

Kalibrationsstudien  
am  
Full-Size-Prototyp  
der CJC 1 - Driftkammer  
mit  
kosmischer Höhenstrahlung

Experimentalphysikalische Diplomarbeit

vorgelegt von

Thomas Rautenstrauch  
II. Institut für Experimentalphysik  
Universität Hamburg

13. Februar 1991

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>1 Rahmenprojekt und Motivation</b>	<b>4</b>
1.1 Der H1 -Detektor . . . . .	4
1.2 Der Aufbau der zentralen Jetkammer . . . . .	4
1.3 Der Full-Size-Prototype . . . . .	6
1.4 Inhalt dieser Arbeit . . . . .	7
<b>2 Driftkammerphysik</b>	<b>9</b>
2.1 Aufbau und Wirkungsweise einer Driftkammer . . . . .	9
2.2 Elektronendrift in elektrischen und magnetischen Feldern . . . . .	12
2.3 Gasverstärkung und Signalentstehung . . . . .	14
<b>3 Experimenteller Aufbau</b>	<b>16</b>
3.1 Aufbau des Teststandes . . . . .	16
3.1.1 Magnet . . . . .	16
3.1.2 Triggersystem . . . . .	16
3.2 Kosmische Höhenstrahlung . . . . .	19
3.3 Datenaquisition . . . . .	22
3.3.1 Das elektronische Auslesesystem . . . . .	22
3.3.2 Analyseketten . . . . .	23
<b>4 Spurrekonstruktion mit der Jetkammer</b>	<b>28</b>
4.1 Aufgaben der Spurrekonstruktion . . . . .	28
4.1.1 Zusammenhang zwischen Spurrekonstruktion und Kalibrations- größen . . . . .	29
4.1.2 Selbstkalibrationseigenschaft der H1 -Jetkammer . . . . .	32
4.2 Das Spurrekonstruktionsprogramm . . . . .	32
4.3 Schnelle Spurerkennung zur Parameterbestimmung . . . . .	34
<b>5 Datenanalyse</b>	<b>36</b>
5.1 Driftzeit und globaler Zeitnullpunkt . . . . .	36
5.1.1 Selbstkorrigierende $t_0$ Anpassung . . . . .	36
5.2 Driftgeschwindigkeit . . . . .	40

5.2.1	Selbstkorrigierende Anpassung der Driftgeschwindigkeit . . . . .	42
5.3	Auflösungsvermögen . . . . .	46
5.3.1	Drei-Draht-Methode . . . . .	46
5.3.2	Spuranpassungsmethode . . . . .	47
5.4	Zusammenstellung der Ergebnisse . . . . .	48
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>51</b>
	<b>A</b>	<b>52</b>
A.1	Datenanpassung . . . . .	52
A.2	Jetkammer-Koordinatensystem und Zellgeometrie . . . . .	54
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>56</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>62</b>

# Einleitung

In Hamburg am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) wird zur Zeit der neue Elektron-Proton-Beschleuniger HERA<sup>1</sup> fertiggestellt. Diese Anlage ermöglicht es erstmals, Elektronen und Protonen in einem Beschleunigerexperiment auf Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s} \approx 314 GeV$  zu bringen. Mit derart großen Energien können Strukturen bis hinab zu einigen  $10^{-18} cm$  untersucht werden. Damit wird die Strukturfunktion des aus drei Quarks zusammengesetzten Protons in einem neuen kinematischen Bereich zugänglich. Bei so hohen Energien und den damit verbundenen hohen Impulsüberträgen von bis zu  $\sim 100000 GeV^2/c^2$ , kann der Stoß des Elektrons mit einem einzelnen Konstituenten des Protons beobachtet werden. Damit könnten die Unterstrukturen der Quarks, sofern sie existieren, beobachtet und gemessen werden. Außerdem wird eine Reihe von weiteren Fragen untersucht, die die Suche nach neuen und exotischen Teilchen mit einschließt.

Zum Nachweis der bei der Wechselwirkung erzeugten oder gestreuten Teilchen und Teilchenfragmente werden bei Experimenten in der Hochenergiephysik speziell konstruierte Detektoren verwendet. Am Speicherring HERA werden an zwei der vier möglichen Wechselwirkungszonen die Detektoren ZEUS und H1 installiert. Das Konzept des ZEUS Detektors soll dabei speziell die inklusive Messung der Ereignisse ermöglichen. Der H1 Detektor eignet sich durch die feine Segmentierung seiner Komponenten besonders gut für exklusive Messungen. Damit der Detektor im späteren Experiment die geforderten Ergebnisse liefert, müssen zahlreiche Voruntersuchungen und Tests mit den Detektor-Komponenten durchgeführt werden. Den Rahmen dieser Arbeit bildet die zentrale Jetkammer CJC<sup>2</sup>. In der Entwicklungsphase der CJC sind viele kleinere Testkammern gebaut worden, um die verschiedenen Funktionsanforderungen an eine solche Kammer zu untersuchen, und die Konstruktion zu verbessern. Ein besonders wichtiger Aspekt im Blick auf die später geforderte Genauigkeit bei der Rekonstruktion von geladenen Teilchenspuren mit der CJC ist die Kalibration. Dazu wurde mit einem maßstabgetreuen Ausschnitt der inneren Jetkammer CJC 1 Messungen mit kosmischer Höhenstrahlung durchgeführt. Die aufgenommenen Daten sind unter dem Gesichtspunkt der noch zu erläuternden Selbstkalibrationseigenschaft der zentralen Jetkammern analysiert worden, um Methoden zur Bestimmung von Zeitnullpunkt  $t_0$  und Driftgeschwindigkeit zu entwickeln.

---

<sup>1</sup>Hadron-Elektron-Ring-Anlage

<sup>2</sup>Central Jet Chamber

# Kapitel 1

## Rahmenprojekt und Motivation

### 1.1 Der H1-Detektor

In Abbildung 1.1 ist der H1 Detektor mit seinen wichtigsten Komponenten im dreidimensionalen Querschnitt dargestellt; eine detaillierte Beschreibung findet sich in [PRO87]. Man erkennt die durch die erwartete Ereignistopologie<sup>1</sup> bedingte Asymmetrie des Detektors. Der Gesamtdetektor umschließt den Wechselwirkungspunkt bis auf das Strahlrohr nahezu hermetisch. Als wichtigste Komponenten des H1 Detektors sind das Flüssig-Argon-Kalorimeter und die zentralen Spurendetektorsysteme zu nennen, die sich in einer supraleitenden Solenoidspule befinden. Diese Spule erzeugt ein axiales Magnetfeld bis zu 1.2 Tesla. Der zentrale Spurendetektor besteht aus 6 Kammern. Die innere (CIZ) und äußere (COZ)  $z$ -Kammer dienen zur Bestimmung der  $z$ -Koordinate. Die innere und äußere Vieldrahtproportionalkammer (CIP und COP) werden zur Triggerung verwendet. Die Aufgabe der zentralen Jetkammer (CJC) ist die Rekonstruktion von Jets mit hoher Teilchendichte, und eine genaue Rekonstruktion isolierter Spuren. Neben der angestrebten Doppelspurauflösung von  $2.5mm$ , soll eine Impulsauflösung von  $\sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp}^2 \sim 3 \times 10^{-3} GeV^{-1}$  und eine Winkelauflösung von  $\sigma_{\theta} \sim 1mrad$  erreicht werden.

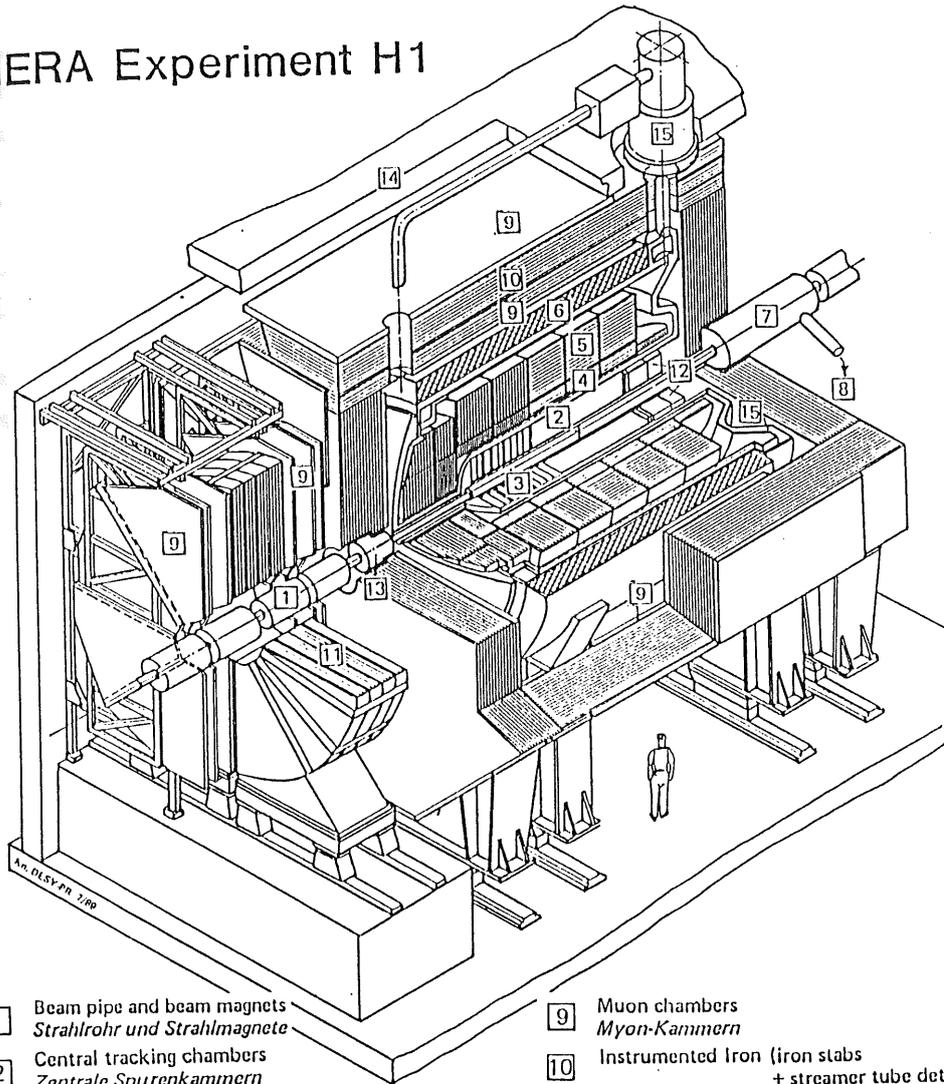
### 1.2 Der Aufbau der zentralen Jetkammer

Die größte Komponente des Spurendetektorsystems ist die zentrale Jetkammer CJC. Die Abbildung 1.2 zeigt einen Querschnitt durch die CJC. Der innerer Ring (CJC 1) enthält 30, der äußere Ring (CJC 2) 60 Driftzellen, die mit jeweils 24 bzw. 32 Signaldrähten bestückt sind. Die einzelnen Driftzellen sind gegen den Radiusvektor um  $30^{\circ}$  geneigt. Die dadurch erzielten Vorteile werden im Zusammenhang mit der Selbstkalibrationseigenschaft in Kapitel 4 (S. 33) beschrieben.

---

<sup>1</sup>Bei einem Energieunterschied von  $\sim 790GeV$  zwischen den Kollisionspartnern ( $30GeV$  Elektron,  $820GeV$  Proton) wird der größte Teil der Reaktionsprodukte in Richtung der Protonen emittiert. Etwa 50% der erzeugten Teilchen fliegt unter einem Öffnungswinkel von  $25^{\circ}$  in einen Raumwinkel in Protonenrichtung.

# HERA Experiment H1



- |   |   |    |   |
|---|---|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets<br><i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i>   | 9  | Muon chambers<br><i>Myon-Kammern</i>  |
| 2 | Central tracking chambers<br><i>Zentrale Spurenkammern</i>  | 10 | Instrumented Iron (iron slabs<br>+ streamer tube detectors)<br><i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +<br/>Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators<br><i>Vorwärtsspurenkammern und Übergangsstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet<br><i>Myon-Toroid-Magnet</i>   |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)<br><i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i>                             | 12 | Warm electromagnetic calorimeter<br><i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i>   |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)<br><i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i>                           | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)<br><i>Vorwärts-Kalorimeter</i>  |
| 6 | Superconducting coil (1,2 T)<br><i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i>  | 14 | Concrete shielding<br><i>Betonabschirmung</i>   |
| 7 | Compensating magnet<br><i>Kompensationsmagnet</i>   | 15 | Liquid Argon cryostat<br><i>Flüssig Argon Kryostat</i>  |
| 8 | Helium cryogenics<br><i>Helium Kälteanlage</i>  |    |   |

Abbildung 1.1: Querschnitt durch den H1 Detektor

In Abbildung 1.2 ist der Aufbau einer Driftzelle vergrößert dargestellt. Die Signaldrahtebene besteht aus 24 vergoldeten Wolfram-Drähten mit einem Durchmesser von  $20\mu\text{m}$ . Der jeweils erste und letzte Draht einer Ebene ist zur Feldformung in den Randbereichen etwas dicker ( $25\mu\text{m}$ ). Zusätzlich sind die Signaldrähte senkrecht zur Ebene

abwechselnd um  $150\mu\text{m}$  versetzt (Staggering). Dadurch soll eine einfachere Auflösung der Rechts-Links-Ambiguität<sup>2</sup> erreicht werden. Zwischen zwei Signaldrähten sind jeweils 2 Potentialdrähte angeordnet. Dadurch werden einige Vorteile erzielt:

- Verringerung der Oberflächenfeldstärke auf den Signaldrähten<sup>3</sup>
- Dämpfung des Übersprechens zwischen benachbarten Drähten

Der elektrische Abschluß der Driftkammern gegeneinander wird durch eine Anzahl von Kathoden- und Felddrahtebenen erreicht.

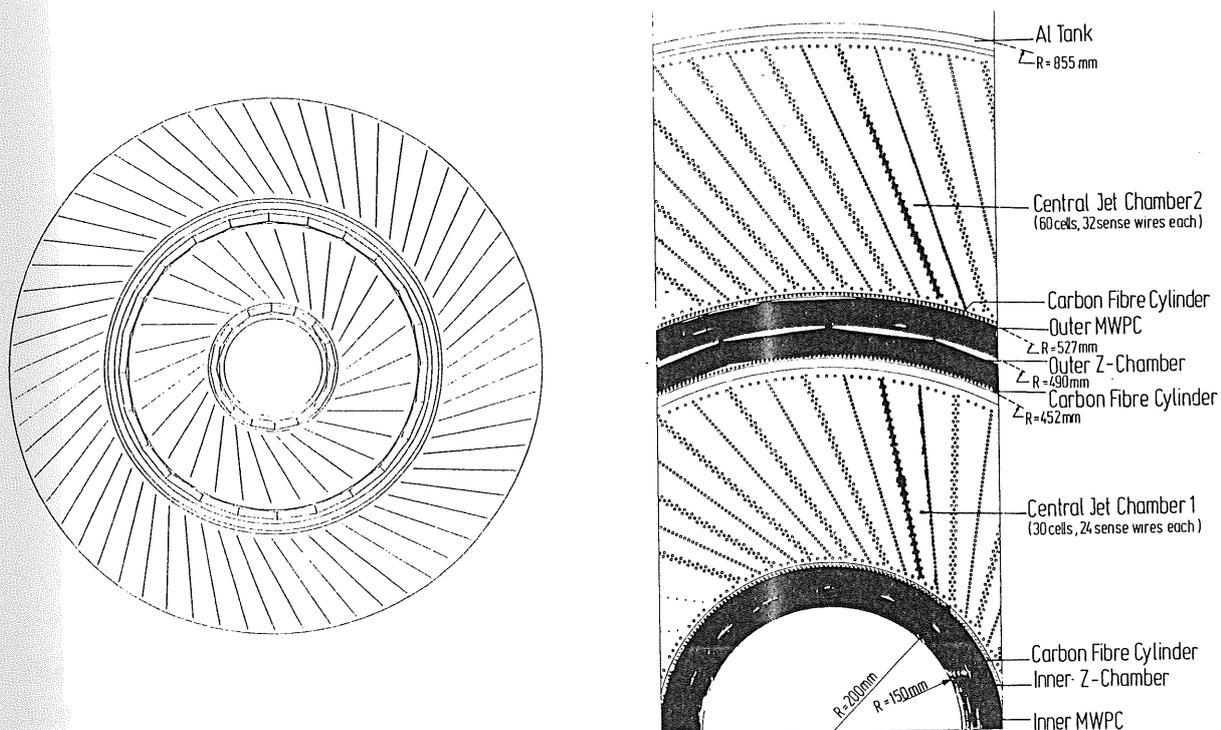


Abbildung 1.2: Querschnitt durch die zentralen Jetkammern CJC 1 und CJC 2

### 1.3 Der Full-Size-Prototype

Der Full-Size-Prototype FSP ist ein 1 : 1 Modell von 3 der insgesamt 30 Driftkammern der inneren Jetkammer CJC1. Die Abbildung 1.3 zeigt den Querschnitt durch eine Endplatte des FSP im inneren des verwendeten Drucktanks. Man erkennt die durch die Kathodendrahtebenen elektrisch voneinander getrennten Driftkammern. Deutlich

<sup>2</sup>Durch Messung der Driftzeiten kann nicht entschieden werden, auf welche Seite der Ebene die Drift-Elektronen erzeugt worden sind. Damit ist nicht klar, auf welcher Seite die Spur durch die Kammer geht.

<sup>3</sup>Dadurch werden Alterungseffekte auf den Signaldrähten verringert.

ist die Neigung der Driftkammern gegen den Radiusvektor zu erkennen. Die Halbzellen 0 und 4 sind zur Simulation des Randfeldes notwendig, mit ihnen wird ein Feldabschluß an den Randzellen erreicht, die dem Feld in der CJC entspricht. Eine vollständige Beschreibung des FSP und seiner Komponenten befindet sich in [SCH90a] Kap.3.

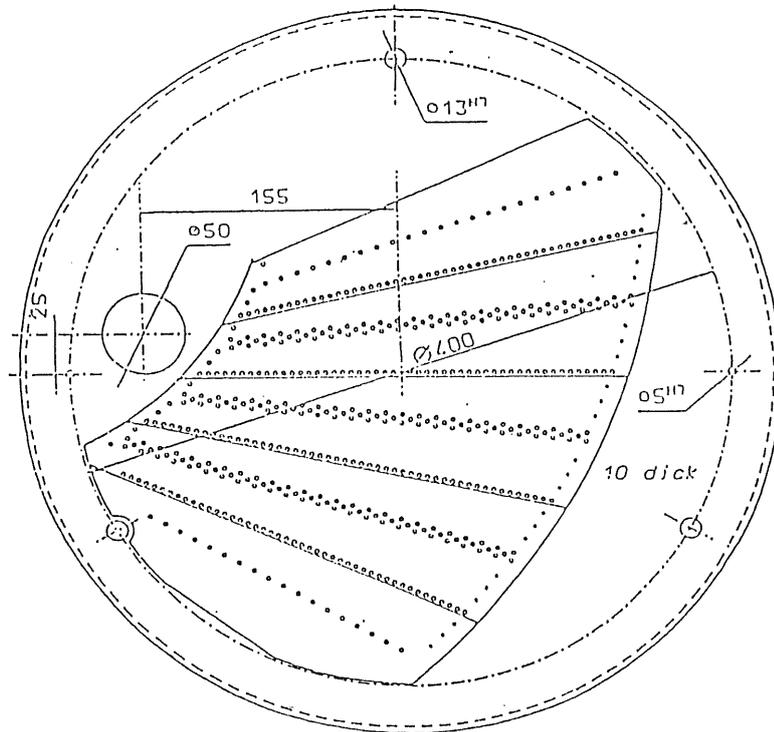


Abbildung 1.3: Schnitt durch eine Endplatte des FSP

Die Endplatten sind beim FSP, ebenso wie die Endplatten der CJC, aus leichten Verbundwerkstoffen GFK<sup>4</sup> gefertigt. Dadurch wird eine geringe Materialbelegung erreicht, um die Messungen nicht durch weiteres Aufschauern (Untergrund) der geladenen Teilchenspuren im Material zu stören. Außerdem ist dieser Werkstoff fest genug, um die durch die große Anzahl von Drähten verursachte Zugspannung<sup>5</sup> zu tragen. Die Durchführung der Drähte durch die Endplatten erfolgt mit speziell gefertigten Crimpteilen. Wesentlicher Vorteil der Endplatten aus GFK ist, daß auch die Hochspannungs- und Signalverteilerleitungen darin untergebracht werden können.

## 1.4 Inhalt dieser Arbeit

Es sind zahlreiche systematische Untersuchungen an Kammergasen im Hinblick auf Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel durchgeführt worden (siehe z.B. [SAU77]). Diese

<sup>4</sup>Glasfaserverstärkter Kunststoff

<sup>5</sup>Die Drähte sind zur Kompensation der durch Gravitationsdurchhang und elektrostatischer Abstoßung verursachten Verschiebung mit unterschiedlichen Zugspannungen eingespannt.

Parameter	Einheit	FSP
Anzahl der CJC 1 -Zellen		3
Signaldrähte		72
Länge	[cm]	231.0
Gasvolumen	[m <sup>3</sup> ]	0.8
verwendete Gasmischungen		Argon/CO <sub>2</sub> /CH <sub>4</sub> 89:10:1 Argon/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 50:50
Ortsauflösung in $r-\phi$		135 – 160 $\mu\text{m}$
Ortsauflösung in $z$		$\sim 25\text{mm}$
Doppelspurauflösung		$\sim 2.5\text{mm}$

Tabelle 1.1: Einige Daten des FSP (aus [SCH90a], [SCH90b])

speziellen Analysen lassen sich aber nur bedingt auf Driftkammern, die in einem Hochenergieexperiment eingesetzt werden, übertragen. Der zentrale Spurdetektor des H1-Detektors ist zur Rekonstruktion von Jets hoher Teilchendichte konzipiert. Um die geforderte Genauigkeit bei der Spurrekonstruktion zu erreichen, müssen Kenntnisse über Driftzeitmessung, Driftgeschwindigkeit, Lorentzwinkel, Signallaufzeiten im Datennahmesystem ( $t_0$ ), Bestimmung der  $z$ -Koordinaten und des Ortsauflösungsvermögens in allen Raumkoordinaten gewonnen werden. Diese Untersuchungen müssen auch im Hinblick auf das verwendete Kammergas durchgeführt werden. In dieser Arbeit werden Methoden zur Bestimmung des globalen Zeitnullpunkts  $t_0$  und der Driftgeschwindigkeit aus Daten entwickelt. Eine Bestimmung des Lorentzwinkels aus Daten wird diskutiert, konnte aber aus Zeitgründen nicht mehr durchgeführt werden. Die folgenden Kapitel werden Aufschluß über die Physik einer Driftkammer, den experimentellen Aufbau, die Probleme der Spurrekonstruktion im Zusammenhang mit den Kalibrationsgrößen und den dazu notwendigen Analysemethoden geben.

