

Interner Bericht  
DESY-Zeuthen 94-03  
Dezember 1994

# Kalibration der äußeren z-Driftkammer des HERA-Experimentes H1

*J. Haack*

Eigentum der	<b>DESY</b>	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	23. DEZ. 1994	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

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

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


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

# Kalibration der äußeren z-Driftkammer des HERA-Experimentes H1

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades  
der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät-I  
Institut für Physik  
der Humboldt-Universität zu Berlin

Vorgelegt von

Jan Haack 

aus Ostseebad Rerik

Zeuthen 1994

## Kurzfassung

Die äußere z-Driftkammer (COZ) des H1-Experiments am Elektron-Proton-Speicherring HERA dient zusammen mit der inneren z-Driftkammer (CIZ) zur Messung der z-Koordinate geladener Teilchen. Für einen optimalen und effektiven Betrieb der Kammer ist eine sorgfältige Wahl der Hochspannungsparameter nötig. Zur Umrechnung der gemessenen Driftzeiten in z-Koordinaten wird eine theoretisch berechnete Orts-Driftzeit-Beziehung verwendet. Eine möglichst gute Auflösung erfordert dabei eine präzise Bestimmung der Kalibrationskonstanten. Die COZ verfügt über interne Redundanz. Dies ermöglicht die Bestimmung der Kalibrationskonstanten mit Methoden, die im wesentlichen nur auf Spurinformatoren der Kammer beruhen. Zur Überprüfung der so ermittelten Konstanten sowie der Modellannahmen wurden Verfahren zur Interkalibration von CIZ und COZ entwickelt. Die Eichung des durch Ladungsteilung bestimmten Azimutwinkels erfolgt an der H1-Jetkammer als externer Referenz. Die Arbeit demonstriert, daß die COZ im ep-Betrieb allen Anforderungen an Präzision und Effektivität genügt.

## Abstract

The outer z-driftchamber (COZ) of the H1 experiment at the electron proton accelerator HERA is used together with the inner z-driftchamber (CIZ) for the measurement of the z-coordinate of charged particles. A careful choice of the high voltage parameters is needed for the efficient and optimal running of the chamber. For the transformation of the measured drifttimes into z-coordinates a theoretical calculated space-drifttime-relation is used. The COZ has internal redundancy. This allows the estimation of the calibration constants with methods, based only on the trackinformation of the COZ. Intercalibration methods for CIZ and COZ were developed to check the model assumptions and the calibration constants. The azimuth angle is calculated by charge division and calibrated using the H1-jetchamber as an external referenz. This work demonstrates, that the COZ fullfills all design requirements on precision and efficiency.

---

# INHALTSVERZEICHNIS

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1. Das H1-Experiment</b>	<b>4</b>
1.1 Der H1-Detektor.....	4
1.2 Aufgaben und Aufbau des zentralen Spurdetektors.....	6
<b>2. Die äußere z-Driftkammer (COZ)</b>	<b>13</b>
2.1 Die Entwicklung der äußeren z-Driftkammer (COZ) .....	13
2.2 Aufbau und Geodäsie der Kammer .....	21
2.3 Das Gas- und Hochspannungssystem .....	24
2.4 Die Ausleseelektronik .....	31
2.5 Die Bestimmung von Driftzeit und Ladung (Qt-Analyse) .....	35
2.6 Die Bestimmung der Orts-Driftzeitbeziehung .....	40
2.7 Die Rekonstruktion von Spursegmenten (COZREC) .....	43
2.8 Auflösungsvermögen und interne Effektivität .....	44
<b>3. interne Kalibration der COZ</b>	<b>49</b>
3.1 Übersicht über die Kalibrationskonstanten .....	49
3.2 Kumulative Driftzeitverteilung .....	53
3.3 Die Kalibration mit Spuren .....	54
3.4 Bestimmung draht- und ringabhängiger Konstanten .....	61

<b>4. Kalibration der z-Driftkammern im zentralen Spurdetektor</b>	<b>64</b>
4.1 Einfluß der Kalibration auf die z-Vertex- und Polarwinkelauflösung .....	64
4.2 Die Interkalibration der z-Koordinate der beiden z- Driftkammern.....	67
4.3 Die Eichung des Azimutwinkels der COZ.....	77
4.4 Die Überprüfung der Modellannahmen.....	81
<b>5. Die COZ im zentralen Spurdetektor</b>	<b>87</b>
5.1 Rekonstruktion von Teilchenspuren im zentralen Spurdetektor (LINK).....	87
5.2 Linkeffektivität .....	90
5.3. Bewertung der Kalibration .....	93
5.4 Einfluß der z-Driftkammern auf die Massenauflösung des kurzlebigen Ko -Mesons .....	97
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>107</b>
<b>Anhang</b>	<b>109</b>
A1: Die Drift von Elektronen in elektrischen Feldern .....	109
A2: Berechnung der Elektrostatik einer COZ-Driftzelle .....	112
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>115</b>
Abbildungsverzeichnis.....	119
Tabellenverzeichnis .....	121

---

# EINLEITUNG

Unsere Einblicke in die Struktur der Materie sind mit Hilfe von Streuexperimenten von Elementarteilchen wesentlich erweitert worden. Mit dem Speicherring HERA (Hadronen Elektronen Ring Anlage) werden diese Untersuchungen zum ersten Mal mit kollidierenden Elektronen und Protonen durchgeführt. Die ersten Kollisionen von Elektronen mit einer Energie von 26.7 GeV an Protonen mit einer Energie von 820 GeV wurden am 31.5.1992 von den beiden Experimenten H1 und Zeus registriert. Dabei steht eine Schwerpunktsenergie von 296 GeV zur Verfügung, dies entspricht einem 'fixed target' Experiment mit einer Energie des Elektronenstrahls von etwa 50 TeV. Nach der Heisenbergschen Unschärferelation ermöglicht diese Energie die räumliche Auflösung von Strukturen der Größenordnung  $10^{-18}$  Metern. Die mit HERA zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie ermöglicht somit eine Auflösung von etwa 1/1000 des Protonenradius. Damit kann die Struktur der Protonen mit höherer Auflösung als bisher erforscht und nach Substrukturen von Quarks gesucht werden.

Die bei HERA stattfindenden Streuprozesse  $e + p \rightarrow l + X$  können bei konstanter Schwerpunktsenergie durch zwei kinematische Variable beschrieben werden. Dabei bezeichnet  $l$  das gestreute Lepton und  $X$  den hadronischen Endzustand. Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton wird in niedrigster Ordnung der Störungstheorie durch den Austausch eines Eichbosons vermittelt. Dies kann ein Photon bzw. ein neutrales  $Z^0$  oder ein geladenes W-Boson sein. Im ersten Fall sprechen wir von einem neutralen Stromereignis ( $l=e$ ), im zweiten von einem geladenen Stromereignis ( $l=\nu$ ). Die Bedeutung von HERA liegt darin, daß im Vergleich zu bisherigen Lepton-Nukleon-Experimenten der kinematische Bereich der Viererimpulsüberträge um zwei Größenordnungen erweitert wurde (bis zu  $Q^2=10^5 \text{ GeV}^2$ ). Außerdem wird bei HERA auch der kinematische Bereich kleiner Bjorken- $x$  Werte zugänglich. Diese kinematische Variable beschreibt den Impulsanteil des wechselwirkenden Partons am Gesamtimpuls des Protons.

Eine erste Unterteilung der physikalischen Prozesse bei HERA kann nach der Größe des Viererimpulsübertrages vorgenommen werden. Bei kleinen Impulsüberträgen ( $Q^2 \ll M_p^2$ ) findet Photoproduktion mit einer Ereignisrate von  $>100 \text{ Hz}$  statt. Die tiefinelastische Streuung mit einer Rate von wenigen Ereignissen je Sekunde ist durch hohe Impulsüberträge ( $Q^2 \gg M_p^2$ ) charakterisiert. Diese physikalisch interessierenden Ereignisse müssen aus einem Untergrund mit einer Rate von etwa 100 kHz herausgefiltert werden. Die in dieser Arbeit detailliert besprochene z-Driftkammer (COZ) soll u.a. bei der Reduktion dieser Untergrundwechselwirkungen eine wichtige Rolle spielen.

Photoproduktionsprozesse stellen die dominante physikalisch interessante Reaktion bei HERA dar. Die Bestimmung des totalen Photoproduktionsquerschnittes war eines der ersten physikalischen Ergebnisse von HERA. Für sehr kleine Impulsüberträge erhalten wir quasi-reelle Photonen. Andererseits erlaubt die Unschärferelation der Quantenmechanik die Fluktuation eines Photons in ein virtuelles Hadron der Masse  $m_H$ . Die hohen Energien des Photons am Speicherring HERA ermöglichen somit die Untersuchung der hadronischen Struktur des Photons. Weitere physikalische Prozesse, die unter dem Begriff Photoproduktion zusammengefaßt werden, sind zum Beispiel die Photon-Gluon-Fusion. Dies ist die Hauptquelle für die Produktion von schweren Quark-Antiquark-Paaren, z.B. von  $J/\Psi$  Teilchen. Harte diffraktive Reaktionen mit elastischer Streuung erlauben die Untersuchung des Pomerons.

Eines der Hauptziele bei HERA ist die Erforschung der inneren Struktur des Protons. Die Bestimmung der Strukturfunktionen erlaubt eine Aussage über die Verteilungsfunktionen der Quarks und Gluonen im Proton. Die Bedeutung von HERA bei der Untersuchung der tiefinelastischen Streuung liegt in der Erweiterung des kinematischen Bereiches zu größeren  $Q^2$  und zu kleineren Bjorken- $x$  um etwa den Faktor 100. Der Übergang zu kleinen Bjorken- $x$  bei gleichzeitig hohen Impulsüberträgen erlaubt die Bestimmung der Gluonstrukturfunktion bei HERA.

Ein weiterer Forschungsschwerpunkt ist die Suche nach neuen Teilchen und Strukturen. Dies sind z.B. **angeregte Leptonen** und **Leptoquarks**, die aus einem Lepton und einem Quark bestehen. Durch die hohen Schwerpunktsenergie können diese Untersuchungen bis hin zu Massen von etwa 300 GeV ausgedehnt werden, abhängig vom untersuchten Prozeß und modellabhängigen Parametern (wie z.B. Mischungswinkeln).

Die bei HERA zu untersuchende Physik ist außerordentlich vielfältig und erfordert die Konstruktion eines hermetischen Detektors aus Spurkammern und Kalorimetersystemen. Die sich in einem homogenen Magnetfeld befindenden Spurkammern dienen der Messung von Spurparametern geladener Teilchen. Die Messung der Koordinate entlang der Signaldrähte ist dabei im Vergleich zur Messung der Koordinate in Driftrichtung um etwa zwei Größenordnungen ungenauer. Diese unterschiedliche Meßgenauigkeit ist der Grund für das in  $z$  und  $\phi$  komplementäre Driftkammersystem von H1. Dieses Driftkammersystem besteht aus zwei Jetkammern und zwei  $z$ -Driftkammern. Die Genauigkeit der bestimmten  $z$ -Koordinate von Spuren geladener Teilchen wird dabei durch eine äußere (COZ) und eine innere (CIZ)  $z$ -Driftkammer wesentlich verbessert.



Diese Arbeit gliedert sich wie folgt:

In **Kapitel 1** wird der H1-Detektor vorgestellt. Es werden insbesondere Aufgaben und Aufbau des zentralen Spurdetektors diskutiert.

Die Gesichtspunkte beim Design der COZ und der realisierte Aufbau werden im **Kapitel 2** vorgestellt. Weiterhin wird die im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelte Analyseketten von den registrierten Kammerpulsen zu den rekonstruierten Spursegmenten beschrieben.

Eine präzise Rekonstruktion erfordert die Bestimmung aller Kalibrationskonstanten. Die dazu entwickelten Verfahren bilden den Hauptteil dieser Arbeit. Im **Kapitel 3** werden die Methoden der internen Kalibration vorgestellt, die im wesentlichen nur auf Spurinformatoren der COZ beruhen. Außerdem werden hier die den Einsatz der COZ charakterisierenden Größen bestimmt, die keine Kenntnis weiterer Detektorkomponenten erfordern.

Die Verfahren zur Interkalibration von CIZ und COZ ermöglichen die Überprüfung der intern bestimmten Kalibrationskonstanten der COZ und eine Bestimmung der Konstanten für die CIZ. Außerdem wird in **Kapitel 4** die Eichung der Ladungsteilungsmessung der COZ an der H1-Jetkammer beschrieben.

Die den Betrieb der COZ im zentralen Spurdetektor charakterisierenden Größen wie Effektivität und Auflösung werden in **Kapitel 5** bestimmt. Es erfolgt ein Vergleich zwischen den verschiedenen Kalibrationsverfahren sowie die Bewertung der Kalibration. Der erfolgreiche Einsatz der z-Driftkammern wird durch eine Studie zur Massenauflösung des  $K_s^0$  mit und ohne Verwendung dieser Kammern untermauert.

Anschließend werden die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt. Im Anhang werden theoretische Grundlagen zur Drift von Elektronen in elektrischen Feldern (A1) und zur elektrostatischen Berechnung einer COZ-Driftzelle angegeben.

---

# 1. DAS H1-EXPERIMENT

## 1.1 Der H1-Detektor

Der etwa  $12 \cdot 10 \cdot 15 \text{ m}^3$  große H1-Detektor, siehe Abb. 1.1, umschließt den Wechselwirkungspunkt fast vollständig, um die Eigenschaften von möglichst allen Teilchen genau bestimmen zu können. Dem Strahlrohr am nächsten ist das der Spurrekonstruktion dienende Spurkammersystem. Daran schließen sich die zur Energiemessung verwendeten Kalorimeter an, die zusammen einen Polarwinkel von  $0.6^\circ$  bis  $177^\circ$  überdecken. Das homogene Magnetfeld der supraleitenden Spule von 1.2 Tesla ermöglicht die Impulsmessung durch die Spurdetektoren. Die Spule ist von einem Eisenjoch umgeben, das die Rückführung des magnetischen Flusses gestattet.

Die Spurkammern des H1 Experimentes lassen sich in den zentralen Spurdetektor ("central tracker") und den Vorwärtsspurdetektor in Protonenrichtung ("forward tracker") unterteilen. Die drei identischen "Super-Module" des Vorwärtsspurdetektors bestehen jeweils aus zwei Driftkammern, einer Vieldrahtproportionalkammer und einem Übergangsstrahlungsdetektor. Die Proportionalkammern dienen der schnellen Ereignis-selektion. Die zentralen zylindrischen Proportionalkammern gestatten die Rekonstruktion der z-Position des Ereignisvertex mit einer Auflösung von etwa 2 cm. Damit ist eine erhebliche Reduktion des strahleninduzierten Untergrundes möglich. Die Driftkammern dienen der Rekonstruktion von Teilchenbahnen, der Impulsmessung, der Teilchen-identifikation durch Messung des spezifischen Energieverlustes und ebenfalls der Ereignisauswahl. Die zentralen Spurkammern werden im nächsten Abschnitt genauer vorgestellt.

An die Spurdetektoren schließen sich die verschiedenen Kalorimeter an, die zusammen einen Polarwinkel von  $0.6^\circ$  bis  $177^\circ$  überdecken. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter deckt einen Winkelbereich von  $4^\circ$  bis  $154^\circ$  ab und ist in einem einzigen, mit flüssigem Argon gefüllten Kryostaten untergebracht. Es besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Im elektromagnetischen Teil dient Blei mit 20 bis 30 Absorptionslängen dient Blei als Medium, im hadronischen Teil Stahl von 3.5-7 Absorptionslängen. Der Aufbau des Flüssig-Argon-Kalorimeters erlaubt eine feine Segmentierung, insgesamt gibt es etwa 45000 Zellen. Dies ermöglicht, neben der Messung des Energieflusses, eine gute räumliche Auflösung, die für die Separation von Energieclustern unterschiedlicher Teilchen und für das Verbinden der Energiecluster mit den vom Spurkammersystem rekonstruierten Spuren notwendig ist. Die erreichte Energieauflösung beträgt  $\sigma / E \approx 12\% / \sqrt{E} \oplus 2\%$  für das elektromagnetische und  $\sigma / E \approx 50\% / \sqrt{E} \oplus 4\%$  für das hadronische Kalorimeter /4/.

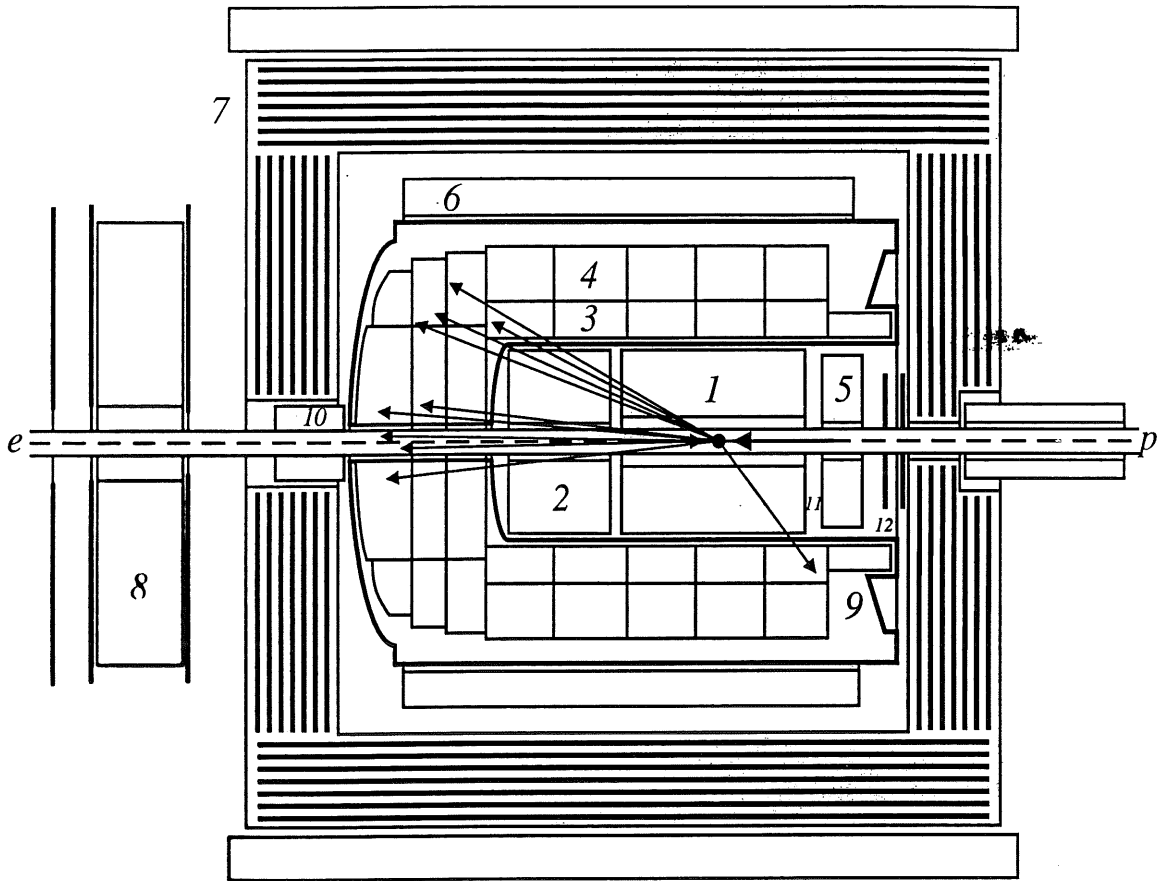


Abb. 1.1 H1 Detektor im Längsschnitt

- |  |                                 |
|--|---------------------------------|
| [1] Die zentralen Spurkammern                | [2] Der Vorwärtsspurdetektor    |
| [3] Das elektromagnetische Kalorimeter       | [4] Das hadronische Kalorimeter |
| [5] Das Blei-Szintillator-Kalorimeter (BEMC) |                                 |
| [6] Die supraleitende Spule                  | [7] Das instrumentierte Eisen   |
| [8] Das Myonsystem in Vorwärtsrichtung       | [9] Der Kryostat                |
| [10] Das Silizium-Kupfer-Kalorimeter (PLUG)  |                                 |
| [11] Die BPC                                 | [12] Das Flugzeitsystem (TOF)   |

Weitere Detektorkomponenten zur Energiemessung sind das Blei-Szintillator-Kalorimeter (BEMC) in Rückwärtsrichtung und das Silizium-Kupfer-Kalorimeter (PLUG) in Protonenrichtung. Vor dem BEMC befindet sich eine Vieldrahtproportionalkammer (BPC) zur Winkelbestimmung des in Rückwärtsrichtung gestreuten Elektrons. Die supraleitende Spule mit einem Durchmesser von 6 Metern wurde außerhalb der Kalorimeter angeordnet, um das Material vor ihnen so gering wie möglich zu halten. Das mit Streamerrohrkammern instrumentierte Eisen befindet sich außerhalb der Spule. Es dient neben der Identifikation von Myonen auch als Absorbermaterial für hadronische Teilchen, die ihre Energie im Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht vollständig abgegeben haben, und ergänzt damit das hadronische Kalorimeter. Die Bestimmung von Myonspuren wird durch außerhalb des Eisens befindliche Myonkammern ergänzt.

In Vorwärtsrichtung gestattet ein Toroidmagnet und ein Driftkammersystem die Messung und Identifikation von Myonspuren. Dieses Myonspektrometer ist in einem Polarwinkelbereich von  $3^\circ$  bis  $17^\circ$  sensitiv und erreicht eine relative Impulsauflösung von etwa 30 %. Das zwischen rückwärtigem Kalorimeter und dem Eisen angeordnete Szintillator-Flugzeitsystem erlaubt die zeitliche Unterscheidung zwischen Wechselwirkungen innerhalb des H1-Detektors und durch den Protonenstrahl hervorgerufenen Untergrundereignissen.

Zur Bestimmung der Luminosität wird die Reaktion  $ep \rightarrow e\gamma$  verwendet. Die Luminosität wird aus der Rate, mit der diese Ereignisse registriert werden, und dem sehr genau bekannten und hinreichend großen Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion berechnet. Dazu wurden bei  $z = -33.4$  m ein Elektronendetektor und bei  $z = -102.9$  m ein Photodetektor unmittelbar an der Strahlachse angeordnet. Beides sind Cerenkov-Kalorimeter, die mit Photomultipliern ausgelesen werden und die Teilchen aus obiger Reaktion registrieren.

## 1.2 Aufgaben und Aufbau des zentralen Spurdetektors

Der in Abb. 1.2 dargestellte zentrale Spurdetektor von H1 besteht aus sechs zylindrischen Kammern mit unabhängigen Gasvolumina. Von innen nach außen sind dies die innere Proportionalkammer (CIP), die innere z-Driftkammer (CIZ), die innere Jetkammer (CJC1), die äußere Proportionalkammer (COP), die äußere z-Driftkammer (COZ) und die äußere Jetkammer (CJC2). Die beiden inneren Kammern (CIZ+CIP) sind dabei nur im radialen Schnitt bezeichnet.

Die Aufgabe des zentralen Spurkammersystems besteht in der Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen. Bei Anwesenheit eines homogenen Magnetfeldes ermöglicht dies die Bestimmung des transversalen Impulses aus der Krümmung der Teilchenspur sowie der einzelnen Impulskomponenten aus den Orientierungen der Teilchenspur am Vertex. Die Bestimmung der invarianten Massen von kurzlebigen Teilchen erfordert die Rekonstruktion der Impulskomponenten der Zerfallsprodukte am Zerfallsvertex, dieser muß dazu bekannt sein. Die Kenntnis der primären Vertexposition ist von besonderer Bedeutung für die Unterscheidung von Spuren aus  $ep$ -Wechselwirkungen und von Untergrundereignissen.

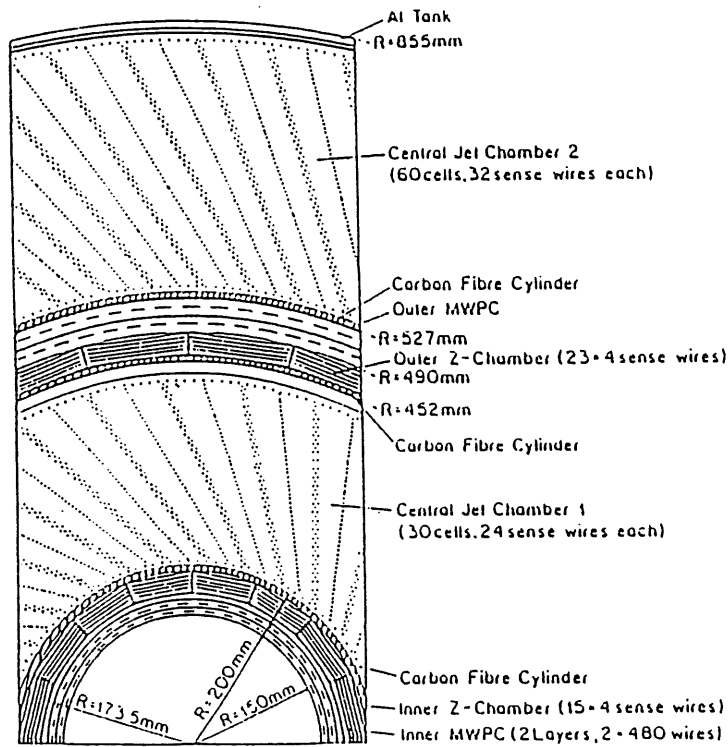
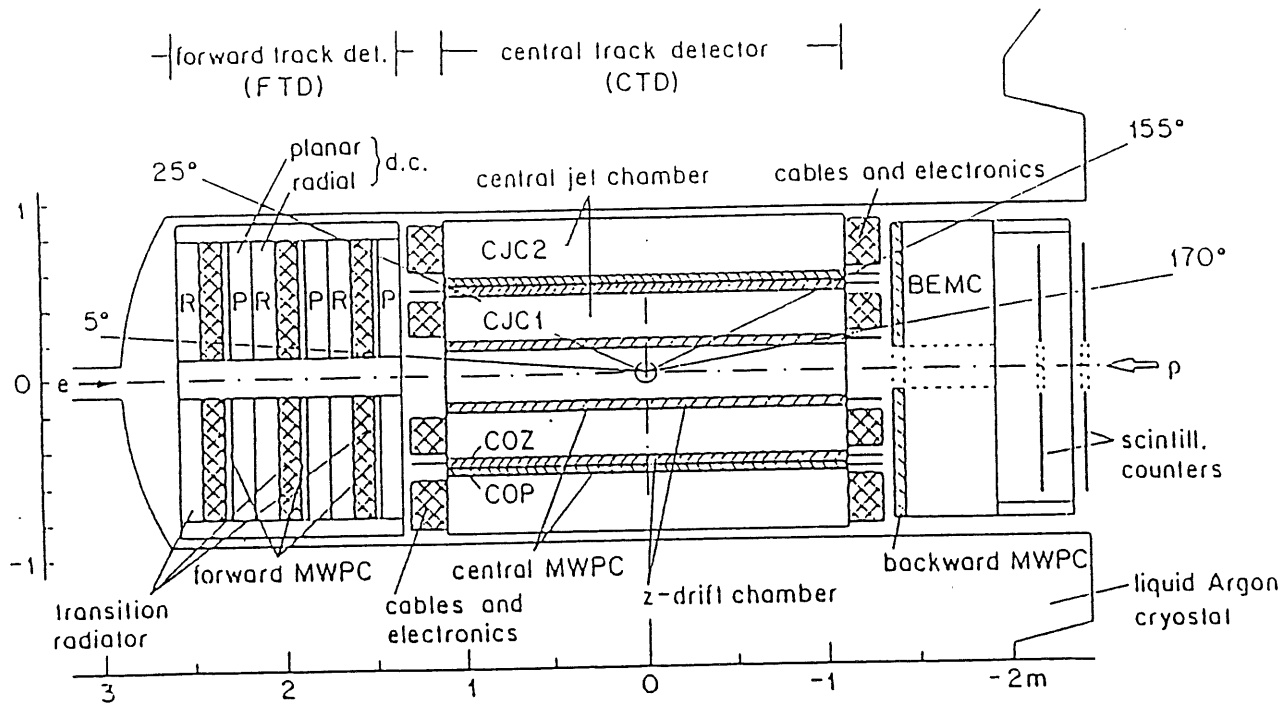


Abb. 1.2 Der zentrale Spurdetektor.

Die Möglichkeit der Teilchenidentifikation durch Messung des spezifischen Energieverlustes ermöglicht über einen beschränkten Impulsbereich ( $p < 1 \text{ GeV}^2$ ) die Unterscheidung von Pionen und Protonen. Dies unterstützt das Erkennen der Ereignistopologie. Schließlich erlaubt die Spurrekonstruktion auch die Elektron-Photon-Separation für im elektromagnetischen Kalorimeter gemessene Energien. Für die Trennung der Spuren in dichten Jets ist eine gute Zweispurauflösung notwendig. Eine saubere und genaue Messung der Impulse von möglichst vielen Sekundärteilchen im Spurdetektor ist von Interesse für die Verifikation von mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter bestimmten hadronischen und elektromagnetischen Energien. Damit wird die Redundanz des Detektors erhöht.

Bei der Diskussion der Anforderungen an eine Driftkammer ist zu beachten, daß die Spurkoordinaten mit unterschiedlichen Genauigkeiten bestimmt werden. Die Koordinate senkrecht zum Draht wird durch die Messung der Driftzeit sehr genau bestimmt. Aus dieser kann bei bekannter Driftgeschwindigkeit  $V_d$  der Driftabstand  $d$  berechnet werden:

$$d = \int_{t_0}^t V_d(t) dt \quad (1.9)$$

Damit läßt sich in den bei H1 verwendeten Driftkammern zur Zeit ein Ortsauflösungsvermögen von etwa  $200 \mu\text{m}$  erreichen.

Zur Bestimmung der Position entlang des Drahtes wird beim H1-Experiment die Methode der Ladungsteilung angewandt. Der auf dem Signaldraht ankommende Ladungspuls teilt sich auf und fließt zu den beiden Drahtenden ab. Die Dämpfung der beiden Ladungen ist dabei proportional zum Ohmschen Widerstand und damit zur jeweiligen Drahtlänge. Unter Vernachlässigung von Kalibrationskonstanten erhalten wir damit aus den auf den beiden Seiten registrierten Ladungen  $Q_+$  und  $Q_-$  für die Position  $l$  entlang des Drahtes:

$$l = l_0 * \left(1 + \frac{Q_+ - Q_-}{Q_+ + Q_-}\right) \quad (1.10)$$

$l_0$  ist dabei die Koordinate des Drahtmittelpunkt. Bei der Jetkammer ist die Position  $l$  in Drahtrichtung die  $z$ -Koordinate, während für die beiden  $z$ -Driftkammern CIZ und COZ die  $\phi$ -Koordinate durch Ladungsteilung bestimmt wird. Für die zentrale Spurkammer des HERA-Experimentes ZEUS wird die Koordinate in Drahtrichtung durch die Messung der Laufzeitunterschiede zu den beiden Drahtenden bestimmt. Mit beiden Methoden läßt sich eine Auflösung von 1-2 % der Drahtlänge erreichen. Für die beim H1-Experiment verwendeten Driftkammern bedeutet dies eine Genauigkeit von etwa 5 cm. Dies ist somit zwei Größenordnungen ungenauer im Vergleich zum Auflösungsvermögen in Driftrichtung und ist der Grund für das in  $z$  und  $\phi$  komplementäre Driftkammersystem des H1 Experimentes. Durch Verbinden der Spurinformatoren von Jetkammer und  $z$ -Driftkammern erhält man die gewünschte Genauigkeit in allen Spurparametern.

Ein anderer Ansatz besteht in der Verwendung einer sogenannten Stereokammer. Dieser Weg wurde beim Experiment ZEUS beschritten. Die Signaldrähte befinden sich nicht, wie bei einer Jetkammer, auf einem gedachten Zylindermantel, sondern durch die Drehung der Drahtposition an einem Ende der Kammer um einen kleinen 'Stereowinkel'  $\alpha$  auf einer Hyperboloidoberfläche. Damit ist auch der radiale Abstand von der Strahlachse

entlang des Drahtes unterschiedlich. Die Ortsauflösung  $\sigma_r\varphi$  senkrecht zu den Signaldrähten übersetzt sich gemäß  $dz = \sigma_r\varphi / \sin(\alpha)$  in eine Auflösung entlang des Drahtes. Für eine Ortsauflösung  $\sigma_r\varphi$  von 200  $\mu\text{m}$  und einem Stereowinkel von  $4^\circ$  erhält man eine Auflösung in Drahrichtung von 0.3 cm. Im Gegensatz zu der vom H1-Experiment bevorzugten Lösung besteht der Vorteil einer Stereokammer in deren einheitlichen Aufbau. Es ist nur eine Kammer mit Gas und Hochspannung zu versorgen. Die Materialbelegung ist beim H1-Experiment mit der Verwendung von mehreren Kammern größer. Der Nachteil einer Stereokammer ist in der Störung der Feldgeometrie durch die Stereodrähte und in der aufwendigeren dreidimensionalen Rekonstruktion zu sehen. Die Anordnung der Signaldrähte parallel oder senkrecht zum magnetischen Feld erlaubt die Zurückführung des ursprünglich dreidimensionalen Rekonstruktionsproblems auf zwei zweidimensionale Aufgabenstellungen, die überschaubarer und schneller zu lösen sind.

Die zentrale Jetkammer besteht aus zwei zylindrischen Kammern, die sich in Größe und Anzahl der Drähte voneinander unterscheiden. Abb. 1.2 zeigt den radialen Schnitt durch den zentralen Spurdetektor, der Driftzellenaufbau der H1-Jetkammer ist deutlich zu erkennen. Die Neigung der Anoden- und Kathodenebenen um einen Winkel von  $30^\circ$  entspricht in etwa den Lorentzwinkel, so daß Spuren aus der Vertexregion das sensitive Kammervolumen annähernd senkrecht zu den Signaldrähten durchqueren. Infolge dieser Neigung schneiden lange Spuren wenigstens einmal die Anoden- und Kathodenebenen. Diese Eigenschaft der H1-Jetkammer ermöglicht die Bestimmung der Kalibrationskonstanten mit Hilfe von gemessenen Teilchenspuren und ohne Verwendung einer äußeren Referenz. Jetkammern von diesem Typ werden daher auch als selbstkalibrierend bezeichnet.

Anhand der vorgestellten Aufgaben des zentralen Spurkammersystems lassen sich die Genauigkeitsanforderungen bei der Bestimmung der Spurparameter festlegen und daraus das notwendige Auflösungsvermögen für die einzelnen Meßpunkte und andere wichtige Größen spezifizieren. Das Auflösungsvermögen für die transversale Impulskomponente berechnet sich ohne den Einfluß der Vielfachstreuung nach /5/ aus:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{\sigma_{r\varphi}}{0.3Bl^2} p \sqrt{\frac{720}{N+4}} \quad (1.11)$$

Die Einheit des transversalen Impulses  $p_T$  ist dabei in GeV, alle Längen sind in Metern anzugeben. Das magnetische Feld B des H1-Experimentes hat eine Stärke von 1.2 Tesla. Die maximale Anzahl N von Meßpunkten beträgt 56, dies entspricht einer projizierten Länge der Teilchenspur von 0.6 m. Spuren mit einer geringeren Spurlänge als 0.15 m werden bei der physikalischen Analyse häufig ausgeschlossen. Bei gegebenen Abmessungen des Detektors und Stärke des magnetischen Feldes bedingt daher die Forderung nach einer Impulsauflösung von  $\sigma_p/p^2 = 3 \cdot 10^{-3}$  /6/ eine  $r\varphi$ -Auflösung von 100  $\mu\text{m}$ . Eine Trennung von zwei unmittelbar aufeinanderfolgenden Driftkammerpulsen ist aufgrund ihrer Breite nur dann möglich, wenn sie etwa 50 ns voneinander entfernt sind. Bei einer Driftgeschwindigkeit von 50  $\mu\text{m}/\text{ns}$  entspricht dies einer Zweispurauflösung von 0.25 cm. Die mit Methoden der Ladungsteilung maximal erreichbare Genauigkeit von 1 % der Drahtlänge begrenzt die erreichbare z-Auflösung auf 2.2 cm. Für die Teilchenidentifikation wird eine Energieverlustauflösung von  $\sigma(dE/dx) = 6\%$  angestrebt.

Die innere und die äußere z-Driftkammer sind als Hohlzylinder aufgebaut. Die innere z-Kammer (CIZ) mit einem mittleren Radius von 18 cm befindet sich zwischen der inneren Proportionalkammer (CIP) und der inneren Jetkammer. Die aktive Länge in Richtung der z-Koordinate von 180 cm wird in fünfzehn Ringe von jeweils 12 cm Länge unterteilt. Die vier um die Strahlachse umlaufenden Signaldrähte werden durch Stege gehalten und sind zu einem 16-eckigen Polygon gespannt. Die äußere z-Kammer (COZ) ist eine zylindrische Driftkammer mit einem mittleren Radius von 47 cm, einer Länge von 220 cm und ist in 24 Ringe unterteilt. Jeder Ring hat vier übereinander angeordnete Signaldrähte, die in Form eines 24-eckigen Polygons um die Strahlachse gespannt sind.

Wie bereits erläutert, besteht die Aufgabe der beiden z-Kammern in der Bestimmung der z-Koordinate von Teilchenspuren. Damit wird eine wesentlich genauere Bestimmung der z-Vertexposition, des Polarwinkels  $\Theta$  und damit der Impulskomponente in z-Richtung als mit der CJC allein erreicht. Für eine Abschätzung des Zusammenhanges zwischen der Genauigkeit, mit der diese Spurparameter bestimmten werden können, und den intrinsischen Auflösungen der beiden z-Kammern kann die z-Information der Jetkammer vernachlässigt werden. Da sich die gemessenen Meßpunkte von CIZ und COZ auf einer Geraden befinden, ergeben sich die Fehler der Geradenparameter und damit auch die Genauigkeit der Spurparameter aus den Radien und den intrinsischen Auflösungen der beiden z-Kammern. Der relative Fehler der Impulskomponente  $p_z$  ist abhängig vom Spurwinkel:

$$\sigma_{p_z} \propto \cot(\Theta)\Delta\Theta \quad (1.12)$$

Um bei der Bestimmung des Polarwinkels  $\Theta$  eine Genauigkeit von 1 mrad zu erreichen, müssen die intrinsischen Auflösungen etwa 300  $\mu\text{m}$  betragen. Die z-Vertexposition kann dann mit einer Genauigkeit von etwa 600  $\mu\text{m}$  berechnet werden. Dies sind ganz erhebliche Verbesserungen gegenüber den bei alleiniger Verwendung von Spurinformatoren der Jetkammer erreichbaren Werten von 20-25 mrad bzw. 2 cm. Für das Verbinden der Spurinformatoren von Jetkammer und z-Driftkammern ist eine gute  $\varphi$ -Information von CIZ und COZ notwendig. Für das Auflösen von Spuren in dichten Jets ist ein hohe Zweispurauflösung von Nutzen.

Im technischen Proposal /6/ wurden für die COZ folgende Anforderungen spezifiziert:

- ein z-Auflösungsvermögen von 350  $\mu\text{m}$  für senkrechte Spuren
- eine Doppelspurauflösung von 0.35 cm, limitiert durch die Breite der Driftkammerpulse
- eine  $\varphi$ -Auflösung von 1.5 % der Drahtlänge
- eine mittlere Materialdicke von 1.5 %  $X_0$  für senkrechte Spuren

Die vorliegende Arbeit stellt eine umfassende Analyse des Verhaltens der COZ dar, deren Betriebsergebnisse an diesen Anforderungen zu messen sind. Ähnliche Anforderungen gelten für die innere z-Driftkammer CIZ. Die Tabellen 1.1 und 1.2 geben eine Übersicht über die wichtigsten Parameter der Spurkammern des zentralen Spurdetektors und wurden /4/ entnommen. Die angegebenen Auflösung beziehen sich auf die im Jahre 1992 erreichten Ergebnisse.



	Einheit	CJC1	CJC2
aktive Länge in z	mm	2200	
Beginn des aktiven Volumens	mm	-1125	
Gesamtlänge in z	mm	2500	
innerer Radius $R_i$	mm	203	451
äußerer Radius $R_a$	mm	530	844
aktive radiale Länge	mm	224	296
Anzahl an Zellen		30	60
Signaldrähte je Zelle		24	32
Potentialdrähte je Zelle		50	66
feldformende Drähte je Zelle		10	10
Kathodendrähte je Zelle		49	65
Abstand zweier Signaldrähte	mm	10.16	
maximaler Driftabstand bei $R_i$	mm	22.9	28.5
maximaler Driftabstand bei $R_a$	mm	44.5	43.1
Material der Signaldrähte		W-Rh(3%)	
Widerstand der Signaldrähte	k $\Omega$ /m	0.3	
Durchmesser der Signaldrähte	$\mu$ m	20	
Material der Potentialdrähte		Cu-Be(2%)	
Potentialdrahtdurchmesser	$\mu$ m	127	
Drahtspannung	N	0.65	
Gasmischung	%	Ar(89.5)/CO <sub>2</sub> (9.5)/CH <sub>4</sub> (1.0)	
Signaldrahtspannung	V	1170	
Feldgradient	V/mm	120	
Driftgeschwindigkeit	$\mu$ m/ns	50	
$\sigma_{r\varphi}$	$\mu$ m	170	
$\sigma_z$	cm	2.2	
$\sigma_\kappa$	cm <sup>-1</sup>	3 x 10 <sup>-5</sup>	
$\sigma_\varphi$	°	0.1	
$\sigma_{DCA}$	$\mu$ m	420	
$\sigma_\theta$	°	1.2	
$\sigma_{dE/dx}$	%	10	

Tab. 1.1 Parameter der H1-Jetkammer .

	Einheit	CIZ	COZ
aktive Länge in z	mm	1800	2160
Beginn des aktiven Volumens	mm	-1080	-1105
mechanische Länge in z	mm	2254	2230
Gesamtlänge in z	mm	2467	2590
radiale Länge	mm	20	24
Beginn der Kammer in z	mm	-1373	-1140
innerer Durchmesser	mm	347	920
äußerer Durchmesser	mm	400	970
Anzahl an Ringen in z		15	24
Driftzellen je Ring		16	24
Signaldrähte je Ring		4	4
Potentialdrähte je Ring		3	6
mittlere Drahtlänge	mm	1120	2970
Länge einer Driftzelle	mm	120	90
Material der Signaldrähte		Elgiloy	Stablohm
Widerstand der Signaldrähte	k $\Omega$ /m	3.0	0.6
Durchmesser der Signaldrähte	$\mu$ m	20	48
Material der Potentialdrähte		Au	CuBe
Potentialdrahtdurchmesser	$\mu$ m	120	127
Drahtspannung	N	0.2	0.9
Totzone in $\varphi$ (Auslesezone)	° (%)	7.5 (2.1)	7.5 (2.1)
Totzone in $\varphi$ (Stege)	° (%)	14.4 (4.0)	5.4 (1.5)
Totzone in z (Kathoden)	%	1.6	1.7
Strahlungslängen im aktiven Volumen	% $X_0$	0.6	0.8
mittlere Strahlungslänge	% $X_0$	1.2	1.3
Gasmischung	%	Ar/CH <sub>4</sub> (80:20)	Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (50:50)
Kathodenspannung	V	4500	3000
Potentialdrahtspannung	V	2250	2250
Feldgradient	V/mm	52.7	82
Driftgeschwindigkeit	$\mu$ m/ns	52.	125
intrinsische Auflösung	$\mu$ m	260	200
Zweispurauflösung in z	mm	4.6	3.5
$\sigma_\varphi$	° (mm)	8.6 (28)	7.2 (58)

Tab. 42 Parameter der z-Driftkammern.

---

## 2. DIE ÄUßERE Z-DRIFTKAMMER (COZ)

### 2.1 Die Entwicklung der äußeren z-Driftkammer (COZ)

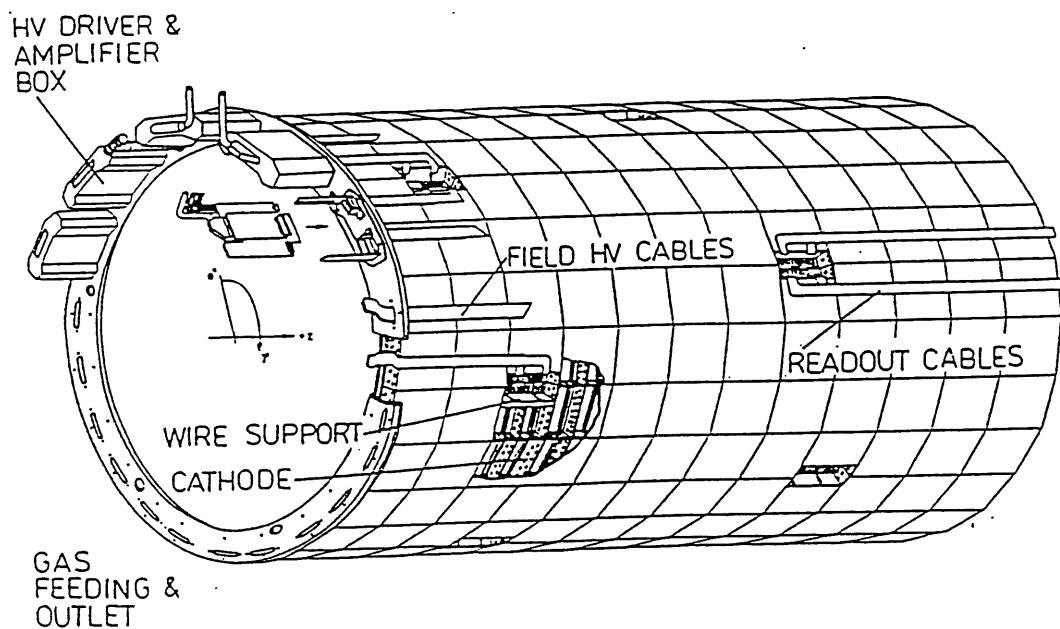


Abb. 2.1 Die äußere z-Driftkammer (COZ) des H1-Detektors.

Abb. 2.1 zeigt die etwa zwei Meter lange zylindrische Driftkammer (COZ). Die Signaldrähte verlaufen bei dieser Kammer transversal zur Strahlrichtung. Der mittlere Radius beträgt 460 mm. Die Kammer ist in z-Richtung in 24 identische Ringe unterteilt. Jeder dieser Ringe besteht aus 24 Driftzellen. Abb. 2.2 zeigt den rz-Schnitt durch eine COZ-Driftzelle. Die Gesichtspunkte bei der Entwicklung dieser Driftzelle werden im folgenden besprochen. Überlegungen und Kriterien, die zu dem in Abb. 2.3 gezeigten Aufbau der CIZ-Driftzelle führten, sind in /9/ und /10/ nachzulesen. Beide Driftzellen sind im gleichen Maßstab abgebildet.

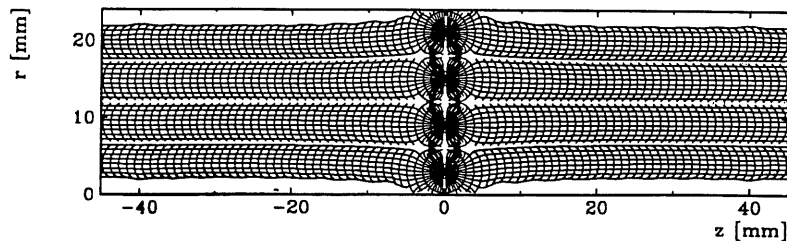


Abb. 2.2 COZ-Driftzelle mit elektrischen Feldlinien und Isochronen.

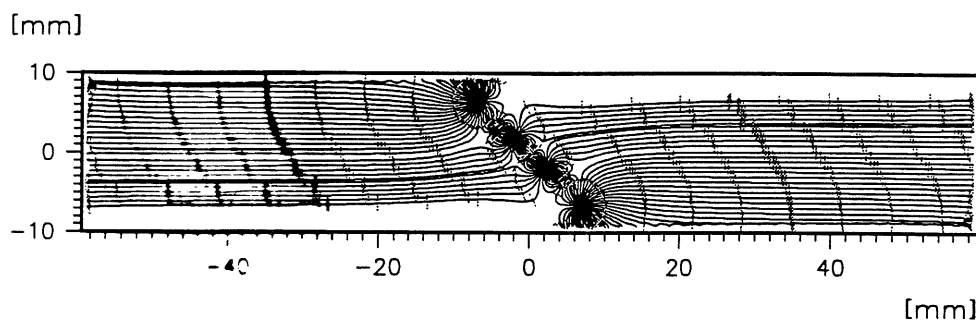


Abb. 2.3 CIZ-Driftzelle mit elektrischen Feldlinien und Isochronen /11/.

Die Entwicklung der äußeren z-Driftkammer des HERA-Experimentes H1 wurde unter Berücksichtigung der im vorigen Kapitel begründeten Anforderungen durchgeführt. Mit Hilfe von detaillierten Simulationsrechnungen wurden die Eigenschaften von verschiedenen COZ-Driftzellen studiert und daraus Entscheidungshilfen für Konstruktionsdetails abgeleitet. Im Verlauf der Entwicklung der COZ wurden verschiedene Prototypkammern aus 3x3 Zellen, 3 Ringe zu 24 Zellen (1:1 Prototyp) und einzelne Driftzellen für systematische Studien gebaut. Diese Prototypen wurden im Hinblick auf die gestellten Anforderungen umfangreichen Tests unterzogen. Nach drei Jahren Entwicklungszeit erfolgte der Einbau der COZ in den zentralen Spurdetektor von H1.

Die entwickelten Simulationsprogramme gestatteten den Einfluß von Geometrie, Drahtpositionen, Drahtdicken und angelegten Hochspannungen auf den Verlauf der elektrischen Feldlinien sehr genau zu studieren. Die theoretische Behandlung der Drift von Elektronen und Ionen in Gasen und die Berechnung der Elektrostatik einer Driftzelle sowie die darauf aufbauenden Computersimulationsprogramme werden im Anhang beschrieben.

Beim Entwurf der COZ-Driftzelle wurden folgende Fragestellungen untersucht:

### 1. Anzahl der Drähte:

Der ursprüngliche Driftzellenentwurf sah drei Signaldrähte vor. Um die interne Redundanz der Kammer zu vergrößern, wurde die Anzahl auf vier erhöht. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Methoden der internen Kalibration, d.h. nur unter Verwendung von Informationen der COZ, sind vier Drähte das absolute Minimum.

### 2. Anordnung der Signaldrahtebene:

Das Auflösungsvermögen einer Driftkammer ist am höchsten für solche Spuren, die den Driftraum senkrecht durchqueren. Bei geneigten Spuren sind die Anstiegsflanken der Pulse stärker verschmiert, damit wird die Driftzeitbestimmung ungenauer und das Auflösungsvermögen nimmt ab. Gleichzeitig sind die Pulse von geneigten Spuren breiter, somit vermindert sich das Auflösungsvermögen für zeitlich eng benachbarte Pulse.

