von den 7 mal 8 Pulsintegralen wurden 70% der kleinsten Werte zur Mittelwertbildung benutzt (Truncated Mean, vergl. Kap. 2.5).

### Ergebnisse

Das Verhalten der Ortsauflösung für Argon-Ethan (50/50) ist in Abb. 53 gezeigt. Die Driftgeschwindigkeit in der Gasmischung Argon-Ethan (50/50) ist wie

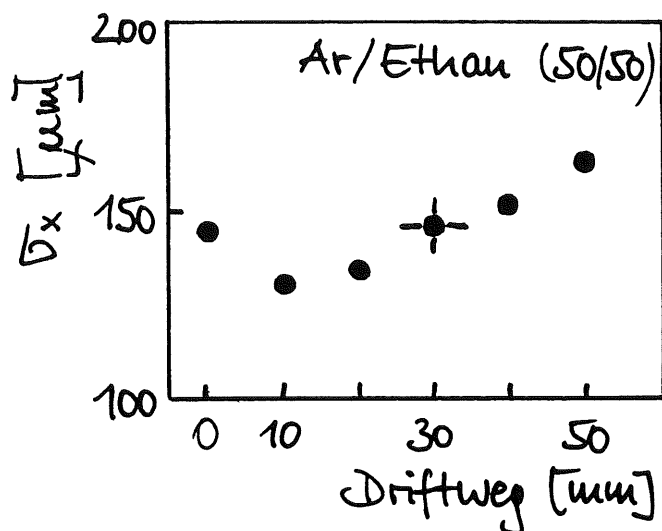


Abbildung 53: Ortsauflösung mit Argon-Ethan (50/50) im Prototyp II

in Kap. 4.3 beschrieben in einem weiten Driftfeldstärkebereich um  $1000 \text{ V/cm}$  wenig von der elektrischen Feldstärke abhängig. Die geringen Anteile von Wasser und Alkohol in der Gasmischung hatten auf dieses Verhalten kaum Einfluß. Die Messungen erfolgten deshalb bei einem Feld von  $850 \text{ V/cm}$ . Die Gasverstärkung wurde über die Anodenspannung dabei so eingestellt, daß die mittlere Pulshöhe für minimal ionisierende Teilchen etwa  $100 \text{ mV}$  betrug. Bei etwa  $10 \text{ mm}$  Driftabstand erreicht die Ortsauflösung ihr Minimum von etwa  $130 \mu\text{m}$ . Der langsame Anstieg zu größeren Driftstrecken hin kann mit dem zunehmenden Einfluß der longitudinalen Diffusion erklärt werden. Die schlechter werdende Ortsauflösung in Signaldrahtnähe (inhomogenes Feld) ist auf den kleiner werdenden Krümmungsradius der Isochronen zurückzuführen (vergl. Kap. 2.4). Der Kurvenverlauf entspricht also etwa dem, der erwartet wird.

Für jeden Meßpunkt wurden die Residuen von 800 Spuren und je 8 Drähten zu einem Mittelwert zusammengefaßt. Der statistische Fehler läßt sich hieraus zu weniger als 1.5% nach oben abschätzen. Das Driftwegintervall hatte eine volle Halbwertsbreite von etwa  $10 \text{ mm}$ .

Für die äquivalente Messung mit Xenon-Ethan (70/30) sind die Ergebnisse in Abb. 54 dargestellt. Hier wurde aus ähnlichen Überlegungen ein Driftfeld von  $1000 \text{ V/cm}$  gewählt. Die Pulshöhe wurde wieder auf etwa  $100 \text{ mV}$  eingestellt. Der qualitative Verlauf der Auflösungskurve ist der obigen gleich. Das Minimum unterschreitet leicht den von Argon erreichten Wert von  $130 \mu\text{m}$ , steigt jedoch bei  $50 \text{ mm}$  Driftweg bis auf über  $180 \mu\text{m}$  an. Der Anstieg in Anodennähe fällt

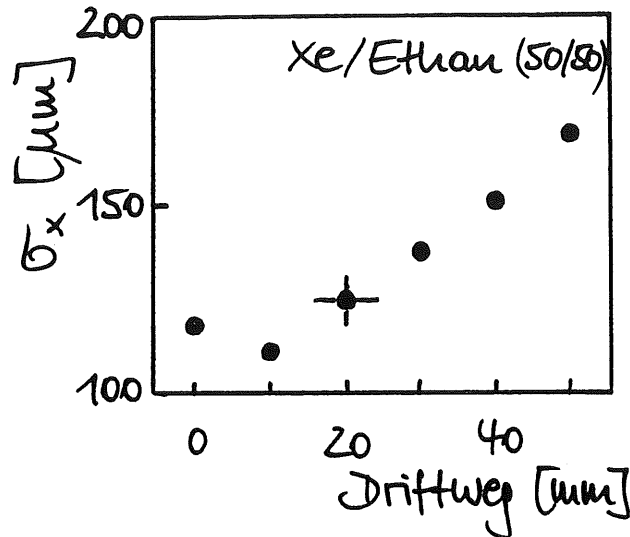


Abbildung 54: Ortsauflösung mit Xenon-Ethan (70/30) im Prototyp II

dagegen flacher aus. Das Minimum liegt offensichtlich bei der Xenon-Mischung dichter beim Anodendraht.

Der Prototyp II zeigte während der Messungen einen hohen *Dunkelstrom*, der sich durch einen z.T. starken Untergrund bemerkbar machte. Da die Driftzeitbestimmung mit anstiegsbetonten Algorithmen durch Untergrundrauschen ungenauer wird, stellt das Ergebnis allerdings keinen Grenzwert für eine Auflösung in dieser Zellgeometrie dar.

Unter den obigen Randbedingungen konnten mit beiden Gasen die Entwurfsziele für die Ortsauflösung nicht erreicht werden.

Die Energieauflösung für Elektronen im Fermi-Plateau ist in Abb. 55 gegen die Integrationslänge aufgetragen. Die durch das Truncated Mean (39 aus 56) erhaltenen Werte liegen bei 6%. Die Abhängigkeit von der Integrationslänge ist schwach. Die Wahl des Integrationsbeginns erweist sich ebenfalls als nicht kritisch.

#### 4.6 Untersuchungen an Prototyp III

Im Juni 1987 wurde mit der Konstruktion eines dritten Prototypen begonnen. Die nunmehr fortgeschrittenen Entwürfe für die CJC ließen eine weitgehende Umsetzung des endgültigen Designs der Endwände zu. Insbesondere konnte die Signaldrahtebene mit ihren doppelten Potentialdrähten verwirklicht werden. Im folgenden soll auf die realisierte Endwand eingegangen und auf die noch bestehenden Unterschiede zur CJC hingewiesen werden. Wesentliche Resultate und Erfahrungen bei der Inbetriebnahme und den ersten Messungen werden zusammengefaßt, die umfangreichen Messungen kurz erläutert und die Ergebnisse vorgestellt. Für ausführliche Darstellungen sei auf die Diplomarbeiten [35,90,94,95,96] verwiesen.

##### Die Endwand

Der mechanische Aufbau der Endwände wurde dem der CJC soweit wie möglich angepaßt. Sie bestanden aus einer Trägerplatte aus GFK und zwei gedruckten Schaltungen für die Feldformung an der Innenseite und für die Potential-

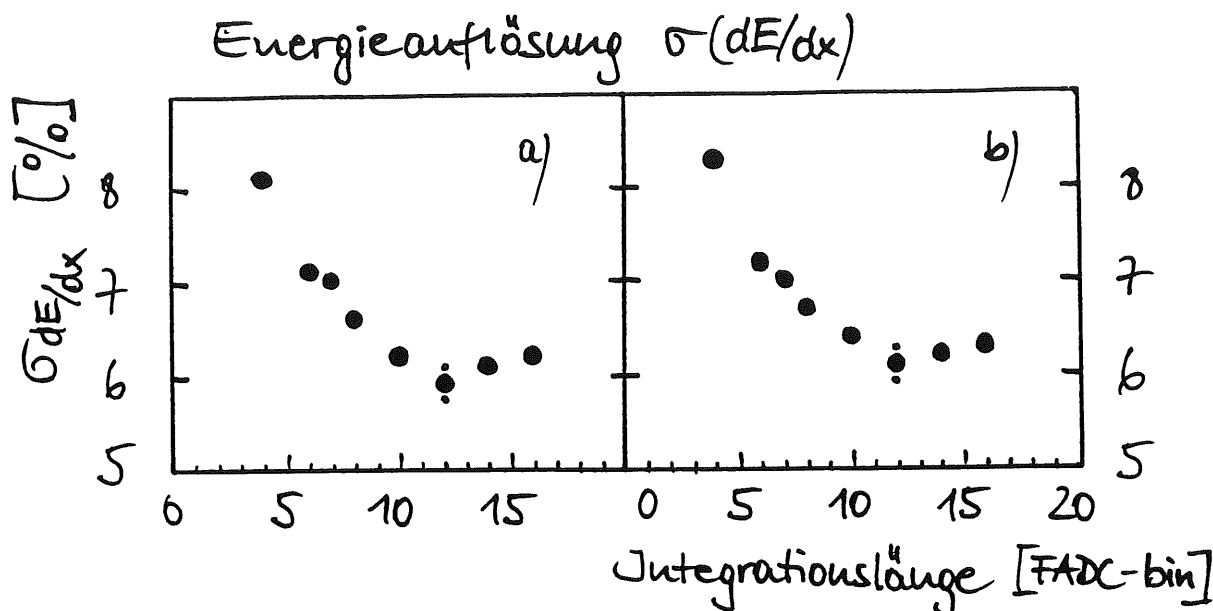


Abbildung 55: Energieauflösung (Standardabweichung Truncated Mean) für Xenon-Ethan (70/30) im Prototyp II. In (a) ist der Integrationsbeginn gleich dem Pulsbeginn (Signalanfang), in (b) ist er ein FADC-Bin (10 ns) nach Pulsbeginn.

zuführungen und die Signalauskopplung an der Außenseite. Da zum Zeitpunkt der Konstruktion die Technik der Klebung zur Verbindung der drei Komponenten sowie die mehrlagige gedruckte Schaltung mit ihren speziellen Kontaktierungen zu den Durchführungen noch nicht ausgereift war, wurde ein einfacher, aber sicherer Weg für die Fügetechnik gewählt. Die etwa 1.5 mm starken, biegsamen gedruckten Schaltungen wurden vor dem Bohren der Durchführungslöcher auf die GFK-Trägerplatte geklebt. Dabei konnte das Problem des Blaseneinschlusses zwischen den Durchführungsstiften vermieden werden. Nach dem Bohrvorgang wurden die Messingstifte in die Endwände eingeklebt und der elektrische Kontakt mit der äußeren Platine durch eine Lötung hergestellt. Die Bearbeitung der eingeklebten Messingstifte erfolgte dann wie für die CJC vorgesehen. In Abb. 56 ist der Aufbau der Endwände mit Durchführungen gezeigt. Die Innenteile der Durchführungen waren Originalteile. Damit waren wesentliche Voraussetzungen erfüllt, um erstmals eine Aussage über die prinzipielle Funktionstüchtigkeit des Entwurfes machen zu können.

### Datennahme und Auswertung

Wegen der originalgetreuen Endwandstruktur wurde besonderer Wert auf die Inbetriebnahme und die Hochspannungstests vor den Messungen am Teststrahl gelegt. Bei diesen vorbereitenden Messungen wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- Hochspannungen bis zu 10 000 V wurden den Kathoden- und Felddrähten, bis zu 2200 V den Anodendrähten angelegt. Die dabei auftretenden Leck- bzw. Dunkelströme waren vernachlässigbar klein (wenige 10 nA pro Drahtgruppe).
- Das Signal-Rausch-Verhältnis wurde zu besser als 40 dB bestimmt.