# Kapitel 2

## Driftkammerphysik

Drift- und Jet-Kammern, die bei Speicherringexperimenten verwendet werden, sind Weiterentwicklungen der schon lange bekannten Ionisationskammer. In den folgenden Abschnitten werden die physikalischen Grundlagen der Funktionsweise einer Driftkammer dargestellt. Eine weitergehende Darstellung befindet sich in [SAU77] und [KLE87]. Im Kapitel 4 wird detailliert geschildert, wie mit einer Driftkammer der Durchgangsort eines geladenen Teilchens bestimmt und damit die Rekonstruktion seiner Spur erreicht wird.

### 2.1 Aufbau und Wirkungsweise einer Driftkammer

Die Abbildung 2.1 zeigt eine Driftzelle mit einem Signaldraht. Der Signaldraht ( $+HV2$ ) liegt auf einem positiven, die Kathodenebene ( $-HV1$ ) auf einem negativem Potential. Im Zwischenraum der Drahtanordnungen bildet sich ein Bereich mit konstanter Feldstärke aus. In der Nähe des Signaldrahts steigt die Feldstärke stark an.

Der Nachweis von nuklearen oder subnuklearen Teilchen hängt direkt mit dem Energieverlust dieser Teilchen in Materie zusammen. Dieser Energieverlust kann z.B.

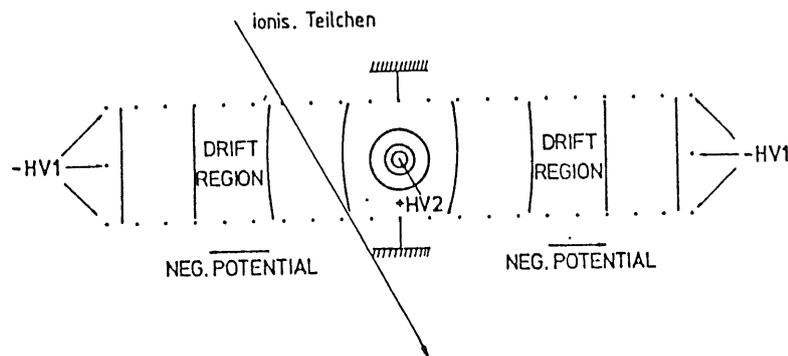


Abbildung 2.1: Eine einfache Driftzelle (aus [KLE87])

als Ionisation in Gasdetektoren, oder als Tscherenkov Strahlung in Szintillatoren beobachtet werden. Gerade in Driftkammern, die im eigentlichen Sinne Gasdetektoren sind, ist dieser Energieverlust mit der elektromagnetischen Wechselwirkung der Teilchen mit den Atomen des Mediums eng verbunden. Der Energieverlust, den das Teilchen beim Durchgang durch ein Gasvolumen erfährt, wird in guter Näherung von der Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Das Verhalten des Energieübertrags  $\frac{dE}{dx}$  in einem Argon-Methan(5%)-Gemisch zeigt Abbildung 2.2. Die gestrichelte Linie entspricht der Näherung der Bethe-Bloch-Formel. Der Energieverlust ist unabhängig von der Masse des ionisierenden Teilchens und nur durch seine Geschwindigkeit  $\beta = v/c$  bestimmt. Er fällt im Bereich nicht-relativistischer Energien mit  $\frac{1}{\beta^2}$  ab und erreicht bei  $\beta = 0.96$  ein Minimum (minimale Ionisation), anschließend steigt er zu hohen Energien hin sehr langsam auf ein Plateau, daß bei Edelgasen in etwa 50 % über dem Minimalwert liegt. Eine wesentlichere genauere Betrachtung ist mit dem Photo-Absorbtions-Ionisations-Modell (PAIM) möglich. Dabei wird der Einfluß der Teilchendichte und der Schalenstruktur (Photoabsorbtionsquerschnitt) auf den Energieverlust beim Stoß berücksichtigt. Das Verhalten von  $\frac{dE}{dx}$  im Bereich des Plateaus ist daher offensichtlich eine Folge der Dichte- und Polarisierungseffekte in der Materie, die das Teilchen durchquert. Wie man in Abbildung 2.2 erkennt, wird durch das PAIM eine wesentlich genauere Beschreibung des Energieverlusts in diesem Bereich erreicht (durchgezogene Linie). Mit den bis-

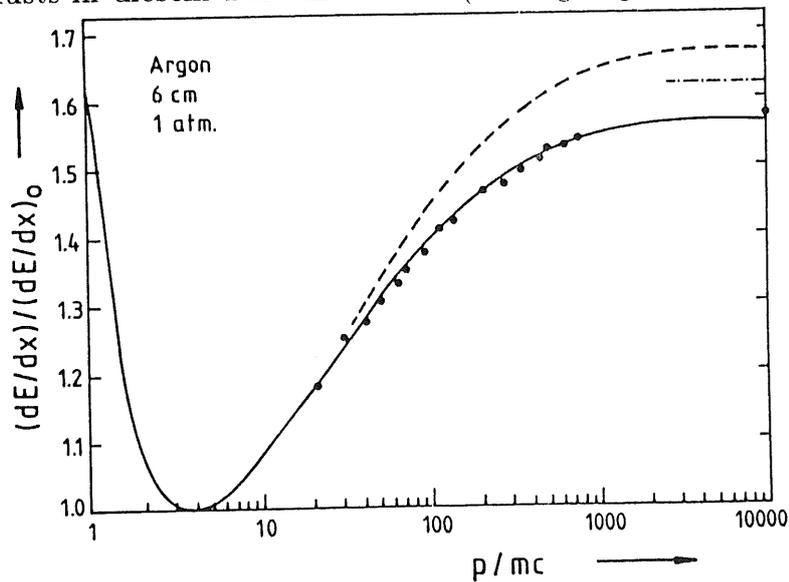


Abbildung 2.2: Energieverlust in Argon (aus [KLE87])

herigen Erläuterungen kann hauptsächlich der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens beim Durchgang durch Materie berechnet werden. Im Fall eines dicken Absorbers hoher Dichte ist die Anzahl der Wechselwirkungen hoch. Mit dem zentralen Grenzwerttheorem<sup>1</sup> ergibt sich eine Gaußverteilung. Im Falle eines dünnen Absorbers und insbesondere bei einem gasförmigen Absorbers, ist die Anzahl der Wechselwirkungen  $N$  klein. Die Berechnung mit dem zentralen Grenzwerttheorem ist dann nicht mehr

<sup>1</sup>Die Verteilung einer Summe von  $N$  unabhängigen Zufallsvariablen, die der gleichen statistischen Verteilung folgen, ist im Limes  $N \rightarrow \infty$  eine Gaußverteilung.

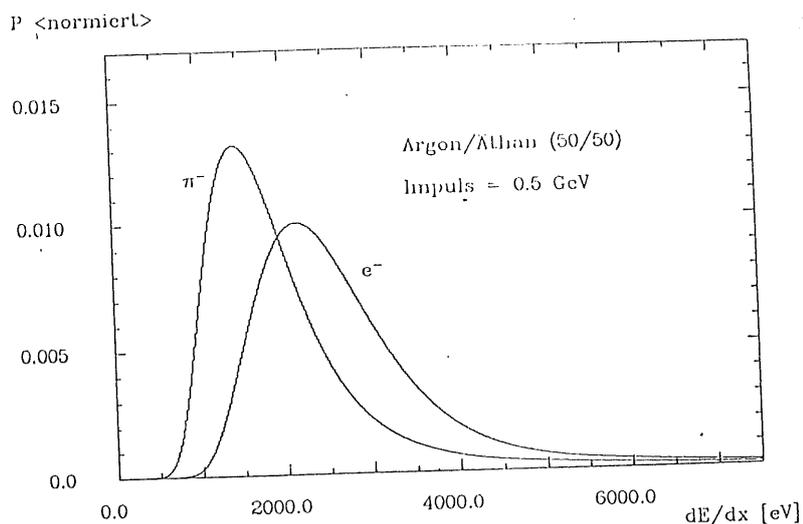


Abbildung 2.3: Berechnete Energiespektren von Elektronen und Pionen bei  $p = 0.5 GeV$  (aus [VIC88])

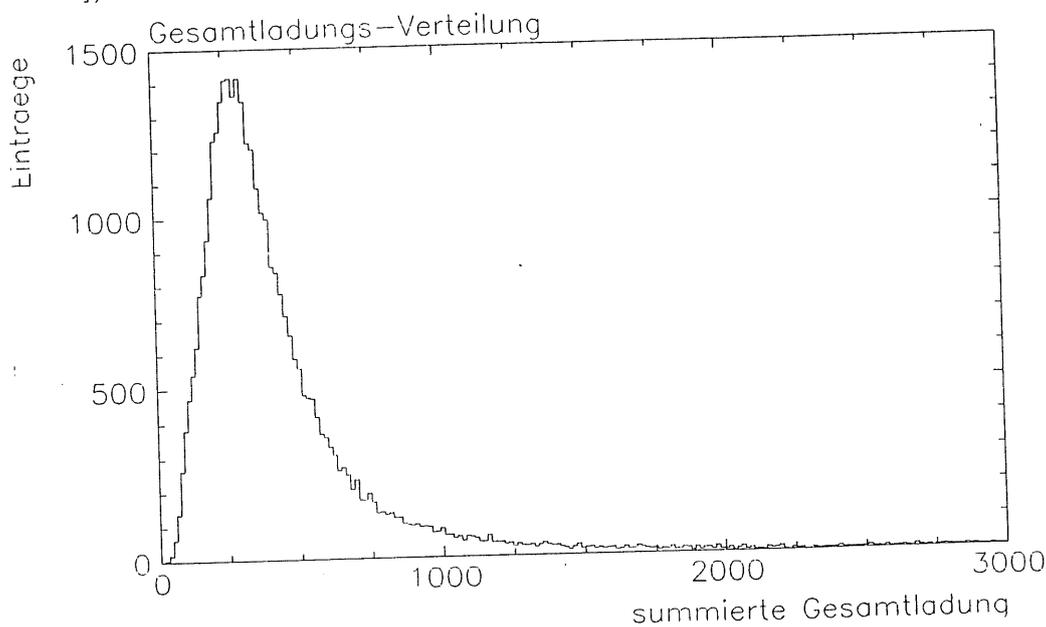


Abbildung 2.4: Landauförmige Ladungsverteilung (Erläuterungen siehe Text)

möglich.

Das Energiespektrum der bei der Primärionisation erzeugten Elektronen folgt einer Landauverteilung. Zum Vergleich ist in Abbildung 2.3 eine berechnete Landauverteilung und in Abbildung 2.4 die Ladungsverteilung aus einem mit dem FSP aufgezeichnete Datensatz dargestellt. Man erkennt, daß das Ladungsspektrum mit guter Genauigkeit einer Landauverteilung folgt.

## 2.2 Elektronendrift in elektrischen und magnetischen Feldern

Die bei der Ionisation erzeugten Ionen und Elektronen verlieren durch Stöße mit den Gasatomen Energie, bis sie mit den Gasatomen im thermischen Gleichgewicht sind. Die thermische Energie eines Gasmoleküls mit 3 Freiheitsgraden ist  $\epsilon_t = 3/2kT$  ( $\epsilon_t \approx 0.035eV$ ,  $T = 273K$ ). Durch Diffusion der Ionen oder Elektronen werden Konzentrationsunterschiede ausgeglichen. Im einfachsten Fall wird die Teilchenstromdichte  $\vec{j}$  proportional zum Gradienten der Teilchendichte  $c(\vec{r}, t)$  gesetzt (1. Fick'sches Gesetz):

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = -D \vec{\nabla} c(\vec{r}, t) \quad (2.1)$$

Da der Strom zum Ausgleich der Konzentrationsunterschiede führt, ist mit der obigen Definition die Diffusionskonstante  $D$  positiv. Mit der Kontinuitätsgleichung, die besagt, daß die Gesamtteilchenzahl in einem geschlossenen Volumen nur durch Ausströmen von Teilchen durch die Oberfläche abnehmen kann, wenn keine zusätzliche Produktion oder Vernichtung von Teilchen stattfindet:

$$\frac{\partial}{\partial t} c(\vec{r}, t) + \vec{\nabla} \cdot \vec{j}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.2)$$

ergibt sich die Diffusionsgleichung (2. Fick'sches Gesetz):

$$\frac{\partial}{\partial t} c(\vec{r}, t) = \vec{\nabla} \cdot (D \vec{\nabla} c(\vec{r}, t)) \quad (2.3)$$

Im Falle einer ortsunabhängigen Diffusionskonstanten vereinfacht sich Gl. 2.3 zu

$$\frac{\partial}{\partial t} c(\vec{r}, t) = D \Delta c(\vec{r}, t) \quad (2.4)$$

Für eine punktförmige Ladungsverteilung, die in den umgebenden Raum diffundiert, ergibt sich eine Gaußverteilung. Für die differentielle Dichteverteilung  $dN/N$  erhält man:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-x^2/Dt} dx \quad (2.5)$$

Die Breite dieser Verteilung in einer Koordinate ist  $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$  und wächst proportional  $\sqrt{t}$  an. Die Diffusion ist daher im wesentlichen verantwortlich für die Verschlechterung der Driftzeitmessung bei großen Driftstrecken.

In einem elektrischen Feld werden die Elektronen beschleunigt, durch Stöße mit den Gasatomen geben sie einen Teil der dabei gewonnenen Energie wieder ab. Dadurch stellt sich nach einiger Zeit ein makroskopisches Gleichgewicht ein. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist dann proportional zum angelegten Feld  $E_d$ , der mittleren freien Flugzeit  $\tau_e$  und dem Quotienten aus Ladung  $e$  und Masse  $m_e$  der Elektronen.

$$v_d = \frac{\langle \delta z \rangle}{\langle t \rangle} \sim \frac{e}{2m_e} E \tau_e \quad (2.6)$$

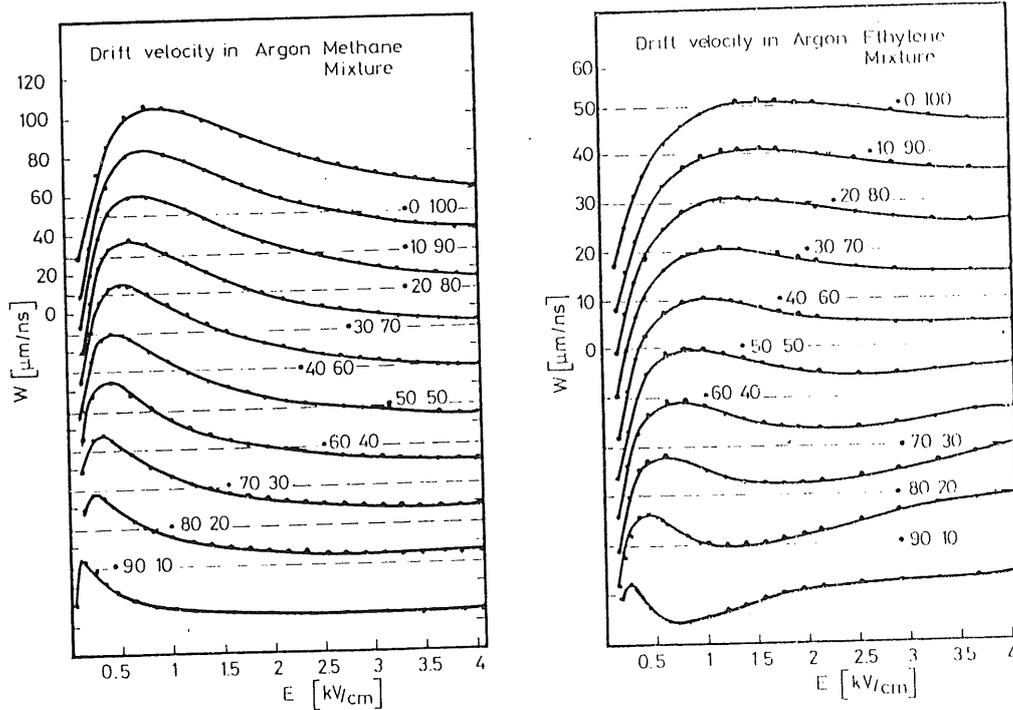


Abbildung 2.5: Driftgeschwindigkeit in  $Ar/C_2H_4$  und  $Ar/C_2H_6$  in Abhängigkeit vom Driftfeld ([JEA79])

$\tau_e$  ist die mittlere freie Flugzeit der Elektronen. Eine exakte Berechnung der Driftgeschwindigkeit erfolgt durch Lösen der Boltzmann-Transportgleichungen, theoretische Berechnungen dazu befinden sich z.B. in [RAM80],[PAR69]. Die Abbildung 2.5 zeigt die gemessene Driftgeschwindigkeit von  $Ar/C_2H_6$  (50 : 50) in Abhängigkeit vom Driftfeld. Für die Ionen gelten analoge physikalischen Zusammenhänge. Ihre Driftgeschwindigkeit  $v^+$  ist aufgrund der größeren Ionenmasse aber geringer. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, sind aber die beim Gasverstärkungsprozeß erzeugten Sekundärionen wesentlich für die Signalentstehung verantwortlich.

Liegt zusätzlich zum elektrischen Feld  $E$  noch ein magnetisches Feld  $B$  im Driftraum der Elektronen an, so wirkt auf sie die Lorentzkraft  $\vec{F}_{Lor}$ .

$$\vec{F}_{Lor} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.7)$$

Die Driftrichtung der Elektronen ist nicht mehr parallel zum elektrischen Feld, sondern hat eine Komponente in Richtung von  $\vec{E} \times \vec{B}$ . Der Lorentzwinkel ist durch die Komponente parallel zum Driftfeld und durch die Komponente in Richtung der gekreuzten elektrischen und magnetischen Felder definiert.

$$\tan \alpha_{Lor} = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \quad (2.8)$$

## 2.3 Gasverstärkung und Signalentstehung

In der Nähe der Signaldrähte einer Driftkammer liegt ein quasi radialsymmetrisches Feld vor, der Feldverlauf nimmt mit dem reziproken Abstandsbetrag sehr stark zu ( $E \approx 1/r$ ). Erreichen die driftenden Elektronen diesen Bereich, werden sie zwischen zwei Stößen so stark beschleunigt, daß sie ihrerseits in der Lage sind, weitere Gasatome zu ionisieren. Dieser Prozeß wird allgemein als Gasverstärkungseffekt oder auch Lawineneffekt bezeichnet. Erst dieser Effekt führt zu einem nachweisbaren Signal auf den Signaldrähten. Ein einzelnes driftendes Elektron induziert über Influenz ein viel zu kleines Signal und könnte nicht nachgewiesen werden. Die Gasverstärkung wird mit dem Gasverstärkungsfaktor  $M$  angegeben. Der Verstärkungsfaktor  $M$  ist berechnet sich allgemein nach

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\int_{r_1}^{r_2} \beta(x) dx} \quad (2.9)$$

Dabei ist  $\beta$  die mittlere freie Weglänge im Bereich des Gasverstärkungsbereich, die bedingt durch den starken Feldgradienten wegabängig ist. Zusätzlich zu der Stärke des elektrischen Feldes hängt  $M$  auch noch von der Zusammensetzung des Gases, Druck und Temperatur ab. Ein Anwachsen des Verstärkungsfaktors über  $M \geq 10^8$  ist physikalisch durch elektrische Überschläge begrenzt. In Abbildung 2.6 sieht man eine Gasverstärkungslawine. Die typische Tropfenform der Lawine wird durch die Elektronen verursacht, die gegenüber den schweren Ionen von dem elektrischen Feld leichter beschleunigt werden. Aus dieser Abbildung ist ebenfalls ersichtlich, daß der gesamte Prozeß der Lawinenentwicklung nur einige Anodendrahtadien von der Anode stattfinden (typ.  $\approx 50 \mu m$ ). Bei Driftgeschwindigkeiten von  $50 \mu m/ns$  im homogenen Driftbereich der Zelle ist klar, daß der gesamte Prozeß der Lawinenentwicklung in einem Zeitraum von etwas weniger als einer Nanosekunde stattfindet. In diesem Bereich werden die Elektronen auf dem Anodendraht gesammelt, und die erzeugten Ionen in Richtung der Potentialdrähte (Kathoden) beschleunigt. Die Elektronen im Schauer werden sehr nah am Signaldraht erzeugt, sie sind damit für den schnellen Anstieg des Signals am Beginn der Schauerentwicklung verantwortlich. Doch wird dieser Effekt durch die geringe Bandbreite der Ausleselektronik unterdrückt. Der Beitrag der Elektronen zum Signal kann daher vernachlässigt werden. Die positiven Ionen driften über einen relativ großen Bereich zu den Potentialdrähten und erzeugen somit den größten Anteil zum Signal. Speziell bei der H1 Jetkammer, bei der die Signaldrähte von jeweils 4 Potentialdrähten umgeben sind, kann die Anordnung gut mit dem Bild eines Zylinderkondensators beschrieben werden. Das zeitliche Verhalten des Signals kann gut durch

$$V(t) = -\frac{Q}{4\pi\epsilon l} \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right) \quad (2.10)$$

beschrieben werden. Eine Herleitung dieser Gleichung findet sich in [LEO87]. Dabei ist  $t_0$  eine vom Kammergas, der anliegenden Spannung und der Kammerkapazität abhängende Zeitkonstante. In Abbildung 2.7 sind einige Signale für unterschiedliche Zeitkonstanten  $t_0$  gezeigt. Bevor dieses Signal in die Vorverstärker eingespeist wird,

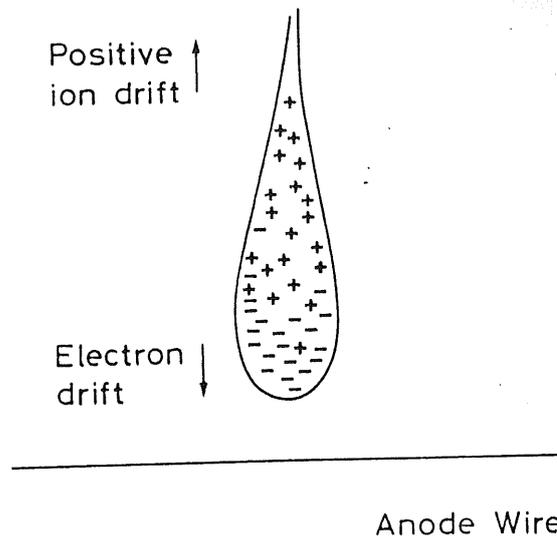


Abbildung 2.6: Räumliche Ausdehnung der Ladungsverteilung einer Lawine (aus [SAU77])

differenziert man es, um die Signaldauer möglichst kurz zu halten. Die wesentliche Zeitinformation über die Driftzeit der Elektronen vom Ionisationsort bis zu den Signaldrähten ist in der ansteigenden Flanke des Signals enthalten. Wie aus dem Signal die Driftzeit berechnet wird, ist in Kapitel 4 beschrieben.

