

DD

EX 9801

C1



25 OCT 1987

Entwicklung und Test einer hochauflösenden Driftkammer in Zylindergeometrie

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051622

Thesis-1987-Hawelka

Peter Hawelka

EASE
MAKE A
PHOCOPY
check out as
NORMAL
DAN

**Entwicklung und Test einer hochauflösenden
Driftkammer in Zylindergeometrie**

Von der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von
Diplom-Physiker Peter Hawelka
aus Köln

Referent: Professor Dr. M. Deutschmann
Korreferent: Priv.-Doz. Dr. M. Tonutti

Tag der mündlichen Prüfung: 25. Mai 1987

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein Prototyp einer zylindersymmetrischen Driftkammer, der die physikalischen und geometrischen Anforderungen der Vertexkammer des L3-Experimentes weitgehend erfüllt, vorgestellt. Dieser Prototyp ist mit kleinen ringförmig angeordneten Driftzellen aufgebaut. In unserem Fall wurde ein Driftzellenquerschnitt von $10 \times 15 \text{mm}^2$ für die 13 inneren Ringe, bzw. $14 \times 21 \text{mm}^2$ für die 12 äußeren Ringe gewählt. Die Driftzellen weisen ein radiales Driftfeld auf und sind mit wenigen Kathodendrähten begrenzt, so daß die Drahtabstände 5 bis 10mm nicht unterschreiten. Es lassen sich daher Signaldrahtlängen von 1m und mehr, ohne elektrostatische Instabilitäten erreichen. Die einzelnen Ringe der Driftkammer sind regellos gegeneinander verdreht, wodurch eine homogene, vom Azimutwinkel φ der Teilchenspur unabhängige Messung gewährleistet ist. Um die z-Koordinate der Teilchenspur zu messen, ist jeder zweite Driftzellenring der Kammer als Stereoring ausgeführt, alternierend mit einem rechts- bzw. linksdrehenden Ring. Die Stereowinkel variieren zwischen $2,4^\circ$ für den innersten Stereoring und $4,9^\circ$ beim äußersten Stereoring.

Eine solche Driftkammer mit regellos verteilten Zellen kann sehr leicht mit ausgewählten Teilchenspuren kalibriert werden. Ein Verfahren, das außerordentlich wichtig ist, wenn Nachkalibrationen bei einem länger dauernden Experiment erforderlich werden. Außerdem kann mit Hilfe der Versetzungen die "Rechts-Links"-Mehrdeutigkeit der Driftzellen aufgelöst werden, und es lassen sich Doppelspuren mit einem eingeschlossenen Winkel $\eta \geq 0,4^\circ$ separieren, auch wenn man nur eine Spur pro Zelle zuläßt. Für die Auflösung von Spuren in Teilchen-"Jets" ist es von Interesse, daß eine Trennung von drei engen Spuren bei einem Winkel $\eta \geq 1,8^\circ$ zwischen den Spuren noch möglich ist. Beide Resultate ergeben sich aus einer "Monte-Carlo"-Studie.

Die Ortsmeßgenauigkeit der Driftkammer wurde experimentell mit einem Elektronenstrahl (4GeV/c) gemessen. Anhand dieser Spuren werden die Driftzellen mit den feststehenden Referenzkammern kalibriert; im Vergleich dazu wird die Orts-Driftzeit-Relationen nur aus den Versetzungen der Zellen bestimmt. Beide Kalibrationen werden zur Berechnung der Driftzellenaufösungen herangezogen. In der r, φ -Ebene erhält man vergleichbare Ortsaufösungen von $30 \mu\text{m}$ bei 1bar und $25 \mu\text{m}$ bei 2bar Gasdruck in einem mittleren Driftstreckenbereich zwischen 3 und 10mm. Die Meßgenauigkeit der z-Koordinate wird hauptsächlich durch die Stereowinkel der Zellen bestimmt. Aus den Testdaten ergibt sich bei Atmosphärendruck eine mittlere z-Auflösung von $1,3 \text{mm}$ für die $10 \times 15 \text{mm}^2$ großen Zellen und $1,0 \text{mm}$ für die $14 \times 21 \text{mm}^2$ Zellen. Diese Ergebnisse konnten durch die Verwendung des langsam driftenden Gases CO_2 , das eine besonders niedrige Elektronendiffusion bei elektrischen Feldstärken $E \leq 1 \text{kV/cm}$ aufweist, erzielt werden.

Inhalt

1.	Einleitung	1
2.	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Die Transportgrößen der Elektronenbewegung in Gasen	8
2.2	Die Transportgrößen in elektrischen und magnetischen Feldern	18
2.3	Die theoretische Ortsauflösung	20
2.3.1	Die primäre Ionenstatistik	20
2.3.2	Deltaelektronen und Gasverstärkungsfuktuation	23
2.3.3	Die Elektronendiffusion	24
2.3.4	Elektronische Zeitauflösung	25
2.4	Der Elektroneneinfang	27
3.	Die Driftkammer	29
3.1	Die Testkammer mit quadratischen Driftzellen	31
3.2	Das geschlossene Gassystem	35
3.3	Der Aufbau des Testexperimentes	36
3.3.1	Die Zeitmessung mit TDC-Datenauslese	39
3.3.2	Die Zeitmessung mit FADC-Datenauslese	39
3.4	Die Orts-Driftzeit-Relation	41
3.5	Die Ortsauflösung der quadratischen Driftzellen	45
3.5.1	Die Dreidrahtmethode	45
3.5.2	Ergebnisse des Strahltests	47
4.	Bau und Test eines Sektorprototyps einer zylindersymmetrischen Driftkammer	51
4.1	Simulationsrechnungen zur Doppel- und Dreifachspurauflösung	53
4.2	Die Driftzellen des Sektorprototyps	56
4.3	Testmessungen mit dem Sektorprototyp	62
4.4	Die Orts-Driftzeit-Relation der Sektordriftzellen	63

4.5	Die experimentelle Ortsauflösung	68
4.5.1	Beschreibung des Verfahrens	71
4.5.2	Bestimmung der Drahtpositionen	73
4.5.3	Berechnung der Fehlermatrix	76
4.5.4	Resultate für die Ortsauflösung der Sektordriftzellen	78
4.5.5	Die Selbstkalibration der Sektordriftzellen	86
4.6	Messung der z-Koordinate mit den Stereodriftzellen	90
5.	Referenzen	98
	Anhang A	i
	Anhang B	iv

1. Einleitung

Ein bedeutendes europäisches Forschungsvorhaben der Elementarteilchenphysik ist der Bau der großen Elektronen-Positronen-Speicherringanlage (LEP) am Kernforschungszentrum CERN. Mit diesem Speicherring soll eine Schwerpunktsenergie der kollidierenden Teilchen bis zu 160GeV erreicht werden. Damit ist man erstmalig mit einem e^+e^- -Speicherring in der Lage die vermittelnden Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung (Z^0, W^\pm) aus der Annihilationsenergie zu erzeugen. In der ersten Ausbaustufe (LEP I) mit einer geplanten Schwerpunktsenergie bis zu 100GeV werden vor allem die neutralen Z^0 -Bosonen produziert, wodurch ein weitgehender Test der elektroschwachen Theorie /JAR85/ möglich wird (vgl. /L3L82/, /L3P83/):

So läßt sich beispielsweise aus der Zerfallsbreite der Z^0 -Resonanz die Zahl der existierenden Neutrinos ermitteln und damit die Frage nach weiteren, nicht durch das Standardmodell vorhergesagten Teilchengenerationen, die aus schweren Quarks und Leptonen bestehen, beantworten.

Aus einer genauen Impulsmessung der Elektron- und Muon-Endzustände läßt sich die Masse des Z^0 -Bosons sehr genau bestimmen und mit Vorhersagen der elektroschwachen Theorie vergleichen.

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik wird das Zustandekommen der Teilchenmassen dem hypothetischen Higgs-Teilchen zugeschrieben /JAR85/. Bis heute konnte jedoch experimentell noch kein Hinweis für die Existenz dieser Higgs-Teilchen gefunden werden. Mit dem LEP-Speicherring wird daher die Suche nach diesen Teilchen fortgesetzt werden. Existieren die Higgs-Bosonen in diesem Energiebereich, so lassen sie sich beispielsweise durch eine Analyse der Hadron-Jets und der Leptonen-Endzustände bzw. durch die Berechnung der von den Neutrinos weggetragenen Energien und Impulse identifizieren /WU86/. Um auf fehlende Energien und Impulse schließen zu können, muß der Detektor einen möglichst großen Raumwinkel der Teilchenspuren erfassen und diese bis zu den höchsten vorkommenden Energien messen können.

Ein Detektor unter den vier beim LEP-Vorhaben geplanten ist der L3-Detektor /L3P83/. Die Abb.1 zeigt die zylindersymmetrisch um das Strahlrohr aufgebaute Apparatur. Bei der Planung dieses Detektors wurde darauf geachtet, daß besonders Leptonen (Elektronen und Muonen) mit höchst möglicher Auflösung gemessen werden können. Auf eine Identifizierung einzelner Hadronen in den Jets wurde dabei weitgehend verzichtet. Die Hadronen-Jets werden in einem Hadronkalorimeter gemessen, mit dem der Energiefluß (Energie und Richtung) bestimmt werden kann.

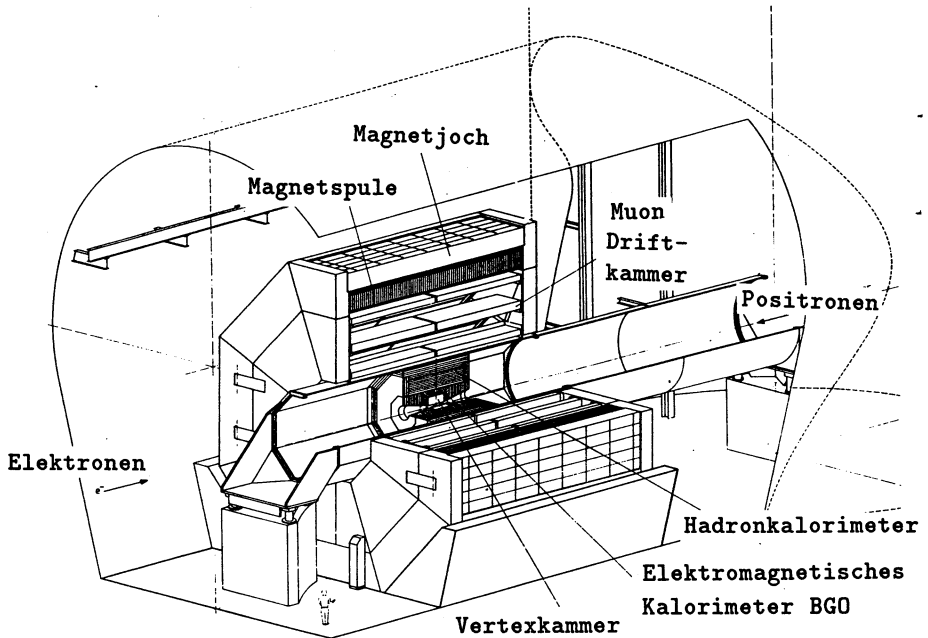


Abb.1 Schematischer Aufbau des geplanten L3-Detektors /L3P83/.

Um den Impuls der Muonen auch noch bei der geplanten Energie der zweiten Ausbaustufe des Ringes (LEP II mit $\sqrt{s} = 160\text{GeV}$) mit einer Auflösung $\Delta P/P \leq 1\%$ bestimmen zu können, wird ein Muon-Spektrometer mit möglichst großem Hebelarm gebaut, das sich außerhalb des als Muonfilter wirkenden Hadronkalorimeters befindet.

Die Auflösung eines magnetischen Spektrometers ist proportional zur Magnetfeldstärke und zum Quadrat der Länge der Meßstrecke. Mit einer großen Meßstrecke erreicht man also eine hohe Impulsauflösung. Aus diesem Grund wird der gesamte L3-Detektor in einen Selenoid-Magneten mit einem Durchmesser von etwa 14m (Spulenlänge ca. 11m) eingebaut. Ein Magnet dieser Größe läßt sich aus technischen und wirtschaftlichen Gründen nur noch als konventioneller Magnet mit einem Magnetfeld bis zu 0,5 Tesla bauen.

Nach innen schließt sich dem Hadronkalorimeter ein elektromagnetisches Kalorimeter an, in dem die Energien (bis zu 50 GeV) der Elektronen und Photonen mit hoher Energie- und Winkelauflösung gemessen werden sollen. Um bei den hohen Energien noch eine gute Auflösung erreichen zu können, wird das Kalorimeter aus Wismut-

Germaniumoxid-Kristallen (BGO) mit einer Querschnittfläche von $2 \times 2 \text{ cm}^2$ aufgebaut. Die BGO-Kristalle sind jedoch extrem teuer und technisch schwer herzustellen, so daß dieser zylinderförmige Detektorteil möglichst nahe um den Wechselwirkungspunkt gebaut werden muß. Um jedoch Elektronen oder Positronen von anderen geladenen Spuren im BGO unterscheiden zu können, bzw. um die Photonensignale von den Signalen der geladenen Teilchen zu trennen, muß in dem innersten, verbleibenden zylindrischen Raum von 1 m Länge und 1 m Durchmesser ein hochauflösender Vertexdetektor eingebaut werden, der das Ladungsvorzeichen mit einer Genauigkeit von 3σ bis zu höchsten Transversalimpulsen von $50 \text{ GeV}/c$ messen kann. Da das Magnetfeld, auf Grund des großen Durchmessers des Magneten, relativ niedrig ist, und die Meßstrecke auf etwa 45 cm begrenzt bleibt, muß dieser Detektor eine Spurauflösung bis zu $30 \mu\text{m}$ aufweisen. Angepasst an die Querschnittsfläche der BGO-Kristalle wird von dem Vertexdetektor eine homogen über das Meßvolumen verteilte z -Messung (Richtung der Strahlachse) mit etwa 1 mm Genauigkeit verlangt und es wird eine Doppelspurauflösung bis zu $0,5 \text{ mm}$ gefordert, um beispielsweise die Multiplizitäten von geladenen Spuren in den Hadron-Jets bestimmen zu können. Sekundäre Zerfallsvertices schwerer Leptonen oder Teilchen, die charm- beauty- bzw. top-Quarks enthalten, lassen sich bei dieser Auflösung durch eine Rückverfolgung der Spuren aus den Muon-Kammern in den Zentraldetektor bestimmen. Daraus kann die Lebensdauer dieser Teilchen mit einer Genauigkeit besser als 10^{-13} s ermittelt werden.

Nach heutigem Stand der Technik läßt sich ein Spurdetektor, der diesen Anforderungen genügt, nur mit Hilfe einer zylinderförmigen hochauflösenden Driftkammer realisieren.

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch das Driftkammergas werden auf Grund der elektromagnetischen Wechselwirkung Gasmoleküle angeregt oder ionisiert. Unter der Wirkung eines äußeren elektrischen Feldes driften die negativen Ladungen (Elektronen) zur Anode, so daß aus der gemessenen Driftzeit der räumliche Ort der Ioni-sationswechselwirkung bestimmt werden kann. Die in heutigen Detektoren eingesetzten Driftkammern erreichen typische Ortsauflösungen in einer Driftzelle von $150 - 200 \mu\text{m}$!

¹ Ausnahme ARGUS-Vertexkammer, in der unter Verwendung von CO_2 -Gas (1,5 bar Absolutdruck) eine Auflösung von $50 \mu\text{m}$ im Experiment am DORIS Speicherring erreicht wurde /EDW86/.

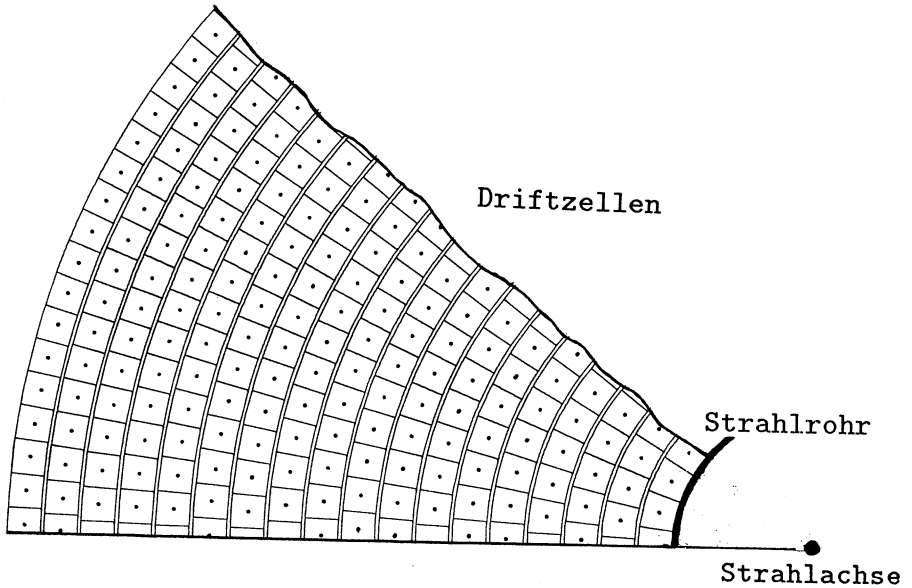
Die Auflösung einer Driftkammer wird im wesentlichen durch die Ionenstatistik, also durch die Anzahl der Ionisationen pro Längeneinheit und durch die Elektronentransporteigenschaften des Driftgases, wie Driftgeschwindigkeit und Diffusion, bestimmt.