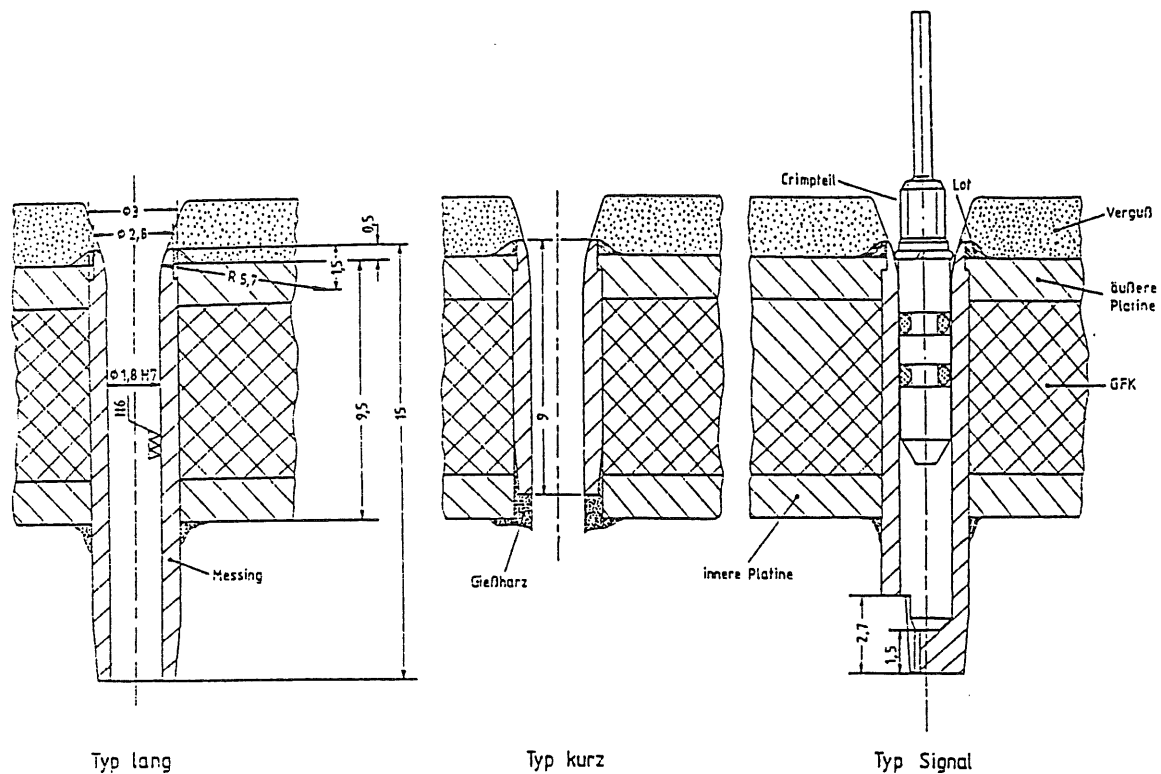


Abbildung 56: Querschnitt durch die Endwand des Prototyp III

- Die Energieauflösung von 6 keV Photonen wurde in Argon-Kohlendioxid-Methan (89/10/1) zu 23 % (FWHM) gemessen.

Die Ergebnisse zeigen die volle Funktionstüchtigkeit des Prototyp III.

Die nachfolgenden Teststrahlungsmessungen hatten zwei Schwerpunkte: die Messung der Ortsauflösung und Bestimmung des relativen Energieverlustes. Im Einzelnen sollten die Messungen folgende Fragen beantworten:

- Kann durch eine Erhöhung der Gasverstärkung die Ortsauflösung verbessert werden?
- Wird die Driftzeitbestimmung stabiler und damit genauer, wenn die Anstiegszeit der Vorverstärker länger wird?
- Ist die Ortsauflösung von Xenon-Gasgemischen auch in der Driftzelle mit modifizierter Geometrie der Signaldrahtebene schlechter als vergleichbare Argon-Mischungen?
- Ist der dynamische Bereich der Datenaufnahmeelektronik für Teilchen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung wegen der höheren effektiven Spurlängen ausreichend?
- Ist die Proportionalität zwischen Energieverlust der Teilchen und den Kamersignalen ausreichend?
- Führt die Verringerung der Samplingbreite bei hohen Driftfeldern zu einer deutlichen Verschlechterung der Meßgenauigkeit?



Der Versuchsaufbau am Elektronenteststrahl war vergleichbar mit dem, der für den Prototyp II benutzt wurde. Entsprechend den Fragestellungen konnte zusätzlich zur Verstellung des Driftweges der Winkel zwischen der Anodendraht-richtung (z-Richtung) und des Teststrahls im Bereich von  $90^\circ$  bis  $25^\circ$  variiert werden. Diese  $\theta$ -Variation entspricht den für die CJC relevanten Teilchenspürwinkeln im Experiment.

Als Kammergase wurden die für die CJC vorgeschlagenen Gase verwendet. Den Gasen mit Ethananteilen waren 100 vpm Wasser und 0.5% Alkohol zugemischt (vergl. Kap. 4.5).

Die Datenauswertung erfolgte nach den in Kap. 4.5 erläuterten Verfahren. Sie ist in [90] für die Bestimmung der Ortsauflösung bzw. in [97] für die Bestimmung der Ladungen beschrieben.

### Ergebnisse

Für Argon-Ethan ist die Ortsauflösung in Abb. 57 dargestellt. Die Daten zeigen

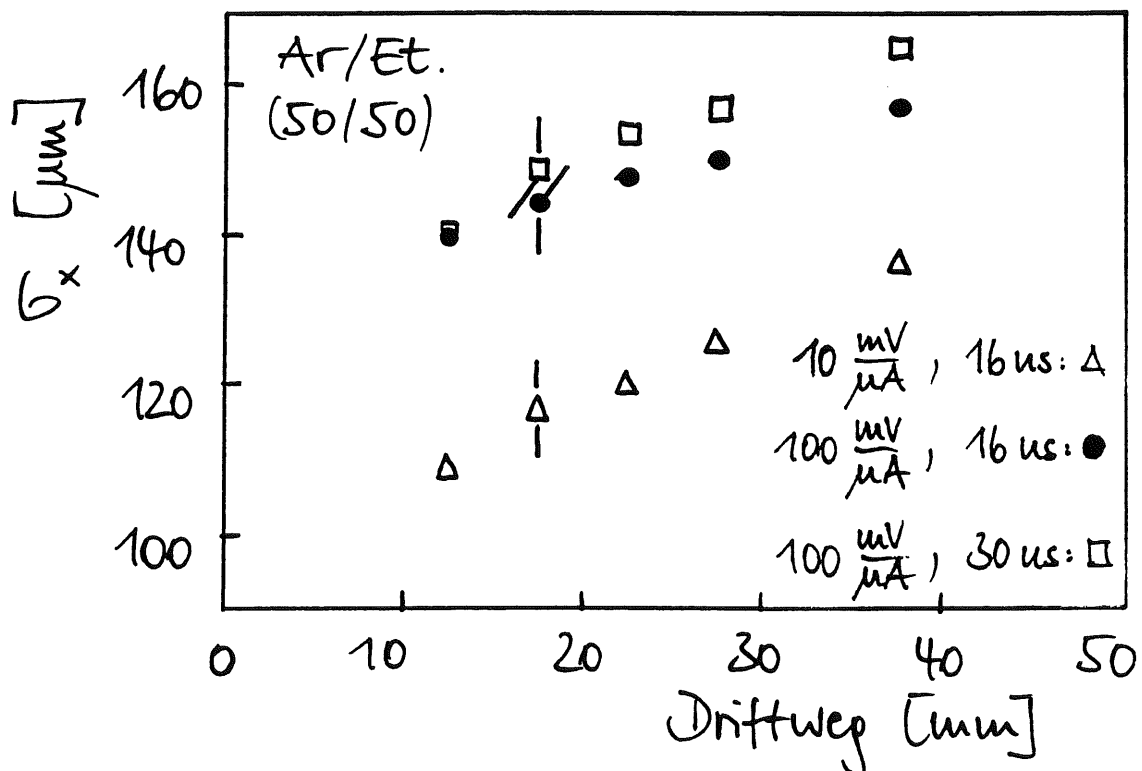


Abbildung 57: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftstrecke und den Vorverstärkerparametern in Ar-C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (50/50).

folgende Trends:

- Auflösungen von unter 110  $\mu\text{m}$  werden bei hoher Gasverstärkung erzielt.
- Die Verschlechterung zu größeren Driftwegen zeigt die Empfindlichkeit gegenüber zunehmender Diffusion.
- Die beiden Verstärker mit 10fach höherer Verstärkung liefern etwa 25% schlechtere Auflösungen.

- Die Auswirkung von verschiedenen Anstiegszeiten der Vorverstärker (16 ns und 30 ns) auf die Ortsauflösung ist nicht signifikant.

Für Xenon-Ethan sind die Ergebnisse in Abb. 58 gezeigt. Die Auflösung fällt

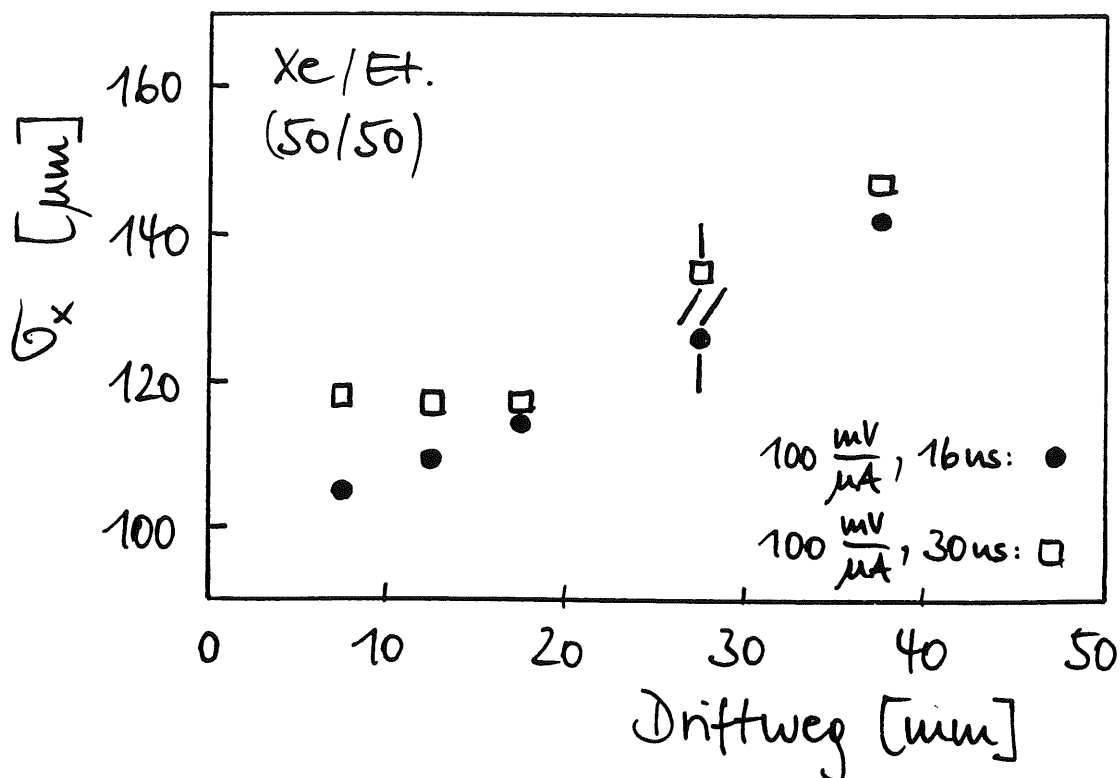


Abbildung 58: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftstrecke und den Vorverstärkerparametern in Xe-C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (50/50).

deutlich besser aus als für Prototyp II. Bei kleinen Driftwegen (bis 30 mm) werden günstigere Werte als bei Argon-Ethan erreicht, zu größeren Driftwegen steigt die Ortsauflösungskurve stärker an (vergl. Kap. 4.5). Damit ist gezeigt, daß mit Xenon durchaus gute Ortsauflösungen erreicht werden können. Der Einfluß unterschiedlicher Anstiegszeiten der Vorverstärker ist wie mit Argon gering.