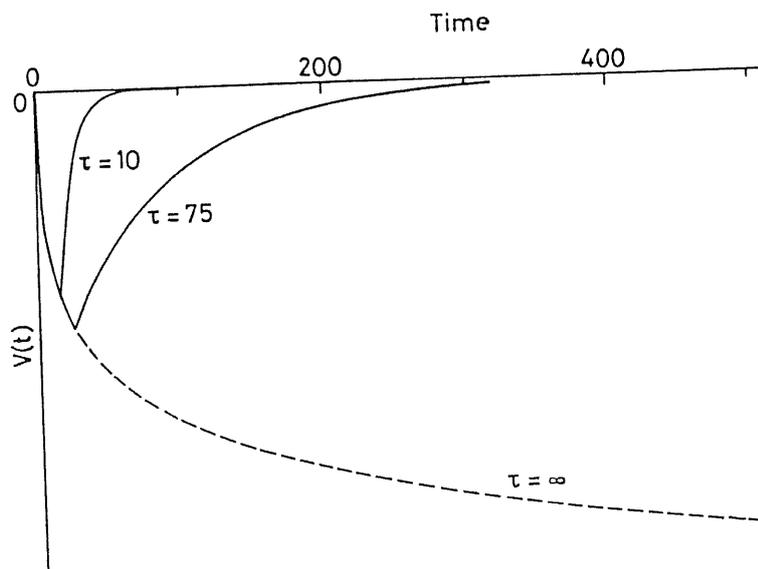


Abbildung 2.7: Typische Signalform eines zylindrischen Proportionalzählrohrs (aus [LEO87])

# Kapitel 3

## Experimenteller Aufbau

### 3.1 Aufbau des Teststandes

Zur Durchführung der Messungen wurde die Testkammer in den Magneten 2202 des DESY Teststandes 22 installiert. Die Testmessungen wurden mit kosmischer Höhenstrahlung durchgeführt. Um eine Übertragbarkeit der Messungen und der entwickelten Methoden zu gewährleisten, wurde die Testkammer so in dem Magneten plaziert, daß der Kammermittelpunkt des FSP auf dem Einfallslot der kosmischen Höhenstrahlung lag. Damit wurde sichergestellt, daß die Spuren der kosmischen Myonen die Testkammer so kreuzen, als kämen sie aus dem Wechselwirkungspunkt. Die registrierten Ereignisse entsprechen damit der H1-Topologie.

Das verwendete Kammergas  $AR/C_2H_6$  (50 : 50) entspricht der Gasmischung, die auch später in der CJC verwendet werden soll. Die Feldparameter während der Datennahme wurden daher aus einer vorausgegangenen Untersuchung übernommen ([SCH90b]). Zur Übersicht sind diese Parameter in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

#### 3.1.1 Magnet

Der bei der Messung verwendete Magnet ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Er besteht aus zwei zusammengesetzten Solenoidhälften, die durch einen 20cm dicken Eisenring getrennt sind. Im inneren des Magneten kann ein Feld von bis zu 0.9 Tesla erzeugt werden. Das Feld im inneren des Magneten ist, bedingt durch den Aufbau, nur in einem relativ kleinen Bereich homogen. In einer weiteren Untersuchung hat sich mittlerweile herausgestellt, daß die Feldmappen des Magneten nicht mehr gültig sind. Zum Zeitpunkt dieser Messungen gab es keine Möglichkeit das Feld direkt in der gewünschten Genauigkeit zu messen. Eine Auswertung der mit Feld aufgezeichneten Daten ist also nur bedingt möglich.

#### 3.1.2 Triggersystem

Neben der mechanischen Ausrichtung der Testkammer relativ zum Einfallslot der kosmischen Höhenstrahlung kann zusätzlich mit Hilfe eines geeigneten Triggersystems erreicht

FSP			
Draht	Bez.	Spannung [V]	Strom [ $\mu A$ ]
Kathode	CC	-5582	475
Feld	LVF1	350	36.2
	LVF3	349	34.7
	LVF4	234	40.7
	LVF7	209	46.1
	LVCC	54	316
Signal	SENSE	1488	0.003
Arbeitsgas		Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 50:50	
Oberflächenfeld		24 [kV / mm]	
Gasverstärkung		40.000	
Driftfeld		120 [V / mm]	
Driftgeschwindigkeit <sup>†</sup>		51.83 [ $\mu m/ns$ ]	

<sup>†</sup> diese Arbeit

Tabelle 3.1: Arbeitspunkte der Testkammer (aus [SCH90b])

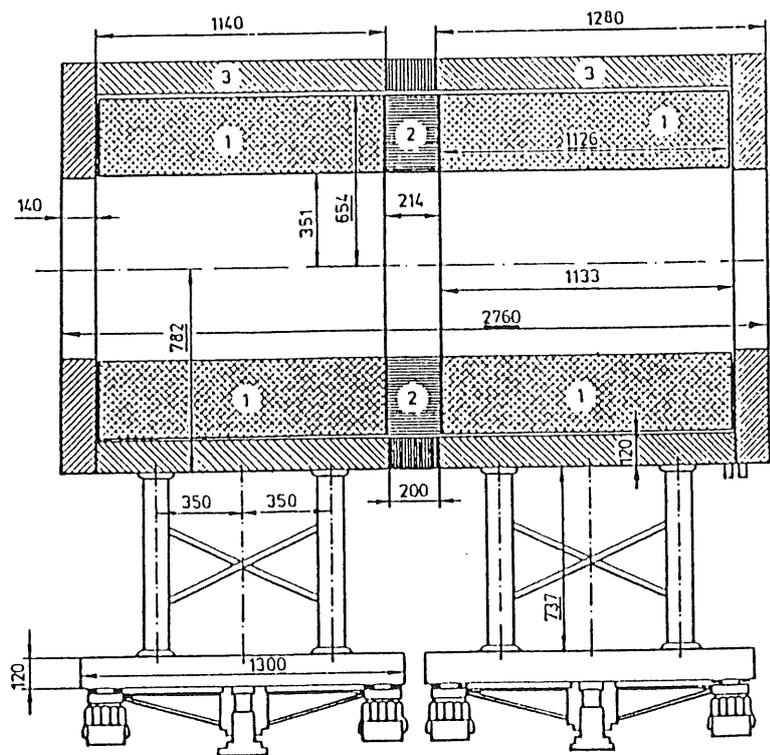


Abbildung 3.1: Der Magnet 2022

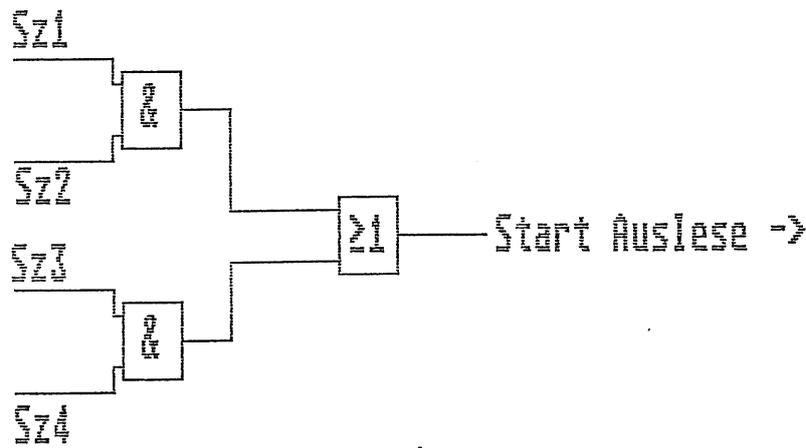


Abbildung 3.2: Blockschaltbild der Koinzidenzlogik

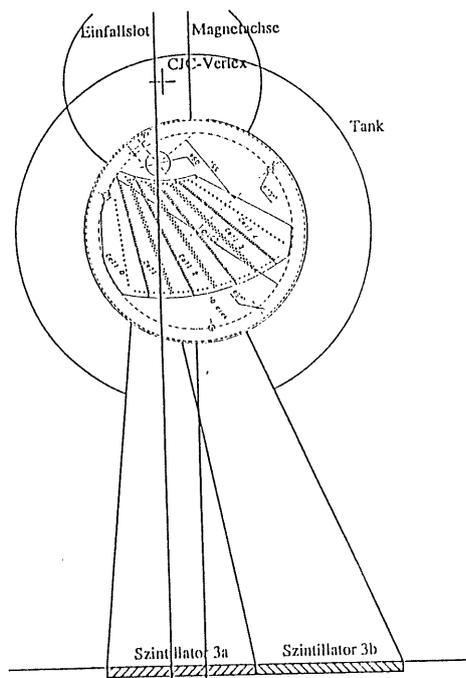


Abbildung 3.3: Der Teststand mit dem FSP

werden, daß die Teilchenspuren aus dem hypothetischen Wechselwirkungspunkt kommen. An der Stelle des hypothetischen Wechselwirkungspunkts wurde dazu ein schmaler Szintillator installiert. Insgesamt ist ein Triggersystem mit 4 Szintillatoren und Photoelektronen-Vervielfachern aufgebaut worden. Um verschiedene Triggergeometrien zu schalten, wurde ein Szintillator (Sz1) auf dem Magneten installiert, ein weiterer im Szintillatorrohr des FSP (Sz2) plaziert. Zwei weitere Szintillatoren (Sz3, Sz4) befanden sich unter dem Magneten. Die genaue geometrische Lage aller Szintillatoren ist aus der maßstabsgetreuen Abbildung 3.3 ersichtlich. Mit einer einfachen Logik konnten die Szintillatoren in verschiedene Koinzidenzen geschaltet werden (Abbildung 3.2). Die Raten des Triggersystem in Koinzidenz liegen für Sz2 und Sz3a bei  $0.44 Hz$  und für Sz2 und Sz3b bei  $0.66 Hz$ . Die Messungen sind mit der zweiten Anordnung gemacht worden, dadurch ergaben sich mehr Spuren, die die Driftzellen des FSP schneiden. Speziell diese Spuren werden für die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit benötigt.

## 3.2 Kosmische Höhenstrahlung

Die kosmische Höhenstrahlung ist in vielen Experimenten untersucht worden. Sie war bis weit in die fünfziger Jahre die einzige Quelle hochenergetischer Teilchen. Die auf die Erdatmosphäre einfallende Strahlung besteht aus Protonen, schweren Kernen, Photonen und Neutrinos, wobei die chemische Zusammensetzung im wesentlichen der universellen Zusammensetzung des Universums entspricht (Abbildung 3.4). Ihr Energiespektrum reicht bis weit über  $10^{20} GeV/c^2$ , damit übertrifft sie alle terrestrisch verfügbaren Teilchenquellen. Die Verteilung der Intensität  $I$  um den Zenitwinkel  $\theta$  kann mit:

$$I(\theta) \propto \cos^{1.85}(\theta) \quad (3.1)$$

beschrieben werden (Abbildung 3.5). Durch Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre werden hadronische und elektromagnetische Prozeßkaskaden ausgelöst, die die Zusammensetzung der Strahlung bis auf Meereshöhe vollständig verändern. Es können vier Komponenten unterschieden werden:

- Die hadronische Komponente. Bei Wechselwirkung eines Protons mit einem Sauerstoff- oder Stickstoffatom der Atmosphäre wird eine große Anzahl von Hadronen erzeugt. Pionen überwiegen, aber auch Antinukleonen, Kaonen und Hyperonen können erzeugt werden. Die Hadronen können wiederum mit Sauerstoff- und Stickstoffatomen wechselwirken. Unstabile Teilchen zerfallen über die schwache Wechselwirkung. Diese Zerfälle erzeugen Elektronen, Myonen, Neutrinos und Photonen.
- Die  $\gamma$ -Komponente kosmischen Ursprungs.
- Die myonische Komponente entsteht im wesentlichen durch den Zerfall der geladenen Pionen. Die Zerfallsmyonen erreichen aufgrund ihrer hohen Energie und der damit verbundenen Zeitdilatation die Erdoberfläche.

- Die Elektron-Photon Komponente besteht aus dem elektromagnetischen Schauer der Elektronen und Photonen der Primärstrahlung, und den Zerfallselektronen und Photonen aus dem Zerfall der erzeugten neutralen Pionen.

Die Abbildung 3.6 zeigt eine typische Schauerentwicklung in der Atmosphäre.

Für die Messungen mit dem FSP wurde die zweite Komponente verwendet. Die Elektron-Photon Komponente konnte wesentlich durch die starke Stahl- und Kupferabschirmung des Magneten absorbiert werden (24 cm Stahl und 60.6 cm Kupfer entsprechen insgesamt 52.3 Strahlungslängen). Die Myonen, die dann in der Driftkammer nachgewiesen werden, haben einen Impuls von  $\geq 0.35$  GeV/c. Sie befinden sich dann im Bereich minimaler Ionisation, ihr Energieverlust in Materie ist minimal. Dadurch hinterlassen sie im Kammergas klare, isolierte Spuren, die sich hervorragend zur Kalibration eignen.

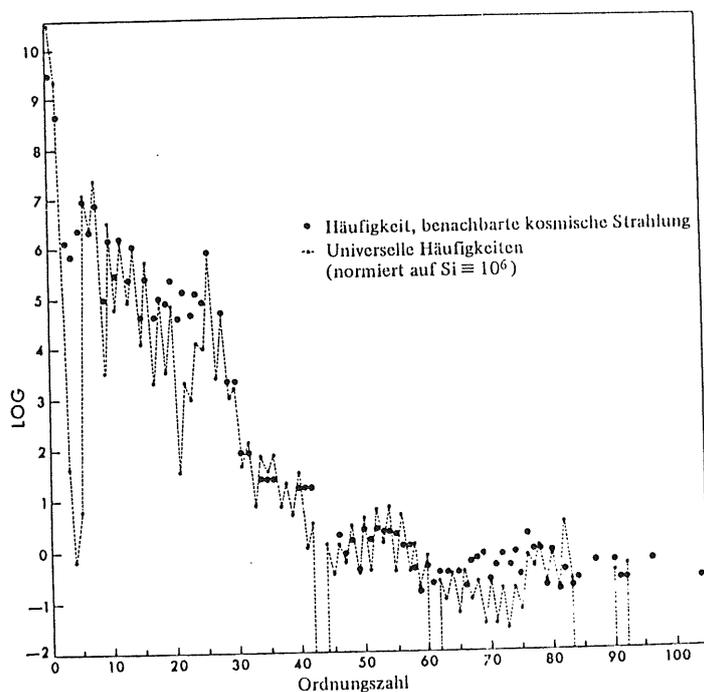


Abbildung 3.4: Die chemische Zusammensetzung kosmischer Höhenstrahlung ([FRA84])

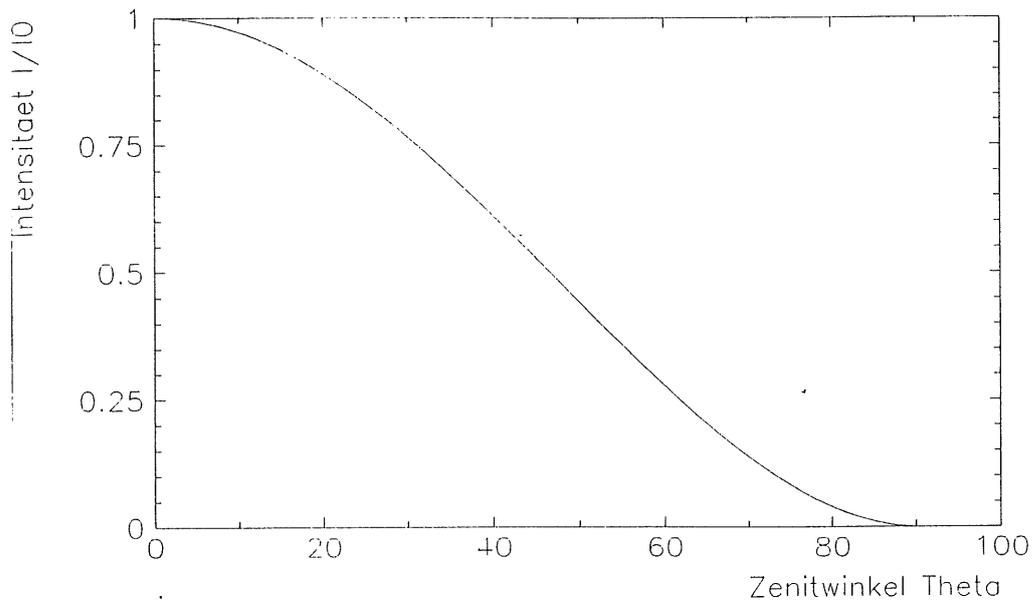


Abbildung 3.5: Die Intensitätsverteilung kosmischer Höhenstrahlung

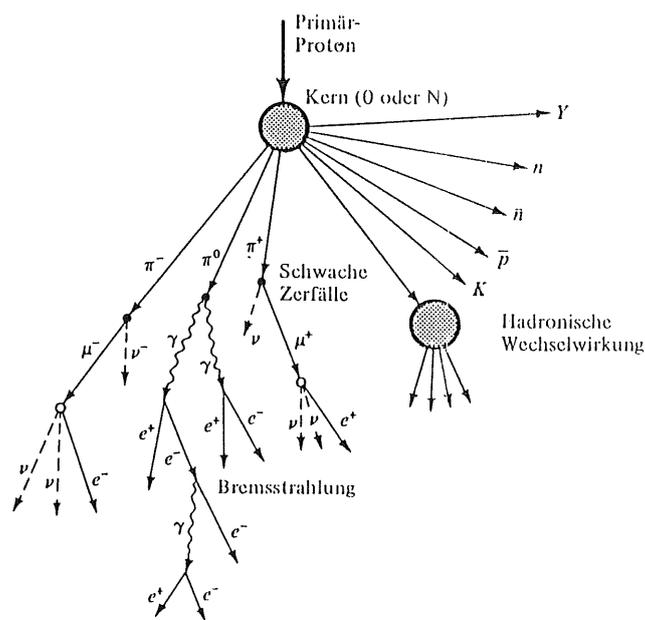


Abbildung 3.6: Eine typische Schauerentwicklung in der Erdatmosphäre (aus [FRA84])

### 3.3 Datenaquisition

#### 3.3.1 Das elektronische Auslesesystem

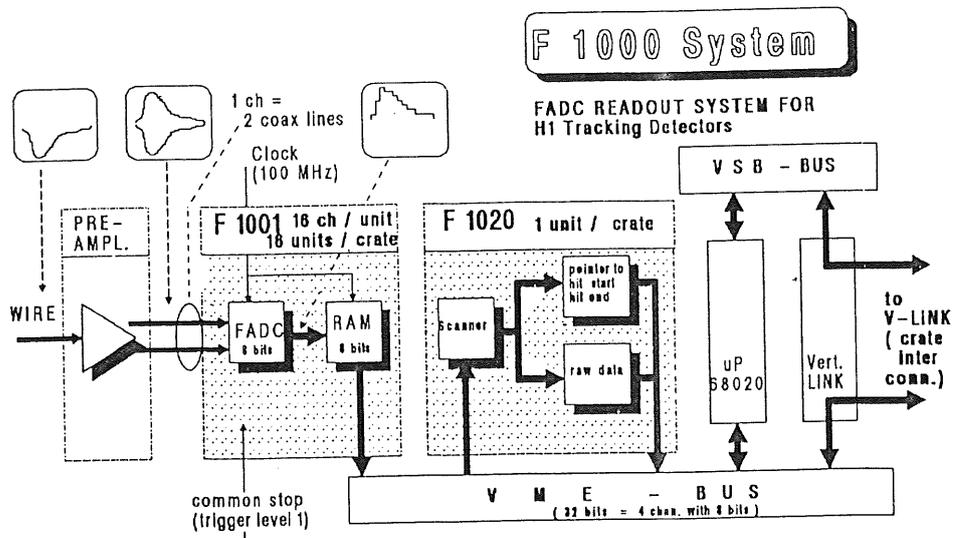


Abbildung 3.7: Das elektronische Auslesesystem (aus [H1C88])

Die Abbildung 3.7 zeigt in der linken Bildhälfte den Signalweg von den Vorverstärkern bis in die erste Analysestufe. Die Signale der Kammer werden an beiden Kammerseiten abgegriffen, verstärkt und über jeweils zwei Signalkabel zu den Analog-Digitalwandlern geführt. In den FADC-Karten<sup>1</sup> werden die Signale mit einer Frequenz von  $104\text{MHz}$  abgetastet. Die Digitalisierung erfolgt im Common-Stop-Mode, d.h. die Signale der Kammer werden kontinuierlich digitalisiert und in einen  $2.46\mu\text{s}$  tiefen Zwischenspeicher<sup>2</sup> zwischengespeichert. Die Steuerung der Datenauslese erfolgt durch eine aus konventioneller NIM-Elektronik aufgebauten Timing-Unit. Diese Elektronik steuert im Zusammenspiel mit einem speziell entwickeltem Mini-Controller und dem Experimentierrechner den Datentransfer und die Speicherung. Die Auslese wird durch ein Signal des Triggersystems gestoppt. Der Inhalt der Zwischenspeicher wird ausgelesen und weiter aufbereitet. Um die erforderliche Speicherkapazität auf ein Minimum zu begrenzen, werden nur digitalisierte Signale abgespeichert, die über einer einstellbaren Schwelle liegen (Nullunterdrückung). Zur genauen Bestimmung des Digitalisierungsstops und damit zur Bestimmung des Zeitnullpunkts wird eine besonders vorbereitete FADC-Karte zur schnellen Zeit-Digital Wandlung (Flash Time to Digital Converter, FTDC) benutzt (siehe [KLA89]). Der daraus berechnete Zeitnullpunkt entspricht nicht dem absoluten Zeitpunkt des Teilchendurchgangs durch die Kammer und das Triggersystem, sondern

<sup>1</sup>FADC, Flash Analog Digital Converter. Die FADC-Karten sind mit jeweils 16 FADC Bausteinen bestückt. Es werden jeweils 8 Signaldrähte, jeweils  $+z$  und  $-z$  Seite, gemeinsam ausgelesen.