Für vom Vertex kommende Spuren ist die Winkelverteilung in Abhängigkeit von der z-Position in der Driftkammer näherungsweise bekannt. Eine daran angepaßte Neigung der Signaldrahtebenen kann die Anzahl der separierbaren Spuren erhöhen und das Auflösungsvermögen der Kammer im Mittel verbessern. Aus diesen Gründen wurden die Signaldrähte bei der inneren z-Driftkammer gegen die Strahlachse geneigt angeordnet, siehe Abb. 2.3. Dieser Gewinn wäre für die COZ aufgrund des größeren Radius wesentlich geringer als für die CIZ. Er wird außerdem mit einer Störung der Driftzellsymmetrie erkauft, was zu einer aufwendigeren Beschreibung der Orts-Driftzeitbeziehung und zu einer schwierigeren Bestimmung der Kalibrationskonstanten führt. Deshalb wurden bei der COZ die Signaldrähte übereinander und ohne Neigung angeordnet.

### 3. Anordnung der Signaldrähte:

Rekonstruktionsalgorithmen können anhand der vorzeichenlosen Driftzeit zunächst nicht zwischen dem tatsächlichen Durchgangspunkt eines Teilchens und dem Spiegelpunkt auf der entgegengesetzten Seite der Signaldrahtebene unterscheiden. Mit Hilfe einer Anordnung von zueinander versetzt angeordneten Signaldrähten kann diese, als Links-Rechts-Ambiguität bezeichnete Unsicherheit aufgelöst werden. Im Vergleich zur richtigen Spur sind bei der Spiegelspur die Abweichungen der Meßpunkte voneinander größer. Damit eine eindeutige Entscheidung gefällt werden kann, müssen die zusätzlichen systematischen Abweichungen aufgrund des Drahtversatzes größer als das Ortsauflösungsvermögen der Kammer sein. So wurde für die H1-Jetkammer bei einem Ortsauflösungsvermögen von 150  $\mu\text{m}$  und etwa 20 Meßpunkten je Spur und Driftzelle ein Versatz der Signaldrähte von 150  $\mu\text{m}$  gewählt. Bei der z-Kammer des OPAL Experimentes /7/ beträgt der Drahtversatz 500  $\mu\text{m}$  bei einer intrinsischen Ortsauflösung von etwa 200  $\mu\text{m}$  und 6 Signaldrähten. Für die COZ mit nur 4 Signaldrähten und einer vergleichbaren Ortsauflösung hätte der Versatz der Signaldrähte zwischen 500 und 1000  $\mu\text{m}$  betragen müssen. Dabei ist zu beachten, daß durch den Drahtversatz das elektrische Feld beeinflußt wird. Für die COZ wurden die Signaldrähte daher ohne Versatz zueinander angeordnet, da bei der Rekonstruktion von Spursegmenten diejenigen Spiegelspuren, die nicht zum Ereignisvertex zeigen, verworfen werden können. Außerdem kann beim Verbinden von Spurinformatoren von Jetkammer und z-Driftkammern der überwiegende Teil der Spiegelspuren der COZ keiner Spur der Jetkammer zugeordnet und somit ausgeschlossen werden.

#### 4. Breite der feldformenden Streifen und Aufbau der Kathoden:

Die Simulationsrechnungen für eine in Richtung der Signaldrähte unendlich lange und damit von Randeinflüssen freie Driftzelle ergaben für typische Spannungen den in Abb. 2.4 als durchgezogene Linie eingezeichneten Verlauf des elektrischen Potentials am Ort der Grenzflächen. Die dielektrischen Eigenschaften dieser Grenzflächen, bestehend aus Boden und Deckel, bewirken eine Abweichung vom Verlauf dieses elektrischen Potentials und eine Störung der Homogenität des elektrischen Feldes in der Driftzelle. Um diese Einflüsse so gering wie möglich zu halten, wurden auf Boden und Deckel feldformende Streifen aus Kupfer aufgebracht. Breite und Hochspannungen der feldformenden Streifen wurde nun dahingehend optimiert, daß das durch sie verursachte elektrische Potential dem dieser unendlich langen Driftzelle entspricht. Im Verlaufe dieser Untersuchungen zeigte sich, daß dies nur erreicht werden kann, wenn nicht nur an den zentralen, sondern auch an den ersten feldformenden Streifen unabhängig Spannung angelegt werden kann. Dadurch wird auch eine bessere Trennung von Drift- und Gasverstärkungsraum erreicht und damit die Hochspannungsstabilität der Driftzelle erhöht. Zwischen dem ersten feldformenden Streifen und der Kathode, diese ist mit dem letzten feldformenden Streifen leitend verbunden, fällt die Hochspannung kontinuierlich ab. Erreicht wird dies mittels einer Spannungsteilerschaltung, die durch eine Gasentladungsstrecke gegen Überlastung abgesichert ist. Besonderen Einfluß auf die Homogenität des Feldes im Nahbereich hat der in der Signaldrahtebene liegende zentrale feldformende Streifen. Die Verringerung der Breite des zentralen Streifens von 1.2 cm wie bei der z-Driftkammer des JADE-Experimentes /8/ auf 0.4 cm verringerte die Anisotropie des elektrischen Feldes im Nahbereich. Die Simulationsrechnungen ergaben, daß eine mit dem letzten feldformenden Streifen verbundene Kathodenebene aus dünnem Plattenmaterial im Vergleich zu einer Kathode aus einzelnen Drähten zu einem homogeneren Feldverlauf und damit zu einer Konstanz der lokalen Driftgeschwindigkeit in dieser Region führt. Diese Anordnung reduziert auch die Stärke des elektrischen Feldes an der Oberfläche der Kathode. Ein Nachteil besteht darin, daß die COZ etwa einen Tag mit Gas gespült werden muß, ehe man mit zuverlässigen Messungen beginnen kann.

#### 5. Anzahl und Anordnung der Potentialdrähte:

Der erste Driftzellenentwurf sah eine lineare Anordnung von Signal- und Potentialdrähten vor, mit jeweils einem Potentialdraht zwischen zwei Signaldrähten. Durch die Verdoppelung der Potentialdrähte und der in Abb. 2.5 dargestellten räumlichen Anordnung von Signal- und Potentialdrähten wurde ein deutlich symmetrischerer Verlauf der elektrischen Feldlinien erreicht. Diese Anordnung bewirkt auch eine bessere Trennung von Driftraum und Gasverstärkungsbereich. Die Wahl eines geeigneten Driffeldes kann deshalb weitgehend unabhängig von der Einstellung der Gasverstärkung erfolgen. Im Vergleich zur Anordnung mit nur einem Potentialdraht verringert sich außerdem das Übersprechen zwischen benachbarten Signaldrähten.

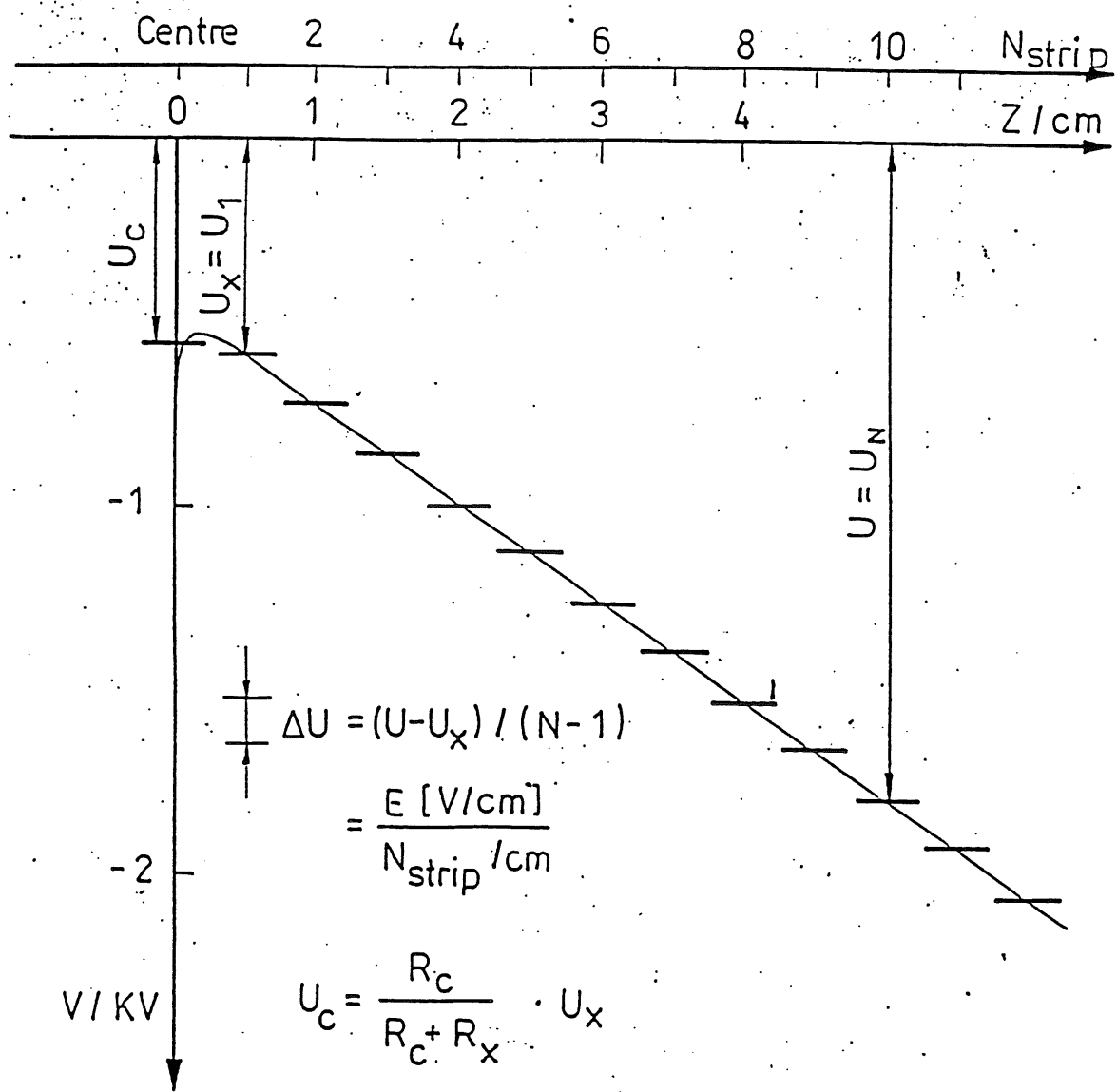
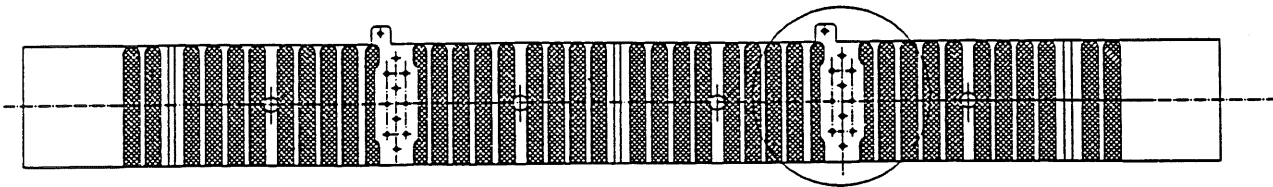
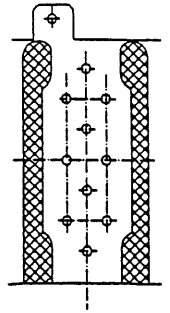


Abb. 2.4 Die durchgezogene Linie entspricht dem elektrischen Potential einer in Richtung der Signaldrähte unendlich langen Driftzelle. Durch die gewählte und hier gezeigte Anordnung und Hochspannung der feldformenden Streifen wird ein elektrisches Potential erzeugt, das diesem nahezu entspricht.

2:1



**Abb. 2.5** Schematische Darstellung eines Steges der COZ. Die grauen Flächen (Bild unten) sind die feldformenden Streifen. Der Abstand zwischen den beiden dargestellten Signaldrahtebenen beträgt 90 mm. Die Vergrößerung (Bild rechts oben) zeigt die räumliche Anordnung der Durchführungen für die vier in einer Linie angeordneten Signal- und die 2x3 Potentialdrähte der realisierten COZ-Driftzelle..

Die oben beschriebenen Erkenntnisse der Designstudien zur Entwicklung der COZ-Driftzelle wurden bei den für weitere Untersuchungen gebauten Testzellen und Prototypen bereits berücksichtigt.

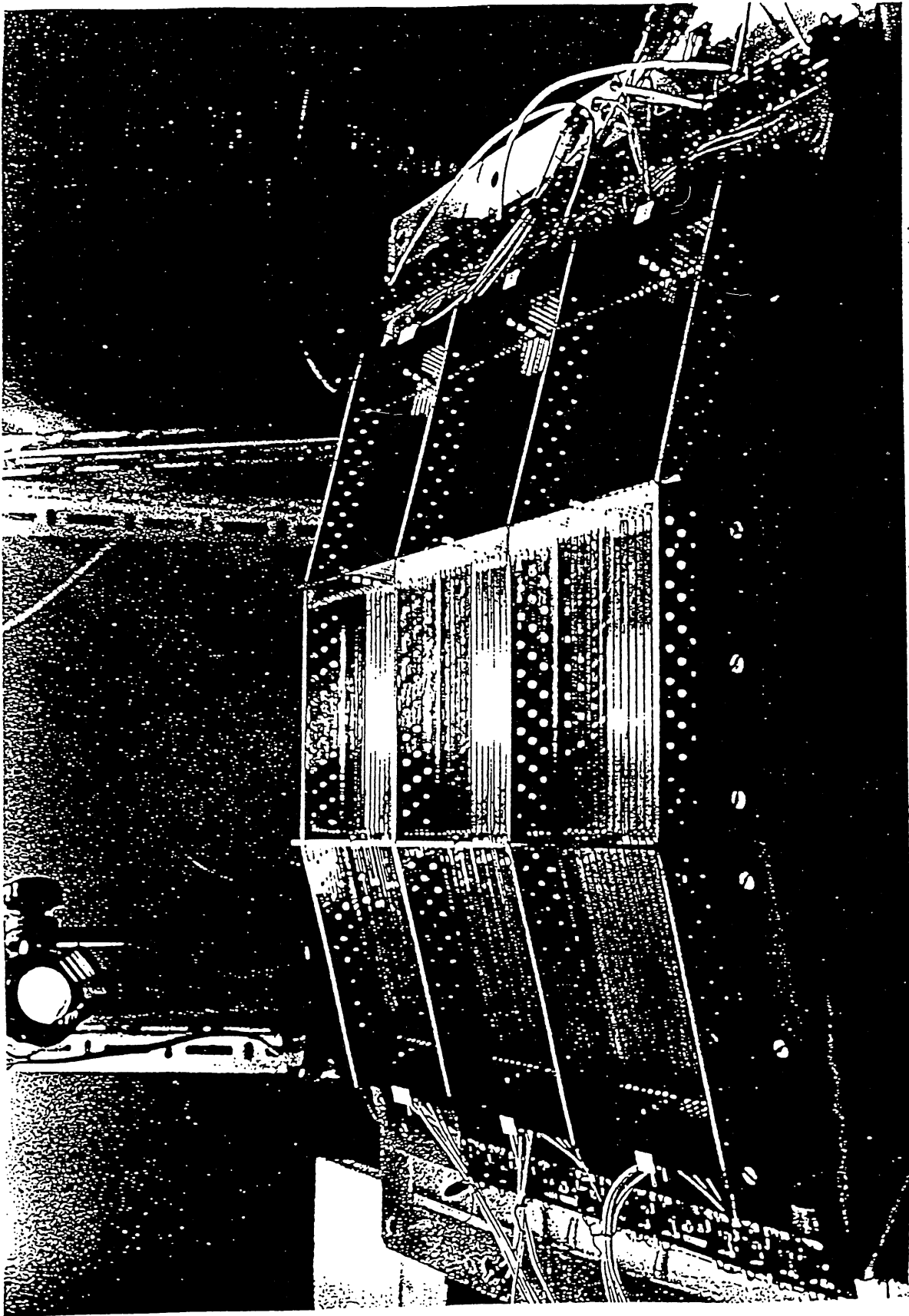
Im einzelnen waren dies:

- einfache Driftzellen,
- eine räumliche Anordnung von 3x3 Driftzellen (P1) ,Abb. 2.6 zeigt eine Fotografie,
- eine Kammer (P3) mit 3 Ringen im Maßstab 1:1 .

Die Signaldrähte bestanden aus unterschiedlichen Materialien, um mit Hilfe der Prototypen auch deren Einfluß auf die  $\phi$ -Auflösung zu untersuchen. Als Signaldrähte wurden verwendet:

- Wolfram/Rhenium 20 und 30  $\mu\text{m}$  Durchmesser
- Elgiloy 20  $\mu\text{m}$  "
- Stablohm 48  $\mu\text{m}$  "





*Abb. 2.6 Der Prototyp P3 (3x3 Driftzellen)*

Die  $\varphi$ -Koordinate der COZ wird durch Ladungsteilung bestimmt. Das Verhältnis der an den beiden Drahtenden ausgelesenen Ladungen  $Q_+$  und  $Q_-$  ist gleich dem Verhältnis der Widerstände, diese sind proportional zur jeweiligen Drahtlänge. Unter Berücksichtigung der Kalibrationskonstanten effektive Drahtlänge  $L_{eff}$  und relativem Verstärkungsfaktor  $g_r$  gilt:

$$\varphi = \varphi_0 + \pi * L_{eff} * \frac{(Q_+ - Q_- * g_r)}{(Q_+ + Q_- * g_r)} \quad (2.1)$$

$\varphi$  ist dabei die zu bestimmende Position entlang des Drahtes mit  $\varphi_0$  als Drahtmittelpunkt. Neben dem Drahtwiderstand bilden auch der Ausleseelektronik vorgeschaltete Vorverstärker und Auskoppelkondensatoren zusätzliche Widerstände an beiden Drahtenden, unabhängig von der  $\varphi$ -Koordinate. Je größer diese Widerstände relativ zum Drahtwiderstand sind, desto mehr werden die ausgelesenen Ladungen  $Q_+$  und  $Q_-$  reduziert. Der Draht erscheint infolge dieser zusätzlichen Widerstände länger. Die effektive Drahtlänge  $L_{eff}$  ist das Verhältnis von Gesamtwiderstand ( $R_{Draht} + 2R_C + 2R_{Vorverstärker}$ ) zum Drahtwiderstand  $R_{Draht}$ . Der relative Verstärkungsfaktor  $g_r$  ist das Verhältnis der Einzelverstärkungen an den beiden Drahtseiten.

Abb. 2.7 zeigt die Ladungsasymmetrie für die verschiedenen verwendeten Drähte. Der Widerstand von Elgiloy ist zu hoch, die Pulse werden zu stark gedämpft und die Ladungsasymmetrie erreicht die maximalen Werte  $\pm 1$  vor dem Drahtende. Stablohm wurde gegenüber Wolfram/Rhenium der Vorzug gegeben, weil der größere Widerstand eine bessere  $\varphi$ -Auflösung ermöglicht. Außerdem weist Stablohm eine glattere Oberfläche auf und ist mechanisch stabiler im Vergleich zu einem dünneren Draht. Dies ist von Bedeutung, da die Drähte als 24faches Polygon zu spannen sind.

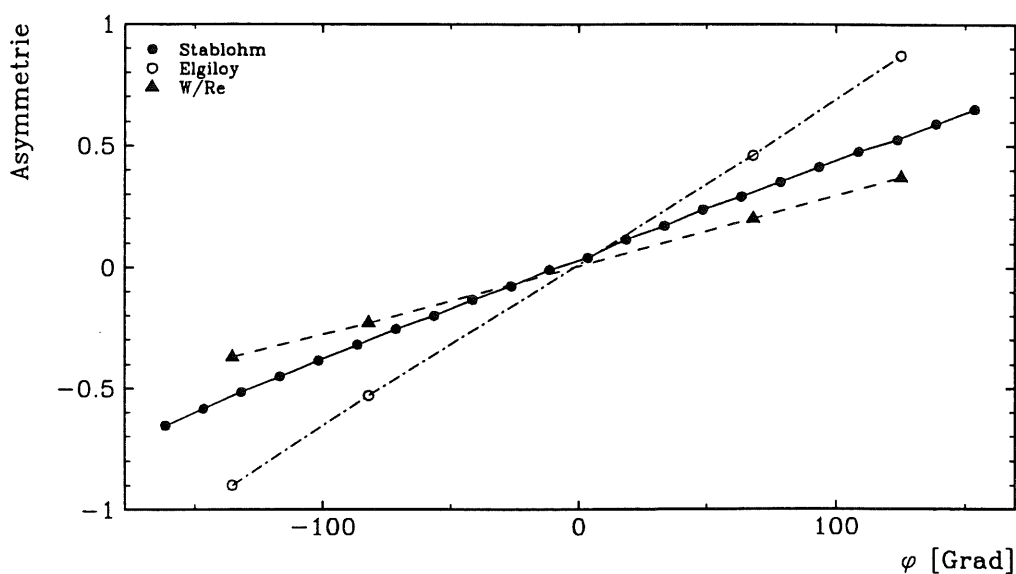


Abb. 2.7 Ladungsasymmetrie für verschiedene Materialien. Für die COZ wurde Stablohm mit einem Durchmesser von  $48 \mu m$  verwendet.

## 2.2 Aufbau und Geodäsie der Kammer

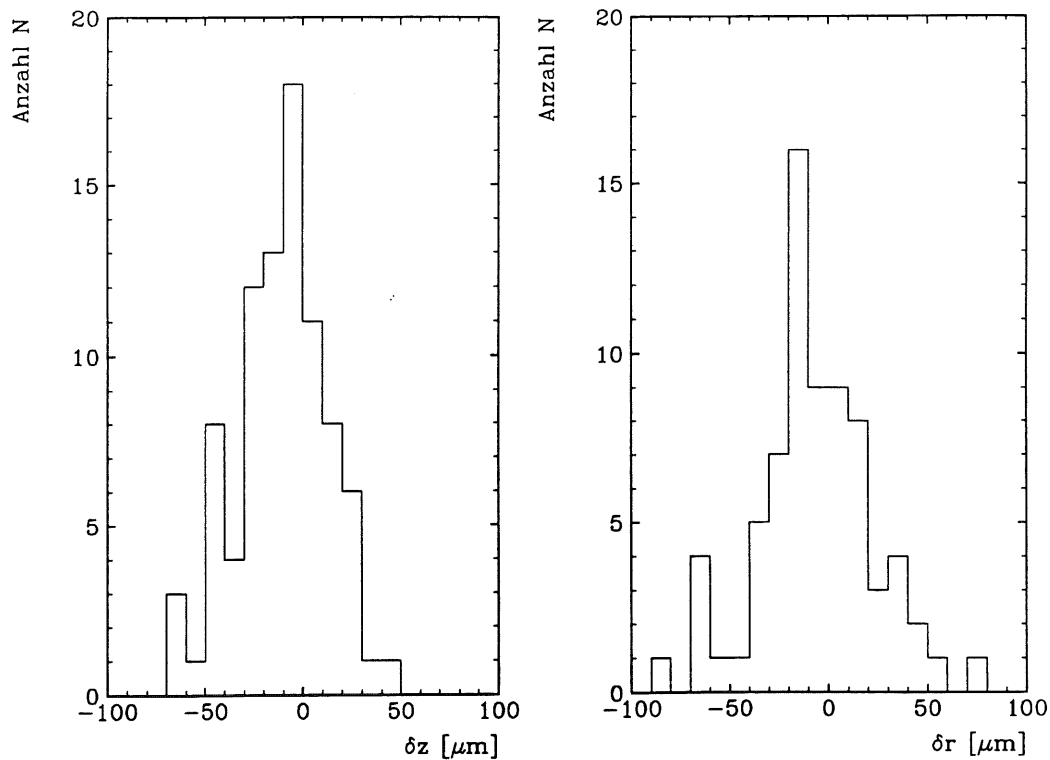
Bei der Konstruktion des Grundkörpers mußten die Anforderungen an eine geringe Materialdichte, aber auch an die notwendige mechanische Stabilität berücksichtigt werden. Tabelle 2.1 enthält eine Übersicht über die Beiträge der einzelnen Bestandteile zur Strahlungslänge der COZ.

Auf einen Hohlzylinder aus kohlefaserverstärktem Kunststoff (CFK) wurde Rohacell aufgeschäumt. Die Fertigung des 24-eckigen Polygons erfolgte auf einer Drehbank durch Abfräsen. Auf diesen von der Industrie gefertigten Grundkörper wurde Kaptonfolie mit Leiterbahnen aus Kupfer zur Feldformung geklebt. Die Folie dient der Isolierung von Grundkörper und Driftzelle. Auf die Polygonecken wurden Stege aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) mit Leiterbahnen aus Kupfer aufgelötet. Vergoldete Durchführungen aus Messing halten die Signal- und Potentialdrähte auf Distanz. Die Durchführungen müssen eine genaue Positionierung der Drähte gewährleisten. Die Bohrungen für die in die Stege eingepreßten Durchführungen wurden mit einer Präzision von 10  $\mu\text{m}$  vermessen. Abb. 2.8 zeigt die Abweichungen der Bohrungen in Richtung der r und z-Koordinate. Stege mit einer Abweichung von mehr als 70  $\mu\text{m}$  wurden ausgesondert.

Die Leiterbahnen auf beiden Seiten der Stege wurden mit denen auf dem Boden durch Löten leitend verbunden und die Stege so fixiert. Die planaren Kathodenflächen weisen Bohrungen auf, die den Gasfluß gestatten. Durch eingefräste Führungsnuten in den Stegen werden die Kathodenflächen mechanisch stabil und auf etwa 200  $\mu\text{m}$  genau positioniert. Nach dem Einbau der Drähte wurden die Signal- und Potentialdrähte mit Gewichten von 140 p bzw. 800 p gespannt /12/.

Material	d [mm]	$L_{rad}$ [cm]	$X_0$ [%]
Rohacell + CFK	(1.5 ... 5.5) +1.0	79.4	0.63
Kleber (epoxy)	0.5	31.0	0.16
Kapton-Folie	3x0.1	31.0	0.10
Kupfer	3x0.017	1.4	0.36
Gas	24.	-	-
$\Sigma$			1.25 bei 90°

Tab. 2.1 Beiträge der einzelnen Materialien zur Strahlungslänge  $X_0$  der COZ.

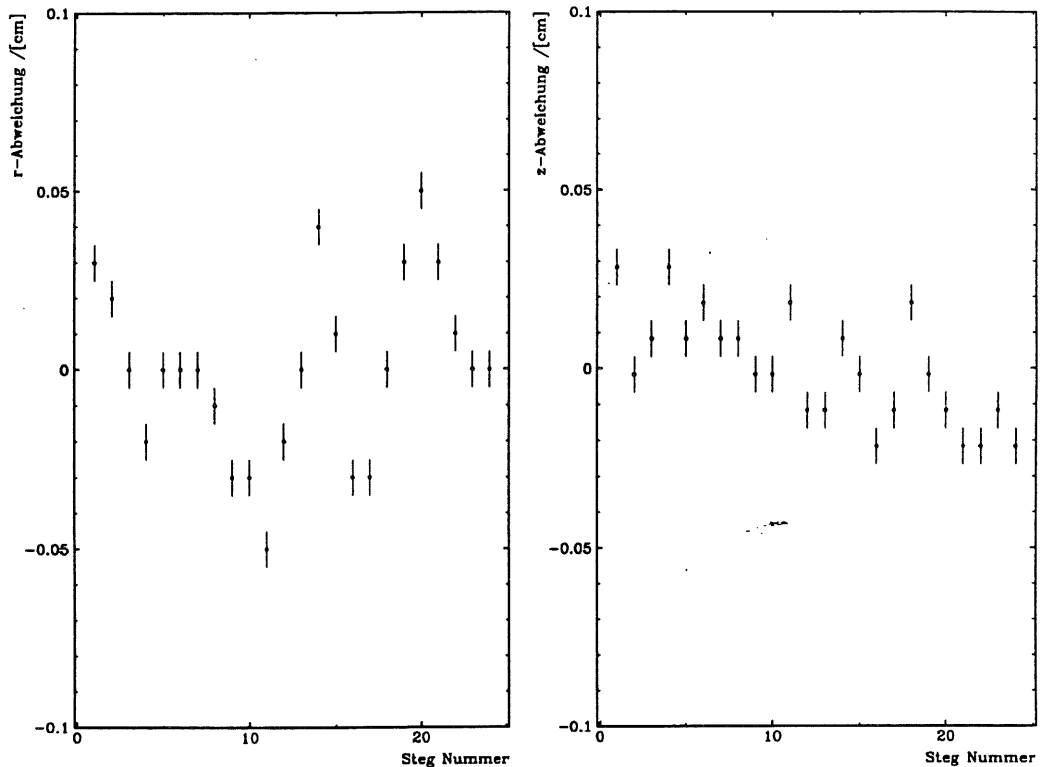


**Abb. 2.8** Abweichungen der Bohrungen von der Nominalposition der einzelnen Stege. Stege mit einer Abweichung von mehr als  $70 \mu\text{m}$  wurden aussortiert. Die Standardabweichung in  $r$  und  $z$  für die akzeptierten Stege beträgt etwa  $30 \mu\text{m}$ .

Nach dem Spannen der Drähte wurden die Signaldrahtpositionen vermessen. Nicht nur die Abweichungen von der Nominalposition in Richtung der  $z$ -Koordinate beeinträchtigt die Meßgenauigkeit, beim Verbinden von Spursegmenten oder einzelnen Meßpunkten der COZ mit Spuren der Jetkammer muß auch die radiale Position der Signaldrähte möglichst genau bekannt sein. Die Durchführungen befinden sich mit einer Genauigkeit von  $\sigma_z \approx \sigma_r \approx 30 \mu\text{m}$  an den vorgesehenen Positionen. Beim Anbringen der Stege auf dem Polygongrundkörper konnte diese Genauigkeit nicht garantiert werden, deshalb wurden mit Hilfe eines Theodoliten die  $(r,z)$ -Werte jedes einzelnen Steges auf  $100 \mu\text{m}$  genau vermessen. Abb. 2.9 zeigt die Abweichungen der Stegpositionen von der Nominalposition für einen Ring der COZ.

Die äußere Hülle besteht aus Kapton-Rohacell-Lagen und ist an den Kathodenflächen befestigt. Auf der Unterseite befinden sich feldformende Streifen, die mit den Streifen an den beiden Endstegen und damit auch mit allen übrigen feldformenden Streifen leitend verbunden sind. Die Versorgung dieser Streifen mit Hochspannung an beiden Seiten verhindert Ausfälle durch Kurzschlüsse gegen Masse. Die Auslesezone sind symmetrisch in  $\phi$  angeordnet. Dies gestattet eine entsprechende Anordnung der Vorverstärker an den Endflanschen und verringert den nichtsensitiven Bereich gegenüber einer Anordnung aller Auslesezone an nur einer  $\phi$ -Position um etwa die Hälfte.

Die Übertragung der Hochspannung zu den Signaldrähten, feldformenden Streifen und zu den Kathodenflächen, sowie die Übertragung der ausgelesenen Signale zu den Vorverstärkern, erfolgt mit in Kapton laminierten Wellenleitern /13/. Die Eigenschaften und Konstruktionsdetails dieser Wellenleiter werden im Zusammenhang mit der Ausleselektronik vorgestellt. Die Gasdichtheit der Kammer wird durch eine kupferbeschichtete Hülle aus GFK mit einer Dicke von 200  $\mu\text{m}$  gewährleistet. Das Kupfer dient der elektrostatischen Abschirmung der Kammer.



**Abb. 2.9** Schwankungen der gemessenen Stegpositionen um die Nominalposition für einen Ring der COZ. Die eingezeichneten Fehler von 100  $\mu\text{m}$  entsprechen der Genauigkeit beim Vermessen der Kammer. Diese Abweichungen werden in der Rekonstruktion bei der Umrechnung der relativ zu den Signaldrähten gemessenen Driftabstände ins globale H1-Koordinatensystem berücksichtigt.

## 2.3 Das Gas- und Hochspannungssystem

Für den Betrieb von Driftkammern wird häufig eine Mischung des Edelgases Argon mit einem organischen Kohlenwasserstoff verwendet. Das Argon, auch andere Edelgase wurden erfolgreich verwendet, weist einen geringen Einfangquerschnitt für driftende Elektronen auf, und gewährleistet eine stabile Gasverstärkung in Signaldrahtnähe. Die organischen Kohlenwasserstoffe "löschen" die Ladungswolke nach erfolgter Gasverstärkung. Es wurde gefunden, daß geringe Zusätze von Wasser- bzw. Alkoholdämpfen die Gefahr von Ablagerungen an den Signaldrähten wesentlich verringern und damit zu einer längeren Lebensdauer beitragen können /14/.

Bei der Wahl der Gasmischung ist die Abhängigkeit der jeweiligen Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke zu beachten, genauer die Änderung der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von einer Änderung des elektrischen Feldes. Bevorzugt wird die Situation, wenn die Driftgeschwindigkeit nur wenig bei einer Änderung des elektrischen Feldes variiert. Für den Betrieb der COZ bzw. der Prototypen wurden insgesamt 17 verschiedene Gasmischungen verwendet. Nach dem Einbau in den zentralen Spurdetektor wurde die COZ hauptsächlich mit Argon/Äthan (50:50) betrieben, sowohl unter Zumischung von etwa 1 % Isopropanol bzw. 0.3% Wasserdampf als auch ohne Zusätze. Mit Isopropanol war dabei im Vergleich zum Wasserdampf ein stabilerer Betrieb der Kammer möglich. Für einen kurzen Zeitraum wurde zu Vergleichszwecken auch Argon/Propan (90:10) mit etwa 1 % Isopropanol verwendet. Mit dieser Gasmischung wurde ein stabiler und effektiver Betrieb der Kammer, im Gegensatz zu Ergebnissen mit den Prototypen, nicht erreicht.

Nach 3 Jahren Datennahme wurde die COZ im Winter 1993/94 aus dem zentralen Spurdetektor ausgebaut und geöffnet. An den sorgfältig untersuchten Signaldrähten wurden keine Ablagerungen oder andere Alterungserscheinungen festgestellt. Die Untersuchungen mit einem Rasterelektronenmikroskop zeigten nur sehr geringe Ablagerungen auf den Drähten /15/.

Für einen störungsfreien Betrieb der Driftkammer ist die ständige Analyse der verwendeten Gasmischung und die Suche nach möglichen Verunreinigungen unerlässlich. Diese Aufgaben werden vom H1-Gassystem erfüllt. Für den Betrieb der COZ werden vorgemischte Gasflaschen verwendet. Die gewünschten Zusätze wie Wasserdampf oder Isopropanol werden in der Experimentierhalle NORD beigemischt. Driftkammern mit einem großen Gasvolumen werden mit einem geschlossenen Gaskreislauf betrieben, das Gas wird nach dem Verlassen des Driftkammervolumens gereinigt und erneut verwendet. Für Driftkammern mit einem kleinen Gasvolumen, dies betrifft z.B. die beiden z-Driftkammern, ist der Aufwand für die Realisierung eines geschlossenen Gassystem zu groß. Sie werden mit einem offenen Gassystem betrieben. Die Analyse der verwendeten Gase erfolgt automatisch durch eine Gaschromatographenstation. Abb. 2.10 zeigt die Zusammensetzung der für die COZ verwendeten Gasmischung. Das Verhältnis von Argon zu Äthan kann zwischen zwei vorgemischten Gasflaschen um bis zu 2 % schwanken. Dies entspricht einer Änderung der Driftgeschwindigkeit um 0.2 %. Die Analyse des Gases beim Austritt aus dem Driftkammervolumen, insbesondere die genaue Überwachung des Sauerstoffgehaltes, ermöglicht das schnelle Erkennen von Gaslecks. Dies ist bei der Verwendung von brennbaren Gasen von grundlegender Bedeutung für einen sicheren Betrieb. Tab. 2.2 gibt eine kurze Übersicht zum Gassystem der COZ. Weiterführende Aussagen zum H1-Gassystem findet der Leser in /16/.

Gasvolumen	240 l
Gasmischung	Argon/Äthan + C <sub>3</sub> H <sub>7</sub> OH (48.0 / 51.0) % + 1 %
Gasdruck, rel. zum Atmosphärendruck	typ.: 150 µbar max.: 1000 µbar
Gasfluß typisch	0.2 l/min
Gasfluß maximal	0.8 l/min
Gaskreislauf	offen

Tab. 2.2 Parameter des Gassystems der COZ.

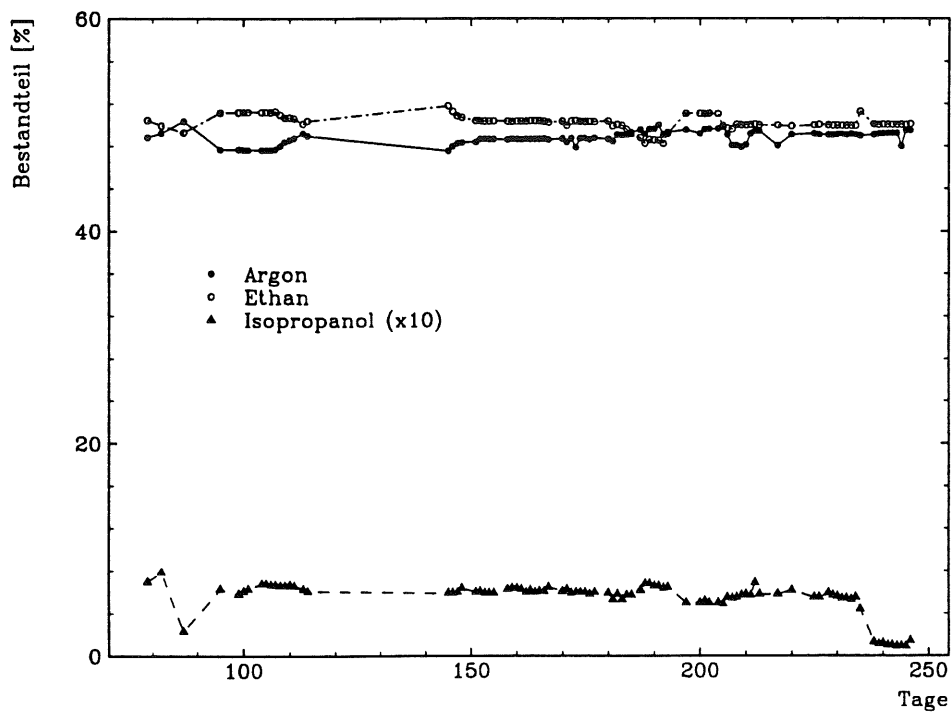


Abb. 2.10 Zusammensetzung des verwendeten Driftkammerngases für das Jahr 1993. In den letzten 10 Tagen wurde versuchsweise Wasserdampf ( $\approx 0.3\%$ ) anstelle von Isopropanol ( $\approx 0.7\%$ ) verwendet [17].

Das elektrische Feld in einer COZ-Driftzelle wird durch vier Hochspannungen beeinflusst, eine geeignete Wahl ist entscheidend für den erfolgreichen und stabilen Betrieb der Driftkammer. Die Gasverstärkung wird hauptsächlich durch die Signaldrahtspannung bestimmt. Der Gradient des elektrischen Feldes im Driftraum und damit die Driftgeschwindigkeit ist durch die Spannungsdifferenz zwischen dem ersten feldformenden Streifen und der Kathode festgelegt. Durch den zentralen feldformenden Streifen wird die Homogenität des elektrischen Feldes, vor allem im Nahbereich, bestimmt. Durch eine geeignete Wahl der Hochspannungen für die feldformenden Streifen wird auch erreicht, daß die Gasverstärkungen und Effektivität für die Innen- und Außendrähte übereinstimmen. Dabei ist zu beachten, daß sich die angelegten Hochspannungen gegenseitig beeinflussen und bei der Optimierung nicht unabhängig voneinander gewählt werden können. Bei der praktischen Hochspannungsoptimierung werden zunächst die Signaldraht- und Kathodenspannung vorgegeben. Abb. 2.11 zeigt Linien gleichen elektrischen Feldgradienten und gleicher Gasverstärkung als Funktion von Signaldraht- und Kathodenspannung. Die Spannungen für die beiden feldformenden Streifen wurden so gewählt, daß der Verlauf des elektrischen Feldes möglichst homogen ist, dies wird im Anschluß beschrieben. Die Linien gleicher Gasverstärkung sind logarithmisch aufgetragen. Durch den Einbau neuer Kondensatoren konnte die Hochspannungsgrenze für die Kathoden von -3000 V (1993) auf -3500 V (1994) erhöht werden.

Bei der Wahl der Hochspannung für den zentralen feldformenden Streifen sind zwei Randbedingungen zu beachten:

- I. hinreichende und gleiche Gasverstärkung für Innen- und Außendrähte,
- II. ein möglichst homogenes elektrischen Feld im Driftraum.

Die Gasverstärkung wird durch den ersten Townsend Koeffizienten  $\alpha$  beschrieben. Die Zunahme der Elektronenanzahl  $dN$  je Driftstrecke  $ds$  und der ursprünglich vorhandenen Anzahl an Elektronen  $N$  ist gegeben durch :

$$dN = N\alpha ds \quad (2.1)$$

Der erste Townsend Koeffizient  $\alpha$  hängt von vielen Faktoren, unter anderem auch von der elektrischen Feldstärke selbst, ab und muß experimentell bestimmt werden. Den Gasverstärkungsfaktor  $G$  erhält man durch Integration von Gleichung (2.1) vom Abstand  $R_{\min}$ , an dem die Gasverstärkung einsetzt, bis zum Radius des Signaldrahtes  $R_{sw}$ :

$$G = \frac{N}{N_0} = \exp \int_{R_{\min}}^{R_{sw}} \alpha(s) ds \quad (2.2)$$

In der Literatur /18/,/19/,/20/ findet man verschiedene Näherungen, die aus Gleichung (2.2) für die praktische Rechnung abgeleitet wurden. Die Eigenschaften des Driftkammer-gases werden dabei entweder durch den ersten Townsend Koeffizienten  $\alpha$  direkt oder durch andere Gasparameter berücksichtigt. Die große Unsicherheit bei der Bestimmung dieser Parameter führt zu einem Fehler von 20-30 % bei der Berechnung der Gasverstärkung  $G$ . Bei der Berechnung und Angabe von relativen Gasverstärkungsfaktoren spielen diese systematischen Unsicherheiten keine Rolle.



Die Forderung nach einem homogenen Verlauf des elektrischen Feldes ( $E_z, E_r$ ) führt zusammen mit der Forderung nach einem möglichst geringen elektrischen Feld an der Oberfläche der Signaldrähte zu der Aufgabe, die Spannungen für die feldformenden Streifen so zu wählen, daß die Bedingung:

$$\sum E_r = \min \quad (2.3)$$

erfüllt ist. Dabei ist über alle vier Signaldrähte zu summieren. Die Komponenten des elektrischen Feldes in  $z$  sind durch die Wahl der Gasverstärkung weitgehend festgelegt. Dies führt auf die Charakterisierung der Feldhomogenität  $\Delta H$  durch folgenden Ausdruck:

$$\Delta H = \frac{\sum E_r}{\sum E_r + \sum E_z} \quad (2.4)$$

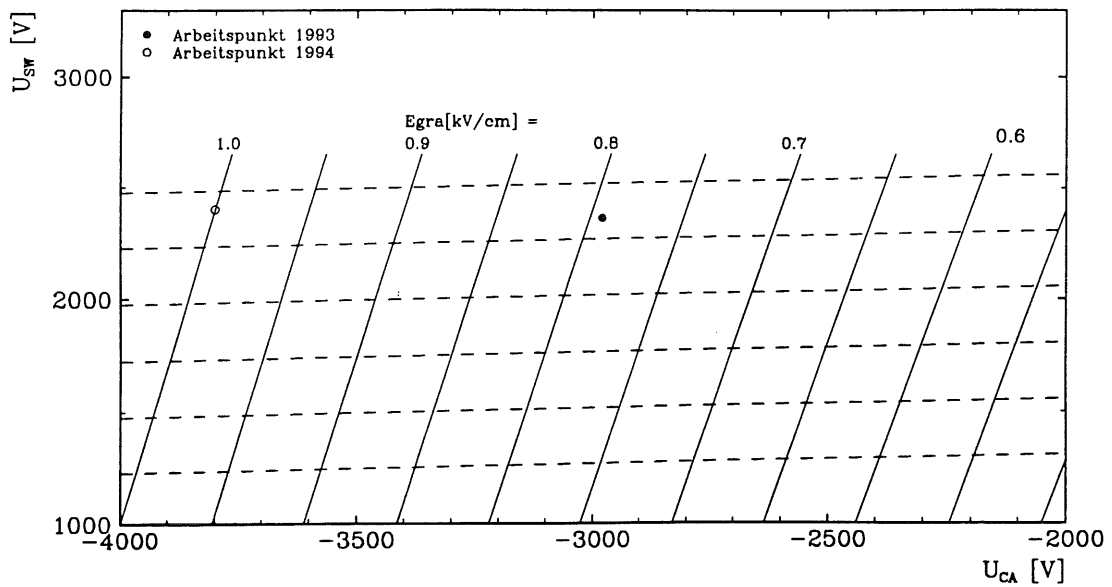
Die relative Gasverstärkung  $\Delta G$  bestimmt man aus den Gasverstärkungen der Innendrähte  $G_i$  und Außendrähte  $G_a$ :

$$\Delta G = \frac{G_i}{G_a - G_i} \quad (2.5)$$

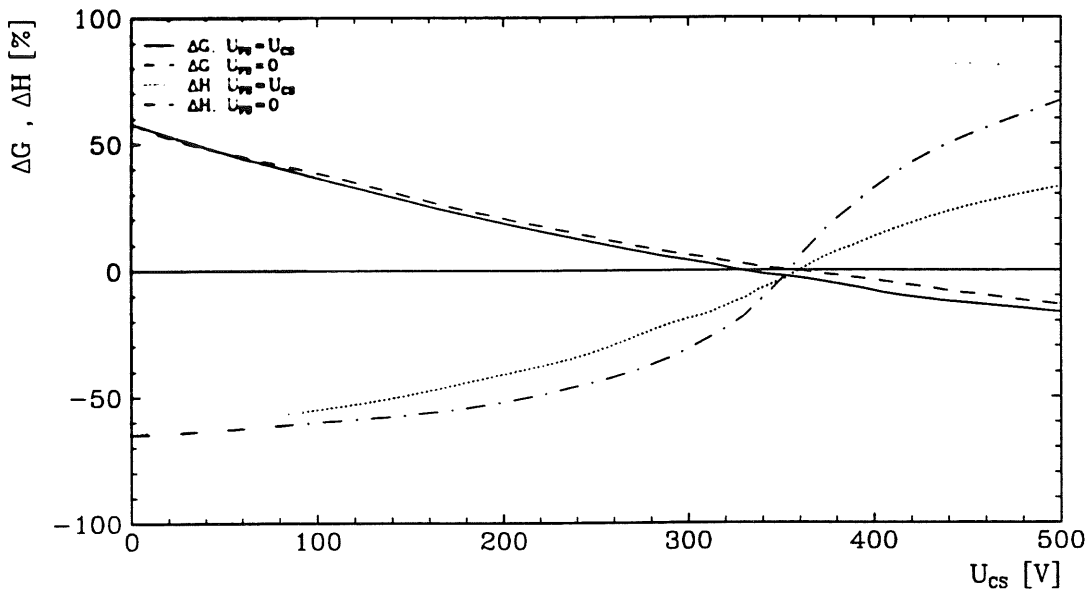
Abb. 2.12 zeigt die Änderungen dieser Größen als Funktion der Spannung für die feldformenden Streifen.

Man erkennt, daß die Forderungen nach einem homogenen Verlauf des elektrischen Feldes im Vergleich zur Forderung nach einer gleichen Gasverstärkungen für Innen- und Außendrähte zu einer leicht unterschiedlichen Wahl der Hochspannung für den ersten feldformenden Streifen führt. Der optimale Betrieb der Driftkammer erfordert somit die sorgfältige Wahl der Spannung für den zentralen feldformenden Streifen in einem Bereich von etwa 30 V.

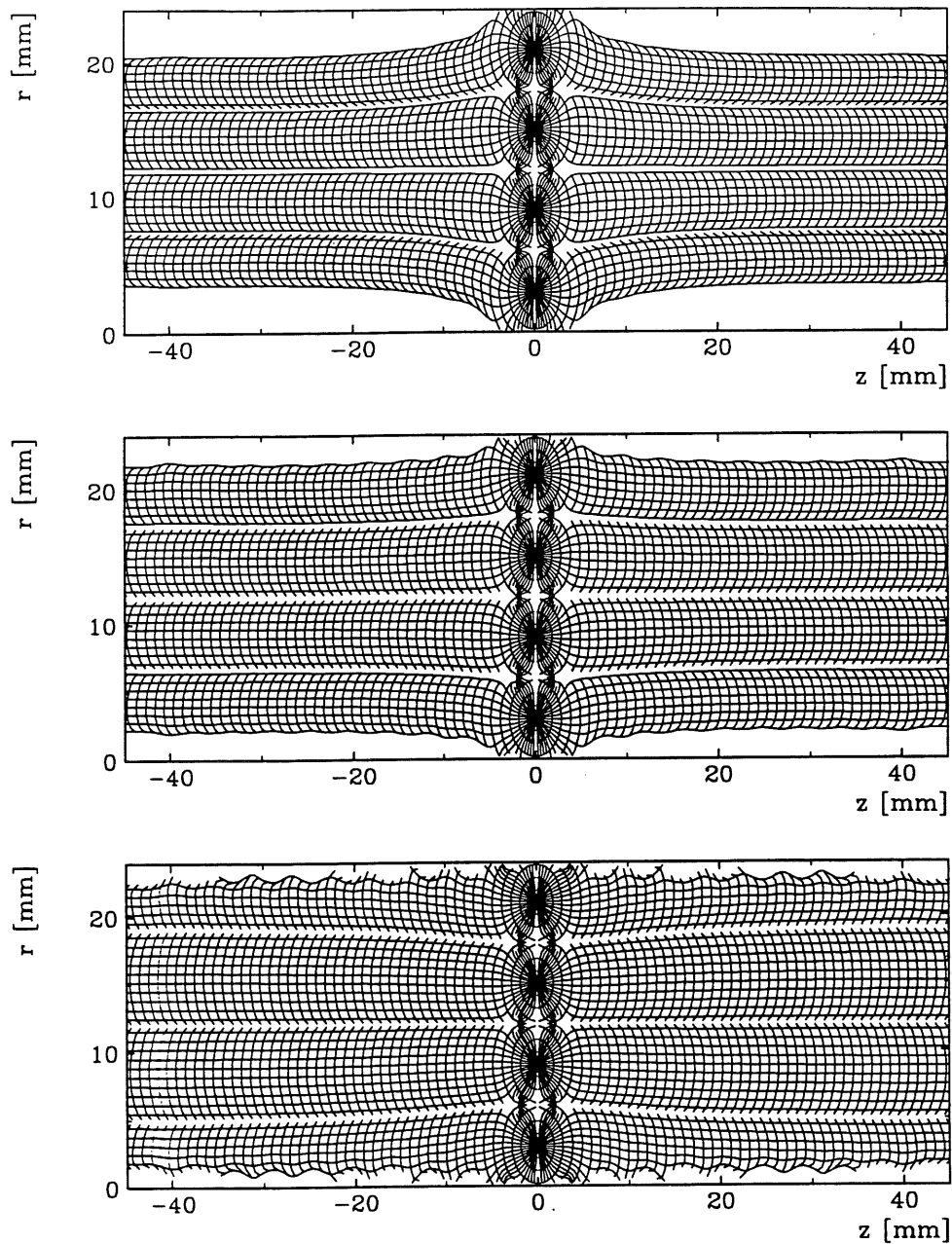
Nach diesen Optimierungsschritten sind die Hochspannungen für den Signaldraht, die Kathode und den zentralen feldformenden Streifen festgelegt. Abb. 2.13 zeigt den Verlauf der elektrischen Feldlinien bei einer Variation der Hochspannung für den ersten feldformenden Streifen. Die übrigen Spannungen wurden konstant gehalten. Der Verlauf der elektrischen Feldlinien im mittleren Bild sieht nicht nur optisch besser aus, mit dieser Einstellung wurde, im Vergleich zu einer Wahl von  $U_{FS}=0$  V, eine größere Hochspannungsstabilität der Kammer erreicht. Durch eine hohe Spannung für den ersten feldformenden Streifen wird eine gewisse räumliche Trennung von Drift- und Gasverstärkungsraum erreicht. Dies steht in Übereinstimmung mit den theoretischen Überlegungen beim Design der COZ-Driftzelle. Könnte der erste feldformende Streifen nicht separat mit Hochspannung versorgt werden, d.h. die Spannungsteilerschaltung erfolgt zwischen Kathode und zentralem feldformenden Streifen, so würde an dem ersten feldformenden Streifen eine Hochspannung von etwa -30 V anliegen. Außerdem wird durch diese Wahl der Hochspannungsparameter erreicht, daß möglichst viele Elektronen zu den Signaldrähten und nicht zu den Potentialdrähten oder den Kammerwänden driften und dort für die Signalentstehung verloren gehen.