Als drittes Gas wurde Ar-CO<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> im Mischungsverhältnis 89/10/1 untersucht. Abb. 59 zeigt das Ergebnis. Mit diesem Gas verschlechtert sich die Ortsauflösung deutlich. Die erzielten Werte liegen über 160  $\mu\text{m}$  und steigen bei 40 mm Driftweg auf knapp 200  $\mu\text{m}$  an. Unter dem Aspekt der Betriebssicherheit (nichtbrennbares Gas) und der Inbetriebnahmebedingungen der CJC (keine Kohlefädenbildung) ist diese Ortsauflösung für einen Meßbeginn akzeptabel.

Die Ladung, bestimmt aus dem Flächeninhalt der Signale, ist in Abb. 60 in Abhängigkeit vom Driftweg und in Abhängigkeit der Orientierung der ionisierenden Spur zur Signaldrahtrichtung dargestellt. Auf dem Driftweg zur Anode werden einige Elektronen wieder vom Gas eingefangen; je höher der Anteil von *elektro-negativen* Gasen in der Gasmischung ist, desto mehr Elektronen gehen für die Ladungsmessung verloren. Dieser Effekt ist bei der Kurve für  $\theta = 25^\circ$  deutlich zu sehen. Aus dem Abfall der Kurve läßt sich die mittlere Driftstrecke bis zum Einfang eines Elektrons mit Hilfe der Parametrisierung

$$Q \propto \exp\{-x/D\}$$

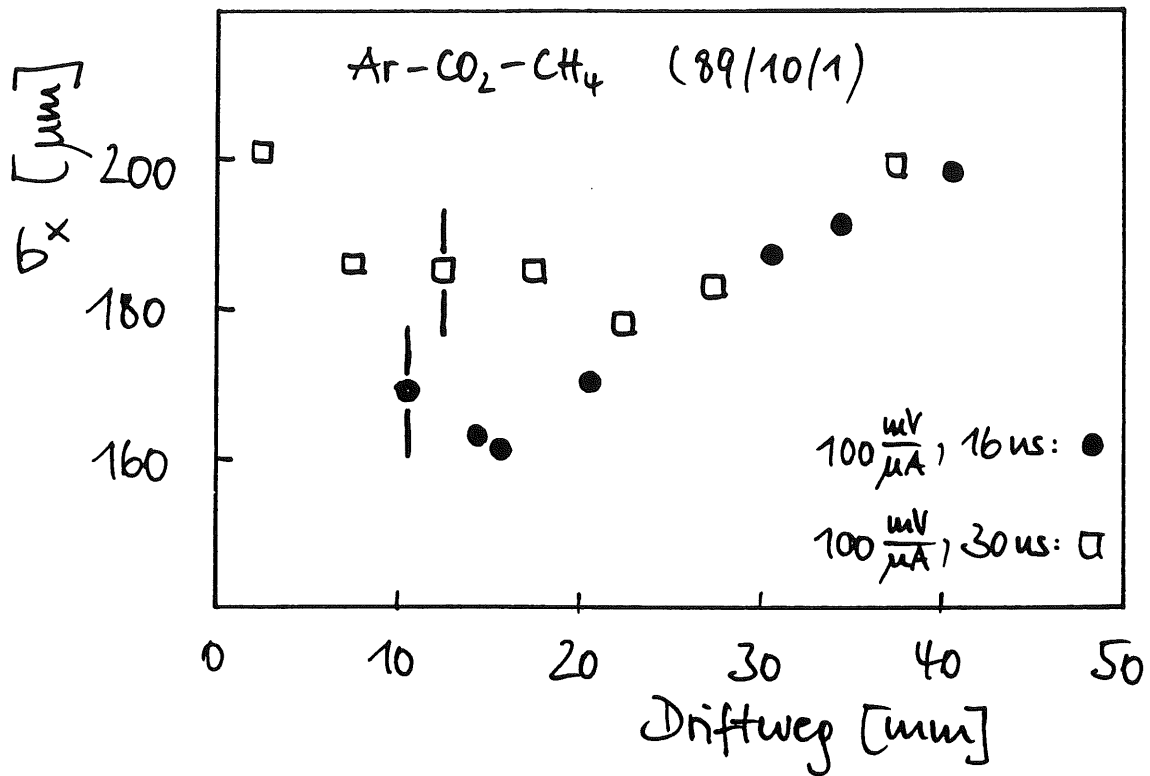


Abbildung 59: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftstrecke und den Vorverstärkerparametern in Ar-CO<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> (89/10/1).

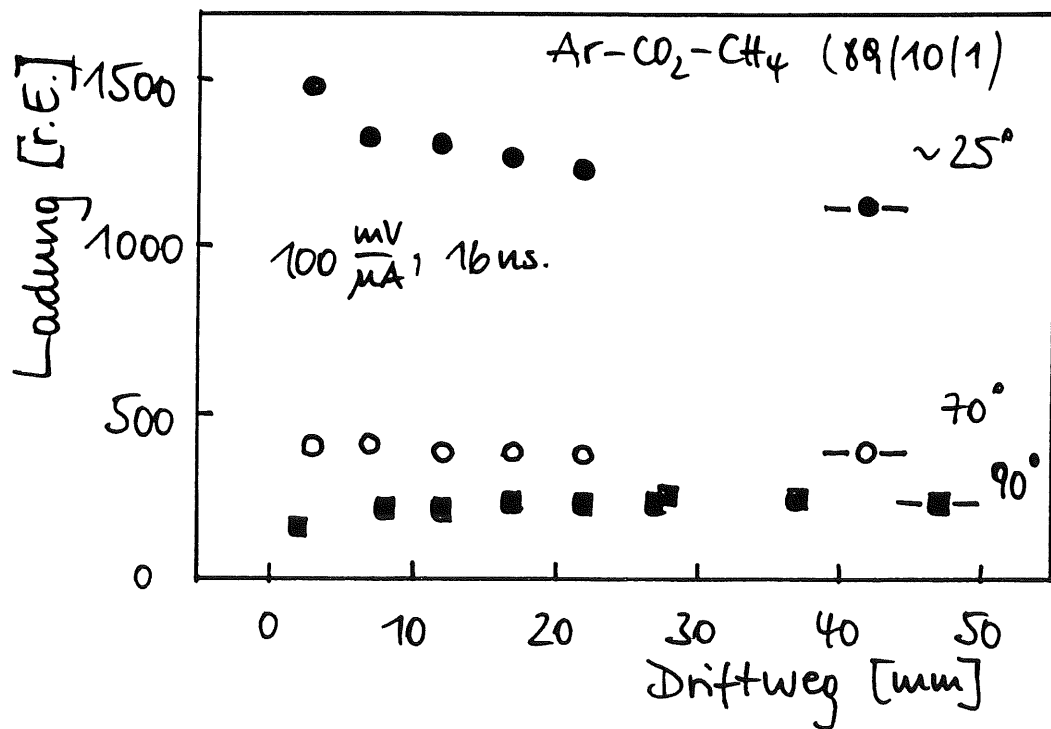


Abbildung 60: Ladungsintegral in Abhängigkeit vom Driftweg und Spurwinkel  $\theta$

abschätzen; dabei bedeuten  $x$  die Driftstrecke und  $D$  der Anlagerungskoeffizient.  $D$  beträgt in diesem Gas mehr als 160 mm und entspricht einem nicht gereinigtem Gas (vergl. [98] und [99]). Bei einem Spurwinkel von  $\theta = 90^\circ$  steigt die Ladung jedoch mit größer werdender Driftstrecke wieder an. Offensichtlich arbeiten hier zwei verschiedene Effekte gegeneinander. In Kap. 4.3 ist der zweite Effekt in Zusammenhang mit einem atypischen Verhalten der Ortsauflösung in Abhängigkeit der Driftstrecke diskutiert worden: bei hoher Gasverstärkung wird der lineare Zusammenhang zwischen Energieverlust und Kammersignal gestört. Je höher die absolute Ladungsdichte in der Nähe des Signaldrahtes ist, desto stärker ist die Entkopplung (*Sättigung*). Die transversale Diffusion und damit die räumliche Ausdehnung der Ladungen in Drahtnähe beeinflusst diesen Sättigungseffekt erheblich. Mit zunehmendem Driftweg nimmt die Ladungsdichte in Signaldrahtnähe ab, die Proportionalität wird wieder besser. Bei einem Spurwinkel von etwa  $\theta = 70^\circ$  kompensieren sich diese beiden Effekte von Elektroneinfang und Sättigung. Der Sättigungseffekt kann deutlicher mit Variation des Spurwinkels beobachtet werden. Durch Neigung der ionisierenden Spur zur  $z$ -Richtung wird ebenfalls die Ladungsdichte in Anodendrahtnähe herabgesetzt. Das Resultat ist in Abb. 61 dargestellt. Bei hohen Gasverstärkungen (kleine elektronische Verstärkung) steigt die gemessene

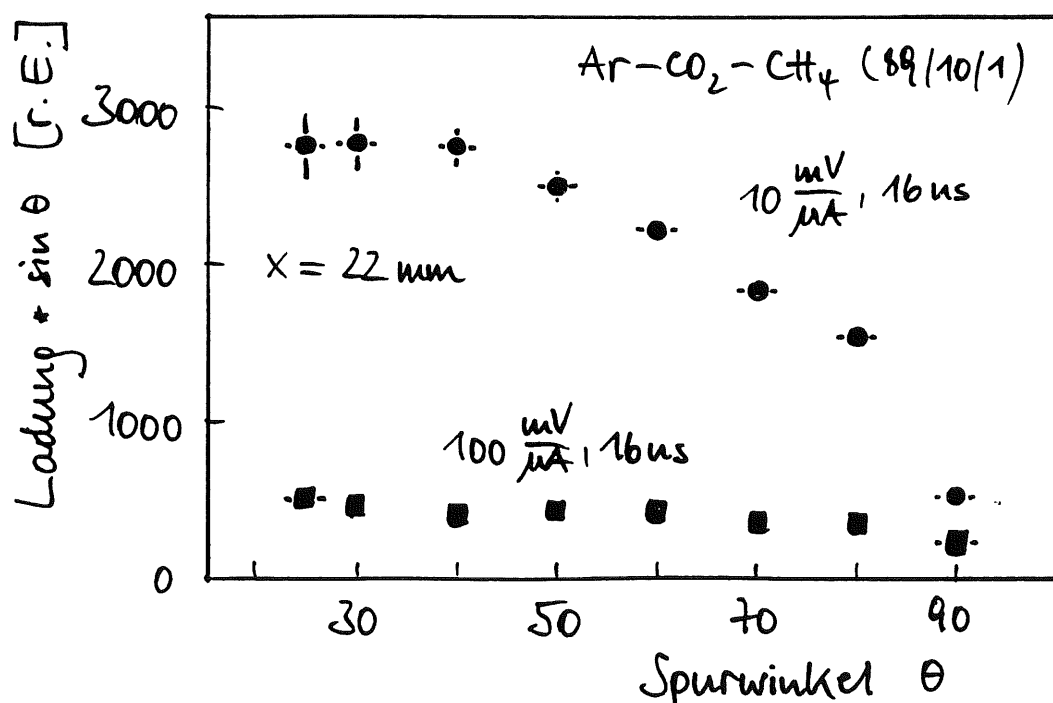


Abbildung 61: Ladungsintegral in Abhängigkeit vom Spurwinkel  $\theta$  und zwei Gasverstärkungen

sene Ladung für kleine Spurwinkel stark an, für kleinere Gasverstärkungen ist der Anstieg deutlich geringer. Für Argon-Ethan und Xenon-Ethan werden qualitativ die gleichen Effekte beobachtet (s. [99]).