In verschiedenen Arbeiten /VAV83/, /VAV86/, /BOB84/, /COM85a/ wurde versucht, die Ortsauflösung durch spezielle Feldgeometrien, das heißt durch Trennung des Drift- und Gasverstärkungsraumes zu verbessern. Auf Grund dieser Trennung kann die Driftfeldstärke weitgehend frei gewählt werden, so daß bei Verwendung von CO_2 als Driftgas eine geringe Diffusion und eine niedrige Driftgeschwindigkeit der Elektronen möglich wird. Mit Hilfe einer niedrigen Driftgeschwindigkeit lassen sich die Meßfehler, die aus der endlichen Zeitauflösung der Elektronik resultieren, verringern. Diese Geometrien führen jedoch zu kleinen Drahtabständen und damit zu großen elektrostatischen Kräften zwischen den Drähten, die die Drahtlänge beschränken. Beispielsweise wurde bei der "time expansion Chamber" (TEC) /WAL79/ bis heute erst eine funktionsfähige Kammer mit einer Signaldrahtlänge von 60cm gebaut und getestet /AND86/.

Für die Vertexkammer des L3-Detektors wird jedoch, wie oben erläutert, eine hochauflösende Driftkammer mit einer Signaldrahtlänge von 1m benötigt, die eine bessere Einzeldrahtortsauflösung als $50\mu m$ in Driftichtung und eine z-Auflösung der Teilchenspuren bis zu 1mm, erreicht.

Aus diesem Anlaß wurde am III.Physikalischen Institut die Entwicklung einer hochauflösenden Driftkammer eingeleitet, bei der elektrostatische Kräfte die Drahtlänge nicht wesentlich beschränken. Die Driftzellen dieser Kammer sollen weitgehend das radialsymmetrische elektrische Feld des Zählrohres nachbilden und mit einer kleinen Anzahl begrenzender Kathodendrähte aufgebaut werden, so daß elektrostatische Kräfte zwischen den Drähten vernachlässigbar bleiben. Eine in dieser Hinsicht zu bevorzugende Geometrie der Driftzellen bieten einfache quadratische oder rechteckige Querschnitte. Diese Art von Driftzellen lassen sich einfach in konzentrischen Ringen um die Strahlachse anordnen, so daß man eine symmetrisch aufgebaute Driftkammer erhält. Als Beispiel ist in Skizze 1 der Querschnitt einer solchen zylindersymmetrischen Driftkammer schematisch dargestellt. ¹

¹ Driftzellen dieser Art finden beispielsweise im ARGUS-Detektor /ARG78/ Anwendung.



Skizze.1

Erste Untersuchungen mit CO_2 -Driftgasen wurden am III.Physikalischen Institut mit planaren Vieldrahtkammern durchgeführt. Die Driftzellen haben in einem mittleren Driftbereich einen annähernd radialsymmetrischen Feldlinienverlauf und wurden mit einer 95% CO_2 - und 5% $i - C_4H_{10}$ -Gasmischung betrieben. In Testmessungen mit 4 GeV/c Elektronen wurde eine mittlere Ortsauflösung von $57\mu m$ erreicht /DED83/. Die darauf aufbauende Entwicklung der hochauflösenden Driftkammer wird in dieser Arbeit beschrieben.

2. Theoretische Grundlagen

Hochenergetische geladene Teilchen, die das Driftkammergas durchqueren, übertragen in klassischer Vorstellung Energie durch Stöße auf die Gasmoleküle. Dadurch werden die Moleküle angeregt oder ionisiert (Primäronisation). Durch die Ionisation entstehen freie Elektronen und positive Ionen. Die Elektronen können einen Energieübertrag erhalten, der die Bindungsenergie im Gasmolekül deutlich übersteigt. Diese energiereichen Elektronen werden auch als "Deltaelektronen" bezeichnet. In weiteren Stößen mit den Gasmolekülen, bei denen wieder Ionisationen (Sekundäronisationen) auftreten, geben die Deltaelektronen ihre Energie ab, bis das thermische Gleichgewicht mit dem Gas wieder hergestellt ist. Dabei legen die Deltaelektronen eine endliche Strecke zurück, so daß eine räumlich ausgedehnte Elektronenwolke entsteht.

Die Teilchenspur wird in der Driftkammer also durch Elektron-Ionpaare repräsentiert. Mit Hilfe einer Messung des Abstandes der Ionisationen zur Anode kann der Ort der Spur in der jeweiligen Driftzelle ermittelt werden. Dazu werden die freien negativen Ladungen (Elektronen) durch die Wirkung eines äußeren elektrischen Feldes zur Anode gezogen und die benötigte Driftzeit, die eine Funktion des Spurbabstandes ist, wird gemessen.

Die Ortsmeßgenauigkeit σ einer Driftzelle wird hauptsächlich durch den Abstand der statistisch längs der Teilchenspur verteilten Primäronisationen und durch die Transporteigenschaften des Driftgases, wie Diffusion der Elektronenwolke und deren Driftgeschwindigkeit, bestimmt.

Die endlichen Abstände der Ionisationselektronen führen zu einem geometrischen Meßfehler, da auf Grund der Radialsymmetrie des Driftfeldes der zurückgelegte Weg der nächsten Ionisationselektronen nicht mehr identisch mit dem wahren Abstand der Teilchenspur zur Anode sein muß (vgl. Abs.2.3.1). Dieser Meßfehler, der besonders für kleine Spurbabstände zur Anode groß wird, soll im folgenden mit σ_{ion} bezeichnet werden.

Die Diffusion führt zu einer Verschmierung der Ankunftszeiten der Elektronen, die an einem Ort in der Driftzelle durch Ionisation erzeugt wurden. Es ergibt sich dadurch ein weiterer mit σ_{dif} bezeichneter Meßfehler. Die Größe dieses Fehlers hängt besonders von der Wahl des Driftgases und der zurückgelegten Driftstrecke ab, wie unten noch gezeigt wird.

Die Driftzeit wird elektronisch registriert, das heißt, die endliche Zeitauflösung der Elektronik im Verhältnis zur Driftgeschwindigkeit der Elektronen verursacht einen weiteren Meßfehler, der σ_{zeit} genannt wird.

Die Gasverstärkungsfluktuationen und die Produktion von Deltaelektronen sowie weitere untergeordnete Fehlerquellen, wie mechanische Ungenauigkeiten o.ä., führen zu

einem weiteren kleinen Fehlerbeitrag, der formal durch den Term σ_k zusammengefasst wird.

Die Ortsmeßgenauigkeit einer Driftzelle ergibt sich nun aus der quadratischen Summation über alle oben genannten Einzelfehler:

$$\sigma^2 = \sigma_{ion}^2 + \sigma_{dif}^2 + \sigma_{zeit}^2 + \sigma_k^2 \quad (2)$$

Um den Einfluß des Driftgases auf die genannten Terme zu verdeutlichen, wird im folgenden ein kurzer Überblick über die Transporttheorie freier Elektronen in einem Gas gegeben.

2.1 Die Transportgrößen der Elektronenbewegung in Gasen

Durch Ionisation werden im Driftkammergas statistisch verteilte Elektronensammlungen längs der Teilchenspur erzeugt. Zur Vereinfachung wird im folgenden angenommen, daß diese Ansammlungen, bestehend aus wenigen freien Elektronen, quasi punktförmig ausgebildet sind. Diese Elektronen gleichen durch elastische und inelastische Stöße mit den Gasmolekülen ihre Energien der thermischen Energieverteilung des Gases an, die durch eine Maxwellverteilung beschrieben wird:

$$F(\varepsilon)d\varepsilon = C\sqrt{\varepsilon} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right)d\varepsilon \quad (2.1)$$

mit k = Boltzmannkonstante, T = Absoluttemperatur, C = Normierungskonstante, so daß $\int F(\varepsilon)d\varepsilon = 1$ ist. Die mittlere Elektronenenergie $\langle \varepsilon \rangle = \int \varepsilon F(\varepsilon)d\varepsilon$ beträgt dann: $\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2}kT = 0,037eV$ ($T = 273K$).

Wirken keine äußeren Kräfte auf die thermalisierten Elektronen, diffundieren die Ladungen, infolge der Stöße mit den Gasmolekülen, auseinander. Die zeitliche Entwicklung der Ladungsdichte läßt sich durch eine Gaussfunktion beschreiben:

$$\frac{dn}{dn_0}(t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)dx \quad (2.2)$$

Diese gibt den Bruchteil der Ladungen $\frac{dn}{dn_0}$ im eindimensionalen Element dx , im Abstand x vom Ursprung nach Ablauf der Zeit t , an. Die Standardabweichung σ_x ist ein Maß für die Breite der Verteilung und ist durch die gasabhängige Diffusionskonstante D gegeben: $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ /SAU77/. Die Diffusionsbewegung ist isotrop für alle Raumrichtungen, so daß sich durch diese Bewegung der Schwerpunkt der Ladungsverteilung nicht verschiebt.

Wirkt auf die thermalisierten Elektronen eine äußere Kraft $F = m \cdot a = eE$, werden diese zwischen den Stößen mit den Gasmolekülen in Feldrichtung beschleunigt. Die ungerichteten Bewegungen der Elektronen werden mit einer gerichteten Bewegung überlagert, die zu einer Verschiebung des Ladungsschwerpunktes in Richtung des elektrischen Feldes führt. Zur Vereinfachung sei im folgenden eine Feldstärke $E = E_x$, die nur in einer Richtung x wirkt, angenommen. Die Verschiebung eines Elektrons δx in der Zeit δt läßt sich dann durch die Summe der beiden Bewegungen ausdrücken :

$$\delta x = \frac{eE}{2m} \cdot (\delta t)^2 + v_0 \cos \Theta \cdot \delta t \quad (2.3)$$

Der Geschwindigkeitsbetrag der ungerichteten Elektronenbewegung sei v_0 und Θ der Winkel dieser Bewegung mit dem Richtungsvektor des Feldes (x -Achse). Die Driftgeschwindigkeit ist durch die mittlere Verschiebung des Ladungsschwerpunktes der

Elektronenwolke pro Zeiteinheit gegeben. Diese erhält man aus den Verschiebungen der einzelnen Elektronen, indem die Mittelwerte bezüglich der Winkel Θ , der Stoßzeit δt und der momentanen Elektronengeschwindigkeiten v , bzw. der Elektronenenergien $\varepsilon = \frac{1}{2}mv^2$, berechnet werden.

Die Stoßzeiten δt sind exponentiell verteilt :

$$g(\delta t) = \frac{1}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{\delta t}{\tau}\right) \quad (2.4)$$

Mit τ ist die mittlere freie Zeit zwischen den Stößen bezeichnet, die sich als Quotient der Momentangeschwindigkeit v der Elektronen und der mittleren freien Weglänge ℓ zwischen Stößen ausdrücken läßt: $\tau = \frac{\ell}{v}$

Aus Gleichung (2.4) erhält man den Mittelwert des Stoßzeitenquadrats $(\delta t)^2$:

$$\langle \delta t^2 \rangle = 2 \cdot \frac{\ell^2}{v^2} \quad (2.5)$$

Die mittleren freien Weglängen ℓ sind durch die Wirkungsquerschnitte der Elektron-Molekülstreuung $Q_m(\varepsilon)$ und durch die Anzahl der Moleküle N pro Volumeneinheit gegeben:

$$\ell = \ell(\varepsilon) = \frac{1}{N \cdot Q_m(\varepsilon)} \quad (2.6)$$

Der elastische Wirkungsquerschnitt $Q_m(\varepsilon)$ der Elektron-Molekülstreuung hängt stark von der Elektronenergie ε ab. Mit zunehmender Energie zeigen sich auf Grund quantenmechanischer Effekte Maxima und Minima (Ramsauer Effekt). Als Beispiel sind in Abb.2.1 und Abb.2.2 die elastischen Wirkungsquerschnitte $Q_m(\varepsilon)$ für CO_2 bzw. $Q_{mA}(\varepsilon)$ für Argon, dargestellt. Bei beiden Gasen zeigt sich ein deutlicher Abfall des Querschnittes für Elektronenenergien zwischen 0,1eV (bzw.0,3eV) und 1eV. Beim Kohlendioxidmolekül sind jedoch in diesem Bereich eine Vielzahl inelastischer Anregungen möglich. Diese Querschnitte sind in Abb.2.1 mit Q_v und Q_x bezeichnet und lassen sich klassisch als Vibrations- bzw. Elektronenanregung verstehen. Die Vielzahl der inelastischen Anregungsmöglichkeiten sind typisch für komplizierte organische Moleküle. Beim einfachen Argonatom werden dagegen inelastische Stöße, die zur Ionisation des Moleküls führen, erst bei Elektronenenergien größer 10eV bedeutend, wie Abb.2.2 zeigt.

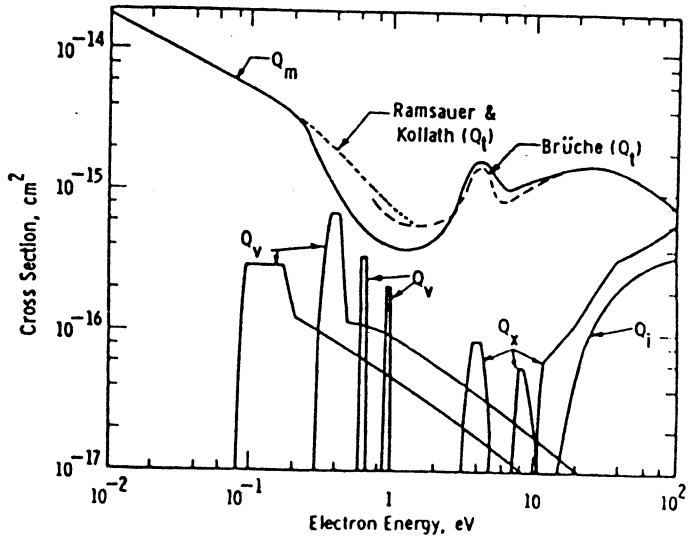


Abb.2.1 Berechneter Wirkungsquerschnitt der Elektronenstreuung an CO_2 -Gasmolekülen. (Q_t sind Messungen von Ramsauer & Kollath bzw. von Brüche). Q_m sei der Wirkungsquerschnitt des elastischen Impulsübertrags; Q_v die inelastischen Querschnitte der Vibrations-, sowie Q_x der Elektronenanregungen und Q_i der Ionisationswirkungsquerschnitt. /HAK67/.

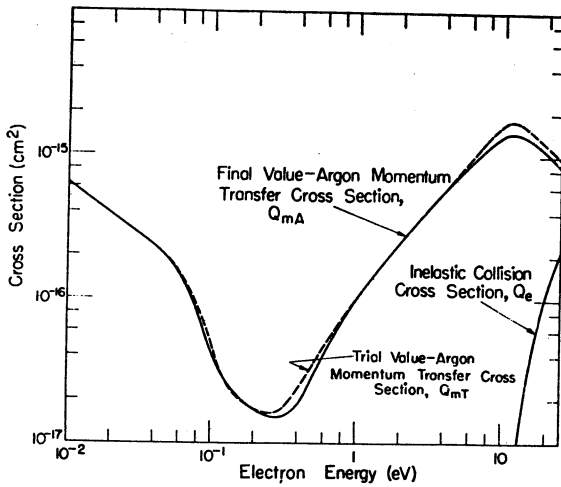


Abb.2.2 Wirkungsquerschnitt des elastischen (Q_m) und inelastischen (Q_e) Impulsübertrags der Elektronenstreuung an Argon-Gasmolekülen /ENG64/.

Die unterschiedlichen Drift- und Diffusionseigenschaften von CO_2 und Argon sind, wie noch gezeigt wird, hauptsächlich durch das Auftreten der inelastischen Wirkungsquerschnitte zu erklären. Die Driftgeschwindigkeit w als Quotient aus der Verschiebung des Ladungsschwerpunktes und der dazu benötigten Zeit kann nun unter allgemeinen Voraussetzungen berechnet werden. Es wird lediglich Isotropie der Elektron-Molekülstreuung angenommen. Nach Paladino et al. /PAL74/,/PAL75/ erhält man für die Driftgeschwindigkeit die Beziehung:

$$w = \frac{2}{3} \frac{eE}{m} \left\langle \frac{\ell(\varepsilon)}{v} \right\rangle_v + \frac{1}{3} \frac{eE}{m} \left\langle \frac{d\ell(\varepsilon)}{dv} \right\rangle_v \quad (2.7)$$

wobei $\left\langle \frac{\ell(\varepsilon)}{v} \right\rangle_v$ und $\left\langle \frac{d\ell(\varepsilon)}{dv} \right\rangle_v$ noch zu bildende Mittelwerte bezüglich der Elektronengeschwindigkeiten v bzw. der Elektronenenergien $\varepsilon = \frac{1}{2}mv^2$ sind.

Durch die Beschleunigung der Elektronen zwischen den Stößen verschiebt sich die Energieverteilung zu größeren Energien, so daß im allgemeinen keine Maxwellverteilung mehr angenommen werden kann.

Klassisch wird die Bewegung der Elektronen unter dem Einfluß eines äußeren elektrischen Feldes E durch die Boltzmann-Gleichung (Kontinuitätsgleichung) ausgedrückt, wobei die Elektronen in einem sechsdimensionalen Phasenraum (\vec{r}, \vec{v}) durch eine Verteilungsfunktion $f = f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ beschrieben werden.