<sup>2</sup>Der Zwischenspeicher für jeden Vorverstärker hat eine Tiefe von  $256\text{Byte}$ . Bei einer Abtastfrequenz von  $104\text{MHz}$  ergibt sich eine maximale Digitalisierungszeit von  $2.46\mu\text{s}$ . Die maximale Driftlänge in der CJC 1 beträgt  $\sim 4.4\text{cm}$ , bei einer Driftgeschwindigkeit von  $\sim 50\mu\text{m/ns}$  ist die maximale Driftzeit  $\sim 800\text{ns}$ .

ist durch Laufzeitdifferenzen in der Elektronik verschoben. Die ersten Abschnitte von Kapitel 6 beschreiben die verwendete Methode zur Bestimmung dieser Korrekturen.

### 3.3.2 Analyseketten

Der elektronischen Aufbereitung der Signale mit der anschließenden Speicherung schließt sich eine Kette von Analyseprogrammen an. Durch eine geeignete Aufbereitung der digitalisierten Signale können alle wichtigen Informationen aus den aufgenommenen Daten gewonnen werden, die eine vollständige Rekonstruktion eines Teilchendurchgangs durch die Kammer ermöglichen.

#### Datenspeicherung

Zur Datenspeicherung wird das BOS-Datenbanksystem<sup>3</sup> verwendet. Jeder aufgenommene Datensatz umfaßt ca. 1000 Ereignisse.

In der ersten Stufe der Analyse werden für jedes Ereignis 4 BOS-Bänke erzeugt.

- Die HEAD-Bank mit Datensatz- und Ereignisnummer
- Die CRJD-Bank mit Informationen über digitalisierten Driftkammersignale, Zeitinformation und Kanalnummer
- Die CRJE-Bank mit Drahtnummern, gemessener Driftzeiten und der Ladungen auf beiden Ausleseseiten
- Die FTDC-Bank mit der gemessenen Triggerzeit

#### Driftzeitberechnung

Im ersten Analyseschritt muß aus den digitalisierten Signalen der Driftkammer die Driftzeit und das Ladungsintegral berechnet werden (QT-Analyse). In einer früheren Untersuchung hat sich die sogenannte 'First-Electron'-Methode als die geeignetste Methode zur Bestimmung der Driftzeit herausgestellt (siehe [SCH88]). Diese Methode nutzt dabei die Information des ersten auf dem Signaldraht ankommenden Elektrons aus, sie basiert auf folgenden Überlegungen:

Die Spur eines geladenen Teilchens, die parallel zur Ebene der Signaldrähte verläuft, schneidet eine Driftzeitisochrone, d.h. die Flächen gleicher Driftzeit, tangential. Diese Schnittpunkte haben den kürzesten Abstand von den Signaldrähten. Daher enthalten die ersten auf dem Signaldraht ankommenden Elektronen die genaueste Driftzeitinformation. Die übrigen Elektronen stammen dann von Schnittpunkten mit Isochronen, die einen größeren Driftabstand haben, ab. Die zuerst im Gasverstärkungsbereich der Signaldrähte ankommenden Elektronen werden im vollen elektrischen Feld verstärkt.

---

<sup>3</sup>Bank Operating System[BLO88]

Die dabei erzeugten Sekundärionen schwächen das elektrische Feld um den Signaldraht ab. Später eintreffende Elektronen erfahren daher eine geringere Verstärkung und verfälschen die Zeitinformation.

Der zeitabhängige Verlauf des entstehenden Signals wurde schon in Kapitel 2 beschrieben. Auch dort konnte man erkennen, daß die wesentlichen Zeitinformationen in der ansteigenden Signalflanke enthalten sind. Aus diesen Überlegungen ergibt sich folgender einfacher Algorithmus.

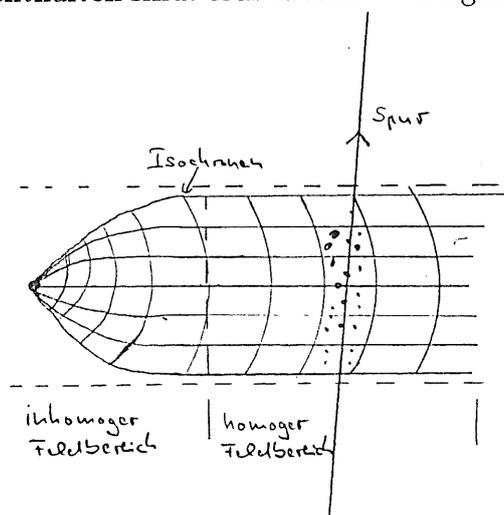


Abbildung 3.8: Ein Signaldraht mit Driftisochronen und einer Teilchenspur

### Der FIRST-ELECTRON-Algorithmus

Von einem Driftkammerpuls wird jeweils die maximale Amplitude  $A_{max}$  bestimmt. Anschließend wird der Zeitpunkt berechnet, an dem die Amplitude gerade der Hälfte des Maximums entspricht ( $t_{1/2}, A_{1/2}$ ). An diesem Punkt wird die Steigung  $s_{1/2}$  des Signals an der ansteigenden Flanke bestimmt. Das wird für beide Signaldrahtseiten unabhängig durchgeführt. Die Driftzeit berechnet sich aus den gemittelten Zeiten  $\langle t_{1/2} \rangle$  und Steigungen  $\langle s_{1/2} \rangle$ . Die Abbildung 3.9 zeigt einen digitalisierten Puls und die dafür bestimmten Zeitmarken. Die Ladung der Pulse auf beiden Ausleseseiten wird jeweils durch Integration über die Pulse bestimmt. Die  $z$ -Position kann aus dem Verhältnis der beiden Ladungen berechnet werden.

Die mit dem First - Electron Algorithmus berechnete Driftzeit  $t$  muß mit der Signalverzögerung auf den Signalwegen zwischen Trigger und Ausleseelektronik und Kammer und Ausleseelektronik korrigiert werden. Diese Korrektur wird als globaler Zeitnullpunkt oder  $t_0$  bezeichnet. Die wahre Driftzeit berechnet sich dann mit:

$$t = t' - t_0 \quad (3.2)$$

$t$  : wahre Driftzeit

$t'$  : gemessene Driftzeit

$t_0$  : globaler Zeitnullpunkt

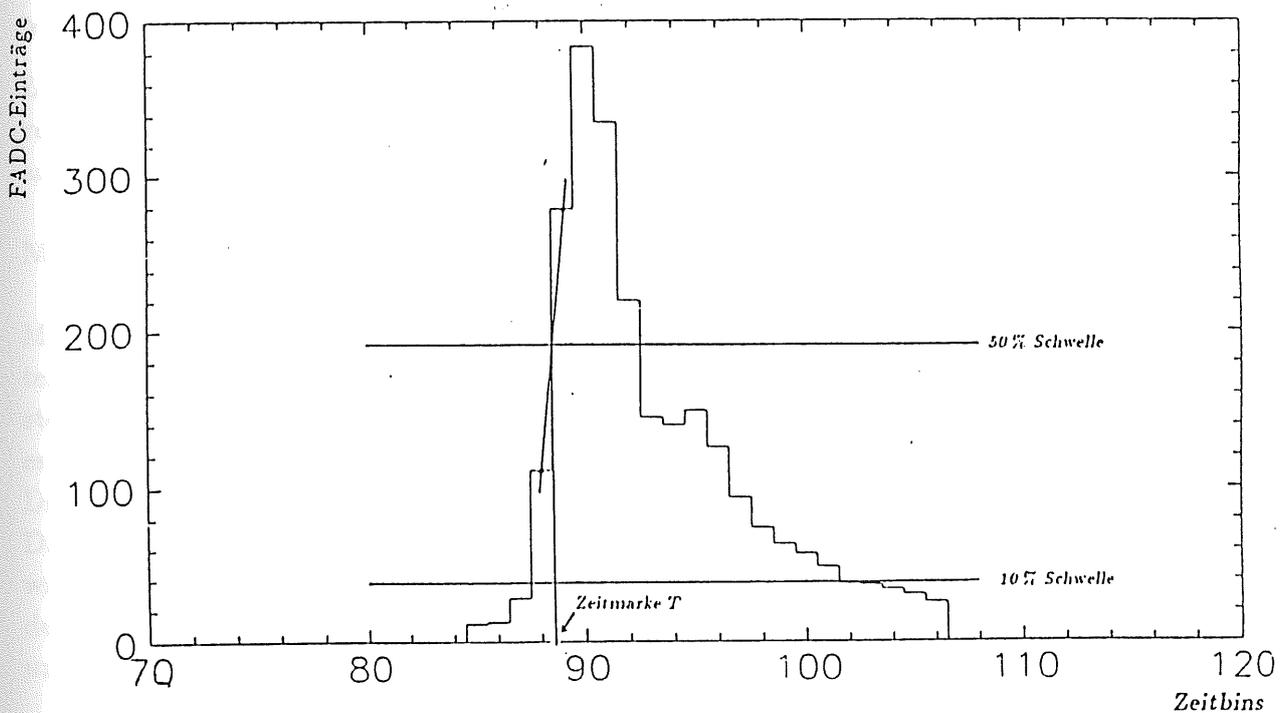


Abbildung 3.9: Ein digitalisierter Puls mit den vom FIRST-ELECTRON-Algorithmus berechneten Zeitmarken

In erster Näherung ist die Zeitverschiebung  $t_0$  eine für alle Driftzellen gemeinsame additive Konstante, mit der alle Driftzeiten korrigiert werden müssen. Bei genauerer Betrachtung zeigt sich, daß es zusätzlich zu dieser globalen Korrektur noch weitere Korrekturen gibt, die für jeden Signaldraht einzeln bestimmt werden müssen. Die Laufzeitunterschiede zweier benachbarter Signaldrähte sind in der Größenordnung von  $1 \sim 2ns$ , das entspricht den Signalwegdifferenzen auf den FADC-Karten<sup>4</sup>. Mit Hilfe der in den FADC-Karten eingebauten Testpulsgeneratoren können Signallaufzeitdifferenzen zwischen Gruppen von Signaldrähten bestimmt werden (siehe [SCH91]). Dabei werden Laufzeitdifferenzen zwischen den 4 ungeraden und den 4 geraden Signaldrähten einer FADC-Karte ermittelt. Das dazu benötigte Analyseprogramm war zum Zeitpunkt der Datennahme nicht vorbereitet. Einzeldrahteffekte<sup>5</sup> könnten in der CJC prinzipiell mit einer großen Anzahl von Teilchenspuren korrigiert werden. Die dazu benötigten Programme sind zum gegenwärtigen Zeitpunkt ebenfalls noch nicht in die Analysekette implementiert (siehe [SCH91]). Die hier vorgestellte Analyse verzichtet auf diese Feinkorrekturen. Man kann davon ausgehen, daß genauere Kenntnisse des Zeit- $t_0$  der Einzeldrähte die hier beschriebenen Methoden verbessert.

<sup>4</sup>Die Größe der FADC-Karten ist ca.  $45 \times 30cm^2$ , zwischen den einzelnen Kanälen gibt es Signalwegdifferenzen von einigen Zentimetern. Von einer FADC-Karte werden 8 Signaldrähte gemeinsam ausgelesen.

<sup>5</sup>Laufzeiteffekte zwischen benachbarten Signaldrähten

### Methoden zur Bestimmung des $t_0$

Zur Bestimmung des  $t_0$  können verschiedene Methoden zur Anwendung kommen. Zwei von den bisher bei der Analyse von Testkammerdaten verwendeten Methoden werden an dieser Stelle beschrieben.

#### Methode I: Driftzeitspektrum

Man betrachtet das unkorrigierte Driftzeitspektrum, d.h. die Verteilung aller Driftzeiten. In Abbildung 3.10 ist ein solches Driftzeitspektrum dargestellt. Man erkennt einen steilen Anstieg der Verteilung, die in ein Plateau übergeht. Bei größeren Driftzeiten gibt es einen linearen Abfall, der durch die Zellgrenzen verursacht wird. Die größtmöglichen Driftzeiten für jeden Signaldraht sind durch die Länge der Driftzelle vorgegeben.

Die Konstante  $t_0$  ist aus der ansteigenden Flanke des Driftzeitspektrums definiert. Sie wird durch eine Gerade approximiert, dann definiert man  $t_0$  als die Zeit, die der Hälfte des maximalen Anstiegs entspricht (siehe [SCH90a]). Diese Methode ist vollkommen unabhängig von einer Spurrekonstruktion.

#### Methode II: Spuren, die die Signaldrahtebene schneiden

Schneidet eine Teilchenspur die Signaldrahtebene, und ist das  $t_0$  nicht bekannt, so findet das Rekonstruktionsprogramm in einer Driftzelle zwei Halbspuren, die sich nicht in einem gemeinsamen Punkt auf der Signaldrahtebene schneiden. Damit die Methode unabhängig von der noch unbekanntem Driftgeschwindigkeit ist, wird die Rekonstruktion der Teilchenspur nicht im Ortsraum ( $x$ -,  $y$ -Koordinatenpunkte), sondern im Drahtnummer-Driftzeit-Raum durchgeführt. Von allen so gefundenen Halbspuren wird die jeweils kleinste Driftzeit, das ist die Driftzeit des kleinsten Spurabstands, in ein Histogramm eingetragen. Der Schwerpunkt der Verteilung, an die eine Gaußverteilung angepaßt werden kann, liefert eine grobe Schätzung für das  $t_0$ .

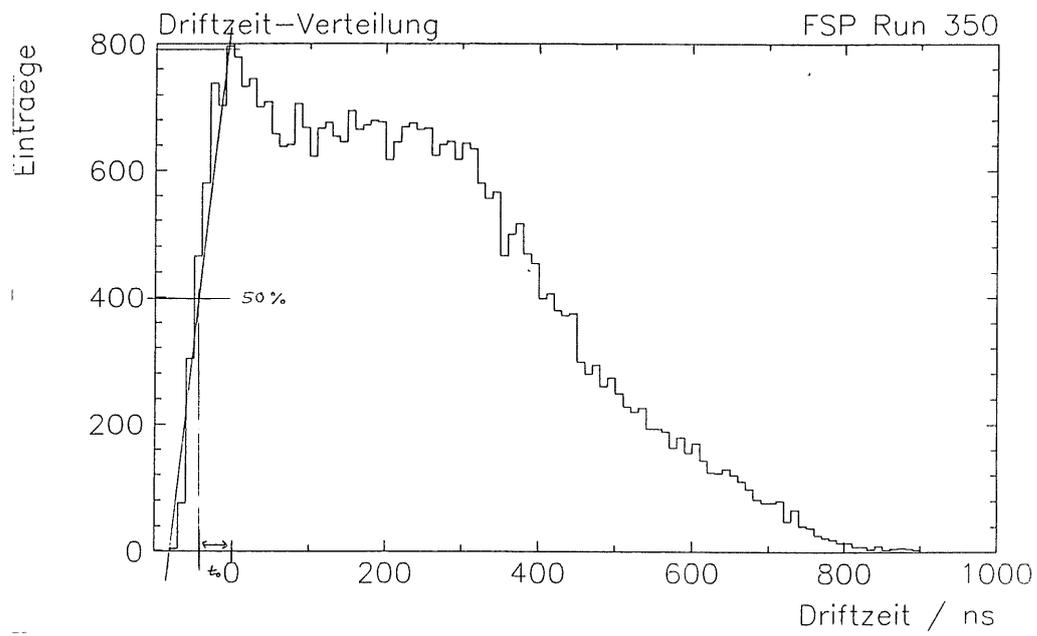


Abbildung 3.10: Verteilung unkorrigierter Driftzeiten  $t_d$

## Kapitel 4

# Spurrekonstruktion mit der Jetkammer

Da in dem Kapitel Datenanalyse die Spurrekonstruktion eine wesentliche Rolle spielt, sollen hier deren wesentlichen Merkmale kurz diskutiert werden. Dabei wird insbesondere der Zusammenhang zwischen Spurrekonstruktion und Kalibrationsgrößen in einer Jetkammer deutlich gemacht. Das bei der Analyse verwendete Programm wird im letzten Teil dieses Kapitels vorgestellt.

### 4.1 Aufgaben der Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion in Hochenergieexperimenten muß im wesentlichen drei Aufgaben erfüllen [EIC80]

1. Rekonstruktion eines Spurkandidaten aus einer von Ortsdetektoren gemessenen Gruppe von Einzelinformationen
2. Bestätigung der Spurhypothese
3. Bestimmung der physikalisch interessanten Spurparameter

Diese drei Aufgaben sind von außerordentlich komplexer Natur. Es existiert keine allgemeine und optimale Lösung dieser Probleme. Wesentliche Voraussetzung dafür, insbesondere für die erste Aufgabe, ist die genaue Kenntnis der Betriebs- bzw. Kalibrationsparameter des verwendeten Detektors. In Zusammenhang mit einer geschickten Geometrie können die genannten Aufgaben erleichtert werden, indem der Detektor zusätzlich zu den üblichen gemessenen Koordinatenpunkten Informationen, z.B. über Richtungswinkel und zusammenhängende Spursegmente liefert. Die Jetkammer des H1-Detektor zeichnet sich durch eine besondere Geometrie aus.



Driftrichtung geschnitten, liegt der kürzeste Driftweg nicht mehr in der Mitte der Drift-raumgrenzen. In Abbildung 4.1 ist dieser Sachverhalt dargestellt. Man erkennt die gestrichelt dargestellten Driftzeit-Isochronen (Flächen gleicher Driftzeit), und die durchgezogen dargestellten Driftwege der Elektronen. Eine parallel zur Signaldrahtebene verlaufende Teilchenspur schneidet an jedem Draht die gleiche Isochrone. Schneidet die Teilchenspur den Driftraum unter einem Winkel  $\alpha$ , so verkürzt sich der Driftweg um die eingezeichneten Driftstrecke  $\delta x$ . Dabei handelt es sich um einen rein geometrischen Effekt. Ist der Schnittwinkel der Teilchenspur mit dem Driftraum berechnet, kann dieser Effekt korrigiert werden. In guter Näherung werden hier die Driftzeiten mit der JADE-Approximation korrigiert [STE90].

Die Koordinatenpunkte einer Spur in der Driftkammer sind durch die Drahtposition  $x_i$  und die nach Gleichung 4.2 aus der gemessenen wahren Driftzeit  $t_i$  (siehe Gleichung 3.2) berechneten Abstände  $y_i$  gegeben, der Index  $i$  bezeichnet die Drahtnummer.

Findet der Driftvorgang zusätzlich in einem Magnetfeld statt, so ist die Driftrichtung in der Kammer nicht mehr parallel zum elektrischen Feld und somit senkrecht zu den Signaldrahtebenen, sondern in Richtung des magnetfeldabhängigen Lorentzwinkels. Da an den Signaldrähten nur die Driftzeit gemessen wird, die keine explizite Information über die Driftrichtung enthält, wird der Einfluß des Lorentzwinkels rechnerisch berücksichtigt. Die Position der Koordinatenpunkte relativ zu den Signaldrähten in einer Driftkammer berechnet sich dann in der Ebene<sup>2</sup> mit den Gleichungen :

$$\begin{aligned} x : x_i &= w_{x_i} + v_d t_i \sin\alpha \\ y : y_i &= w_{y_i} + v_d t_i \cos\alpha \end{aligned} \quad (4.3)$$

$w_{x_i}$  : absolute Drahtposition in  $x$   
 $w_{y_i}$  : absolute Drahtposition in  $y$   
 $v_d$  : Driftgeschwindigkeit  
 $t_i$  : gemessene Driftzeit  
 $\alpha$  : Lorentzwinkel  
 $i$  : Drahtnummer

### Kalibrationsgrößen

Der generelle Vorteil einer Jetkammer, wie der CJC, ist die relative Konstanz der Driftgeschwindigkeit im größten Teil des Driftvolumens. Die größte Driftstrecke beträgt bei der CJC 1 ca. 4.4cm, die mittlere Driftstrecke etwa 3cm. Für die mittlere Driftstrecke wurde bei Testmessungen mit dem FSP eine mittlere Ortsauflösung von  $180\mu m$  in  $AR/CO_2/CH_4(89 : 10 : 1)$  gemessen (siehe [SCH90a]).

Um eine vergleichbare Ortsauflösung zu erreichen, müssen die Driftgeschwindigkeit und

<sup>2</sup>Eine Beschreibung des Jetkammerkoordinatensystems und der Geometrie einer Driftzelle befindet sich in Anhang A.2.

der Lorentzwinkel auf 0.1% genau bekannt sein. Es ist daher notwendig, nicht nur die mittlere Driftgeschwindigkeit und den Lorentzwinkel der Driftkammer zu bestimmen, sondern nach Möglichkeit beide Größen an jedem Draht einzeln zu überwachen. Die Driftgeschwindigkeit ist keine a priori festgelegte Größe, die einmal bestimmt für die Jetkammer universell gültig ist. Sie ist vielmehr von den allgemeinen Betriebsbedingungen (Betriebsdruck, Betriebstemperatur, eingestelltes Driftfeld  $E_d$  und dem verwendeten Kammergas) abhängig und damit während des Betriebs Schwankungen ausgesetzt. Eine laufende Überwachung ist daher unumgänglich.

Zwei entscheidende Kalibrationsparameter einer Jetkammer sind daher Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel. Ein weiterer Kalibrationsparameter ist das schon in Kapitel 3 erläuterte  $t_0$ . Auf eine Bestimmung der  $z$ -Position der Spur in der Kammer und der notwendigen Kalibrierungsschritte wird im folgenden nicht eingegangen. Übliche Strategien zur Bestimmung dieser Parameter können in zwei Klassen eingeteilt werden.

- Statistische Verfahren basieren auf einer geeigneten Parameterisierung<sup>3</sup> möglicher systematischer Fehler. Bei Verwendung aller zur Verfügung stehender Daten<sup>4</sup> können durch globale Anpassung die Parameter bestimmt werden, die die zugrundeliegenden Daten beschreiben (siehe [NOZ81]). Unter ungünstigen Umständen können die Parameter nichtlinear voneinander abhängen und die Bestimmung erschweren.
- Externe Verfahren untersuchen die gesuchten Parameter mit speziellen Testkammern, die eine möglichst direkte Messung erlauben. Beschreibungen solcher Verfahren, zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit aus dem Driftzeitspektrum oder durch Verschiebung der Kammer in einem fein kollimierten Elektronenstrahl, finden sich in den Arbeiten von B. Jean-Marie [JEA79] und G. Dellacasa [DEL80].

In Jetkammern kommen, wegen der Komplexität der Kalibrationsparameter, im allgemeinen beide Methoden kombiniert zur Anwendung. Die statistischen Verfahren haben den Nachteil, daß die gewünschten Parameter erst bestimmt werden können, wenn genügend Statistik zur Verfügung steht. Die Erstellung dieser Größe kann sich also über einen Zeitraum von einigen Tagen oder Wochen erstrecken. Unter Umständen kann eine erneute Bearbeitung alter Daten mit endgültigen Kalibrationsparametern notwendig werden. Ein Nachteil der externen Verfahren ist, daß die mit einer Testkammer bestimmten Parameter nicht ohne weiteres auf eine Detektordriftkammer übertragen werden können. Diese Übertragung ist aufgrund sich ändernder Feld- und Gasbedingungen im Detektor nicht zwingend gültig.