**Abb. 2.11** Gradient des elektrischen Feldes (durchgezogen) und Linien gleicher Gasverstärkung (gestrichelt) als Funktion von Kathodenspannung  $U_{ca}$  und Signaldrahtspannung  $U_{sw}$ . Die typischen Arbeitspunkte für 1993 und 1994 sind eingezeichnet.



**Abb. 2.12** Feldhomogenität  $\Delta H$  und relative Differenz der Gasverstärkung  $\Delta G$  als Funktion der Hochspannung  $U_{cs}$  des zentralen feldformenden Streifens. Aus diesen Überlegungen leitet man eine Hochspannung  $U_{cs}$  für den zentralen feldformenden Streifen von etwa 340V ab. Der optimale Betrieb ist nur in einem Bereich von  $\pm 30$  V möglich.



**Abb. 2.13** elektrische Feldlinien und Isochronen als Funktion der Spannung  $U_{FS}$  des ersten feldformenden Streifens.

Von oben nach unten :  $U_{FS} = 350, 250, 0$  V. Die übrigen Spannungen betragen  $U_{SW}/U_{CA}/U_{CS} = 2400/-2980/350$  V.

Die Hochspannungsversorgung erfolgt mit CAEN Modulen/21/. Mit diesem flexiblen System kann die gewünschte Hochspannung mit einer Toleranz von etwa 2 V angelegt werden. Es existieren vielfältige Möglichkeiten zur Überwachung der Betriebsparameter. So kann z.B. beim Überschreiten einer frei programmierbaren Schwelle durch den fließenden Strom der betreffende Kanal oder die gesamte Kammer abgeschaltet werden. Bis Ende 1992 wurden durch eine Verteilerschaltung mehrere gleiche Hochspannungskanäle gemeinsam versorgt und monitoriert. Bei Hochspannungsinstabilitäten konnte damit nur die jeweilige Gruppe, nicht aber der einzelne Kanal festgestellt werden. Durch den Einbau weiterer CAEN-Module kann jetzt jeder Kanal einzeln betrieben werden und somit auf individuelle Anforderungen flexibler reagiert werden.

Die Steuerung der CAEN-Module erfolgt durch einen Rechner, Modell Mac II Ci. Je Hochspannungskanal werden folgende Angaben benötigt:

- die anzulegende Hochspannung  
(Signaldraht: 2360 V, zentraler feldformender Streifen: 320 V,  
erster feldformender Streifen: 280 V, Kathode: 3900 V)
- die Zeit zum Anlegen bzw. Abschalten der Hochspannung  
(Anschalten: 80 s, Abschalten: 20 s)
- den maximal erlaubten Strom und beim Überschreiten dieser Schwelle  
(Signaldraht und zentraler feldformender Streifen : 1.5  $\mu$ A  
Kathode und erster feldformender Streifen : 150  $\mu$ A)
- die Zeitspanne nach der der entsprechende Kanal oder die gesamte Kammer  
abgeschaltet wird (0.1 s für alle Spannungen)

In Klammern die entsprechenden aktuellen Werte für 1994. Diese Angaben werden auf dem Computer in Form von sogenannten Hochspannungsfiles abgespeichert, so daß bei Bedarf durch Laden eines anderen Hochspannungsfiles innerhalb von 5 bis 10 Minuten eine Änderung aller Hochspannungen erfolgen kann.

## 2.4 Die Ausleseelektronik

Das Prinzip des elektronischen Schaltbildes der COZ /22/ ist in Abb. 2.14 zu erkennen. Eine Prämisse bei der Entwicklung der Elektronik für die COZ, wie auch den übrigen H1-Driftkammern war die Verwendung des für die H1-Jetkammer entwickelten Vorverstärkers. Die Entwicklung eines eigenen Vorverstärkers nur für die COZ wurde wegen des zu großen Aufwandes nicht in Erwägung gezogen. Große Aufmerksamkeit galt der Realisierung einer möglichst störungsfreien Weiterleitung der an den beiden Drahtenden ausgelesenen Signalpulsen von den Auslesezone zu den am Endflansch angebrachten Vorverstärkern. Die Entfernung zwischen beiden beträgt, in Abhängigkeit von der Ringposition, 20 bis 120 cm.

Verschiedene Randbedingungen legten die Verwendung von flexiblen Wellenleiter ("striplines") nahe:

1. der vorhandene Platz ist gering,
2. die zusätzliche Strahlungslänge  $X_0$  der Wellenleiter ist gering,
3. sie ermöglichen eine optimale Anpassung des Widerstandes an die Kammerimpedanz und den Vorverstärker.

Die richtige Dimensionierung des Wellenwiderstandes und ein möglichst geringes Übersprechverhalten, sowie die Hochspannungsisolation waren die wichtigsten Gesichtspunkte bei der Konstruktion dieser Wellenleiter. Der Widerstand muß dem der Signalquelle angepaßt sein und damit im Falle der COZ etwa  $200 \Omega$  betragen. Unterschiedliche Widerstände bewirken störende Reflexionen des Signales am Übergang vom Signaldraht zum Wellenleiter. Eine Übersicht über den Zusammenhang zwischen Widerstand und geometrischem Aufbau bzw. den verwendeten Materialien findet man z.B. in /23/. Die berechneten und die anschließend gemessenen Widerstände stimmten für die verschiedenen gebauten und getesteten Wellenleiter überein. Besonders hervorzuheben ist, daß die Forderung nach einem Widerstand von  $200 \Omega$  keine elektrische Abschirmung der Wellenleiter erlaubte, da beidseitig abgeschirmte Signalkabel einen Widerstand von etwa  $20 \Omega$  aufweisen. Die Anordnung der Wellenleiter unterhalb der elektrischen Abschirmung verringert mögliche Einstreuungen von anderen Signalquellen.

Besondere Aufmerksamkeit bei der Konstruktion der Wellenleiter galt der Minimierung des Übersprechverhaltens. Mit Testpulsen wurde das Übersprechen zwischen zwei Auslesedrähten innerhalb eines Wellenleiters untersucht. Zum hierbei gemessenen Wert von 2.2 % muß das Übersprechen zwischen zwei benachbarten Signaldrähten innerhalb der Kammer addiert werden. Das Übersprechen beeinflusst die Signalform und bewirkt dadurch eine relative Zeitverschiebung des Signals und letztlich der berechneten z-Position. Abb. 2.15 zeigt die Verschiebung der berechneten z-Position für 1 % Übersprechen in Abhängigkeit vom Spurwinkel, bzw. der Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen den beiden Signaldrähten und für verschiedene Algorithmen zur Driftzeitbestimmung. Die Diskussion dieser Algorithmen erfolgt im nächsten Abschnitt. Gegenüber der Koordinatenauflösung von einigen  $100 \mu\text{m}$  ist der durch Übersprechen verursachte Fehler bei der Bestimmung der z-Position von  $30 \mu\text{m}$  zu vernachlässigen.

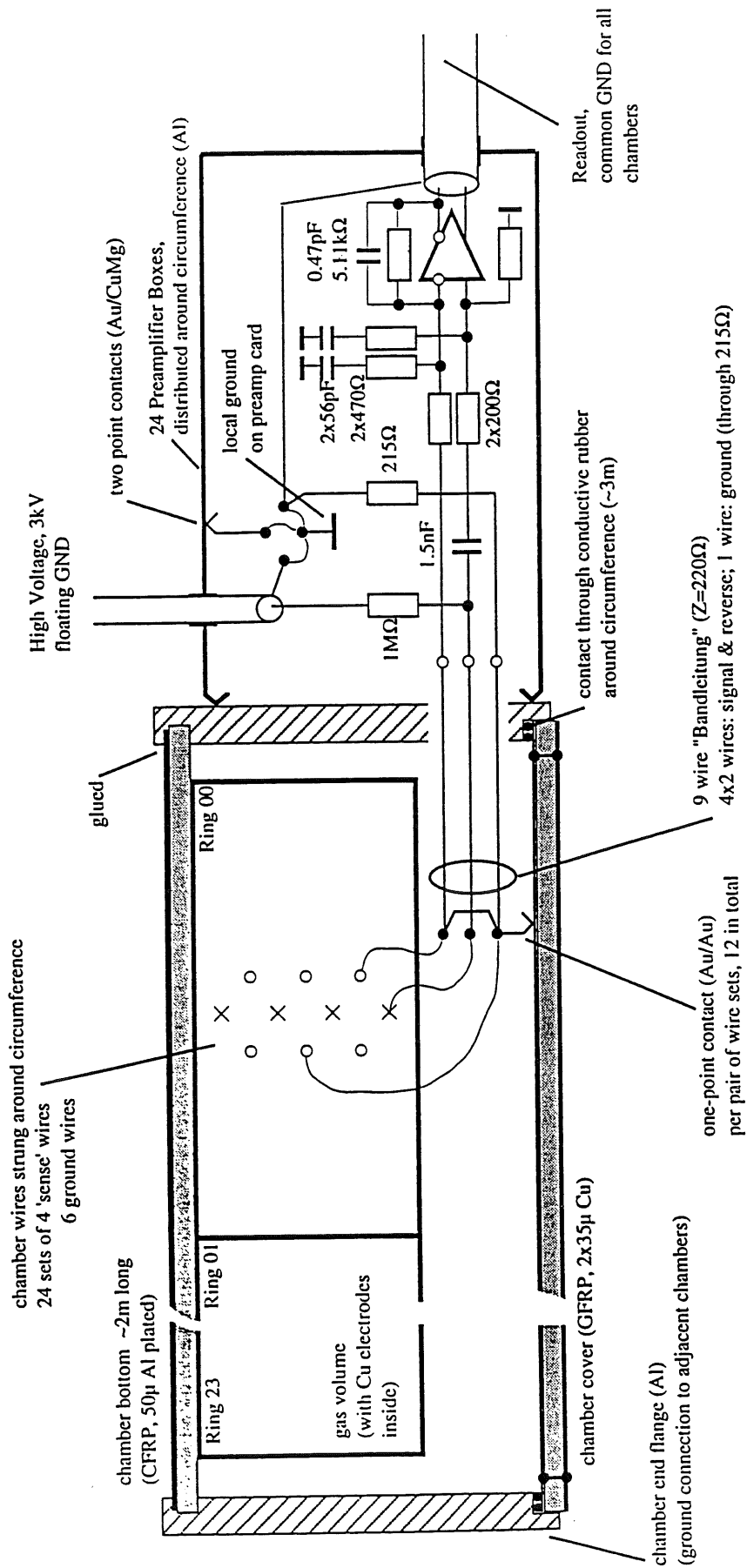


Abb. 2.14 Das elektronische Schaltbild der CO<sub>2</sub>.

Mit Hilfe von Teststrahlendaten wurde auch der mögliche Einfluß der Wellenleiter auf die Pulsform untersucht, Die in Abb. 2.16 gezeigte Anstiegszeit der Driftkammerpulse vom Pulsbeginn bis zum Pulsmaximum nimmt um 15% je Meter Wellenleiter zu. Gleichzeitig steigt die mittlere Pulsbreite (FWHM) von 55 auf 65 ns an. Diese gefundene Abhängigkeit der Pulsparameter von der Wellenleiterlänge stimmt mit Modellrechnungen überein und wird hauptsächlich durch die zusätzliche Kapazität der Wellenleiter verursacht. Die interne Kameraauflösung zeigt, wie erwartet, keine Abhängigkeit von der Länge der Wellenleiter.

Von den Vorverstärkern werden die Signale differentiell über Multikoaxialkabel zu den Eingängen der FADC (flash-analog-to-digital-converter) vom Typ F1001 geleitet. Es werden Analog-Digital-Wandler mit einer Auflösung von 8 bit verwendet. Durch die Wahl einer nichtlinearen Kennlinie wurde ein dynamischer Umfang realisiert, der dem eines linear betriebenen Wandlers mit einer Auflösung von 10 bit entspricht /24/. Die Digitalisierung der Analogsignale durch die FADC-Karten erfolgt mit einem Zeitraster von 9.6 ns. Diese Zeit wird als ein Bin bezeichnet.

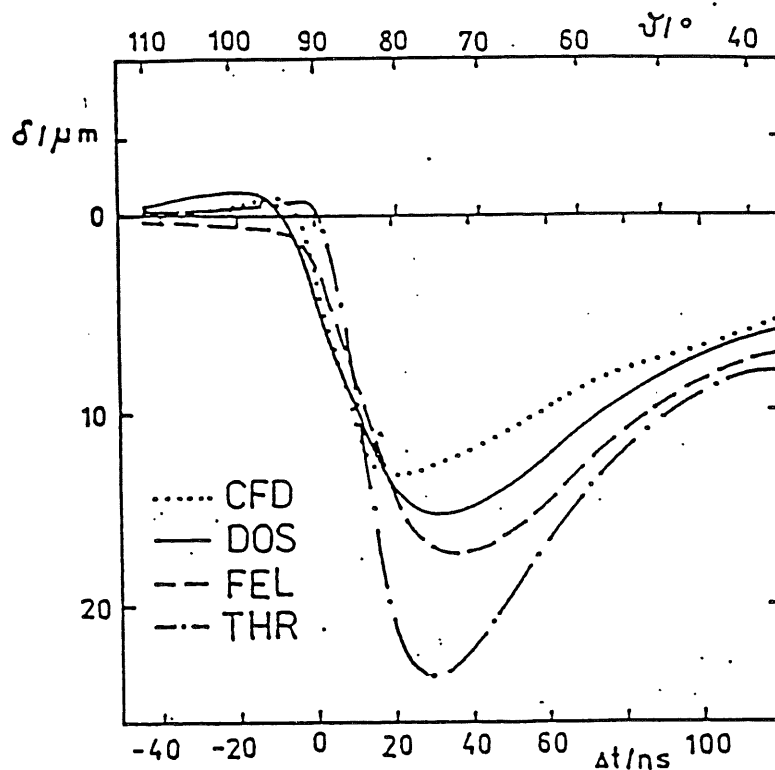
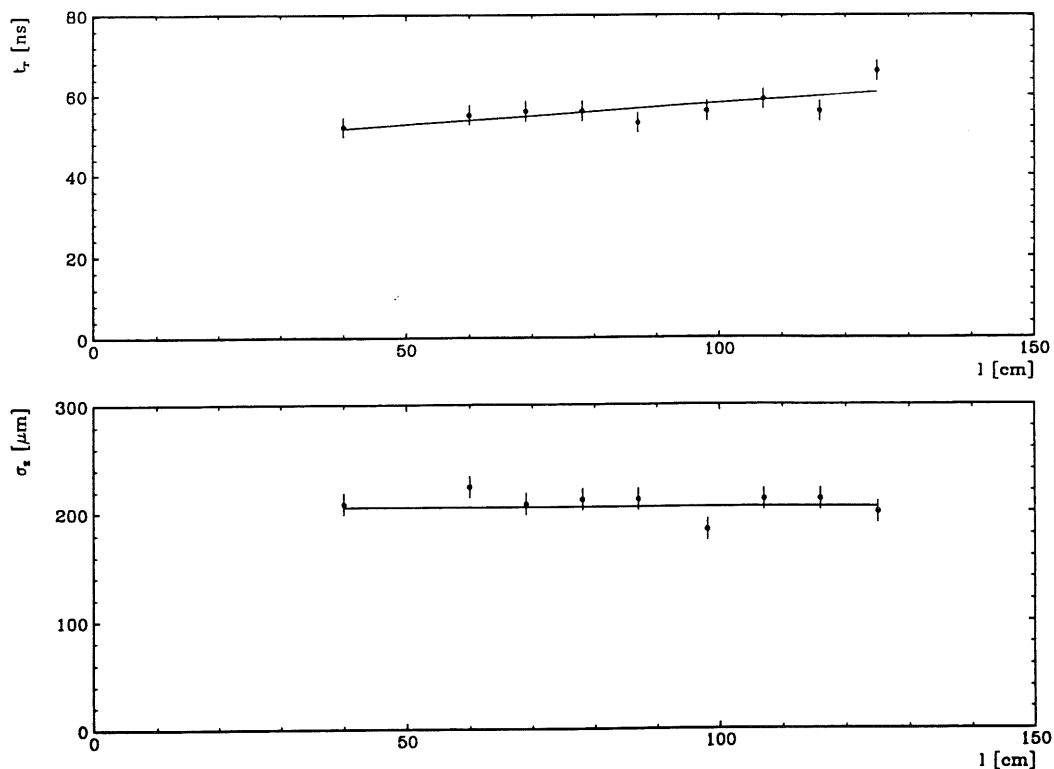


Abb. 2.15

Systematische Änderung der berechneten z-Position für 1% Übersprechen und für verschiedene Qt-Algorithmen., siehe Abschnitt 2.5.



**Abb. 2.16** *Anstiegszeit der Pulse und Auflösungsvermögen als Funktion der Wellenleiterlänge.*

Die digitalisierten Daten werden in einen zyklisch betriebenen Speicher mit einer Tiefe von 256 Worten geschrieben, d.h. die maximale Speicherzeit beträgt 2.54  $\mu\text{s}$ . Wird in dieser Zeit vom Triggersystem ein Signal zur Weiterverarbeitung gegeben, so wird der Datenaufnahmeprozess gestoppt und der Inhalt aller FADC-Speicher in einen Scanner-Speicher kopiert. Andernfalls läuft der Speichervorgang zyklisch weiter, die alten Daten werden überschrieben.

Der Vorgang des Kopierens dauert etwa 8  $\mu\text{s}$ . Dabei werden die abzuspeichernden Daten nach möglichen Signalpulsen abgesucht. Der Pulsbeginn ist durch zwei aufeinanderfolgende Bins oberhalb einer bestimmten Schwelle definiert. Das Pulsende wird dann durch die ersten beiden aufeinanderfolgenden Bins unterhalb dieser Schwelle definiert. Dadurch wird die Datenmenge um einen Faktor 10 reduziert. Diese Blöcke von Pulsandidaten werden zusammen mit jeweils 12 vorangehenden Bins abgespeichert und in der Qt-Analyse weiter verarbeitet. Dies wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.



## 2.5 Die Bestimmung von Driftzeit und Ladung (Qt-Analyse)

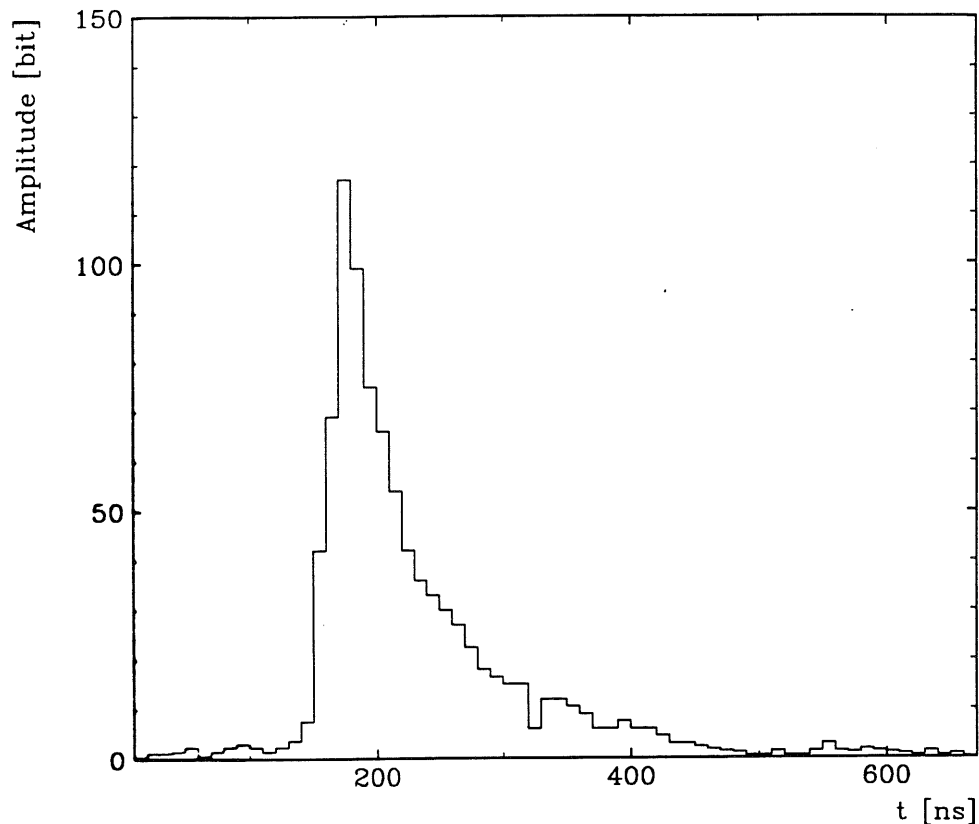


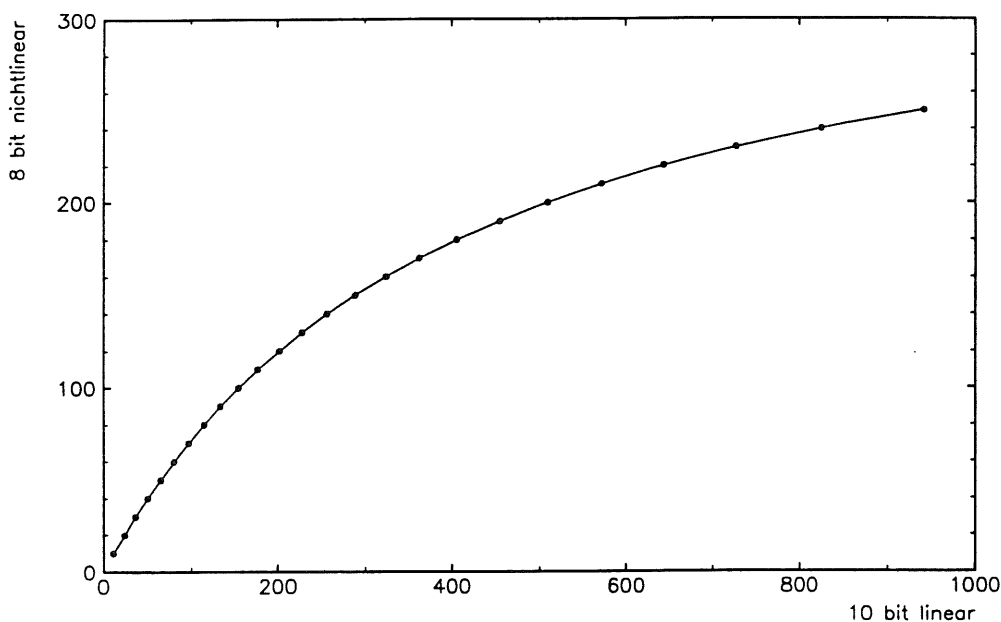
Abb. 2.17 typischer Driftkammerpuls .

Die Qt-Analyse beinhaltet die Berechnung der Driftzeit  $t$  und der beiden Ladungen  $Q_+$  und  $Q_-$  aus den digitalisierten Kammerpulsen. Da hierbei eine erhebliche Reduktion der Datenmenge erreicht wird, erfolgt die Qt-Analyse offline. Die digitalisierten Kammerpulse werden nur für spezielle Analysen mit abgespeichert. Zuerst wird die in den letzten Jahren standardmäßig verwendete Methode detailliert beschrieben, dann erfolgt ein Vergleich mit anderen möglichen Algorithmen. Nähere Einzelheiten über die einzelnen Verfahren zur Bestimmung von Driftzeit und Ladung sind z.B. in /25/ nachzulesen. Die Pulserkennung wird für jede Seite des Signaldrahtes getrennt durchgeführt, danach erfolgt die Kombination der Pulse von beiden Drahtenden.

Die Analyse der Kammersignale erfolgt in sechs Schritten:

1. Linearisierung:

Durch die Linearisierung der digitalisierten Pulse wird erreicht, daß die Amplituden der einzelnen Bins wieder proportional zur jeweils deponierten Ladung sind. Abb. 2.18 zeigt die Kennlinie des verwendeten FADC. Für kleine Pulse ist die Kennlinie nahezu linear und das Auflösungsvermögen hoch. Insgesamt erreicht man im Mittel für alle Pulse durch die Verwendung einer nichtlinearen Kennlinie mit 8 Bit Speicherumfang eine bessere Auflösung im Vergleich zu einer linearen Kennlinie mit gleichem Speicherumfang.



**Abb. 2.18** Die nichtlineare Kennlinie des verwendeten FADC. Gegenüber einer linearen Kennlinie gleichen Umfangs wird insgesamt eine bessere Auflösung der Pulse erreicht.

2. Pulserkennung:

An einen Puls werden geeignete Kriterien gestellt, um reale Teilchenpulse herausfiltern zu können.

- a.) Der Beginn eines Pulses ist durch mindestens zwei unmittelbar aufeinanderfolgende ansteigende Bineinträge definiert. Außerdem müssen beide oberhalb einer frei vorgebbaren Schwelle liegen. Diese Schwelle hat momentan den Wert 8 oberhalb des Pedestals. Die Schwellen werden dabei relativ zum Pedestalwert gewählt.
- b.) Das Pulsende ist durch die Forderung nach 2 aufeinanderfolgenden Bins unterhalb einer anderen Schwelle ( $36 + \text{Pedestal}$ ) definiert.

- c.) Durch die Forderung nach einer minimalen Pulslänge oberhalb der vorgegebenen Schwellen von mindestens 5 Bins werden vor allem zufällige Rauschsignale verworfen.
- d.) Es wird eine integrierte Ladung oberhalb eines Minimalwertes verlangt.

### 3. Pedestalbestimmung:

Aus den Bineinträgen vor Beginn jedes Pulses wird das Pedestal dieses Pulses bestimmt und bei der Ladungsintegration von den Bineinträgen des Pulses subtrahiert. Es werden maximal 12 Bins vom Scanner abgespeichert.

### 4. Bestimmung der Driftzeit:

Ein Vergleich zwischen den verschiedenen Algorithmen zur Bestimmung der Driftzeit erfolgt nach der Vorstellung der wichtigsten Pulscharakteristika auf der nächsten Seite. Momentan wird der Leading-Edge-Algorithmus verwendet. Dabei wird an die ansteigende Pulsflanke eine Gerade angepaßt. Die Gerade wird dabei aus den Amplituden bestimmt, die den steilsten Anstieg einschließen. Die Driftzeit ist der Schnittpunkt dieser Geraden mit dem Pedestalwert.

### 5. Bestimmung des Pulsintegrals:

Die Bestimmung der Ladung an beiden Drahtenden gestattet die Bestimmung der  $\varphi$  Koordinate durch Ladungsteilung. Die Integrationsgrenzen werden dabei durch den Pulsbeginn bis drei Bins nach dem Maximum bestimmt. Diese Wahl gewährleistet eine gute Genauigkeit bei der Ladungsbestimmung. Eine zu kurze Integrationslänge würde zu wenig Information ausnutzen und deshalb zu einer schlechteren Auflösung führen. Bei einer zu großen Integrationslänge würden sich zufällige Pedestalschwankungen auf der abfallenden Pulsflanke negativ auf das Ergebnis auswirken.

### 6. Kombination der Pulse von beiden Drahtenden:

Zwei Pulse von den beiden unterschiedlichen Seiten eines Signaldrahtes werden einander zugeordnet, wenn ihre jeweiligen Driftzeiten nicht mehr als 4 Bins voneinander abweichen. Diese Grenze ist die Summe aus der Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Driftzeit und der maximal möglichen Laufzeitdifferenz entlang des Signaldrahtes. Nach der Zuordnung können die Laufzeiten beider Pulse entlang des Drahtes anhand der Ladungsasymmetrie bestimmt und die Driftzeiten damit korrigiert werden.

Die Driftzeit  $t$  des Pulses wird aus den beiden Driftzeiten  $t_+$  und  $t_-$  und den entsprechenden Ladungen  $Q_+$  und  $Q_-$  bestimmt:

$$t = (t_+ \cdot Q_+ + t_- \cdot Q_-) / (Q_+ + Q_-) \quad (2.3)$$

Durch diese Wichtung der einzelnen Driftzeiten mit den jeweiligen Ladungen wird erreicht, daß der Einfluß des größeren, genauer bestimmten Pulses bei der Mittelung beider Driftzeiten dominiert. Die so bestimmte Driftzeit  $t$  des Pulses wird noch mit der Laufzeit auf den flexiblen Wellenleitern korrigiert, d.h. alle gemessenen Driftzeiten beziehen sich auf die am Endflansch angebrachten Vorverstärker. Die Ergebnisse der  $Q_t$ -Analyse werden in der CRZE Bank /49/ abgespeichert. In der Rekonstruktion werden daraus Spurrpunkte bestimmt.

Bei der Auswertung von Teststrahlendaten wurden die Ergebnisse von verschiedenen Algorithmen zur Bestimmung der Driftzeit miteinander verglichen. Die Driftzeit wurde durch folgende Bedingungen definiert:

- i. Schwerpunkt des Pulses (COG: "centre of gravity")
- ii. Schwerpunkt des positiven Teils des differenzierten Pulses (DOS: "difference of samples")
- iii. Schnittpunkt des Pulses mit einer konstanten Schwelle oberhalb des Pedestalwertes (THR: "threshold")
- iv. Schnittpunkt mit einer variablen Schwelle in Abhängigkeit vom jeweiligen Pulsmaximum (CFD: "constant fraction discriminator") /26/
- v. die Driftzeit wird durch den Schnittpunkt einer an die Anstiegsflanke des Pulses angepaßten Geraden mit dem Pedestalwert definiert (LED: "leading edge" ).

Abb. 2.19 zeigt für einen Datensatz der kosmischen Höhenstrahlung die intrinsischen Auflösungen für die Qt-Algorithmen (ii.-v.) als Funktion des Driftabstandes bzw. des Polarwinkels  $\Theta$ . Tabelle 2.3 enthält die Mittelwerte für senkrechte Spuren und für alle Driftabstände.

Die mit der (COG) Methode erzielten Ergebnisse hängen stark von dem verwendeten Integrationsintervall ab. Die besten Ergebnisse wurden erzielt, wenn als Grenzen Pulsbeginn und Pulsmaximum gewählt wurden. Das mit einer konstanten Schwelle (THR) erreichte Ergebnis ist insofern interessant, weil es zeigt, wie mit relativ einfachen Anforderungen bereits brauchbare Ergebnisse erzielt werden können. Bei der Auswahl des geeigneten Algorithmus für die laufende Datennahme mußte beachtet werden, daß er auch bei der Anwendung auf Testpulse brauchbare Ergebnisse liefert. Testpulse weisen einen steileren Anstieg auf, dies resultierte in ungenaueren Ergebnissen der vorher bevorzugten Methoden (CFD) und (COG) und der Bevorzugung des Leading-Edge-Algorithmus. Durch die Analyse von Testpulsen werden die einzelnen FADC-Karten zeitlich aufeinander abgeglichen.

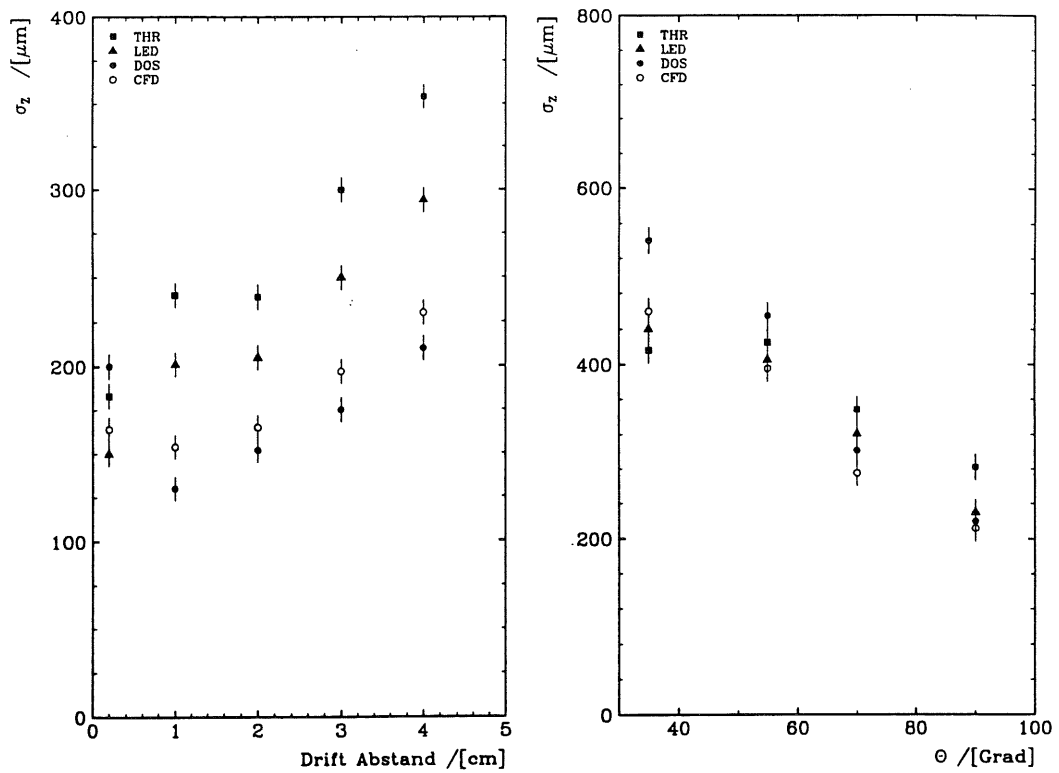


Abb. 2.19 *intrinsische Ortsauflösung für verschieden Qt-Algorithmen als Funktion von Driftabstand und Polarwinkel.*

Methode	Auflösung
COG	$250 \pm 16$
DOS	$173 \pm 4$
THR	$259 \pm 6$
LED	$222 \pm 5$
CFD	$172 \pm 3$

Tab. 2.3 *mittlere Auflösungen für verschiedene Qt-Algorithmen.*

## 2.6 Die Bestimmung der Orts-Driftzeitbeziehung

Die Umrechnung von Driftzeiten in Spurpunkte setzt die Kenntnis der Driftgeschwindigkeit  $V_d(r)$  und eine Beschreibung der Isochronen voraus. Durch die Driftgeschwindigkeit ist erst einmal nur der Driftabstand bestimmt. Einen eindeutig definierten Spurpunkt erhalten wir durch die Forderung nach Übereinstimmung zwischen dem Spurwinkel und der Tangente an die Isochronenlinie in diesem Spurpunkt. Unter Verwendung der bereits für die Konstruktion verwendeten und im Anhang beschriebenen Programme erfolgt die Berechnung der Isochronen. Die Isochronen liegen nach der Rechnung als Punktmenge vor. Die Bestimmung der Spurpunkte kann dann direkt durch eine zweidimensionale Interpolation aus den abgespeicherten Isochronenpunkten erfolgen. Weiterhin wurden die Parametrisierung der Isochronen durch folgende Modelle untersucht:

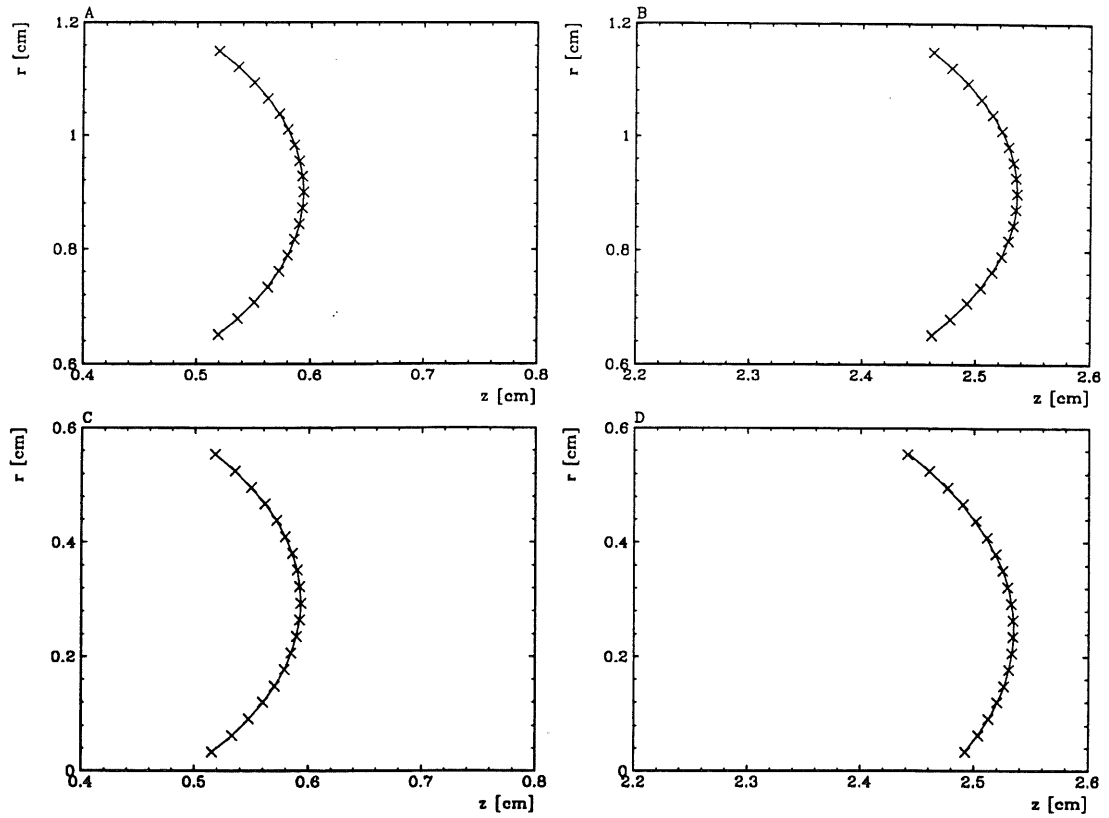
1. Kreisbögen
2. Ellipsen
3. Parabeln

Die Parameter dieser Modelle wurden durch Anpassung an die berechneten Isochronenpunkte bestimmt. Abb. 2.20 zeigt für Innen- und Außendraht und für Driftabstände von 0.5 cm und 2.5 cm die berechneten Punkte und die daran angepaßten Kreisparameter.

Zur Bestimmung der Güte dieser Modelle wurden die Abweichungen der durch diese Parametrisierungen bestimmten von den berechneten Punkten untersucht. Auch für geneigte Spurwinkel waren die Abweichungen von der mit einem feineren Gitter durchgeführten Rechnungen geringer als 30  $\mu\text{m}$ . Die Abweichungen der Modelle untereinander waren jeweils noch geringer. Dabei ist zu beachten, daß Abweichungen der parametrisierten Isochronenform vom tatsächlichen Verlauf durch die Kalibration teilweise wieder ausgeglichen werden. Diese Unsicherheit durch die Isochronenparametrisierung hat somit keinen Einfluß auf die intrinsische Auflösung. Dies wurde auch direkt durch die Bestimmung der intrinsischen Auflösung für verschiedene Isochronenparametrisierungen bestätigt. Es wurden keine Unterschiede, insbesondere nicht für geneigte Spuren, gefunden.

Realisiert wurde die Beschreibung der Isochronen durch Kreise. Diese werden jeweils durch 5 Parameter beschrieben: Radius, Kreismittelpunkt und die obere und untere Grenze des Einzugsbereiches in  $r$ . Der Kreismittelpunkt stimmt außer für kleine Driftzeiten nicht mit dem Signaldraht überein. Durch diesen Ansatz wird die Nichtlinearität der Driftgeschwindigkeit und die Form der Isochronen zur gleichen Zeit berücksichtigt. Die Abstände zwischen zwei Isochronen müssen dabei nicht äquidistant in der Zeit sein.

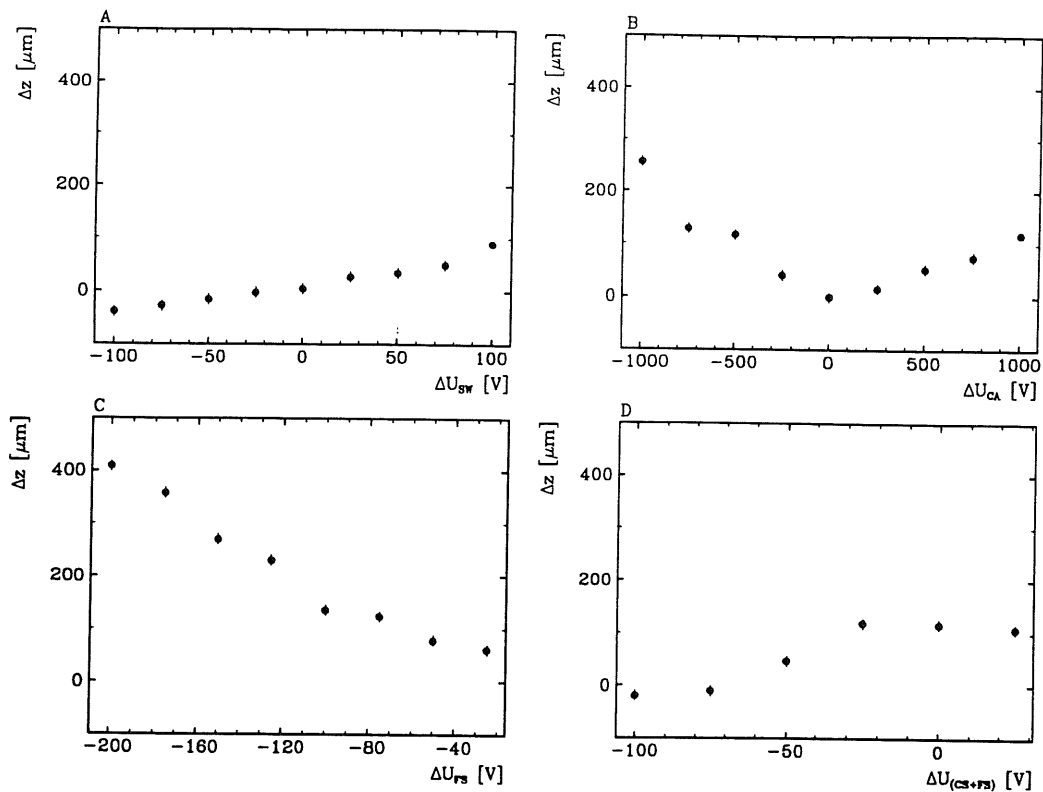
Aufgrund der Symmetrie zwischen den beiden äußeren und den beiden inneren Drähten genügt die Verwendung von zwei Isochronen-Tabellen. Dies gilt jedoch nicht für Driftzellen, in denen die Symmetrie, zum Beispiel durch einen geerdeten Draht, verletzt ist. Da jeder der 24 Ringe eine andere Hochspannung aufweisen kann, besteht die Möglichkeit für jeden Draht eine eigene Isochronentabelle zu verwenden.



**Abb. 2.20** Die Parametrisierung der Isochronen in Form von Kreisbögen, diese beschreiben die berechneten Punkte (dargestellt als Kreuze) sehr genau.

**Oben :** 2 Isochronen der Innendrähte für einen Driftabstand von 0.5 cm (A) und 2.5 cm (B).

**Unten:** 2 Isochronen der Außendrähte mit einem Driftabstand von 0.5 cm (c) und 2.5 cm (D).



**Abb. 2.21** systematischer Fehler der bestimmten z-Position bei einer Änderung von einzelnen Hochspannungen.

A: Signaldraht

B: Kathode

C: erster feldformender Streifen

D: zentraler und erster feldformender Streifen

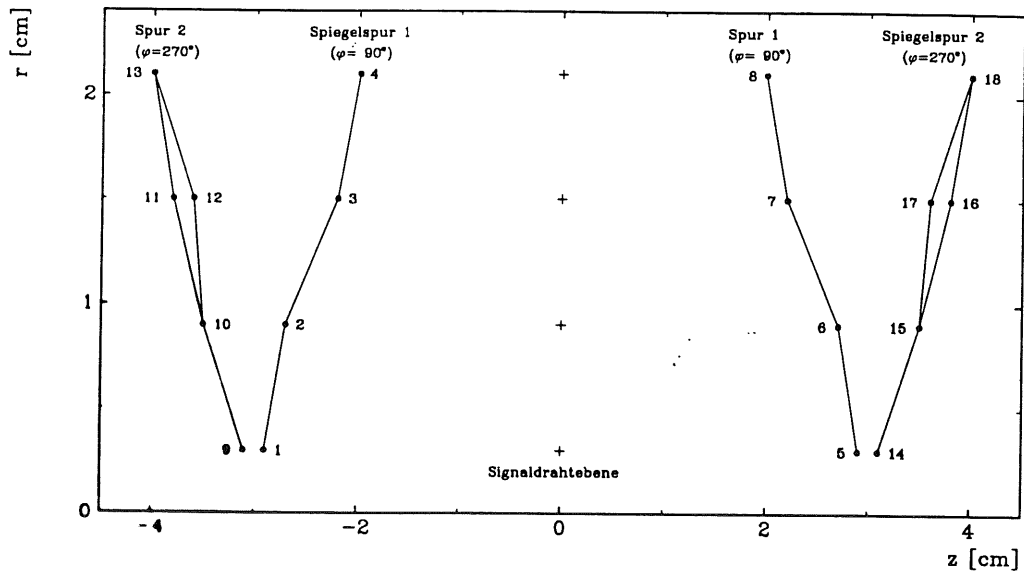
Besonders eine Änderung der Hochspannung für den ersten feldformende Streifen hat einen großen Einfluß auf die bestimmte z-Position.

Bei einem bereits gut definierten Arbeitspunkt ändern sich die gewählten Spannungen für Kathode und feldformende Streifen nicht. Die Hochspannung für die Signaldrähte ändert sich kaum um mehr als  $\pm 25$  V.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Abhängigkeit der Isochronenparametrisierung von den angelegten Hochspannungen. Es ist daher notwendig zu untersuchen, welcher zusätzliche Fehler bei der Bestimmung der z-Position durch eine Änderung einzelner Hochspannungen vom gewählten Arbeitspunkt verursacht wird und wann jeweils neue Isochronentabellen zu erstellen sind. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 2.21 für einen mittleren Driftabstand von 2.5 cm dargestellt. Insbesondere eine Änderung der am ersten feldformenden Streifen angelegten Hochspannung hat hier einen großen Einfluß. Bei einer signifikanten Änderung des Arbeitspunktes werden neue Isochronentabellen abgespeichert.



## 2.7 Die Rekonstruktion von Spursegmenten (COZREC)



**Abb. 2.22** COZ-Driftzelle mit Meßpunkten und Spurkandidaten.

Zwei Spuren mit den jeweiligen Spurpunkten und Spiegelpunkten, sowie mögliche zufällige Meßpunkte, sind schematisch dargestellt. Die Azimutwinkel der beide Spuren unterscheiden sich deutlich, so daß eine Zuordnung von Spurpunkten der beiden Spuren zueinander ausgeschlossen ist. Dagegen kann erst beim Verbinden mit Spuren der Jetkammer zwischen Spur und Spiegelspur unterschieden werden.

Aufgrund ihres Aufbaus erlaubt die Jetkammer die Bestimmung eines Zeitnullpunktes für jedes Ereignis mit einer Genauigkeit von etwa einer Nanosekunde und die Bestimmung einer groben  $z$ -Vertex Position. Bei der Rekonstruktion von Spursegmenten in der COZ erfolgt die Umrechnung der in der Qt-Analyse bestimmten Driftzeiten in  $r, z$ -Koordinaten unter Verwendung der berechneten Orts-Driftzeitbeziehung. In einem ersten Schritt werden die Informationen von jeweils zwei benachbarten Signaldrähten miteinander verbunden. Aus den beiden Driftzeiten kann eine erste Abschätzung für den Spurwinkel  $\theta$  erfolgen und damit die Isochronenkorrektur für beide Driftzeiten durchgeführt werden. Zwei Meßpunkte werden nur dann miteinander zu Dubletts kombiniert, wenn deren  $\varphi$ -Koordinaten sich nicht um mehr als das Dreifache der Meßgenauigkeit der COZ in Richtung des Drahtes voneinander unterscheiden.

Anschließend erfolgt das Verbinden der Dupletts zu Spurkandidaten mit 4 oder 3 Spurpunkten. Es werden nur Dupletts miteinander kombiniert, deren  $\varphi$ -Koordinaten und Spurwinkel  $\theta$  innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Abb. 2.22 zeigt eine COZ-Driftzelle mit zwei Spuren, den registrierten Punkten und den Ketten von möglichen

Spurkandidaten. Eine Zuordnung von Punkten der Spuren 1 und 2 ist durch die unterschiedlichen Polarwinkel  $\phi$  ausgeschlossen. Die Abweichungen der Meßpunkte von der Geraden sind um einen Faktor 5 zu groß dargestellt. Für jeden Spurkandidaten werden durch einen Geradenfit die Koordinaten der einzelnen Meßpunkte durch die Isochronenkorrektur verbessert, jetzt mit Hilfe des Spurwinkels  $\Theta$  der Geraden. Nach etwa 3 Iterationen ändern sich die Ortskoordinaten der einzelnen Spurpunkte nicht mehr und anhand des  $\chi^2$  des Spurfits wird das Spursegment akzeptiert oder verworfen. Nähere Einzelheiten sind in der Dokumentation zum H1-Rekonstruktionsprogram H1REC /50/ zu finden.

## 2.8 Auflösungsvermögen und interne Effektivität

Nachweiseffektivität und Ortsauflösungsvermögen sind die wichtigsten Größen, die den erfolgreichen Einsatz einer Driftkammer charakterisieren. Die dem Beobachter zugängliche Effektivität ist dabei das Produkt einer ganzen Analyseketten, beginnend mit der eigentlichen Kammereffektivität, der Datenauslese und der Effizienz von verschiedenen Softwareprogrammen wie Pulsanalyse, Spurrekonstruktion und dem Verbinden von Spurinformatoren von Jetkammer und z-Driftkammern. Es gibt daher nicht nur eine Effektivität, sondern es muß zwischen Effektivitäten an verschiedenen Stellen der Analyseketten, sowie zwischen der Nachweiseffektivität für einzelne Signale und der Spurrekonstruktionseffektivität unterschieden werden. Abb. 2.23 zeigt die Signal- und die Untergrundverteilung für ep-Daten. Damit ist eine erste Abschätzung der Einzeldrahteffektivität möglich. Etwa 95 % der Signale sind vom Untergrund getrennt und damit nachweisbar, dies entspricht dem mit dem Prototypen (P3) bestimmten Wert von 97 %.