Nach Kap. 2.3 beeinflusst das Driftfeld das Gasverstärkungsfeld um den Anodendraht. Um bei höheren Driftfeldstärken die Gasverstärkung nicht mit zu erhöhen, muß die Anodenspannung verringert werden. Das führt bei der vor-

liegenden Zellgeometrie zur Verringerung der Samplingbreite. Während die Ortsauflösung wenig beeinflusst wird (s. Abb. 62), kann bei konstanter Gasverstärkung eine deutliche Änderung in der gemessenen Ladung beobachtet werden (s. Abb. 63): sie sinkt um etwa 30% ab. Nach Kap. 2.3 wird für diese Felder

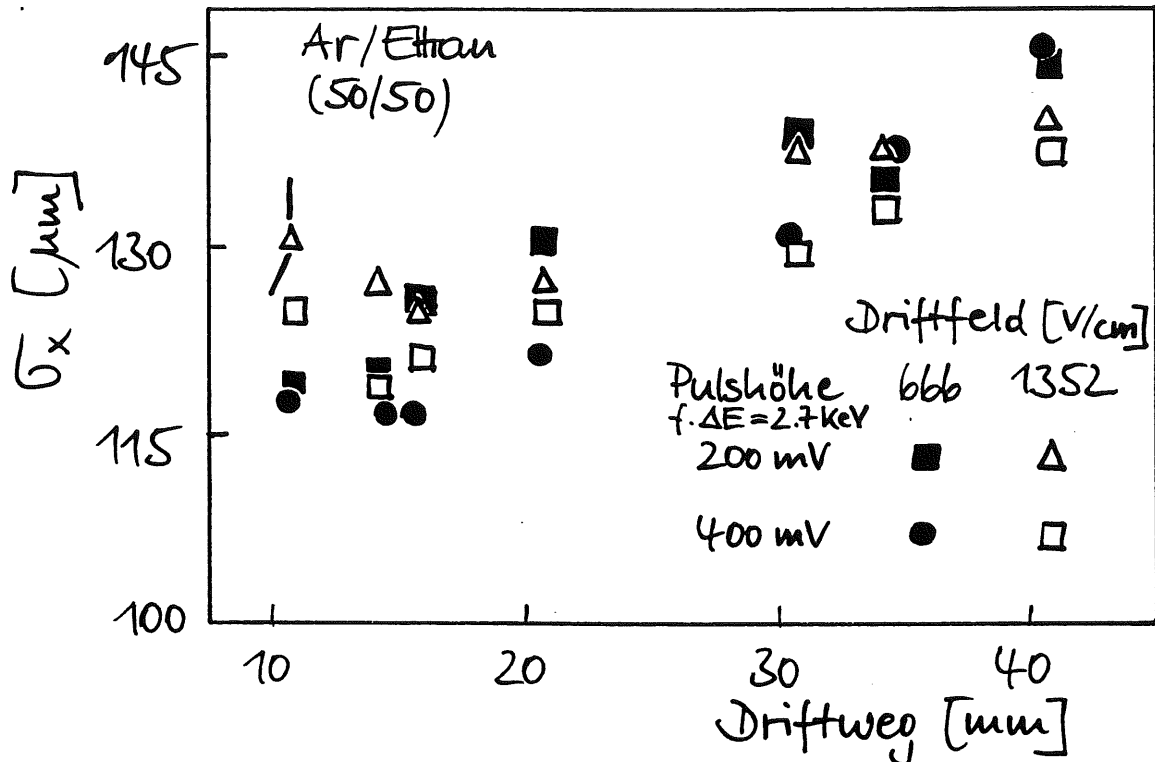


Abbildung 62: Ortsauflösung für zwei Driftfeldstärken und zwei Pulshöhen

eine Verringerung der Samplingbreite von 10 mm auf 6.7 mm – also um 30% – erwartet. Vorhersage und Messung stimmen demnach sehr gut überein.

Die Herabsetzung der zu Verfügung stehenden Ladungsträger aus der Ionisation verbreitert die Landau-Verteilung um ca. 27% (s. Tab. 9).

$E_{Drift}$ V/cm	Pulshöhe von 6 keV Photonen mV	Breite Landau-Spektrum FWHM in %
666	880	73.8
666	440	79.5
1352	880	88.8
1352	440	109.0

Tabelle 9: Breite der Landau-Spektren bei zwei Gasverstärkungen und zwei Driftfeldstärken

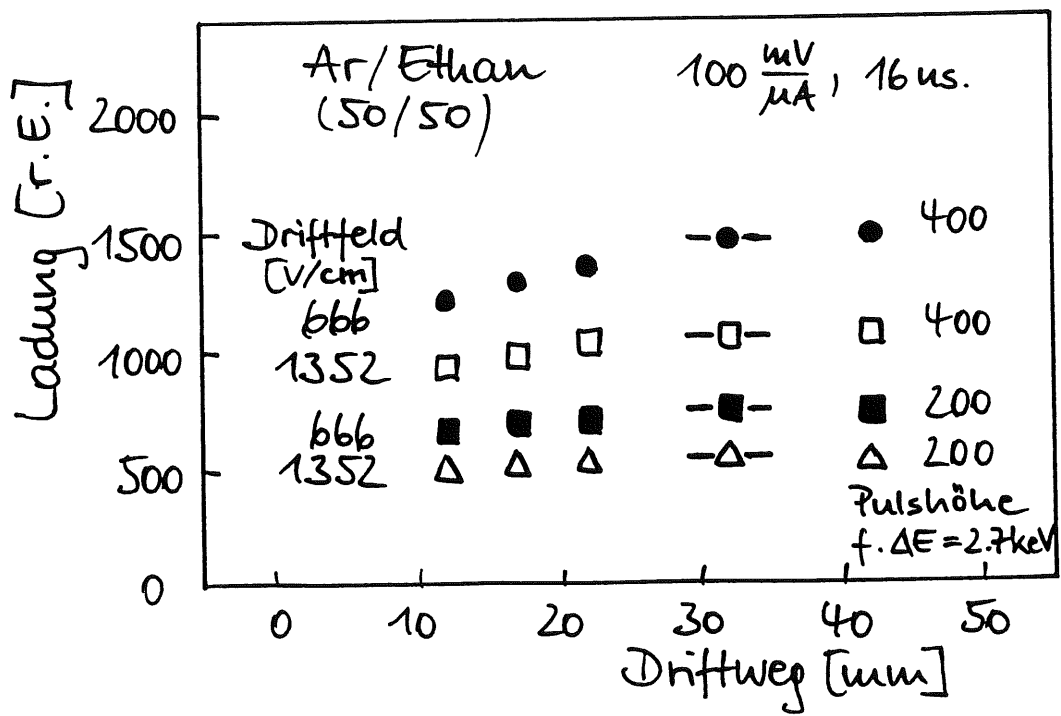


Abbildung 63: Ladungsintegral für zwei Driftfeldstärken und zwei Gasverstärkungen

## 5 Diskussion der Meßergebnisse

Meßergebnisse, die mit kleinen Prototypen an Teststrahlen gewonnen werden, sind unter späteren experimentellen Bedingungen häufig nicht erreichbar. In diesem Kapitel werden die Methoden und die verwendeten Testkammern unter dem Aspekt einer realistischen Vorhersage von Meßgenauigkeiten diskutiert, die mit der CJC erreicht werden können. Argon und Xenon in den verwendeten Gasmischungen werden gegenübergestellt; die unterschiedlichen Einflüsse der Zellgeometrien auf die Meßgenauigkeit werden besprochen. Die Folgerungen hieraus werden abschließend zusammengefaßt.

### 5.1 Kritik der Methoden und Vergleichbarkeit der Meßergebnisse

Die Absolutwerte der Meßergebnisse lassen sich nicht ohne weiteres auf den späteren Betrieb der CJC übertragen. Die wesentlichen Gründe werden im folgenden vorgestellt:

- Bei den Teststrahlungsmessungen sind Elektronen im Impulsbereich von 3 bis 5  $GeV/c$  verwendet worden. Für diese Elektronen hat der Energieverlust in den verwendeten Gasmischungen bereits das Fermi-Plateau erreicht. Die um ca. 60% höhere Ionisation gegenüber minimal ionisierenden Teilchen führt zu einer Verbesserung der Primärionenstatistik und somit zu einer Verminderung des Fehlerbeitrages  $\sigma_{Ion}$  zur Ortsauflösung (vergl. Kap. 2.4); die relative Energieauflösung wird durch die erhöhte Anzahl der Elektronen ebenfalls verbessert.
- Die Beeinflussung der elektrischen Felder, die von freigesetzten Ladungen im Driftraum herrühren, ist am Teststrahl mit etwa 10 Elektronen-Ionen-Paaren pro  $cm^2$  und  $sec$  vernachlässigbar gering. In der Realität sind aber wesentlich höhere Raten zu erwarten, so daß die Feldverzerrungen zu merkbareren Änderungen in wichtigen Gasparametern wie z.B. der Driftgeschwindigkeit und dadurch zu einer Verschlechterung der Ortsmessung führen können.
- Der Elektronenstrahl verlief senkrecht zur Driftrichtung der Driftelektronen. Die ionisierende Spur bildet so die bestmögliche Tangente an die Isochrone (vergl. Abb. 47 in Kap. 4.3), d.h. die Driftzeitdifferenz zwischen dem ersten und dem letzten Spurelektron ist so minimal. Im Betrieb der CJC ist das nicht immer gegeben, die Ortsmessung verschlechtert sich.
- Im späteren Experimentierbetrieb wird die effektive Spurlänge wegen der Neigung zur Drahtebene ( $\theta$ -Winkel) in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung vergrößert. Die höhere Anzahl der Elektronen verbessert bei diesen Spuren die Meßergebnisse (vergl. Kap. 4.6).
- Die relative Ortsauflösung ist mit *einer* Testkammer ohne äußere spurdefinierende Detektoren bestimmt worden. Eine absolute Ortsmessung und eine Bestimmung der absoluten Ortsauflösung bleibt dem Full-Size-Prototype vorbehalten, weil hierfür eine Kalibration der Jetzellen aus den Messungen

selbst notwendig ist. Die Qualität einer solchen Kalibration ist bestimmend für die absolute Ortsmessung.