Häufig werden zusätzlich zur Bestimmung spezieller Parameter, z.B. von Laufzeitunterschieden auf den Signalkanälen einzelner Signaldrähte oder von Gruppen von ih-

<sup>3</sup>Im Prinzip beruhen auch die in Kapitel 5 entwickelten Verfahren auf diesem Prinzip. Systematische Effekte, wie z.B. der Spurversatz  $2 \cdot t_0$  Spuren, die die Signaldrahtebene kreuzen.

<sup>4</sup>Dabei werden bei zentralen Spurdetektoren überwiegend kosmische Höhenstrahlung oder, bei Betrieb des Beschleunigers, einfache geladenen Spuren hoher Impulse benutzt.

nen, weitere Kalibrationssysteme verwendet, wie z.B. Laserkalibrationssysteme<sup>5</sup> oder Testpulsgeneratorsysteme<sup>6</sup>.

### 4.1.2 Selbstkalibrationseigenschaft der H1-Jetkammer

Die Kammergeometrie der H1-Jetkammer ermöglicht es, einige Kalibrationsgrößen zusätzlich zu den geschilderten Methoden direkt aus den mit der Kammer genommenen Daten zu bestimmen. Bei bisher gebauten Jetkammern, z.B.: JADE, OPAL u.a., sind die Signaldrahtebenen der Driftkammern gewöhnlich radial um den Vertex aufgebaut. Werden die Signaldrahtebenen gegen den Radiusvektor geneigt, wie das bei den Driftkammern der H1-Jetkammer der Fall ist, werden einige Vorteile erzielt.

- Kompensation des Lorentzwinkels, die Teilchenspuren schneiden die sich ergebenden Drifträume annähernd senkrecht (Abbildung 4.2).
- Einfachere Auflösung der Driftzeitambiguität. (s.u.)
- Fixpunkte, bzw. Zwangsbedingungen. Teilchenspuren mit hohem Impuls, die im allgemeinen radial in der  $r - \phi - Ebene$  vom Vertex verlaufen, schneiden mehrere Signaldrahtebenen oder Driftzellen. Die Schnittpunkte sind dann prinzipiell von speziellen Kalibrationsgrößen (Driftgeschwindigkeit, Lorentzwinkel) unabhängig und können zur Kalibration benutzt werden.

In Kapitel 6 wird der letzte Punkt näher erläutert. Die durchgeführte Auswertung der Messungen mit dem FSP basieren auf diesem Ansatz.

## 4.2 Das Spurrekonstruktionsprogramm

Das offizielle Programm zur Spurrekonstruktion in der H1-Jetkammer ist das Programm CJCREC (siehe [BLO90a]). Das Programm ist analog zu den oben genannten Aufgaben der Spurrekonstruktion in drei Stufen aufgebaut.

1. Stufe: Suche nach jeweils drei zusammenhängenden Hits (Triple) im Drahtnummer-Driftzeit-Raum der Driftzellen. Verbindung von Ketten solcher Triple in den einzelnen Zellen. Auflösen der Rechts-Links-Ambiguität (s.u.).
2. Stufe: Vergleich von Spurelementen in benachbarten Zellen. Anlegen einer Kandidatenliste für zusammenhängende Spuren.
3. Stufe: Vergleich von so gefundenen Spuren aus den Zellen von Ring I, Ring II und anschließende Kombination von zusammenhängenden Spuren aus Ring I und II. Bestimmung der interessanten Spurparameter, wie z.B. Krümmung und Impuls.

<sup>5</sup>Ein solches Verfahren wird z.B. bei OPAL verwendet (siehe [HAU88])

<sup>6</sup>siehe [SCH90]

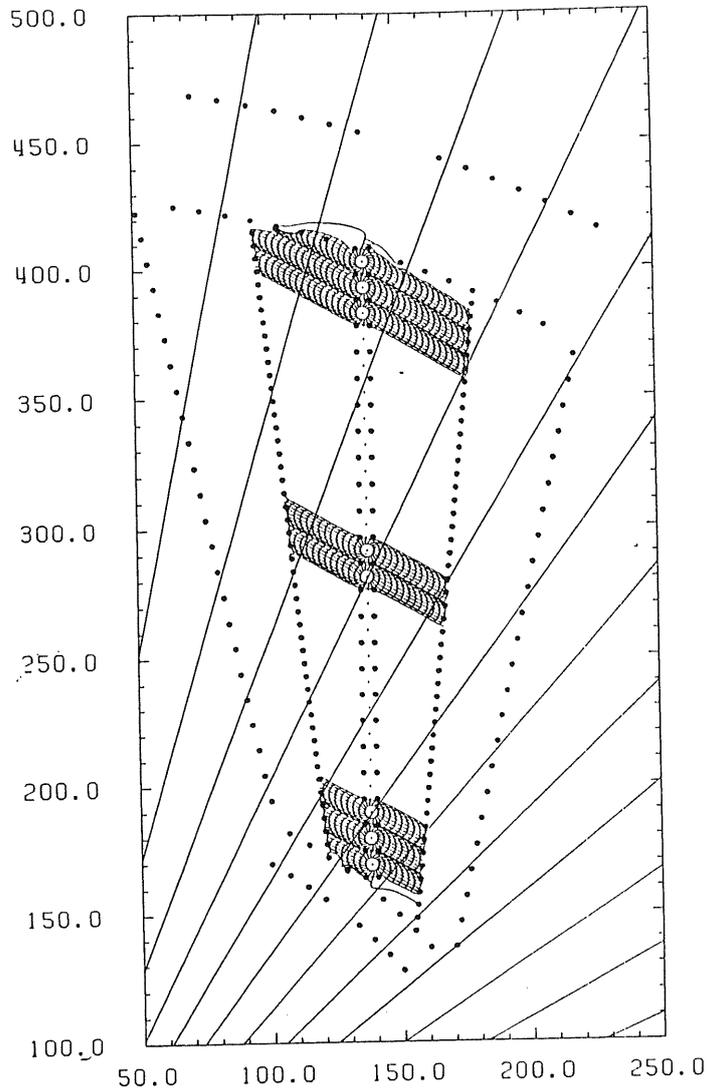


Abbildung 4.2: Das Driftfeld in einer Zelle der CJC 1 ([STE90]). Die durchgezogenen Linien stellen Spuren aus dem Vertex dar

Die Anwendung dieses Programms auf die mit dem FSP aufgenommenen Daten zeigte, daß es zur Gewinnung von Kalibrationsparametern, wie dem Zeitnullpunkt  $t_0$ , der Driftgeschwindigkeit und dem Lorentzwinkel, ungeeignet ist. Besonders in der ersten Phase, in der eine sorgfältige Analyse des Drahtnummer-Driftzeit-Raums zur Unterscheidung von Doppel- und Vielfachspuren, wie sie z.B. in hadronischen Teilchenjets auftreten, vorgenommen wird, sind die verwendeten Algorithmen besonders sensitiv auf unkorrigierte Driftzeiten. Laufzeitunterschiede in der Ausleselektronik zwischen einzelnen Signaldrähten verursachen diese Driftzeitverschiebungen. Zu den Testdaten sind keine Testpulsdaten aufgenommen worden (s.o). Ein Korrektur des Einzeldraht- und Gruppen- $t_0$  in Form einer dazugehörigen Kalibrationsbank [STE90a] liegt daher für diese Daten nicht vor. Entsprechend gering war die Anzahl von sauber erkannten Spuren.

### 4.3 Schnelle Spurerkennung zur Parameterbestimmung

Da die zur Spurrekonstruktion notwendigen Kalibrationsparameter aus den Daten erst bestimmt werden sollten, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein einfacher Algorithmus zur schnellen Filterung von zur Kalibration geeigneter Spuren aus den Messungen mit kosmischer Höhenstrahlung entwickelt. Unter der Annahme, daß nur einzelne, isolierte Spuren der kosmischen Myonen zur Bestimmung der Parameter in Frage kommen, ist das Problem einfach zu lösen. Der Programmcode ist, bedingt durch seine Einfachheit, außerordentlich kurz (weniger als 40 Zeilen). Er besteht im wesentlichen aus zwei Teilen: Die Daten eines Ereignisses werden ausgelesen, und nur die jeweils ersten Driftzeiteinträge eines Signaldrahtes gespeichert und weiterverarbeitet. Alle weiteren Einträge, die zeitlich später auf einem Signaldraht ankommen, werden verworfen. Diese Einträge gehören entweder zu einer weiteren Spur, oder es handelt sich um eine nicht zu einer Spur gehörenden Ionisation in der Nähe der Signaldrähte.

Dann muß die Ambiguität der Driftzeiten aufgelöst werden. Hier zeigt sich eine Besonderheit einer Driftkammer, es werden nur die Beträge der Driftzeiten relativ zu den Signaldrähten gemessen. Anhand der positiven Driftzeiten kann nicht entschieden werden, auf welcher Seite der Signaldrahtebene eine gemessene Spur liegt (Rechts-Links-Ambiguität).

Um nun zu entscheiden, auf welcher Seite eine Spur durch die Driftzelle geht, wird die Neigung der Signaldrahtebenen gegen die radiale Richtung und die Topologie der Ereignisse verwendet. Aus den herausgefilterten Spurhits (s.o.) werden Ketten von jeweils drei aufeinanderfolgenden Drahtnummer-Driftzeit-Paaren gebildet ( $t_i, i$ ). Das Vorzeichen der Driftzeitdifferenz  $t_{i+1} - t_{i-1}$  wird durch die Einfallsrichtung der kosmischen Myonen relativ zu einer Signaldrahtebene festgelegt. Das ist eine Zwangsbedingung, die zur Auflösung der Rechts-Links-Ambiguität verwendet werden kann. Alle Driftzeiten dieser Ketten werden dann so mit einem Vorzeichen versehen, daß die Driftzeitdifferenz für alle Elemente einer Kette das gleiche Vorzeichen hat. Das Vorzeichen muß natürlich aus der geometrischen Lage der Testkammer relativ zum Einfallslot der Höhenstrahlung festgelegt werden. In der Abbildung 4.3 ist das skizziert. Die so selektierten Koordinatenpaare werden mit den in Kapitel 5 beschriebenen Methoden weiterverarbeitet.

Eine weitere Möglichkeit die richtige Spur zu finden, ist z.B. die Suche nach einem sich glatt anschließenden Spurstück in einer Nachbardriftzelle. Damit auch bei Spuren, die nur eine Driftzelle durchqueren, die Driftzeitambiguität richtig erkannt wird, sind die Signaldrähte zusätzlich senkrecht zur Signaldrahtebene um  $150\mu\text{m}$  versetzt angeordnet. Durch die aus den gemessenen Driftzeiten ermittelten Driftstrecken kann dann eine Ausgleichsgerade gelegt werden. Dann kann aufgrund der Abweichungen der gemessenen Driftstrecken von der Ausgleichsgeraden die Spur von der Spiegelspur unterschieden werden. Eine Auflösung der Driftzeitambiguität durch die versetzten Signaldrähte ist aber erst nach der vollständigen Kalibration möglich.

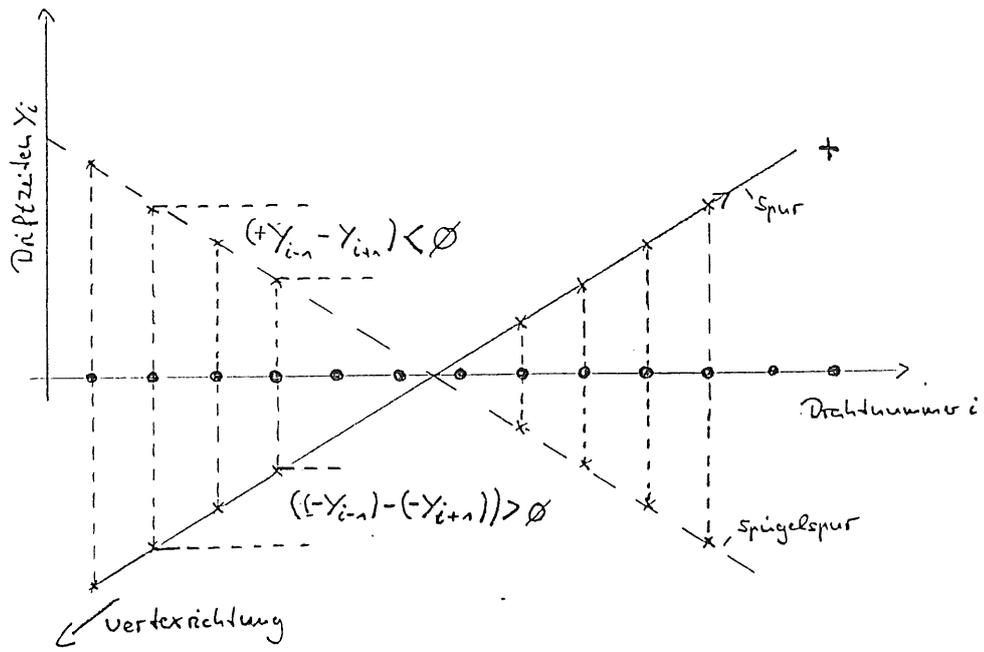


Abbildung 4.3: Auflösung der Driftzeit-Ambiguität (siehe Text)

# Kapitel 5

## Datenanalyse

Mit dem beschriebenen Aufbau wurden Testmessungen durchgeführt. Als Teilchenquelle diente kosmische Höhenstrahlung. In diesem Kapitel werden Methoden diskutiert, die eine Datenanalyse unter Berücksichtigung der Selbstkalibrationseigenschaft des FSP aus Teilchenspuren ermöglicht. Es werden Methoden entwickelt, mit denen sich die Kalibrationsgrößen, globaler Zeitnullpunkt  $t_0$ , und Driftgeschwindigkeit  $v_d$  aus den aufgenommenen Daten bestimmen lassen. Weiter wird das Ortsauflösungsvermögen anhand der gewonnenen Daten ermittelt und ein Vergleich des intrinsischen Auflösungsvermögens mit der Auflösung, die man aus der Spuranpassung erhält, auf dem gegenwärtigen Kalibrationsstand gegeben.

### 5.1 Driftzeit und globaler Zeitnullpunkt

Wir haben schon gesehen, daß man die gemessene Driftzeit  $t'$  mit einer additiven Konstanten  $t_0$  korrigieren muß, um die absolute (wahre) Driftzeit  $t$  zu erhalten.

$$t = t' - t_0 \quad (5.1)$$

$$(5.2)$$

Zwei mögliche Methoden zur Bestimmung des  $t_0$  wurden schon auf S.26 beschrieben.

#### 5.1.1 Selbstkorrigierende $t_0$ Anpassung

Die in Kapitel 4 geschilderte Spurrekonstruktion liefert für jedes Ereignis die Driftzeiten und die dazugehörigen Drahtnummern einer zusammenhängenden Spur. Die Driftzeiten sind mit dem richtigen Vorzeichen versehen, die Rechts-Links-Ambiguität der Spuren erkannt. Der Ausgangspunkt für die Berechnung des globalen Zeitnullpunktes  $t_0$  sind Teilchenspuren, die in einer Driftzelle die jeweilige Signaldrahtebene schneiden. Kreuzt ein geladenes Teilchen eine Signaldrahtebene so wird die Driftzeit dabei zu Null. Der Zeitpunkt des Kreuzens legt so den Zeitnullpunkt  $t_0$  der Driftzeit fest. Bei noch unkorrigierten Driftzeiten wird eine solche Teilchenspur von der Spurrekonstruktion in zwei Halbspuren z.B.: ober- und unterhalb der Signaldrahtebene zerlegt. Dieser Spurversatz an der Signaldrahtebene wurde auch schon von der Methode II (siehe S.26) zur

Bestimmung von  $t_0$  ausgenutzt. Wie man im linken Teil der Abbildung 5.1 erkennt, ist die Halbspur oberhalb der Signaldrahtebene um  $+t_0$  zu größeren Driftzeiten und die unterhalb um  $-t_0$  zu kleineren Driftzeiten verschoben. Der relative Abstand zwischen den beiden Halbspuren beträgt  $2 \cdot t_0$ .

Paßt man an beide Halbspuren jeweils eine Gerade oder eine Parabel<sup>1</sup> für Daten mit und ohne Magnetfeld an, kann aus den angepaßten Parametern das  $t_0$  berechnet werden. Die Berechnungen werden in dem von der Driftgeschwindigkeit unabhängigen Drahtnummer - Driftzeit - Raum ausgeführt. Die Parameter der Halbspuren ober- bzw. unterhalb der Signaldrahtebene sind zur besseren Unterscheidung mit den Indizes  $+$  und  $-$  bezeichnet. Man benötigt für eine Gerade jeweils 2 Parameter bei der Anpassung

$$\begin{aligned} + : f(a, b; x) &= a_+ \cdot x + b_+ \\ - : f(a, b; x) &= a_- \cdot x + b_- \end{aligned} \quad (5.3)$$

oder für eine Parabel 3 Parameter. Wenn die Steigung der berechneten Halbspursegmente übereinstimmt, kann davon ausgegangen werden, daß beide Segmente auch zu einer zusammenhängenden Spur gehören.  $t_0$  berechnet sich dann mit:

$$t_0 = (b_+ - b_-) / 2 \quad (5.4)$$

Dieses Verfahren ist unter den gegebenen Voraussetzungen nicht geeignet. Zu den analysierten Daten gibt es keine Informationen über das Gruppen- $t_0^2$ . Die Koordinatenpunkte der Spur, die bei der Berechnung der Spurstücke eingehen, sind dadurch zusätzlich mit systematischen Meßfehlern behaftete. Diese systematischen Fehler spiegeln sich in der Unsicherheit bei der Bestimmung der Parameter ( $a_+$ ,  $b_+$ ,  $a_-$ ,  $b_-$ ) und in dem mit der Gleichung 5.4 berechneten  $t_0$  wider. Durch ein geeignetes Datenmodell [BLO90a], das implizit den Spurversatz als Parameter enthält, kann die Berechnung in einem Schritt durchgeführt werden.

Die parallelverschobenen Halbspursegmente können durch folgenden Gleichungen beschrieben werden:

$$\begin{aligned} t_i &= t_+ + s \cdot (d_i - j_0) \quad i = 1, n \\ t_j &= t_- + s \cdot (d_j - j_0) \quad j = n + 1, m \end{aligned} \quad (5.5)$$

Dabei sind  $t_k$  und  $d_k$  die Koordinatenpaare Driftzeit und Drahtnummer ober- bzw. unterhalb der Signaldrahtebene. Die Steigung  $s$  ist beiden Halbspuren gemeinsam,  $j_0$  ist ein Fixpunkt der Geradenstücke, der sich aus den Schnittpunkten der Halbspuren mit der Signaldrahtebene berechnen läßt. Die Parameter  $t_+$  und  $t_-$  berücksichtigen den Versatz, der durch die unkorrigierten Driftzeiten verursacht wird. Der Vorteil dieses Ansatzes ist, daß der Geradenparameter  $s$  in einem Schritt aus allen Datenpunkten berechnet wird. Mit dem beschriebenen Modell wird mit den Verfahren aus Anhang

<sup>1</sup>Die kreisförmigen Spuren können aufgrund der großen Krümmungsradien durch Parabeln angenähert werden.

<sup>2</sup>Es sind für das verwendete System keine Testpulswellen aufgezeichnet worden.

A.1 eine Anpassungsrechnung durchgeführt. Das  $t_0$  berechnet sich mit den angepaßten Parametern  $t_+$  und  $t_-$  mit der Gleichung 5.4.

Es sind zwei mögliche Arten der Kalibration denkbar. Der Zeitnullpunkt  $t_0$  kann für jede die Signaldrahtebene kreuzende Spur individuell bestimmt werden. Es ist außerdem möglich, das berechnete  $t_0$  für eine große Anzahl von Ereignissen in ein Histogramm einzutragen, und aus dem Schwerpunkt der Verteilung ein mittleres  $\bar{t}_0$  zu bestimmen. In Abbildung 5.3 ist eine Verteilung des bestimmten  $\bar{t}_0$  für einen Datensatz mit 630 Ereignissen, die eine Signaldrahtebene gekreuzt haben, zu sehen. In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse der Berechnungen des  $\bar{t}_0$  zusammengefaßt. Anhand der Tabelle ist ersichtlich, daß die berechnete mittlere Driftzeitkorrektur  $\bar{t}_0$ , trotz der fehlenden Gruppenkorrekturen, aus den Daten gut zu bestimmen ist. Festzustellen ist aber, daß die Breite der Verteilung noch unzulässig groß ist. Bei einem erwarteten Auflösungsvermögen von  $\approx 150\mu m$  ist die in Driftlängen umgerechnete Breite der  $t_0$  Verteilung mit  $\approx 300\mu m$  noch viel zu groß. Eine weitere Untersuchung mit einer Einzeldrahtkalibration sollte eine Verbesserung bei der  $t_0$ -Bestimmung liefern. Abschließend ist das schon in Abbildung 5.1 dargestellte Ereignis nach der Korrektur der Driftzeiten mit dem berechneten mittleren  $\bar{t}_0$  zu sehen (Abbildung 5.2). Wie man erkennen kann, liegen alle gemessenen Driftzeiten unter- und oberhalb der Signaldrahtebene nach der Korrektur auf einer Spur.