Eine genauere Bestimmung ist durch die Analyse von rekonstruierten Spuren möglich. Für Spuren mit wenigsten drei gefundenen Punkten ist die Häufigkeit, mit der auch der vierte Spurpunkte vorhanden und der Spur zugeordnet werden kann, ein Maß für die Effektivität dieses Signaldrahtes. Zwischen der Einzeldrahteffektivität  $\varepsilon$  und der Wahrscheinlichkeit  $\varepsilon_{Spur}$ , mit der ein Spursegment rekonstruiert werden kann, besteht der folgende Zusammenhang:

$$\varepsilon_{Spur} = \sum_{i \geq n_{\min}}^N \binom{N}{i} \varepsilon^i (1 - \varepsilon)^{N-i} \quad (2.5)$$

Dabei ist N die Anzahl der maximal möglichen Signal. Für die COZ gilt N=4. Die Größe  $n_{\min}$  ist die minimale Anzahl an Signalen, die für eine Spurrekonstruktion gefordert wird. Abb. 2.23 zeigt die Rekonstruktionseffektivität bei einer Forderung nach

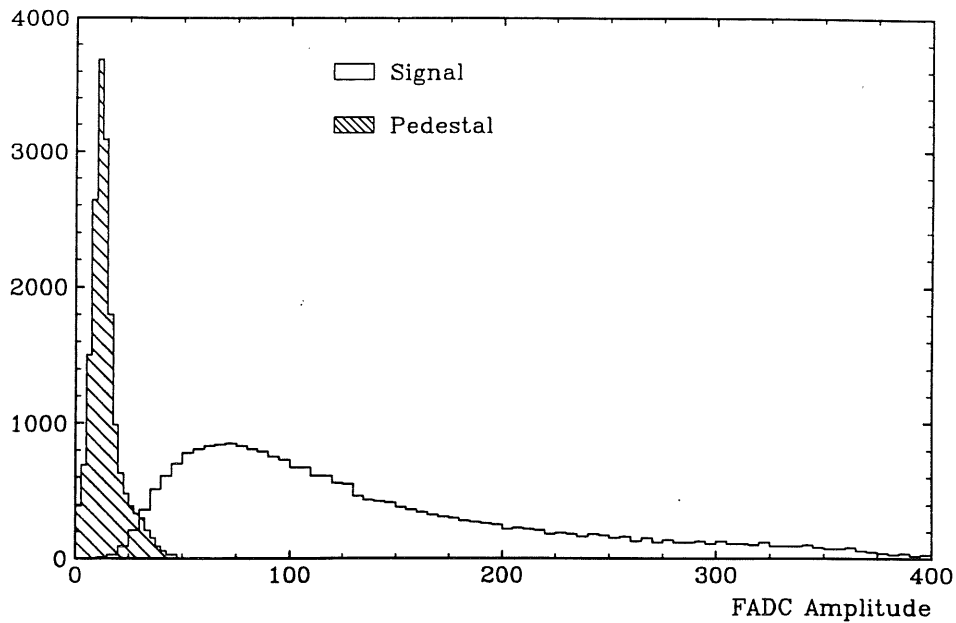


Abb. 2.23 Spektren von Signal und Untergrund (Pedestal). Mehr als 95% der Signale sind vom Untergrund getrennt und damit nachweisbar.

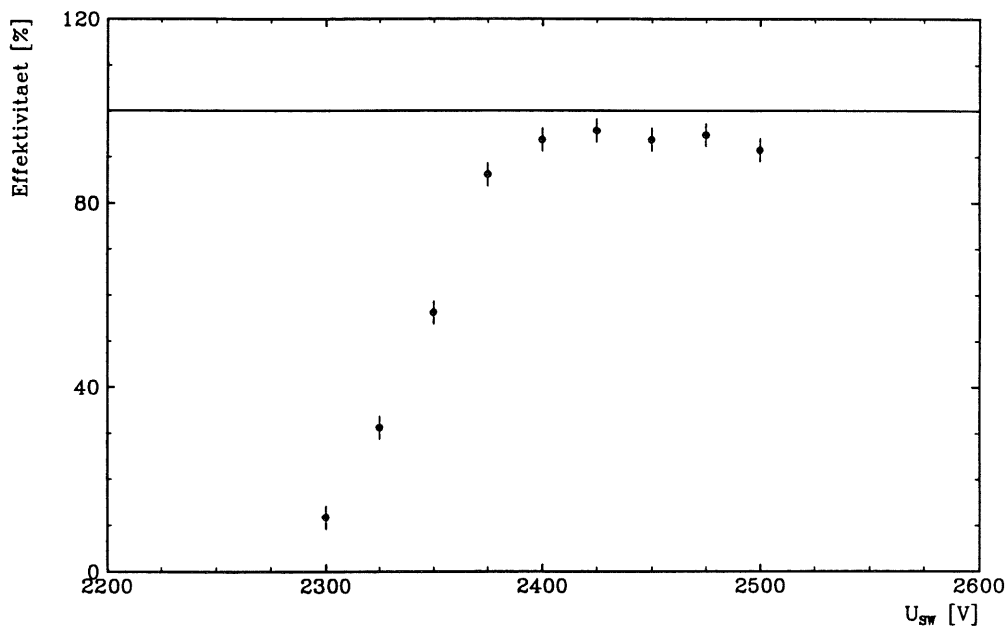


Abb. 2.24 Die mit dem Programm COZREC bestimmte Rekonstruktionseffektivität als Funktion der Signaldrahtspannung.

mindestens drei gefundenen Spurpunkten als Funktion der Hochspannung. Das Plateau mit einem Wert von etwa 95 % beginnt bei einer Signaldrahtspannung von 2400 V, dieser Wert ist jedoch nicht unabhängig von den anderen gewählten Hochspannungen. Die hier vorgestellte interne Methode der Bestimmung der Effektivität ermöglicht auch einen schnellen Vergleich der Effektivität zwischen den einzelnen Ringen der COZ. Die

Methode hat allerdings einige Nachteile. Werden z.B. Spuren aufgrund von Auslesefehlern überhaupt nicht registriert, so hat dies bei der internen Bestimmung keinen Einfluß auf die Effektivität. Der Einfluß der nichtsensitiven Bereiche der Kammer wie Auslesezone, Kathoden und Stege ist gering. Fehlkalibrierungen haben allenfalls einen geringen Einfluß. Deshalb wird in einem späteren Kapitel die Effektivität mit Methoden der externen Referenz, d.h. unter Verwendung der H1-Jetkammer, bestimmt.

Eine weitere wichtige Größe ist das intrinsische Auflösungsvermögen in Richtung des Driftfeldes. Es ist weitgehend unabhängig von der Kalibrationsgüte und ein Maß für die erreichbare Genauigkeit der Driftkammer. Die in Abb. 2.24 gezeigten Auflösungen in Abhängigkeit vom Driftabstand und vom Polarwinkel  $\Theta$  wurden unter Verwendung der im vorigen Abschnitt beschriebenen Rekonstruktion bestimmt. Für Spuren mit vier akzeptierten Punkten werden deren Abweichungen von der Geraden bestimmt. Da diese Gerade durch die Punkte selbst definiert ist, sind die so bestimmten Abweichungen im Vergleich zur intrinsischen Auflösung systematisch zu klein. Dies wird durch die Verwendung von geometrischen Korrekturfaktoren wieder ausgeglichen /27/.

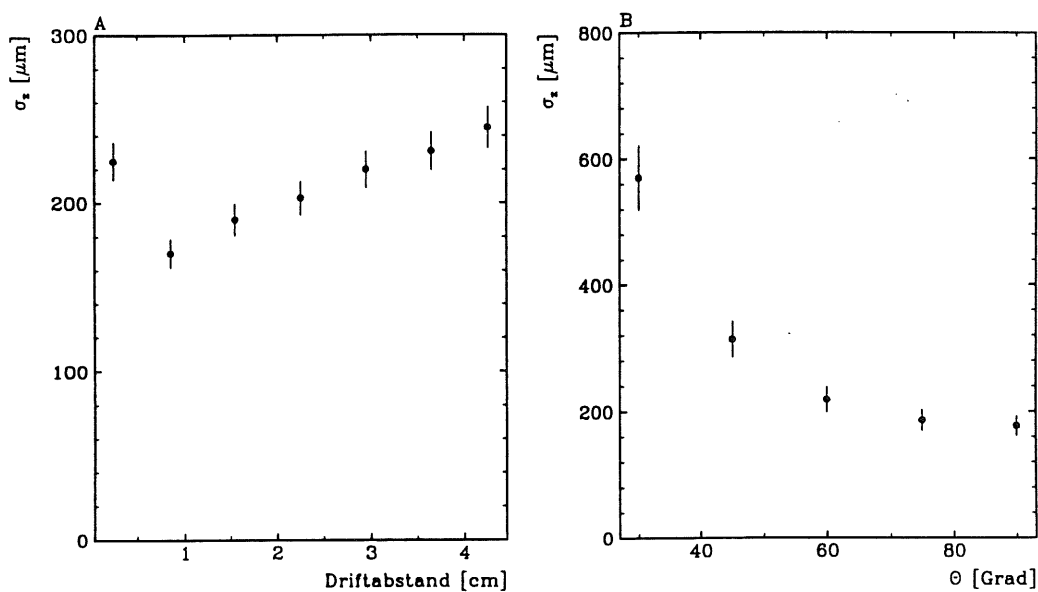


Abb. 2.25 intrinsische Auflösung als Funktion von Driftabstand (links,A) und Polarwinkels (rechts,B).

Für das Auflösungsvermögen als Funktion des Driftabstandes, siehe Abb. 2.25.A erwartet man eine Verschlechterung bei Annäherung an den Signaldraht, ein Minimum und eine durch Diffusion verursachte Verschlechterung. Einen konstanten Beitrag zum Auflösungsvermögen erhalten wir durch die Zeitauflösung der Elektronik, durch das Signal- zu Untergrundverhältnis und durch den Einfluß von  $\delta$ -Elektronen.

Die eingesetzte Elektronik arbeitet digital, daher ist die Zeitauflösung begrenzt. Die Anstiegszeit der Pulse ist kürzer als das Reaktionsverhalten der Elektronik. Das Signal- zu Untergrundverhältnis bestimmt die Genauigkeit, mit der die Driftzeiten während der Pulsanalyse bestimmt werden können. Je größer das Untergrundrauschen im Verhältnis zum Signal ist, desto ungenauer wird die Zeitbestimmung durch den Einfluß von Pedestalschwankungen. Deltaelektronen entstehen durch zentrale Stöße des ionisierenden

Teilchens mit den Gasmolekülen. Dabei wird soviel Energie übertragen, daß die entstehenden Elektronen ihrerseits sofort weitere Moleküle ionisieren können. Dies führt zu einer scheinbaren Verbreiterung der Teilchenspur unabhängig von der Entfernung zum Signaldraht.

Die Verschlechterung des Auflösungsvermögens bei Annäherung an den Signaldraht wird auch durch die Statistik der Primärionisation hervorgerufen. Die Zahl der pro Längeneinheit entstehenden Ionisationspaare und deren Abstände zueinander entlang der Spur sind statistisch verteilt. Die als Puls registrierten Elektronen entstehen daher in einer gewissen Entfernung vom Ort mit der kürzesten Driftzeit, dieser jedoch wird in der Rekonstruktion als wahrscheinlichster Ort der Ladungsentstehung angenommen. Die Größe dieses Effektes hängt von der Krümmung der Isochrone ab, je stärker diese gekrümmt ist, desto größer ist dieser Effekt, siehe Abb. 2.26. Dies trifft insbesondere auf den Nahdrahtbereich des Signaldrahtes zu. Im homogenen Feldbereich mit annähernd gleich stark gekrümmten Isochronen ist dieser Effekt kleiner und liefert einen konstanten Bereich zur Auflösung.

Die Diffusion der driftenden Elektronen führt zu einer Verbreiterung der Ladungsverteilung. Die Verschlechterung der Ortsauflösung infolge von Diffusionsvorgängen ist proportional zur Wurzel aus der Driftstrecke.

Die Anstiegsflanke von Driftkammerpulsen ist mit zunehmendem Winkel zu den Signaldrähten stärker verschliffen, die Driftzeitbestimmung wird ungenauer. Deshalb ist das Auflösungsvermögen für Spuren parallel zu den Signaldrähten am besten und nimmt mit zunehmendem Winkel ab, siehe Abb. 2.25.B.

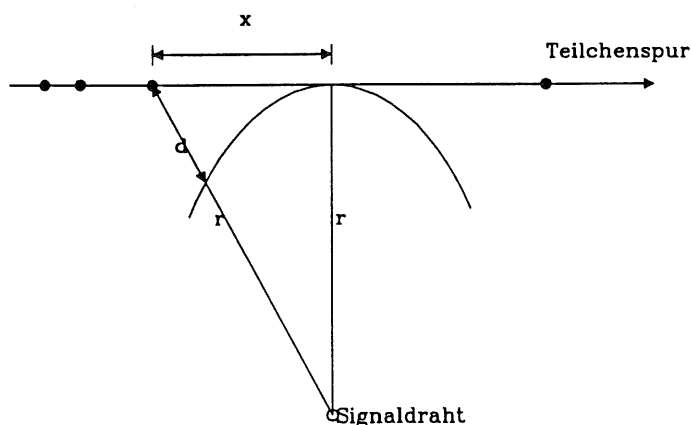
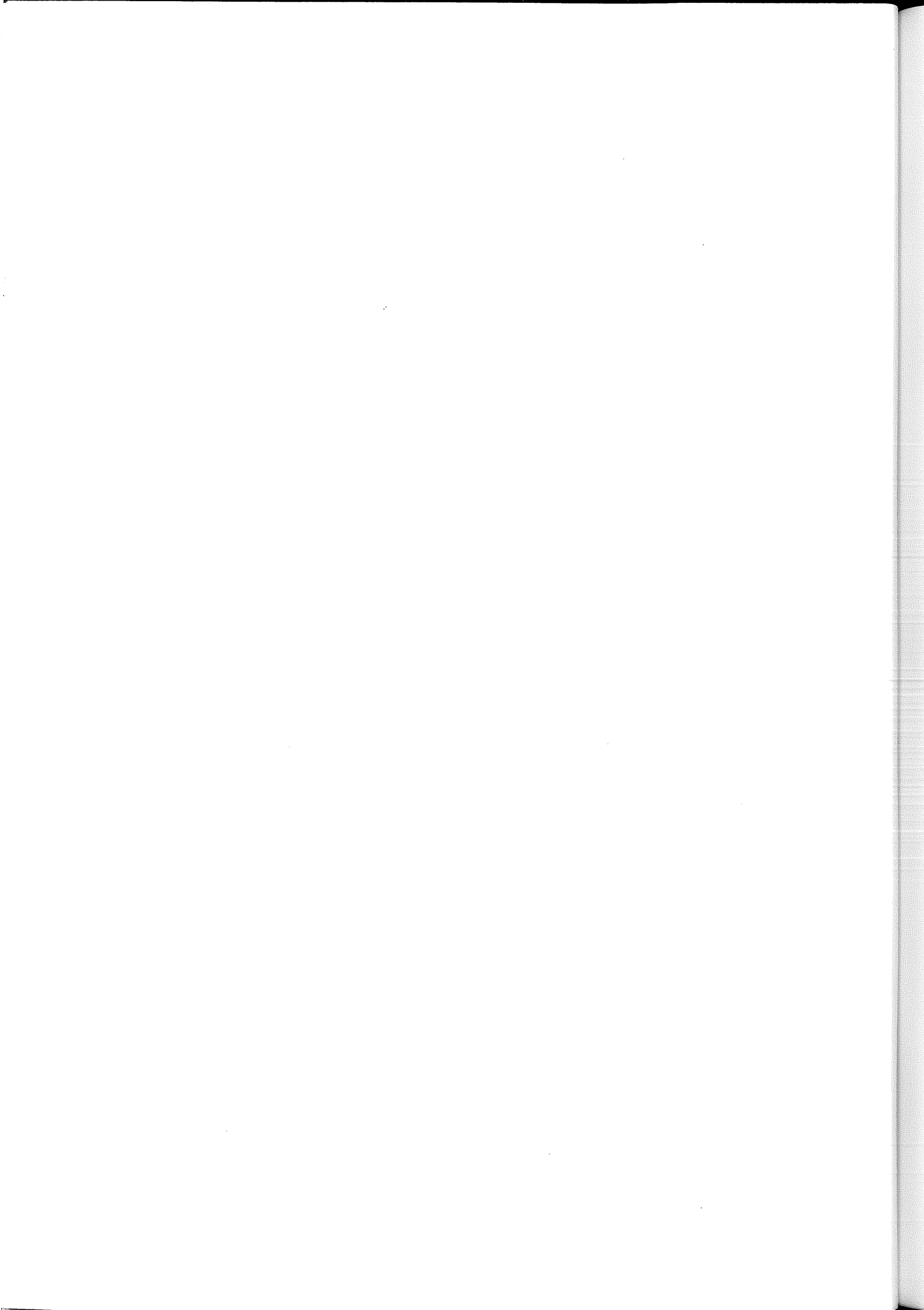


Abb. 2.26 Einfluß der Statistik der Primärionisation auf die Ortsauflösung



### 3. INTERNE KALIBRATION DER COZ

#### 3.1 Übersicht über die Kalibrationskonstanten

Die Rekonstruktion von Teilchenspuren setzt die präzise Bestimmung aller Kalibrationskonstanten der COZ voraus. Diese werden im folgenden eingeführt und es wird abgeschätzt, mit welcher Genauigkeit diese Konstanten bestimmt werden müssen.

gemessene Größe	berechnete Koordinate	Kalibrationskonstanten
Driftzeit $t_{Qr}$	Driftabstand $z$	Zeitnullpunkt $t_0$ , $\Delta t_{COZ}^{Draht}$ Driftgeschwindigkeit $V_d$
Ladungen $Q_+$ , $Q_-$	Azimutwinkel $\varphi$	effektive Drahtlänge $L_{eff}$ relativer Verstärkungsfaktor $g_r$

**Tab. 3.1** Übersicht über die zu bestimmenden Kalibrationskonstanten der COZ

In der Pulsanalyse (Qt) werden für jeden registrierten Puls die Driftzeit  $t_{Qr}$  und die beiden Ladungsintegrale  $Q_+$  und  $Q_-$  bestimmt. Die einem Puls zugeordnete z-Koordinate wird entsprechend der Beziehung:

$$Z = Z_{sw} + \int_{t_0}^T V_d(t) dt \quad (3.1)$$

aus der Driftzeit berechnet. Hierbei ist  $Z_{sw}$  die z-Koordinate des entsprechenden Signaldrahtes.  $V_d(t)$  bezeichnet die Driftgeschwindigkeit als Funktion der Driftzeit entlang der elektrischen Feldlinien, die den Driftweg vom Ort der jeweiligen Primäronisation zum Signaldraht definieren. Die Driftgeschwindigkeit ist theoretisch nicht besser als auf etwa 5 % berechenbar, da die hierfür verwendeten Ansätze (siehe Anhang) nur Näherungen darstellen, und mit Abweichungen des Feldverlaufes und der Gaszusammensetzung von den Nominalwerten zu rechnen ist. Die theoretische Berechnung der Driftgeschwindigkeit  $V_d(E)$  als Funktion der Feldstärke wird daher nur zur Vorhersage von relativen Änderungen der Driftgeschwindigkeit benutzt. Der absolute Wert muß mit Daten bestimmt werden. Vor dem Schließen der Kammer wurden

die Positionen der Signaldrähte mit einer Genauigkeit von 100  $\mu\text{m}$  vermessen. Methoden und Ergebnisse wurden bereits im Zusammenhang mit der Geodäsie der COZ vorgestellt.

Die in der Pulsanalyse bestimmte Zeit  $t_{Qt}$  stimmt mit der wahren Driftzeit aus verschiedenen Gründen nicht überein und muß deshalb korrigiert werden. Zum einen unterscheiden sich die ermittelten Driftzeiten je nach verwendetem Qt-Algorithmus um bis zu 50 ns voneinander. Außerdem können Auslese- und Triggersystem nicht mit der geforderten Genauigkeit zueinander synchronisiert werden. Dazu kommt die unterschiedliche Zeitauflösung der einzelnen Komponenten des H1-Triggersystems im Bereich von bis zu 20 ns. Diese, durch Kalibration zu bestimmende Korrektur wird Zeitnullpunkt genannt. Sie ist global für die gesamte Kammer und, aufgrund der unterschiedlichen Kabellängen, für jeden Ring einzeln zu bestimmen.

Wegen der beschränkten Zeitauflösung des H1 Triggersystems ist es außerordentlich wichtig, daß die H1-Jetkammer den Zeitnullpunkt individuell für jedes Ereignis bestimmen kann. Dazu dienen lange Spuren, die die Signaldraht- und Kathodenebenen der Jetkammer kreuzen. Auch können mit Hilfe der Jetkammer Spuren, die von einem anderen Teilchenpaket stammen, erkannt und somit die zeitliche Differenz von 96 ns zwischen zwei Teilchenpaketen auch für die COZ berücksichtigt werden. Dies kann mit der COZ allein nicht festgestellt werden. Deshalb wird der Zeitnullpunkt der COZ  $t_{COZ}$  nicht direkt, sondern relativ zum ereignisabhängigen Zeitnullpunkt  $t_{cjc}$  der Jetkammer bestimmt. Die Vorgehensweise in der Kalibration muß mit der in der Rekonstruktion identisch sein.

Die in der Qt bestimmte Driftzeit wird also folgendermaßen korrigiert:

$$t_{drift} = t_{Qt} - t_{cjc} - t_{COZ} - \Delta t_{COZ}^{Draht} \quad (3.2)$$

Dabei ist  $\Delta t_{COZ}^{Draht}$  die individuelle Abweichung des Zeitnullpunktes für den entsprechenden Signaldraht vom globalen Zeitnullpunkt der gesamten Driftkammer.

Die Genauigkeitsanforderungen bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten Driftgeschwindigkeit und Zeitnullpunkt der COZ orientieren sich am intrinsischen Auflösungsvermögen der z-Koordinate. Dies beträgt, gemittelt über alle Driftabstände und Polarwinkel, etwa 350  $\mu\text{m}$ . Verlangen wir, daß der durch Kalibration bedingte zusätzliche Fehler maximal die Hälfte der intrinsischen Auflösung beträgt, so entspricht dies bei einer Driftgeschwindigkeit von 50  $\mu\text{m}/\text{ns}$  einer Genauigkeitsanforderung bei der Bestimmung des Zeitnullpunktes von 3.5 ns. Bei einer maximalen Driftstrecke von 4.5 cm muß demnach die Driftgeschwindigkeit auf 0.5 % genau bestimmt werden.

Eine weitere zu bestimmende Größe ist die relative Positionierung der beiden z-Driftkammern zueinander. Bei der Montage des H1- Spurkammersystems können diese nur mit einer begrenzten Genauigkeit gegeneinander ausgerichtet werden. Diese Unsicherheit liegt im Bereich von einigen 100  $\mu\text{m}$  und führt zu einer systematischen Verschiebung der Vertexposition und zur Ineffizienz beim Verbinden (Link) der Informationen der verschiedenen Spurkammern. Die Bestimmung dieser Größe kann erst nach einer Zuordnung von Jetkammerspuren und Spursegmenten der z-Driftkammern erfolgen. Methoden und Ergebnisse werden im Zusammenhang mit der externen Kalibration vorgestellt.



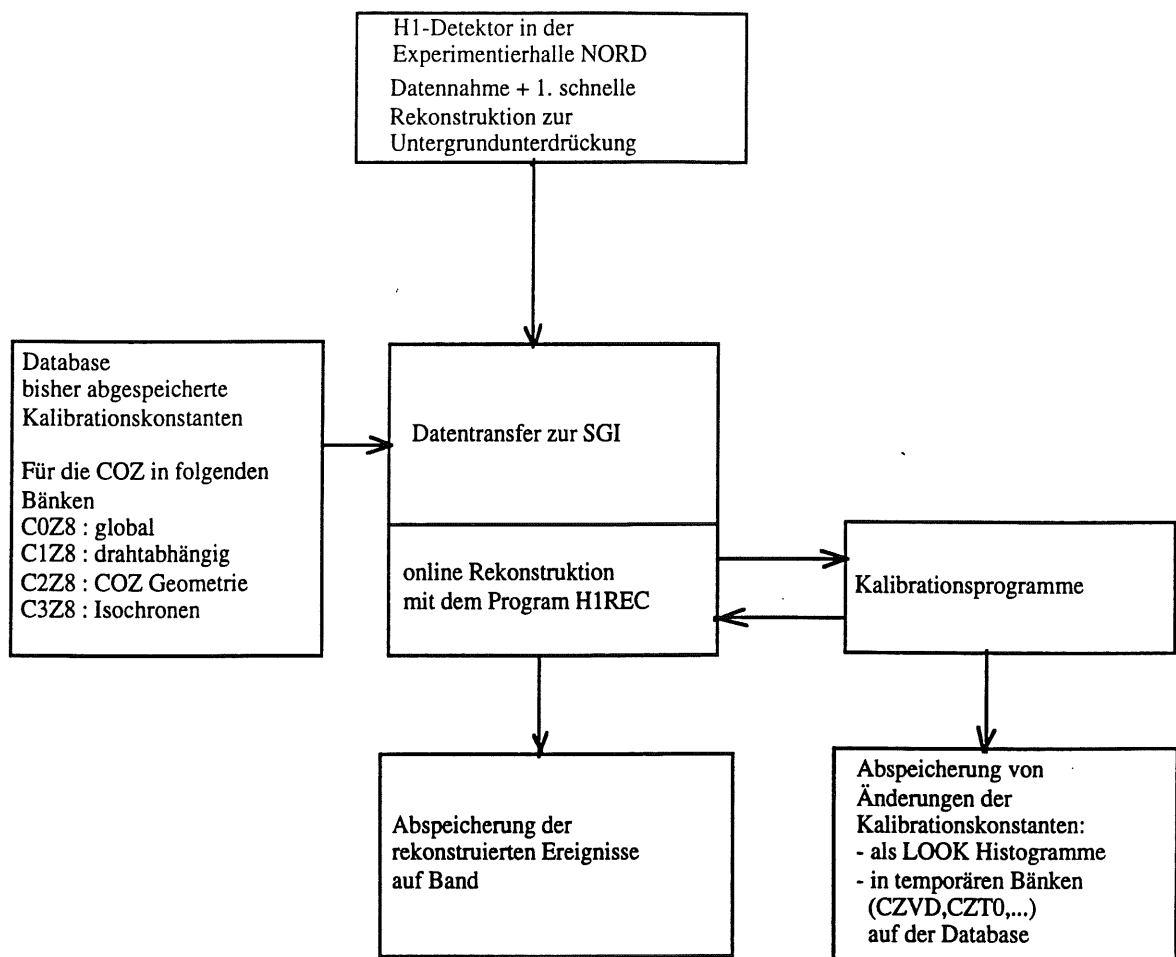
Die Koordinate in Richtung des Drahtes wird durch das Prinzip der Ladungsteilung bestimmt. Aus den auf beiden Seiten des Signaldrahtes ausgelesenen und in der Pulsanalyse berechneten Ladungen  $Q_+$  und  $Q_-$  wird die  $\varphi$ -Position durch folgende, bereits im Abschnitt 2.4 angegebene Formel berechnet:

$$\varphi = \varphi_0 + \pi * L_{eff} * \frac{(Q_+ - Q_- * g_r)}{(Q_+ + Q_- * g_r)} \quad (3.3)$$

Dabei sind der relative Verstärkungsfaktor  $g_r$  und die effektive Drahtlänge  $L_{eff}$  die zu bestimmenden Kalibrationskonstanten. Der Azimutwinkel kann mit einer Genauigkeit von etwa  $7^\circ$  bestimmt werden. Der Einfluß einer falschen effektiven Drahtlänge wirkt sich am stärksten aus, wenn die Ladungsasymmetrie  $A=(Q_+-Q_- * g_r)/(Q_++Q_- * g_r)$  die Werte  $\pm 1$  annimmt. Die Forderung nach einer durch Kalibration verursachten zusätzlichen Ungenauigkeit von maximal  $1.8^\circ$  bedingt eine Genauigkeit bei der Bestimmung der effektiven Drahtlänge von 1 %. Auch die relativen Verstärkungsfaktoren müssen mit einer Genauigkeit von etwa 2 % bestimmt werden. Der Einfluß eines falschen relativen Verstärkungsfaktors ist am größten für  $Q_+=Q_-$ .

Bei der Entwicklung der Programme zur Bestimmung der vorgestellten Kalibrationskonstanten wurden folgende Randbedingungen und Anforderungen beachtet. Die Standardrekonstruktion mit dem Programmpaket H1REC erfolgt auf einer Multiprozessormaschine nahezu online, d.h. mit einer zeitlichen Verzögerung von nur einigen Stunden zur Datennahme. Die Kalibrationsprogramme müssen gleichzeitig mit dieser Rekonstruktion arbeiten. Damit ist die erforderliche, ständige Überwachung der Kalibrationskonstanten und von anderen, die Betriebseigenschaften der Driftkammer charakterisierenden Größen wie der Effektivität, möglich. Ein geringer Zeitunterschied zwischen Datennahme und Datenanalyse ist von großer Bedeutung für das schnelle Erkennen von Veränderungen der Einsatzbedingungen der Driftkammer und von versteckten Fehlern. Jeder der Prozessoren bearbeitet einen Teil eines Datensatzes, eine Kombination und Verknüpfung von Ergebnissen ist zunächst nicht möglich. Es wurde deshalb ein Monitorpaket entwickelt /28/, das die Monitorierung und Bestimmung von zeitabhängigen Kalibrationskonstanten während der Rekonstruktion unterstützt. Die je Ereignis oder je Spur bestimmten Konstanten einschließlich der Fehler bzw. die Größen, aus denen sich die Konstanten berechnen lassen, werden für jeden der Prozessoren abgespeichert und nach der Abarbeitung des gesamten Datensatzes auf der H1-Database runabhängig abgespeichert. Eine andere Möglichkeit besteht in der Verwendung von Histogrammen. Durch das Grafiksystem Look /29/ wird eine Kombination der Ergebnisse von verschiedenen Prozessoren automatisch durchgeführt. Mit beiden Methoden können für die so abgespeicherten Größen auch die Ergebnisse von verschiedenen Datensatz leicht zusammengefaßt werden, wodurch eine größere Genauigkeit bei der Bestimmung der Konstanten erreicht wird. Abb. 3.1 gibt eine schematische Übersicht über den Fluß der Daten und Kalibrationskonstanten

Bei der Entwicklung der Programme wurde davon ausgegangen, daß die Schwankungen der Konstanten um einen gut definierten Arbeitspunkt gering sind. Deshalb wurde Wert auf die schnelle und genaue Bestimmung von geringen Änderungen gelegt. Große Sprünge infolge starker Änderungen der Betriebsbedingungen wie zum Beispiel bei einem Wechsel der Gasmischung können mit den realisierten Programmen nicht erkannt werden. Für diesen Fall werden andere Methoden angewandt und im nächsten Abschnitt vorgestellt, die eine grobe Abschätzung erlauben.



**Abb. 3.1** Skizze zum Fluß der Daten und Kalibrationskonstanten. Die von den Kalibrationsprogrammen bestimmten Änderungen der Kalibrationskonstanten werden in Form von Histogrammen und temporären Bänken auf der Database abgespeichert. Die bei signifikanten Änderungen erforderliche runabhängige Abspeicherung der Konstanten auf der Database in den Bänken C0Z8 (global) und C1Z8 (drahtabhängig) muß (noch) von Hand vorgenommen werden.

### 3.2 Kumulative Driftzeitverteilung

Eine erste grobe Bestimmung der Kalibrationskonstanten ist anhand des Driftzeitspektrums möglich. Dies ist die Verteilung aller gemessenen Driftzeiten. Der Zeitnullpunkt ist durch den Beginn des Driftzeitspektrums definiert. Aus dem Ende des Driftzeitspektrums und der bekannten Länge der Driftzelle läßt sich die Driftgeschwindigkeit berechnen. Eine Spurrekonstruktion ist dabei nicht zwingend erforderlich, hat jedoch den Vorteil, daß eine Unterscheidung zwischen Signalen und Rauschsignalen einfach möglich ist. Signale, die sich keiner Spur zuordnen lassen, werden bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten nicht verwendet. Abb. 3.2(links) zeigt das Driftzeitspektrum von rekonstruierten Driftzeiten für einen Datensatz aus ep-Wechselwirkungen. Da Beginn und Ende des Driftzeitspektrums verschmiert sind, wären die so bestimmten Konstanten zu ungenau. Eine gewisse Verbesserung läßt sich erreichen, wenn nicht nur Driftzeiten am Beginn und am Ende des Driftzeitspektrums verwendet werden, sondern alle Driftzeiten. Dies wird durch die Methode der kumulativen Driftzeitverteilung erreicht. Vor der Diskussion dieser Methode soll noch auf das in Abb. 3.2 zu sehende Maximum eingegangen werden. Bei einem kontinuierlichen Driftzeitspektrum setzt man eine gleiche Anzahl von Teilchenspuren je Driftstrecke voraus. Eine nichtkonstante Driftgeschwindigkeit würde dann eine Anhäufung von registrierten Spuren bei bestimmten Driftabständen hervorrufen. Das hier zu sehende Maximum ist jedoch überwiegend auf einen rein geometrischen Effekt für alle Teilchen, die eine Signaldrahtebene der COZ kreuzen, zurückzuführen. Für die beiden Signaldrähte, zwischen denen das Teilchen die Ebene kreuzt, sind die möglichen Driftabstände nicht länger als der Abstand zwischen den beiden Signaldrähten. Für die beiden anderen Signaldrähte sind alle Driftabstände möglich. Deshalb kommt es zu einer Anhäufung von Driftzeiten bei kleinen Driftabständen. Dieser Effekt ist für Ereignisse aus ep-Wechselwirkungen ausgeprägter als für kosmische Teilchen, da aufgrund der Winkelverteilung Spuren aus ep-Wechselwirkungen die Signaldrahtebene häufiger kreuzen.

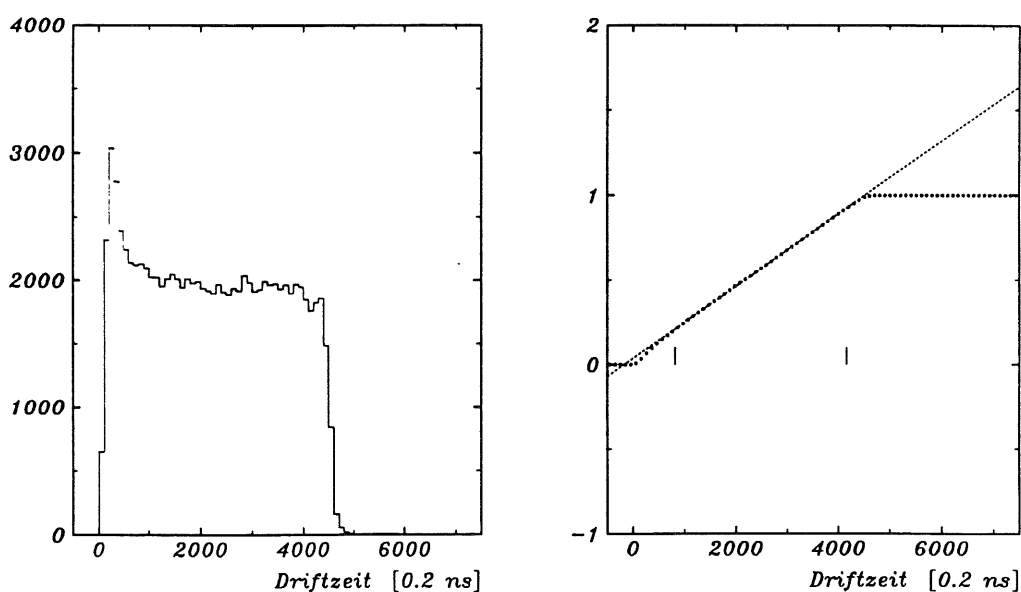


Abb. 3.2 Driftzeitspektrum(links) und kumulatives Driftzeitspektrum(rechts). Das kumulative Driftzeitspektrum erlaubt eine Abschätzung der Driftgeschwindigkeit mit einer Genauigkeit von 5%.

Die in Abb. 3.2 (rechts) gezeigte kumulative Driftzeitverteilung erhält man aus dem Driftzeitspektrum mittels:

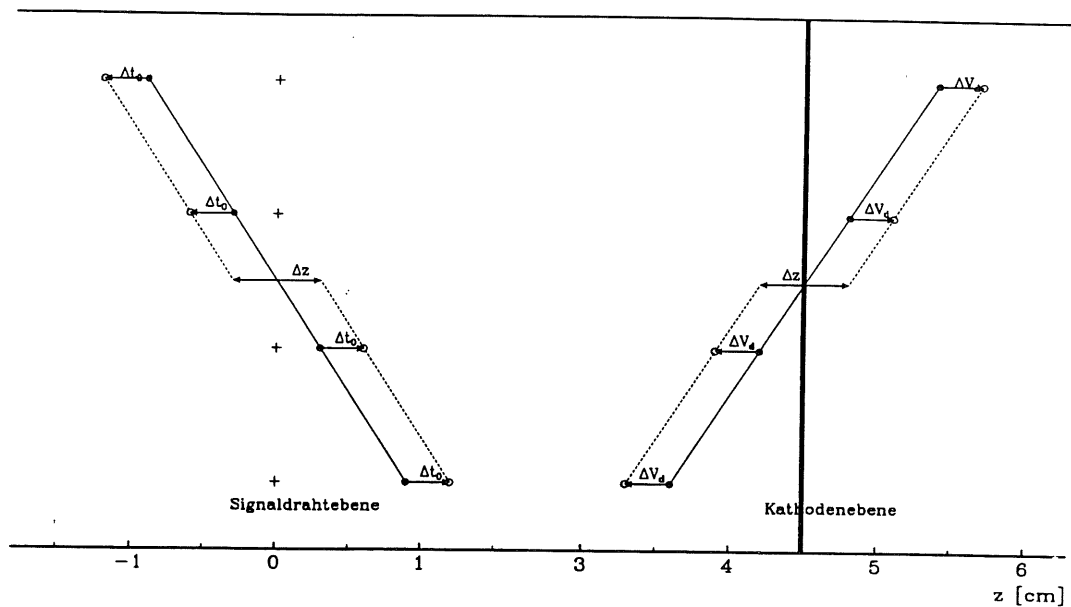
$$N_i^{KDZV} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^i N_j^{DZS}$$

Dabei sind  $N_i^{KDZV}$  bzw.  $N_j^{DZS}$  die Anzahl der Einträge in das entsprechende Bin der kumulativen Driftzeitverteilung bzw. des Driftzeitspektrums. Die kumulative Driftzeitverteilung wird auf die Gesamtanzahl  $n$  an Einträgen des Driftzeitspektrums normiert. Die resultierende Verteilung ist in Abbildung 3.2 (rechts) dargestellt. An die kumulative Driftzeitverteilung wird eine Gerade angepaßt, wobei die problematische Nah- und Fernregion ausgeschlossen wird. Der Bereich, in dem die Gerade angepaßt wird, ist in der rechten Abbildung durch zwei senkrechte Striche gekennzeichnet.

Aus dem Anstieg dieser Geraden kann die Änderung der Driftgeschwindigkeit mit einer Genauigkeit von etwa 5 % bestimmt werden. Dies entspricht bei einer maximalen Driftstrecke von 4.5 cm einem Fehler von 0.2 cm. Der Zeitnullpunkt  $t_{0COZ}$  kann mit einer Genauigkeit von etwa 20-30 ns bestimmt werden. Daraus resultiert ein driftzeit-unabhängiger Fehler von 0.1 bis 0.15 cm. Daraus folgt, daß mit dieser Methode eine zufriedenstellende Kalibration der COZ nicht möglich ist. Die Methode der kumulativen Driftzeitverteilung erlaubt jedoch eine erste grobe Abschätzung des Zeitnullpunktes und der Driftgeschwindigkeit. Bei großen Änderungen der Kalibrationskonstanten, z.B. bei einem Gaswechsel, dienen die so ermittelten Konstanten als Startwerte für eine genauere Bestimmung der Kalibrationskonstanten mit Hilfe von Spuren. Die dabei angewandten Methoden werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

### 3.3 Die Kalibration mit Spuren

Die genaue Bestimmung der Kalibrationskonstanten Zeitnullpunkt  $t_0$  und Driftgeschwindigkeit  $V_d$  der COZ erfolgt mit Spuren, die die Signaldraht- bzw. die Kathodenebene kreuzen. Die Meßpunkte einer Teilchenspur sind entsprechend dem Ortsauflösungsvermögen statistisch um die Spur verteilt. Änderungen der Kalibrationskonstanten bedingen zusätzliche systematische Verschiebungen der Meßpunkte und damit der rekonstruierten Teilchenspur. Für Spuren, die die Signaldraht- oder die Kathodenebene kreuzen, sind diese Verschiebungen sichtbar, da die Meßpunkte in verschiedene Richtungen verschoben werden. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 3.3 skizziert. Bei Spuren, die keine Ebene kreuzen und damit keine Randbedingung erfüllen müssen, werden alle Meßpunkte in die gleiche Richtung verschoben, der systematische Versatz ist jedoch ohne externe Referenz nicht festzustellen. Die Bestimmung der Kalibrationskonstanten erfolgt durch die Berechnung der vorzeichenbehafteten Abweichung der beiden Innendrähte von der durch die beiden Außendrähte definierten Geraden.



**Abb. 3.3** Schematische Darstellung einer COZ-Driftzelle. Spuren, die die Zellegrenzen (Signaldrahtebene bzw. Kathodenebene) kreuzen, dienen der Bestimmung der Kalibrationskonstanten. Bei richtigen Kalibrationskonstanten liegen die Meßpunkte (geschlossene Punkte) auf einer Geraden. Änderungen von Driftgeschwindigkeit bzw. Zeitnullpunkt führen zu verschobenen Spurpunkten (offene Punkte).

Aus dem intrinsischen Auflösungsvermögen der COZ folgt, daß bei Verwendung von nur einer Spur die Driftgeschwindigkeit auf etwa 2.0 % und der Zeitnullpunkt auf etwa 20 ns genau bestimmt werden können. Dies setzt jedoch voraus, daß die Zuordnung der Signale zu den entsprechenden Spuren richtig erfolgte. In Signaldrahtnähe ist weiterhin eine Unterscheidung zwischen richtigem Spurpunkt und Spiegelpunkt nicht immer eindeutig möglich. Die Bestimmung der Konstanten kann somit nur für eine Vielzahl von Spuren erfolgen. Je nach vorliegender Änderung der Kalibrationskonstanten muß diese Bestimmung 1-3 durchgeführt werden. Für jede Bestimmung der Konstanten ist eine vollständige Rekonstruktion und erneute Auswahl der zur Kalibration verwendeten Spuren notwendig.

Die Bestimmung des Zeitnullpunktes ist nahezu unabhängig von der verwendeten Driftgeschwindigkeit, da hierfür Spuren nahe der Signaldrahtebene mit kleinen Driftzeiten verwendet werden. Ein Fehler des Zeitnullpunktes wirkt jedoch über den gesamten Bereich der Driftzelle. Eine systematische Verschiebung des Zeitnullpunktes von 10 ns bewirkt eine entsprechende Änderung der Driftgeschwindigkeit um 1.2 %. Da Driftgeschwindigkeit und Zeitnullpunkt zur gleichen Zeit bestimmt werden, muß die berechnete Änderung der Driftgeschwindigkeit mit der Änderung des Zeitnullpunktes korrigiert werden.

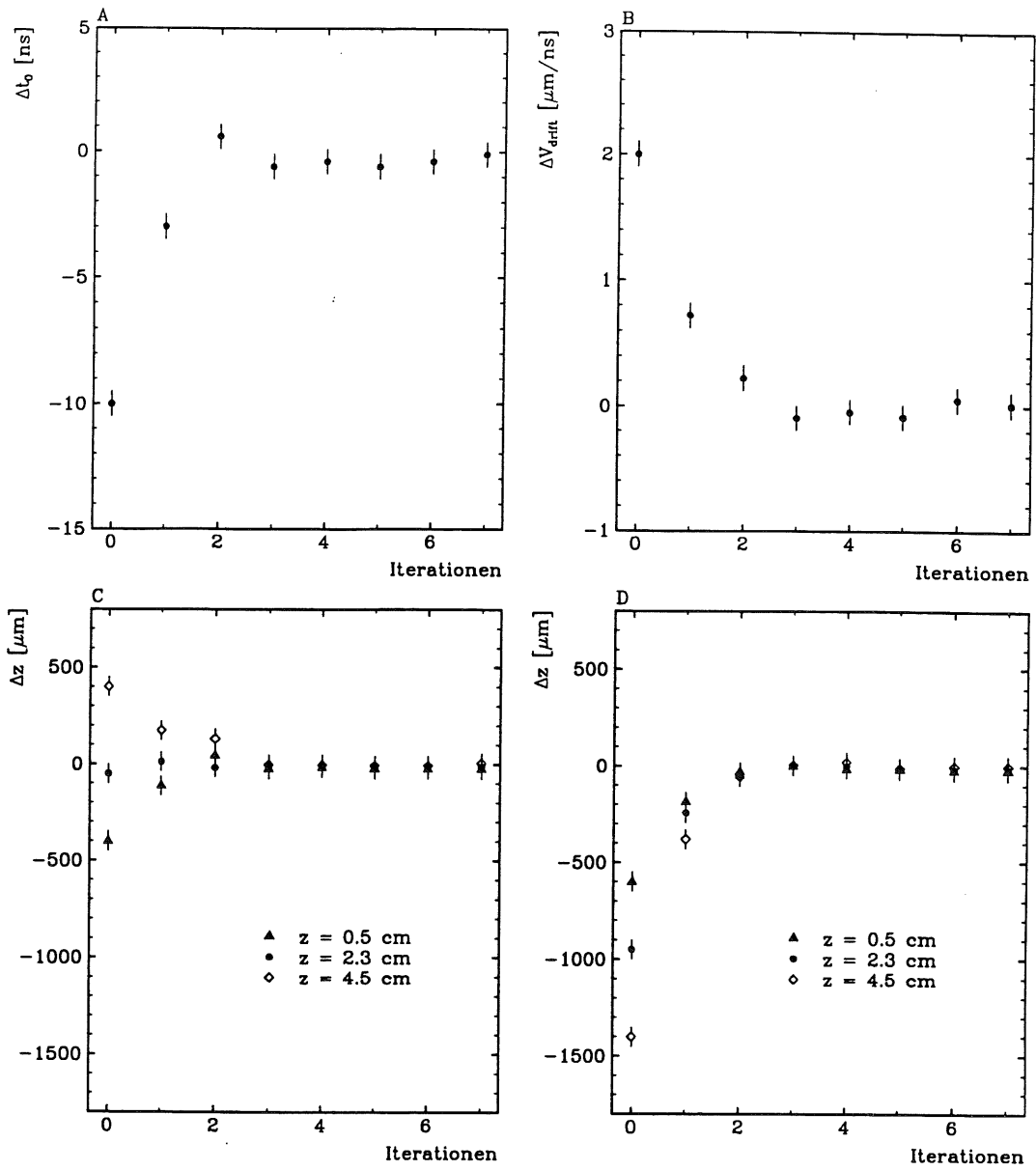
Mit Hilfe von simulierten Spuren wurden die verwendeten Programme getestet und es wurde untersucht, ob angenommene Mißkalibrierungen korrekt erkannt werden und wieviel Iterationen dazu nötig sind. Dazu wurde die Driftgeschwindigkeit um  $\pm 2$  % und

der Zeitnullpunkt um  $\pm 10$  ns verändert. Ausgehend von diesen vier Startwerten konvergierte die Kalibration gegen die "wahren" Kalibrationskonstanten. Ungenau bestimmte Kalibrationskonstanten bewirken eine systematische Verschiebung der berechneten z-Position aller Spuren der COZ. Eine Verschlechterung infolge ungenau bestimmter Kalibrationskonstanten der intrinsischen Auflösung von etwa  $350 \mu\text{m}$  um mehr als 50% wird als Wesentlich erachtet. In Abb. 3.4 (A+B) ist zu erkennen, daß die daraus resultierende Forderung nach einer maximalen Ungenauigkeit bei der Bestimmung von 0.5 % für die Driftgeschwindigkeit und 3.5 ns für den Zeitnullpunkt nach 2-3 Iterationen erfüllt ist. Im Verlauf der weiteren Iterationen ändern sich die Konstanten nur noch geringfügig und konvergieren ohne Sprünge gegen die richtigen Werte. Für jede Iteration muß die gesamte Rekonstruktion von Spursegmenten der COZ mit den jeweils zuvor bestimmten Kalibrationskonstanten bzw. Startwerten neu erfolgen.

In Abb. 3.4 (C+D) sind die systematischen Verschiebungen der z-Koordinaten infolge von ungenau bestimmten Konstanten für zwei verschiedene Startwerte und jeweils drei verschiedene Driftabstände dargestellt. Bei kurzen Driftabständen wird die systematische Verschiebung hauptsächlich durch den Einfluß des Zeitnullpunktes bewirkt, am Ende der Driftzelle dominiert der Einfluß der Driftgeschwindigkeit.

Diese Untersuchungen, die eine Aussage über die Genauigkeit der Kalibrationsverfahren und den Iterationsverlauf gestatten, wurden auch mit einem ausgewählten Datensatz von ep-Ereignissen durchgeführt. Dieser Datensatz repräsentiert etwa 30% der aufgezeichneten Datenmenge eines Tages. Da hier im Gegensatz zu simulierten Spuren die "wahren" Werte nicht bekannt sind, wurde untersucht, ob relative Änderungen korrekt erkannt werden. Die Driftgeschwindigkeit wurde um  $\pm 2.5$  % und der Zeitnullpunkt um  $\pm 20$  ns verändert. Die Kombinationen ergeben vier Startwerte, von denen die Kalibration gestartet wurde. Abb. 3.5 (A+B) zeigt die iterativ bestimmten Kalibrationskonstanten für zwei ausgewählte Startwerte. Man erkennt, daß diese nach 2-3 Iterationen mit ausreichender Genauigkeit bestimmt sind. Dann betragen die in Abb. 3.5 (C+D) dargestellten systematischen Verschiebungen der bestimmten z-Position infolge ungenau bestimmter Konstanten maximal 50% der intrinsischen Auflösung. Die iterative Bestimmung wurde bei diesem Test dennoch weiter durchgeführt, um zu überprüfen, ob von allen Startwerten die gleichen Werte erreicht wurden. Dazu waren 6-7 Iterationen notwendig. Bei geringen Schwankungen der Konstanten um einen bereits gut definierten Arbeitspunkt genügt häufig eine Iteration.