Sei nun die x -Richtung die Richtung des elektrischen Feldes $E = E_x$ und nimmt man ein stationäres elektrisches Feld an, kann die Verteilungsfunktion durch die drei Parameter $(x, v, v_x = v \cdot \cos \Theta)$ ausgedrückt werden. Die Boltzmann-Gleichung läßt sich dann schreiben :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = v_x \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{eE}{m} \cos \Theta \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{eE}{mv} \sin^2 \Theta \frac{\partial f}{\partial \cos \Theta} - \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{coll.} = 0 \quad (2.8)$$

Der Term $\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{coll.}$ drückt die Zunahme oder Abnahme von Elektronen im Raumelement $(dx, dv, d \cos \Theta)$ durch Stöße aus. Entwickelt man die Verteilungsfunktion $f = f(x, v, \cos \Theta)$ durch Legendre Polynome und berücksichtigt man nur Terme der niedrigsten Ordnungen, erhält man ein System von Differentialgleichungen, das durch die Verteilungsfunktion $F(\varepsilon)$ der Elektronenenergien gelöst wird /SCH77/,/PEI84/:

$$F(\varepsilon) = C \sqrt{\varepsilon} \cdot \exp\left(-\int_0^\varepsilon \frac{3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon}{(eE\ell(\varepsilon))^2 + 3\Lambda(\varepsilon) \cdot \varepsilon kT}\right) \quad (2.9)$$

Die Normierungskonstante C ist wieder so gewählt, daß $\int_0^\varepsilon F(\varepsilon) d\varepsilon = 1$ ist. Die Energieverteilung wird wesentlich von dem relativen mittleren Energieübertrag $\Lambda(\varepsilon)$ pro Elektron-Molekülstoß und durch die mittlere freie Weglänge $\ell(\varepsilon)$ bestimmt. Treten

im betrachteten Energiebereich der Elektronen ($\varepsilon \leq 10\text{eV}$) nur elastische Stöße auf, wie z.B. in Argongas, ist der relative mittlere Energieübertrag $\Lambda(\varepsilon)$ durch das Verhältnis der Elektronenmasse m zur Molekülmasse M gegeben: $\Lambda(\varepsilon) = \Lambda = 2\frac{m}{M}$. Die mittlere freie Weglänge $\ell(\varepsilon)$ erhält man nach Gleichung (2.6) aus dem elastischen Wirkungsquerschnitt $Q_m(\varepsilon)$. Treten inelastische Stöße, die Vibrations- und Rotationszustände anregen, bei niedrigen Elektronenenergien auf, wie z.B. im Kohlendioxid ($\varepsilon \simeq 0,1$ bis 1eV), bleibt die formale Gültigkeit der Gleichung (2.9) erhalten, wenn der inelastische Anteil am Energieübertrag berücksichtigt wird :

$$\Lambda(\varepsilon) = \frac{2m}{M} + \sum_h \frac{\varepsilon_h \cdot Q_h(\varepsilon)}{\varepsilon \cdot Q_m(\varepsilon)} \quad (2.10)$$

$Q_h(\varepsilon)$ sei der Wirkungsquerschnitt für die Anregung eines inelastischen Zustandes h der Energie ε_h .

Beim Kohlendioxid erreichen die inelastischen Querschnitte bereits bei Elektronenenergien ε von $0,1\text{eV}$ annähernd die gleiche Größenordnung wie der elastische Wirkungsquerschnitt. Dadurch wird der mittlere relative Energieübertrag $\Lambda(\varepsilon)$ groß. Bei elektrischen Feldstärken $E \leq 1\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ (bei Atmosphärendruck) bleibt daher die Energieaufnahme der Elektronen zwischen den Stößen vergleichbar mit der Energieabgabe $\Lambda(\varepsilon)$, so daß die Elektronen etwa thermische Energie behalten. Diese Gase werden deshalb auch als "kalte" Gase bezeichnet. Für die Energieverteilung $F(\varepsilon)$ der Gleichung (2.9) bedeutet dieses, daß der Term $(eE\ell(\varepsilon))^2$ viel kleiner als $(3\Lambda(\varepsilon) \cdot \varepsilon kT)$ ist. Die Energieverteilung geht also in diesem Fall auch formal wieder in die Maxwellverteilung über, die in Gleichung (2.1) angegeben ist.

Da die Elektronenenergien in diesem Fall nicht wesentlich von dem elektrischen Feld beeinflußt werden, kann zur Vereinfachung auch die mittlere Stoßzeit τ als konstant betrachtet werden. Die Driftgeschwindigkeit w der Gleichung (2.7) vereinfacht sich, da $\frac{d\ell(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \frac{\ell(\varepsilon)}{\varepsilon}$ gesetzt werden kann:

$$w = \frac{eE}{m} < \frac{\ell(\varepsilon)}{\varepsilon} >_v \quad (2.11)$$

Die Mittelwertbildung mit der Maxwellgeschwindigkeitsverteilung liefert dann die einfache Driftgeschwindigkeitsbeziehung :

$$w = \frac{eE}{m} \ell(\varepsilon) = \frac{eE}{m} \cdot \frac{1}{N \cdot Q_m(\varepsilon)} \quad (2.12)$$

Die Driftgeschwindigkeit hängt also für thermische Elektronen linear von der elektrischen Feldstärke ab. Dieses gilt in CO_2 -Gas bei Atmosphärendruck bis zu Feldstärken

von $E \approx 1 \frac{kV}{cm}$. Wird die Feldstärke größer oder betrachtet man die Driftgeschwindigkeit in Gasen wie Argon, muß mit der Elektronenenergieverteilung der Gleichung (2.9) gerechnet werden. Für die Driftgeschwindigkeit ergibt sich dann die numerisch lösbare Gleichung /SCH77/:

$$w = -\frac{2}{3} \frac{eE}{m} \int \epsilon \ell(\epsilon) \frac{\partial(F(\epsilon)/v)}{\partial \epsilon} d\epsilon \quad (2.13)$$

Abb.2.3 zeigt für CO_2 und Abb.2.4 für Argon eine Zusammenfassung verschiedener Messungen der Driftgeschwindigkeit und der charakteristischen Elektronenergie $\epsilon_k = \frac{eE \cdot D}{w}$ als Funktion der elektrischen Feldstärke E . Die charakteristische Elektronenergie ϵ_k wird häufig als direkt meßbare Größe statt der mittleren Elektronenergie verwendet und dient als Maß für die Abweichung der momentanen Energieverteilung der Elektronen von der Maxwellverteilung. Die durchgezogenen Linien wurden von Schultz und Gresser /SCH77/ auf Grund von Gleichung (2.13) und (2.14) berechnet. Die Driftgeschwindigkeit in CO_2 zeigt wie erwartet den weitgehend linearen Verlauf. Bei Feldstärken $E \geq 1 \frac{kV}{cm}$ steigt die charakteristische Energie ϵ_k der Elektronen stark an, so daß die Proportionalität der Driftgeschwindigkeit w zum elektrischen Feld E nicht mehr gilt. In Argongas steigt ϵ_k dagegen bereits bei Feldstärken $E \geq 1 \frac{V}{cm}$ an, was zu einer starken Änderung der Driftgeschwindigkeit w in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke führt.

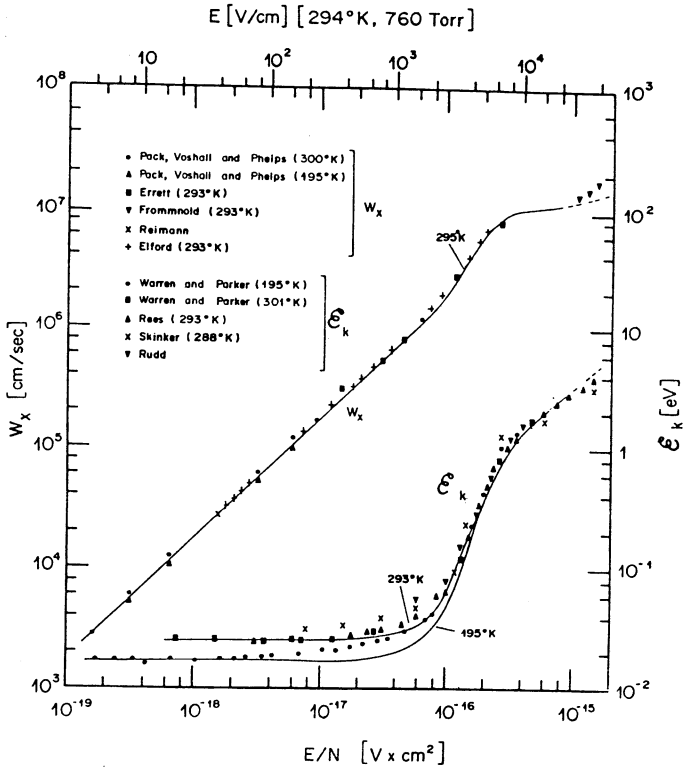


Abb.2.3 Die Driftgeschwindigkeit w in CO_2 als Funktion des elektrischen Feldes $\frac{E}{N}$ ($N = 2,69 \cdot 10^{19}$ Teilchen/ cm^3 bei Normaldruck) und die charakteristische Elektronenergie ϵ_k . Die Punkte sind Messungen verschiedener Autoren; der Verlauf der durchgezogenen Linien wurden nach Gleichung (2.13) und (2.14) berechnet /SCH77/.

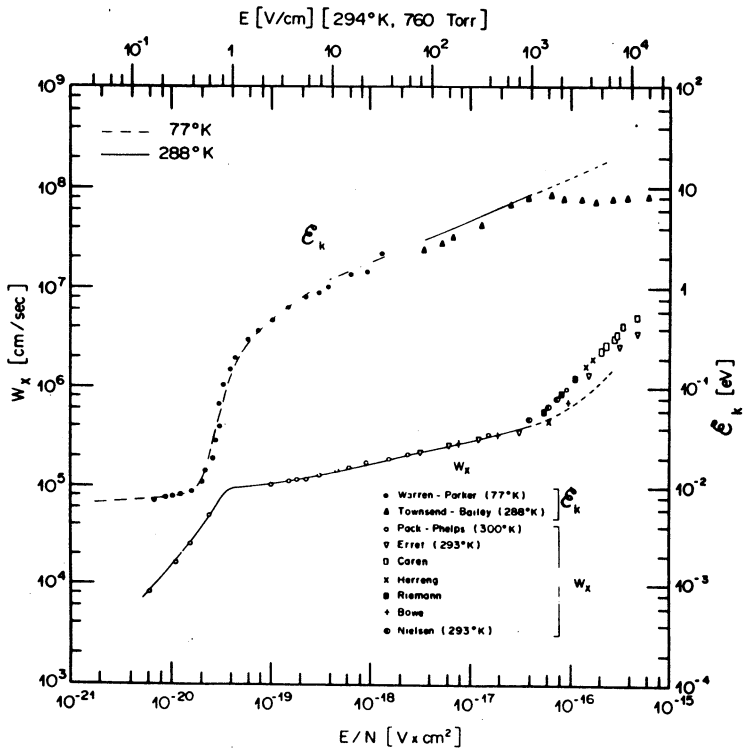


Abb.2.4 Die Driftgeschwindigkeit w und die charakteristische Elektronenergie ϵ_k in Argon (vgl. Abb.2.3).

Durch Stöße der Elektronen mit den Gasmolekülen überlagert sich der Driftbewegung eine Diffusionsbewegung, die sich als Diffusionsstrom beschreiben läßt und zu einer steten Abnahme der Elektronendichte führt. Die räumliche Verteilung der Elektronen nach Ablauf der Zeit t kann wie im kräftefreien Fall wieder mit Hilfe einer Gaussfunktion beschrieben werden (vgl. Gl.(2.2)), die durch die Diffusionskonstante D bestimmt ist. In einem Gas erhält man D aus den Geschwindigkeiten v (bzw. Energien ε) der diffundierenden Teilchen und aus den freien Weglängen zwischen den Stößen: $D = \frac{1}{3} \langle \ell(\varepsilon)v \rangle$ /PAL74/. Wirkt jedoch ein elektrisches Feld, wird die Diffusionskonstante $D = D(E)$ feldabhängig, da die Elektronenenergien und damit die mittlere freie Weglänge $\ell(\varepsilon)$ vom elektrischen Feld beeinflusst werden.

Mittelt man analog zur Berechnung der Driftgeschwindigkeit, mit der gültigen Elektronenenergieverteilung $F(\varepsilon)$ und nimmt man isotrope Elektron-Molekülstreuung an, erhält man nach Paladino /PAL74/ und Schultz /SCH77/ die Diffusionskonstante:

$$D(E) = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{m}} \int \ell(\varepsilon) \cdot \sqrt{\varepsilon} F(\varepsilon) d\varepsilon \quad (2.14)$$

Die Annahme der isotropen Elektron-Molekülstreuung gilt jedoch bei großen Elektronenenergien bzw. Feldstärken nicht mehr. Wie aus Messungen von Wagner et al. /WAG67/ hervorgeht, muß man zwischen einer transversal zum elektrischen Feld wirkenden Konstante D und einer longitudinal wirksamen Konstante D_L , die stark von der symmetrischen Konstante abweichen kann, unterscheiden. In Driftkammern bestimmt jedoch die longitudinale Diffusion die Ankunftszeiten der Elektronen an der Anode, denn bei einer nicht zu großen transversalen Diffusion findet diese Bewegung auf Isochronen statt. Die Isochronen sind die Orte gleicher Driftzeiten. Die transversal diffundierten Elektronen erreichen die Anode also gleichzeitig, die longitudinal diffundierten Elektronen treffen zeitlich nacheinander ein.

Werden die Elektronen auf annähernd thermischen Energien gehalten wie in CO_2 , kann die Anisotropie des Diffusionskoeffizienten vernachlässigt werden. Für diese "kalten" Gase kann in guter Näherung $D_L \approx D$ gesetzt werden. Die mittlere freie Weglänge $\ell(\varepsilon) = \ell$ ist in diesem Fall konstant und damit nimmt auch D einen festen Wert an. Die Diffusion $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ eines Elektrons nach einer Streckeneinheit ist dann mit Gleichung (2.12) umgekehrt proportional zu \sqrt{E} . Diese Diffusion wird auch als untere thermische Grenze bezeichnet. In Abb.2.5 ist die Diffusion eines Elektrons nach einer Driftstrecke von 1cm als Funktion der Feldstärke bei Normalbedingungen aufgetragen. Die Elektronendiffusion in CO_2 oder in höheren Kohlenwasserstoffen wie z.B. in $i-C_4H_{10}$, ist wie erwartet bis zu Feldstärken $E \simeq 1 \frac{kV}{cm}$ fast ideal nahe der thermischen Grenze. In Argongas dagegen diffundieren die Elektronen auf Grund der hohen Elektronenenergien, die schon bei niedrigen Driftfeldstärken auftreten, um mehr als eine Größenordnung stärker.

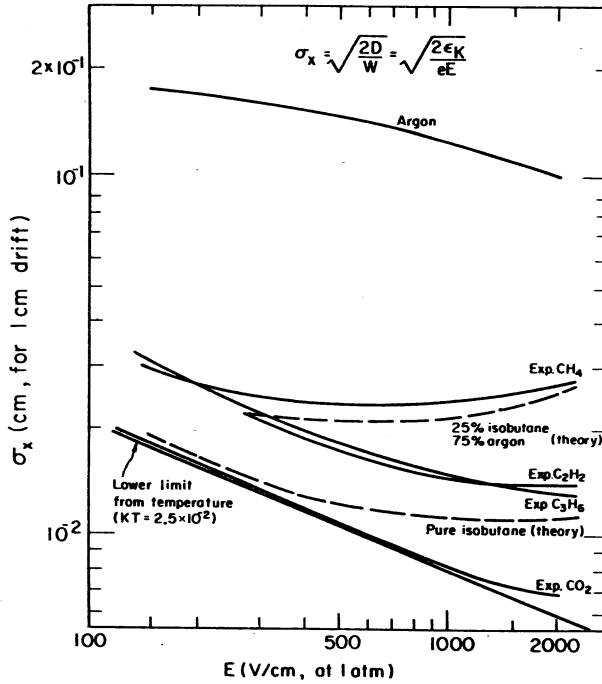


Abb.2.5 Diffusion eines Elektrons nach einer Driftstrecke von 1cm für verschiedene Gase /PAL74/.

2.2 Die Transportkoeffizienten in elektrischen und magnetischen Feldern

Wirkt als äußere Kraft zusätzlich zur elektrischen Kraft eine magnetische Kraft (Lorentzkraft), folgt die Driftbewegung der Elektronen nicht mehr den elektrischen Feldlinien. Zwischen zwei Stößen wird das Elektron durch die elektrische Kraft beschleunigt und durch die Lorentzkraft auf eine Kreisbahn abgelenkt. Für die Berechnung der Driftgeschwindigkeit möge ein zum elektrischen Feld senkrecht wirkendes konstantes magnetisches Feld (z -Achse) angenommen werden. Die Bewegungsgleichungen der Elektronen lauten dann:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{eE}{m} + \frac{eB}{m} \cdot \frac{dy}{dt} \quad (2.15)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = -\frac{eB}{m} \cdot \frac{dx}{dt} \quad (2.16)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = 0 \quad (2.17)$$

Aus diesen Bewegungsgleichungen erhält man analog zur Herleitung ohne Magnetfeld die Driftgeschwindigkeitskomponenten senkrecht und parallel zum elektrischen Feld (w_{\parallel}, w_{\perp}), sowie die symmetrische Diffusionskonstante D /PAL74/, /BEC82/:

$$w_{\parallel} = -\frac{2eE}{3m} \int \varepsilon \ell(\varepsilon) \frac{\partial(F(\varepsilon)/v)}{\partial\varepsilon} \frac{1}{G(B)} d\varepsilon \quad (2.18)$$

$$w_{\perp} = -\frac{eE \cdot eB}{3m} \int \ell^2(\varepsilon) \cdot \frac{v}{G(B)} \frac{\partial(F(\varepsilon)/v)}{\partial\varepsilon} d\varepsilon \quad (2.19)$$

$$D = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{m}} \int \ell(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} F(\varepsilon) \frac{1}{G(B)} d\varepsilon, \quad (2.20)$$

mit dem magnetfeldabhängigem Korrekturfaktor $G(B) = 1 + \frac{e^2 B^2 \ell(\varepsilon)^2}{2m \cdot \varepsilon}$, der auch die Elektronenenergieverteilung der Gleichung (2.9) korrigiert:

$$F(\varepsilon) = C \sqrt{\varepsilon} \cdot \exp\left(-\int_0^{\varepsilon} \frac{3\Lambda(\varepsilon) \cdot \varepsilon \cdot G(B) d\varepsilon}{(eE\ell(\varepsilon))^2 + 3\Lambda(\varepsilon) \cdot \varepsilon kT \cdot G(B)}\right) \quad (2.21)$$

Die beiden Geschwindigkeitskomponenten legen eine dritte magnetische Driftgeschwindigkeit w_m fest, mit dem Betrag :

$$w_m = \frac{w_{\perp}}{w_{\parallel}} \cdot \frac{E}{B} \quad (2.22)$$

und einen Winkel α_m (Lorentzwinkel) relativ zur Richtung des elektrischen Feldes:

$$\tan \alpha_m = w_m \cdot \frac{B}{E} = \frac{w_{\perp}}{w_{\parallel}} \quad (2.23)$$

Die Ablenkung der Driftelektronen in einem Magnetfeld hängt also von der Driftgeschwindigkeit w_m und dem Verhältnis von Magnetfeldstärke zur elektrischen Feldstärke ab.