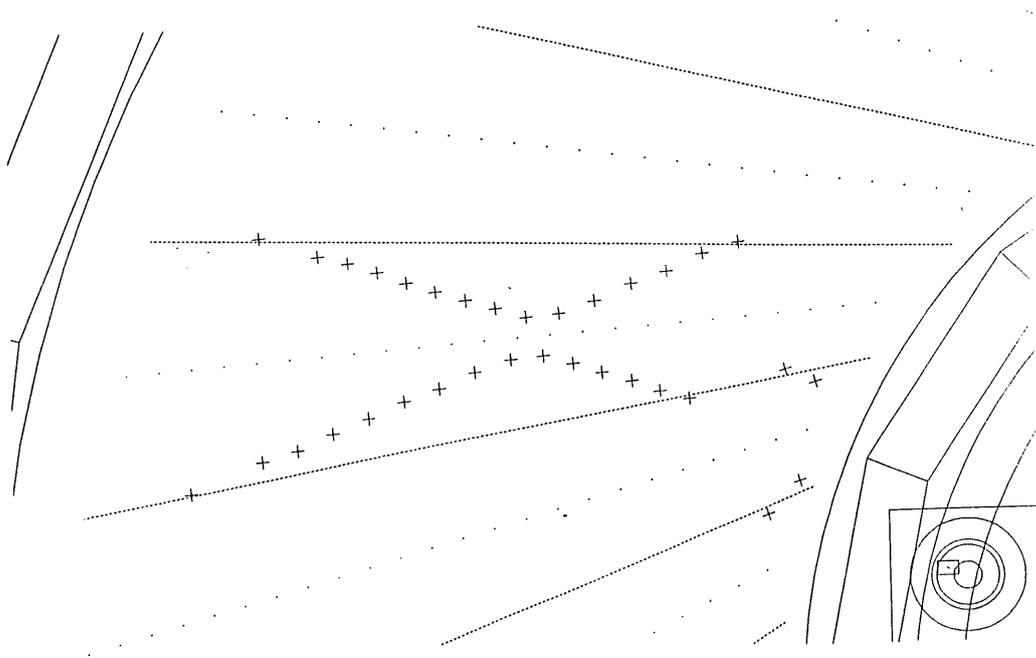


Abbildung 5.1: Eine unkorrigierte Teilchenspur im FSP. Man erkennt den Spurversatz beim Durchgang durch die Signaldrahtebene

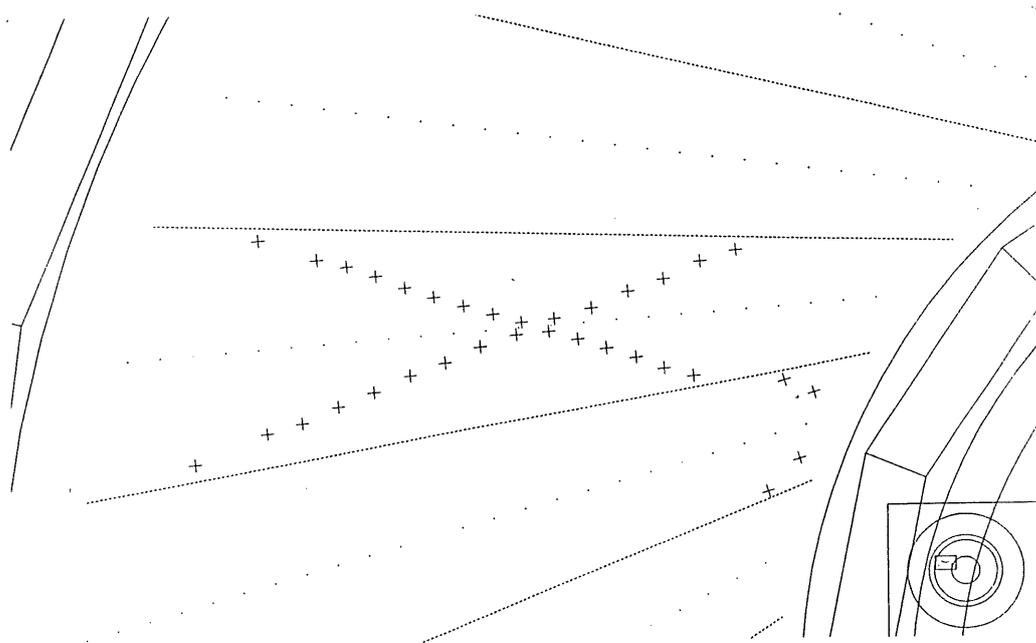


Abbildung 5.2: Die Teilchenspür nach der Driftzeitkorrektur

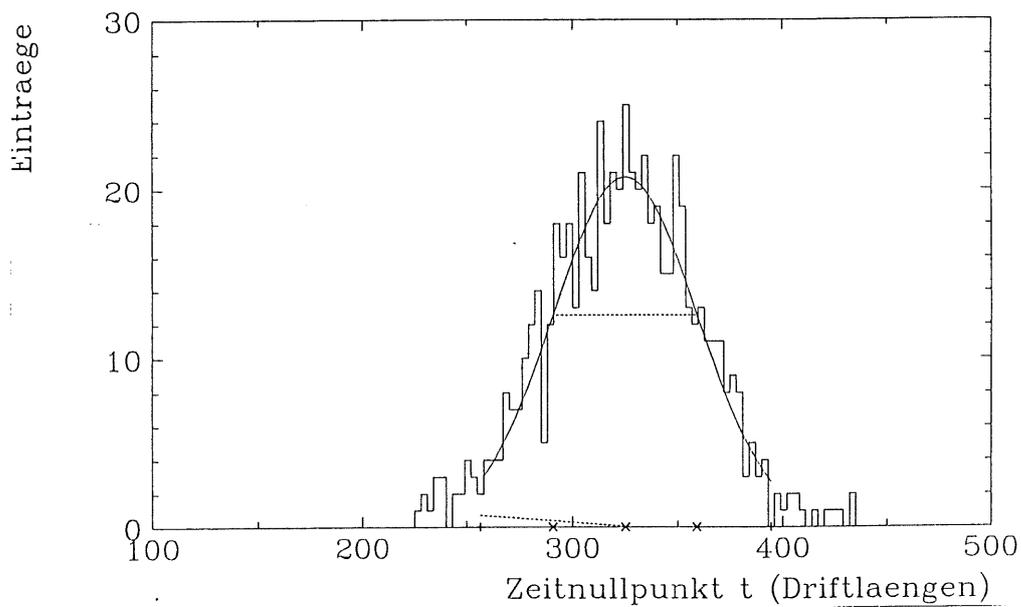


Abbildung 5.3: Eine Verteilung der berechneten  $t_0$  Korrekturen

Datensatz Nr.	$t_0$ [ns]	$\sigma_t$ [ns]
318	67.0	7.4
319	66.9	7.3
320	67.4	5.9
348	68.2	7.5
349	67.7	7.3
350	67.0	6.8

Tabelle 5.1: Ermittelte Zeitnullpunkte für verschiedene Datensätze

## 5.2 Driftgeschwindigkeit

Die Driftgeschwindigkeit ist, wie schon im Kapitel 5 beschrieben wurde, eine der wichtigsten Kalibrationsgrößen einer Jetkammer. Die direkte Messung ist allgemein nur mit speziellen Driftkammern möglich. Eine Bestimmung der Driftgeschwindigkeit mit aufgenommenen Daten erfordert eine geeignete Parametrisierung der Koordinatenpunkte und der gemessenen Driftzeiten. Eine Voraussetzung für die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit ist die Kenntnis der  $t_0$ -korrigierten Driftzeiten (Gleichung 5.1).

Betrachten wir zuerst den Effekt, den eine falsch angenommene Driftgeschwindigkeit auf die Spurrekonstruktion in einer Jetkammer hat, die aus mehreren Driftkammern zusammengesetzt ist.

Ein geladenes Teilchen, z.B. der kosmischen Höhenstrahlung, durchquert die Testkammer so, daß die Teilchenbahn mehrere Driftkammern und Signaldrahtebenen schneidet. Die Abbildungen 5.4 und 5.5 zeigen das gleiche Ereignis, jeweils für eine unterschiedliche Driftgeschwindigkeit berechnet. Man erkennt die Verschiebung der berechneten Koordinatenpunkte (Sterne) in den einzelnen Driftzellen, gegenüber der richtigen Spur (gestrichelte Spur)<sup>3</sup>. Die Ursache dafür ist klar, die Driftzeiten werden relativ zu den Signaldrähten der einzelnen Driftkammern in den dazugehörigen Koordinatensystemen gemessen. Mit den Gleichungen 5.9 werden die gemessenen Driftzeiten, die zu einer Spur gehören, in das Ortskoordinatensystem<sup>4</sup> der Kammer transformiert. Interpoliert man die Driftzeiten zu den Schnittpunkten der Spur mit den Signaldrahtebenen, so sieht man, daß die Driftzeit dort  $t = 0$  ist. Diese Schnittpunkte sind unabhängig von der angenommenen Driftgeschwindigkeit. Ist die an einem Draht gemessene Driftzeit endlich, so wird der berechnete Abstand, je nach angenommener Driftgeschwindigkeit, kleiner oder größer. Eine Spur, die eine Driftkammer durchquert, erscheint also gleichsam um den Schnittpunkt mit der Signaldrahtebene gedreht und setzt sich nicht in die

<sup>3</sup>Man beachte besonders, daß die Lage der richtigen Spur in beiden Fällen dieselbe ist.

<sup>4</sup>Die Koordinatensysteme sind in Anhang B dargestellt.

Nachbarzellen fort.

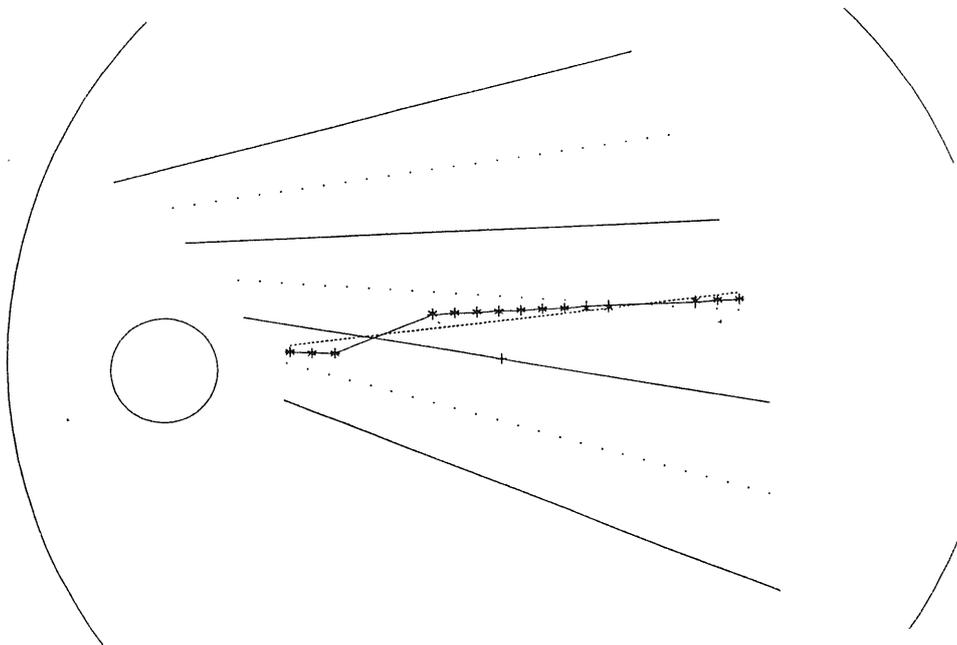


Abbildung 5.4: Rekonstruierte Spuresegmente in zwei Driftzellen mit  $v_1$

Insbesondere gerade Spuren hochenergetischer Teilchen, die aus dem Wechselwirkungspunkt kommen, schneiden die um einen Winkel von  $30^\circ$  gegen den Radiusvektor geneigten Driftzellen. Diese Schnittpunkte könnten, da sie unabhängig von der Kenntnis der richtigen Driftgeschwindigkeit sind, als Fixpunkte für die wahre Teilchenspur dienen und für die Kalibration verwendet werden. Prinzipiell ergibt sich mit diesen Schnittpunkten ein mögliches Verfahren zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit. Die Schnittpunkte mit den Signaldrahtebenen sind unabhängig von der Driftgeschwindigkeit. Die Driftzeit wird dort zu Null, die wirkliche Spur ist durch diese Punkte festgelegt. Parametrisiert man die Spur durch die Schnittpunkte und trägt die gemessenen Driftzeiten gegen die daraus berechneten Koordinatenpunkte der Spur auf, kann die Orts-Driftzeitrelation prinzipiell für jeden Draht bestimmt werden. Voraussetzung dafür sind aber geeignete Teilchenspuren, die die Jetkammer immer in verschiedenen Signaldrahtebenen schneiden. Bei geraden Teilchenbahnen genügen zwei Schnittpunkte, gekrümmte Teilchenspuren benötigen mindestens drei Schnittpunkte (Parabel). Der FSP, mit seinen drei Driftkammern, bietet mit dem in Abschnitt 3 abgebildeten Meßaufbau nicht die geeigneten Vorbedingungen, um die Driftgeschwindigkeit auf diese Weise zu bestimmen. Der FSP war bei der Datennahme so angeordnet, daß die Teilchenspuren, analog dem späteren Experiment, aus dem Vertex der CJC kamen. Bedingt durch den kleinen Winkelausschnitt, den der FSP mit seinen drei Driftzellen bildet, gab es keine Spuren,

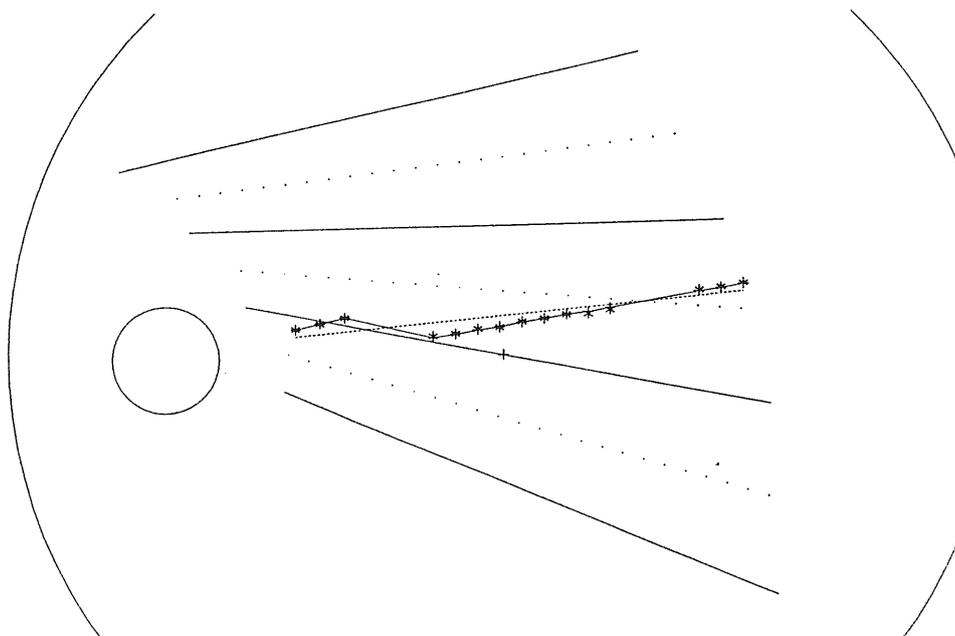


Abbildung 5.5: Rekonstruierte Spuresegmente in zwei Driftzellen mit  $v_2$

die bei der gewählten Triggeranordnung zwei der drei möglichen Signaldrahtebenen des FSP schneiden.

Unter diesen Einschränkungen wurde eine Methode entwickelt, die eine Bestimmung mit den vorhandenen Daten zuläßt. Minimale Voraussetzung sollten Spuren sein, die mindestens in zwei<sup>5</sup> benachbarten Driftzellen nachgewiesen werden.

### 5.2.1 Selbstkorrigierende Anpassung der Driftgeschwindigkeit

Ausgangspunkt der Analyse sind die von der Spurrekonstruktion erkannten Spuresegmente in den Driftzellen, und die aus dazugehörigen Driftzeiten und Drahtnummern berechneten Koordinatenpunkte. Bedingt durch die Messung mit kosmischer Höhenstrahlung<sup>6</sup> ist das eigentliche Problem bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit, die Rekonstruktion der richtigen Teilchenspur.

Die Unkenntnis der exakten Driftgeschwindigkeit bei der Berechnung der Koordinatenpunkte aus Drahtnummer und Driftzeit wird mit einem zusätzlichen Parameter  $\delta v$

<sup>5</sup>Das ist die absolute Mindestbedingung. Eine Spur, die nur eine Zelle durchquert, kann nicht zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit verwendet werden.

<sup>6</sup>Im Gegensatz zu einem wohl positioniertem Strahl eines Beschleunigers sind die Teilchenspuren der kosmischen Myonen zufällig verteilt. Eine Zuordnung der rekonstruierten Spur und der gemessenen Driftzeiten ist daher nicht ohne Spurrekonstruktion möglich.

berücksichtigt.

$$v_{\text{exakt}} = v_0 + \delta v \quad (5.6)$$

Dabei ist  $v_0$  eine zuerst angenommene Driftgeschwindigkeit. Mit  $\delta v \cdot t_i$  wird eine Verschiebung der Koordinatenpunkte bezüglich der Signaldrahtebene erreicht. Das ist analog zu der schon beschriebenen Drehung der Spursegmente in den einzelnen Driftzellen. Diese Verschiebung ( $\delta v$ ) ist positiv, wenn die angenommene Driftgeschwindigkeit  $v_0$  zu klein ist, und negativ, wenn sie zu groß ist. Der Parameter  $\delta v$  wird bei richtiger Driftgeschwindigkeit zu Null. Die Gleichungen

$$v_x = (v_0 + \delta v) \sin(90 - \theta) \quad (5.7)$$

und

$$v_y = (v_0 + \delta v) \cos(90 - \theta) \quad (5.8)$$

beschreiben die Komponenten der Driftgeschwindigkeit unter Berücksichtigung des Zellenwinkels  $\theta^7$ . Der Lorentzwinkel  $\alpha$  braucht bei Messungen ohne Magnetfeld nicht berücksichtigt werden. Die vollständigen Transformationsgleichungen lauten:

$$\begin{aligned} x : \quad x_i &= w_{x_i} + v_x t_i \\ y : \quad y_i &= w_{y_i} + v_y t_i \end{aligned} \quad (5.9)$$

$w_{x_i}$  : absolute Drahtposition in  $x$   
 $w_{y_i}$  : absolute Drahtposition in  $y$   
 $v_x, v_y$  : Komponenten der Driftgeschwindigkeit  
 $t_i$  : Driftzeit an Draht  $i$   
 $i$  : Drahtnummer

Die Koordinatenpunkte können nun an folgende Parametergleichung angepaßt werden.

$$\begin{aligned} y_i &= f(a, b, \delta v; x_i, t_i) \\ &= a x_i + b + \delta v t_i \end{aligned} \quad (5.10)$$

Dabei sind  $y_i$  und  $x_i$  die mit  $v_0$  berechneten Koordinatenpunkte der Spur und  $t_i$  die gemessenen Driftzeiten. Die Parameter  $a$  und  $b$  stellen die Steigung und den  $y$ -Achsenabschnitt der wahren Teilchenspur im Ortsraum dar,  $\delta v$  ist dann die Differenz zwischen angenommener und wahrer Driftgeschwindigkeit. Die Funktion  $f(a, b, \delta v; x_i, t_i)$  beschreibt die falsch berechneten Koordinatenpunkte, die in Abbildung 5.4 als Sterne dargestellt sind. Um die Koordinatenpunkte dann auf die wahre Spur zu drehen, wird jeweils die Strecke  $\delta v \cdot t_i$  zu jedem dieser Punkt  $y_i$  addiert oder subtrahiert. Das hängt von dem jeweiligen Vorzeichen von  $\delta v$  ab. In Abbildung 5.4 ist das die gestrichelt dargestellte Spur. Das gleiche Ereignis ist noch einmal in Abbildung 5.6 dargestellt. Dabei wurde bei der Berechnung der Spur die richtige mittlere Driftgeschwindigkeit

<sup>7</sup>Das ist der Winkel einer Signaldrahtebene zur  $x$ -Achse des Detektorkoordinatensystems.

angenommen, die mit dieser Methode berechnet wurde. Eine Darstellung der bei dieser Anpassungsrechnung verwendeten 'Methode der kleinsten Quadrate' befindet sich in Anhang A.1 (siehe S. 52).

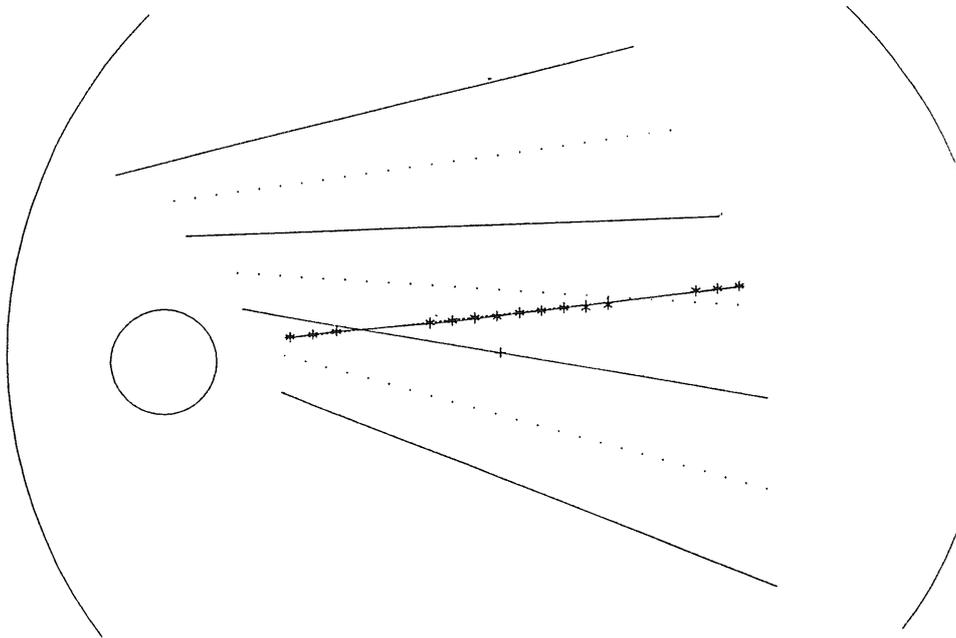


Abbildung 5.6: Bei richtiger Driftgeschwindigkeit rekonstruierte Teilchenspur

Das angepaßte  $\delta v$  wird für eine große Anzahl von Spuren in ein Histogramm eingetragen. Aus einer Bestimmung des Schwerpunkts  $\overline{\delta v}$  dieser Verteilung und der Umrechnung, mit  $v = v_0 + \overline{\delta v}$ , erhält man dann die richtige Driftgeschwindigkeit. Ferner kann die unabhängig von der angenommenen Driftgeschwindigkeit rekonstruierte Teilchenspur  $f(a, b)$  verwendet werden. Der rekonstruierte wahre Durchgangsort der Spur in jeder Driftkammer wird für jeden Signaldraht gegen die dort gemessenen Driftzeit aufgetragen. Daraus erhält man eine Darstellung der Orts-Driftzeitrelation. Die Driftgeschwindigkeit ergibt sich dann klassisch aus dem Quotienten *Ort/Zeit*. In der Tabelle 5.2 sind die ermittelten Driftgeschwindigkeiten ( $B = 0[T]$ ) zusammengefaßt. Wie man aus den zusätzlich angegebene Literaturwerten erkennt, ergibt sich eine recht gute Übereinstimmung mit der Literatur.

Das hier beschriebene Modell ist nicht ganz exakt. Die Abhängigkeit der x-Koordinatenpunkte von  $\delta v$  bleibt unberücksichtigt. Der dadurch verursachte Fehler bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit kann vernachlässigt werden, wenn die Koordinatenpunkte zur Anpassungsrechnung in das Koordinatensystem der Spur transformiert werden.