Eine weitere Möglichkeit zur Überprüfung der Kalibrationsprogramme ist mit der Analyse von Daten gegeben, die bei systematisch verschobenen Zeitnullpunkten aufgezeichnet wurden. Dazu wurden in den Ausleseweg der Triggersignale zusätzliche Kabel mit definierten Längen eingebaut. Damit wird hauptsächlich die korrekte Funktionsweise des Triggersystems untersucht. Die Kalibrationsprogramme müssen in der Lage sein, diese systematisch verschobenen Zeitnullpunkte richtig zu bestimmen. Die gute Übereinstimmung der bestimmten Zeitnullpunkte (offene Punkte) mit der Verschiebung der externen Triggerzeit (gestrichelte Linie) ist in Abb. 3.6 dargestellt. Die Triggerzeit wird dabei jeweils auf die Zeit eines Teilchenpaketes bezogen, deshalb springt der von uns bestimmte Zeitnullpunkt in der zeitlichen Mitte zwischen 2 Teilchenpaketen um 96 ns, dies ist die zeitliche Differenz zwischen 2 Teilchenpaketen. Um diese Untersuchung mit der COZ durchführen zu können, durfte keine Korrektur der bestimmten Zeit mit dem ereignisabhängigen Zeitnullpunkt der Jetkammer erfolgen, da sonst die Verschiebung der externen Zeit bereits hierdurch erfaßt worden wäre.



**Abb. 3.4** Iterationsverlauf für simulierte Spuren bei der Durchführung der Kalibration.

Startwerte 3.4 A-C :  $\Delta V_d = +2\%$ ,  $\Delta t_0 = -10ns$

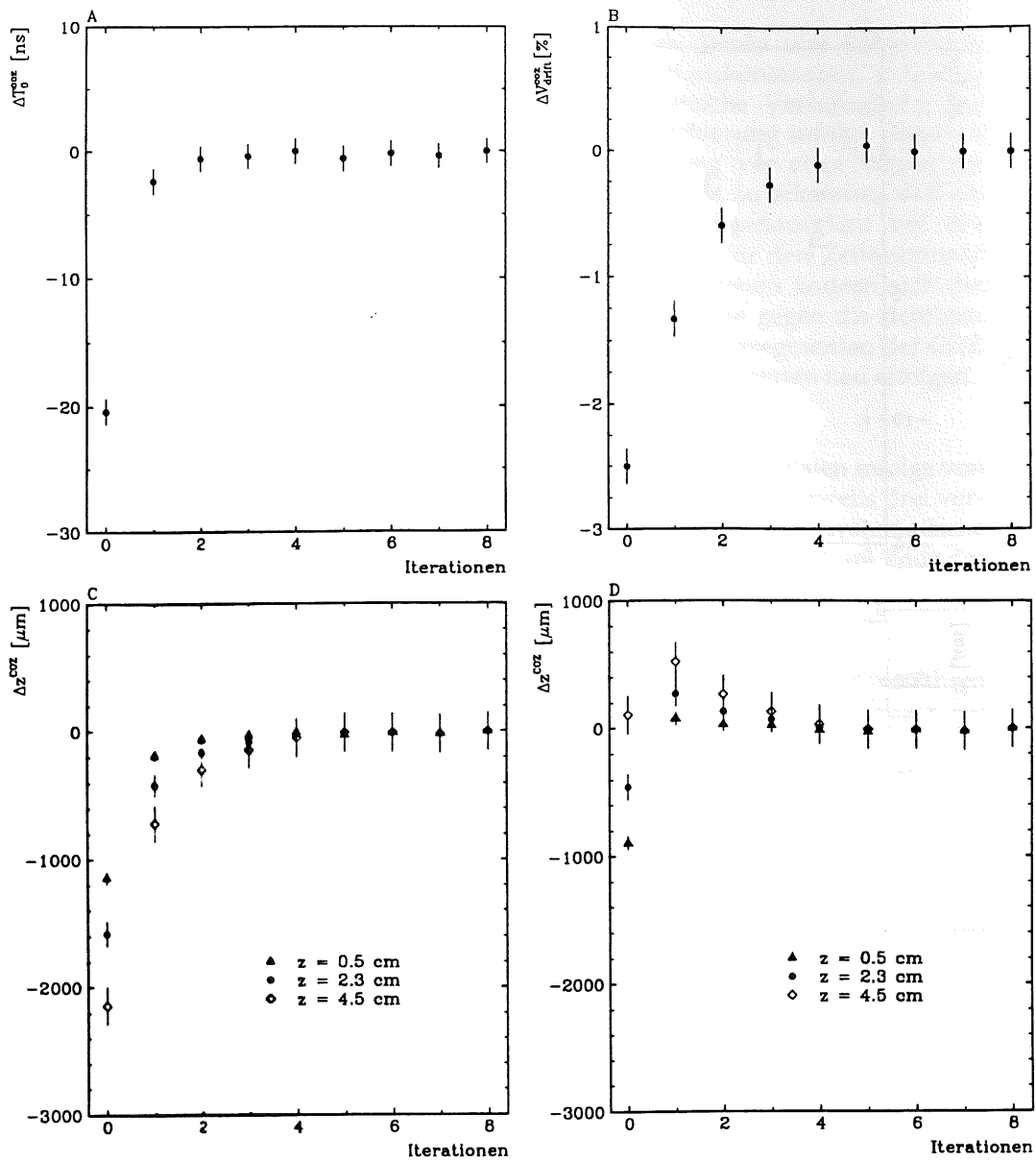
Startwerte 3.4 D :  $\Delta V_d = -2\%$ ,  $\Delta t_0 = -10ns$

A : relative Änderungen des Zeitnullpunktes  $\Delta t_0$

B : relative Änderungen der Driftgeschwindigkeit  $\Delta V_d$

C,D: systematische Verschiebungen  $\Delta z$  als Funktion der

Kalibrationskonstanten und für verschiedene Driftabstände.



**Abb. 3.5** Iterationsverlauf für Spuren aus ep-Wechselwirkungen bei der Durchführung der Kalibration.

Startwerte 3.5 A-C :  $\Delta V_d = +2.5\%$ ,  $\Delta t_0 = -20\text{ns}$

Startwerte 3.5 D :  $\Delta V_d = -2.5\%$ ,  $\Delta t_0 = -20\text{ns}$

A : relative Änderungen des Zeitnullpunktes  $\Delta t_0$

B : relative Änderungen der Driftgeschwindigkeit  $\Delta V_d$

C,D : systematische Verschiebungen  $\Delta z$  als Funktion der Kalibrationskonstanten und für verschiedene Driftabstände.



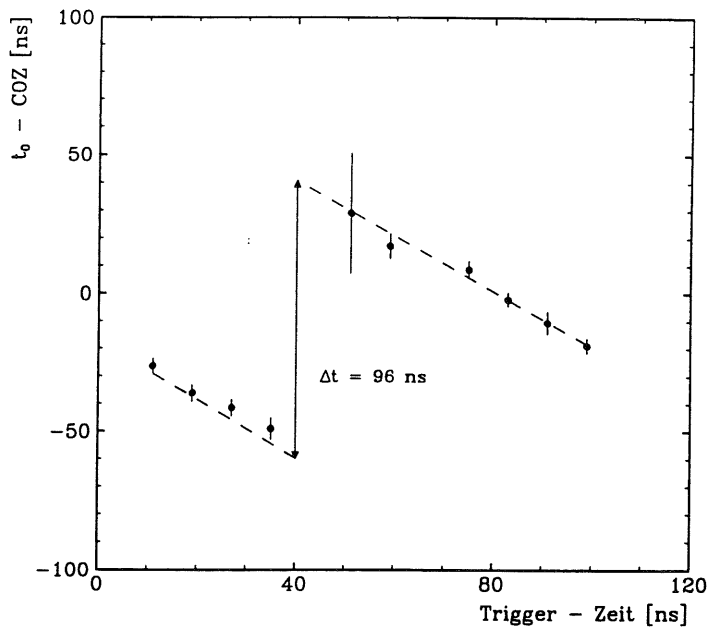


Abb. 3.6 Zeitnullpunkt der COZ (Punkte) in Abhängigkeit von einer Verschiebung der externen Zeitquelle (gestrichelte Linie).

In der Mitte zwischen 2 Teilchenpaketen springt die bestimmte Zeit um 96 ns. Dies ist der zeitliche Abstand zwischen 2 Teilchenpaketen.

Nachdem durch die vorgestellten systematischen Untersuchungen die Funktionsfähigkeit der Programme sichergestellt war, wurden sie zur Monitorierung der Kalibrationskonstanten eingesetzt. Abb. 3.7 zeigt die ermittelte Zeitabhängigkeit des Zeitnullpunktes und der Driftgeschwindigkeit für das ganze Jahr 1993. Die Lücke entspricht einer Pause bei der Datennahme, bedingt durch technische Probleme mit den H1-Magneten. Die Driftgeschwindigkeit ist auf etwa 1 % konstant, obwohl dies keine Anforderung von Seiten des Experimentes war. Diese Schwankungen sind durch Änderungen von Druck und Temperatur, sowie durch kleinere Modifikationen der angelegten Hochspannung zu erklären, siehe Tab. 3.1. In den letzten 10 Tagen wurde probenhalber Wasser an Stelle von Isopropanol als Zusatz verwendet, dies erklärt den beobachteten Sprung der Driftgeschwindigkeit.

Parameter	Änderung	$\delta V_d$ in %
Signaldrahtspannung	25 V	0.4
Kathodenspannung	100 V	0.2
Druck	10 %	0.5
Temperatur	5 °	0.2
Gasmischung	2 %	0.1

Tab. 3.2 Änderung der Driftgeschwindigkeit als Funktion von Variationen der einzelnen Parameter.

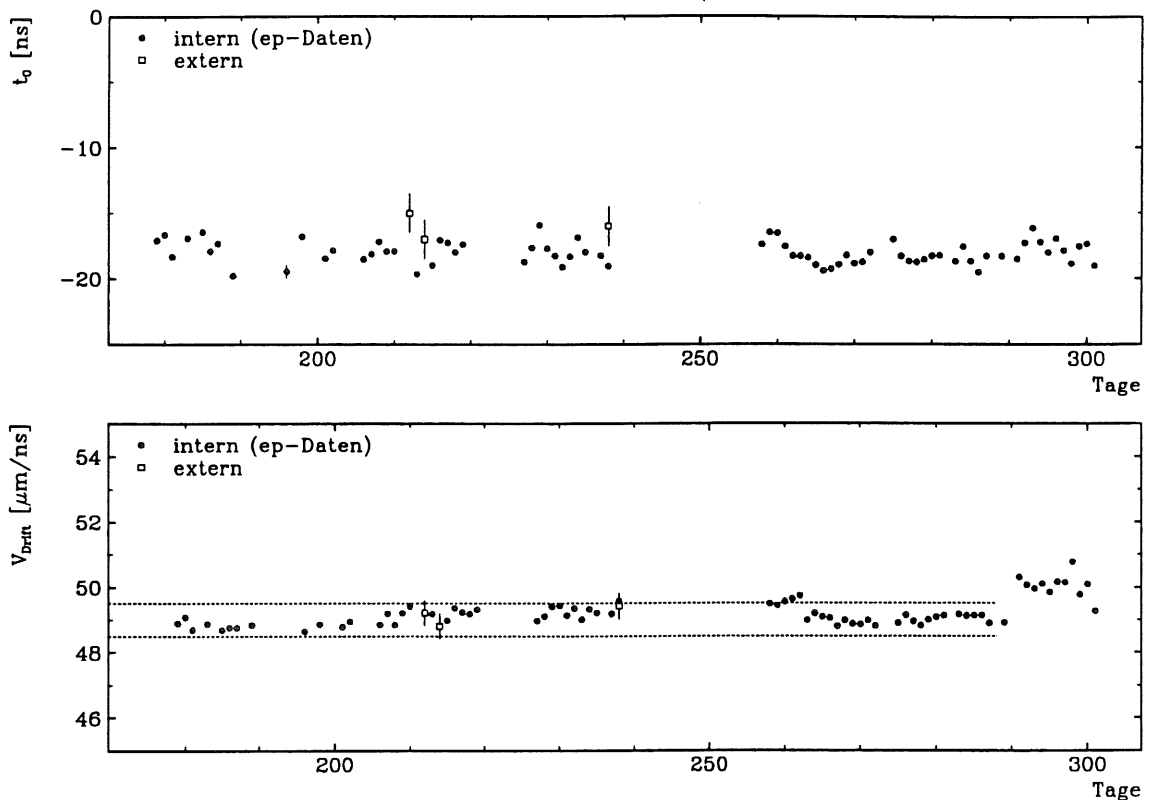


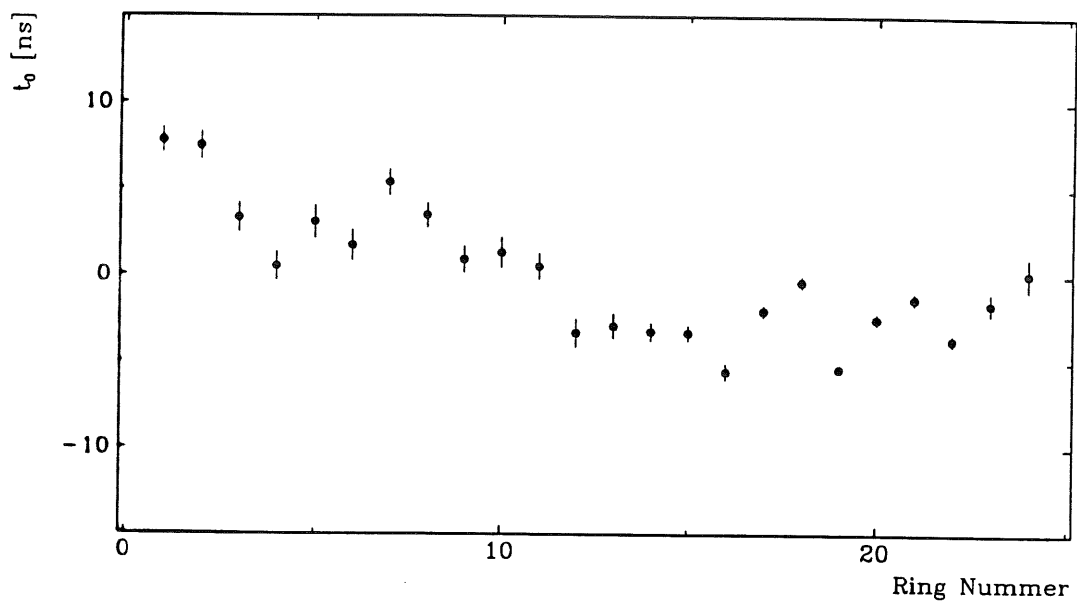
Abb. 3.7 Kalibrationskonstanten als Funktion der Zeit.

oben: Zeitnullpunkt      unten: Driftgeschwindigkeit

Die interne Methode benutzt Spuren, die Signaldraht- bzw. Kathodenebene und wurde hier vorgestellt. Die externe Methode nutzt Spuren der kosmischen Höhenstrahlung und wird im nächsten Kapitel vorgestellt. Die im unteren Bild eingezeichneten Geraden entsprechen  $\pm 1\%$  Änderung.

### 3.4 Bestimmung draht- und ringabhängiger Konstanten

Aufgrund der unterschiedlichen Kabellängen ist der Ereigniszeitpunkt für jeden Ring der COZ einzeln zu bestimmen. Dies kann mit Hilfe der im vorigen Abschnitt verwendeten Kalibrationsprogramme erfolgen, indem die bestimmten Zeitnullpunkte als Funktion der Ringnummer aufgetragen werden. Das Ergebnis ist in Abb. 3.8 zu sehen und zeigt die Notwendigkeit einer ringabhängigen Bestimmung des Zeitnullpunktes.

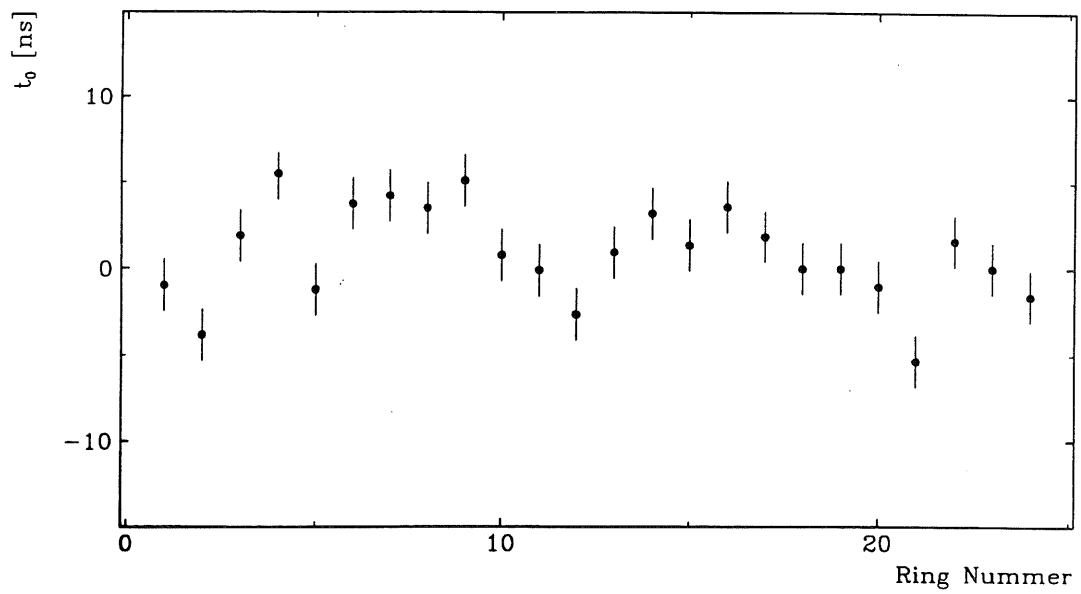


**Abb. 3.8** Die mit Hilfe von Spuren bestimmten ringabhängigen Zeitnullpunkte der COZ.

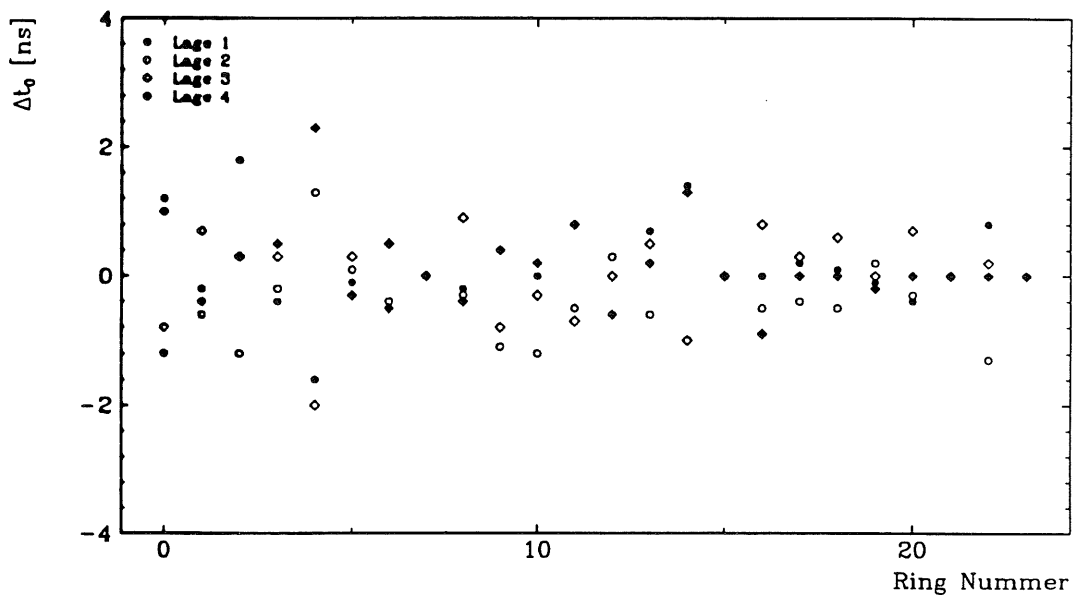
Der Abgleich zwischen den Ringen kann auch durch die Analyse von Testpulsen erfolgen. Die Driftkammern des H1-Experimentes verfügen über ein Testpulssystem, das in das FADC-Auslesesystem integriert ist. Es werden dabei auf die 4 Vorverstärkereingänge einer Verstärkerkarte gleichzeitig Signale eingespeist, jeweils getrennt auf die beiden Seiten der Signaldrähte. Die eingespeisten Signale teilen sich auf und werden entweder sofort ausgelesen oder laufen entlang der flexiblen Wellenleiter, dem Signaldraht zum Vorverstärker auf der anderen Seite und werden dort ausgelesen.

Mit Hilfe dieses Testpulssystems ist die Kontrolle der Elektronik und die grobe Bestimmung von einigen Kalibrationskonstanten möglich. Insbesondere nach einem erneuten Zusammenbau der zentralen Spurkammern ist die ordnungsgemäße Funktion aller Kanäle leicht zu untersuchen. Zu Einzelheiten verweisen wir auf /30/. An dieser Stelle wollen wir die Testpulse zum Abgleich der Zeitnullpunkte der einzelnen Ringe verwenden. Die Testpulse werden für jeden zweiten Ring zur gleichen Zeit eingespeist, abwechselnd auf den beiden Seiten eines Drahtes. Durch den Vergleich der in der Pulsanalyse bestimmten Zeit jedes Pulses ist ein Abgleich der einzelnen Ringe möglich. Zwischen den mit Hilfe von Spuren und den unter Verwendung des Testpulssystems bestimmten Konstanten besteht ein Unterschied von bis zu 5 ns. Dies Unterschiede sind in Abb. 3.9 dargestellt und liegen hauptsächlich in der von Driftkammerpulsen abweichenden Pulsform und der ungenügenden Zeitstabilität des Testpulsgenerators begründet. Ähnliche Unterschiede wurden auch mit der H1-Jetkammer festgestellt /30/. Da mit der Testpulskalibration die Genauigkeitsanforderung von 3 ns nicht zu erfüllen ist, werden die ringabhängigen Zeitnullpunkte mit Hilfe von Spuren bestimmt.

Auch der Abgleich zwischen den vier Signaldrähten eines Ringes erfolgt mit Hilfe von Spuren. Dazu werden die Residuen der vier berechneten z-Positionen bestimmt. Die Umrechnung dieser z-Residuen in Zeiten ergibt das individuelle  $t_0$  des jeweiligen Signaldrahtes Als Referenz wird dabei die durch ein kosmisches Teilchen, welches in der COZ zweimal nachgewiesen wird, definierte Gerade verwendet. Der Polarwinkelbereich wurde auf  $45^\circ$ - $135^\circ$  eingeschränkt, da bei geneigteren Spuren der Einfluß der Krümmung der Isochronen zunimmt. Abb. 3.10 zeigt die Ergebnisse des Abgleiches zwischen den vier Signaldrähten von jeweils einem Ring. Unter Lage 1 verstehen wir den untersten Draht, unter Lage 4 den obersten Draht. Die Unterschiede zwischen den Drähten betragen etwa  $\pm 1$  ns. Der Fehler bei der Bestimmung der drahtabhängigen Zeitnullpunkte beträgt etwa 1-2 ns und wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht mit eingezeichnet. Die Verwendung der drahtabhängigen Zeitnullpunkte verbessert das Ortsauflösungsvermögen. Die Unterschiede sind jedoch gering. Deshalb wurden die individuellen Zeitnullpunkte nur einmal pro Jahr bestimmt.



**Abb. 3.9** Unterschiede der ringabhängigen Zeitnullpunkte zwischen der Testpulskalibration und der Kalibration mit Spuren.



**Abb. 3.10** relative Zeitnullpunkte der 4 Signaldrähte der einzelnen Ringe bezogen auf den gemeinsamen, in Abb. 3.9 dargestellten ringabhängigen Mittelwert.

---

## 4. KALIBRATION DER Z-DRIFTKAMMERN IM ZENTRALEN SPURDETEKTOR

### 4.1 Einfluß der Kalibration auf die z-Vertex- und Polarwinkelauflösung

Die wesentliche Aufgabe der beiden z-Driftkammern besteht in der präzisen Messung der z-Koordinate von Teilchenspuren, wodurch gegenüber der alleinigen Verwendung der H1-Jetkammer die z-Vertexposition und der Polarwinkel  $\Theta$  genauer bestimmt werden können. Im Folgenden wird der Einfluß der Kalibrationskonstanten auf die Genauigkeit untersucht, mit der diese Größen bestimmt werden können, um zu verstehen, mit welcher Genauigkeit die einzelnen Kalibrationskonstanten bestimmt werden müssen.

Diese Untersuchung wurde mit simulierten Spuren durchgeführt, die einen Impuls von 1 GeV bis 10 GeV hatten und in  $\varphi$  gleichverteilt waren. Der Polarwinkel wurde so gewählt, daß die Spuren durch beide z-Driftkammern verlaufen. Die im Simulationsprogramm H1SIM /51/ für die CIZ angenommene intrinsische Auflösung betrug konstant 300  $\mu\text{m}$ . Für die COZ wurde die gemessene Abhängigkeit der intrinsischen Auflösung vom Driftabstand und vom Polarwinkel  $\Theta$  berücksichtigt. Gemittelt über alle Driftabstände und Winkel resultiert daraus eine mittlere intrinsische Auflösung von 350  $\mu\text{m}$ . Für eine Polarwinkelverteilung von kosmischen Teilchen beträgt die mittlere intrinsische Auflösung für die COZ etwa 300  $\mu\text{m}$ , für Spuren aus ep-Wechselwirkungen sind es etwa 400  $\mu\text{m}$ .

Für die so simulierten Spuren wurden die Abweichungen und die Genauigkeiten bei der Rekonstruktion der z-Vertexposition und des Polarwinkels als Funktion von systematisch verschobenen Kalibrationskonstanten bestimmt. Es wurde der Einfluß folgender Größen untersucht:

- $t_0^{COZ}$  ,  $V_d^{COZ}$  : Zeitnullpunkt und Driftgeschwindigkeit der COZ
- $t_0^{CIZ}$  ,  $V_d^{CIZ}$  : Zeitnullpunkt und Driftgeschwindigkeit der CIZ
- $\Delta Z_{CIZ-COZ}$  : relative Positionierung der beiden z-Driftkammern

Abweichend von der Standardrekonstruktion wurde nur die Information der beiden z-Kammern verwendet. Zwischen den z-Positionen von CIZ und COZ und dem Polarwinkel besteht der folgende Zusammenhang:

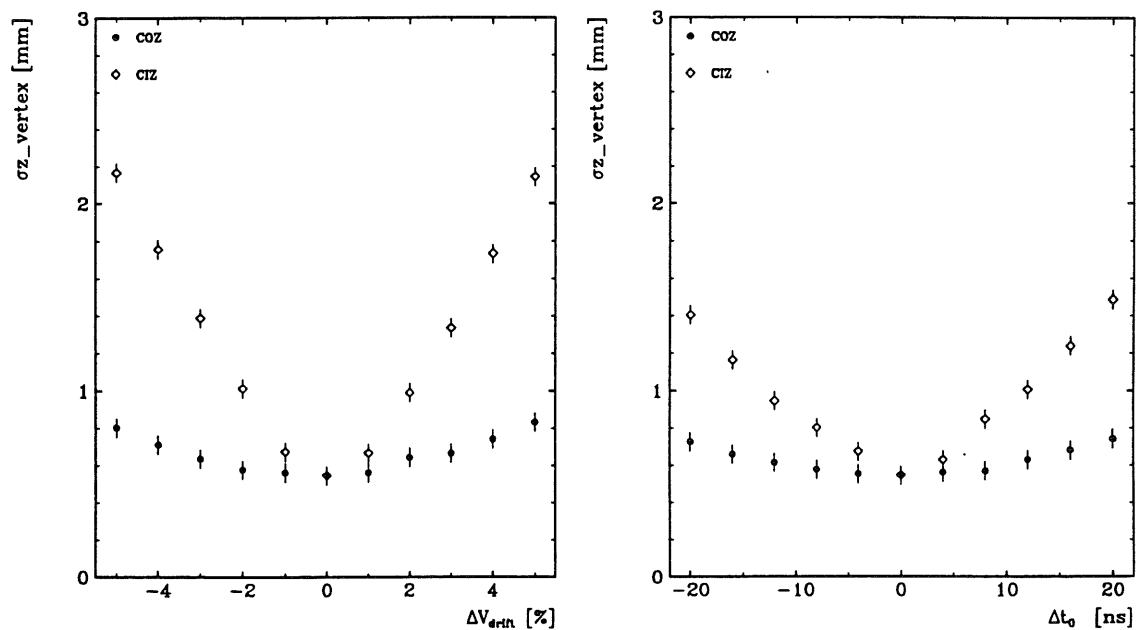
$$\Theta = \arctan\left(\frac{dz}{ds}\right) \quad (4.1)$$

$$\frac{dz}{ds} = \frac{Z_{coz} - Z_{ciz}}{S_{coz} - S_{ciz}}$$

Die Bestimmung der z-Vertex Position erfolgte gemäß:

$$Z_{Vertex} = Z_{coz} - S_{coz} \frac{dz}{ds} \quad (4.2)$$

$Z_{coz}$  und  $Z_{ciz}$  sind die durch die beiden Kammern gemessenen z-Positionen. Die Radien der Spurpunkte sind durch die Bogenlängen  $S_{ciz}$  und  $S_{coz}$  zu ersetzen.

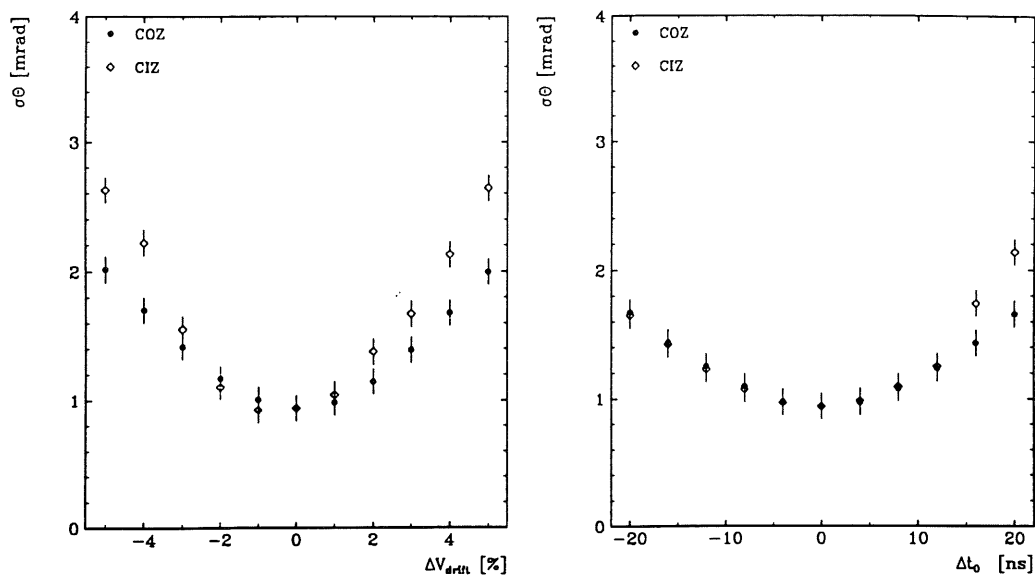


**Abb. 4.1** Genauigkeit der rekonstruierten z-Vertexposition in Abhängigkeit von der Kalibrationsgüte der beiden z-Driftkammern.

links : als Funktion der Driftgeschwindigkeiten

rechts: als Funktion der Zeitnullpunkte

Ein Fehler der Driftgeschwindigkeit von 1 % und eine Ungenauigkeit des Zeitnullpunktes von 5 ns vergrößert die Breite der Vertexverteilung um 10 % (COZ) bzw. 25 % (CIZ).



**Abb. 4.2** Auflösung des Polarwinkels  $\Theta$  in Abhängigkeit von der Kalibrationsgüte der beiden z-Driftkammern.

links : als Funktion der Driftgeschwindigkeiten  
rechts: als Funktion der Zeitnullpunkte

Für eine Vielzahl von Spuren bewirken systematisch verschobene Kalibrationskonstanten eine Verbreiterung der z-Vertexverteilung und der Polarwinkelauflösung. Abb. 4.1 entnimmt man auch, daß für exakte Kalibrationskonstanten die z-Vertexposition mit einer Genauigkeit von 0.06 cm bestimmt werden kann. Bei einer Ungenauigkeit der Driftgeschwindigkeit von 1 % bzw. des Zeitnullpunktes von 5 ns nimmt die Breite der z-Vertexposition um etwa 10% (COZ) bzw. 25% (CIZ) zu. Vor allem aufgrund der unterschiedlichen Radien, 18 cm für die CIZ und 48 cm für die COZ, sind die Anforderungen an die Kalibrationsgüte der inneren z-Driftkammer größer. Außerdem ist die CIZ-Driftzelle mit 6 cm etwas länger als die COZ-Driftzelle mit 4.5 cm. Abb. 4.2 zeigt die Polarwinkelauflösung in Abhängigkeit von der Kalibrationsgüte. Der Polarwinkel kann bei exakt bekannten Kalibrationskonstanten mit einer Genauigkeit von 1mrad bestimmt werden. Bei einer Ungenauigkeit der Driftgeschwindigkeit von 1 % bzw. des Zeitnullpunktes von 5 ns wird dieser Wert nur unwesentlich schlechter. Im Gegensatz zu den Kalibrationskonstanten Driftgeschwindigkeit und Zeitnullpunkt bewirkt eine Ungenauigkeit der relativen Positionierung  $\Delta Z_{CIZ-COZ}$  der beiden z-Kammern nicht eine Aufweitung sondern eine systematische Verschiebung der z-Vertexposition und des bestimmten Polarwinkels. Aufgrund der Radien der beiden z-Driftkammern bewirkt eine Unsicherheit der relativen Positionierung  $\Delta Z_{CIZ-COZ}$  von 100  $\mu\text{m}$  eine systematische Verschiebung der z-Vertexposition und des Polarwinkels von etwa 170  $\mu\text{m}$  bzw. 0.15 mrad.



## 4.2 Die Interkalibration der z-Koordinate der beiden z-Driftkammern

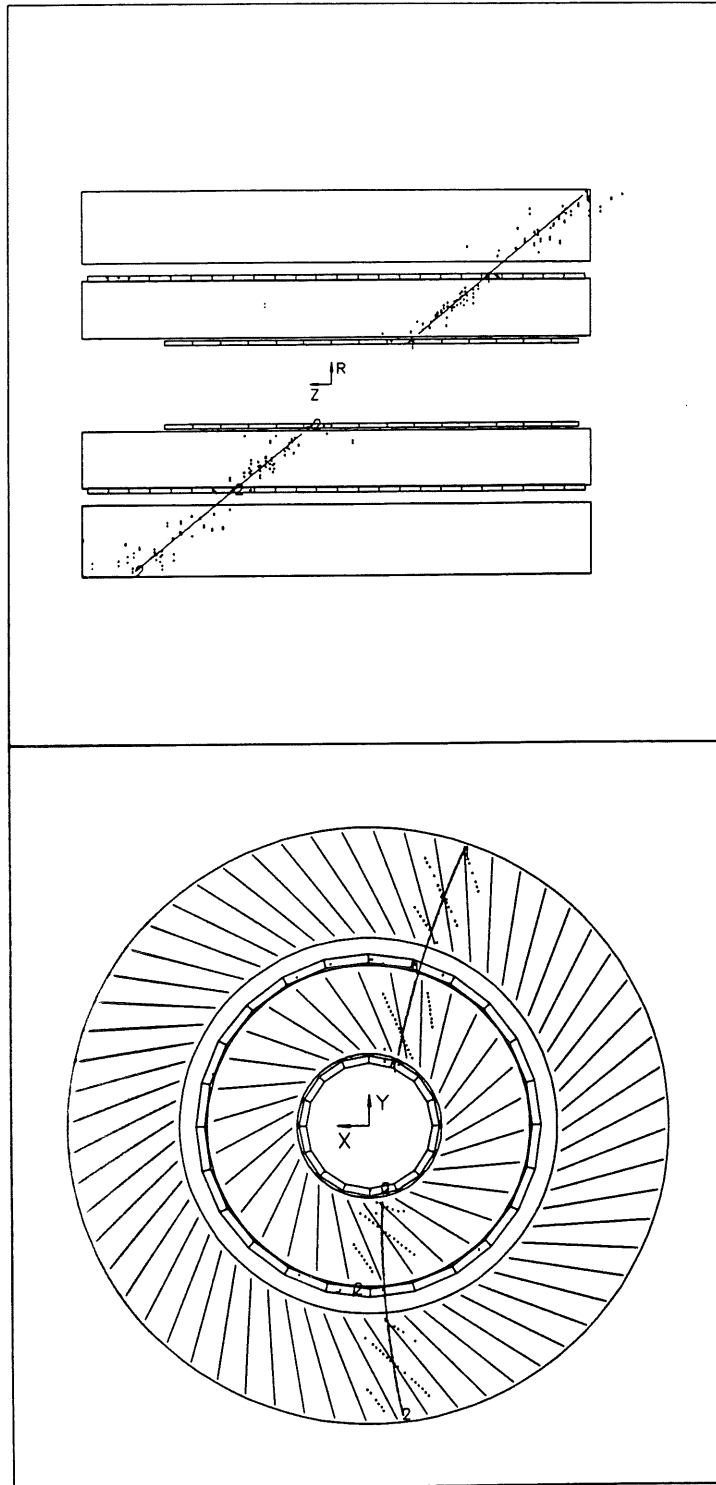
Die internen Kalibrationsverfahren verwenden zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten Spurpunkte der COZ, die sich nahe an den Signaldrähten und den Kathodenflächen befinden. Die Driftgeschwindigkeit in diesen Gebieten mit inhomogenen elektrischen Feldern kann von der Driftgeschwindigkeit im übrigen Driftraum stark abweichen. Bei der Kalibration von Driftkammern mit wesentlich mehr Signaldrähten werden Meßpunkte aus diesen Bereichen ausgeschlossen. Deshalb ist es unerlässlich, unabhängige Verfahren zur Berechnung bzw. Überprüfung der mit internen Methoden bestimmten Kalibrationskonstanten zu entwickeln.

Die Bestimmung von Kalibrationskonstanten mit internen Verfahren ist für die innere z-Driftkammer aufgrund des Aufbaus dieser Kammer nicht möglich bzw. mit größeren Fehlern verbunden. Sie können nur durch Eichung an der bereits kalibrierten äußeren z-Driftkammer bestimmt werden. Auch die relative Positionierung der beiden z-Kammern zueinander ist nur mit Verfahren der Interkalibration möglich.

Eine Möglichkeit dazu ist mit der Analyse von Spuren der kosmischen Höhenstrahlung gegeben. Diese werden in beiden z-Driftkammern jeweils durch zwei Spursegmente nachgewiesen, siehe Abb. 4.2. Die so registrierten Meßpunkte müssen auf einer Geraden liegen, systematische Abweichungen von dieser Geraden weisen auf ungenau bestimmte Kalibrationskonstanten hin.

Die Grundidee der Kalibration mit kosmischen Spuren besteht darin, daß abwechselnd jeweils eine der beiden z-Kammern als Referenz zur Kalibrierung der anderen Kammer verwendet wird. Für die CIZ bedeutet dies, daß zur Kalibrierung dieser Kammer die durch zwei Spursegmente der COZ und durch die Jetkammer in der sz-Ebene definierte Gerade als Referenz verwendet wird. Je ein Spursegment befindet sich dabei oberhalb bzw. unterhalb der Strahlachse. Die vorzeichenbehafteten Differenzen der von der CIZ gemessenen z-Positionen von den durch die Referenzgeraden vorhergesagten z-Positionen werden als Funktion des jeweiligen Driftabstandes der CIZ bestimmt. Die Breite der Verteilung dieser Differenz ist gegeben durch die intrinsische Auflösung der CIZ und durch die Genauigkeit, mit der die Referenzgerade und damit die vorhergesagten z-Positionen durch die COZ bestimmt werden können. Ungenau bestimmte Kalibrationskonstanten der CIZ führen zu systematischen Verschiebungen der z-Position von der durch die Referenzgerade vorhergesagten z-Position.

Für die Anwendbarkeit dieser Methode ist es wichtig, daß Ungenauigkeiten der Kalibrationskonstanten der COZ keine systematischen Verschiebungen, sondern eine Verbreiterung dieser Differenz wie bei statistischen Meßungenauigkeiten bewirken. Dies resultiert aus der Tatsache, daß zur Bestimmung der Referenzgeraden Spurpunkte mit unterschiedlichen Driftabständen verwendet werden.



**Abb. 4.3** Ein im zentralen Spurdetektor nachgewiesenes kosmisches Teilchen.

Die Messung in der  $rz$ -Ebene erfolgt hauptsächlich durch die beiden  $z$ -Driftkammern (oben), die Messung in der  $xy$ -Ebene erfolgt durch die Jetkammer (unten). Im unteren Bild sind die einzelnen Zellen der Jetkammer und die Spiegelpunkte zu erkennen. Die Spurpunkte von CIZ und COZ müssen auf einer Geraden in der  $sz$ -Ebene liegen. Diese Randbedingung ermöglicht die Interkalibrierung der beiden  $z$ -Driftkammern mit kosmischen Teilchen.

Aufgrund der unterschiedlichen Radien von 48 cm für die COZ und von 18 cm für die CIZ ist die durch die COZ definierte Referenzgerade genauer bestimmt als die durch die CIZ definierte. Eine Abschätzung ergibt, daß die Unsicherheit der durch die COZ auf dem Radiusmantel der CIZ vorhergesagten z-Position dem 0.7fachen der Ortsauflösung der COZ im H1-Koordinatensystem entspricht. Die durch die CIZ vorhergesagte z-Position wird mit einer Genauigkeit, die dem 2fachen der Ortsauflösung dieser Kammer im H1-Koordinatensystem entspricht, bestimmt. Daraus ergibt sich, daß sich die innere z-Driftkammer mit dieser Methode genauer kalibrieren läßt.

Nach der Vorstellung der Grundidee kommen wir nun zur Ableitung der letztlich zur Kalibration verwendeten Gleichungen. Die kosmische Spur wird in der sz-Ebene durch eine Gerade beschrieben:

$$Z_i = Z_o + S_i * \frac{dz}{ds} \quad (4.3)$$

Die jeweiligen Bogenlängen  $S_i$  berechnen wir aus den von der Jetkammer bestimmten Spurparametern und den Radien der Spurpunkte der z-Driftkammern. Es können also nur solche z-Driftkammerspuren verwendet werden, die einer Jetkammerspur zugeordnet wurden. Das aktuelle Verfahren zum Verbinden von Spurinformatoren von Jet- und z-Driftkammern wird in Abschnitt 5.1 vorgestellt. Die jeweils von einer der beiden z-Driftkammern gemessene z-Koordinate  $Z_i$  ist gegeben durch:

$$Z_i = Z_{sw}^i + I_{sign}^i * Z_d^i \quad (4.4)$$

Der Index i steht für COZ bzw. CIZ. Dabei bezeichnet  $Z_{sw}^i$  die z-Position des jeweiligen Signaldrahtes und  $Z_d^i$  den gemessenen Driftabstand. Die Berechnung der Driftabstände aus den gemessenen Driftzeiten wurde für die COZ im Abschnitt 2.7 ausführlich erläutert. Für die CIZ ist dies z.B. in /31/ nachzulesen.  $I_{sign}^i$  kann die Werte  $\pm 1$  annehmen und berücksichtigt das Vorzeichen des Driftabstandes. Damit wird zwischen Spuren auf den beiden unterschiedlichen Seiten der Signaldrahtebene unterschieden.

Die Kalibrationsparameter Driftgeschwindigkeit und Zeitnullpunkt bewirken systematische Verschiebungen des berechneten Driftabstandes, diese Verschiebung ist für eine vom tatsächlichen Wert abweichende Driftgeschwindigkeit proportional zum Driftabstand und für einen ungenau bestimmten Zeitnullpunkt unabhängig vom Driftabstand. Diese Abhängigkeit der systematischen Verschiebungen von den Kalibrationskonstanten motiviert die Einführung der Konstanten als freie Parameter bei der Bestimmung der z-Position in Gleichung (4.4) in folgender Form:

$$Z_i = Z_{sw}^i + I_{sign}^i * Z_d * \Delta V_d^i + I_{sign}^i * \Delta Z_0^i \quad (4.5)$$

Für richtig bestimmte Kalibrationskonstanten gilt  $\Delta V_d^i=1$  und  $\Delta Z_0^i=0$  und wir erhalten wieder Gleichung (4.4). Setzen wir den Ansatz (4.5) in Gleichung (4.3) ein, wobei wir die Ersetzung jeweils nur für die zu kalibrierende Kammer vornehmen, erhalten wir die folgenden Gleichungen:

$$Z_d^{COZ} * \Delta V_d^{COZ} + \Delta Z_0^{COZ} = I_{Sign}^{COZ} * \left( Z_0 - Z_{SW}^{COZ} + S^{COZ} * \frac{dz}{ds} \right) \quad (4.6)$$

für die COZ,

$$Z_d^{CIZ} * \Delta V_{Drift}^{CIZ} + \Delta Z_0^{CIZ} = I_{Sign}^{CIZ} * \left( Z_0 - Z_{SW}^{CIZ} + S^{CIZ} * \frac{dz}{ds} \right) \quad (4.7)$$

für die CIZ.

Die Unsicherheit der Parameter der Referenzgeraden  $Z_0$  und  $dz/ds$  bewirken für eine Vielzahl von Spuren keine systematische Verschiebung des vorhergesagten Punktes in der anderen Kammer. Eine Korrelation zwischen CIZ und COZ besteht nicht. Beide Gleichungen sind von ihrer Struktur her Geradengleichungen und damit relativ leicht zu lösen. Der Vorteil dieser Vorgehensweise liegt darin, daß in der Kovarianzmatrix die vollständige Information enthalten ist, so daß zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten nur diese und nicht sämtliche zur Kalibration verwendeten Spureninformationen abgespeichert werden müssen. Aus der Kovarianzmatrix lassen sich die Kalibrationsparameter direkt bestimmen. Da die Ergebnisse eines Geradenfits sehr anfällig gegen Ausreißer sind, werden 10% der Spuren verworfen, bei denen sich die durch die Referenz vorhergesagte und die bestimmte z-Position am stärksten unterscheiden.

Bei der Montage des H1 Spurkammersystems können die beiden z-Kammern nur mit einer begrenzten Genauigkeit gegeneinander ausgerichtet werden. Diese Unsicherheit liegt im Bereich von einigen 100  $\mu\text{m}$  und führt zu systematischen Fehlern bei der Bestimmung der Vertexposition in gleicher Größenordnung und zur Ineffizienz beim Verbinden (Link) der Informationen der verschiedenen Spurkammern. Aus Gründen der Zweckmäßigkeit wird bei der Bestimmung der relativen Positionierung  $\Delta Z_{CIZ-COZ}$  die Positionierung der COZ als korrekt angenommen und die innere z-Driftkammer daran ausgerichtet. Diese Festlegung ist willkürlich und ohne merklichen Einfluß auf die Kalibration der z-Koordinate der H1-Jetkammer.

Wir erweitern Gleichung (4.7) durch den Term  $\Delta Z_{CIZ-COZ}$  in folgender Weise:

$$I_{Sign}^{CIZ} * Z_d^{CIZ} * \Delta V_d^{CIZ} + I_{Sign}^{CIZ} * \Delta Z_0^{CIZ} + \Delta Z_{CIZ-COZ} = \left( Z_0 - Z_{SW}^{CIZ} + S^{CIZ} * \frac{dz}{ds} \right) \quad (4.8)$$

Dies ist eine lineare Gleichung mit drei freien Parametern. Für eine Vielzahl von Spuren erhalten wir ein Gleichungssystem zur Bestimmung dieser Parameter.

Jedoch ist mittels der Ersetzungen:

$$+\Delta Z_0^{CIZ} + \Delta Z_{CIZ-COZ} = \Delta Z_1 \quad (4.9)$$

$$\text{für } I_{Sign}^{CIZ} = +1 \quad (\text{rechte Seite der Driftzelle})$$

$$-\Delta Z_0^{CIZ} + \Delta Z_{CIZ-COZ} = \Delta Z_2 \quad (4.10)$$

$$\text{für } I_{Sign}^{CIZ} = -1 \quad (\text{linke Seite der Driftzelle})$$

die Zurückführung auf zwei lineare Gleichungen der günstigere und einfachere Weg.

Die Gleichungen (4.6) und (4.7) zur Bestimmung von Driftgeschwindigkeit und Zeitnullpunkt der COZ bzw. der CIZ und die Gleichungen (4.8) bis (4.10) zur Bestimmung der relativen Positionierung der beiden z-Driftkammern werden simultan gelöst.

Die relative Positionierung der beiden z-Driftkammern braucht nur einmal im Jahr bzw. nur einmal nach dem Zusammenbau des H1 Spurkammersystems bestimmt zu werden. Für eine optimale Bestimmung müssen die Kalibrationskonstanten Zeitnullpunkt und Driftgeschwindigkeit für beide z-Driftkammern genau bestimmt worden sein. Mit Hilfe von 3 umfangreichen Datensätzen, jeweils etwa 1500 Spuren, wurde für die relative Positionierung folgende Abweichung von der Nominalposition ermittelt:

$$\Delta Z_{CIZ-COZ} = (600 \pm 100) \mu\text{m} \quad (4.11)$$

Die realisierten Programme wurden zuerst mit simulierten kosmischen Teilchen auf ihre prinzipielle Funktionstüchtigkeit überprüft. Diese Untersuchungen wurden mit einem Datensatz kosmischer Teilchen wiederholt. Hier wurde nach erfolgter Kalibration die iterative Bestimmung von verschiedenen, von den wahren Konstanten abweichenden Werten erneut gestartet. In allen Fällen konvergierten die Kalibrationskonstanten in etwa 6 Iterationen gegen einen gemeinsamen Wert. Die Iteration kann dabei nicht innerhalb der Rekonstruktion für einen Datensatz erfolgen, sondern es muß für die jeweils bestimmten Kalibrationskonstanten die komplette Rekonstruktion der z-Driftkammern, einschließlich des Links, durchgeführt werden. Dies ist einerseits (rechen-)zeitaufwendig und bedeutet andererseits, daß eine genaue Bestimmung der Kalibrationskonstanten nicht in ausreichendem Umfang während der Standardrekonstruktion erfolgen kann.

Abb. 4.4 zeigt die Ergebnisse der iterativen Bestimmung der Kalibrationskonstanten für einen Satz von Startwerten. Die aus den jeweils bestimmten Kalibrationskonstanten resultierenden systematischen Abweichungen der bestimmten z-Position sind in Abb. 4.5 dargestellt. Aufgrund des größeren Radius der COZ sind die Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten für diese Kammer größer, deshalb werden bei stark abweichenden Kalibrationskonstanten der CIZ die der COZ im ersten Schritt nicht verändert. Die für eine Kalibration mit kosmischen Teilchen notwendige Anzahl von etwa 1000 Spuren steht nur im Falle der ausschließlichen Aufzeichnung von kosmischen Teilchen zur Verfügung. Als Spuren im Sinne der Kalibration werden dabei nur solche gezählt, die zweifelsfrei als kosmische Spuren mit zwei Teilspuren identifiziert wurden und mindestens dreimal einen Link mit den z-Kammern aufweisen. Für 1993 waren dies 4 Datensätze, die über diese ausreichende Statistik verfügten. Damit ist mit dieser Methode keine ständige Monitorierung möglich. Um für die innere z-Driftkammer eine zweite, unabhängige Methode zur Verfügung zu haben, wurde ein Kalibrationsverfahren entwickelt, das die Forderung nach einer gemeinsamen z-Vertexposition als Randbedingung ausnutzt. Abb. 4.6 zeigt die zu einem gemeinsamen Vertex gefitteten Spuren für ein ep-Ereignis.