Betrachtet man ein "kaltes" Driftgas wie CO_2 , lassen sich die Gleichungen wieder vereinfachen. Da die Stoßzeiten annähernd konstant sind, kann $\frac{d\ell}{dv} = \frac{\ell}{v}$ gesetzt werden. Der Term $(eE\ell)^2$ der Elektronenenergieverteilung in Gleichung (2.21) ist gegenüber dem Term $(3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon kT \cdot G(B))$ vernachlässigbar. Die Energieverteilung bleibt bei nicht zu großem magnetischen Feld ($B \leq 1T$) unbeeinflusst, so daß die magnetische Driftgeschwindigkeit w_m etwa gleich der Driftgeschwindigkeit ohne Magnetfeld ist (vgl. Gl.(2.11)):

$$w_m = \frac{eE}{m} < \frac{\ell(\varepsilon)}{v} >_v = w \quad (2.24)$$

Als Beispiel läßt sich dann der Lorentzwinkel α_m , in einer mit Kohlendioxid gefüllten Driftzelle berechnen. Nimmt man eine typische Driftfeldstärke $E \approx 1 \frac{kV}{cm}$ an, erhält man nach Abb.2.3 eine Driftgeschwindigkeit $w \approx 8 \cdot 10^5 \frac{cm}{s}$. Bei einem orthogonalen Magnetfeld von 0,5 T ergibt sich daraus ein Lorentzwinkel $\alpha_m \approx 2,3^\circ$.

Kohlendioxid als Driftgas eignet sich also auf Grund des kleinen Lorentzwinkels für Driftzellen, die in Magnetfeldern betrieben werden. Die Bahnen der driftenden Elektronen werden für gebräuchliche Magnetfelder nur wenig geändert.

2.3 Die theoretische Ortsauflösung

Die Ortsauflösung einer Driftzelle setzt sich nach Gleichung (2) aus unabhängig voneinander zu betrachtenden Termen zusammen, das heißt, es läßt sich eine Einteilung nach unterschiedlichen physikalischen Prozessen finden.

Bedeutend sind die Meßfehler, die durch die primäre Ionenstatistik, sowie durch die Elektronendiffusion und Driftgeschwindigkeit in Verbindung mit der Unsicherheit der Zeitmessung hervorgerufen werden. Die Gasverstärkungsfuktuation und die Verfälschung der Spurmessung durch Deltaelektronen mit großer Reichweite ist dagegen von geringerer Bedeutung. Diese Fehler werden im folgenden für ein radiales Driftfeld und CO_2 als Driftgas abgeschätzt.

2.3.1 Die primäre Ionenstatistik

Die Teilchenspur wird im Driftkammergas durch eine kleine Anzahl unabhängiger Ionisationsprozesse gebildet. Die Abstände zwischen diesen primären Ionisationspaaren folgen daher einer poissonartigen Verteilung. Betrachtet man eine Spur, die durch den Anodendraht führt, ist die Wahrscheinlichkeit das j-te Ionenpaar in einem Abstand s von der Anode zu finden durch die folgende Wahrscheinlichkeitsverteilung gegeben /SAU77/:

$$A_j^n(s) = \frac{s^{j-1}}{(j-1)!} \cdot n^j \cdot \exp -(n \cdot s) \quad , \quad (2.25)$$

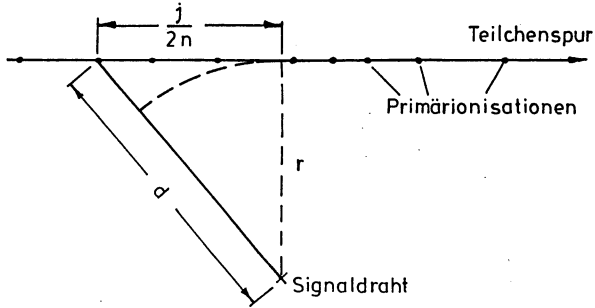
wobei mit $n = n_p$ die mittlere Anzahl primärer Ionenpaare pro Längeneinheit bezeichnet ist. Näherungsweise erhält man n_p aus der Kernladungszahl Z des Driftgases: $n_p = Z \cdot 1,54 \text{ (cm} \cdot \text{atm)}^{-1}$ /SAU77/.

Der mittlere Abstand $\langle s \rangle$ zwischen der Anode und dem j-ten Ionenpaar (bzw. Elektron) ist dann:

$$\langle s \rangle = \frac{1}{2} \int_0^\infty A_j^n(s) \cdot s \cdot ds = \frac{j}{2n} \quad , \quad (2.26)$$

wobei durch den Faktor $\frac{1}{2}$ vor dem Integral berücksichtigt wird, daß die Elektronen von zwei Seiten zur Anode driften. Die Varianz der mittleren Abstände $\sigma_{\langle s \rangle}$ läßt sich nun berechnen:

$$\sigma_{\langle s \rangle}^2 = \langle s^2 \rangle - \langle s \rangle^2 = \frac{j}{4n^2} \quad (2.27)$$



Skizze 2.1 Driftweg und primäre Ionenstatistik

Betrachtet man die Teilchenspur in einem Abstand r vom Anodendraht erhält man geometrisch den Driftweg d des drahtnächsten Paares, wie Skizze 2.1 zeigt:

$$d^2(r) = r^2 + \langle s \rangle^2 \quad (2.28)$$

Den Meßfehler der Spurmessung σ_{ion} erhält man unter Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf Gleichung (2.28) und aus der Varianz der mittleren Elektronenabstände:

$$\sigma_{ion}^2 = \left(\frac{\partial d(r)}{\partial \langle s \rangle} \right)^2 \cdot \sigma_{\langle s \rangle}^2 = \frac{1}{4n^2} \cdot \frac{j^3}{4n^2 r^2 + j^2} \quad (2.29)$$

Dieser Fehler nimmt mit zunehmendem Abstand r der Spur zur Anode schnell ab, wächst aber mit steigender Anzahl Elektronen j , die zur Zeitmessung benötigt werden. Die Anzahl der Elektronen, die den Signalanstieg ausmachen (Elektronen im Einzugsbereich), läßt sich für ein radialsymmetrisches Driftfeld geometrisch berechnen (siehe dazu Skizze 2.2).

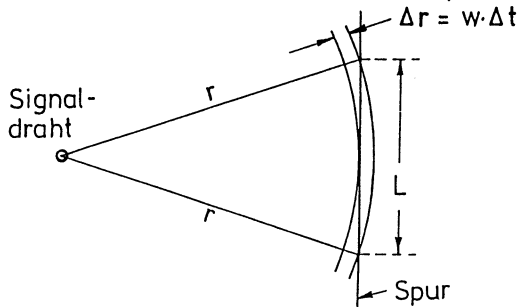
Es wird angenommen, daß die Elektronen, die auf der Strecke L frei werden, zum Anstieg des Anodensignals beitragen. Der maximale Driftstreckenunterschied sei dann Δr . Mit einer Driftgeschwindigkeit w proportional zur elektrischen Feldstärke E und mit $E \sim \frac{1}{r}$ ($w(E) = \frac{dr}{dt} = c \cdot \frac{1}{r}$) erhält man: $r \cdot dr = r \cdot w(E) dt = c \cdot dt$ oder $r \sim \sqrt{t}$.

Damit ist $r + \Delta r \sim \sqrt{t + \Delta t}$,

wobei Δt die mittlere Anstiegszeit des Anodensignals ist.

Den Einzugsbereich L berechnet man geometrisch zu: $\frac{1}{4}L^2 = (r + \Delta r)^2 - r^2$ oder $L = C\sqrt{\Delta t}$. Der Einzugsbereich L ist also unabhängig vom Abstand r der Spur zur

Anode, in einem Bereich wo die Driftgeschwindigkeit w proportional zum elektrischen Feld E ist.



Skizze 2.2 Einzugsbereich für ein radialsymmetrisches Driftfeld.

Nimmt man eine mittlere Pulsanstiegszeit $\Delta t = 20ns$ an, ergibt sich mit der Proportionalitätskonstante $C = 0,3 \frac{mm}{\sqrt{ns}}$ ein Einzugsbereich $L = 2,7mm$. Das bedeutet, im Mittel erreichen etwa 10 primäre Elektronen innerhalb der Pulsanstiegszeit die Anode, wenn CO_2 bei Atmosphärendruck verwendet wird. Die Anzahl der Elektronen j , die zur Spurmessung herangezogen werden, ist abhängig von der Meßelektronik und der Gasverstärkung. Nimmt man eine Messung nach der "leading edge"-Methode an (d.h. Messung der schnellsten Elektronen) und legt man einen Gasverstärkungsfaktor von etwa 10^5 zugrunde, wird das Zeitmeßsignal durch $j = 1 - 2$ primäre Elektronen ausgelöst, wenn ein rauscharmer Vorverstärker verwendet wird (vgl. Abs 3.3.1).

Abb.2.6 zeigt die Meßfehler σ_{ion} als Funktion des Abstandes r für eine Schwelle von $j = 2$ Elektronen. Wird die Driftstrecke größer als $2 - 3mm$, kann dieser Meßfehler vernachlässigt werden. Erhöht man den Gasdruck auf 2 bar absolut, wird der Fehler auch in Drahtnähe klein.

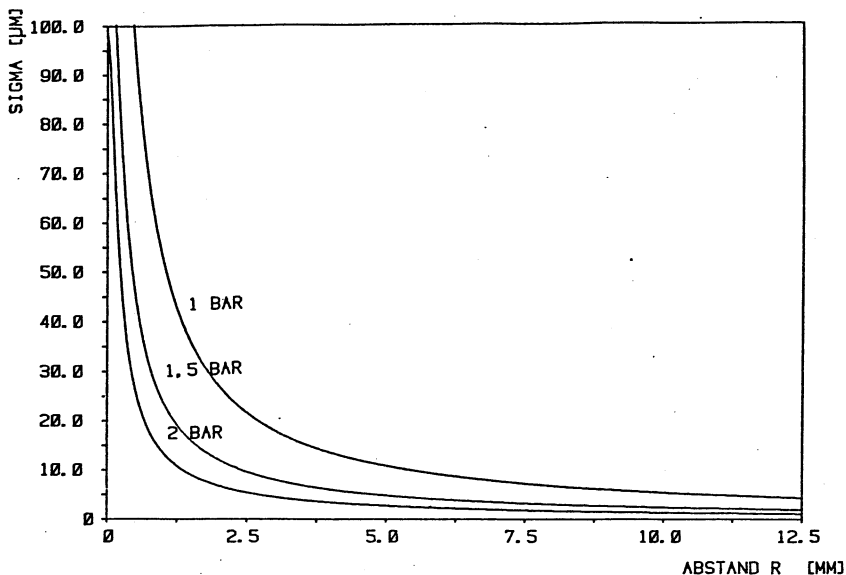


Abb.2.6 Meßfehler durch primäre Elektronenstatistik als Funktion der Driftstrecke für 1bar, 1,5bar und 2bar Gasdruck ($n_p = 3,6 \frac{i.p.}{mm \cdot atm}$ und $j = 2 e^-$).

2.3.2 Deltaelektronen und Gasverstärkungsfuktuation

Der Term σ_k faßt alle, bezüglich der Driftstrecke konstanten Meßfehler zusammen und setzt sich hauptsächlich aus dem Fehler, der durch die energiereichen "Deltaelektronen" und durch Gasverstärkungsfuktuationen hervorgerufen wird, zusammen.

Die energiereichen Deltaelektronen geben ihre Energie in weiteren sekundären Ionisationsprozessen ab. Dabei können in den üblichen Zählgasen Reichweiten bis zu einigen mm auftreten. Die Reichweite R der Elektronen läßt sich durch eine empirische Reichweitenbeziehung berechnen, die bis zu Elektronenenergien $\epsilon \leq 100 keV$ gültig ist: $R = 0,71 \cdot \epsilon^{1,72}$ (E in Mev, R in $\frac{g}{cm^2}$) /SAU77/.

Dagegen ist die Anzahl der Deltaelektronen N mit einer Energie ϵ größer als ϵ_0 umgekehrt proportional zur Energie ϵ_0 :

$$N(\epsilon \geq \epsilon_0) \sim \frac{1}{\epsilon_0}$$

Auf einer Ionisationsstrecke von 1cm (bei Normaldruck) findet man daher weniger als 2% Deltaelektronen mit einer Reichweite, die größer als $100 \mu m$ ist.

In der Nähe der Anode steigt die elektrische Feldstärke stark an, so daß die driften- den Elektronen energiereich werden und bei Stößen mit Gasmolekülen diese ionisieren. Dadurch werden die Spurelektronen lawinenartig um das $10^3 - 10^5$ -fache proportional verstärkt. Die freien Elektronen werden an der Anode gesammelt, während die positiven Ionen zur Kathode wandern. Durch diese Ladungstrennung wird ein Spannungspuls erzeugt, so daß mit einer geeigneten Meßelektronik die Driftzeit der Spurelektronen bestimmt werden kann.

Die Gasverstärkung eines einzelnen Elektrons A_i kann als statistischer Prozeß unabhängig von der Verstärkung weiterer Elektronen betrachtet werden und läßt sich durch eine Exponentialverteilung beschreiben /SLA81/:

$$P(\nu) = \frac{2}{3}\nu \cdot \exp\left(-\frac{3\nu}{2}\right), \quad \nu = \frac{A_i}{\langle A \rangle} \quad , \quad (2.30)$$

wobei mit $\langle A \rangle$ die mittlere Gasverstärkung bezeichnet ist. Die Fluktuation der Gasverstärkung führt zu unterschiedlichen Anstiegszeiten der Anodensignale und damit zu einem Zeit-, bzw. Ortsmeßfehler.

Quantitativ läßt sich der Beitrag des Meßfehlers durch Deltaelektronen und Gasverstärkungsfuktuation schwer bestimmen und wird in Übereinstimmung mit Messungen zu $15\mu m$ abgeschätzt /DED83/.

2.3.3 Die Elektronendiffusion

Die Diffusion eines Elektrons in Driftrichtung $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ ist durch die Diffusionskonstante D und die Driftzeit t gegeben. Die Diffusionskonstante D wird durch die charakteristische Elektronenenergie ausgedrückt: $D = \frac{2\varepsilon_k w_{\parallel}}{eE}$. Im CO_2 -Gas bleibt ε_k bis zu Feldstärken von $E \approx 1 \frac{kV}{cm}$ nahe der thermischen Grenze (siehe Abb.2.5). Bei einer Driftzelle mit einem elektrischen Feld $E \sim \frac{1}{x}$ (bei eindimensionaler Betrachtung) und einer Driftgeschwindigkeit $w \sim E$, sowie einem konstanten Diffusionskoeffizienten D , wächst die Elektronendiffusion linear mit der Driftstrecke x :

$$\sigma_x = \sqrt{2Dc} \cdot x \quad (c = \text{Konstante}) \quad (2.31)$$

Zur Berechnung des Meßfehlers durch Diffusion muß berücksichtigt werden, daß die Elektronen in einer Wolke driften. Die Anzahl der Elektronen, die das Anodensignal erzeugen, sei n . Nimmt man an, daß die Zahl n groß ist und nur die k schnellsten Elektronen der Wolke zur Spurmessung verwendet werden, erhält man näherungsweise den Fehler durch Diffusion σ_{dif} /EAD71/:

$$\sigma_{dif}^2 = \frac{\sigma_x^2}{2 \log n} \sum_{i=k}^n \frac{1}{i^2} \quad (2.32)$$

Quantitativ läßt sich σ_{dif} nun für die oben gemachten Annahmen abschätzen.

Die totale Anzahl der durch Ionisation produzierten Elektronen n_T in CO_2 -Gas beträgt $91 \frac{i.p.}{cm} / SAU77/$. Mit dem oben berechneten Einzugsbereich $L = 2,7mm$ ergibt sich die Zahl der Elektronen n im Einzugsbereich zu $n = 25$. Zur Spurmessung werden etwa 5%-10% der mittleren Signalamplitude ausgenutzt ("leading edge"-Messung), das bedeutet $k \approx 2 - 3$ Elektronen. Für den Fehler durch Diffusion der Elektronen erhält man dann:

$$\sigma_{dif}^2 = \frac{\sigma_x^2}{2 \log n} \frac{\pi^2}{6} \left(\sum_{i=k}^n \frac{1}{i^2} \sim \sum_{i=k}^{\infty} \frac{1}{i^2} = \frac{\pi^2}{6} \right) ,$$

also $\sigma_{dif} = 0,003 \cdot x$. Das heißt, erst für Driftstrecken $x \geq 5 - 10mm$ wird dieser Fehler bedeutend.