Datensatz Nr.	Driftgeschwindigkeit Anpassung [ $\mu\text{m}/\text{ns}$ ]	Driftgeschwindigkeit Orts-Driftzeitrelation [ $\mu\text{m}/\text{ns}$ ]
318	$51.7 \pm 0.7$	$51.8 \pm 0.8$
319	$51.8 \pm 0.7$	$51.9 \pm 0.8$
320	$51.9 \pm 0.6$	$52.0 \pm 0.7$
348	$51.8 \pm 0.6$	$51.9 \pm 0.8$
349	$51.9 \pm 0.7$	$52.0 \pm 0.8$
350	$51.8 \pm 0.7$	$52.0 \pm 0.8$
$\bar{v}_d$	$51.8 \pm 0.7$	$51.9 \pm 0.8$
Literatur	Driftgeschwindigkeit [ $\mu\text{m}/\text{ns}$ ]	
[JEA79]	$51.92 \pm 0.5$	
[DAU80]	$52.00 \pm 0.5$	
[RU89] †	$52.60 \pm 1.0$	
[JOH89] ‡	$53.45 \pm 0.8$	

E: †110 V/mm, ‡100 V/mm

Tabelle 5.2: Tabelle ermittelter Driftgeschwindigkeiten in  $AR/C_2H_6(50 : 50)$  für verschiedene Datensätze ( $E_D = 120\text{V}/\text{mm}$ ,  $B = 0[T]$ ) im Vergleich mit Literaturwerten

### Erweiterungen zur Bestimmung des Lorentzwinkels

Eine Bestimmung des Lorentzwinkels ist prinzipiell durch eine Erweiterung<sup>8</sup> des oben beschriebenen linearen Datenmodells möglich. Die Koordinatenpunkte im Ortsraum der Jetkammer, die mit Gleichung 5.9 berechnet werden, sind sowohl in der  $x$ -Koordinate, als auch in der  $y$ -Koordinate von der gemessenen Driftzeit, der angenommenen Driftgeschwindigkeit und dem Lorentzwinkel, abhängig. Die Gleichung 5.11 parametrisiert dann die Variation des Lorentzwinkels, d.h. die Variation beider Komponenten der Driftgeschwindigkeit. Eine Änderung der Driftgeschwindigkeit und des Lorentzwinkels verschiebt im Ortsraum beide Koordinatenpunkte. Dies kann mit folgender Parametergleichung berücksichtigt werden.

$$\begin{aligned}
 y_i &= f(a, b, \delta v_x, \delta v_y; x_i, t_i) \\
 &= a(x_i + \delta v_x t_i) + b + \delta v_y t_i
 \end{aligned}
 \tag{5.11}$$

Die Parameter  $a$  und  $b$  geben die Steigung und den  $y$ -Achsenabschnitt im Ortsraum an,  $\delta v_x$  und  $\delta v_y$  können bei Kenntnis der Driftgeschwindigkeit zur Berechnung des Lorentzwinkels herangezogen werden. Zur ersten Analyse empfiehlt es sich ebenfalls wieder hochenergetische Teilchen mit großem Krümmungsradius zu verwenden, die an dieses Modell angepaßt werden. Die entsprechende Analyse wird, neben der Untersuchung

<sup>8</sup>An dieser Stelle erfolgt nur die Beschreibung des Modells, eine detaillierte Auswertung der Daten hätte den Rahmen dieser Diplomarbeit überschritten.

der Abhängigkeit der Parameter von Druck- und Temperaturänderung, weitergeführt [LIN91].

## 5.3 Auflösungsvermögen

Nach Bestimmung der Driftgeschwindigkeit kann nun eine weitere wichtige Größe einer Driftkammer untersucht werden. Auskunft über die Güte einer Driftkammer, und damit über das Vermögen Teilchenspuren im Detektor zu rekonstruieren, gibt das Ortsauflösungsvermögen.

### 5.3.1 Drei-Draht-Methode

Die Bestimmung des Auflösungsvermögens kann mit der Drei-Draht-Methode (Triple-Hit) erfolgen. Aus einer erkannten Spur werden Gruppen von zusammenhängenden Drähten und den dazugehörigen Driftzeiten gebildet. Jeweils drei Drähte werden zusammengefaßt. Die dazugehörigen Driftstrecken  $y_{i-1}$ ,  $y_i$  und  $y_{i+1}$  werden berechnet. Durch die beiden äußeren Punkte wird eine Gerade gelegt und der Abstand des mittleren Punktes von der Geraden berechnet. Abbildung 5.12 zeigt das Prinzip dieser Methode.

$$R = \frac{1}{2} \cdot (y_{i+1} + y_{i-1}) - y_i. \quad (5.12)$$

Der Abstand  $R$  wird als Residuum bezeichnet, und ist ein Maß für die intrinsische Ortsauflösung der Driftkammer. Die Residuen können an jedem Signaldraht berechnet werden und nach verschiedenen Kriterien (Driftabstand, Spurwinkel etc.) in Histogramme eingetragen werden. Die Verteilung, die sich daraus ergibt, kann mit einer Gaußverteilung beschrieben werden. Die Breite  $\sigma_G$  der Gaußverteilung muß zur Berechnung der Ortsauflösung für einen Draht mit einem statistischen Korrekturfaktor<sup>9</sup> versehen werden. Unter der Voraussetzung, daß die Ortsauflösung  $\sigma_y$  an jedem Draht gleich ist, gilt für die Breite der Verteilung

$$\sigma_G = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{y_{i+1}}}{2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{y_{i-1}}}{2}\right)^2 + (\sigma_y)^2} = \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma_y. \quad (5.13)$$

Die intrinsische Ortsauflösung berechnet sich dann mit

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{2}{3}} \sigma_G \quad (5.14)$$

### Drahtversatz

Die Signaldrähte sind sowohl beim FSP, als auch bei der CJC abwechselnd senkrecht zur Signaldrahtebene versetzt. Dieser Versatz wird bei der Berechnung des Residuums

<sup>9</sup>Dieser Faktor ergibt sich aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz unter der Annahme, daß die drei Koordinaten unabhängig voneinander gemessen wurden.

sichtbar. Der Schwerpunkt der Residuenverteilung liegt nicht bei Null, sondern ist um den zweifachen Drahtversatz ( $2 \cdot S$ ) verschoben, und zwar um  $+300\mu\text{m}$  für gerade Drahtnummern und um  $-300\mu\text{m}$  für Drähte mit ungerader Drahtnummer.

$$\bar{R} = \frac{1}{2} \cdot ((y_{i+1} \pm S) + (y_{i-1} \pm S)) - y_i = R \pm 2 \cdot S \quad (5.15)$$

Zusätzlich wird dabei ebenfalls der Einfluß von unkorrigierten Signallaufzeiten zwischen benachbarten Signaldrähten deutlich. Die Signaldrähte sind mit einer Ungenauigkeit von höchstens  $\pm 20\mu\text{m}$  positioniert [BUE90], die Schwerpunkte der Residuenverteilungen sollten also in den Bereich zwischen  $260 \sim 340\mu\text{m}$  fallen. In Abbildung 5.7 ist eine weitere Verschiebung der Verteilungen um  $\sim 100\mu\text{m}$  zu einem größeren Drahtversatz  $S$  Drahtnummer zu erkennen. Ursache für diesen Effekt sind Signallaufzeiteffekte zwischen Gruppen von benachbarten Drähten. Bei einer Driftgeschwindigkeit von  $\approx 52\mu\text{m}/\text{ns}$  entspricht das Laufzeitdifferenzen von  $\approx 2\text{ns}$ . Dieser Effekt spielt bei der Bestimmung des Auflösungsvermögens mit der Drei-Draht-Methode eine untergeordnete Rolle, interessant ist nur die Breite  $\sigma$  dieser Verteilung, nicht die absolute Lage. Die Unkenntnis dieser Laufzeitverschiebungen verschlechtert die Residuen, die aus der Spuranpassung berechnet wird.

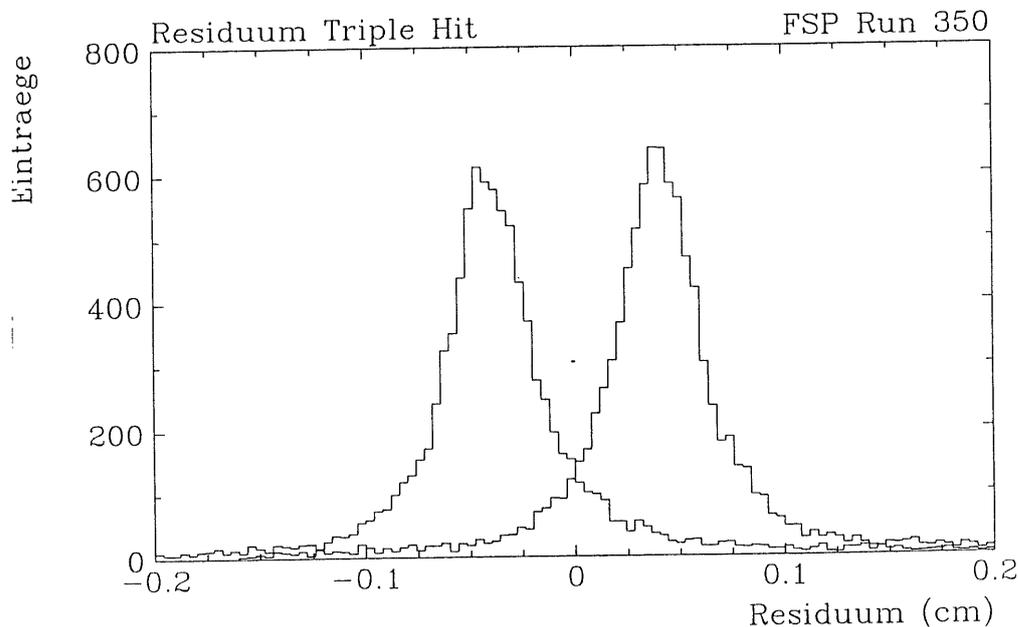


Abbildung 5.7: Residuenverteilung für gerade (+) und ungerade (-) Signaldrähte

### 5.3.2 Spuranpassungsmethode

Eine weitere Möglichkeit das Auflösungsvermögen zu ermitteln, ergibt sich aus der Spurrekonstruktion. Durch die von der Spurrekonstruktion erkannten und aus Drahtnummer

und Driftzeit errechneten Koordinatenpunkte (Gleichung 5.9) wird eine Gerade mit der 'Methode der kleinsten Quadrate' angepaßt (siehe Anhang A.1). Dann wird das Residuum, d.h. die Differenz zwischen gemessenem und angepaßtem Koordinatenpunkt berechnet und in ein Histogramm eingetragen. Es ergibt sich eine Residuenverteilung. Die gemessenen Koordinatenpunkte sind neben den statistischen Fehlern auch mit dem systematischen Fehler des Gruppen- und Einzeldraht- $t_0$  behaftet. Die Residuen sind dadurch sehr viel größer als die mit der Drei-Draht-Methode ermittelten Residuen. Für die oben geschilderten Methoden wurde das ermittelte Residuum in Abhängigkeit vom Driftabstand in verschiedene Histogramme eingetragen. Der Driftabstand wurde dazu in 7 Bereiche von jeweils einem Zentimeter eingeteilt. Eine Diskussion der Ergebnisse findet im nächsten Abschnitt statt.

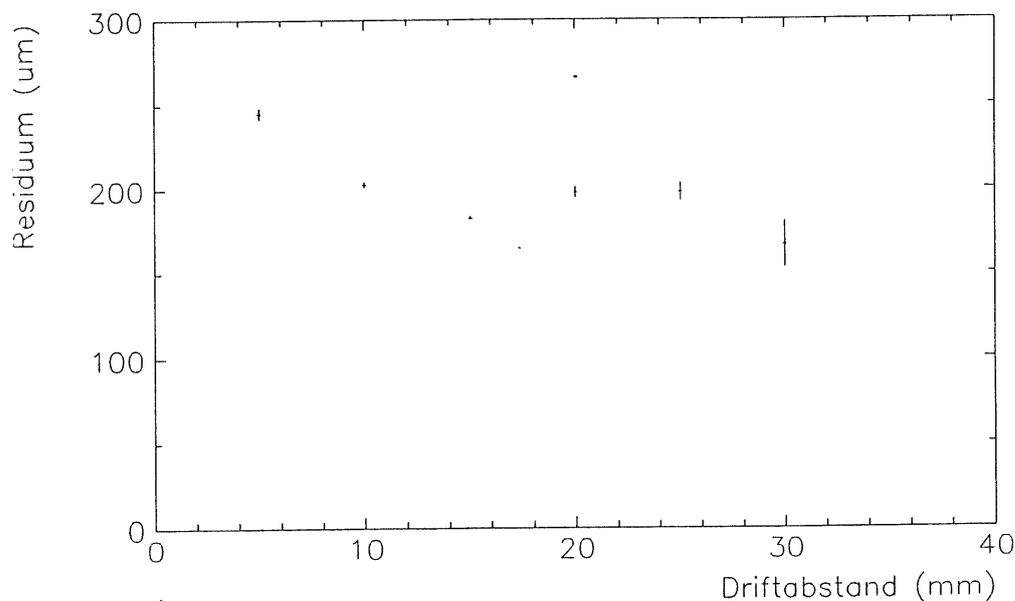


Abbildung 5.8: Das Ortsauflösungsvermögen in Abhängigkeit von der Driftstrecke (Triple-Hit)

## 5.4 Zusammenstellung der Ergebnisse

In den vorangegangenen Abschnitten sind Methoden entwickelt worden, die eine Bestimmung der Kalibrationsparameter Zeitnullpunkt und Driftgeschwindigkeit aus Daten erlauben. Der Zeitnullpunkt  $t_0$  hängt dabei von Signallaufzeiten in dem verwendeten Triggersystem ab. Diese Größe kann daher nicht mit anderen Arbeiten verglichen werden. Im Gegensatz dazu sollte aber die bestimmte Driftgeschwindigkeit  $v_d$  mit Ergebnissen ähnlicher Arbeiten vergleichbar sein.

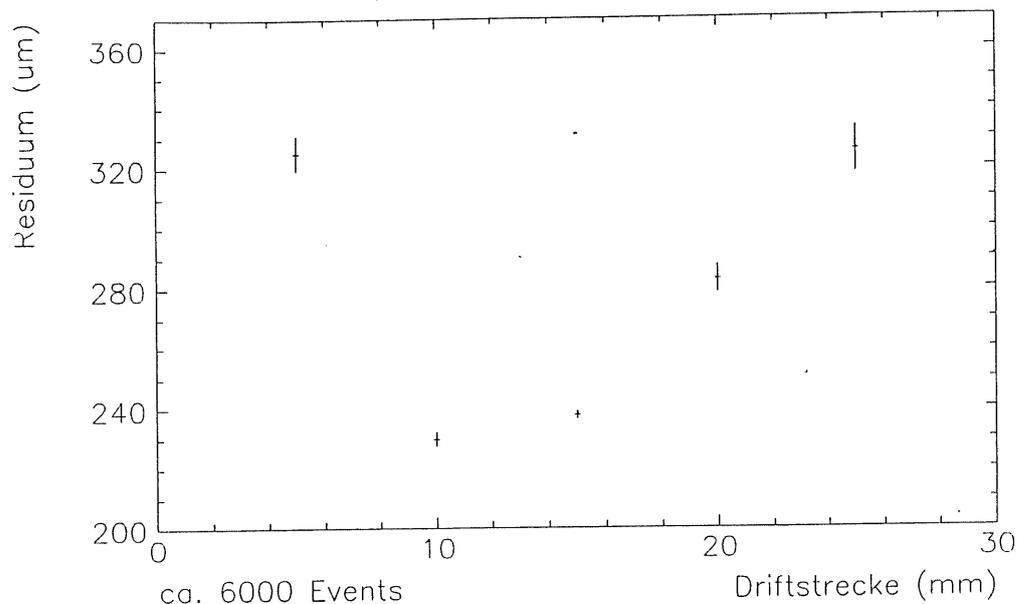


Abbildung 5.9: Das Ortsauflösungsvermögen in Abhängigkeit von der Driftstrecke (Spurfit)

In der Literatur findet sich eine Vielzahl von systematischen Untersuchungen zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit in verschiedenen Driftkammergasen. Eine gute Zusammenstellung vieler dieser Messungen bietet eine Arbeit von Peisert und Sauli ([PEI84]). In Abbildung 5.10 ist die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Driftfeld  $E_d$  in  $AR/C_2H_6(50 : 50)$  bei Normalbedingungen dargestellt (aus [DAU80]). Zusätzlich ist die mit den oben beschriebenen Methoden ermittelte Driftgeschwindigkeit eingetragen (Kreis). Der mit dem entwickelten Verfahren gemessene Wert stimmt mit den Werten der Literatur innerhalb der Standardabweichung überein. Zusätzlich ist die Ergebnisse weiterer Arbeiten bei ebenfalls vergleichbaren Bedingungen eingetragen, auch mit diesen ergibt sich eine gute Übereinstimmung.

Weiter sind die Ergebnisse der Untersuchung aus den oben beschriebene Methoden zur Bestimmung des Ortsauflösungsvermögens vergleichend zusammengestellt. Dabei liegen die gleichen Datensätze zugrunde, die auch zu Bestimmung der Driftgeschwindigkeit herangezogen worden sind. Alle Driftabstände sind mit der zum Datensatz bestimmten Driftgeschwindigkeit skaliert. Die Messungen erfolgten bei Normalbedingungen ( $\approx 300K, \approx 1013mbar$ ). Wie man Abbildungen 5.8 und 5.9 deutlich erkennt, ist die ermittelte Ortsauflösung aus der Spurfitmethode schlechter als die der Drei-Draht-Methode. Darin ist der Einfluß der fehlenden Gruppen- bzw. Einzeldraht-Kalibration zu erkennen. Die ermittelte Ortsauflösung entspricht im Fall der Drei-

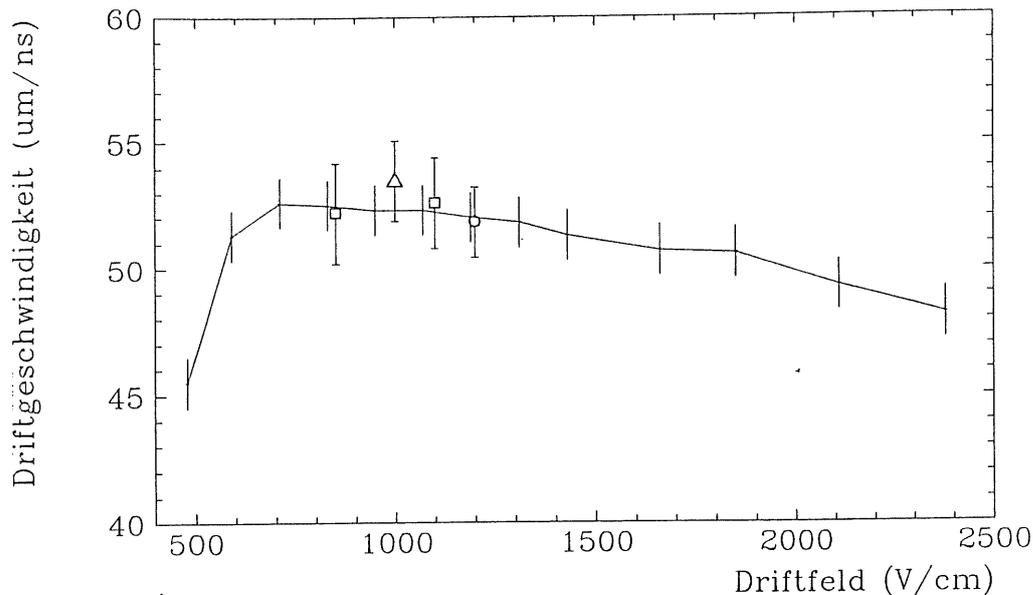


Abbildung 5.10: Die ermittelte Driftgeschwindigkeit im Vergleich mit anderen Arbeiten. (Kreis, diese Arbeit; Quadrate, [RU89]; Dreieck, [JOH89]; Durchgezogene Linie, [DAU80])

Draht-Methode durchaus den vorausgegangenen systematischen Untersuchungen mit dem FSP (siehe [SCH90a] und [SCH90b]). Bei kurzen Driftabständen führt der Einfluß der Primärionisation und die Inhomogenität des Driftfeldes zu einer Verschlechterung des Auflösungsvermögens. Im Bereich zunehmender Driftstrecken ist auch der Einfluß der schon in Kapitel 2 beschriebenen Diffusion sichtbar, das Auflösungsvermögen wird größer. Die angegebenen Ergebnisse sind jeweils mit einer Gaußanpassung aus den entsprechenden Histogrammen ermittelt. Die Fehlerbalken in den Abbildungen 5.8 und 5.9 sind die statistischen Fehler der Anpassung. Die mittlere Ortsauflösung ist  $\sim 200\mu m$ . Das beste Ortsauflösungsvermögen bei einem Driftabstand von ca.  $1.5cm$  ist  $185\mu m$ . Betrachtet man einen Einzeldraht, so liegen die Ergebnisse ohne Driftabstandsdifferenzierung bei  $180\mu m$ . Die Ergebnisse aus der Spuranpassungsmethode sind aufgrund der fehlenden Gruppen- und Einzeldraht- $t_0$  Kalibration wesentlich schlechter. Das beste Auflösungsvermögen ist  $230\mu m$  und für den Driftabstand von  $1.5cm$  ist es  $238\mu m$ ). Dabei liegen für alle Werte die gleichen Datensätze zugrunde. Aus dem Ortsauflösungsvermögen, das mit der Spuranpassung bestimmt wurde, lassen sich daher noch keine weiteren Schlüsse auf den späteren Betrieb der CJC ziehen. Es ist aber zu erwarten, daß sich das nach abschließender Kalibration wesentlich verbessert.

# Zusammenfassung

Mit einem Prototyp der zentralen Jetkammer CJC 1 wurden Messungen mit kosmischer Höhenstrahlung durchgeführt. Ziel der Arbeit war es, ein Verfahren zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit aus den genommenen Daten unter dem Gesichtspunkt der Selbstkalibrationseigenschaft zu entwickeln.

Dazu wurde ein Spurfilterprogramm entwickelt, das vollständig unabhängig von der Kenntnis richtiger Driftgeschwindigkeit und dem globalen Zeitnullpunkt  $t_0$  ist. Das Programm filtert aus den Daten einfache, isolierte Spuren der kosmischen Myonen heraus, die sich zur Parameterbestimmung eignen. Ein wichtiger Punkt war die Bestimmung des globalen Zeitnullpunkt  $t_0$ . Die gemessenen Driftzeiten sind um Laufzeitdifferenzen zwischen Triggersystem und Ausleselektronik verschoben. Der wirkliche Durchgangszeitpunkt einer Spur durch die Kammer ist unbekannt. Eine Spur, die eine Signaldrahtebene kreuzt, hat dann am Durchgangsort durch die Ebene einen endlichen Spurversatz, die Spursegmente sollten dort direkt aneinander anschließen. Durch eine modifizierte Geradenanpassung wurde der Spurversatz und damit auch die Zeitverschiebung  $t_0$  bestimmt. Für das verwendete Datennahmesystem ergab sich eine Zeitverschiebung  $t_0$  von  $67.0 \pm 7ns$ , mit der die Driftzeiten vor der weiteren Analyse korrigiert wurden.