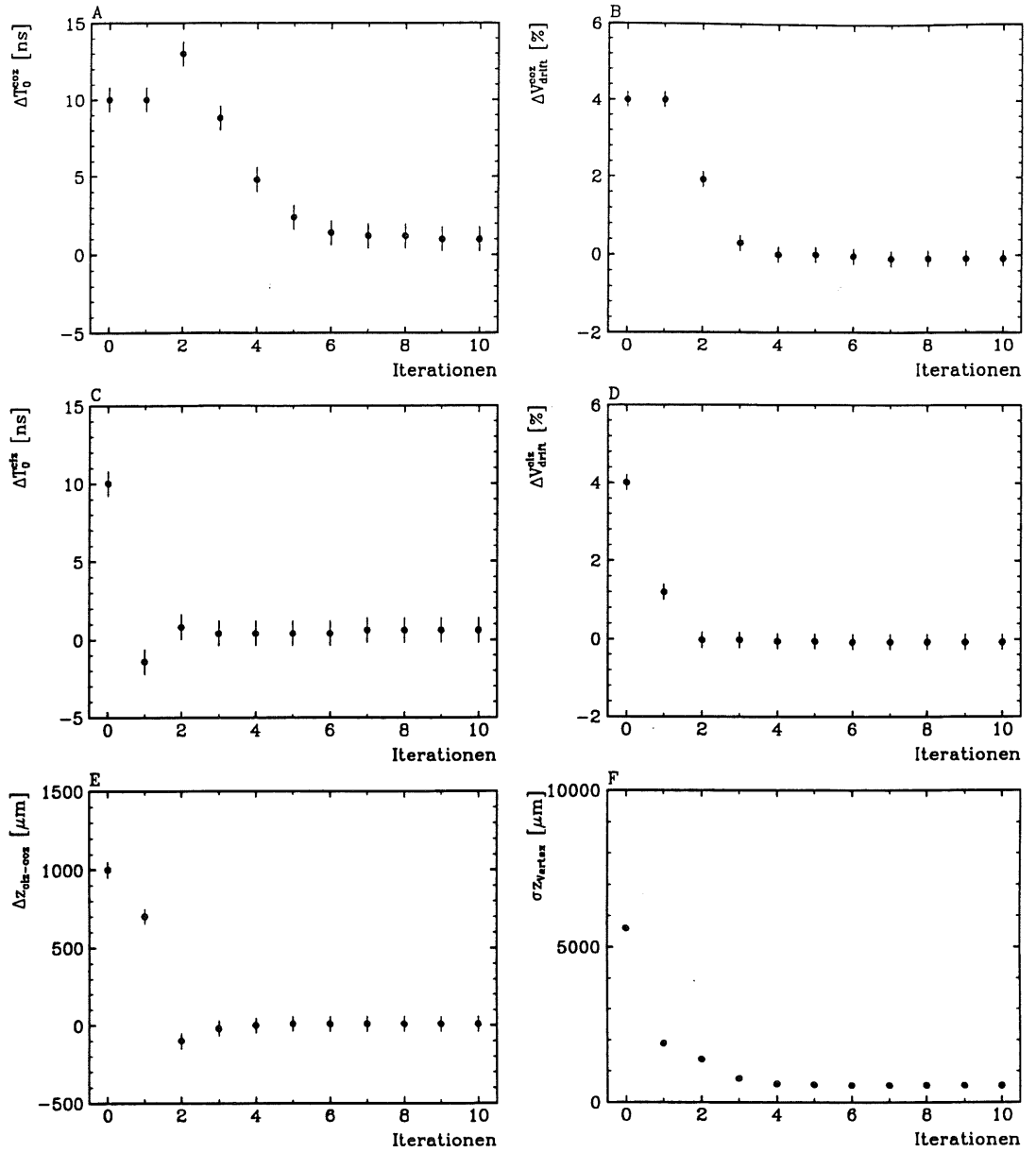


Abb. 4.4 Iterationsverlauf der Kalibrationskonstanten für kosmische Teilchen und verschiedene Kalibrationskonstanten. In Klammern sind die Startwerte aufgeführt.

Eben-(COZ) A: Zeitnullpunkt  $\Delta t_0^{COZ}$  (+10ns), B: Driftgeschwindigkeit  $\Delta V_d^{COZ}$  (+4%)

Mitte-(CIZ) C : Zeitnullpunkt  $\Delta t_0^{CIZ}$  (+10ns), D: Driftgeschwindigkeit  $\Delta V_d^{CIZ}$  (+4%)

Unten: E : relative Positionierung  $\Delta Z_{CIZ-COZ}$  (0.1cm),  
F : die Breite der z-Vertexverteilung als Funktion der jeweils bestimmten Kalibrationskonstanten

Die Abbildungen zeigen, wieviele Iterationen notwendig sind, um die für Null Iterationen angegebenen abweichenden Kalibrationskonstanten im Verlauf der Prozedur zu bestimmen.

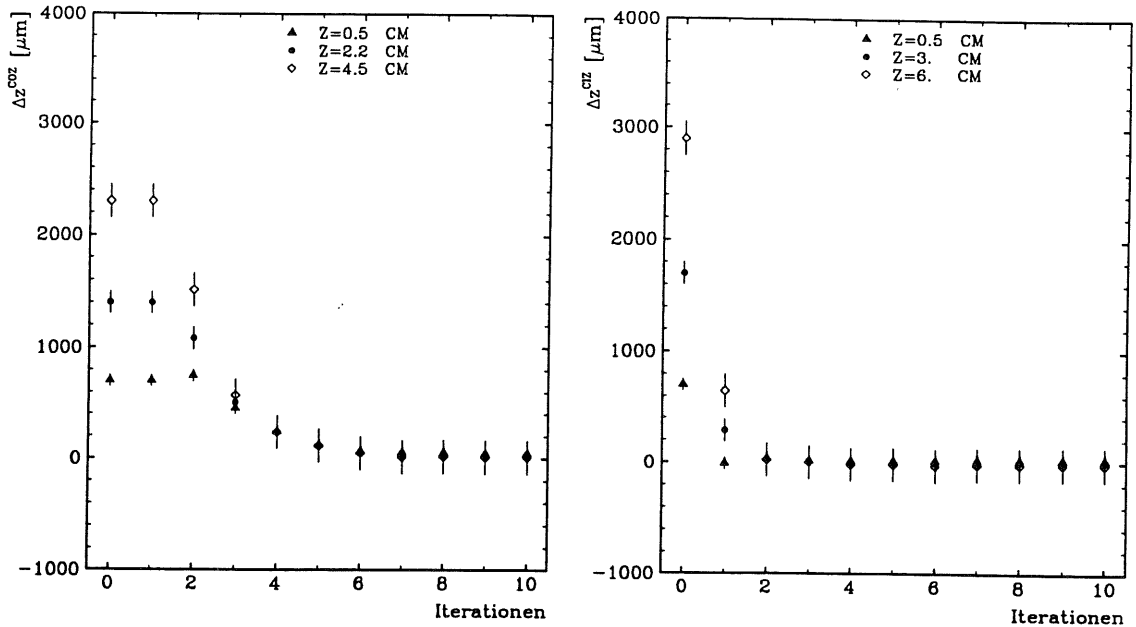


Abb. 4.5 systematische Verschiebung der berechneten z-Position für verschiedene Driftabstände und den jeweils bestimmten Kalibrationskonstanten.  
links: COZ , rechts: CIZ

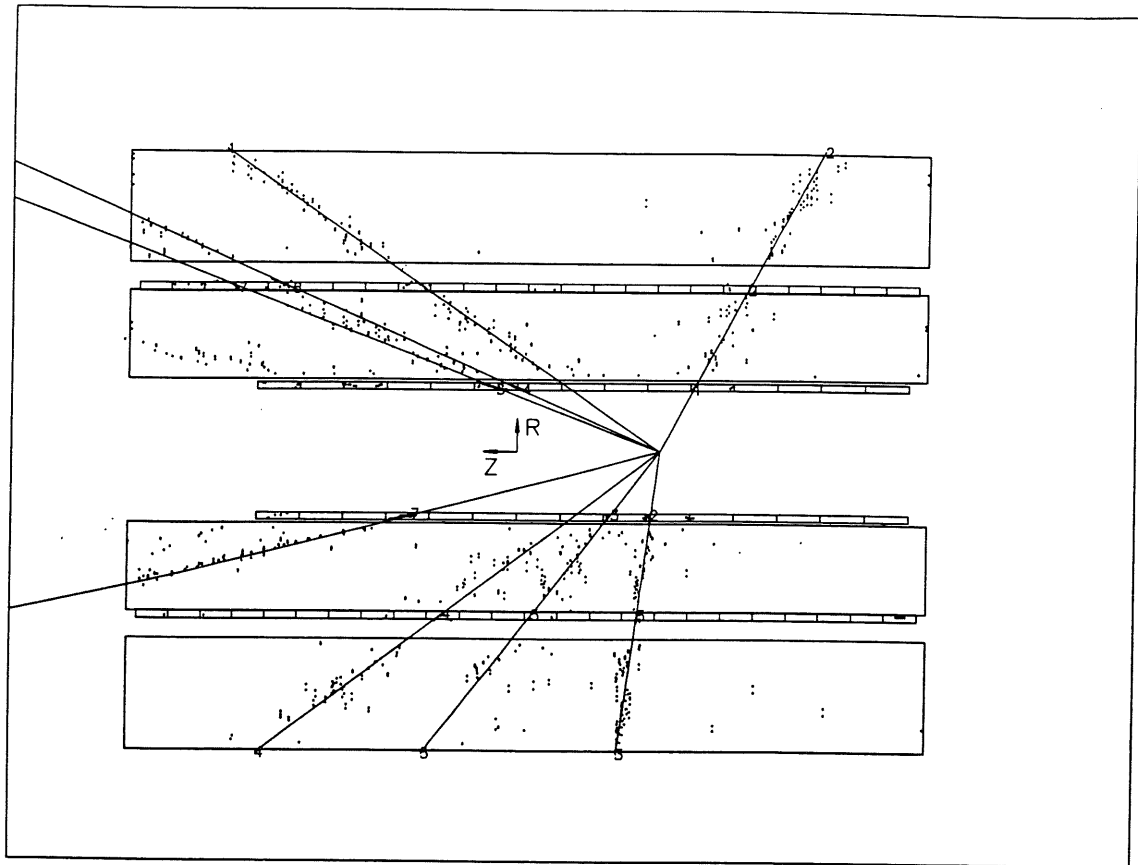
Die durch ungenau bestimmte Konstanten verursachten systematischen Verschiebungen der bestimmten z-Position sind für die CIZ bereits nach zwei Iterationen geringer als die intrinsische Ortsauflösung. Für die COZ sind aufgrund des größeren Radius dazu etwa 5 Iterationen notwendig.

Aus der Randbedingung einer gemeinsamen z-Vertexposition für mehrere zum Vertex gefittete Spuren wurde ein Verfahren zur Kalibrierung mit Spuren aus ep-Wechselwirkungen entwickelt. Die Referenzgerade zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten Driftgeschwindigkeit und Zeitnullpunkt der CIZ ist hierbei durch die von der COZ gemessenen z-Positionen und der zuvor von allen Spuren bestimmten z-Vertexposition definiert. Bei der Vertexposition wird mehr Wert auf gute Spuren bzw. Ereignisse gelegt als auf Vollständigkeit bei der Verwendung der Spuren. Folgende Schritte wurden angewandt:

- es gibt mindestens drei zu einem gemeinsamen Vertex zeigende Spuren mit jeweils einem Link mit CIZ und COZ.
- Die Polarwinkel  $\Theta$  der Spursegmente von CIZ und COZ müssen übereinstimmen, um falsch zugeordnete Spurpunkte der z-Kammern auszuschließen.

Die zur Kalibrierung verwendeten Formeln werden nun abgeleitet. Aus den gemessenen z-Positionen der beiden z-Driftkammern und der von der Jetkammer bestimmten Bogenlänge berechnen wir den z-Vertex der i-ten Spur und daraus durch gewichtete Mittelwertbildung den gemeinsamen z-Vertex ZV:

$$ZV_i = Z_i^{COZ} - S_i^{COZ} * \frac{Z_i^{COZ} - Z_i^{CIZ}}{S_i^{COZ} - S_i^{CIZ}} \quad (4.10)$$



**Abb. 4.6** rz-Ansicht eines Ereignis aus ep-Wechselwirkungen. Die Forderung nach einer gemeinsamen z-Vertexposition wird zur Interkalibrierung der z-Driftkammern verwendet.

Die von der CIZ bestimmte z-Koordinate wird, wie bei der Kalibration mit kosmischen Spuren, zerlegt:

$$Z^{CIZ} = Z_{SW}^{CIZ} + I_{Sign}^{CIZ} * Z_d^{CIZ} * \Delta V_d^{CIZ} + I_{Sign}^{CIZ} * \Delta Z_0^{CIZ} \quad (4.11)$$

Setzen wir dies in Gleichung (4.10) ein, so erhalten wir unter Verwendung der Abkürzung

$$\Delta S = \frac{S^{COZ}}{S^{COZ} - S^{CIZ}} \quad (4.12)$$

die Gleichung (4.13) mit den zu bestimmenden Konstanten auf der linken Seite:



$$Z_d^{CIZ} * \Delta V_d^{CIZ} + \Delta Z_0^{CIZ} = I_{Sign}^{CIZ} * \left( \frac{ZV - (1 - \Delta S) * Z^{COZ}}{\Delta S} + Z_{SW}^{CIZ} \right) \quad (4.13)$$

Alle anderen Größen werden von der COZ gemessen. Für eine Vielzahl von Spuren erhalten wir ein lineares Gleichungssystem mit zwei freien Parametern. Dies sind Zeitnullpunkt und Driftgeschwindigkeit.

Zum Test der erstellten Programme wurde, ausgehend von verschiedenen systematisch verschobenen Kalibrationskonstanten der CIZ, die iterative Bestimmung von Driftgeschwindigkeit und Zeitnullpunkt durchgeführt. Abb. 4.7 zeigt, daß die Kalibrationskonstanten nach 2 Iterationen mit ausreichender Genauigkeit bestimmt sind. Zur Überprüfung der Stabilität des Verfahrens wurde die iterative Bestimmung der Konstanten dennoch weiter durchgeführt. Die Konvergenz zu einem gemeinsamen Wert wurde innerhalb von 6 Iterationen erreicht. Abb. 4.8 zeigt die durch abweichende Kalibrationskonstanten verursachten systematischen Abweichungen der berechneten z-Position der CIZ. Mit den nach 2 Iterationen bestimmten Kalibrationskonstanten ist die durch ungenau bestimmte Kalibrationskonstanten verursachte systematische Verschiebung der berechneten z-Position geringer als die intrinsische Ortsauflösung.

Mit diesen Methoden wurden die Kalibrationskonstanten der CIZ zeitabhängig für das ganze Jahr 1993 bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.9 dargestellt. Die mit den beiden unterschiedlichen Verfahren erhaltenen Kalibrationskonstanten stimmen innerhalb der Fehler überein. Die Driftgeschwindigkeit ist für den gesamten Zeitraum auf etwa  $\pm 1.5\%$  konstant.

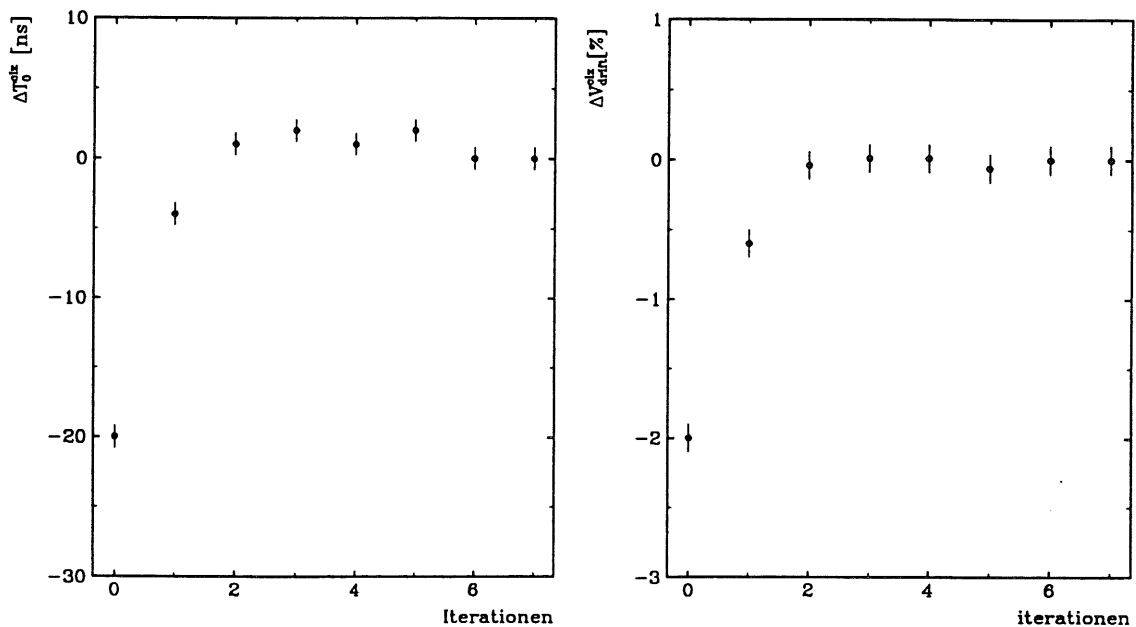


Abb. 4.7 Kalibrationskonstanten der inneren z-Driftkammer, bestimmt mit Hilfe eines Datensatzes von Spuren aus ep-Wechselwirkungen. Nach zwei Iterationen sind die Konstanten mit ausreichender Genauigkeit bestimmt.

links: Zeitnullpunkt

rechts: Driftgeschwindigkeit

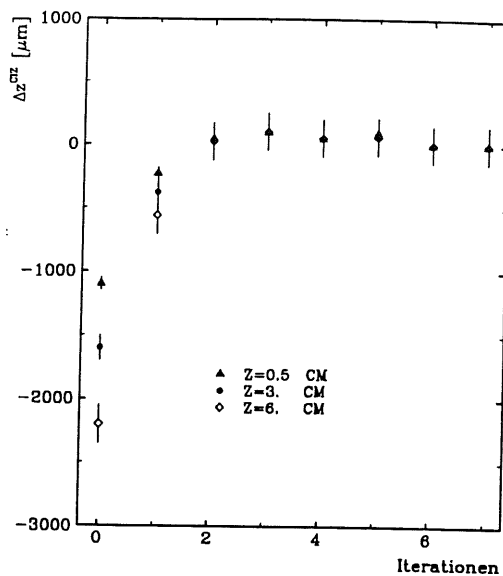


Abb. 4.8 systematische Verschiebung der durch die CIZ bestimmten z-Position für verschiedene Driftabstände und den jeweils bestimmten Kalibrationskonstanten. Nach zwei Iterationen sind die durch abweichende Konstanten verursachten systematischen Verschiebungen der bestimmten z-Position geringer als das intrinsische Auflösungsvermögen der Kammer.

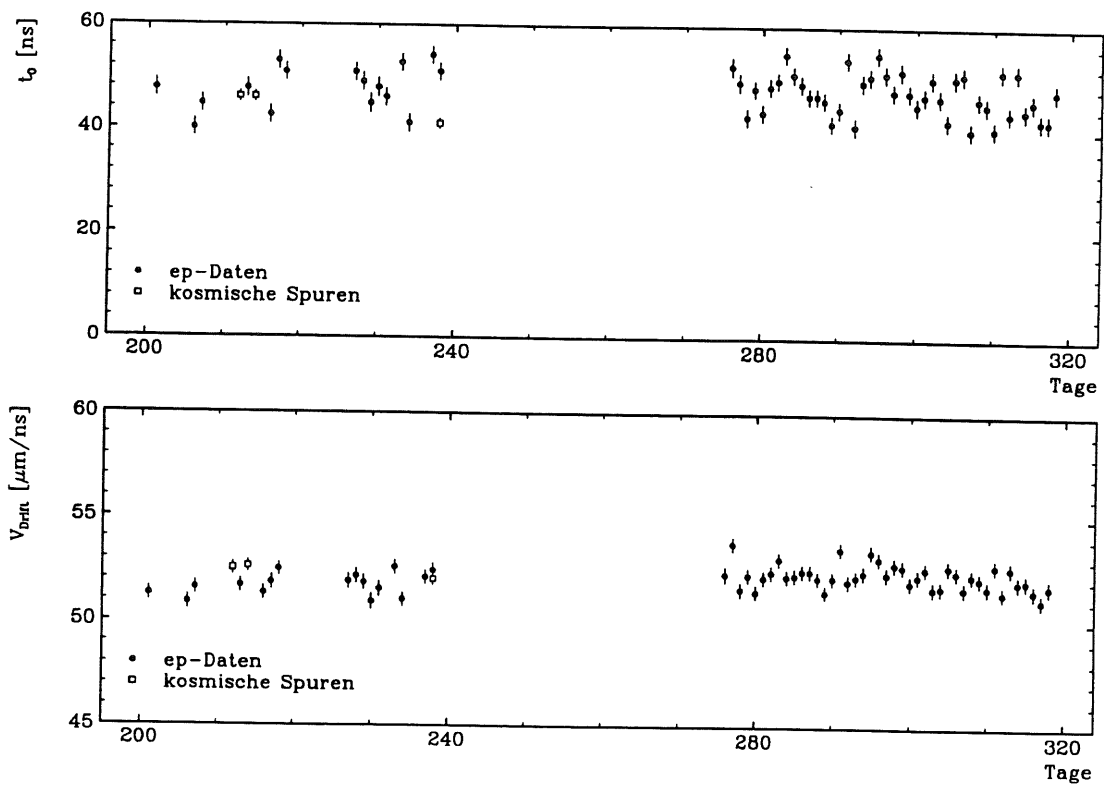


Abb. 4.9 Ergebnisse bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten Zeitnullpunkt (oben) und Driftgeschwindigkeit (unten) für die CIZ als Funktion der Zeit.

### 4.3 Die Eichung des Azimutwinkels der COZ

Die  $\varphi$ -Koordinate der COZ in Richtung des Drahtes wird durch das Prinzip der Ladungsteilung bestimmt. Die zu bestimmenden Kalibrationsparameter effektive Drahtlänge  $L_{eff}$  und relativer Verstärkungsfaktor  $g_r$  wurden bereits zusammen mit den anderen Kalibrationskonstanten in Abschnitt 3.1 eingeführt und erläutert. Die Berechnung der  $\varphi$ -Position erfolgt aus den beiden in der Pulsanalyse bestimmten Ladungen  $Q_+$  und  $Q_-$ , gemäß der Beziehung:

$$\varphi = \varphi_0 + \pi * L_{eff} * \frac{(Q_+ - Q_- * g_r)}{(Q_+ + Q_- * g_r)} \quad (4.14)$$

Dabei ist  $\varphi_0$  der durch die Geometrie gegebene Drahtmittelpunkt. Die Bestimmung der Kalibrationsparameter effektive Drahtlänge  $L_{eff}$  und relativer Verstärkungsfaktor  $g_r$  erfolgt durch Eichung der durch Gleichung (4.14) berechneten  $\varphi$ -Koordinate der COZ an der  $\varphi$ -Messung der Jetkammer. Diese ist etwa zwei Größenordnungen genauer als die durch Ladungsteilung ermittelte  $\varphi$ -Messung der COZ.

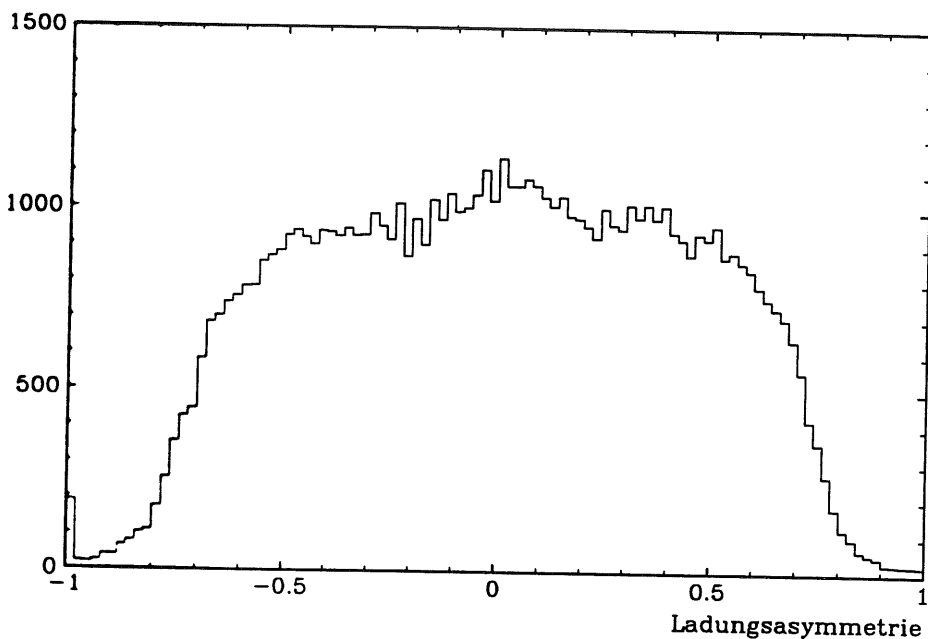


Abb. 4.10 Die Ladungsasymmetrie der COZ.

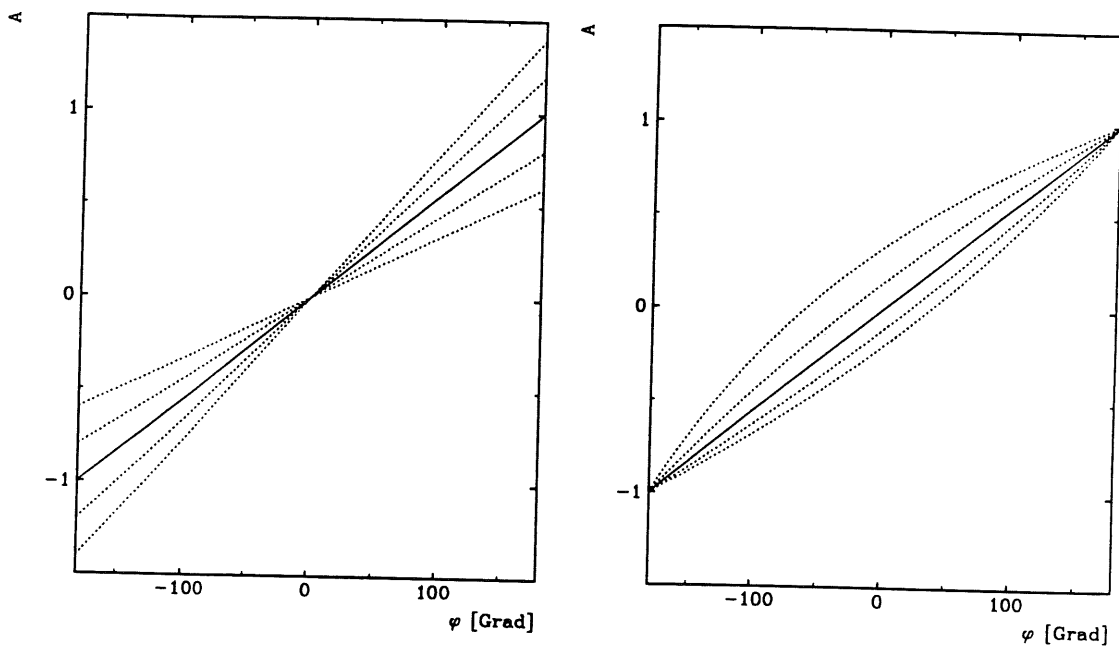
Um diesen Vergleich durchführen zu können, müssen die Informationen aus beiden Kammer miteinander verbunden werden können, dazu ist eine grobe Kenntnis der  $\varphi$ -Kalibrationsparameter nötig. Aus der Ladungsasymmetrie kann die effektive Drahtlänge abgeschätzt werden. Da die gemessene Ladungsasymmetrieverteilung in guter Näherung symmetrisch um den Nullpunkt liegt, können wir aus der Breite der Ladungsasymmetrie auf halber Höhe eine effektive Länge von etwa 0,7 bestimmen, siehe Abb. 4.10. Für den relativen Verstärkungsfaktor kann der Wert 1 angenommen werden.

Auch aus der Analyse von Testpulsen können die Kalibrationskonstanten bestimmt werden. Die Erfahrungen bei der Kalibration der z-Koordinate der Jetkammer besagen jedoch, daß mit dieser Methode systematisch zu kleine effektive Drahtlängen bestimmt werden /30/, /32/. Da eine erste Abschätzung für die COZ anhand der Ladungsasymmetrie vorgenommen werden kann, wurde auf die Anwendung der Testpulskalibration zur Bestimmung von effektiven Drahtlängen und relativen Verstärkungsfaktoren verzichtet.

Bei richtig bestimmten Kalibrationskonstanten  $g_r$  und  $L_{eff}$  muß die von der COZ bestimmte  $\varphi$ -Koordinate innerhalb der Fehlergrenzen mit der von der Jetkammer gemessenen  $\varphi$ -Koordinate übereinstimmen. Die Aufgabe der Kalibration bedeutet die Minimierung von  $d\varphi$ :

$$d\varphi = \varphi_{COZ} - \varphi_{CJC}$$

$$d\varphi = \varphi_0 + \pi * L_{eff} * \frac{(Q_+ - Q_- * g_r)}{(Q_+ + Q_- * g_r)} - \varphi_{CJC} \quad (4.16)$$



**Abb. 4.11** Ladungsasymmetrie der COZ als Funktion des Azimutwinkels und für systematisch veränderte Kalibrationskonstanten effektive Drahtlänge  $L_{eff}$  (links) bzw. relativer Verstärkung  $g_r$  (rechts). Die Konstanten wurden dabei ausgehend von ideal bestimmten Konstanten (durchgezogene Linie) um jeweils 10% verändert (gepunktete Linien).

Der Einfluß falscher Kalibrationskonstanten ist in Abb. 4.11 dargestellt, deutlich ist die Verschiebung und Krümmung aufgrund des nichtlinearen Einflusses der relativen Verstärkung zu erkennen. Die Kalibrationskonstanten für jeden Draht der COZ wurden durch einen Funktionenfit nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt.

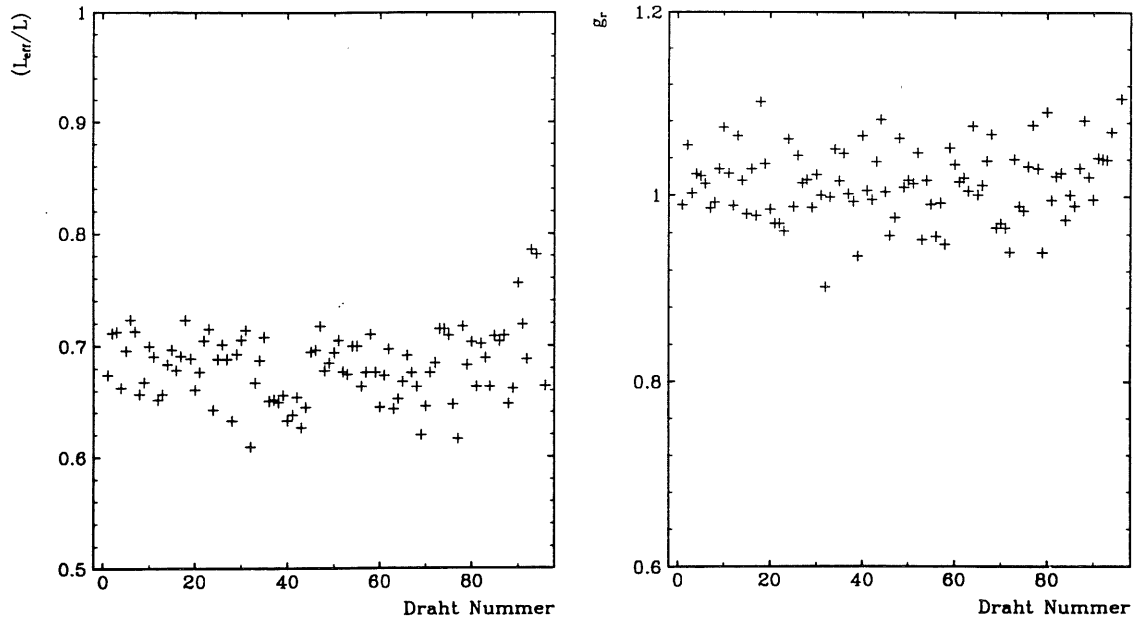


Abb. 4.12 Kalibrationskonstanten  $L_{eff}$  (links) und  $g_r$  (rechts) für alle Signaldrähte der COZ.

Die in Abb. 4.13 gezeigten Kalibrationskonstanten wurden mit einem Funktionenfit bestimmt. Die Unterschiede zwischen den Drähten betragen für beide Konstanten etwa 5 %. Signifikante Unterschiede zwischen den vier Drähten jeweils eines Ringes wurden dabei nicht festgestellt, so daß die geringen Unterschiede in den Drahtlängen keinen Einfluß haben. Auch ein Einfluß der unterschiedlich langen, flexiblen Bandleiter auf die Konstanten ist nicht festzustellen. Die Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Konstanten betragen etwa 0.5 %, die signifikant größeren Unterschiede zwischen den einzelnen Drähten sind auf unterschiedliche Vorverstärker und auf eine unterschiedlich starke Neigung zum Einfangen zufälliger Pedestalschwankungen zurückzuführen. Die erreichte  $\varphi$ -Auflösung der COZ beträgt im Mittel 2.3% der Drahtlänge und ist in Abb. 4.13 als Funktion des Azimutwinkels  $\varphi$  dargestellt. Für  $\varphi=0^\circ$  sind beide Ladungen gleich groß. Zu  $\pm 180^\circ$  wird jeweils eine der beiden Ladungen kleiner und wird deshalb ungenauer bestimmt, da sich dann zufällige Pedestalschwankungen ungünstig auf die Bestimmung der Ladung auswirken. Das Signal- zu Untergrundverhältnis hat somit einen entscheidenden Einfluß auf die  $\varphi$ -Auflösung.

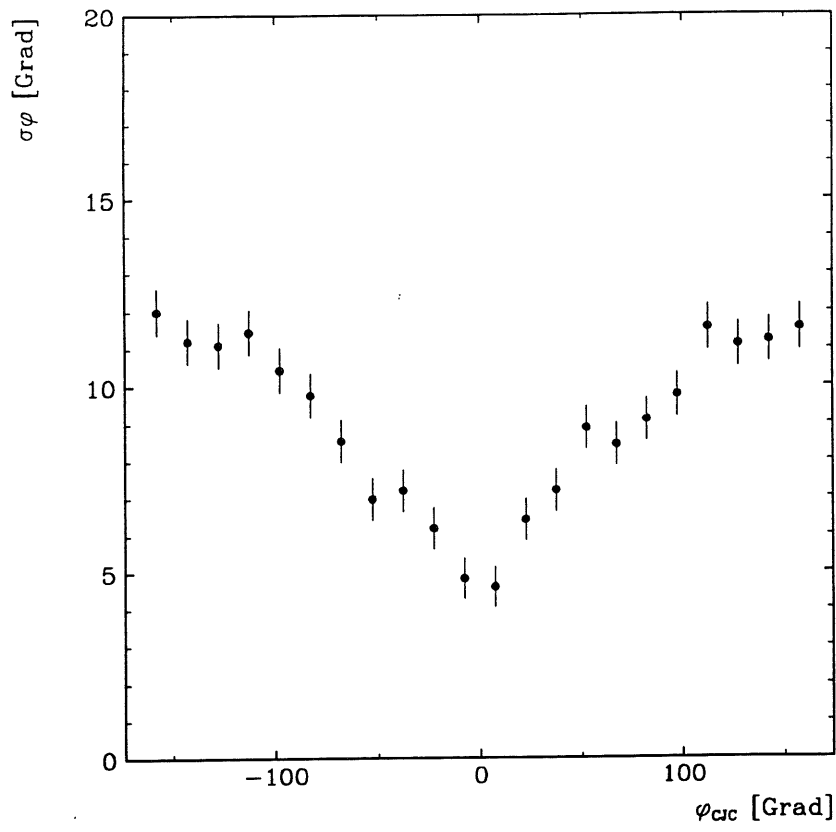


Abb. 4.13  $\varphi$ -Auflösung der COZ als Funktion des Azimutwinkels.

## 4.4 Die Überprüfung der Modellannahmen

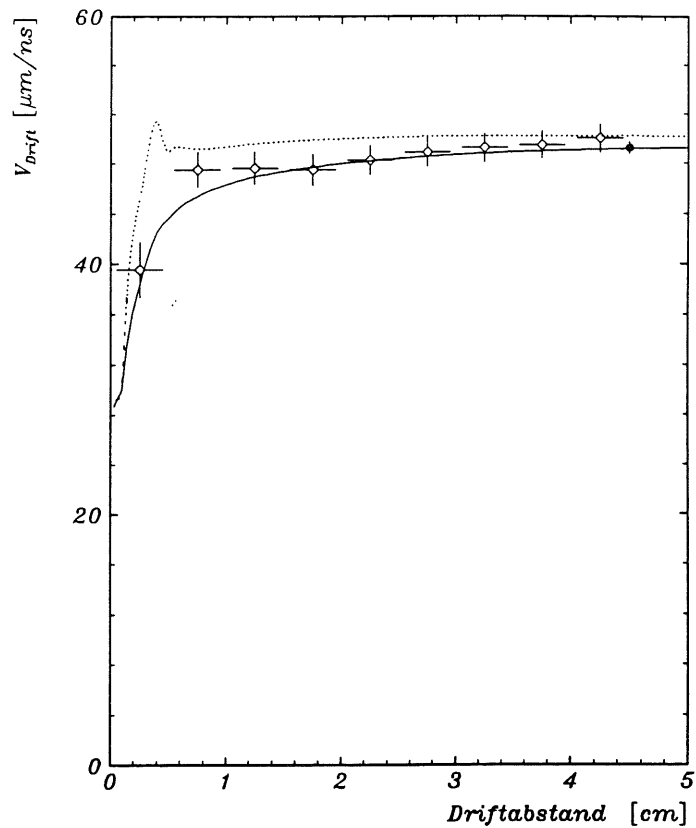
Nach der Bestimmung der Kalibrationskonstanten mit den bisher vorgestellten Verfahren und Methoden ist es notwendig, die Genauigkeit der bestimmten Konstanten, sowie die verwendeten Modellannahmen zu überprüfen. Für die Kalibrationskonstanten ist dies durch zwei unabhängige Verfahren bereits ausreichend geschehen. Die gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der beiden Methoden, die nicht nur auf unabhängigen Verfahren beruhen, sondern auch Spuren aus unterschiedlichen Bereichen des Driftraumes und damit mit unterschiedlicher Systematik verwenden, wurde bereits in Abb. 3.11 gezeigt. Deshalb sollen hier die Modellannahmen, auf denen die Umrechnung der Driftzeit in Spurpunkte beruht, überprüft werden.

Dazu gehören:

- Die Driftgeschwindigkeit als Funktion des Driftabstandes
- Die Parametrisierung der Isochronen.

Im Abschnitt 3.1 haben wir bei der Einführung der Kalibrationskonstanten erläutert, warum die Driftgeschwindigkeit als Funktion des Driftabstandes nur mit einer Genauigkeit von etwa 5 % theoretisch berechnet werden kann. Die theoretische Berechnung wird daher nur zur Vorhersage des Verlaufes der Driftgeschwindigkeit im Driftraum, nicht aber ihres absoluten Wertes verwendet.

Die Berechnung der Driftgeschwindigkeit als Funktion des Driftabstandes kann im Experiment mit Hilfe der CIZ verifiziert werden. Dazu werden kosmische Spuren verwendet, die CIZ und COZ zweimal kreuzen. Die Vorgehensweise ist dabei ähnlich der in Abs. 4.2 beschriebenen Interkalibration von CIZ und COZ. Dort wurden die systematischen Abweichungen der von der COZ gemessenen z-Positionen von den durch die CIZ vorhergesagten z-Positionen bestimmt. Unter Verwendung der theoretisch berechneten Orts-Driftzeit-Beziehung wurden diese systematischen Abweichungen zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten Driftgeschwindigkeit und Zeitnullpunkt verwendet. Hier werden nach erfolgter Kalibration der beiden z-Driftkammer die systematischen Abweichungen von gemessener z-Position der COZ zur von der CIZ vorhergesagten z-Position als Funktion des Driftabstandes bestimmt. Diese so bestimmten Abweichungen haben ihre Ursache in einem lokalen Unterschied zwischen der theoretisch berechneten und der tatsächlichen Driftgeschwindigkeit. Abb. 4.14 zeigt, daß der theoretische Verlauf der Driftgeschwindigkeit als Funktion des Driftabstandes durch die Ergebnisse von zwei unabhängig voneinander arbeitenden Kalibrationsverfahren gut bestätigt wird. Besonders hervorzuheben ist die Bestätigung der Nichtlinearität der Driftgeschwindigkeit in der Nahregion durch das Resultat bei 0.4 cm.



**Abb. 4.14** Driftgeschwindigkeit als Funktion des Driftabstandes.

*theoretische Berechnung:* Die lokale Driftgeschwindigkeit (gepunktete Linie) ist ab etwa 1 cm Driftabstand konstant. Bei der Umrechnung von Driftzeiten in Driftabstände muß die integrierte Driftgeschwindigkeit (durchgezogene Linie) verwendet werden.

*Kalibrationsergebnisse:* Mit der internen Methode kalibrierte Driftgeschwindigkeit (geschlossener Punkt). Die integrierte Driftgeschwindigkeit wird daran justiert. Mit kosmischen Teilchen bestimmte Driftgeschwindigkeit als Funktion des Driftabstandes (offene Punkte).



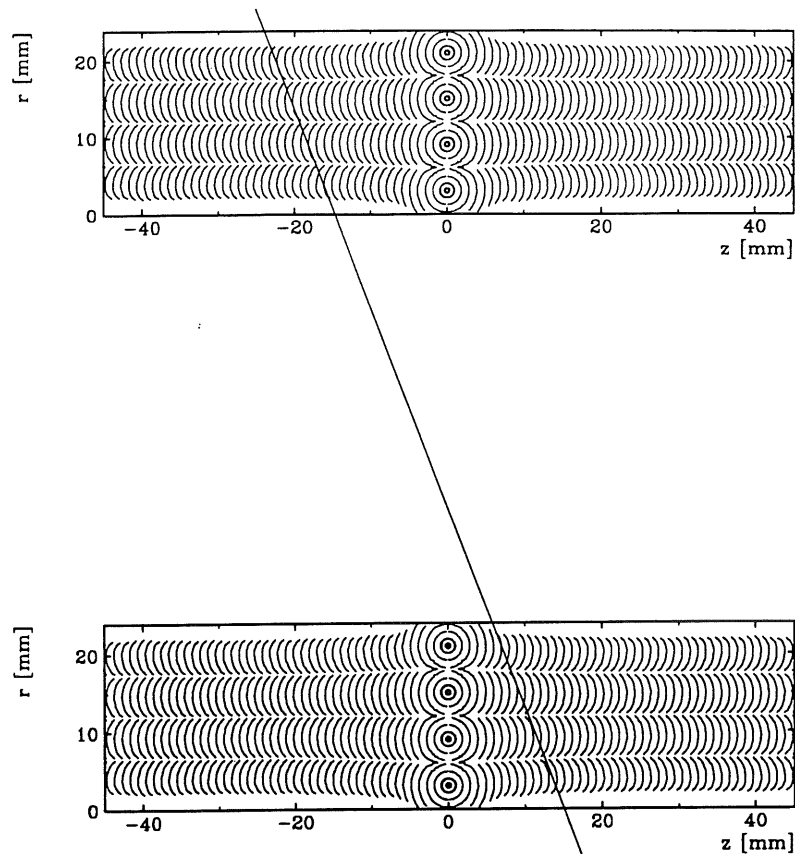


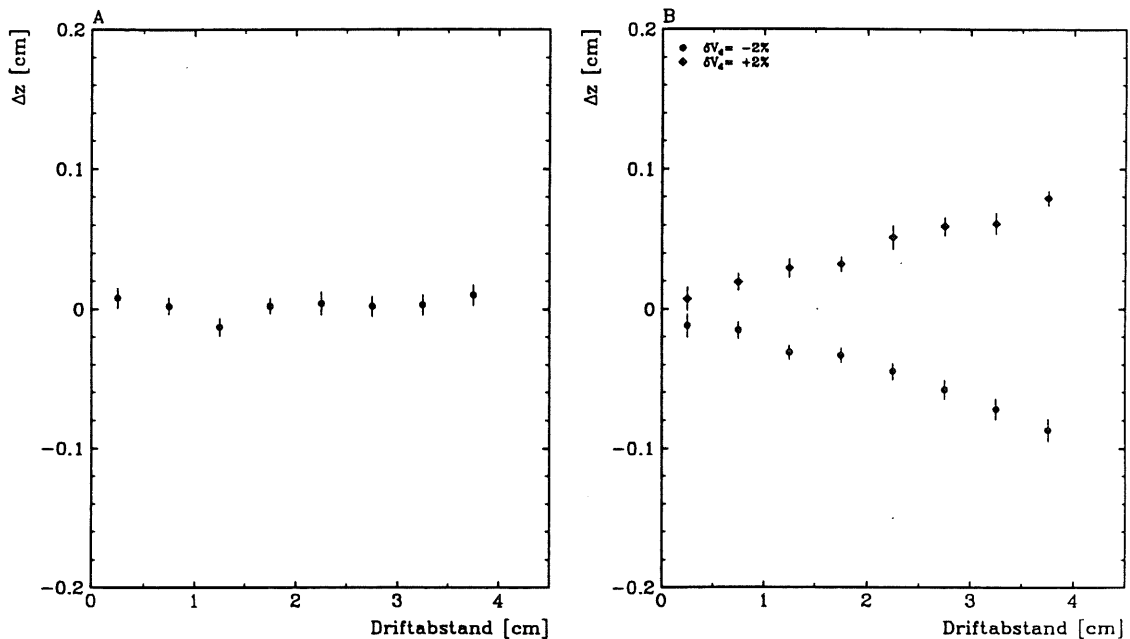
Abb. 4.15 *Spuren der kosmischen Höhenstrahlung werden durch die COZ zweimal nachgewiesen. Die Abmessungen der dargestellten COZ-Driftzellen sind maßstabsgetreu. Der mittlere Abstand zwischen den Driftzellen unterhalb und oberhalb der Strahlröhre beträgt 95 cm.*

In Abschnitt 2.5 wurde gezeigt, daß sich die theoretisch berechnete Isochronenform durch Kreise gut beschreiben läßt. An dieser Stelle soll deshalb untersucht werden, ob es Abweichungen von der berechneten Isochronenform gibt. Diese können ihre Ursachen in einer ungenauen Beschreibung der Randflächen haben. Dies betrifft z.B. die Ersetzung der feldformenden Streifen durch Drähte. Die elektrostatische Berechnung liefert für Innen- und Außendrähte unterschiedliche Isochronentabellen. Da der Einfluß der Randflächen auf die Innendrähte gering ist, werden sie als Referenz zur Überprüfung der Isochronen der Außendrähte verwendet. Dazu dienen kosmische Teilchen, siehe Abb. 4.15. Die Residuen der von den Außendrähte gemessenen z-Positionen gegenüber der durch die Innendrähte definierten Referenzgerade werden in Abhängigkeit vom Polarwinkel und vom Driftabstand bestimmt. Die Residuen der bestimmten z-Positionen der Außendrähte in Abhängigkeit vom Driftabstand gestatten die Überprüfung der relativen Driftgeschwindigkeit der Außen- zu den Innendrähten. Diese Überprüfung ist notwendig, da die bisher vorgestellten Kalibrationsverfahren nur die Bestimmung einer gemeinsamen Driftgeschwindigkeit für alle vier Signaldrähte eines Ringes gestatten.

Das Ergebnis für einen Datensatz mit kosmischen Spuren ist in Abb. 4.16.A zu sehen. Durch Anpassung einer Geraden an die bestimmten Residuen wurde für die relative Driftgeschwindigkeit von Außen- zu Innendrähten folgender Wert bestimmt:

$$\Delta V_d = \frac{V_d(\text{Außendrähte})}{V_d(\text{Innendrähte})} = (100.3 \pm 0.2)\% \quad (4.17)$$

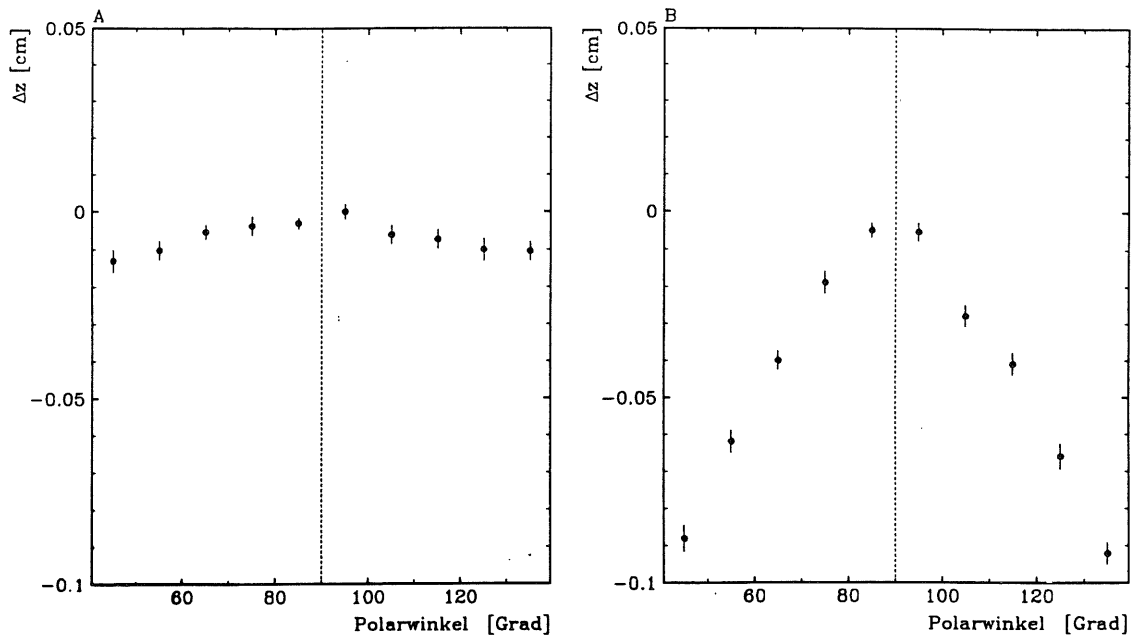
Zur Überprüfung der Methode wurde die Driftgeschwindigkeit für die Außendrähte um  $\pm 2\%$  verändert und die Bestimmung der relativen Driftgeschwindigkeit erneut durchgeführt. Von beiden Startwerten aus wurde der gleiche Wert bestimmt. Abb. 4.16B zeigt die bestimmten Residuen als Funktion des Driftabstandes nach der ersten Iteration. Die Anstiege der angepaßten Geraden ergeben mit  $+1.9\%$  bzw.  $-1.9\%$  etwas zu kleine Werte. Nach 2 weiteren Iterationen wurden die Startwerte erreicht. Damit ist gezeigt, daß bei der theoretischen Berechnung der Orts-Driftzeit-Beziehung die Driftgeschwindigkeit der Außen- und Innendrähte korrekt beschrieben wird.



**Abb. 4.16** Die Residuen der von den Außendrähte gemessenen z-Positionen relativ zu den Innendrähten als Funktion des Driftabstandes

links (A): Residuen als Funktion des Driftabstandes nach erfolgter Kalibration.

rechts (B): Residuen nach Modifizierung der Driftgeschwindigkeit der Außendrähte um  $\pm 2\%$ .