Prinzipiell läßt sich dieser Meßfehler weiter reduzieren, indem möglichst viele Ionisationselektronen zur Spurmessung berücksichtigt werden. Ein mögliches Verfahren ist die Berechnung des Ladungsschwerpunktes ("center of gravity") der Elektronen des Einzugsbereiches. Der Diffusionsfehler σ_{dif} ergibt sich dann zu: $\sigma_{dif} = \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot \sigma_x / SCH77/, /WAL/, /VAV86/$. Für die oben genannte Anzahl der Elektronen ($n = 25$) im Einzugsbereich erhält man: $\sigma_{dif} = 0,002 \cdot x$.

Hierbei muß allerdings berücksichtigt werden, daß durch diese Methode der Fehler auf Grund der Primärionenstatistik in Drahtnähe stark erhöht wird, da eine größere Zahl primärer Elektronen j zur Messung der Spur herangezogen werden (vgl. Abs.2.3.1 und /DRA86/). Das bedeutet, eine Messung nach der "center of gravity"-Methode bringt bei Driftzellen mit radialem elektrischen Feld nur für große Driftstrecken ($x \geq 10mm$) Vorteile gegenüber einer Messung nach dem "leading edge"-Verfahren.

2.3.4 Elektronische Zeitauflösung

Die Driftzeit der schnellsten Spurelektronen wird mit der Genauigkeit Δt , die durch die Zeitauflösung der Elektronik gegeben ist, gemessen. Dieses führt zu einem weiteren Meßfehlerbeitrag der σ_{zeit} genannt wird.

Ist die Driftgeschwindigkeit w bekannt, läßt sich der Ortsmeßfehler berechnen: $\sigma_{zeit} = w \cdot \Delta t$. Bei Driftzellen mit einer Feldstärke $E \sim \frac{1}{x}$ und bei Verwendung von CO_2 als Driftgas ($w \sim E$) nimmt die Driftgeschwindigkeit w mit wachsendem Abstand zum Signaldraht proportional $\frac{1}{x}$ ab. Ein Zeitmeßfehler Δt der Elektronik verschlechtert daher vor allem die Ortsauflösung in der Nähe der Anode, wo die Driftgeschwindigkeit

sehr groß wird. Für Driftstrecken $x \geq 5\text{mm}$ nimmt die Driftgeschwindigkeit w auf nur noch wenig variierende Werte zwischen $5\frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$ – $10\frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$ ab (vgl. Abs.3.4). Soll der Meßfehler durch die Zeitauflösung in diesem Bereich klein bleiben ($\leq 20\mu\text{m}$), so muß eine elektronische Zeitauflösung Δt von 1-2 ns gefordert werden.

Mit Hilfe von Gleichung (2) läßt sich aus Fehleranteilen eine theoretische Auflösungskurve berechnen. Es wird ein radialsymmetrisches Driftfeld mit einer maximalen Driftstrecke von 10mm angenommen. Die Driftgeschwindigkeit wurde nach Gleichung (2.13) für ein typisches Anodenpotential von $3,5\text{kV}$ (siehe Abs.3.1 und Anhang A) mit dem WIRCHA-Programm /WIR83/ berechnet. Als Zeitauflösung der Elektronik wurde $\Delta t = 1\text{ns}$ angenommen.

Die Abb.2.7 zeigt die Einzelfehler ($\sigma_{ion}, \sigma_k, \sigma_{dif}, \sigma_{zeit}$) und die theoretische Auflösungskurve σ als Funktion der Driftstrecke. Für Driftstrecken $x \leq 2\text{mm}$ wird die Auflösung schnell schlecht. Im zentralen Bereich der Driftzelle kann man jedoch eine Auflösung von etwa $25 - 30\mu\text{m}$ für Atmosphärendruck erreichen.

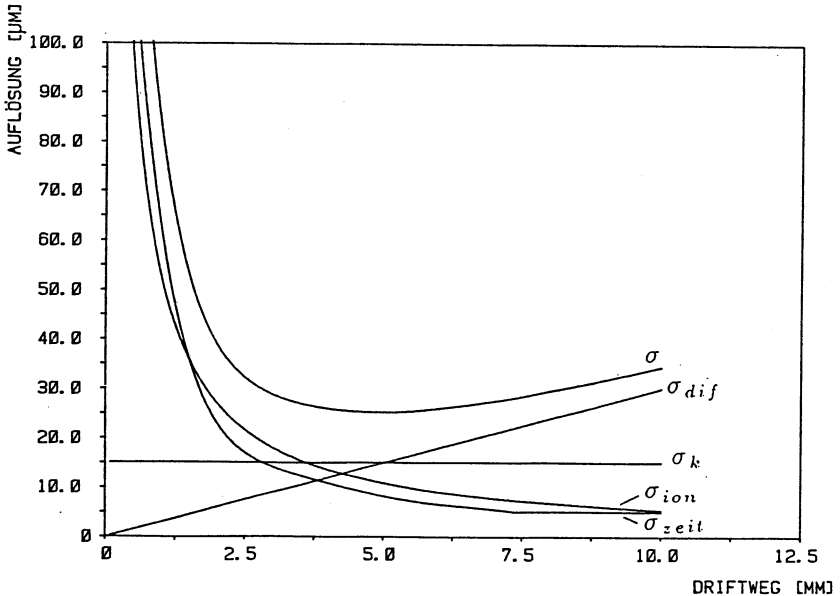


Abb.2.7 Theoretische Ortsauflösung für Driftzellen mit $E \sim \frac{1}{x}$ und CO_2 als Driftgas bei Normaldruck.

2.4 Der Elektroneneinfang

Die Auflösung von Driftkammern wird für große Driftstrecken ($\geq 5\text{mm}$) wesentlich von der Elektronendiffusion bestimmt (vgl. Abs 2.3.3). Die Größe des Meßfehlers ist abhängig von der Anzahl driftender Elektronen. Gehen während der Drift zum Signaldraht wenige Elektronen verloren, verschlechtert sich die Auflösung der Driftkammer wesentlich, außerdem nimmt die Ansprechwahrscheinlichkeit schnell ab.

Der Verlust von Elektronen während der Drift zum Signaldraht beruht hauptsächlich auf Anlagerungen der freien Elektronen an elektronegative Gase oder Moleküle. Dieser Prozeß wird mit Rekombination oder "electron capture" bezeichnet (/SAU77/, /LOE55/, /BRO59/). Die Zahl eingefangener Elektronen $n(x)$ mit zunehmender Driftstrecke x wird durch ein Exponentialgesetz beschrieben und hängt von der mittleren freien Weglänge ℓ_c zwischen Stößen der Elektronen mit elektronegativen Molekülen und von dem prozentualen Anteil p dieser Gase ab.

$$n(x) = n_0 \cdot \exp - \left(\frac{x}{\ell_c} \right) \quad , \text{mit} \quad \frac{1}{\ell_c} = h \cdot p \cdot \frac{v}{\ell(\varepsilon) \cdot w} \quad , \quad (2.32)$$

wobei die momentane Elektronengeschwindigkeit v , die mittlere freie Weglänge der Elektronen $\ell(\varepsilon)$ und w die Driftgeschwindigkeit ist. Die Einfangwahrscheinlichkeit h ist das Verhältnis aus Absorptionen von Elektronen zu Kollisionen mit den Gasmolekülen. Aus der Einfangwahrscheinlichkeit h erhält man die mittlere Einfangzeit $t = \frac{1}{h \cdot N}$, wenn N die Zahl der Stöße pro Zeiteinheit sind. Die Einfangwahrscheinlichkeit ist eine Funktion der Energie der driftenden Elektronen. Für O_2 variiert h , wie in Abb.2.8 gezeigt.

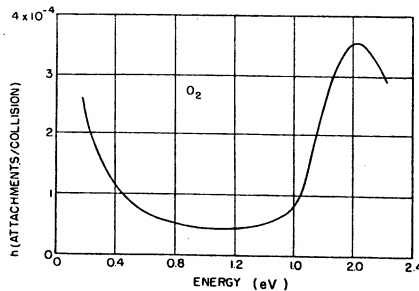


Abb.2.8 Die Einfangwahrscheinlichkeit h für O_2 als Funktion der Elektronenenergie ε /SAU77/.

Tabelle 2.1 zeigt die Einfangwahrscheinlichkeit h , die Anzahl der Stöße N und die Einfangzeit t für CO_2 , O_2 und H_2O , bei einer thermischen Elektronenenergie ($\epsilon \sim kT$). Da die Einfangzeit t in O_2 und H_2O für thermische Elektronen klein wird, muß auf hohe Gasreinheit geachtet werden, wenn CO_2 als Driftgas verwendet wird. Ein Signalverlust bis zu 10% bei einer Driftstrecke von 1cm ist bereits bei einer O_2 -Verunreinigung von einigen 100ppm zu erwarten (vgl./SAU77/).

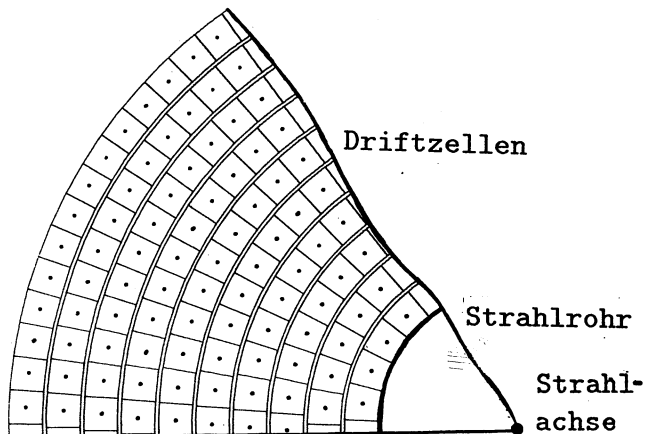
Gas	Einfangwahrscheinlichkeit	Zahl der Stöße [s^{-1}]	Einfangzeit [s]
CO_2	$6,2 \cdot 10^{-9}$	$2,2 \cdot 10^{11}$	$0,71 \cdot 10^{-3}$
O_2	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{11}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$
H_2O	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$

Tab. 2.3 Eigenschaften einiger elektronegativer Gase für $\epsilon \sim kT$ /SAU77/.

3. Die Driftkammer

Für das L3-Experiment wird, wie in der Einleitung erläutert, eine hochauflösende Driftkammer ($\sigma \leq 50\mu\text{m}$ pro Meßzelle) benötigt. Diese Kammer soll sich unmittelbar an das Strahlrohr anschließen und einen maximalen Radius von etwa 50cm aufweisen. Es wird eine Länge von 1m gefordert, so daß die Spuren, die den Wechselwirkungspunkt unter einem Winkel von ca. 45° zur Strahlachse verlassen, noch mit allen Driftzellen der Kammer gemessen werden (vgl./L3P83/). In Driftkammern mit Signaldrahtlängen von 1m muß man die elektrostatischen Kräfte zwischen den Drähten, aus denen die Driftzellen aufgebaut sind, beachten. Dies gilt besonders, wenn die Drahtabstände klein werden (im mm-Bereich), und das elektrische Feld nicht mehr radialsymmetrisch in der Nähe der Anode ist, wie z.B. in Driftkammern, die nach dem TEC-Prinzip /WAL79/ arbeiten. Wählt man quadratische oder rechteckige Driftzellen mit Abständen zwischen Anodendraht und Kathodendrahten zwischen 5 bis 10mm und stellt man die elektrischen Potentiale so ein, daß die Feldlinien einen weitgehend radialen Verlauf aufweisen (vgl. Abs.3.1), können elektrostatische Instabilitäten vernachlässigt werden. Dadurch lassen sich die Driftzellen mechanisch einfach realisieren. An Hand der theoretischen Überlegungen (vgl. Abs.2.3) und aus verschiedenen Messungen /DED83/,/EDW86/ geht hervor, daß mit dieser Art von Zellen bei Verwendung des "kalten" Driftgases CO_2 Ortsauflösungen bis zu $30\mu\text{m}$ bei Normaldruck erreicht werden können.

Eine zylindersymmetrisch um das Strahlrohr aufgebaute Driftkammer erhält man, indem die Zellen in konzentrischen Ringen angeordnet werden. Als Beispiel zeigt die Skizze 3.1 im Querschnitt eine schematisierte Driftkammer mit annähernd quadratischen Zellen.



Skizze 3.1

Die Driftzellen lassen sich "statistisch" versetzen, indem die Ringe gegeneinander verdreht angeordnet werden, wie aus Skizze 3.1 hervorgeht. Dadurch erreicht man eine homogene, das heißt vom Azimutwinkel der radialen Teilchenspuren unabhängige Messung. Eine Spur trifft im Mittel immer gleich viele Zellen im zentralen Driftbereich, wo mit der besten Auflösung gemessen wird (vgl. Abb.2.7).

Nahe beieinanderliegende Spuren, wie sie in Teilchen-"Jets" vorkommen, können durch die Versetzungen der Driftzellen aufgelöst werden. Treffen beispielsweise zwei Spuren eine Driftzelle und wird nur das relativ zur Anode näherliegende Spurstück von der Elektronik registriert (vgl. Abs.3.3.2), erhält man eine reduzierte Anzahl Meßpunkte pro Spur, wenn die Reihenfolge der Spurstücke, auf Grund der versetzten Driftzellen im Verlauf der radial durch die Kammer gehenden Spuren, wechselt (bzw. wenn zwei benachbarte Zellen getroffen werden).

Die "Rechts-Links"-Mehrdeutigkeit einer Driftzelle wird ebenfalls durch die Versetzungen aufgehoben, da man eine zusammenhängende Spurrekonstruktion nur durch eine richtige "Rechts-Links" Zuordnung des zurückgelegten Driftweges erhält.

Diese Anordnung der Driftzellen erleichtert außerdem die Kalibration der Driftkammer, da die Orts-Driftzeit-Relation mit Hilfe der bekannten mechanischen Versetzungen der Zellen zueinander, bestimmbar wird (vgl. Abs.4.5.5.). Dieses ist besonders bei der Verwendung von CO_2 als Driftgas von Bedeutung, da z.B. kleine Variationen der Feldstärke oder Schwankungen des Gasdruckes bzw. der Gastemperatur zu einer geänderten Driftgeschwindigkeit ($w \sim \frac{E}{N} \sim \frac{E \cdot T}{P}$) führen. Es ist also von großer Bedeutung, daß die Driftkammer jederzeit mit Hilfe ausgewählter Teilchenspuren (z.B. mit annähernd geraden Spuren aus "Bhabha"-Ereignissen) kalibriert werden kann.

Die im folgenden beschriebene Entwicklung der Driftkammer gliedert sich in zwei Schritte. Zuerst wird anhand einer kleinen Testkammer mit wenigen Zellen die Ortsauflösung von Driftzellen mit radialem Feld und CO_2 -Gasfüllung studiert. Im weiteren wird dann aufbauend auf die Ergebnisse und Erfahrungen, die mit der Testkammer gewonnen wurden, ein realistischer Prototyp einer zylindersymmetrischen Driftkammer mit einem Radius von etwa 50cm und mit 1m Signaldrahtlänge vorgestellt.

3.1 Die Testkammer mit quadratischen Driftzellen

Die Testkammer besteht aus 5×5 im Quadrat angeordneten Driftzellen, die um 1mm zueinander versetzt wurden, wie die Abb.3.1 zeigt. Die Anodendrähte sind durch Kreuze markiert. Die Zellgrenzen bilden die Kathodendrähte (Punkte), sie sind durch gestrichelte Verbindungslinien hervorgehoben. In einem Testexperiment am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) wurde die Auflösung der fünf mittleren Driftzellen (1-5) mit Elektronen eines Impulses von $4\text{GeV}/c$ gemessen. Wie in Abb.3.1 dargestellt, wurde dazu der Elektronenstrahl horizontal durch die Zellen 1-5 geschossen. Störungen in der Feldsymmetrie, auf Grund des Felddurchgriffs der versetzten Nachbarzellen, können untersucht werden, indem die Orts-Driftzeit-Relationen der mittleren Zellen (2,3,4) miteinander verglichen werden.

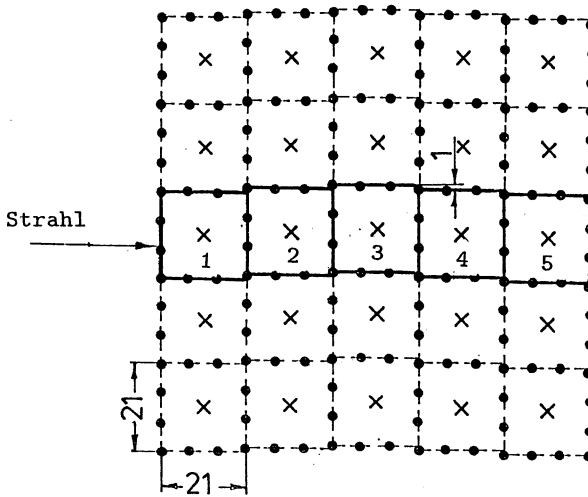


Abb.3.1 Querschnitt der Testdriftkammer (Anoden + , Kathoden •).

Die Driftzellen der Kammer werden durch 12 im Quadrat ($21 \times 21\text{mm}^2$) angeordnete Kathodendrähte um einen zentralen Anodendraht gebildet. Diese Zellgröße scheint sinnvoll, da einerseits eine radiale Anordnung der Zellen in der Driftkammer einfach möglich ist (die trapezförmigen Verzerrungen bleiben klein), und andererseits die Driftstrecken nicht zu kurz werden. Die theoretische Auflösungskurve aus Abb.2.7 zeigt ein sehr schnelles Ansteigen des Meßfehlers für kleine Driftstrecken ($x \leq 2\text{mm}$).