- Die in dieser Arbeit diskutierten Ergebnisse sind ohne ein äußeres Magnetfeld gewonnen worden. Der Einfluß eines Magnetfeldes bis 0.63 *Tesla* (etwa 50% des H 1–Magnetfeldes) ist in [94] mit Prototyp III untersucht worden. Die Ergebnisse sind in Tab. 10 zusammengefaßt. Eine deutliche Verschlechterung

Driftfeld <i>V/cm</i>	Magnetfeld <i>Tesla</i>	Ortsauflösung $\mu m$
850	0.00	143 $\pm$ 2
850	0.63	176 $\pm$ 6
1100	0.00	149 $\pm$ 1
1100	0.21	148 $\pm$ 2
1100	0.42	154 $\pm$ 4
1100	0.63	167 $\pm$ 6

Tabelle 10: Ortsauflösung im Magnetfeld mit kosmischen Myonen

Die Verschlechterung der Ortsauflösung mit wachsendem Magnetfeld ist offensichtlich. Dabei muß allerdings berücksichtigt werden, daß die für diese Messungen verwendeten Myonen aus der kosmischen Strahlung nicht senkrecht zur Driftrichtung der Elektronen verliefen. Der Winkel entsprach  $90^\circ$  vermindert um den Lorentz–Winkel  $\alpha_L$ . In der CJC ist der Lorentz–Winkel kompensiert, die Verschlechterung wird weniger stark ausfallen.

In Kap. 2.3 wurde beschrieben, daß Zellgeometrie und Elektrostatik die Samplingbreite und die Isochronizität einer Driftkammer beeinflussen. Eine Variation von Gasverstärkung und Driftfeldstärke und insbesondere auch die Verwendung anderer als vorgesehener Gasmischungen wirft die Frage nach der Vergleichbarkeit der Resultate auf; denn es lassen sich ohne mechanische Änderungen der Zellgeometrie keine exakt gleichen Versuchsbedingungen schaffen. Aus dieser Tatsache ergeben sich zwei pragmatische Fragestellungen:

- Die Kammer ist vorgegeben; kann unter Berücksichtigung aller wesentlichen Parameter ein optimales Gasgemisch gefunden werden?
- Die Kammer ist nicht vorgegeben; wie müssen die Kammer–Parameter für das Wunsch–Gas gewählt werden?

Vor diesem Hintergrund waren auch die hier vorgestellten Messungen äußeren Bedingungen unterworfen. Die Prototypen waren durch die Vorstellungen und Entwürfe für die CJC vorgegeben. Aus zeitlichen und finanziellen Gründen konnten weitere Iterationen zwischen den beiden oben genannten Punkten an Testkammern nicht mehr erfolgen. Eine weitere Verbesserung der Meßergebnisse durch konsequente Nutzung der hier beschriebenen Zusammenhänge ist jedoch möglich.



## 5.2 Vergleich von Argon und Xenon in der SRD

Der Unterschied im systematischen Verhalten der beiden Edelgase in den verschiedenen Mischungen ist in Kap. 4.3 deutlich geworden. Die Ursachen für dieses Verhalten werden verständlich, wenn die Änderungen, die sich bei den Messungen einstellten, näher betrachtet werden:

- Die Erhöhung des Driftfeldes von 600 auf 1000  $V/cm$  bzw. auf 1400  $V/cm$  bei konstanter Signaldrahtspannung verringerte die Samplingbreite (vergl. Abb. 47). Damit wurde die effektive Spurlänge, und somit die Anzahl der Spurelektronen, die an der Signalentwicklung beteiligt werden konnten, herabgesetzt, was eine Verschlechterung der Ortsauflösung zur Folge hatte.
- Während sich die Driftgeschwindigkeit für Argon-Ethan (50/50) im untersuchten Driftfeldbereich nur um ca. 5% änderte, stieg sie für beide Xenon-Mischungen mit wachsendem Driftfeld linear an. Beim Übergang der Drift-Elektronen vom Driftraum in den Nachweisraum wirkten daher elektrische Feldänderungen proportional auf die Geschwindigkeit der Elektronen in der Xenon-Mischung ein. Die Isochronizität wurde auf diese Weise deutlich verschlechtert, und damit auch die Ortsauflösung (vergl. Kap. 4.3).
- Die longitudinale Diffusion nimmt für die untersuchten Gasmischungen mit steigender Feldstärke deutlich ab (s. Tab. 11). Dadurch verringert sich der Fehlerbeitrag der Diffusion bei anstiegsbetonten Zeitbestimmungsmethoden.

$E_{Drift}$ $V/cm$	longitudinale Diffusion in $\mu m/\sqrt{cm}$		
	Argon-Ethan 50/50	Xenon-Ethan 50/50	Xenon-Ethan 70/30
600	128.9	181.2	232.3
700	122.2	175.8	221.7
800	116.6	168.7	206.5
900	111.8	160.5	189.3
1000	107.6	152.1	173.1
1100	103.9	143.9	158.6
1200	100.7	136.1	145.8
1300	98.0	129.2	135.4
1400	95.7	122.8	126.5

Tabelle 11: Longitudinale Diffusion berechnet mit WIRCHA

- Die transversale Diffusion ist in Tab. 12 gegenübergestellt; auch sie zeigt für die Gasmischungen und die Driftfelder ein sehr unterschiedliches Verhalten. Auf die Ortsauflösung hat sie jedoch nur indirekt Einfluß (s. u.).

Das Verhalten der Gasmischungen in den Driftkammern ist durch die unterschiedlich starken Beiträge der Einzeleffekte bestimmt. In Abb. 64 ist das systema-

	transversale Diffusion in $\mu m/\sqrt{cm}$		
$E_{Drift}$ $V/cm$	Argon-Ethan 50/50	Xenon-Ethan 50/50	Xenon-Ethan 70/30
600	235.7	153.9	177.8
700	232.9	156.3	185.6
800	230.5	159.0	193.2
900	228.6	161.8	200.4
1000	227.1	164.6	206.8
1100	226.0	167.5	212.7
1200	225.0	170.2	218.1
1300	224.3	172.8	222.8
1400	223.8	175.3	227.2

Tabelle 12: Transversale Diffusion berechnet mit WIRCHA

tische Verhalten in Abhängigkeit des Driftfeldes und der Driftwege für Argon-Ethan (50/50) gezeigt. Offensichtlich dominieren bei dem DCOG-Verfahren die Veränderungen in der Samplingbreite und in der longitudinalen Diffusion:

- mit kleiner werdender Samplingbreite verschlechtert sich die Ortsauflösung kontinuierlich, und
- mit kleiner werdender longitudinaler Diffusion wird die Differenz in der Ortsauflösung für Driftwege zwischen 10 und 60 *mm* kleiner.

Die gleichen Daten, mit dem COG-Verfahren ausgewertet, ergeben ein anderes Bild:

- der Sockelbetrag der Ortsauflösung liegt höher,
- mit steigendem Driftfeld ist die Verschlechterung der Ortsauflösung im Mittel geringfügig größer als mit dem DCOG-Verfahren (vergl. Kap. 4.3), und
- mit steigendem Driftfeld werden die Unterschiede zwischen den verschieden langen Driftwegen kleiner.

Das COG-Verfahren ist zwar auf die Diffusion weniger empfindlich, aber die Fluktuationen in der Primäronisation, kombiniert mit der schlechteren Isochronizität, treten wesentlich stärker hervor.

Wird Argon gegen Xenon ausgetauscht, ergibt sich das in Abb. 65 dargestellte Verhalten. Die starke Zunahme der Krümmung der Isochronen zeigt hier erhebliche Auswirkungen auf die erreichbare Ortsauflösung. Die höhere Diffusionskonstante wirkt sich ebenfalls nachteilig aus.

Die abnehmende longitudinale Diffusion führt zu einem geringeren Anwachsen der Meßgenauigkeit bei langen Driftwegen, im Fall des DCOG-Verfahrens sogar zu einer Verbesserung der Ortsauflösung. Ob diese Verbesserung allein auf die abnehmende longitudinale Diffusion zurückgeführt werden kann, konnte mit diesen Meßreihen nicht geklärt werden. Denn die transversale Diffusion verbreitert den

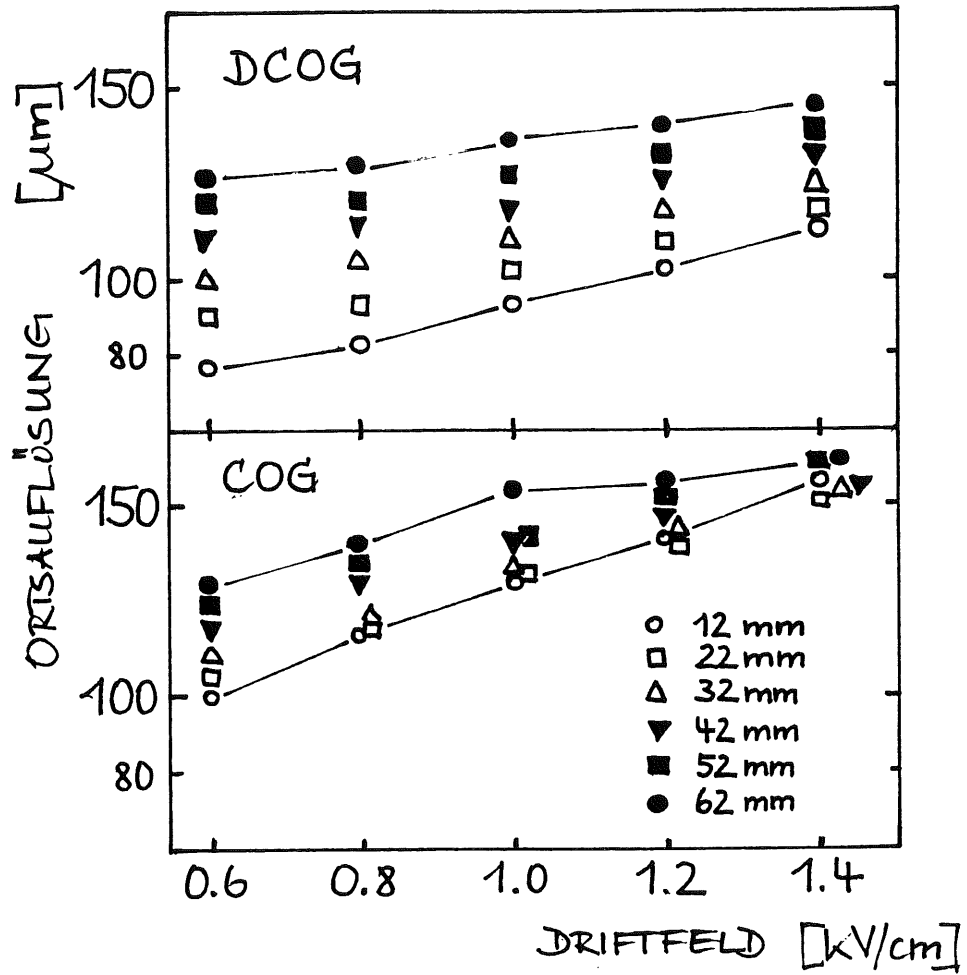


Abbildung 64: Ortsauflösung in Argon/Ethan (50/50) in Abhängigkeit von der Driftfeldstärke. Parameter ist die Driftstrecke.