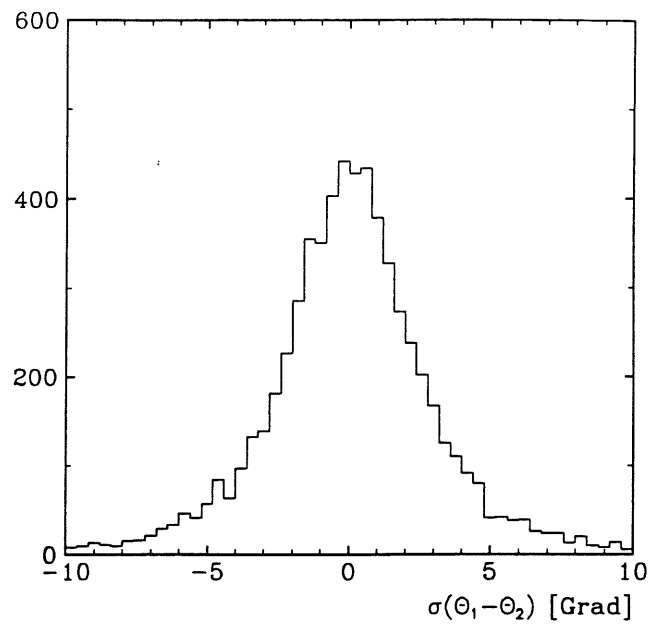
**Abb. 4.17** Residuen der von den Außendrähte  $n$  gemessenen  $z$ -Position als Funktion des Polarwinkels.

links (A): Residuen nach erfolgter Kalibration.

rechts (B):  $z$ -Residuen für eine künstliche Verzerrung der Isochronen der Außendrähte von  $0.1 \text{ cm/rad}$ .

Abb. 4.17.A zeigt die Residuen der Außendrähte als Funktion des Polarwinkels. Durch Beachtung der Symmetrie innerhalb einer COZ-Driftzelle können alle Spurdurchgänge auf die in Abb. 4.15 gezeigte Situation zurückgeführt werden. Neben dem Einfluß der Randflächen kann auch das Magnetfeld zu einer Änderung der tatsächlichen von der durch die elektrostatischen Berechnung gegebene Isochronenform bewirken. Da die Elektronen jedoch überwiegend parallel zum Magnetfeld driften, ist dieser Einfluß gering. Zur Überprüfung der angewandten Methode wurden die Isochronen der Außendrähte künstlich um  $0.1 \text{ cm/rad}$  verzerrt. Die nach der ersten Iteration bestimmten und in Abb. 4.16B dargestellten Spurresiduen sind mit  $0.09 \text{ cm/rad}$  etwas zu klein. Zwei weitere Iterationen sind zur genauen Bestimmung notwendig.

Die Gültigkeit der Isochronenparametrisierung kann auch anhand der erreichten Genauigkeit des Polarwinkels für ein Spursegment der COZ überprüft werden. Bei einer intrinsischen Auflösung von  $320 \mu\text{m}$ , 4 Signaldrähten und einem Abstand von  $0.6 \text{ cm}$  zwischen zwei benachbarten Signaldrähten erwarten wir eine Genauigkeit für den Polarwinkel des Spursegmentes von  $1.3^\circ$ . Zusätzliche Ungenauigkeiten haben ihre Ursache in einer ungenauen Beschreibung der Isochronenform. Zur Überprüfung der gewählten Isochronenparametrisierung wird für kosmische Teilchen die Differenz der Polarwinkel für die beiden Spursegmente bestimmt. Die in Abb. 4.18 gezeigte Verteilung hat eine Breite von  $2.0^\circ$ . Die Auflösung des Polarwinkels für ein Spursegment bestimmt man daraus gemäß  $\sigma(\Theta) = \sigma(\Theta_1 - \Theta_2) / \sqrt{2}$  zu  $1.4^\circ$ . Damit ist noch einmal die Richtigkeit der verwendeten Isochronenparametrisierung gezeigt worden. Die hier aufgeführten Werte für den Polarwinkel  $\Theta$  geben nur die Genauigkeiten für die Spursegmente der COZ wider. Sie dürfen nicht mit der höheren Genauigkeit von etwa  $0.2^\circ$ , mit der der Polarwinkel  $\Theta$  für Spuren, die sowohl von der COZ als auch der CIZ gemessen wurden, verwechselt werden.



**Abb. 4.18** Die Differenz des bestimmten Polarwinkels für zwei Spursegmente der COZ. Die Breite beträgt  $2.0^\circ$ . Die daraus bestimmte Genauigkeit des Polarwinkels für ein Spursegment von  $1.4^\circ$  stimmt mit dem erwarteten Wert von  $1.3^\circ$  gut überein und zeigt die Güte der verwendeten Isochronenparametrisierung.

---

## 5. DIE COZ IM ZENTRALEN SPURDETEKTOR

### 5.1 Rekonstruktion von Teilchenspuren im zentralen Spurdetektor (LINK)

Die hohen Anforderungen an die Spurrekonstruktion des zentralen Spurkammersystems von H1 ergeben sich daraus, daß voneinander unabhängige Driftkammern mit komplementärer Genauigkeit in der  $z$  und  $\varphi$  Koordinate zur Messung der Spuren verwendet werden. Die Rekonstruktion von Spuren erfolgt daher in mehreren Schritten. Zuerst erfolgt die Spurrekonstruktion der H1-Jetkammer, die über eine hohe Redundanz zur Spurerkennung verfügt. Aufgrund ihres Aufbaus erlaubt diese Kammer die Bestimmung des Zeitnullpunktes für jedes Ereignis mit hoher Genauigkeit (auf ca. 1ns), der bei der Rekonstruktion der beiden  $z$ -Driftkammern von großen Nutzen ist. Für CIZ und COZ kann der Zeitnullpunkt nicht für jedes Ereignis, sondern nur als Mittelwert für eine Vielzahl von Spuren bestimmt werden.

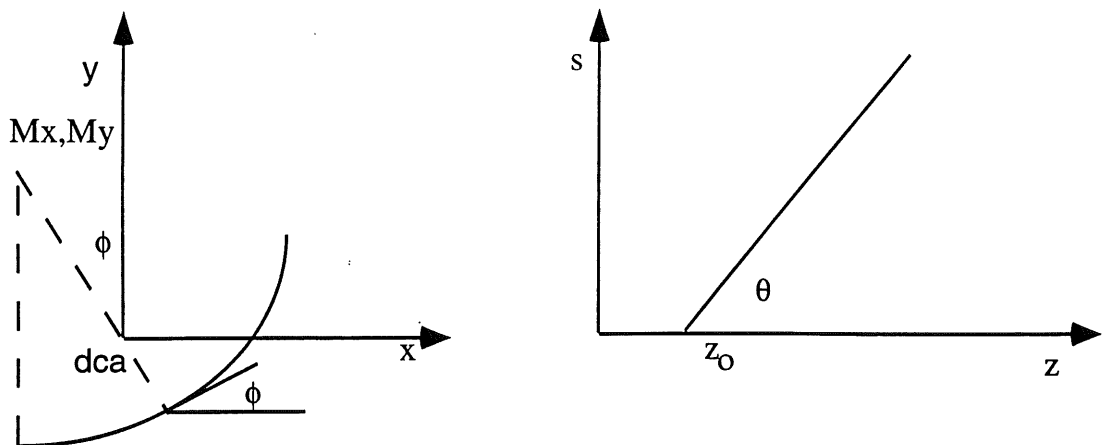
Durch das Verbinden der Spurinformatoren von Jetkammer und  $z$ -Driftkammern erhält man die endgültige und gewünschte Genauigkeit in allen Koordinaten. Die Bahn eines geladenen Teilchens in einem homogenen Magnetfeld verläuft auf einer Helix und ist damit durch 5 Parameter beschreibbar. Die Projektionen auf die Ebene senkrecht zum Magnetfeld und auf die gedachte Zylinderoberfläche der Helix ergeben Kreise bzw. Geraden. Zur Parametrisierung des Kreises werden die folgenden Größen gewählt, siehe Abb. 5.1:

- $\kappa$  = die vorzeichenbehaftete Krümmung
- $d_0$  = minimaler Abstand zur  $z$ -Koordinatenachse  
( $d_0$  = distance of closest approach )
- $\varphi$  = Azimutwinkel am Punkt des kleinsten Abstandes zur  $z$ -Achse

Die Gerade in der  $sz$ -Ebene wird durch

- $Z_0$  =  $z$ -Koordinate am  $d_{ca}$
- $\Theta$  = Polarwinkel

beschrieben.



**Abb. 5.1** *Spurparametrisierung im zentralen H1-Spurdetektor. In der xy-Ebene werden die Teilchenspuren durch Kreise (links) und in der sz-Ebene durch Geraden (rechts) beschrieben.*

Das zur Zeit verwendete Rekonstruktionsprogramm CNREC extrapoliert die in der Jetkammer gefundenen Spuren auf den Zylindermantel der z-Driftkammern und sucht in einem Korridor in  $z$  und  $\phi$  um den jeweiligen Durchstoßpunkt nach einzelnen Meßpunkten in den z-Driftkammern. Die Breite des Korridors entspricht dem Dreifachen des jeweilig dominierenden Fehlers. Dies ist für jede der Kammern die Koordinate, die jeweils durch Ladungsteilung bestimmt wird. Die einzelnen Meßpunkte werden als einer Spur zugehörig betrachtet, wenn sie innerhalb ihrer internen z-Auflösung auf einer Geraden in der sz-Ebene liegen, und wenn der Spurwinkel  $\Theta$  dieses Spursegmentes mit dem Polarwinkel  $\Theta$  der Jetkammerspur übereinstimmt. Die endgültige Entscheidung über die Verwendung eines bzw. die Auswahl unter mehreren Spurkandidaten der beiden z-Driftkammern wird durch einen  $\chi^2$ -Geradenfit gefällt. Nähere Einzelheiten zum Rekonstruktionsprogramm CNREC sind in /33/ nachzulesen.

Der Geradenfit wird im globalen H1-Koordinatensystem in der sz-Ebene durchgeführt. Die Umrechnung der relativ zu den Signaldrähten gemessenen z-Positionen ins globale H1-Koordinatensystem erfordert die Berücksichtigung:

- der z-Positionen der Signaldrähte
- der Polygonkorrekur
- der Bogenlänge der Spurpunkte.

Die Polygonkorrekur resultiert aus der Anordnung der Drähte der COZ, diese sind in Form eines 24-eckigen Polygons um die Strahlachse herum gespannt, resultiert ein mit  $\phi$  variierender radialer Abstand eines Drahtes zur Strahlachse. Für die COZ beträgt der Unterschied zwischen dem maximalen Radius am Steg und dem minimalen Radius in der Mitte zwischen zwei Stegen 0.4 cm bei einem entsprechenden Winkel von  $7.5^\circ$ . Eine Genauigkeit von etwa 100  $\mu\text{m}$  bei der Bestimmung der r-Koordinate für jeden Meßpunkt erfordert somit eine Kenntnis des Azimutwinkels  $\phi$  der Spur an der jeweiligen r-Position

mit einer Genauigkeit von  $0.2^\circ$ . Diese Genauigkeitsanforderung ist nur unter Verwendung der  $\varphi$ -Information der Jetkammer zu erreichen, so daß die Polygonkorrektur erst beim Verbinden der Spurinformatoren der einzelnen Kammern erfolgen kann. Nach /30/ kann der  $\varphi$ -Winkel für Daten mit einer Genauigkeit von  $0.1^\circ$  bestimmt werden, daraus resultiert eine Unsicherheit in der Bestimmung der Radiusposition von  $60 \mu\text{m}$ .

Dieser Geometrieeffekt ist auch bei einer idealen Anordnung der Signaldrähte nicht zu vermeiden. Dazu kommt die Unsicherheit in den Radien an den 24 Stegen, die die Signaldrähte halten. Diese Radien wurden vor dem Verschließen der Kammer auf  $100 \mu\text{m}$  genau vermessen. Dies führt dazu, daß die Radien der einzelnen rekonstruierten Meßpunkte auf etwa  $130 \mu\text{m}$  genau bekannt sind. Für erfolgreich mit der Jetkammer verbundene Spursegmente der COZ dient die  $\varphi$ -Messung durch Ladungsteilung in der COZ also nur zur Zuordnung von Spurpunkten und nicht zur eigentlichen Koordinatenmessung.

Da der Link von Jetkammer und z-Driftkammern in der sz-Ebene erfolgt, müssen die so korrigierten Radien in Bogenlängen umgerechnet werden. Die Bogenlänge ist eine Funktion der von der Jetkammer bestimmten Größen Krümmung und  $dca$  und dem Radius des jeweiligen Spurpunktes. Der maximale Fehler der Bogenlänge kann aus den einzelnen Beiträgen dieser Größen zum totalen Differential:

$$dS = \frac{\partial S}{\partial R} dR + \frac{\partial S}{\partial(dca)} d(dca) + \frac{\partial S}{\partial \kappa} d\kappa \quad (5.1)$$

abgeschätzt werden. Die analytische Berechnung der einzelnen Ableitungen führt auf unübersichtliche Ausdrücke, deshalb wird eine numerische Berechnung durchgeführt. Wir erhalten:

$\frac{\partial S}{\partial R} = 1$	$dR = 130 \mu\text{m}$	$\delta S_R \approx 130 \mu\text{m}$
$\frac{\partial S}{\partial(dca)} = 0.1-0.5$ (mit $dca$ steigend)	$d(dca) = 400 \mu\text{m}$	$\delta S_{dca} \approx 40 - 200 \mu\text{m}$
$\frac{\partial S}{\partial \kappa} = 10-100 \mu\text{m}^2$	$d\kappa = 40 \cdot 10^{-6} \mu\text{m}^{-1}$	$\delta S_\kappa \approx 4 - 40 \mu\text{m}$

Tab. 5.1 Beiträge der einzelnen Größen zur Unsicherheit der Bogenlänge.

Die angegebenen Genauigkeiten für Krümmung und  $dca$  wurden /30/ für ep-Daten entnommen. Die Fehler der Radien stellen den dominierenden Beitrag zur Unsicherheit bei der Bestimmung der Bogenlänge von etwa  $200 \mu\text{m}$ .

## 5.2 Linkeffektivität

Eine hohe Effektivität ist eine entscheidende Anforderung an eine Driftkammer. In Abschnitt 2.7 wurden die auch ohne externe Referenz bestimmbare Einzeldrahteffektivität und die mit dem Rekonstruktionsprogram COZREC erzielte Effektivität präsentiert. An dieser Stelle soll die Effektivität bestimmt werden, mit der einer Jetkammerspur Spurpunkte der äußeren z-Driftkammer zugeordnet werden können, im folgenden als Linkeffektivität bezeichnet. Aufgrund der kompakten Bauweise der Kammer gibt es Bereiche, in denen ein Nachweis von geladenen Teilchen nicht möglich ist. Dazu gehören die Auslesezeiten, die die Drähte haltenden Stege und die Kathodenflächen. Deshalb erfolgt vor der Berechnung der Linkeffektivität eine quantitative Bestimmung der ineffektiven Bereiche.

Aus der Breite der Auslesezeiten von  $7.5^\circ$  resultiert eine Ineffektivität von 2.1 %. Aufgrund der Breite der 24 Stege von 0.15 cm erwartet man insgesamt eine rein geometrische bedingte Ineffektivität von  $0.15\text{cm}/(2\pi r/24)=1.2\%$ . Die Überprüfung dieses Wertes mit kosmischen Spuren wird im folgenden erklärt. Durch die Jetkammer wird der Azimutwinkel mit einer Genauigkeit von  $0.2^\circ$  bestimmt, so daß unter Verwendung dieser externen Referenz die durch die Stege verursachte Ineffektivität sehr genau überprüft werden kann. Der äquidistante Abstand von  $15^\circ$  zwischen zwei Stegen gestattet die Transformation aller von der COZ gemessenen  $\varphi$ -Werte in einen Winkelbereich von  $0^\circ$  bis  $30^\circ$ . In Abb. 5.2 ist die so bestimmte Ineffektivität in Abhängigkeit vom Azimutwinkel  $\varphi$  dargestellt. Die gegenüber dem rein geometrischen Wert doch erheblich höhere Ineffektivität von 9 % hängt wahrscheinlich mit dem Einfluß des dielektrischen Materials der Stege zusammen. Dieser Effekt, wenn auch nicht in diesem Ausmaß, wurde auch mit dem COZ Prototypen und der z-Driftkammer des JADE Experimentes /8/ beobachtet.

Für die Kathodenflächen mit einer Breite von 0.15 cm und der Länge einer Driftzelle von 9 cm erwarten wir eine geometrische Ineffektivität von 1.7 %. Zur Bestimmung dieses vom Polarwinkel abhängigen Ineffektivität kann die Jetkammer als externe Referenz nicht verwendet werden. Deshalb wird die Anzahl der gefundenen Spuren, die eine Kathodenfläche kreuzen, in Abhängigkeit vom Polarwinkel der COZ bestimmt. Der Vergleich zwischen der Polarwinkelverteilung von Spuren die die Kathodenfläche kreuzen und der Polarwinkelverteilung der übrigen Spuren ermöglicht die Berechnung der minimalen Driftstrecke, die ein geladenes Teilchen im sensitiven Gasvolumen nahe den Kathodenflächen der COZ zurücklegen muß, um registriert zu werden. Der von uns bestimmte Wert beträgt  $(600 \pm 100) \mu\text{m}$ . Zum Vergleich entnehmen wir der Literatur /34/, daß ein geladenes Teilchen im sensitiven Kammervolumen je Zentimeter Driftstrecke im statistischen Mittel 30 Elektronen erzeugt. Dies entspricht einer minimalen Driftstrecke zur Erzeugung eines Elektrons von  $330 \mu\text{m}$ . Mit anderen Worten, die COZ ist in der Lage Signale zu sehen, die im Mittel nur von 2 Elektronen herrühren.

Mit diesen Informationen über die minimale Driftstrecke kann für eine vorgegebene Winkelverteilung der Einfluß der Kathodenflächen auf die Ineffektivität untersucht werden. Die Ineffektivität ist für senkrechte Spuren am größten und nimmt für geneigte Spuren ab.



wir erhalten :    1.7    % als rein geometrische Effekt  
                      2.2  $\pm$  0.5% für Spuren aus ep-Wechselwirkungen  
                      3.0  $\pm$  0.5% für Spuren der kosmische Höhenstrahlung

Damit beträgt die durch den Aufbau der Kammer bedingte Ineffektivität für ep-Daten etwa 13 %. Die auf die gesamte Kammer bezogene Linkeffektivität kann maximal einen Wert von etwa 87 % erreichen.

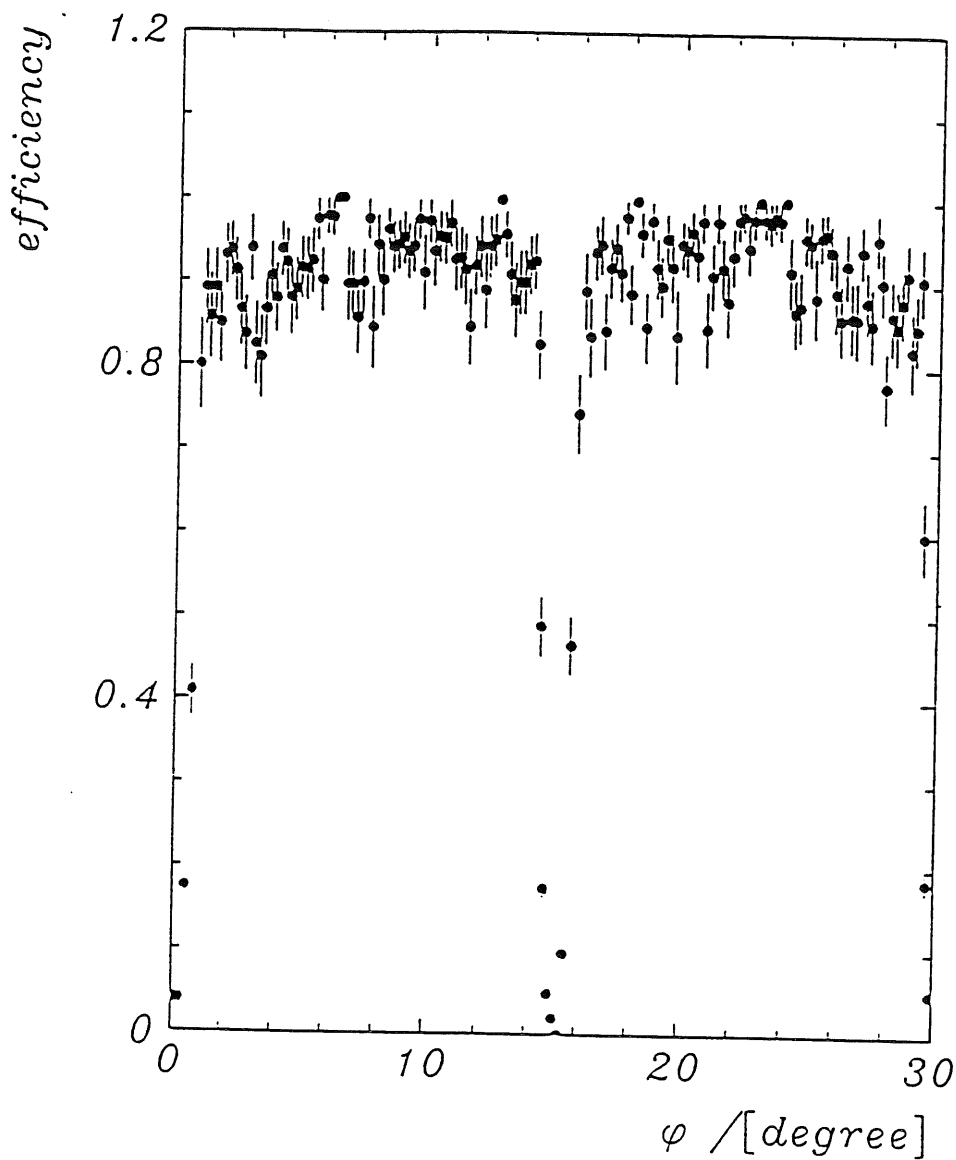


Abb. 5.2    Effektivität als Funktion des Azimutwinkels der Jetkammer.

Zur Bestimmung der Linkeffektivität werden durch die Jetkammer gut definierte Spuren als Referenz verwendet. Die Jetkammerspur muß die COZ einschließen, d.h. vor dem Radius der COZ beginnen und nach ihr enden:

$$R_{\text{Start}} < 30 \text{ cm}, R_{\text{End}} > 60 \text{ cm}.$$

Die Spur muß sowohl in z als auch in der xy-Ebene vom Vertex stammen:

$$|z_0| < 50 \text{ cm}, |dca| < 2 \text{ cm}.$$

Die Linkeffektivität hat den Wert Eins, wenn mindestens 2 Spurpunkte in der COZ gefunden wurden, ansonsten den Wert Null. Die so bestimmte Linkeffektivität ist in Abb. 5.3 in Abhängigkeit von der Hochspannung dargestellt. Zusätzlich ist die infolge der geometrisch bedingten Ineffektivitäten maximal mögliche Effektivität eingezeichnet (gestrichelte Linie). Das Plateau der Linkeffektivität wird bei einer Signaldrahtspannung von 2.400 V erreicht. Dieser Wert hängt dabei auch von den anderen angelegten Spannungen ab. Die theoretischen Rechnungen ergeben, daß bei einer Änderung der Kathodenspannung von -3000 V auf -3500 V die Signaldrahtspannung um etwa 50 V auf 2350 V verringert werden kann, ohne daß sich die Gasverstärkung und damit die Effektivität ändern. Diese Überlegungen wurden durch die ersten Ergebnisse des Jahres 1994 bestätigt.

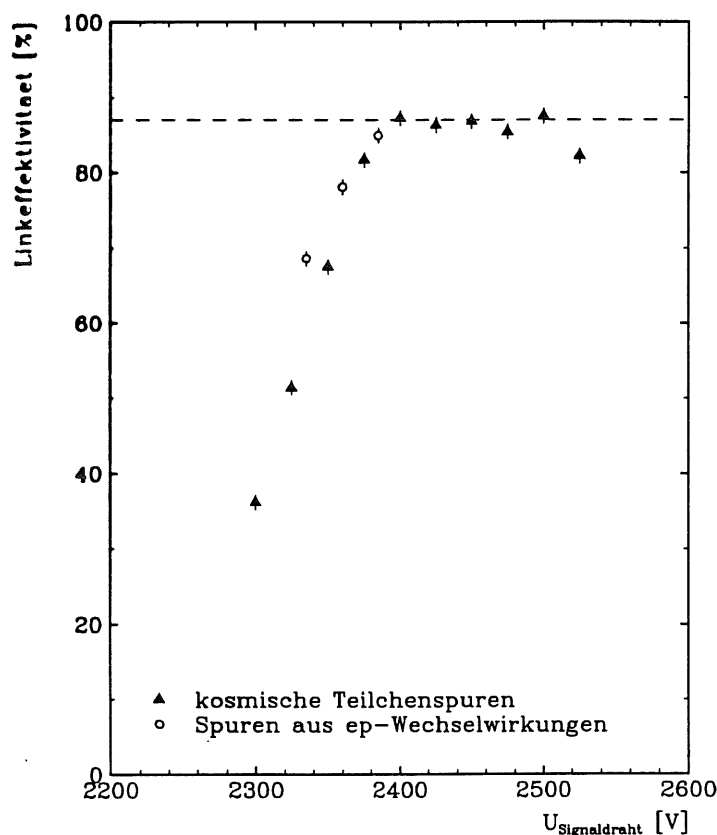


Abb. 5.3 Linkeffektivität als Funktion der Signaldrahtspannung.

### 5.3. Bewertung der Kalibration

Nach der Bestimmung der Kalibrationskonstanten ist es erforderlich, ihre Qualität zu beurteilen. Außerdem soll in diesem Abschnitt die Leistungsfähigkeit der verschiedenen Verfahren miteinander verglichen werden. Mit der Methode der kumulativen Driftzeitverteilung (Abs. 3.2) ist die Driftgeschwindigkeit nur auf 5 % und der Zeitnullpunkt auf 20-30 ns genau zu bestimmen. Daraus ergibt sich, daß hiermit keine ausreichende Kalibration, sondern nur eine erste grobe Abschätzung erfolgen kann. Am wirkungsvollsten ist die in Abs. 3.3 vorgestellte Methode der internen Kalibration. Diese basiert auf Spuren, die die Signaldraht- und Kathodenebene kreuzen. Der Vorteil dieser Methode liegt darin begründet, daß sie nur auf Spurinformatoren der COZ beruht. Weiterhin ist damit eine ständige Bestimmung der Kalibrationskonstanten für ep-Ereignisse während der Standardrekonstruktion möglich. Ein Nachteil ist allerdings, daß eine Ungenauigkeit der verwendeten Orts-Driftzeitbeziehung zu systematisch falschen Konstanten führen würde. Deshalb ist eine Überprüfung dieser Konstanten unerlässlich. Diese erfolgt mit Methoden der Interkalibration der beiden z-Driftkammern. Auch die Bestimmung der relativen Positionierung von CIZ und COZ zueinander ist nur hiermit möglich. Jedoch ist mit diesen Methoden, die auf kosmischen Teilchen basieren, keine ständige Bestimmung der Konstanten möglich, da während des normalen ep-Betriebes keine ausreichende Anzahl an kosmischen Teilchen aufgezeichnet wird.

An dieser Stelle wollen wir außerdem die Genauigkeit bei der Berechnung der z-Koordinate durch die COZ im globalen H1-Koordinatensystem, sowie die Genauigkeit bei der Berechnung der z-Vertexposition durch die beiden z-Driftkammern bestimmen. Der Vergleich zwischen der intrinsischen und der Spurauflösung gestattet auch eine Überprüfung der Kalibrationsgüte und der Genauigkeit mit der die Geometriekonstanten bestimmt wurden. Die intrinsische Auflösung, siehe auch Abschnitt 2.7, ist ein Maß für die mit der COZ erzielbare Genauigkeit. Sie ist weitgehend unabhängig von den bestimmten Kalibrationsparametern. Zur Bestimmung der Auflösung der COZ im globalen H1-Koordinatensystem werden kosmische Spuren verwendet. Die Spurpunkte oberhalb und unterhalb der Strahlachse müssen auf einer Geraden liegen. Die Abweichung der einzelnen Spurpunkte von dieser Geraden gibt die im globalen H1-Koordinatensystem erreichte globale Genauigkeit wider.

Die Breite der in Abb. 5.4 gezeigten intrinsischen Auflösung beträgt  $\sigma_{int} = 340 \mu\text{m}$ . Für die globale Genauigkeit wurde eine Breite von  $\sigma_{glob} = 550 \mu\text{m}$  bestimmt, siehe Abb. 5.5. Dabei wurden nur solche Spuren verwendet, die jeweils auf zwei unterschiedlichen Seiten von verschiedenen Driftzellen registriert wurden. Der Einfluß der Kalibration kann gemäß:

$$\sigma_{Glob}^2 = \sigma_{int}^2 + \sigma_s^2 + \sigma_{Kal}^2 \quad (5.2)$$

abgeschätzt werden.

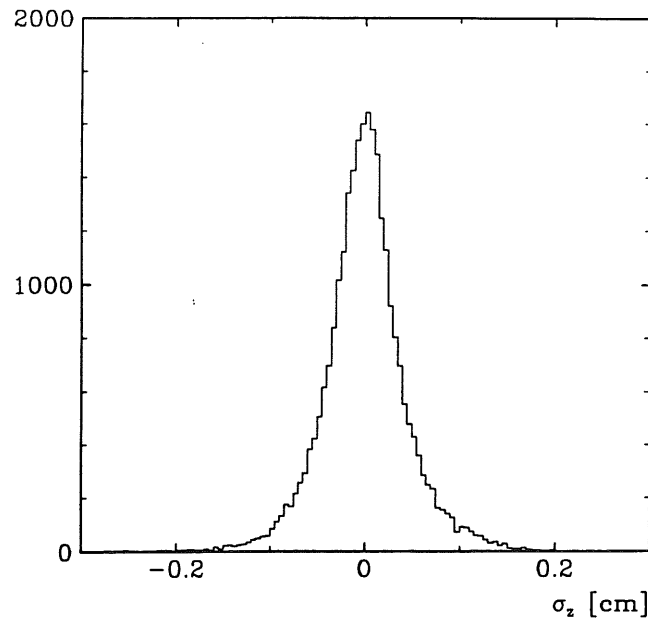
Die Ungenauigkeit der Bogenlänge  $\sigma_s$  wurde auf Seite 89 abgeschätzt und beträgt etwa  $200 \mu\text{m}$ . Damit erhalten wir für  $\sigma_{Kal}$  einen Wert von  $380 \mu\text{m}$ . Jedoch ist keine Zuordnung dieses zusätzlichen Fehlers zu den Kalibrationskonstanten Driftgeschwindigkeit oder Zeitnullpunkt, sowie einem möglicherweise größeren Fehler bei der Bestimmung der

Geometriekonstanten möglich. Die erzielte globale Genauigkeit von 550  $\mu\text{m}$  zeigt, daß die durch Geometrie, Parametrisierung der Isochronen, Rekonstruktionsprogramme und Kalibration verursachten zusätzlichen Ungenauigkeiten in etwa dem intrinsischen Auflösungsvermögen der Kammer entsprechen. Dies Ergebnis zeigt, daß die in dieser Arbeit beschriebene Analyseketten zur Bestimmung der z-Koordinate aus gemessenen Driftzeiten zufriedenstellend arbeitet. Dabei ist zu beachten, daß für diese globale Genauigkeit Spuren auf verschiedenen Seiten einer Driftzelle verwendet wurden. Für diese bewirken abweichende Kalibrationskonstanten systematische Verschiebungen in entgegengesetzte Richtungen. Der Einfluß der Kalibrationsgüte ist hier maximal, eine teilweise Kompensation wie für Spuren, die auf gleichen Seiten der Driftzelle registriert wurden, tritt nicht auf. Für Spuren, die auf der gleichen Seite einer Driftzelle registriert wurde, wurde eine globale Genauigkeit von 420  $\mu\text{m}$  bestimmt.

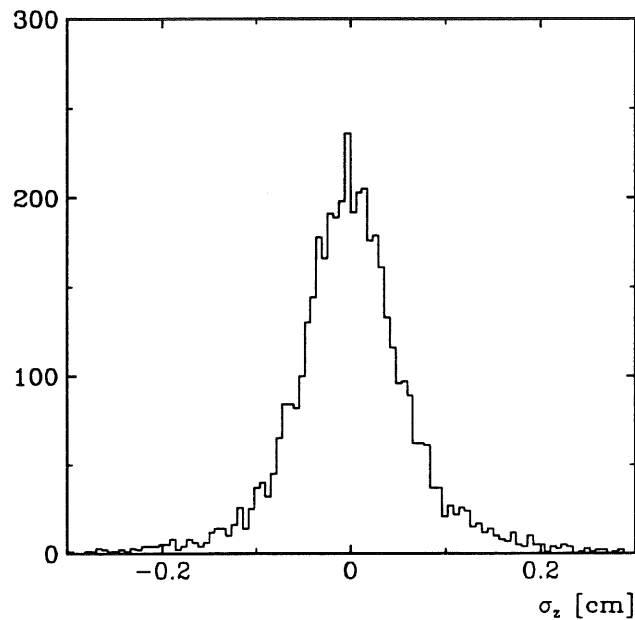
Nach der Bestimmung der Genauigkeit der durch die COZ berechneten z-Position im H1-Koordinatensystem erfolgt nun anhand der Bestimmung der erreichten z-Vertexauflösung die Überprüfung des Zusammenwirkens der beiden z-Driftkammern. Für die Berechnung der z-Vertexauflösung werden kosmische Spuren verwendet. Die kosmischen Teilchen werden in den zentralen Spurkammern als zwei Teilspuren, unterhalb und oberhalb des Strahlrohres, nachgewiesen und rekonstruiert. Jede der beiden Teilspuren muß jeweils einen Link mit CIZ und COZ aufweisen. Die Differenz der z-Vertexposition für die beiden Teilspuren ist in Abb. 5.7 dargestellt. Zwischen der Breite dieser Verteilung und der Genauigkeit der bestimmten Vertexposition  $\sigma_{zv}$  für eine Spur besteht folgender Zusammenhang :

$$\sigma_{zv} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma(ZV_1 - ZV_2)^2 \quad (5.3)$$

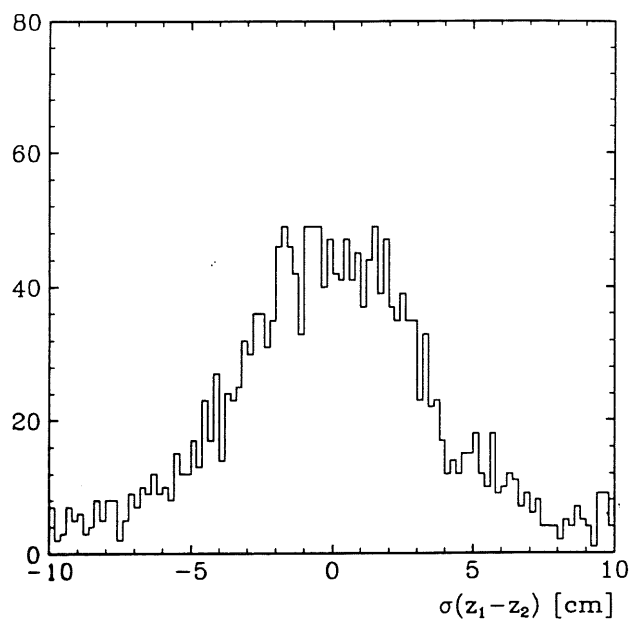
Damit bestimmt man die Genauigkeit der Vertexposition  $\sigma_{zv}$  für eine Spur zu 0.12 cm. Dies ist etwa das Doppelte des möglichen Wertes von 0.06 cm für ideal bestimmte Kalibrations- und Geometriekonstanten. Der von uns bestimmte Wert von 0.12 cm stellt gegenüber den unter alleiniger Verwendung der Jetkammer erzielten Wert von 2.1 cm eine erhebliche Verbesserung dar.



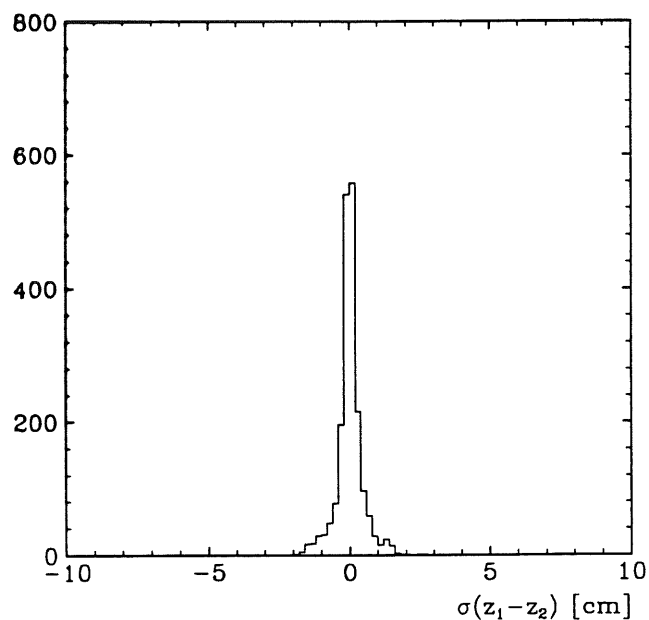
**Abb. 5.4** Die intrinsische Auflösung ist ein Maß für das Auflösungsvermögen der Kammer. Die Breite der Verteilung beträgt  $340 \mu\text{m}$ .



**Abb. 5.5** Die Auflösung im H1-Koordinatensystem gibt die erreichte Genauigkeit wieder. Es wurden nur Spuren aus unterschiedlichen Seiten von Driftzellen verwendet, da sich dann abweichende Kalibrationskonstanten maximal auf die erreichte Genauigkeit auswirken. Die Breite der Verteilung beträgt  $550 \mu\text{m}$ .



**Abb. 5.6** Die Differenz der bestimmten z-Vertexposition für die zwei Teilspuren eines kosmischen Teilchens. unter Verwendung der Jetkammer. Die Breite der Verteilung beträgt 3.0 cm. Daraus bestimmt man die Vertexauflösung für eine Jetkammerspur zu 2.1 cm.



**Abb. 5.7** Die Differenz der bestimmten z-Vertexposition für die zwei Teilspuren eines kosmischen Teilchens. unter Verwendung der z-Driftkammern. Die Breite der Verteilung beträgt 0.16 cm. Daraus bestimmt man die Vertexauflösung für eine Spur zu 0.12 cm.

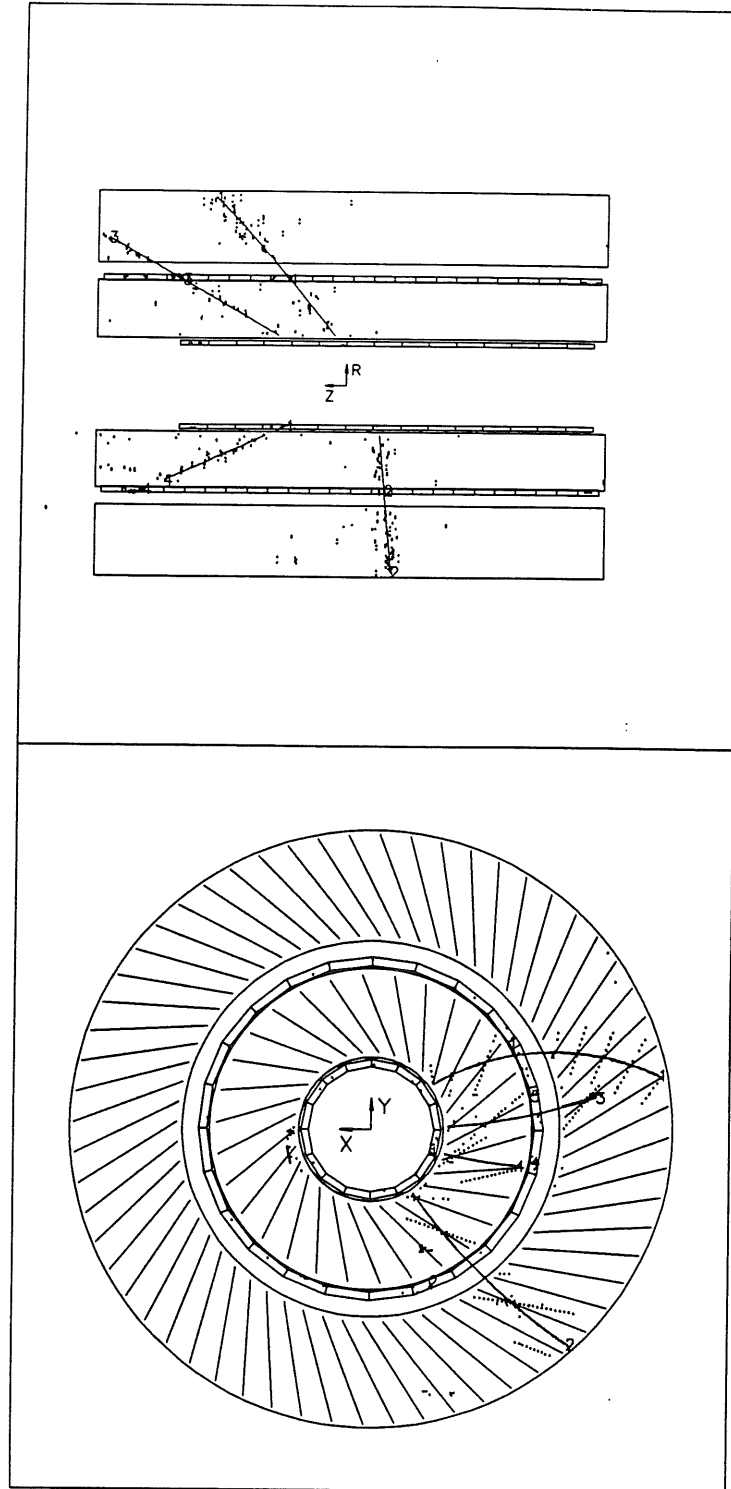
## 5.4 Einfluß der z-Driftkammern auf die Massenauflösung des kurzlebigen $K^0$ -Mesons

In den ep-Wechselwirkungen am Speicherring HERA wird eine große Zahl von  $K^0$ -Mesonen erzeugt. Das  $K_S^0$  zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 68.6% in zwei geladene Pionen. Die in Tab. 5.1 gezeigten mittleren Zerfallslängen sind geringer als die Abmessungen des zentralen Spurdetektors von H1. Unter Berücksichtigung des Auflösungsvermögens des Detektors ist häufig eine Unterscheidung von Zerfallsvertex und Primärvertex möglich. Die beim Zerfall des  $K_S^0$  entstehenden geladenen Pionen sind somit durch die zentralen Spurkammern gut nachzuweisen.

$p$ [ $GeV/c^2$ ]	$d$ [cm]
0.25	1.3
0.5	2.7
0.75	4.0
1.	5.4
2.	10.7
5.	26.9

Tab. 5.1 Mittlere Flugstrecke des  $K_S^0$  für verschiedene Impulse.

Zur Berechnung der invarianten Masse benötigen wir die Energien der Zerfallsprodukte und deren Impulskomponenten am Zerfallsvertex. Eine eindeutige Teilchenidentifikation ist nicht möglich. Deshalb wird den beiden Zerfallsprodukten die Pionmasse zugeordnet. Die einzelnen Impulskomponenten werden aus den Spurparametern berechnet.



**Abb. 5.8** Ein in den zentralen Spurkammern rekonstruiertes Ereignis. Für die Spuren 1 und 3 ergibt die Analyse eine hohe Wahrscheinlichkeit für einen  $K_s^0$  Kandidaten.



Aus Gründen der Vollständigkeit geben wir hier neben dem Zusammenhang zwischen Impulskomponente und Spurparametern noch einmal die fünf Parameter an, durch die Helix beschrieben wird :

- $\kappa$  = die vorzeichenbehaftete Krümmung
  - $d_0$  = minimaler Abstand zur z-Koordinatenachse  
( $d_0$  = distance of closest approach )
  - $\varphi$  = Azimutwinkel am Punkt des kleinsten Abstandes zur z-Achse
- Die Gerade in der sz-Ebene wird durch
- $Z_0$  = z-Koordinate am dca
  - $\Theta$  = Polarwinkel

$$p_x = \frac{c \cdot B_z}{\text{abs}(\kappa)} \quad , \quad p = p_x / \sin(\Theta) \quad (5.4)$$

$$p_x = p_x \cdot \cos(\varphi) \quad p_y = p_x \cdot \sin(\varphi) \quad p_z = p \cdot \cos(\Theta) \quad (5.5)$$

c ist hierbei die Lichtgeschwindigkeit. Die z-Komponente  $B_z$  des magnetischen Feldes wird jeweils für den mittleren r,z-Wert jeder Teilchenspur individuell berechnet. Zur Berechnung der Impulskomponenten der beim Zerfall des  $K_s^0$  entstehenden Pionen müssen die Spurparameter am Zerfallsvertex verwendet werden. Dazu müssen die entsprechenden Vertexpositionen genau bekannt sind.

Bei der Berechnung der Vertexpositionen und damit der Impulskomponenten folgen wir der in /35/,/36/ vorgeschlagenen Vorgehensweise. Dabei werden anhand der Kreisparameter von zwei Teilchen mit positiver und negativer Ladung die Schnittpunkte der beiden Kreisbahnen berechnet. Die Ladungsvorzeichen entsprechen dem Vorzeichen der Krümmung  $\kappa$  der jeweiligen Teilchenspur. Die z-Vertexposition wird durch Mittelwertbildung aus den z-Positionen der beiden Spuren am Zerfallsvertex bestimmt.

Da die Anzahl der Spuren im Vergleich zu der in Abb. 5.8 gezeigten Situation häufig noch beträchtlich größer ist, sind geeignete Anforderungen notwendig, um  $K_s^0$ -Kandidaten vom Untergrund trennen zu können. Für die vorgestellte Analyse wurde ein vorselektierter Datensatz /37/ verwendet.

Es wurden nur Spuren mit folgenden Mindestanforderungen zur Analyse verwendet:

- Die Anzahl der Spurpunkte muß größer als 10 sein,
- Die Spuren müssen mindestens einen Transversalimpuls von 0.1 GeV aufweisen.

Jeweils zwei Spuren von Teilchen mit entgegengesetzter Ladung werden zu einem  $K_s^0$ -kandidaten kombiniert, wenn sie einen gemeinsamen Schnittpunkt in der  $xy$ -Ebene aufweisen und wenn ihre  $z$ -Vertexpositionen innerhalb der Fehler übereinstimmen.

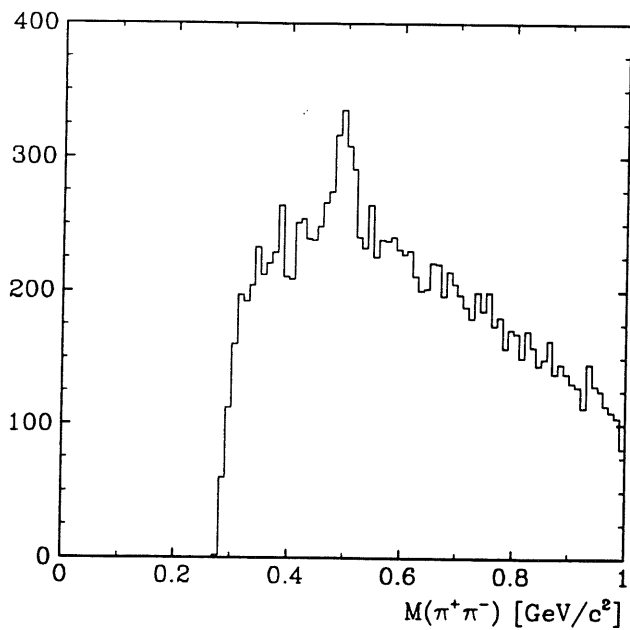


Abb. 5.9 *Invariante Masse für Spuren mit den im Text beschriebenen Mindestanforderungen.*

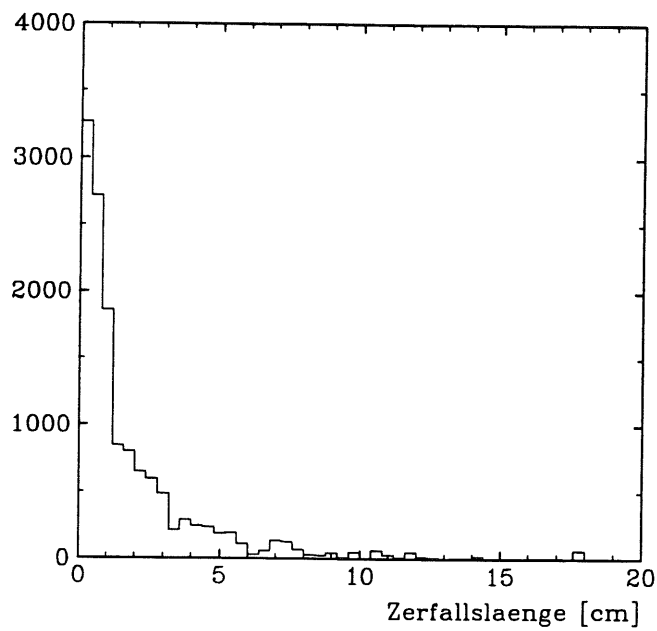


Abb. 5.10 *Die Zerfallslänge für  $K_s^0$ -Kandidaten.*

Abb. 5.9 zeigt das Massenspektrum für Spuren mit den besprochenen Mindestanforderungen. Es ist offensichtlich, daß weitere Schnitte erforderlich sind, um den Untergrund stärker zu unterdrücken. Diese werden im folgenden motiviert.

Abb. 5.10 zeigt schematisch Sekundär- und Primärvertex eines  $K_s^0$ -Zerfalls. In dieser Analyse wurde ein Mindestabstand von 1 cm zwischen Primär- und Sekundärvertex gefordert. Für einen geringen Abstand nimmt die Anzahl der Untergrundspuren zu, die vom primären Vertex stammen und dem  $K_s^0$ -Zerfall fälschlicherweise zugeordnet werden. Außerdem muß für richtige  $K_s^0$ -Zerfälle die Verbindungslinie zwischen Sekundär- und Primärvertex mit der rekonstruierten Flugrichtung des  $K_s^0$  übereinstimmen.

Das  $K_s^0$  muß am Primärvertex erzeugt worden sein. Anhand der beiden Pionenspuren wird der Zerfallsvertex in der xy-Ebene und aus dem Impulskomponenten der beiden Teilchen werden die Impulskomponenten des  $K_s^0$  in der xy-Ebene berechnet. Die Position des Primärvertex in der xy-Ebene wird dabei nicht für jedes Ereignis bestimmt, sondern es wird der von der Jetkammer für eine Vielzahl von Spuren genauer bestimmte Mittelwert verwendet. Die anhand der Impulse der gemessenen Pionen rekonstruierte Flugrichtung des  $K_s^0$  muß mit der durch die beiden Vertices definierten Richtung übereinstimmen. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 5.11 skizziert.