Zur Rekonstruktion der Durchgangsorte einer Teilchenspur in der Kammer wird mit der Orts-Driftzeitrelation aus gemessener Driftzeit und einer nominellen Driftgeschwindigkeit der Abstand von den Signaldrähten berechnet. Die Drehung dieser berechneten Spursegmente gegen die wahre Spur wurde parametrisiert. Mit einer dafür modifizierten Geradenanpassung war es möglich, die richtigen Durchgangsorte der Spur zu berechnen. Zusätzlich liefert die Anpassung die richtige Driftgeschwindigkeit. Mit diesem Verfahren wurde in dem verwendeten Kammergas  $AR/C_2H_6(50 : 50)$  bei einem mittleren Driftfeld von  $120V/mm$  und nahezu Normalbedingungen eine Driftgeschwindigkeit von  $51.8 \pm 0.8\mu m/ns$  gemessen.

# Anhang A

## A.1 Datenanpassung

Liegt eine Anzahl von gemessenen Datenpunkten vor, möchte man im allgemeinen an diese Datenpunkte eine Funktion mit Parametern anpassen, die durch die Messung bestimmt werden sollen. Es gibt verschiedene Ansätze zur Berechnung der Parameter aus den Daten (siehe z.B. [BLO81]). Zur Bestimmung des globalen Zeitnullpunkts  $t_0$  und der Driftgeschwindigkeit  $v_d$  wurden modifizierte Geradenanpassungen mit der 'Methode der kleinsten Quadrate'<sup>1</sup>, durchgeführt. Das Verfahren sei an dieser Stelle nur skizziert, eine ausführliche Behandlung vor allem im Hinblick auf die genaue Berücksichtigung von Meßfehlern findet sich in der Literatur ([PRE87],[BLO81]). Ausgangspunkt sind die gemessenen Koordinatenpaare  $x_i, y_i$ , dabei wird vorausgesetzt, daß alle  $y_i$  mit gleicher Genauigkeit  $\sigma_y$  gemessen wurden. Die Anpassung mit der 'Methode der kleinsten Quadrate' erfolgt allgemein nach folgendem Schema.

- Die Datenpunkte können durch eine Modellfunktion mit den Parametern  $a_i$ , z.B. eine Parabel

$$f(x; a_0, \dots, a_2) = a_0 + a_1x + a_2x^2 \quad (\text{A.1})$$

beschrieben werden.

- Mit den Erwartungswerten

$$E(y_i) = a_0 + a_1x_i + a_2x_i^2 \quad (\text{A.2})$$

werden die Datenpunkte, abgesehen von Meßfehlern, richtig beschrieben.

- Man definiert das Residuum

$$r_i = y_i - f(x_i; a_0, \dots, a_2) \quad (\text{A.3})$$

als Funktion der Parameter.

- Das Kriterium für die optimalen Parameter ist:

$$Q(a_0, \dots, a_2) = \sum_{i=1}^n r_i^2 \stackrel{!}{=} \text{Min.} \quad (\text{A.4})$$

---

<sup>1</sup>Der Name 'Methode der kleinsten Quadrate' geht darauf zurück, daß die Quadratsumme die Differenz der gemessenen und der angepaßten Datenpunkte minimiert wird.

Das Problem reduziert sich damit auf die Minimierung der Summe  $Q$ . Im folgenden ist die Anwendung der 'Methode der kleinsten Quadrate' für die Anpassung der Driftgeschwindigkeit aus Kapitel 6 (Seite 42) dargestellt. Die gemessenen Koordinatenpunkte und die Driftzeit sollten an folgende Modellfunktion angepaßt werden.

$$y_i = f(x_i, t_i; a, b, \delta v)$$

$$f(x_i, t_i; a, b, \delta v) = a x_i + b + \delta v t_i \quad (\text{A.5})$$

Die Parameter  $a$  und  $b$  sind die Geradenparameter,  $\delta v$  ist die angepaßte Korrektur zur angenommenen Driftgeschwindigkeit. Die mathematische Durchführung findet in der Matrixschreibweise statt.

- Die Vektoren der Meßwerte

$$\vec{y} = \begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_n \end{pmatrix}; \vec{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix}; \vec{t} = \begin{pmatrix} t_1 \\ \vdots \\ t_n \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

- Der Vektor der Erwartungswerte

$$E(\vec{y}) = \underbrace{\begin{pmatrix} b + a x_1 + \delta v t_1 \\ \ddots \\ b + a x_n + \delta v t_n \end{pmatrix}}_{A \vec{a}} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & x_1 & t_1 \\ \ddots & & \\ 1 & x_n & t_n \end{pmatrix}}_A \underbrace{\begin{pmatrix} b \\ a \\ \delta v \end{pmatrix}}_{\vec{a}} \quad (\text{A.7})$$

- Der Vektor des Residuums

$$\vec{r} = \vec{y} - A \vec{a} \quad (\text{A.8})$$

und dem daraus resultierenden Skalar  $Q = \sum r_i^2$

Formal ist das Problem gelöst, wenn das Minimum von  $Q$  berechnet wird.

$$\vec{\nabla}_a Q = 2(A^T A \vec{a} - A^T \vec{y}) \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{A.9})$$

Man erhält daraus als Lösungsvektor

$$\vec{a} = (A^T A)^{-1} (A^T \vec{y}) \quad (\text{A.10})$$

Damit ist die Bestimmung der Parameter auf die Berechnung der Inversen der Matrix  $(A^T A)^{-1}$  zurückgeführt.

Die Berechnung bei der Anpassung des Zeitnullpunkts  $t_0$  erfolgt, abgesehen von der anderen Modellfunktion  $f$ , ganz analog (siehe Gleichung 5.5).

## A.2 Jetkammer-Koordinatensystem und Zellgeometrie

Die beiden folgenden Handskizzen veranschaulichen die Geometrie der zentralen Jetkammer und damit auch des FSP. In Abbildung A.2 ist das in dieser Arbeit verwendete Koordinatensystem dargestellt. Die  $z$ -Achse der CJC und damit die Signaldrähte liegen parallel zur Strahlachse. Das System ist so definiert, daß die Protonenrichtung die  $(+z)$  Achse bestimmt. Die  $x$ - und  $y$ -Koordinaten bilden das sogenannte  $r - \phi$ -Koordinatensystem, in dem die Spurpunkte berechnet werden. Die Abbildung A.1 zeigt die Geometrie einer Driftzelle. Dabei ist  $\theta$  der Winkel der entsprechenden Driftzelle im Koordinatensystem des Detektors,  $\alpha$  ist der Lorentzwinkel, und mit  $90 - \theta$  ist die Driftrichtung der Elektronen ohne Lorentzwinkel senkrecht zur Signaldrahtebene definiert. Der Vektor  $\vec{r}$  ist ein mit Gleichung 5.9 in das  $r - \phi$ -Koordinatensystem transformiertes Drahtnummer-Driftzeitkoordinatenpaar, das in einer Driftzelle gemessen wurde.

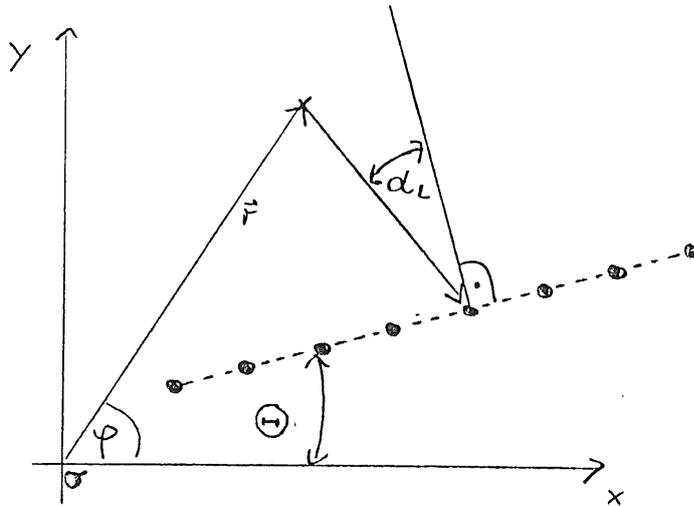


Abbildung A.1: Geometrie einer Driftzelle. Die gestrichelt dargestellte Linie symbolisiert eine Signaldrahtebene.

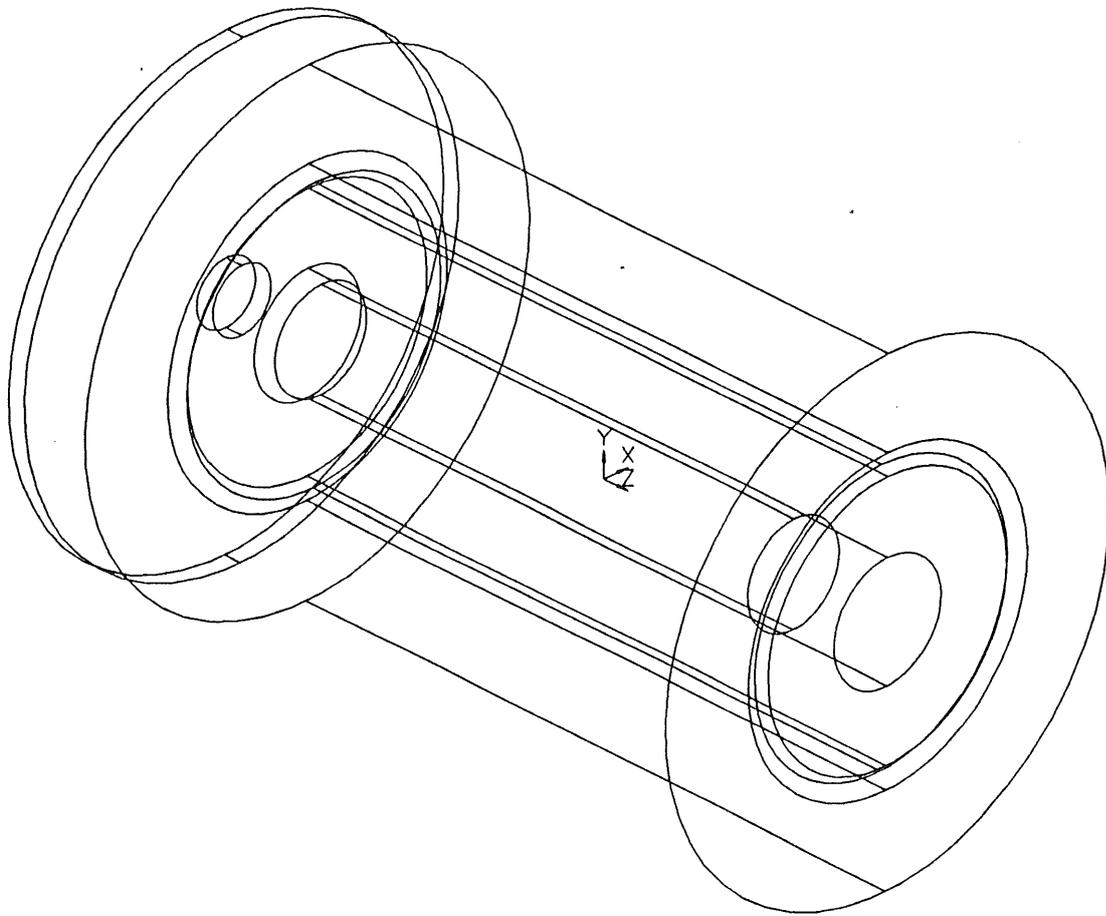


Abbildung A.2: Das verwendete Koordinatensystem

# Literaturverzeichnis

- [BLO81] V. Blobel,  
*Methoden der Datenanalyse in der Hochenergiephysik,*  
DESY Internal Report F14-81/01 (1981)
- [BLO88] V. Blobel,  
*The BOS System Dynamic Memory Management, Second Updated Printing*  
*FORTRAN77 Version,*  
DESY Internal Report R1-88-01 (1988)
- [BLO90] V. Blobel,  
*LOOK — A System for Data Analysis,*  
DESY Interne Dokumentation (1990)
- [BLO90a] V. Blobel,  
*Persönliche Mitteilung,*  
Hamburg (1990)
- [BUE89] J. Bürger, H. Spitzer, P. Steffen et al.,  
*The Central Jet Chamber of the H<sup>1</sup>-Experiment,*  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A279 (1989)
- [BUE90] J. Bürger,  
*Persönliche Mitteilung Hamburg (1990)*
- [DAU80] H. Daum et. al.,  
*Measurements of Electron Drift Velocities as a Function of Electric and Magnetic*  
*Fields in several Gas Mixtures,*  
Nuclear Instrumentation and Methods 152 (1978)
- [DEL80] G. Dellacasa et. al. ,  
*Methods of Determining the Electron Drift Velocity in Drift Chambers,*  
Nuclear Instrumentation and Methods 179 (1980)
- [EIC80] H. Eichinger,  
*Global Methods of Pattern Recognition,*  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 176 (1980)

- [LIN91] F. Linsel,  
*Untersuchungen über die Druckabhängigkeit von Driftgeschwindigkeit und  $dE/dx$  in Driftkammern,*  
Diplomarbeit in Vorbereitung, Hamburg (1991)
- [FRA84] H. Frauenfelder, E. M. Henley,  
*Teilchen und Kerne,*  
Oldenbourg München (1984)
- [GEL90] A. Gellrich,  
*Aufbau und Test eines Driftkammer-Spurtriggers für die zentrale Spurenkammer des H1-Detektors*  
Diplomarbeit Hamburg (1990), DESY Interner Bericht FH1T-90-04 (1990)
- [HAU88] M. Hauschild,  
*Calibration of Central Jet Chamber of the Opal Detector with UV Laser Beams: Methods and Results with the Jet Chamber Prototype (FSP),*  
BONN-IR-88-57 Bonn (1988)
- [H1C88] H1 Collaboration,  
*H1-A detector for HERA,*  
DESY Internal Report H 1-05/88-85 Hamburg (1988)
- [JEA79] B. Jean-Marie et al.,  
*Systematic Measurement of the Electron Drift Velocity and Study of some Properties of four Gas Mixtures,*  
Nuclear Instruments and Methods 159(1979)
- [JOH89] K. Johannsen,  
*Messungen zur Ortsauflösung an einem Prototypen für die H1-Jetkammer mit unterschiedlichen Gasmischungen und Vorverstärkern,*  
Diplomarbeit Hamburg (1989), DESY Interner Bericht FH1T-89-05 (1989)
- [KLA89] H. Klär,  
*Triggerbare Signalgeneratoren für einen Pipeline TDC,*  
Diplomarbeit Hamburg (1989), DESY Interner Bericht FH1T-89-02 (1989)
- [KLE87] K. Kleinknecht,  
*Detektoren für Teilchenstrahlung,*  
Teubner Stuttgart (1987)
- [KON89] J. Konijn und F. Hartjes,  
*Electron Drift Velocity close to a Sense Wire,*  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A276 (1989)

- [LEO87] W. R. Leo,  
*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*,  
Springer Berlin-Heidelberg (1987)
- [NOZ81] T. Nozaki  
JADE Note (67) (1981)
- [PAR69] James H. Parker et.al.  
*Theory of Electron Diffusion Parallel to Electric Fields I*,  
Physical Review 181 (1969)
- [PEI84] ,  
A. Peisert und F. Sauli *Drift and Diffusion of Electrons in Gases: A Compilation*,  
CERN Yellow Report 84-08 (1984)
- [PRE87] W.H.Press et. al. *Numerical Recipes*,  
Cambridge University Press (1989)
- [PRO87] H 1 Collaboration,  
*Technical Progress Report*,  
DESY Hamburg (1987)
- [RAM80] P. Ramanantsizehena et.al.  
*Computation of Drift Velocities for Chamber Working in Magnetic Fields* ,  
Nuclear Instrumentation and Methods 178 (1980)
- [SAN91] H. Sand,  
*Persönliche Mitteilung*,  
Hamburg (1991)
- [SAU77] F. Sauli,  
*Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*,  
CERN Yellow Report 77-09 (1977)
- [SCH88] M. Schulz,  
*Aufbau und Test von Prototypen für eine hochauflösende Driftkammer*,  
Diplomarbeit Dortmund (1988)
- [SCH90] M. Schulz, P. Steffen,  
*Calibration with Testpulsdata*,  
DESY H 1 Tracking Note Nr. 22 (1990)
- [SCH91] M. Schulz,  
*Kalibration der H1 - Jetkammer*,  
Doktorarbeit in Vorbereitung Hamburg (1991)

- [SCH90a] M. Schernau,  
*Aufbau und Test des Full-Size-Prototypen für die zentrale Jetkammer des H1-Detektors,*  
Diplomarbeit Hamburg (1990), DESY Interner Bericht FH1T-90-02 (1990)
- [SCH90b] M. Schernau,  
*Bestimmung der Ortsauflösung des Full-Size-Prototypen für die zentrale Jetkammer des H1-Detektors,*  
DESY H1 Tracking Note Nr. 3 (1990)
- [STE90] P. Steffen,  
*Persönliche Mitteilung,*  
Hamburg (1990)
- [STE90a] P. Steffen,  
*Determination of Hit Coordinates from Q-T-Data (CJC),*  
Hamburg (1990), H1-Tracking Note Nr.23
- [RU89] L. Russek,  
*Untersuchung mit einer kleinen Driftkammer im Magnetfeld mit der kosmische Höhenstrahlung,*  
Diplomarbeit Hamburg (1989), DESY Interner Bericht FH1T-89-01 (1989)
- [VIC88] R. Vick,  
*Untersuchungen zur  $e/\pi$ -Trennung in der H1-Jetkammer,*  
Diplomarbeit Hamburg (1989)

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Querschnitt durch den H1 Detektor . . . . .	5
1.2	Querschnitt durch die zentrale Jetkammer CJC . . . . .	6
1.3	Schnitt durch eine Endplatte des Full Size Prototyp . . . . .	7
2.1	Eine einfache Driftzelle . . . . .	9
2.2	Energieverlust pro Längeneinheit in Argon . . . . .	10
2.3	Berechnete Energiespektren von Elektronen und Pionen . . . . .	11
2.4	Landauförmige Ladungsverteilung . . . . .	11
2.5	Driftgeschwindigkeit in $AR/C_2H_4$ und $AR/C_2H_6$ in Abhängigkeit vom Driftfeld . . . . .	13
2.6	Räumliche Ausdehnung der Ladungsverteilung in einer Lawine . . . . .	15
2.7	Typische Signalform eines zylindrischen Proportionalzählrohrs . . . . .	15
3.1	Der Magnet 2022 . . . . .	17
3.2	Blockschaltbild der Koinzidenzlogik . . . . .	18
3.3	Der Teststand mit dem FSP . . . . .	18
3.4	Die chemische Zusammensetzung kosmischer Höhenstrahlung . . . . .	20
3.5	Die Intensitätsverteilung kosmischer Höhenstrahlung . . . . .	21
3.6	Eine typische Schauerentwicklung in der Erdatmosphäre . . . . .	21
3.7	Das elektronische Auslesesystem . . . . .	22
3.8	Ein Signaldraht mit Driftisochronen und einer Teilchenspur . . . . .	24
3.9	Ein digitalisierter Puls mit den vom FIRST-ELECTRON-Algorithmus berechneten Zeitmarken . . . . .	25
3.10	Verteilung unkorrigierter Driftzeiten $t_d$ . . . . .	27
4.1	Die Veränderung der Driftstrecken in Signaldrahtnähe . . . . .	29
4.2	Das Driftfeld in einer Driftzelle der CJC 1 . . . . .	33
4.3	Auflösung der Driftzeit-Ambiguität (siehe Text) . . . . .	35
5.1	Eine unkorrigierte Teilchenspur im FSP . . . . .	38
5.2	Driftzeitkorrigierte Teilchenspur . . . . .	39
5.3	Eine Verteilung der berechneten $t_0$ Korrekturen . . . . .	39
5.4	Rekonstruierte Spursegmente in zwei Driftzellen mit $v_1$ . . . . .	41
5.5	Rekonstruierte Spursegmente in zwei Driftzellen mit $v_2$ . . . . .	42
5.6	Bei richtiger Driftgeschwindigkeit rekonstruierte Teilchenspur . . . . .	44

5.7	Residuenverteilung für gerade (+) und ungerade (-) Signaldrähte . . . .	47
5.8	Das Ortsauflösungsvermögen in Abhängigkeit von der Driftstrecke (Triple-Hit) . . . . .	48
5.9	Das Ortsauflösungsvermögen in Abhängigkeit von der Driftstrecke (Spurfit)	49
5.10	Die ermittelte Driftgeschwindigkeit im Vergleich mit anderen Arbeiten .	50
A.1	Geometrie einer Driftzelle . . . . .	54
A.2	Das verwendete Koordinatensystem . . . . .	55

## Danksagung

Ich möchte mich bei allen Mitgliedern der Gruppe FH1T bedanken, die zu dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. H. Spitzer danke ich für die interessante und herausfordernde Aufgabenstellung und die offizielle Betreuung.

Herrn Dr. J. Schug danke ich für die Betreuung zu Beginn meiner Arbeit in der Gruppe FH1T.

Herrn Dr. L. Smolik danke ich für seine ständige Diskussionsbereitschaft und die unentbehrlichen Ratschläge bei der Auswertung und der Anfertigung der Arbeit.

Herrn Prof. Dr. V. Blobel danke ich für die wertvollen Tips und Hinweise im Zusammenhang mit dem Spurrekonstruktionsprogramm CJCRC und den Hinweisen zur Datenanalyse.

Frau K. Johannsen und Herrn M. Schulz danke ich für die vielen anregenden Diskussionen, die wir im Laufe der letzten 15 Monate geführt haben und die wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn A. Gellrich danke ich für die tatkräftige Unterstützung während der Datennahme und deren Vorbereitungen mit dem Full-Size-Prototypen, ohne die ich nicht ausgekommen wäre.

Außerdem möchte ich mich ausdrücklich bei allen nicht namentlich erwähnten Mitgliedern der Gruppe FH1T, insbesondere den Diplomanden und Doktoranden, für die vielen Tips und die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken.

Ich versichere, daß ich die Arbeit nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hinweise selbständig angefertigt habe.

Hamburg, den 13.02.1991

(Thomas Rautenstrauch)