Dieses läßt sich durch das starke Anwachsen der Feldstärke ($E \sim \frac{1}{r}$) in der Nähe der Anode erklären. Die Ausdehnung dieses Bereiches ist weitgehend unabhängig von der Zellgröße. Die maximale Driftstrecke sollte daher 10mm nicht wesentlich unterschreiten, will man eine mittlere Auflösung der Driftzelle von etwa $50\mu\text{m}$ erreichen.

Um eine einfache mechanische Konstruktion der Driftkammer zu erhalten, werden alle Kathodendrähte auf Massepotential gelegt und nur eine positive Hochspannung an die Anode angeschlossen. Dieser Aufbau der Driftzellen ergibt ein weitgehend rotationssymmetrisches, elektrisches Feld, das nur in der Nähe der Kathodendrähte gestört ist. Die Abb.3.2 zeigt den Verlauf der elektrischen Feldlinien. Die Orte gleicher Driftzeit (Isochrone) sind durch Marken im Abstand von 100ns auf den Feldlinien dargestellt. Diese Berechnungen wurden mit dem Simulationsprogramm "WIRCHA" durchgeführt, wobei eine Anodenhochspannung von $3,5\text{kV}$ und eine Gasmischung aus $85\% \text{CO}_2$ und $15\% i - \text{C}_4\text{H}_{10}$ bei Normaldruck und -temperatur (NPT) zugrunde gelegt wurde (vgl. Anhang A).

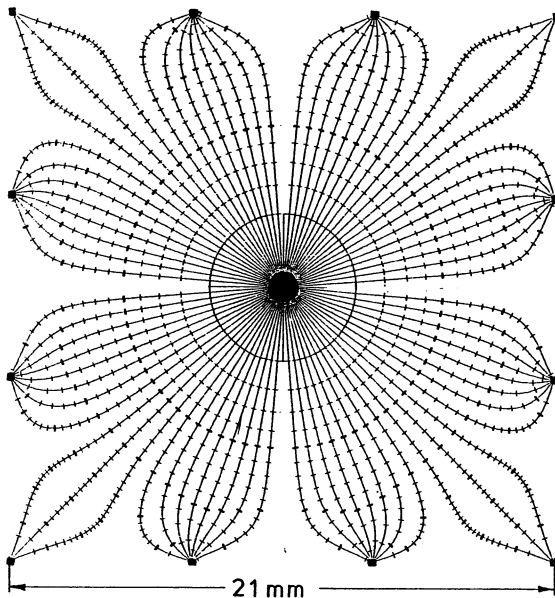


Abb.3.2 Elektrische Feldlinien mit Marken der Orte gleicher Driftzeit ($\Delta t = 100\text{ns}$). Gasmischung $85\% \text{CO}_2$ und $15\% i - \text{C}_4\text{H}_{10}$ (NPT), Hochspannung von $3,5\text{kV}$ /WIR83/.

Mit dem Simulationsprogramm WIRCHA läßt sich die Orts-Driftzeit-Relation berechnen, indem für verschiedene Driftzeiten t die Abstände x zum Anodendraht von senkrecht verlaufenden Spuren (vgl. Abb.3.1) mit Hilfe der bekannten Driftgeschwindigkeit berechnet werden. Für die Driftzelle 5 der Testkammer wurde so die Orts-Driftzeit-Relation berechnet (vgl. Anhang A). Zum Vergleich wurde bei einer weiteren Berechnung keine Versetzung von Nachbarzellen angenommen. Die Differenz der beiden Orts-Driftzeit-Relationen als Funktion der Driftzeit ist in Abb.3.3 dargestellt. Wie die Abbildung zeigt, sind die Störungen der Driftfelder durch versetzte Nachbarzellen vernachlässigbar klein. Es kann daher erwartet werden, daß die Driftzellen (1-5) identische Orts-Driftzeit-Relationen aufweisen.

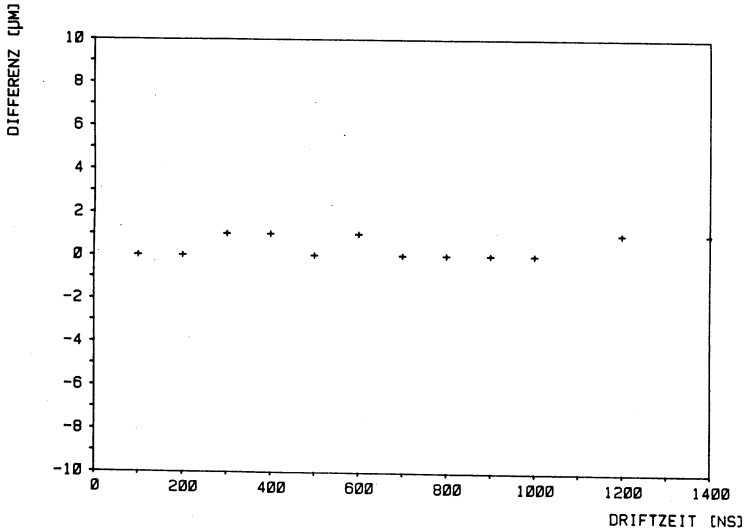


Abb.3.3 Differenz der Orts-Driftzeit-Relationen berechnet mit um 1mm versetzten Nachbarzellen und nicht versetzten Zellen.

Die Driftzellen sind in ein druckfestes (3bar Absolutdruck) Aluminiumgehäuse mit einer Wandstärke von 10mm eingebaut /BOF84/. Verschiedene mit Mylarfolie abgedichtete Fensteröffnungen erlauben einen streuungsfreien Durchgang des Elektronenstrahls durch die Testkammer. Die Kathodendrähte werden mit Messingdurchführungen in den Aluminiumendplatten der Testkammer positioniert und liegen auf Massepotential. Die Anodendrähte sind mit isolierten Durchführungen gehalten, die eine Durchschlagsfestigkeit bis zu 6kV aufweisen. Abb.3.4 zeigt die Durchführungen der

Anodendrähte a) (isoliert) und der Kathodendrähte b) /ARG/. Für die Anoden wurden $30\mu\text{m}$ dicke Wolframdrähte /LUM/ verwendet; die Kathodendrähte sind $127\mu\text{m}$ dick und bestehen aus Kupfer-Beryllium /GOO/. Die Spannung der Anodendrähte beträgt $0,8\text{ N}$ und die der Kathodendrähte $2,5\text{ N}$. Alle Drähte wurden am äußeren Ende der Durchführungen gekrimpt, so daß eine gute mechanische und zugleich elektrische Verbindung zwischen Draht und Durchführung gewährleistet ist. Vor dem Krimpen wurden die Drähte zu einer Seite gezogen, wodurch die Positionsfehler der dünnen Anodendrähte in den Öffnungskegeln der Durchführungen ($\varnothing 120\mu\text{m}$) minimal werden. Die Löcher für die Durchführungen in den Aluminiumendplatten wurden mit einer Genauigkeit von $\pm 10\mu\text{m}$ gebohrt.

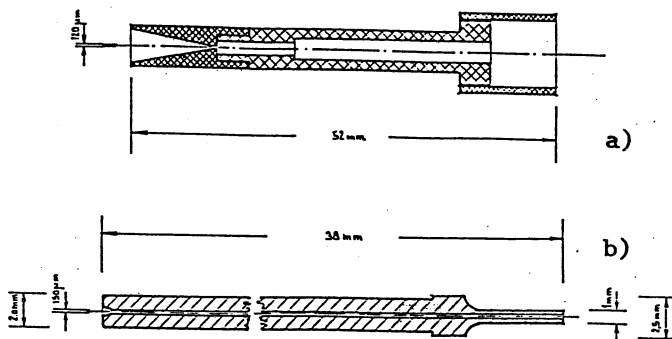


Abb.3.4 Durchführungen der a) Anoden- und b) Kathodendrähte.

Die Hochspannungszuführung wurde von außen mit Silikongummi vergossen, um Kriechströme durch Luftfeuchtigkeit zu vermeiden. Im Inneren der Kammer wurden nach Möglichkeit keine ausgasenden Materialien wie Epoxy o.ä. verwendet, um eine hohe Gasqualität gewährleisten zu können. Die Anodensignale werden über Hochspannungskondensatoren (470pF , 6kV) ausgekoppelt und mit den aufgesteckten Vorverstärkern weiterverarbeitet (siehe Anhang B). Am anderen Ende der Kammer befindet sich eine Platine, über die ein elektrisches Testsignal kapazitiv simultan auf alle Anodendrähte eingekoppelt werden kann. Mit diesem Signal kann auf einfache Weise die Funktion der Anodenkanäle überprüft werden, oder es besteht die Möglichkeit eine elektronische Zeitmarke einzublenden (vgl. Abs.3.3.2).

3.2 Das geschlossene Gassystem

Die Driftkammer wird mit CO_2 als Driftgas betrieben. Um Gasverstärkungsfaktoren von $10^4 - 10^5$ erreichen zu können, wird dem CO_2 -Gas 15% $i-C_4H_{10}$ als Löschgas zugefügt. Iso-Butan hat einen großen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt, so daß die in der Gasverstärkungslawine produzierten Photonen weitgehend absorbiert werden. Die Verwendung von CO_2 als Driftgas stellt hohe Anforderungen an die Gasreinheit. Wie bereits in Abs.2.4 erläutert, sollten die Verunreinigungen mit elektronegativen Gasen wie O_2 oder H_2O 100ppm nicht übersteigen. Die Driftgeschwindigkeit w ist nach Gleichung (2.12) umgekehrt proportional zur Teilchenzahl N und damit bei konstanter Temperatur umgekehrt proportional zum Druck P ($w \sim \ell \sim \frac{1}{N} \sim \frac{T}{P}$). Für einen stabilen Betrieb der Driftkammer muß daher der Druck auf einige mbar konstant gehalten werden. Beide Anforderungen an das Driftgas der Kammer lassen sich durch ein geschlossenes Gassystem mit Gasreinigern erreichen /GAS/. Bei den Testmessungen wurde ein System, bestehend aus Kupferrohren und Swagelok-Verbindungen, verwendet. Abb.3.5 zeigt schematisch den Aufbau des Systems.

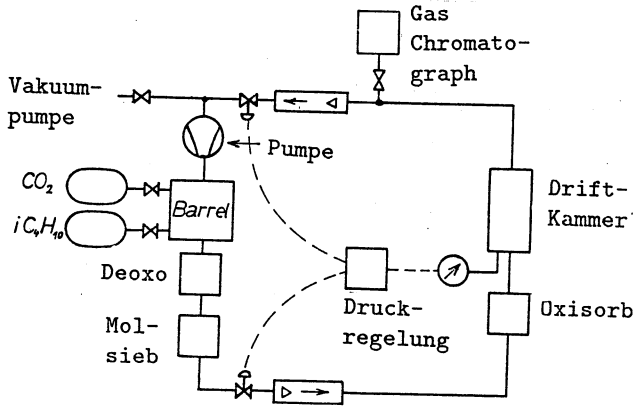


Abb.3.5 Der Gaskreislauf

Mit einer Gaspumpe wird das Gas über einen Gasreiniger aus Kupfergranulat /DEO/ und ein Molsieb /MOL/ in die Kammer gepumpt. Den Gasfluß regeln jeweils ein Durchflußmesser im Vor- und Rücklauf der Testkammer. Bei den Testmessungen wurde mit einem Gasfluß von 1-2 l/min gearbeitet. Am Eingang der Kammer absorbiert ein zusätzlicher Sauerstoffreiniger /OXI/ die restlichen Sauerstoffverunreinigungen. Der Gasdruck in der Kammer wurde mit einer Absolutdruckdose (max.

2bar) gemessen. In Abhängigkeit vom aktuellen Druck und vom Solldruck wurden die Magnetventile des Vor- und Rücklaufs geschlossen bzw. geöffnet. Während der Testmessungen wurde bei einem absoluten Druck von 1bar eine Druckstabilität von $\pm 3\text{mbar}$ erreicht. Die Verbindung zwischen dem Gassystem und der Testkammer (ca. 20m) stellen flexible Metallschläuche her. Die Gaszusammensetzung konnte zusätzlich mit einem Gaschromatographen /VAR/ überwacht werden, der Gasproben aus dem Rücklauf der Kammer analysieren konnte. Mit zwei Feuchtigkeitsmeßzellen /PAN/ wurde die H_2O -Konzentration im Vor- und Rücklauf gemessen, wodurch die Aktivität der Gasreiniger ermittelt werden konnte.

3.3 Der Aufbau des Testexperimentes

Die Testmessungen wurden an einem Teststrahl des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY in Hamburg durchgeführt. Abb.3.6 zeigt den schematischen Aufbau des Teststrahls 14. Mit einem Kohlefaden wird ein kreisendes Elektron stark abgelenkt. Dabei entsteht ein hochenergetisches Bremsquant, das auf ein Konversionstarget trifft und e^+e^- Paare erzeugt. Durch den Strom der Spektrometernachte kann der Impuls der Elektronen bzw. Positronen eingestellt werden, die die Testapparatur treffen. Für die Messungen wurden Elektronen mit einem Impuls von $4\text{GeV}/c$ selektiert. Der Durchgang eines Elektrons durch die Testkammer wird mit vier in Koinzidenz geschalteten Szintillationszählern registriert.

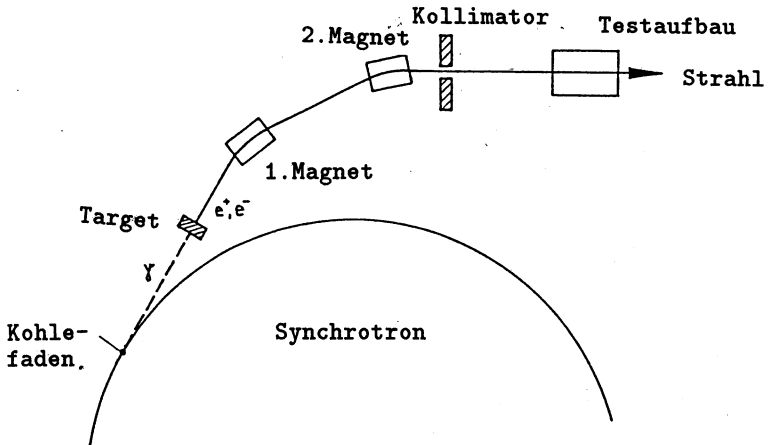


Abb.3.6 Der Teststrahl 14 am DESY.

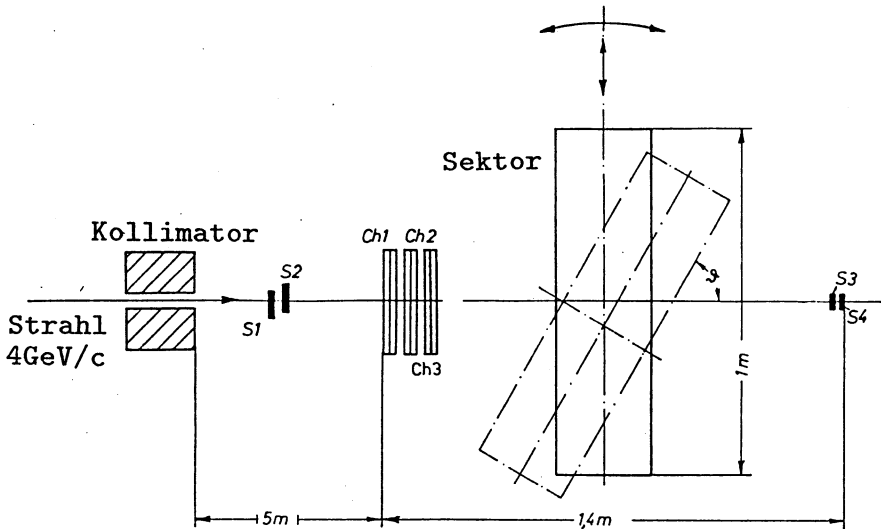


Abb.3.7 Testaufbau am DESY

Mit den Szintillatoren S1 bis S4 in Abb.3.7 wird die Elektronenspur horizontal auf 10mm und vertikal auf 5mm festgelegt. Der genaue Ort der Spur kann mit drei planaren Driftkammern (Ch1 - Ch3) unabhängig von der Testkammer gemessen werden. Die Anodendrähte der Kammern Ch1 - Ch3 verlaufen horizontal, wie die Abb. 3.7 in einer Aufsicht des Testaufbaus zeigt. Um die Testdriftkammer mit Spuren unter verschiedenen Winkeln und im gesamten Driftbereich zu testen, konnte die Kammer um eine vertikale Achse verdreht und vertikal verschoben werden. Die Verschiebung wurde mit einer Meßuhr auf $\pm 5\mu\text{m}$ genau gemessen. Zeitlich wird der Teilchendurchgang durch das Koinzidenzsignal der vier Szintillationszähler bestimmt. Mit diesem Signal wird die elektronische Datenauslese gestartet (Trigger - Signal). Die Abb.3.8 zeigt im Blockschaltbild den logischen Aufbau der Elektronik.

Die Driftzeiten können alternativ mit TDC's (Time to Digital Converter) oder mit FADC's (Flash Analog to Digital Converter) gemessen werden, um die erreichbaren Ortsauflösungen der beiden Methoden ("leading edge" oder "Center of Gravity") vergleichen zu können (weiteres dazu in Abs.3.3.2 und Abs.3.3.3). Im Falle der TDC-Messung wird mittels Diskriminatoren aus den analogen Kammersignalen ein Stop-Signal für die TDC's erzeugt. Die TDC's generieren dann eine Sequenz von Normpulsen, die mittels "CAMAC-Counter" gezählt werden. Die Anzahl generierter Pulse

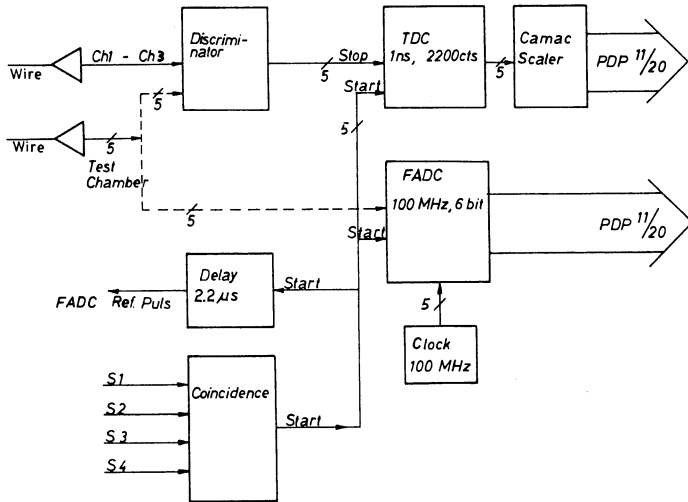


Abb.3.8 Trigger- und Datenaufnahmelogik

entspricht der gemessenen Driftzeit. Die Zähler werden über den CAMAC-Bus mittels eines PDP 11/20 Computers ausgelesen.