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien wurde bestimmt, daß für  $\cos(\alpha) > 0.95$  und für einen minimalen Abstand  $|d_{\min}| < 1$  cm zwischen der Flugrichtung des  $K_s^0$  und der Verbindungslinie zwischen Primär- und Sekundärvertex die meisten wirklichen  $K_s^0$ -Zerfälle gefunden wurden und nur eine geringe Anzahl an kombinatorischen Untergrundereignissen akzeptiert wird.  $d_{\min}$  ist der Abstand zwischen dem Primärvertex und der durch den Transversalimpuls definierten Geraden.

Abb. 5.12 zeigt den von der Jetkammer bestimmten spezifischen Energieverlust als Funktion der Teilchenenergie. Da das  $K_s^0$  in zwei Pionen zerfällt, werden die Spuren, welche von einem Proton stammen, von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

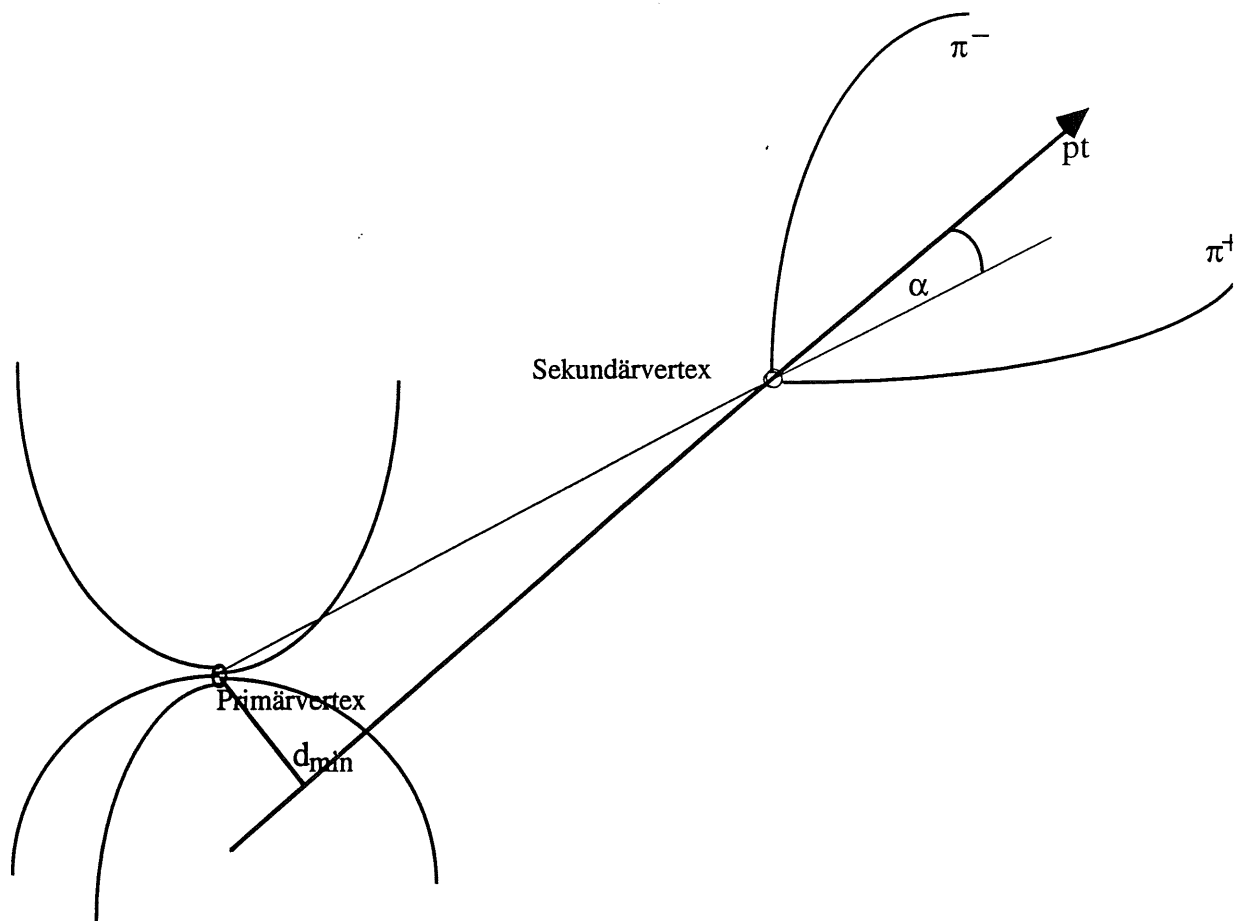


Abb. 5.11 Schematischer Zusammenhang zwischen Primär- und Sekundärvertex und der Flugrichtung des  $K_s^0$ .

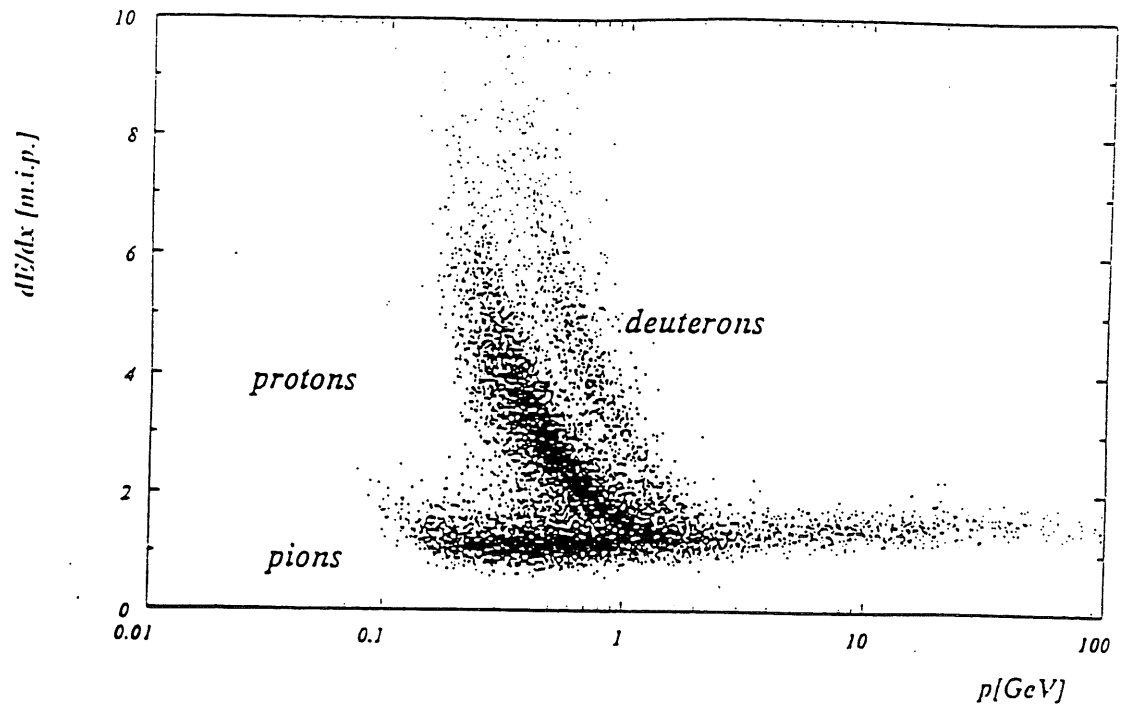


Abb. 5.12 Der von der Jetkammer bestimmte spezifische Energieverlust für die verschiedenen Teilchenarten.

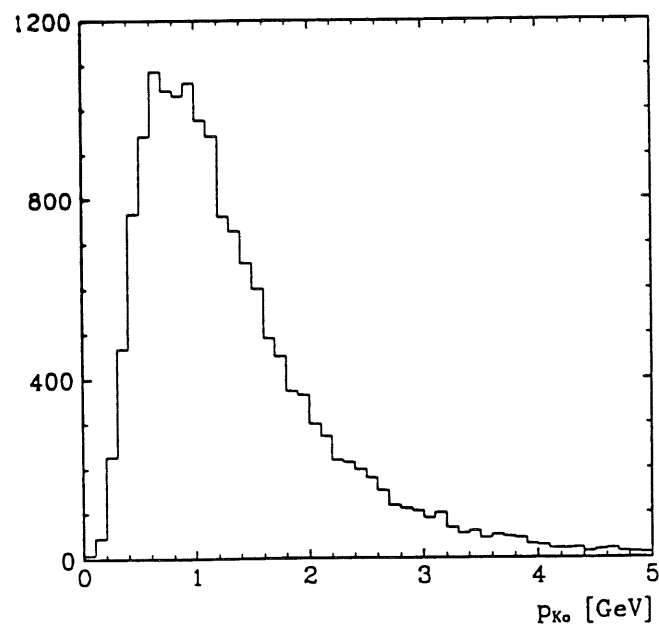
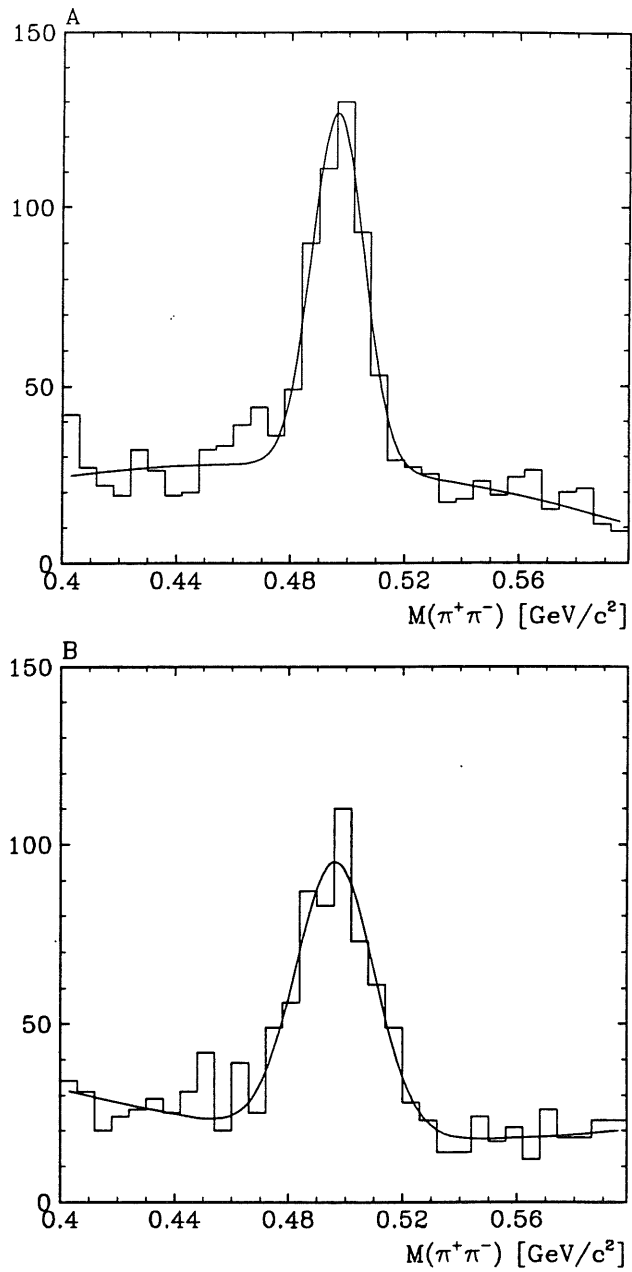


Abb. 5.13 Das Impulsspektrum für rekonstruierte  $K_s^0$ -Kandidaten.



**Abb. 5.14** Die berechneten invariante Massen für einen Impulsbereich von  $0.5 < p < 1.5 \text{ GeV}/c^2$  des rekonstruierten  $K_s^0$

Oben (A): Für Spuren, die einen Link mit der COZ aufweisen, beträgt die Breite der Verteilung  $9.5 \text{ MeV}/c^2$ .

Unter(B): Ohne Verwendung der z-Driftkammern beträgt die Breite der Verteilung  $13.4 \text{ MeV}/c^2$ .

Die Genauigkeit, mit der die Impulse der Teilchen rekonstruiert werden können, hängt vom Impuls selbst ab. Damit ist auch die Massenauflösung eine Funktion des Impulses. Abb. 5.13 zeigt das Impulsspektrum der  $K_s^0$ -Kandidaten. Der Vergleich der erreichten Massenauflösung unter Verwendung verschiedener Detektorkomponenten wird deshalb als Funktion des Impulses durchgeführt werden.

Tab. 5.2 zeigt die berechneten invarianten Masse unter Verwendung von verschiedenen Spurkammern. Die Ereignisauswahl erfolgt unter Anwendung der bereits besprochenen Schnitte und der Forderung, daß die beiden Pionspuren jeweils einen Link mit der COZ aufweisen. Als maximaler z-Abstand der beiden Spuren am Sekundärvertex wurde 2.5 cm gewählt. Für genau die gleichen Spuren wurde die invariante Masse unter ausschließlicher Verwendung der Jetkammer bestimmt. Die Struktur des Untergrundes rechtfertigt die Verwendung eines Polynoms 2. Grades zur Beschreibung.

verwendete Kammer	inv. Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]	Breite [MeV/c <sup>2</sup> ]
1. ep-Daten		
CJC	496.6 ± 0.6	13.7 ± 0.5
CJC+COZ	496.7 ± 0.4	9.5 ± 0.3
CJC+CIZ	496.3 ± 0.4	9.8 ± 0.3
CJC+CIZ+COZ	497.6 ± 0.5	8.2 ± 0.4
2. Monte-Carlo-Werte		
CJC	498.7 ± 0.3	11.0 ± 0.3
CJC+COZ	498.4 ± 0.3	6.6 ± 0.2

Tab. 5.2 Die Massen und Breiten der  $K^0$ -Kandidaten unter Verwendung verschiedener Detektorkomponenten für einen Impulsbereich von 0.5 GeV/c<sup>2</sup> bis 1.5 GeV/c<sup>2</sup>. Die invariante Masse des kurzlebigen  $K^0$ -Meons beträgt 497.7 MeV/c<sup>2</sup> /38/

Zur Überprüfung der durch Verwendung der z-Kammern erreichten Verbesserung der Massenauflösung wurde eine Vergleich zwischen Daten und simulierten Spuren durchgeführt. Dazu wurde die Massenauflösung mit und ohne z-Kammern als Funktion des Impulses bestimmt, siehe Abb. 5.15. Die Ergebnisse für reale Daten stimmen dabei in beiden Fällen innerhalb von 20 % mit den Ergebnissen für simulierten Ereignisse überein. Die durch Verwendung von Spurinformaton der COZ zu erzielende Verbesserung der Massenauflösung stimmt dabei für simulierte und reale Daten gut überein. Die Verwendung der z-Driftkammern führt zu einer Verbesserung der  $K_s^0$ -Massenauflösung um etwa einen Faktor 2.

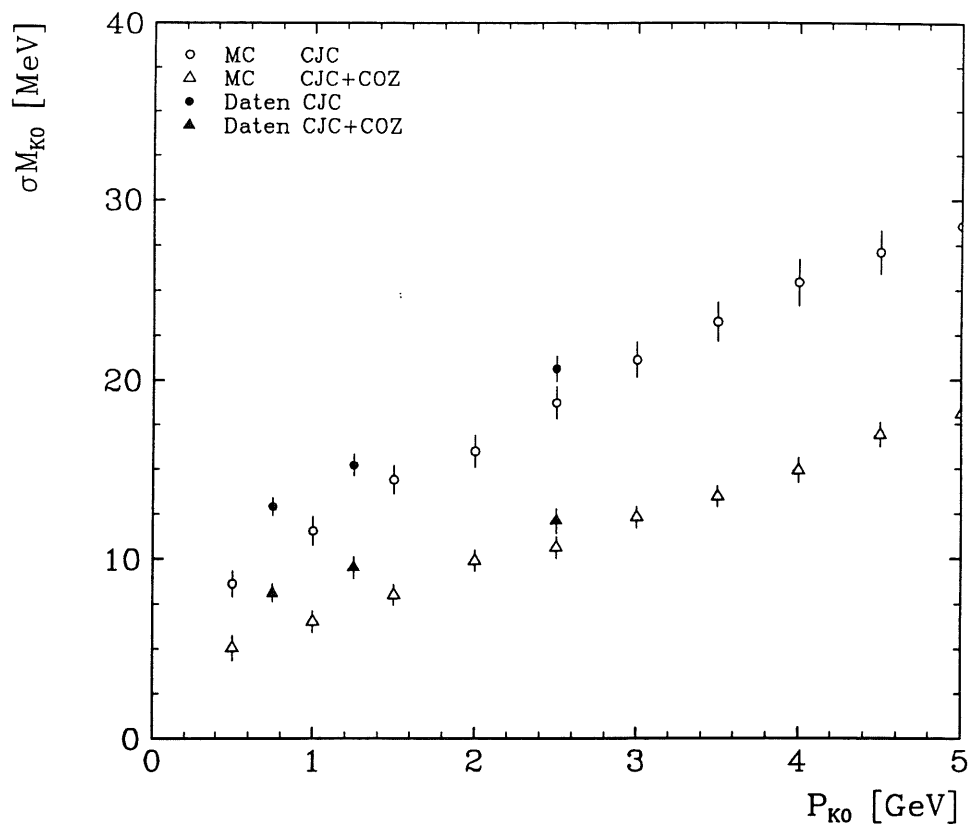


Abb. 5.15 Vergleich zwischen der Massenauflösung mit und ohne Verwendung der COZ als Funktion des Impulses.



---

## 6. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Die äußere z-Driftkammer ist Bestandteil der zentralen Spurkammern des H1-Experimentes. Zusammen mit der CIZ trägt sie zu einer wesentlich genaueren Bestimmung der z-Position geladener Teilchenspuren bei. Die Berechnung der z-Koordinate innerhalb der COZ beruht auf der berechneten Orts-Driftzeit-Beziehung und erfordert die präzise Bestimmung mehrerer Kalibrationskonstanten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch Untersuchungen zum Betrieb der Kammer, insbesondere zur Wahl der Hochspannungsparameter und der Gasmischung vorgenommen. Die Ergebnisse zeigen, daß vor allem die Spannung für den zentralen feldformenden Streifen sorgfältig innerhalb eines Bereiches von  $\pm 30$  V gewählt werden muß, um einerseits einen stabilen Betrieb der Kammer und andererseits einen gleichermaßen effektiven Betrieb von Innen- und Außendrähten der Kammer zu erreichen.

In dieser Arbeit werden die zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten entwickelten Verfahren vorgestellt. Die Methoden der internen Kalibration nutzen die Redundanz der Driftkammer und beruhen auf Spuren, die die Signaldraht- bzw. Kathodenebene kreuzen. Die erstellten Programme wurden mit simulierten Spuren und Spuren aus ep-Wechselwirkungen systematisch auf ihre zuverlässige Funktionsweise getestet. Die Bestimmung der Konstanten erfolgt automatisch. Die Driftgeschwindigkeit der COZ war 1993 auf  $\pm 1$  % konstant. Die Schwankungen lassen sich durch die Änderungen der Betriebsparameter Temperatur, Luftdruck und Gaszusammensetzung und geringere Modifikationen der Hochspannungen erklären.

Mögliche systematische Abweichungen der so bestimmten Konstanten, die ihre Ursache in den Unsicherheiten der zugrunde liegenden Modellannahmen haben, können mit den internen Verfahren nicht ermittelt werden. Diese Überprüfung erfolgt mit Methoden der Interkalibration von CIZ und COZ. Mit Hilfe dieser Verfahren erfolgte auch eine Bestimmung der Kalibrationskonstanten für die CIZ für das Jahr 1993. Für die relative Positionierung der beiden z-Driftkammern wurde eine Abweichungen zur Nominalposition in Richtung der z-Koordinatenachse von  $(600 \pm 100)$   $\mu\text{m}$  bestimmt.

Zur Überprüfung der verwendeten Modellannahmen wurden die Residuen der von den Außendrähten gemessenen z-Position als Funktion von Driftabstand und Polarwinkel bestimmt. Die dabei ermittelten systematischen Abweichungen sind geringer als  $100 \mu\text{m}$  und zeigen die Güte der verwendeten Modellannahmen. Auch die experimentelle Bestätigung des theoretisch berechneten Verlaufes der Driftgeschwindigkeit als Funktion des Driftabstandes zeigt die Anwendbarkeit der Modellannahmen.

Die intrinsische Auflösung von etwa  $350 \mu\text{m}$ , gemittelt über alle Driftabstände und Polarwinkel, und die Genauigkeit der z-Koordinate im globalen H1-Koordinatensystem von etwa  $500 \mu\text{m}$  zeigen, daß in diesem wichtigen Punkt die Anforderungen an die COZ erfüllt sind.

Besondere Aufmerksamkeit galt der Überprüfung der Nachweiseffektivität. Es wurde eine Einzeldrahteffektivität für das sensitive Kammervolumen von mehr als 95 % ermittelt. Bezogen auf die gesamte Kammer wird durch die nichtsensitiven Bereiche die Nachweiswahrscheinlichkeit auf etwa 87% beschränkt. Das erfolgreiche Zusammenwirken von CIZ und COZ wird durch eine z-Vertexauflösung von 0.12 cm belegt. Dies stellt eine Verbesserung um einen Faktor 10 gegenüber dem unter alleiniger Verwendung der Jetkammer erreichten Werts dar. Durch Verwendung der z-Driftkammern konnte eine Verbesserung der Zweiteilchenmassenauflösung für die Reaktion  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  um den Faktor zwei erreicht werden. Zwischen simulierten Ereignissen und Ereignissen aus ep-Wechselwirkungen ergab sich eine gute Übereinstimmung.

**Ausblick:** Diese Arbeit beschreibt den bis Ende 1993 erreichten Stand. Nach dem Ausbau der COZ aus dem zentralen Spurdetektor wurden während der Winterpause 1993/1994 einige Veränderungen vorgenommen. Es wurde Vorsorge getroffen, ein Durchhängen der Zelldeckel in den Driftraum zu unterbinden. Das Erdungsschema der Kammer wurde verbessert. Die Faradaysche Abschirmung der Kammer wurde durch zusätzliche Kontaktstellen erhöht. Diese Maßnahmen halbieren den durch äußere Quellen verursachten Untergrund. Die flexiblen Wellenleiter wurden durch konstruktiv verbesserte ersetzt. Durch Veränderungen der Spannungsteilerschaltung wurde erreicht, daß die an den Kathoden anlegbare Hochspannung von -3.000 V auf -3,500 V erhöht werden konnte. Durch diese Veränderungen wurde 1994 ein stabilerer Einsatz der COZ erreicht.

Auch die Rekonstruktionsprogramme wurden weiterentwickelt. In der Qt-Analyse wurde die Multihitoption aktiviert, so daß insbesondere in dichten Jets mehr Pulse voneinander getrennt werden können. Mit Beginn der Datennahme 1994 wird ein verbesserter Rekonstruktionsalgorithmus für die H1-Jetkammer angewendet. Dies ermöglicht auch einen neuen Algorithmus zum Verbinden von Spurinformatoren der Jetkammer mit den z-Driftkammern. Die grundlegende Änderung gegenüber dem bisherigen Rekonstruktionsschema besteht in der Bestimmung einer z-Vertexposition bereits mit den Jetkammerspuren. Anschließend erfolgt die Anpassung der Jetkammerspuren an die so bestimmte z-Vertexposition. Im bisherigen Rekonstruktionsschema wurden diese Schritte nach dem Verbinden von Spurinformatoren von Jetkammer und z-Driftkammern durchgeführt. Die an den Vertex angepaßten Jetkammerspuren weisen eine höhere Genauigkeit in der z-Koordinate auf. Damit wird eine Zuordnung zu den Spurpunkten der z-Driftkammern erleichtert. Ein weiterer Vorteil ist, daß beim Verbinden der Spurinformatoren von Jet- und z-Driftkammern die gleichen Programmteile verwendet werden können, mit denen auch die Bestimmung der z-Vertexposition und anschließende Anpassung der Spuren für die Jetkammer erfolgte.

Ein neues und wichtiges Einsatzgebiet ist die Verwendung der z-Driftkammern im H1-Triggersystem. Damit soll eine erhebliche Reduzierung des Untergrundes erreicht werden. Ausführliche Information zu diesem Thema findet der Leser z.B. in /39/,/40/,/41/. Die grundlegenden Ideen sollen hier kurz vorgestellt werden. Die in den z-Kammern registrierten Pulse werden vom FADC-Ausgang zu den Adapterkarten des z-Driftkammer-Triggers geleitet und dort mit einer einstellbaren Schwelle verglichen. Ist das jeweilige Signal größer als diese Schwelle, so wird der entsprechende Puls weitergeleitet. Aus diesen akzeptierten Pulsen werden Spursegmente in beiden z-Driftkammern rekonstruiert. In einem weiteren Verarbeitungsschritt wird jeweils für ein Spursegment von CIZ und COZ die z-Vertex-Position bestimmt, wenn deren Anstiege in der rz-Ebene innerhalb der Meßgenauigkeit übereinstimmen. Die einzelnen z-Positionen werden in ein Histogramm eingetragen. Die anschließende Auswertung dieses Histogramms erlaubt das Erkennen von Untergrundeignissen, da in diesem Fall die meisten Spuren von außerhalb des Detektors kommen. Dieser Trigger war bis zum Beginn der Datennahme 1994 installiert und befindet sich in der Erprobung. Er soll eine schnelle und erhebliche Reduktion des strahlinduzierten Untergrundes ermöglichen.

---

## ANHANG

### A1: Die Drift von Elektronen in elektrischen Feldern

Die bei der Primäronisation entstandenen Elektronen verlieren in kurzer Zeit ihre Energie bei Zusammenstößen mit den Gasmolekülen. Ihre Energie  $\varepsilon$  gleicht sich der thermischen Energieverteilung  $F(\varepsilon)$  des Gases an, die durch die Maxwell-Verteilung beschrieben wird:

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon} \exp(-\varepsilon / kT) \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist  $k$  die Boltzmannkonstante,  $T$  ist die Temperatur und  $C$  eine Normierungskonstante. Der Mittelwert dieser Verteilung ist  $\varepsilon = (3/2) kT$ . Dies sind 0.04 eV bei Normalbedingungen.

Ohne den Einfluß von äußeren Kräften diffundieren die Elektronen auseinander. Die Verteilung der Ladungsträger je Volumenelement wird durch eine Gauß-Verteilung beschrieben:

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

$dN/N$  ist der Anteil der Ladung die in dem Volumenelement  $dx$  im Abstand  $x$  vom Entstehungsort nach Ablauf der Zeit  $t$  gefunden wird. Bei der hier vorausgesetzten isotropen Diffusion ist der Diffusionskoeffizient  $D$  eine skalare Größe. Der begrenzende Einfluß der Diffusion auf das Ortsauflösungsvermögen ist durch die Standardabweichung dieser Verteilung gegeben, sie ist für jede Richtung vom Ursprung :

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad (\text{A.3})$$

Beim Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes wirkt auf das Elektron eine zusätzliche Kraft in Richtung des elektrischen Feldes, daraus resultiert eine makroskopisch sichtbare Driftgeschwindigkeit  $V_d$  in Richtung des elektrischen Feldes. Diese Driftgeschwindigkeit  $V_d$  ist wesentlich geringer als die ungerichtete Geschwindigkeit  $u$  der Elektronen zwischen zwei Zusammenstößen. Zwischen der äußeren Kraft und der durch die Wechselwirkung des driftenden Elektrons mit den Gasmolekülen verursachten

Reibungskraft bildet sich ein Gleichgewicht aus. Im Gleichgewichtszustand ist die von den driftenden Elektronen aus dem elektrischen Feld aufgenommene Energie gleich der bei den Stößen mit den Gasmolekülen abgegebenen Energie. Legt das Elektron den Weg  $s$  in Richtung des elektrischen Feldes zurück, so nimmt es die Energie  $eEs$  auf. Die Anzahl der Zusammenstöße pro zurückgelegter Wegstrecke  $s$  ist  $N = (s/v) (1/\tau)$ , dies ist das Verhältnis von Driftzeit zur mittleren Zeit  $\tau$  zwischen zwei Zusammenstößen. Bei jedem Zusammenstoß gibt das Elektron von seiner mittleren kinetischen Energie  $\varepsilon$  einen Bruchteil  $\lambda$  ab. Die mittlere kinetische Energie  $\varepsilon$  des Elektrons beträgt:

$$\varepsilon = \frac{1}{2}mu^2 + \frac{3}{2}kT \quad (\text{A.4})$$

Der erste Term gibt die aus dem elektrischen Feld aufgenommene Energie wieder. Der zweite Term ist der Mittelwert der thermischen Energie. In Teilchendetektoren ist er wesentlich geringer als der erste Term und wird deshalb vernachlässigt. Wir erhalten damit als Energiebilanz:

$$\frac{s}{v\tau} \lambda \varepsilon = eEs \quad \text{bzw.} \quad \frac{s}{2v\tau} \lambda mu^2 = eEs \quad (\text{A.5})$$

Zwischen zwei Zusammenstößen wird das Elektron auf die Geschwindigkeit  $u$  beschleunigt:

$$u = \frac{eE}{m} \lambda \quad (\text{A.6})$$

Für driftende Teilchen mit einer Momentangeschwindigkeit  $u$  kann die mittlere Zeit zwischen zwei Zusammenstößen durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und die Anzahl der Teilchen  $N$  ausgedrückt werden:

$$\tau = \frac{1}{N\sigma u} \quad (\text{A.7})$$

Die Kombination der letzten drei Gleichungen führt auf folgenden Ausdruck für die Driftgeschwindigkeit  $V_d$ :

$$V_d = \sqrt{\frac{\lambda}{2}} * \sqrt{\frac{eE}{mN\sigma}} \quad (\text{A.8})$$

Die hier gegebene Ableitung der Driftgeschwindigkeit als Funktion von mikroskopischen Gaseigenschaften geht von einer konstanten kinetischen Energie der Elektronen aus, bzw. bezieht sich auf den Mittelwert der Energieverteilung. Da sowohl der Wirkungsquerschnitt als auch der mittlere Energieverlust je Zusammenstoß in Abhängigkeit von der Energie  $\varepsilon$  stark variieren, führt diese Näherung zu berechneten Driftgeschwindigkeiten, die je nach Gasmischung um etwa 30 % zu klein sind.

Eine genauere Ableitung berücksichtigt deshalb die Energieverteilung der Elektronen /42/, /43/. Hier sollen nur die wichtigsten Punkte kurz skizziert werden. Ausgehend von der Boltzmannschen Transportgleichung erhält man für die Energie-Verteilungsfunktion  $F(\varepsilon)$  der Elektronen den folgenden Ausdruck/34/:

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\int \frac{3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon}{(eE\lambda(\varepsilon))^2 + 3\varepsilon kT\Lambda(\varepsilon)} d\varepsilon\right) \quad (\text{A.9})$$

Dabei wurde vorausgesetzt, daß die kinetische Energie der Elektronen größer als deren thermische Energie ist, jedoch gering im Vergleich zu typischen Ionisationsenergien von etwa 10 eV. Dann können die Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Gasmolekülen auf elastische Stöße beschränkt werden. Die gesuchte Driftgeschwindigkeit wird daraus gemäß:

$$V_d = -\frac{2eE}{3m} \int \varepsilon \lambda(\varepsilon) \frac{\partial F(\varepsilon)}{u \partial \varepsilon} d\varepsilon \quad (\text{A.10})$$

berechnet.

Bei Kenntnis der Wirkungsquerschnitte und des mittleren Energieverlustes je Zusammenstoß kann die Driftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke berechnet werden. Bei Gasmischungen werden diese Größen aus dem gewichteten Mittel der einzelnen Komponenten berechnet.

Die konkrete Berechnung wird mit einer modifizierten Programmversion von Fehlmann /44/ durchgeführt. Die verwendeten Parametrisierungen für den Wirkungsquerschnitt und den mittleren Energieverlust wurden von Schulz /45/ und Chatelus /46/ veröffentlicht. Die berechnete Driftgeschwindigkeit für eine Gasgemisch aus Argon/Äthan (50:50) wird in Abb. A.1 mit experimentellen Werten verglichen. Bei einer qualitativen Übereinstimmung des Verlaufes in Abhängigkeit von der Feldstärke gibt es quantitative Unterschiede bis zu 10 %. Diese Unterschiede besteht insbesondere auch zwischen verschiedenen experimentellen Ergebnissen und zeigen die Notwendigkeit einer Bestimmung der Driftgeschwindigkeit aus den genommenen Daten.

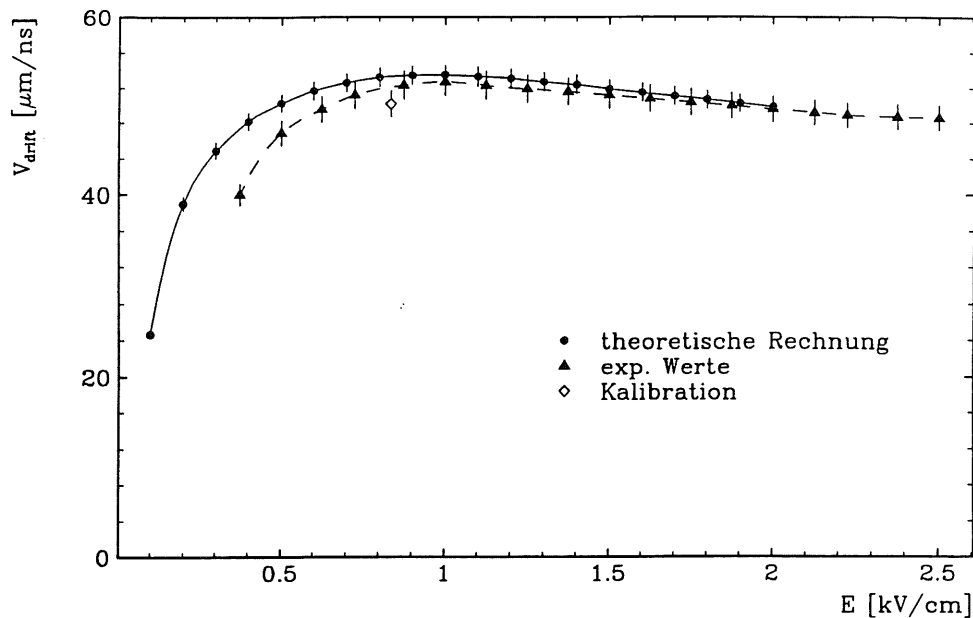


Abb. A.1 Driftgeschwindigkeit für Argon/Äthan (50:50) als Funktion der elektrischen Feldstärke.

Vergleich der von uns bestimmten und für die Berechnung der Orts-Driftzeitbeziehung verwendeten Driftgeschwindigkeit mit experimentellen Meßwerten /47/.

## A2: Berechnung der Elektrostatik einer COZ-Driftzelle

Die elektrostatische Berechnung einer Driftkammer beinhaltet die Berechnung der elektrischen Feldstärke an einem beliebigen Ort in Abhängigkeit von der räumlichen Anordnung der elektrischen Leiter und der angelegten Hochspannungen. Diese dreidimensionale Aufgabe kann bei einer parallelen Anordnung der Drähte durch die Annahme einer in Drahrichtung unendlich langen Kammer auf ein zweidimensionales Problem zurückgeführt werden. Sind die Drahradien weitaus kleiner als alle anderen Abstände in der Kammer so können die stromdurchflossenen Drähte als Linienladungen behandelt werden. Diese Annahme ist für die COZ gut erfüllt.

An den  $n$  Drähten liegen die Spannungen  $V_1 \dots V_n$  an. Die Kapazität zwischen zwei verschiedenen Drähten  $i$  und  $k$  ist:

$$C_{ik} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln(|\vec{r}_i - \vec{r}_k|) \quad (\text{A.11})$$

Durch Summation über alle Drähte erhält man die Kapazitätsgleichung, die wir hier in Matrixschreibweise angeben:

$$(V_n) = (C_{nm}) (q_m) \quad (\text{A.12})$$

Durch Lösung dieses Gleichungssystems läßt sich die auf den Drähten induzierte Ladung  $q_m$  je Längeneinheit als Funktion der angelegten Spannungen bestimmen. Unter Benutzung des Superpositionsprinzips und der bekannten Lösung für das Potential einer Linienladung erhalten wir für das elektrische Potential an einem beliebigen Ort  $r$  der Driftzelle:

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i \ln(|\vec{r} - \vec{r}_i|) \quad (\text{A.13})$$

und daraus durch Gradientenbildung die elektrische Feldstärke.

Diese einfache Lösung gilt jedoch nur für Drähte, da das Superpositionsprinzip nur auf Punkt- bzw. Linienladungen anwendbar ist. Die COZ Driftzelle besteht neben den Signal- und Potentialdrähten auch aus feldformenden Streifen und Kathodenflächen. Der Einfluß der Kathodenflächen wird durch die Einführung von Spiegelladungen beschrieben. Die feldformenden Streifen werden durch Drähte ersetzt, eine in der Elektrotechnik häufig angewandte Methode zur Beschreibung von kompliziert aufgebauten Elektroden. Eine eindeutige Vorschrift für die Anzahl und Radien der Drähte gibt es nicht. Für eine möglichst realistische Ersetzung /48/ sollten die Radien der angenommenen Drähte möglichst klein und als Abstand der Umfang gewählt werden. Für die numerische Berechnung der Kapazitätsmatrix  $C_{ik}$  werden Routinen der CERN /52/ Proqrambibliothek verwendet.

Für die Berechnung der Elektrostatik einer COZ-Driftzelle werden folgende Angaben benötigt:

- Die Koordinaten, Radien und Spannungen der Signal- und Potentialdrähte und der Kathodenflächen.
- Die feldformenden Streifen mit einer Breite von 0.8 cm müssen durch Drähte ersetzt werden. Der zentrale feldformende Streifen wird durch 7 Drähte, die übrigen Streifen durch 5 Drähte ersetzt. Die Radien dieser Drähte betragen 250  $\mu\text{m}$ . Die Hochspannungen der einzelnen Drähte werden anhand der Spannungsteilerschaltung berechnet.

Mit diesen Informationen über die Zellgeometrie und die Hochspannungen wird die Kapazitätsmatrix berechnet. Damit ist die Bestimmung des Verlaufes der elektrischen Feldlinien im Driftraum möglich. Dies und die Kenntnis der Driftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke gestattet die Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung.





---

## LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ R.P. Feynman, Phys. Rev. 23 (1969) 1415
- /2/ F. Jacquet, A. Blondel, vorgestellt im Bericht der Arbeitsgruppe:  
Detectors for Charged Current Events, Proceedings of the Study of an ep  
Facility for Europe, DESY, Hamburg, 2.-4. April 1979, ed. U. Amaldi,  
DESY 79/48 (1979) 377
- /3/ A. de Roeck, M. Klein, First Measurements at HERA of Deep Inelastic  
Scattering at Low  $x$ , 1993, DESY 93-014
- /4/ H1 Collaboration, The H1 detector at HERA, interne Dokumentation,  
Hamburg 1993
- /5/ R.L. Glückstern, NIM 24 (1963) 381
- /6/ H1 Collaboration, Technical Proposal for the H1 Detector, DESY,  
Hamburg 1986
- /8/ G. Dietrich, P. Steffen, W. Wietbrock, D. Clarke, C.R. Hedgecock,  
R. Marshall, A Large Polygon Drift Chamber For The JADE  
Experiment At Petra, NIM 217 (1983), 160
- /7/ H. Mess et. al., Design and tests of the z-Coordinate drift chamber  
system for the OPAL central detector at LEP, NIM A265 (1988), 445
- /9/ P. Robmann, Entwicklung und Bau eines zylindrischen Driftkammer-  
Prototyps für den H1-Detektor, Diplomarbeit, Zürich 1988
- /10/ P. Robmann, et. al., Construction and Analysis of a Prototype z-Driftchamber  
for the H1 Experiment, H1-Note 11/88-99
- /11/ P. Robmann, persönliche Mitteilung, Hamburg 1994
- /12/ J. Meißner, persönliche Mitteilung, Zeuthen 1994

- /13/ H.Baerwolff et. al., Stripline Transmission of Drift chamber Signals, ICFA Instrumentation Bulletin 8/92
- /14/ J.A.Kadyk, Wire chamber aging, NIM A300 (1991) 436-479.
- /15/ H.Ehrlichmann, J.Haack, H.Henschel, H.Kaufmann, M.Klein, P.Kostka, H.Lippold, J.Meißner, Th.Naumann, M.Winde, On the COZ Performance and Maintenance, DESY 1994, H1-04/94-350
- /16/ H.B.Dreis, Bau einer automatisierten Gaschromatographie-Meßstation für den H1-Detektor, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1991)
- /17/ H.B.Dreis, persönliche Mitteilung, Hamburg 1994
- /18/ T.Hessing and R.W.Kadel, Gas gain as a function of electric field, CDF Note 179, (1983)"
- /19/ W.Blum, L.Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer-Verlag (1993)
- /20/ C.Grupen, Teilchendetektoren, BI Wissenschaftsverlag (1993)
- /21/ C.A.E.N. SY127, High Voltage System, User's Manual, April 1990
- /22/ H.Henschel, persönliche Mitteilung, Zeuthen 1994
- /23/ Motorola Inc., semiconductor products division, designing with MECL 10 000, 1974
- /24/ Hewlett Packard, production note 5180a-2, Dynamic performance testing of a to d Converters, 1992
- /25/ J.Groh, K.Johannsen and E.Schenuit, Some remarks on the intrinsic time resolution of FADC timing algorithms, interne H1-Note H1 02/88-83"
- /26/ S.M.Tkaczyk et al., RAL-87-904 (1987)
- /27/ V.Commichau et al. DESY 84-049 (1984)

- /28/ V.Blobel, online monitoring and determination of run-dependent calibration constants within reconstruction module, interne H1 Software Note 41 (1993)
- /29/ V.Blobel, LOOK a system for data analysis, Version 2.01/00, Universität Hamburg (1992)
- /30/ M.W.Schulz, Untersuchungeng von Methoden zur Kalibrierung der H1-Jetkammer, Disseration, Hamburg 1993
- /31/ C.A Meyer, Central Inner z-Drift Chamber Offline Reconstruction Software, interne Beschreibung (1991)
- /32/ S.Prell, Z-Kalibration und  $dE/dx$ -Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors, Diplomarbeit, Hamburg 1992
- /33/ **F Lunsel**, A short description of the H1REC modules CNREC, CNBREC, H1-Software note Nr. 42, interne Beschreibung (1993)
- /34/ **F Sauli**, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 77-09 (1977)
- /35/ **N Sahlmann**, Reconstruction of  $\Lambda$  and  $K_S^0$  with the H1 Detector, Interne H1 Note 281 (1993)
- /36/ **N Sahlmann**, Evidence for Charm in the H1 Detector, Interne H1 Note 351 (1994)
- /37/ **F Lunsel**, persönliche Mitteilung, Hamburg 1994
- /38/ **Particle Data Group**, Particle Properties Data Booklet 1992
- /39/ H.Behrend, V. Schröder, R.Stephens, Z-Chamber Trigger, interner DESY Report, H1-TR310-Feb 90, 1990
- /40/ H.Behrend, W.Zimmermann, A Hardwired Trigger Processor using "logic Cell Arrays" (XILINX), interner DESY Report, März 1991
- /41/ L.Larson, Simulation neuronaler Netzwerke und Test des Z-Kammer-Triggers am H1-Detektor, Diplomarbeit, Hamburg Juli 1992

- /42/ W.P.Allis, motions of ions and electrons, Handbuch der Physik, vol. XXI,S.383
- /43/ L.G.H. Huxley and R.W.Crompton, the diffusion and drift of electrons in gases, (Wiley, New York 1974)
- /44/ J.Fehlmann, J.Paradiso,G.Viertel: Wircha: A program package to simulate drift chambers, CERN, March 1983
- /45/ G.Schulz et al., NIM (1978) 413
- /46/ G.A.Erskine, NIM 105 (1972) 565
- /47/ A.Peisert and F.Sauli, CERN Yellow Report 84-08(1984)
- /48/ A.Weltin, Analytic Solution of the Potential and Electric Field of a Jet Type Drift Chamber, NIM A264 (1988), 213
- /49/ V.Blobel, The BOS System, Universität Hamburg (1987)
- /50/ G.Bernardi et . al., H1REC, H1 interne Programdokumentation, (1993)
- /51/ J.Meyer et . al., H1SIM, H1 interne Programdokumentation, (1993)
- /52/ CERN COMPUTER CENTRE, Program Libary, (1988)

## Abbildungsverzeichnis

1.1	H1 Detektor im Längsschnitt	5
1.2	Schnitt durch den zentralen Spurdetektor	7
2.1	Schematische Abbildung der COZ	13
2.2	COZ-Driftzelle mit elektr. Feldlinien und Isochronen	14
2.3	CIZ-Driftzelle mit elektr. Feldlinien und Isochronen	14
2.4	Potential und Hochspannung der feldformenden Streifen	17
2.5	räumliche Anordnungen der Drahtdurchführungen	18
2.6	räumliche Anordnung von 3x3 Driftzellen, Prototyp (P1)	19
2.7	Ladungsasymmetrie für verschiedene Signaldrähte	20
2.8	Abweichungen der Bohrungen von der Nominalposition	22
2.9	r,z-Abweichungen der Stegpositionen	23
2.10	Zusammensetzung des Driftkammergases für 1993	25
2.11	Gradient des elektrischen Feldes und der relativen Gasverstärkung als Funktion der Hochspannung	28
2.12	Feldhomogenität in Abhängigkeit von der Spannung der feldformenden Streifen	28
2.13	Einfluß der Spannung des ersten feldformenden Streifens auf den Feldverlauf	29
2.14	Prinzip des elektronischen Schaltbildes	31
2.15	systematische Änderung der z-Position als Funktion des Übersprechens	33
2.16	Einfluß der Wellenleiter auf die Pulsparameter	34
2.17	typischer Driftkammerpuls	35
2.18	FADC Kennlinie	36
2.19	intrinsische Ortsauflösung für verschiedene Qt-Algorithmen	39
2.20	Parametrisierung der Isochronen	41
2.21	Einfluß von Hochspannungsänderungen auf die Isochronenparametrisierung	42
2.22	Rekonstruktion von Spursegmenten (COZREC)	43
2.23	Signal- zu Untergrundverhältnis	45
2.24	Rekonstruktionseffektivität als Funktion der Hochspannung	45
2.25	intrinsische Auflösung als Funktion von Driftabstand und Polarwinkel	46

2.26	Statistik der Primärionisation	47
3.1	Skizze zum Datenfluß	52
3.2	Driftzeitspektrum	53
3.3	Methode der internen Kalibration	55
3.4	Iterationsverlauf für simulierte Spuren	57
3.5	Iterationsverlauf für Spuren aus ep-Wechselwirkungen	58
3.6	Zeitnullpunkt als Funktion der Triggerzeit	59
3.7	Kalibrationskonstanten für 1993	60
3.8	ringabhängige Zeitnullpunkte, bestimmt mit Spuren	61
3.9	ringabhängige Zeitnullpunkte, bestimmt mit Testpulsen	63
3.10	Signaldrahtabhängige Zeitnullpunkte	63
4.1	z-Vertexgenauigkeit als Funktion der Kalibrationsgüte	65
4.2	Polarwinkelgenauigkeit als Funktion der Kalibrationsgüte	66
4.3	kosmisches Teilchen im zentralen Spurdetektor	68
4.4	Iterationsverlauf der Kalibrationskonstanten für kosmische Teilchen	72
4.5	berechnete z-Koordinate als Funktion der Kalibrationsgüte	73
4.6	rz-Ansicht eines Ereignisses aus ep-Wechselwirkungen	74
4.7	Kalibrationskonstanten der CIZ für einen ausgewählten Datensatz	75
4.8	berechnete z-Koordinate der CIZ als Funktion der Kalibrationsgüte	76
4.9	Kalibrationskonstanten der CIZ für 1993	76
4.10	Ladungsasymmetrie der COZ	77
4.11	$\phi$ -Koordinate als Funktion abweichender Kalibrationskonstanten	78
4.12	ringabhängige Kalibrationskonstanten effektive Drahtlänge $L_{eff}$ und relativer Verstärkungsfaktor $g_r$	79
4.13	$\phi$ -Auflösung als Funktion des Azimuthwinkels	80
4.14	Driftgeschwindigkeit als Funktion des Driftabstandes	82
4.15	kosmisches Teilchen in der COZ	83
4.16	Residuen der Außendrähte als Funktion des Driftabstandes	84
4.17	Residuen der Außendrähte als Funktion des Polarwinkels	85
4.18	Differenz des Polarwinkels für zwei Spursegmente der COZ	86
5.1	Spurparametrisierung im zentralen Spurdetektor	88
5.2	Ineffektivität der COZ als Funktion des Azimuthwinkels	91

5.3	Linkeffektivität als Funktion der Signaldrahtspannung	92
5.4	Intrinsische Auflösung der COZ	95
5.5	Genauigkeit der COZ im H1-Koordinatensystem	95
5.6	z-Vertexauflösung der Jetkammer	96
5.7	z-Vertexauflösung der z-Driftkammern	96
5.8	$K^0$ -Zerfall im zentralen Spurdetektor	98
5.9	invariante Masse von $K^0$ -Kandidaten	100
5.10	Zerfallslänge der $K^0$ -Kandidaten	100
5.11	Schnitt auf die Flugrichtung des $K^0$	102
5.12	von der Jetkammer bestimmten spezifischer Energieverlust	103
5.13	Impulsspektrum für $K^0$ -Kandidaten	103
5.14	Vergleich der invarianten Masse mit und ohne z-Kammern	104
5.15	Massenauflösung als Funktion des Impulses	106
A.1	Driftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke	112

## Tabellenverzeichnis

1.1	Parameter der H1-Jetkammer	12
1.2	Parameter der z-Driftkammern	13
2.1	Beiträge der einzelnen Materialien zur Strahlungslänge $X_0$	21
2.2	Parameter des Gassystems der COZ	25
2.3	intrinsische Auflösung für verschieden Qt-Algorithmen	39
3.1	Übersicht über die Kalibrationskonstanten	49
3.2	Änderung der Driftgeschwindigkeit bei Variation einzelner Parameter	60
5.1	Beiträge zur Unsicherheit der Bogenlänge	89
5.2	Massen und Breiten der $K^0$ -Kandidaten	103

## Danksagung

Ohne die gemeinsame Arbeit der Ingenieure und Physiker der Zeuthener H1-Gruppe hätte diese Arbeit nicht entstehen können. Mein herzlicher Dank gilt deshalb in erster Linie ihnen und allen, die hier nicht namentlich genannt werden.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. M.Klein für die ausgezeichnete Betreuung und die Motivation zu diesem Thema sowie die ständige Bereitschaft zur Diskussion.

Herr Dr. P.Kostka und Herr Dr. Th.Naumann unterstützten mich bei der Einarbeitung in die H1-Software und halfen mir mit vielen nützlichen Anregungen sowohl zur Arbeit als auch mit Diskussion zur Physik bei H1.

Herrn Prof. Dr. T.Lohse danke ich für die Betreuung dieser Arbeit von Seiten der Universität und seinen kritische Anmerkungen sowie für das Schreiben des Hauptgutachtens.

An dieser Stelle sei Herrn Prof. Dr. P.Söding und Herrn Prof. H.Spitzer für ihre hilfreiche Anmerkung zur Arbeit und das Schreiben der Gutachten gedankt.

Weiterhin danke ich Dr. M.Klein, Dr. Th.Naumann und Dipl. Phys. K.Stolze für das kritische Korrekturlesen.

Dipl. Phys. F.Linsel überließ mir freundlicherweise einen vorselektierten Datensatz, der die Studie zum K-Meson wesentlich erleichtert hat.