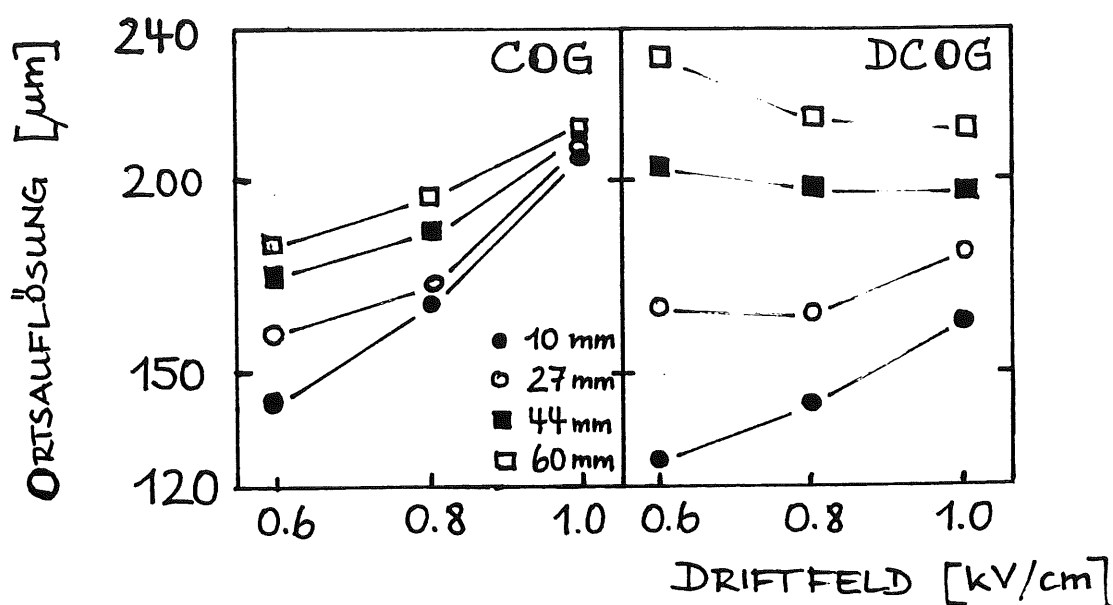


Abbildung 65: Ortsauflösung in Xenon/Ethan (50/50) in Abhängigkeit von der Driftfeldstärke. Parameter ist die Driftstrecke.

Schwarm der Spurelektronen senkrecht zur Driftrichtung und sorgt einerseits für eine gleichmäßigere Verteilung der Elektronen entlang des Spurstückes (*Declustering*) und andererseits für größere Abstände zwischen den Einzellawinen, was zu geringeren Störungen der Einzellawinenentwicklung untereinander führt.

Die Mischung Xenon-Ethan (70/30) zeigt diese Systematik nicht mehr (s. Abb. 66). Eine eindeutige Erklärung für dieses Verhalten kann im Rahmen dieser Arbeit nicht gegeben werden. Ein optimaler Arbeitspunkt für das Gas kann anhand der vorhandenen Meßdaten für die SRD nicht vorausgesagt werden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, daß mit Xenon als Hauptbestandteil einer Ethan-Gasmischung die guten Eigenschaften einer Argon-Ethan Mischung aufgegeben werden. Die starke Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Driftfeld (vergl. Abb. 38) führt in dieser Zellgeometrie zu deutlich schlechterer Isochronizität, und damit zu deutlich schlechterer Ortsauflösung.

Soll dieser Mangel beseitigt werden, so sind die elektrischen Felder am Rand des Nachweisraumes und im Driftraum sorgfältig aufeinander abzustimmen.

### 5.3 Vergleich von Argon und Xenon im Prototyp

In den Prototypen sind die Messungen zur Orts- und Energieauflösung an Arbeitspunkten erfolgt, wie sie für den Betrieb der CJC vorgesehen sind:

- Die Driftfeldstärke wurde so eingestellt, daß die Driftgeschwindigkeit ihren Maximalwert erreichte. In diesem Punkt ist die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke minimal. Feldinhomogenitäten können dann die Ortsmessung weniger beeinflussen.
- Die mittlere Pulshöhe wurde auf 1/20 bzw. 1/10 des dynamischen Bereiches der FADCs (2000 mV) eingestellt, um die Pulsentwicklung bei hohem

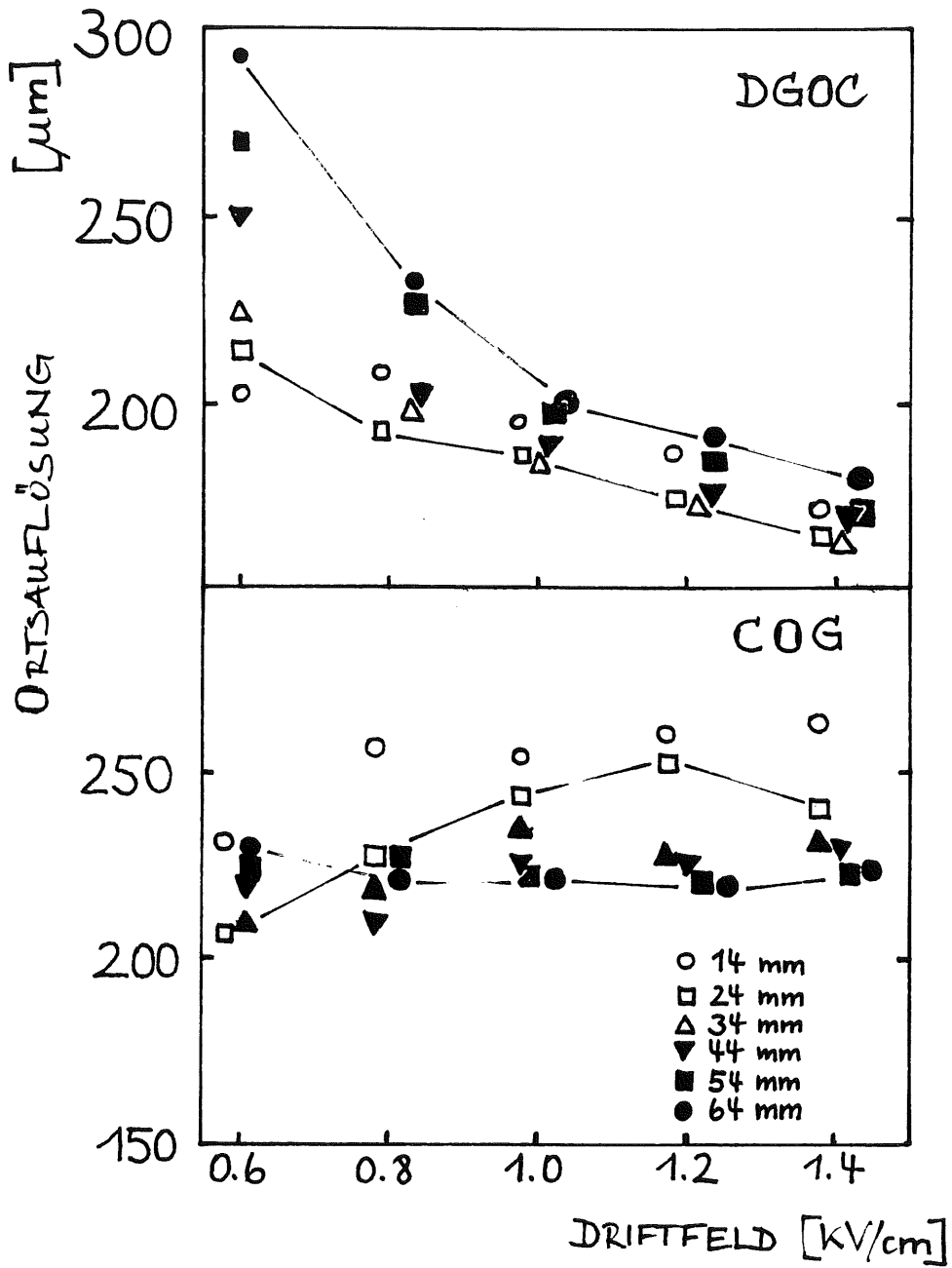


Abbildung 66: Ortsauflösung in Xenon/Ethan (70/30) in Abhängigkeit von der Driftfeldstärke. Parameter ist die Driftstrecke.

Energieverlust der Teilchen noch voll erfassen zu können.

Die Unterschiede in den Ortsauflösungen lassen sich durch zwei Punkte charakterisieren; gegenüber Argon zeigt Xenon

- eine stärkere Verschlechterung zu längeren Driftwegen hin und
- eine verbesserte Auflösung in Signaldrahtnähe.

Die Ursachen hierfür sind die höhere longitudinale Diffusion und die höhere Primärionisation. Insbesondere im Prototyp III war die Ortsauflösung für Xenon–Ethan (50/50) im Mittel besser als für Argon–Ethan (50/50).

Das grundsätzliche Verhalten der Mischungen im kleinen Prototyp zeigte keine "Anomalien". Mit größer werdenden Driftwegen verschlechtert sich die Ortsauflösung, sie erreicht den besten Wert im einem Driftwegbereich von etwa 1 cm und verschlechtert sich in Signaldrahtnähe.

Im Vergleich zur SRD kann in diesem Zusammenhang festgehalten werden, daß sich der größere Krümmungsradius der Isochrone und der größere Einzugsbereich (höhere Samplingbreite) positiv bemerkbar machten. Werden die Driftfelder bei Magnetfeldbetrieb jedoch auf die dort notwendigen Feldstärken erhöht, ändern sich sowohl Krümmungsradius wie auch Einzugsbereich: beide werden kleiner. Grundsätzlich ist dann mit einer Verschlechterung der Ortsmessung zu rechnen (vergl. Kap. 4.3 und 4.6). Für Xenon–Gemische kann das aufgrund der Driftgeschwindigkeits–Abhängigkeit vom elektrischen Feld zu einer überproportionalen Verschlechterung führen. Darüber hinaus werden für Xenon in den diskutierten Mischungen Driftfelder von über 1700 V/cm erwartet, für die die Driftgeschwindigkeit maximal wird. Diese hohen Feldstärken sind mit dem bestehenden Kammerentwurf für die CJC nicht erreichbar.

## 5.4 Ergebnisse der Diskussion und Schlußfolgerungen

Die Ergebnisse der Diskussion können wie folgt zusammengefaßt werden:

- Untersuchungen mit den verschiedenen Driftkammern haben gezeigt, daß die Zellgeometrie und die Elektrostatik erheblichen Einfluß auf die Ortsmeßgenauigkeit haben.
- Die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit des elektrischen Feldes bestimmt die Isochronizität einer Driftkammer mit und wirkt hierüber wesentlich auf die Ortsauflösung ein.
- Die Diffusion bleibt zwar eine kritische Gaseigenschaft, ist aber häufig nur von untergeordneter Rolle bei dem Gesamtfehler.
- Die Isochronizität zusammen mit der Primärionenstatistik tragen zum Gesamtfehler deutlich bei.
- Bei hohen Gasverstärkungen (höher als  $10^4$ ) verschieben Raumladungs– und damit Sättigungseffekte den Ladungsschwerpunkt der Spurelektronen<sup>19</sup>.

---

<sup>19</sup>Die Gasverstärkungen sind für die verwendeten Driftkammern abgeschätzt worden: für die radialsymmetrischen Zellen ca.  $10^5$ , für die SRD ca.  $4 \cdot 10^5$ , für die Prototypen ca.  $10^5$  bei einer

- Sättigungseffekte heben die Proportionalität zwischen Energieverlust und Kammersignal auf.