Die FADC's dagegen digitalisieren direkt die Analogsignale. Gestartet wird die Digitalisierung mit dem START-Signal und die digitalen Amplituden werden nach Abschluß der Konversion wieder über den CAMAC-Bus vom Computer ausgelesen. Um bei den FADC-Messungen Laufzeitunterschiede der einzelnen Kanäle (Vorverstärker, FADC) ausgleichen zu können, wird simultan für alle Kanäle ein verzögertes Zeitreferenzsignal eingblendet. Dieses Signal wird aus dem Start-Signal mittels eines "Gate-Generators" erzeugt und über den Testpulseneingang der Kammer eingblendet. Die Auslese der CAMAC-Einheiten wurde mittels des umfangreichen Datenaufnahmeprogramms (DAMAIN) möglich /FRI83/. Mit diesem Programm können bis zu 100 CAMAC-Kanäle ausgelesen werden, wobei die Art der CAMAC-Einheiten über Datenkarten festgelegt wird, so daß TDC- und FADC-Einheiten gleichzeitig angesprochen werden können. Weiter besteht die Möglichkeit einfacher "on line" Datenkontrollen, so daß nur relevante Daten auf Magnetband gespeichert werden. Zusätzlich können auf einem Bildschirm die FADC-Daten und Zeithistogramme der TDC's graphisch dargestellt werden.

3.3.1 Die Zeitmessung mit TDC-Datenauslese

Die Driftzeit der durch Ionisation produzierten Elektronen gibt den Ort der Teilchenspur in der Driftzelle an. Diese Driftzeit kann mit verschiedenen Verfahren ermittelt werden.

Häufig wird die Ankunft der ersten Driftelektronen mit einem Schwellendiskriminator registriert ("leading-edge-Messung"). Mit einer Empfindlichkeit des Diskriminators auf 2-3 Ionisationselektronen, kann das "leading-edge" der Teilchenspur in CO_2 Driftgasen optimal gemessen werden /DED83/, /HER85/. Bei einem Gasverstärkungsfaktor von $5 \cdot 10^4 - 1 \cdot 10^5$ und einem Rauschuntergrund mit weniger als 10^4 Elektronen (rms) wird der Diskriminator mit hoher Wahrscheinlichkeit nur durch Elektronen der Teilchenspur ausgelöst, bei gleichzeitig hoher Ansprechwahrscheinlichkeit. Die Zeit vom Durchgang der Elektronenspur bis zur Ankunft der ersten Ionisationselektronen wird mit einem "Time to Digital Converter" (TDC) gemessen. Bei den Messungen wurden TDC's (ET 102 von Edgerton, Germersheim & Gier) mit einer Zeitauflösung von 1ns verwendet. Die maximale Meßzeit dieser TDCs beträgt $2,2\mu s$ mit einem Linearitätsfehler $\leq 1\%$, im Zeitbereich $0,1\mu s$ bis $2\mu s$. Der absolute Zeitfehler der TDC's ist immer $\leq 3\%$.

3.3.2 Die Zeitmessung mit FADC-Datenauslese

Eine weitere Möglichkeit der Datenauslese einer Driftkammer bieten schnelle Analog zu Digital Wandler (FADC). Mit einem FADC wird der gesamte zeitliche Verlauf des Driftkammersignals aufgezeichnet bzw. digitalisiert. Die verwendeten FADC's haben eine maximale Abtastfrequenz von 100MHz, entsprechend einer Digitalisierung des Anodensignals alle $10ns$. Die Amplitudenaufösung beträgt 6 bit bzw. 64 digitale Amplitudenschritte. Die digitalisierten Amplitudenwerte werden in schnellen ECL (Emitter Coupled Logic) Speichern mit einer Speichertiefe von 1024 Worten zwischengespeichert und über den "CAMAC-Bus" ausgelesen /COM84/. Die 100 MHz Taktfrequenz der FADC's wird aus einem quarzstabilisierten Generator gewonnen. Das bedeutet, die Taktfrequenz ist asynchron zum Triggersignal. Die unbekannte Phasenbeziehung wird mit einem "Phasen-TDC", der eine Zeitaufösung von $100ps$ erreicht, gemessen. Im Gegensatz zu der Datenerfassung mit TDC's wird mit den FADC's der gesamte zeitliche Amplitudenverlauf aufgezeichnet (max. $10,24\mu s$). Die entsprechende Driftzeit der Elektronen muß daher erst aus den Daten berechnet werden, indem aus dem Rauschuntergrund die relevanten Anodensignale durch eine "Software"-Schwelle erkannt werden. Dieses ist mit zwei unterschiedlichen Algorithmen möglich:

1. Die Anodensignale, die größer als die berechnete Nulllinie plus Schwelle sind (Threshold-Methode), werden als Signal erkannt.

2. Die Differenz benachbarter Amplituden muß größer als ein vorher festgelegter Wert sein (Differential-Threshold-Methode).

Die Elektronen des Einzugsbereiches tragen die Hauptspurinformation und erreichen die Anode innerhalb der typischen Signalanstiegszeit ($\Delta t \approx 20 \text{ ns}$). Durch Berechnen des Ladungsschwerpunktes des ersten Anodenpulses kann die Driftzeit der Spur bestimmt werden. Dieses Verfahren wird mit der "Center of Gravity"-Methode (COG) bezeichnet. Im Gegensatz zur Messung mit TDC's nach dem "leading-edge"-Verfahren wird bei der Berechnung des COG über alle Elektronen des Einzugsbereichs gemittelt. Für große Driftstrecken, wo der Diffusionsfehler bedeutend wird, bietet diese Methode Vorteile gegenüber einer Messung der wenigen Elektronen des "leading edge". (siehe Abs.2.3). Für kurze Driftstrecken, im Bereich großer Driftgeschwindigkeit, steht dieser Methode jedoch die Zeitaufösung, die durch die Taktfrequenz von 100 MHz gegeben ist, entgegen (vgl.Abs.2.3.4).

Die Aufzeichnung des ganzen zeitlichen Verlaufs der Anodensignale mit FADC's macht eine genaue Pulsformanalyse möglich. Als Beispiel zeigt Abb.3.9 die Anodensignale der fünf hintereinander liegenden Driftzellen unter 4 verschiedenen Winkeln ϑ zwischen Spur und Anodendraht.

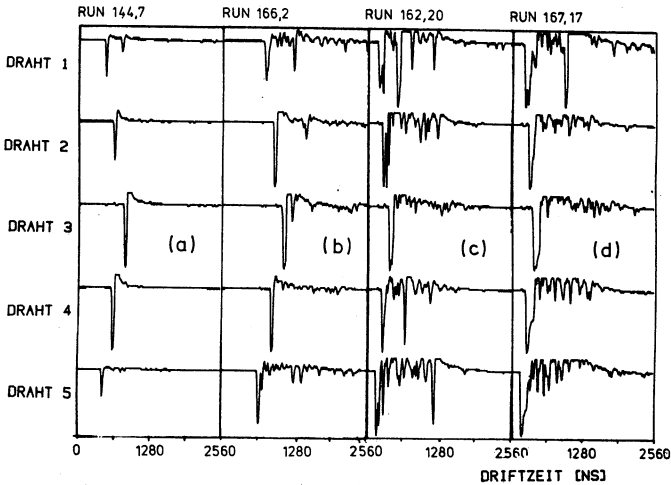


Abb.3.9 Anodensignale der 5 hintereinander liegenden Driftzellen, die von Spuren unter Winkeln ϑ (Winkel zwischen Spur und Draht) von a) 90° , b) 65° , c) 45° , d) 25° getroffen wurden.

Die Signale zeigen deutlich die Versetzung der Driftzellen zueinander. Verläuft die Teilchenspur zunehmend in Richtung des Anodendrahtes (der Winkel ϑ wird kleiner), erreicht eine wachsende Anzahl von Elektronen pro Zeiteinheit die Anode. Dadurch werden die Anodensignale größer, wie Abb.3.9 (a-d) zeigt. Überproportional wachsen die Signale der Elektronen mit großer Driftzeit, die von geometrisch weiter entfernten Spurstücken aus einer Zelle stammen. Bei einem Spurwinkel $\vartheta \approx 90^\circ$ werden nur die schnellsten Spurelektronen des Einzugsbereiches registriert. Die Unterdrückung der nachfolgenden Elektronensignale kann mit einer lokalen Abschirmung der Anode durch positive Ionen der Gasverstärkungslawine erklärt werden. Bei Spurwinkeln $\vartheta < 90^\circ$ treffen die Elektronen der Spur an geometrisch unterschiedlichen Stellen des Anodendrahtes ein, so daß die Abschirmung durch die positiven Ionen einer vorhergehenden Gasverstärkungslawine an Bedeutung verliert.

3.4 Die Orts-Driftzeit-Relation

Im folgenden wird ein Verfahren beschrieben, mit dem die Orts-Driftzeit-Relation (ODR) im Testexperiment sehr genau bestimmt werden kann.

Der Ort der Teilchenspur in einer Driftzelle ist durch die Driftzeit gegeben, wenn die ODR bekannt ist. In Driftzellen mit einem radialen elektrischen Feld ($E \sim \frac{1}{x}$, bei eindimensionaler Betrachtung) und bei Verwendung eines Driftgases mit einer Driftgeschwindigkeit w proportional zu E , erwartet man, daß der Driftweg x proportional zur Wurzel aus der Driftzeit t ist ($x \sim \sqrt{t}$) (vgl. Abs.2.3.1). Für große Driftwege in der Nähe der Kathodendrähte ist das Driffeld jedoch nicht mehr radialsymmetrisch, so daß die ODR durch einen additiven Polynomterm korrigiert werden muß. Diese nicht lineare ODR muß sehr genau bestimmt werden, um eine gute Ortsauflösung der Driftzellen zu erreichen.

Ist der Ort der Teilchenspur in der Zelle bekannt, und trägt man diesen als Funktion der gemessenen Driftzeit auf, erhält man die parabelförmige ODR. Die kleinsten gemessenen Zeiten, die durch Spuren, die den Signaldraht treffen, erzeugt werden, markieren den Scheitelpunkt der Kurve. Dadurch ist der Ursprung des Koordinatensystems der Driftzelle festgelegt.

Im Testexperiment wurde der Ort der Teilchenspur, unabhängig von der Testkammer durch die planaren Driftkammern Ch1-Ch3 gemessen. Diese Kammern wurden versetzt zueinander justiert, so daß die Rechts-Links-Mehrdeutigkeit der Driftzellen gelöst werden konnte; eine eindeutige Spurbestimmung wurde also möglich. Die Genauigkeit der Spurbestimmung ist dabei durch die Kammerauflösungen und durch die relativen Abstände der Kammern zueinander gegeben (vgl. Abb.3.7). Die Kammern Ch1-Ch3 erreichen eine mittlere Auflösung von etwa $80\mu\text{m}$, wenn CO_2 als Zählgas verwendet wird /DED83/. Um die ODR der Testkammer mit einer Genauigkeit, die besser

als die erwartete Auflösung ist ($\leq 30\mu\text{m}$), bestimmen zu können, muß über viele Spuren gemittelt werden. Dazu wird die mittlere Driftzeit in der Testdriftzelle aus den Spuren ermittelt, die einem kleinen Zeitbereich in den planaren Kammern (Zeitfenster) entsprechen. Die Größe der Zeitfenster wurde entsprechend einer Ortsungenauigkeit der Spuren von $\sim 300\mu\text{m}$ gewählt. Durch Mittelung über ~ 300 Spuren erhält man dann einen mittleren Ortsfehler von $\Delta x \sim 17\mu\text{m}$. Der Fehler der mittleren Driftzeit in der Testkammer ist vernachlässigbar klein. Durch Verschieben der Testkammer relativ zu dem festen Zeitfenster, erhält man weitere Orts-Zeit-Punkte. Der räumliche Abstand dieser Punkte ist durch die bekannte mechanische Verschiebung gegeben. Um möglichst viele Meßpunkte zu erhalten, wird die ganze Breite des Teilchenstrahls ($\sim 10\text{mm}$) in Zeitfenster aufgeteilt und die Zeitmittelwerte für jedes Zeitfenster in der Testzelle berechnet.

Die Orts-Zeit-Punkte der Fenster liegen auf deckungsgleichen Kurven, die um die mittleren Abstände x_{0N} der N Zeitfenster parallel verschoben sind. Die Abb.3.10 zeigt schematisch die Orts-Zeit-Punkte für R-Kammerpositionen und $N = 3$ Zeitfenster, die um x_{01} bis x_{03} räumlich zueinander verschoben sind.

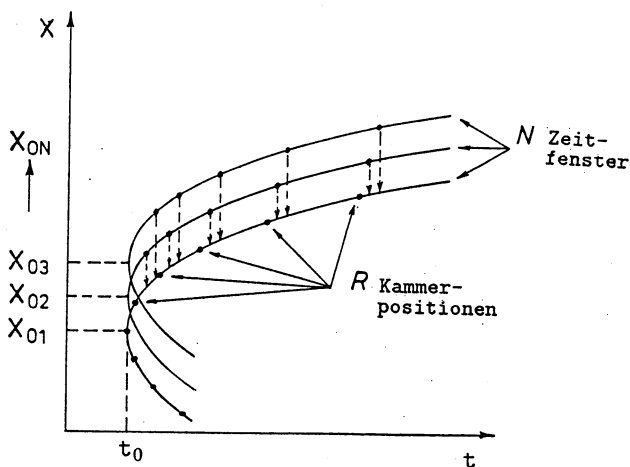


Abb.3.10 Schematische Darstellung der ODR.

Die Punkte der Zeitfenster liegen auf parabelförmigen Kurven mit den Scheitelpunkten bei $t = t_0$. Der Zeitnullpunkt t_0 ist durch die Signallaufzeiten zwischen Driftkammer und Datenaufnahme-Elektronik gegeben. Die Kurven lassen sich durch eine Parallelverschiebung um die Orte x_{0N} zur Deckung bringen. Man erhält so eine Vielzahl

von Orts-Zeit-Punkten, die durch folgende Funktion beschrieben werden können:

$$x - x_0 = a_0 \sqrt{t - t_0} + \sum_{i=1}^n a_i \cdot (t - t_0)^i, \quad (3.1)$$

Als Beispiel sind in Abb.3.11 die um x_{0N} verschobenen Orts-Zeit-Punkte (Punktsymbole) einer Driftzelle der Testkammer aufgetragen. Die Driftzeiten wurden mit TDC's bei Normaldruck und einem Spurwinkel $\vartheta = 90^\circ$ aufgenommen. Mit $R=29$ Kammerpositionen und $N=10$ Zeitfenstern wurde die ODR, durch einen "besten Fit" des Polynoms ($n=8$) der Gleichung (3.1) an die Punkte, bestimmt. Diese ODR ist in Abb.3.11 als durchgezogene Linie dargestellt (vgl./HER85/).

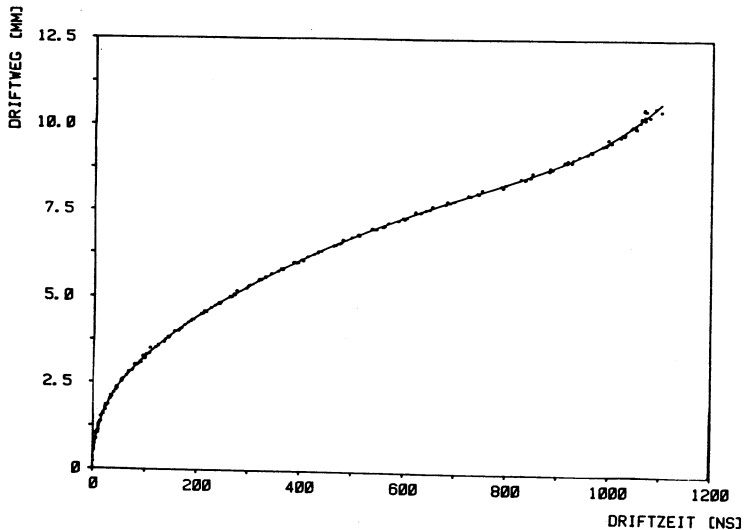


Abb.3.11 Die ODR für eine Gas Mischung aus 85% CO_2 und 15% $i - C_4H_{10}$ ($HV = 3,8kV$); Funktion nach Gleichung (3.1) mit $n = 8$.

Bildet man die zeitliche Ableitung der ODR, erhält man die Driftgeschwindigkeit w , die in Abb.3.12 als Funktion der Driftstrecke dargestellt ist. In Signaldrahtnähe nimmt die Driftgeschwindigkeit w umgekehrt proportional zur Driftstrecke x ab. In einer Entfernung zur Anode von $2,5\text{mm} - 3\text{mm}$ driften die Elektronen nur noch mit einer Geschwindigkeit w ungefähr $10\frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$. Bis zu einer Driftstrecke von 8mm verändert sich die Driftgeschwindigkeit nur noch wenig. Gegen Zellenende ($x \geq 8\text{mm}$) steigt die Geschwindigkeit wieder an. Dieses läßt sich durch das Anwachsen der Feldstärke in der Nähe der Kathodendrähte erklären.