Die quantitativen Beiträge der Einzelfehler sollten mit diesen Meßreihen nicht bestimmt werden. Darüber hinaus sind die Fluktuationen in der Gasverstärkung ( $\sigma_{Avala}$ ) und die Reaktionen der Elektronik auf die Signalentwicklung im *nsec*-Bereich schwer von den übrigen Fehlern entfaltbar.

Die Zeitmarkenbestimmung aus der Pulsform zeigt sich als mitentscheidender Faktor bei der Ortsmessung. Der Zusammenhang zwischen den innerhalb der Kammer und des Gases ablaufenden Prozessen und der digitalisierten Signalform ist durch die parallele Verwendung von DCOG und COG deutlich hervorgetreten. Das legt zwei Schlußfolgerungen nahe:

- Die richtige Wahl des Algorithmus für die Zeitmarkenbestimmung setzt die Kenntnis der Pulsentwicklung voraus.
- Eine präzise Adjustierung des Algorithmus auf den fest gegebenen Arbeitspunkt kann die Ortsmessung deutlich verbessern (vergl. [100]).

Sowohl bei der SRD als auch bei den Prototypen sind verschiedene Zeitbestimmungsmethoden getestet worden. Mit ihnen konnten jedoch keine Verbesserungen gegenüber den hier beschriebenen erzielt werden. Auf eine aufwendige Optimierung wurde verzichtet, da sie für den späteren Betrieb der CJC nicht relevant gewesen wäre.

---

elektronischen Verstärkung von  $10 \text{ mV}/\mu\text{A}$  und  $10^4$  bei  $100 \text{ mV}/\mu\text{A}$ . Die Angaben haben den Fehler-Faktor 2.

## Zusammenfassung

Im Rahmen der Entwicklungsarbeiten für die zentrale Jetkammer des H1 Detektor an HERA wurden Gasuntersuchungen mit Driftkammern und Testmessungen mit kleinen Prototypen durchgeführt. Die Hauptzielsetzung war es zu prüfen, ob mit Xenon als Hauptgasbestandteil des Driftkammerngases eine Verbesserung der Meßgenauigkeit erzielt werden kann und ob das Durchführungskonzept und damit die im Aufbau komplexe Kammerendwand den elektrischen und mechanischen Anforderungen genügt. Da anfangs keine übertragbaren Erfahrungen mit Xenon Gasgemischen in Jetzellen vorlagen, mußten auch grundlegende Fragen zur Nutzung von Xenon als Kammergas beleuchtet werden. Die Ortsmeßgenauigkeit stand dabei ihrer Bedeutung entsprechend im Vordergrund (vergl. Kap. 1.3). Um dem engen zeitlichen Entwicklungsrahmen gerecht zu werden, wurden parallel zwei Untersuchungslinien verfolgt: erstens Gasuntersuchungen in verschiedenen Zellgeometrien und unter verschiedenen Randbedingungen und zweitens Testmessungen an kleinen Prototypen. Die Prototypen waren dem aktuellen Entwurfsstand der CJC angepaßt.

Die grundlegenden Gasuntersuchungen (1. Untersuchungslinie) wurden in enger Zusammenarbeit mit dem III. Physikalischen Institut der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen durchgeführt. Erste Messungen mit xenongefüllten radialsymmetrischen Driftzellen zeigten allerdings, daß die Ortsauflösung in dieser Zellgeometrie nicht verbessert wird. Für Xenon-Ethan Gase in den Mischungen (85/15), (75/25) und (65/35) ergaben sich entsprechend  $180 \mu m$ ,  $175 \mu m$  und  $135 \mu m$  Standardabweichungen als Bestwerte. In detaillierteren Untersuchungen mit einer "Sample Restricted Drift Chamber (SRD)" wurde für Xenon Gasmischungen ein atypisches Verhalten der Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Driftstrecke beobachtet: bei abnehmender Driftstrecke eine Verschlechterung der Ortsauflösung noch im homogenen Driftfeld. Die Isochronizität der mit Xenon gefüllten Kammer und Sättigungseffekte bei der Gasverstärkung konnten nach systematischen Messungen für das beobachtete Verhalten verantwortlich gemacht werden. Die Empfindlichkeit der Xenon Mischungen auf Änderungen der elektrischen Felder in der Kammer tritt gegenüber einer Argon-Ethan Mischung (50/50) deutlich hervor. Für Xenon-Ethan (70/30) wurden Auflösungen je nach Arbeitspunkt von ca.  $175 \mu m$  bis ca.  $260 \mu m$  – gemittelt über eine Driftstrecke von ca.  $60 mm$  – gemessen, für Xenon-Ethan (50/50) von ca.  $160 \mu m$  bis ca.  $210 \mu m$ . Im Gegensatz dazu liefert Argon-Ethan (50/50) Werte von ca.  $105 \mu m$  bis ca.  $130 \mu m$ .

Die 2. Untersuchungslinie wurde innerhalb der DESY-Projektgruppe CJC und später am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg durchgeführt. Sie begann mit Messungen, die im wesentlichen zur Lösung von elektrostatischen Problemen dienten (insb. Prototyp I). Prototyp II lieferte erste Anhaltspunkte dafür, daß bei einem Austausch von Argon gegen Xenon die Ortsauflösung in Jetzellen besser wird (Edelgas-Ethan (50/50)). Für Argon-Ethan wurde  $\sigma_x \approx 140 \mu m$  und für Xenon-Ethan  $\sigma_x \approx 125 \mu m$  erreicht. Auf die Energieauflösung hatte der Gaswechsel praktisch keinen Einfluß. Aus 56 Einzeldrahtmessungen wurde mit Hilfe der Truncated Mean Methode die Energieauflösung zu  $\sigma_{dE/dx} \approx 6\%$  bestimmt. Prototyp III, dessen Zellgeometrie bis auf



die Zellneigung kompatibel zur CJC ist, zeigt deutlich 25% Verbesserung in der Ortsauflösung bei Xenon-Ethan (50/50) gegenüber Argon-Ethan (50/50) ( $110 \mu m$  gegenüber  $145 \mu m$  Standardabweichungen). Es zeigt sich, daß bei einer Erhöhung der Gasverstärkung um den Faktor 10 (bei gleichzeitiger Herabsetzung der elektronischen Verstärkung um den Faktor 10) die Ortsauflösung für Argon-Ethan (50/50) um etwa 25% verbessert werden kann. Eine Änderung der Anstiegszeit der Vorverstärker spiegelt sich jedoch nicht signifikant in den Ergebnissen wider. Andeutungen von Nichtproportionalitäten in Ergebnissen von Prototyp II wurden mit Prototyp III systematisch untersucht. Mit den jetzt für die CJC vorgesehenen Verstärkern mit einer Empfindlichkeit von  $100 mV/\mu A$  ist der Einfluß der Nichtproportionalität deutlich herabgesetzt. Die Verringerung der Samplingbreite (vergl. Kap. 2.3) hat wenig Einfluß auf die Ortsauflösung, ist aber in dem zu erwartenden Variationsbereich etwa umgekehrt proportional zur Breite der Landauverteilung des Einzeldrahtes. Argon-CO<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> (89/10/1) liefert Ortsauflösungen von ca.  $170 \mu m$ . Dieser Wert ist für die Inbetriebnahme der CJC voll ausreichend.

Diese und hier nicht beschriebene Ergebnisse aus ca. 1 000 000 aufgezeichneter Spuren mit Prototyp III haben gezeigt, daß die komplexe Endwandstruktur im Prinzip voll funktionstüchtig ist.

Aus den Einzelergebnissen beider Untersuchungslinien lassen sich folgende Schlüsse ziehen: Zellgeometrie und Elektrostatik beeinflussen über die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Driftfeld die Isochronizität einer Driftkammer und damit die Ortsauflösung; die Diffusion spielt bei kurzen Driftwegen häufig eine untergeordnete Rolle bei dem Gesamtfehler; bei hohen Gasverstärkungen (höher als  $10^4$ ) wird die Interpretation der Signalförmigkeit einer Driftkammer schwierig (vergl. Kap 5). Für die CJC läßt sich feststellen, daß sich eine Verwendung von Xenon als Kammergas nicht empfiehlt. Die hohen Driftfeldstärken, die für eine gute Konstanz der Driftgeschwindigkeit eingestellt werden müßten, würden der CJC voraussichtlich schaden. Darüber hinaus sind Beschaffung, Rückgewinnung und Reinigung des Xenon mit hohen Kosten verbunden.

## Literatur

- [1] A. H. Walenta, J. Heintze and B. Schürlein, N.I.M. 92 (1971) 373
- [2] Proc. Workshop "Experimentation at HERA", NIKHEF Amsterdam June 1983,  
DESY HERA 83-20, 1983
- [3] G. Wolf, "HERA: Physics, Machine and Experiments", DESY preprint 86-089, 1986
- [4] Proc. of the HERA workshop edited by R. D. Peccei Vol. 1 and 2, DESY Hamburg, October 12 - 14, 1987
- [5] A. Ali et al., "Heavy Quark Physics at HERA", in Proceedings of the HERA Workshop Hamburg, Oct. 12-14, 1987 p. 393
- [6] A. Ali et al., "Heavy Quark Physics at HERA", DESY 88-119 und FTUAM-EP-88-05, August 1988
- [7] J. Marks, Dissertation, Hamburg, 1989
- [8] A. Wagner, "Central Detectors", Physica Scripta, Vol. 23 (1981) 446
- [9] R. L. Gluckstern, N.I.M. 24 (1963) 381
- [10] CELLO Collaboration, "Proposal to upgrade the CELLO Detector", Internal Report DESY CELLO-83-01 und PRC 83/01, 1983
- [11] ZEUS Collaboration, "ZEUS A Detector For HERA", Letter of Intent, DESY Hamburg, 1985
- [12] G. Dietrich et al., "A large Polygon Drift Chamber for the JADE Experiment at PETRA", DESY 83-014, 1983
- [13] ZEUS Collaboration, "The ZEUS Detector", Technical Proposal, DESY Hamburg, 1986
- [14] W. W. M. Allison and J. H. Cobb, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (1980) 253
- [15] H 1 Collaboration, "Letter of Intent for an Experiment at HERA", DESY Hamburg, 1985
- [16] H 1 Collaboration, "Technical Proposal for the H 1 Detector", DESY Hamburg, 1986
- [17] H 1 Collaboration, "Technical Progress Report", DESY Hamburg, 1987
- [18] V. K. Ermilova et al., Soviet Physics Jetp Vol. 29, 5 (1969) 861
- [19] V. K. Ermilova et al., N.I.M. 145 (1977) 555

- [20] V. A. Chechin et al., N.I.M. 98 (1972) 577 und  
A. V. Alakoz et al., N.I.M. 124 (1975) 42
- [21] F. Sauli, CERN 77-09, 1977 und  
E. J. Kobetich and R. Katz, Phys. Rev. 170 (1968) 391
- [22] L. G. H. Huxley and R. W. Crompton, "The Diffusion and Drift of  
Electrons in Gases", John Wiley & Sons (1974)
- [23] S. Gasiorowicz, "Quantenphysik", R. Oldenburg Verlag Wien München  
(1977)
- [24] V. Palladino and B. Sadoulet, N.I.M. 128 (1975) 323
- [25] G. D. Alkahazov, N.I.M. 89 (1970) 155
- [26] O.C. Allkofer, "Teilchendetektoren", Verlag Karl Thiernig München  
(1971)
- [27] H. Raether, "Electron Avalanches and Breakdown in Gases", Butter-  
worth London (1964)
- [28] K. Wiesemann, "Einführung in die Gaselektronik", B. G. Teubner  
Stuttgart (1976)
- [29] K.-H. Rohe, "Elektronik für Physiker", B. G. Teubner Stuttgart (1978)
- [30] U. Tietze und H. Schenk, "Halbleiterschaltungstechnik", Springer-  
Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1974)
- [31] T. Kunst, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1986
- [32] H. Nierobisch, Dissertation, III. Physik. Institut der RWTH Aachen,  
1989
- [33] J. Byrne, Proc. Roy. Soc. Edinburgh 66A (1962) 33
- [34] G. F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", John Wiley &  
Sons, New York
- [35] G. Westerkamp, Diplomarbeit, II. Inst. f. Experimentalphysik der  
Univ. Hamburg, 1988 und Interner Bericht DESY F14-88-03, Dezem-  
ber 1988
- [36] W. Struczinski, Habilitationsschrift, III. Physik. Institut der RWTH  
Aachen, 1986 und  
W. Struczinski, persönliche Mitteilung, Hamburg, 1990
- [37] J.B. Dainton, DESY 88-161, 1988
- [38] P. Steffen, "A Spiral Jet Chamber as Central Detector for the H 1  
Experiment at HERA", DESY Internal-Note H1-4/85-05, 1985

- [39] J. Kadyk, "Proceedings of the Workshop on Radiation Damage to Wire Chambers", LBL-21170 / UC-34D / CONF-860162, April 1986
- [40] J. Schug, persönliche Mitteilung, DESY, 1989
- [41] J. Bürger, diverse technische Zeichnungen, DESY, 1985-89, und K. Finke, "Durchführungen H1-CJC", DESY Zeichnung Nr. 287 420 010 (1987) und G.-G. Winter, DESY Internal H1-Tracking-Note Nr. 6, 1987
- [42] J. Schug, U. Seehausen, DESY Internal H1-Tracking-Note, 1989
- [43] W. Zimmermann, "HV Power Supply for H1-CJC", DESY Internal H1-Tracking-Note, 1988
- [44] W. Zimmermann, "The F1000 FADC System", DESY Internal H1-Tracking-Note, 1988
- [45] W. Struczinski, persönliche Mitteilungen, Aachen, 1989
- [46] P. Flowers, persönliche Mitteilungen, Aachen, 1989
- [47] V. Commichau et al., "Test of a High Resolution Drift Chamber Prototype", DESY 84-049, 1984
- [48] W. B. Atwood et al., N.I.M. A252 (1986) 295
- [49] H. Anderhub et al., N.I.M. A252 (1986) 357
- [50] M. Deutschmann et al., N.I.M. A252 (1986) 379
- [51] U. Geßner, "Einfluß eines Magnetfeldes auf die Drift von Elektronen in CO<sub>2</sub> - IsoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> - Gemischen", PITHA 87-07, 1987
- [52] K. Dederichs, Diplomarbeit, III. Physik. Institut der RWTH Aachen, 1983
- [53] U. Herten, Diplomarbeit, III. Physik. Institut der RWTH Aachen, 1985
- [54] F. Muheim, Diplomarbeit, IHP der ETH Zürich, 1985
- [55] K. J. Draheim, Diplomarbeit, III. Physik. Institut der RWTH Aachen, 1986
- [56] K. D. Hofmann, Diplomarbeit, III. Physik. Institut der RWTH Aachen, 1986
- [57] P. Hawelka, Dissertation, III. Physik. Institut der RWTH Aachen, 1987
- [58] R. Reumann, "Aufbau und Test eines Szintillatortriggersystems für Driftkammern", Diplomarbeit, II. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg, 1988 und Interner Bericht DESY F14-88-01, 1988
- [59] J. Va'vra, SLAC-PUB-3131, June 1983

- [60] B. Jean-Marie, V. Lepeltier and D. L'Hote, N.I.M. 159 (1979) 213
- [61] P. Steffen, persönliche Mitteilung, DESY, 1985
- [62] J. Fehlmann, J.A. Paradiso und G. Viertel, "WIRCHA", Ein Programm zur Simulation von Driftkammern, ETH Zürich, 1983
- [63] F. Beißel, "Vorverstärker 'LEP 4'", III. Physik. Institut der RWTH Aachen, 1983
- [64] TDC-NIM-Einschübe ET100 bzw. ET102 der Firma Edgerton, GERMERSHEIMER & GIER, Zeitauflösung 1 nsec.
- [65] H. Nierobisch, "Messung von Driftgeschwindigkeit und Diffusionseffekten in Ar, Xe, und CO<sub>2</sub> Gasgemischen", Diplomarbeit, III. Physik. Institut der RWTH Aachen, 1984
- [66] H. Nierobisch, persönliche Mitteilung, Aachen, 1985
- [67] V. Commichau, Schnelle Analog zu Digital Konverter, III. Physik. Institut der RWTH Aachen, 1984
- [68] B. Krause, S. Masson, "Untersuchung der Signalform, Driftgeschwindigkeit, Diffusion und Ortsauflösung in verschiedenen Gasgemischen", PITHA 87-06, 1987
- [69] B. Jean-Marie, V. Lepeltier, D. L'Hote, N.I.M. 159 (1979) 213
- [70] A. H. Walenta, IEEE-NS 26 (1979) 73
- [71] SLD Design Report, SLAC Report 237, May 1984
- [72] Anna Peisert and Fabio Sauli, "Drift and Diffusion of Electrons in Gases: A Compilation", CERN 84-08 EP-Division, July 1984
- [73] Jürg Fehlmann and Gert Viertel, "Compilation of Data for Drift Chamber Operation; A: Electron Drift Velocity, B: General Topics", IHP der ETH Zürich, August 1983
- [74] W. Bartel, H.-J. Seidel und B. Mahlcke, persönliche Mitteilungen, DESY, 1985
- [75] CELLO Vorverstärker entwickelt von W. Zimmermann, DESY, 1983
- [76] W. Farr et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30 95 (1983) Vol. 1
- [77] H. Kreiser, Diplomarbeit, II. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg, 1986
- [78] W. Schnitt, Diplomarbeit, II. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg, 1986
- [79] M. Pfeiffer, Diplomarbeit, II. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg, 1986

- [80] W. Struczinski, persönliche Mitteilungen, Hamburg, 1987
- [81] W. Zimmermann, persönliche Mitteilungen, DESY, 1986
- [82] W. Zimmermann, Entwicklung des DL3000 FADC Systems (basierend auf dem Heidelberger DL300 System), DESY, 1986
- [83] W. Zimmermann, Entwicklung CJC-H 1 LowGain Verstärker, DESY, 1987
- [84] W. Zimmermann, Entwicklung CJC-H 1 HighGain Verstärker, DESY, 1988
- [85] G. Keßler, persönliche Mitteilungen, DESY, 1986
- [86] G. Keßler, persönliche Mitteilungen, DESY, 1987
- [87] H. Kado, persönliche Mitteilungen, DESY, 1986
- [88] P. Steffen, persönliche Mitteilung, DESY, 1986
- [89] J. Groh, K. Johannsen and E. Schenuit, H1 internal report H1-02/88-83, 1988
- [90] K. Johannsen, Diplomarbeit, II. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg, 1989 und Interner Bericht DESY FH1T 89-05, Mai 1989
- [91] F. Sefkow, Diplomarbeit, II. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg, 1987 und Interner Bericht DESY F14-87-03, Mai 1987
- [92] J. Olsson et al., N.I.M. 176 (1980) 403
- [93] M. Schulz, Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1988
- [94] L. Rußek, Diplomarbeit, II. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg, 1989 und Interner Bericht DESY FH1T 89-01, Januar 1989
- [95] R. Schmidt, Diplomarbeit, II. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg, 1989 und Interner Bericht DESY FH1T 89-04, Juli 1989
- [96] C. Jahnke, Diplomarbeit, II. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg, (in Vorbereitung)
- [97] R. Vick, Diplomarbeit, II. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg, 1988
- [98] H. Breuker et al., CERN-EP/87-97, May 1987
- [99] R. Vick, E. Schenuit and H. Spitzer, Internal Report, DESY FH1T-90-01, 1990
- [100] E. Elsen, Vortrag am 17.12.1986 in Hamburg  
E. Elsen, persönliche Mitteilungen, Hamburg, 1988

# Danksagung

*Eine Dissertation mit dem Schwerpunkt Detektorentwicklung kann nur erfolgreich abgeschlossen werden, wenn eine Gruppe dazu beiträgt. Allen, die konstruktiv zu diesem Erfolg beigetragen haben und hier nicht namentlich erwähnt werden, möchte ich an dieser Stelle ein herzliches Dankeschön aussprechen.*

*Prof. Dr. H. Spitzer ermöglichte mir die Mitarbeit an dem Driftkammerprojekt bei H1, er umriß die Thematik der Dissertation. Unkonventionelle Ideen und der Wille zu ihrer Realisierung fielen bei ihm auf fruchtbaren Boden. Für das Vertrauen, das er meiner Tätigkeit und später auch meiner Anleitung von Diplomanden entgegenbrachte, will ich ihm ganz besonders danken.*

*Den Professoren Dr. P. Söding und Dr. G. Flügge danke ich für die Förderung meiner Arbeit am DESY bzw. am III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen.*

*Herrn Dr. H. Nierobisch danke ich für die enge und effektive Zusammenarbeit und für die zahlreichen, mit großer Offenheit geführten Diskussionen.*

*Die Priv.-Dozenten Dr. M. Tonutti und Dr. W. Struczinski ermöglichten die Mitarbeit in der Aachener Driftkammergruppe und die umfangreichen Gasuntersuchungen. Für die tatkräftige Unterstützung bei Messungen und Auswertungen möchte ich mich besonders bei den Diplom-Physikern U. Geßner, B. Krause und S. Masson bedanken.*

*Die Einarbeitung am DESY hat die Gruppe F14 mit ihrer Hilfsbereitschaft sehr erleichtert. Die Diplom-Physiker Dr. M. Feindt, Dr. J. Ahme, J.H. Peters, J. Harjes, H. Fenner, O. Podobrin und F. Sefkow haben ein freundschaftliches und produktives Arbeitsumfeld geschaffen, für das ich mich herzlich bedanken möchte.*

*Nicht zuletzt möchte ich mich in ganz besonderer Weise bei "meinen DiplomandInnen" bedanken: den Diplom-PhysikerInnen G. Westerkamp, R. Reumann, K. Johannsen, J. Groh und R. Schmidt. Sie und Dipl.-Phys. R. Vick haben als sehr gutes Team zum Gelingen des Projekts wesentlich beigetragen.*

*Ohne die Projektgruppe 'Zentrale Driftkammer (CJC)' wären viele Aufgaben nicht zu erledigen gewesen. Bedanken möchte ich mich bei Herrn Dipl.-Ing. W. Zimmermann, Prof. Dr. P. Waloschek und den Herren Drs. J. Bürger, J. Meyer, G. Franke, L. Criegee, G.G. Winter und P. Steffen für ihre Unterstützung.*

*Für mechanische Arbeiten möchte ich mich auch bei der DESY Werkstatt und den DESY Technikern bedanken. Die Werkstatt des II. Instituts für Experimentalphysik hat unter der Leitung von Herrn Weber wertvolle und präzise Arbeit geleistet; ihm und seiner Mannschaft vielen Dank.*

*Die internationale H1 Kollaboration erforderte ein Denken und Handeln über manche Grenze hinaus. Die vielen, nicht ohne Wirkung gebliebenen Gespräche, insbesondere mit den Drs. J. Dainton, D. Clark, M. Klein und P. Kostka, möchte ich nicht missen.*