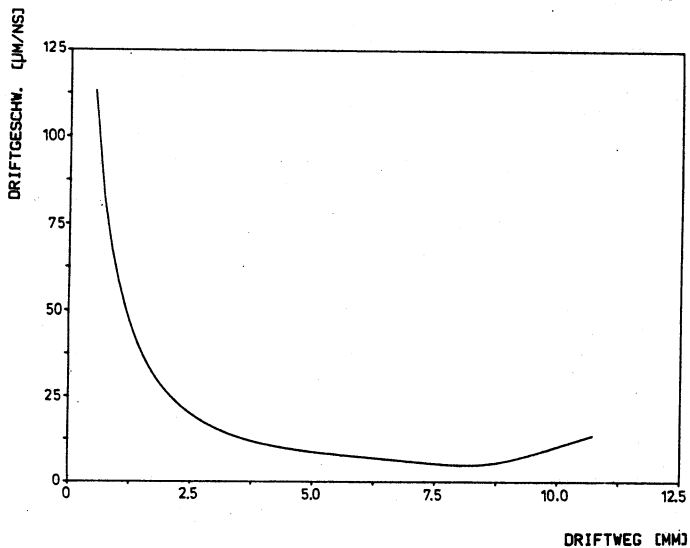


Abb.3.12 Die Driftgeschwindigkeit w als Funktion des Driftweges x in den Zellen nach Abb.3.1.

3.5 Die Ortsauflösung der quadratischen Driftzellen

Zur Berechnung der Ortsauflösung wird ein Koordinatensystem verwendet, dessen y -Achse parallel zu einer Verbindungslinie zwischen Draht 1 und Draht 5 der Testkammer festgelegt wird. Dieses System ist in Abb.3.13 gezeigt.

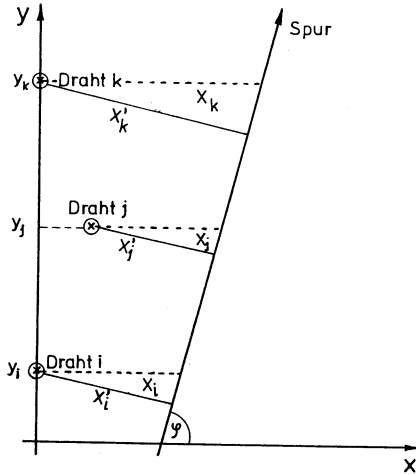


Abb.3.13 Das Koordinatensystem der Driftkammer.

Die Drähte (1 bis 5) haben dann vorgegebene Koordinaten auf der x - bzw. y -Achse. Der relative Abstand einer Teilchenspur zu einem Draht ν sei die Strecke x'_ν . Bildet die Spur einen Winkel φ mit der x -Achse des Koordinatensystems, so ist die Driftstrecke x_ν , bezogen auf die Richtung der x -Achse gegeben:

$$x_\nu = \frac{x'_\nu}{\sin \varphi}$$

3.5.1 Die Dreidrahtmethode

Zur Berechnung der Ortsauflösung werden die Driftstrecken x_ν drei getroffener Driftzellen (i, j, k) verglichen. Legt man die Teilchenspur durch die Messung der beiden äußeren Zellen fest, dann ergibt sich die Differenz D_{ijk} zwischen dem vorhergesagten Spuraufpunkt und der gemessenen Driftstrecke der mittleren Zelle j :

$$D_{ijk} = -A_{ijk} \cdot x_i + x_j - (1 - A_{ijk}) \cdot x_k \quad , \quad (3.2)$$

wobei A_{ijk} durch die Drahtkoordinaten y_ν auf der y -Achse gegeben ist:

$$A_{ijk} = \frac{y_k - y_j}{y_k - y_i} \equiv A \quad (3.3)$$

Die Differenzen D_{ijk} aller Spuren entsprechen einer Gaussverteilung. Die Standardabweichung σ_{ijk} setzt sich aus den Auflösungen σ_i , σ_j und σ_k der Drähte i, j, k zusammen und wird durch Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessene Verteilung berechnet:

$$\sigma_{ijk}^2 = A^2 \sigma_i^2 + \sigma_j^2 + (1 - A)^2 \sigma_k^2 \quad (3.4)$$

Bei gleicher Auflösung der Zellen i, j, k läßt sich die Einzeldrahtauflösung einfach aus der Standardabweichung σ_{ijk} berechnen:

$$\sigma^2 = \frac{1}{2(A^2 - A + 1)} \cdot \sigma_{ijk}^2 \quad (3.5)$$

Im allgemeinen sind die Auflösungen der Drähte nicht gleich, da sie vom zurückgelegten Driftweg abhängen. Mit den 5 aktiven Driftzellen der Testkammer lassen sich jedoch bis zu 10 linear unabhängige Dreidrahtkombinationen finden. Bei der Auswertung wurden die folgenden fünf Dreierkombinationen für die D_{ijk} 's ausgewählt:

$$\begin{pmatrix} D_{234} \\ D_{135} \\ D_{123} \\ D_{345} \\ D_{124} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1/2 & 1 & -1/2 & 0 \\ -1/2 & 0 & 1 & 0 & -1/2 \\ -1/2 & 1 & -1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1/2 & 1 & -1/2 \\ -2/3 & 1 & 0 & -1/3 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Die Koeffizienten der Matrix ergeben sich aus den Abständen Δy der Zellen zueinander. Für die Standardabweichung folgt dann:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{234}^2 \\ \sigma_{135}^2 \\ \sigma_{123}^2 \\ \sigma_{345}^2 \\ \sigma_{124}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1/4 & 1 & 1/4 & 0 \\ 1/4 & 0 & 1 & 0 & 1/4 \\ 1/4 & 1 & 1/4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/4 & 1 & 1/4 \\ 4/9 & 1 & 0 & 1/9 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sigma_1^2 \\ \sigma_2^2 \\ \sigma_3^2 \\ \sigma_4^2 \\ \sigma_5^2 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Mit Hilfe der inversen Matrix lassen sich die Einzeldrahtauflösungen σ als Funktion der Driftstrecke x berechnen /COM85a/, /HER85/.

3.5.2 Ergebnisse des Strahltests

Für die im folgenden beschriebene Analyse wurden Teilchenspuren verwendet, die unter einem Winkel $\varphi \approx 90^\circ$ die Testkammer durchquerten. Abb.3.14 zeigt als Beispiel eine Verteilung der Differenzen D_{234} , die mit der Drahtkombination ($i = 2, j = 3, k = 4$) berechnet wurden, wobei nur Spuren Verwendung fanden, die eine Driftstrecke zwischen $5,5\text{mm}$ und 6mm in der Driftzelle $j = 3$ aufwiesen. Der Mittelwert der D-Verteilung $\langle D_{234} \rangle$ beträgt $1,06\text{mm}$. Dieser Wert gibt die relative Drahtposition ($x_3 - x_2$) des Drahtes 3 zum Draht 2 an, wobei $x_2 = x_4$ ist. Beim Bau der Kammer wurde eine relative Versetzung der Zellen um 1mm angestrebt. Die Abweichung von $60\mu\text{m}$ kann hauptsächlich durch Positionsfehler der Drähte erklärt werden. In Abb.3.14 ist als durchgezogene Kurve eine Gaussfunktion eingetragen, die die gemessene Differenzenverteilung gut beschreibt. Die Standardabweichung $\sigma_{234} = 32\mu\text{m}$ setzt sich nach Gleichung (3.4) aus den Auflösungen der drei Drähte zusammen. Im vorliegenden Beispiel der Drähte 2,3 und 4 ergibt sich nach Gleichung (3.5) $\sigma = 26\mu\text{m}$.

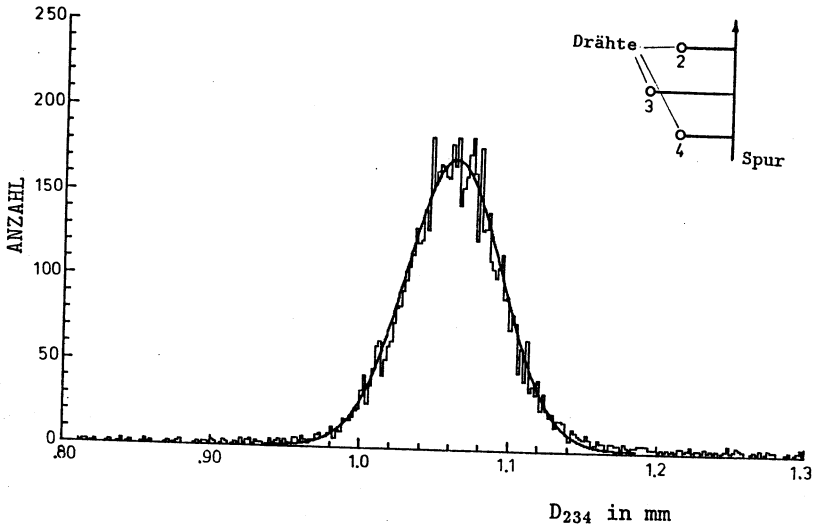


Abb.3.14 Gemessene D_{234} -Verteilung und berechnete Gaussfunktion ($\sigma_{234} = 32\mu\text{m}$).

Die Driftzellen wurden mit TDC- und FADC-Elektronik ausgelesen, so daß die Ortsauflösung beider Methoden verglichen werden kann. Für Spuren mit einem Winkel $\vartheta = 90^\circ$ zeigt Abb.3.15 die Ortsauflösung. Für die TDC-Messung erhält man im Driftbereich zwischen 3mm und $7,5\text{mm}$ eine Ortsauflösung von $30\mu\text{m}$.

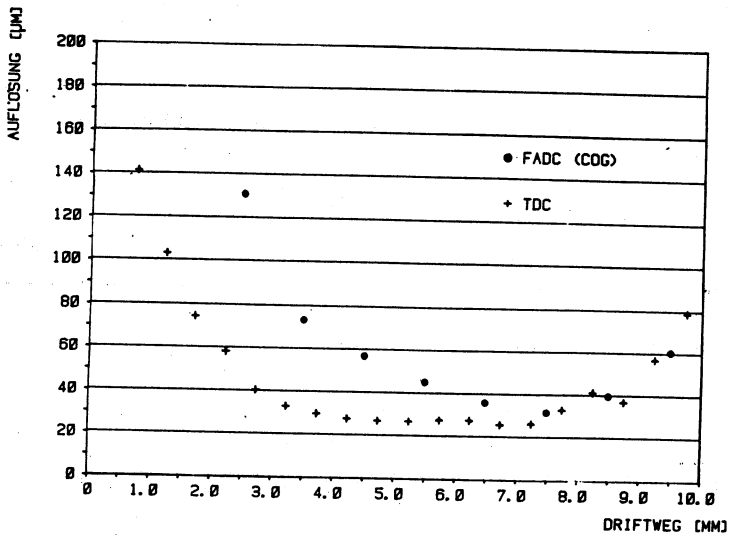


Abb.3.15 Die Ortsauflösung als Funktion der Driftstrecke für Spuren mit $\vartheta = 90^\circ$.

In der Nähe des Signaldrahtes nimmt der Meßfehler wie erwartet stark zu, was durch die primäre Elektronenstatistik und durch das starke Anwachsen der Driftgeschwindigkeit bei gleichbleibender Zeitauflösung der Elektronik erklärt werden kann (vgl. Abs.2.3). Am Zellenende verschlechtert sich die Auflösung durch Diffusion und durch die Feldverzerrungen in der Nähe der Kathodendrähte. Im Vergleich zu den TDC-Messungen liefert die Messung mit den FADC erheblich schlechtere Auflösungen, besonders für kurze Driftstrecken. Dies läßt sich hauptsächlich durch die geringere Zeitauflösung des FADC gegenüber dem TDC erklären. Mit einem 100MHz-FADC erreicht man bei der Berechnung des Schwerpunktes (COG) eines Pulses von $50\text{ns} - 100\text{ns}$ Breite eine Zeitauflösung von $\Delta t \approx 3\text{ns}$. Für die großen Driftgeschwindigkeiten in Drahtnähe ist diese Zeitauflösung nicht ausreichend. Bei der Berechnung der Driftzeit durch Bildung des Ladungsschwerpunktes (COG) spielt außerdem die Signalform des elektrischen Pulses eine wesentliche Rolle. Im Idealfall sollten die Signale immer symmetrische Form annehmen, um eine optimale Ortsauflösung mit dieser Methode zu erreichen. Diese Symmetrie wird jedoch von den realen Kammersignalen nicht erreicht, wie Abb.3.9 zeigt.

Die Berechnung der Zeitmarke läßt sich aber für nicht symmetrische Pulse verbessern, indem nur der Signalanstieg berücksichtigt wird. Der Signalabfall wird hauptsächlich durch die internen Zeitkonstanten des Verstärkers, sowie von der Bewegung der

positiven Ionen bestimmt und trägt daher keine wesentliche Spurinformati- on. Durch Differenzieren der digitalen Pulsamplituden erhält man einen bipolaren Signalverlauf. Der positive Anteil entspricht dem Signalanstieg des ursprünglichen Kammerpulses. Berechnet man daraus das "Center of Gravity", erhält man eine verbesserte Kammer- auflösung, wie Abb.3.16 zeigt. Die Kreissymbole entsprechen der FADC-Auflösung, die nur unter Berücksichtigung des Signalanstieges berechnet wurde, und die Kreuzsym- bole zeigen die Auflösung, die mit dem "Center of Gravity" des ganzen Pulses ermittelt wurde /DRA86/.

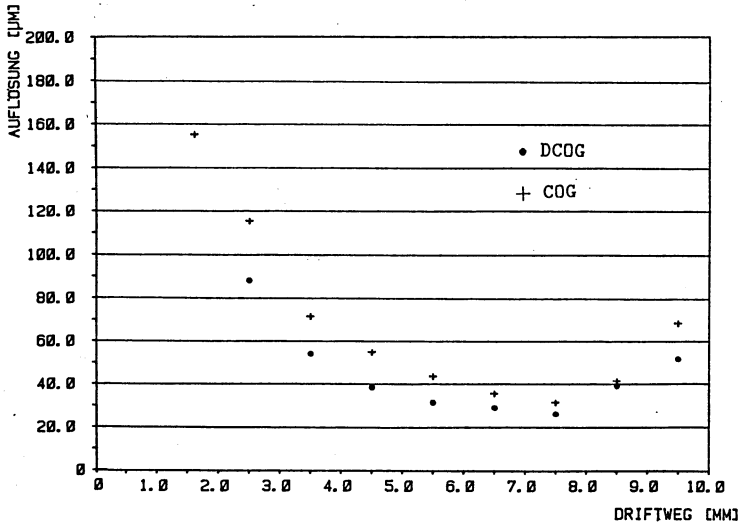


Abb.3.16 Die Ortsauflösungen für COG des ganzen Pulses (+) und COG des Signalanstiegs (o) (FADC-Messungen) bei $\vartheta = 90^\circ$.

Nimmt der Spurwinkel ϑ ab, wird dadurch der gesamte Signalverlauf beeinflusst, wie Abb.3.9 zeigt. Um den Einfluß auf die Ortsauflösung zu untersuchen, wurden aus den TDC-Daten die Auflösungskurven für $\vartheta = 90^\circ$, 60° und 37° berechnet. Es standen jedoch nur die Daten der Driftzellen 2,3,4 zur Verfügung, so daß die Einzeldrahtauflösung mit Hilfe der Gleichung (3.5) aus diesem Triplet bestimmt werden mußte; das heißt, gleiche Auflösung σ_v der Drähte 2,3,4 wurde angenommen. (Große Unterschiede zwischen den Auflösungen der einzelnen Drähte treten nur bei kleinen Driftstrecken in der Nähe der Anode auf, so daß die Einzeldrahtauflösung im wesentlichen Driftbereich richtig wiedergegeben wird.) In Abb.3.17 sind die Auflösungskurven der drei Winkel ϑ aufgetragen.

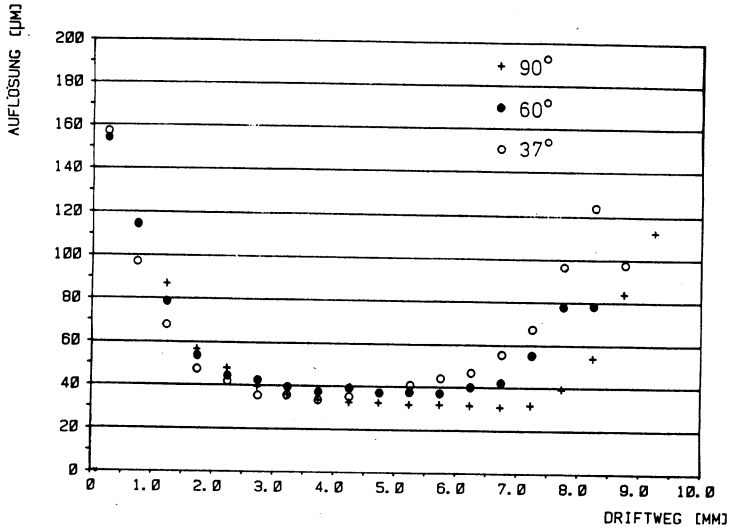


Abb.3.17 Die Ortsauflösung für Spurwinkel $\vartheta = 90^\circ, 60^\circ$ und 37° (TDC-Messungen).

Bei kleinen Driftstrecken zeigt sich eine geringe Verbesserung für Winkel $\vartheta < 90^\circ$. Dieses läßt sich durch die grösser werdende Anzahl der Elektronen im Einzugsbereich erklären, wodurch das "leading edge" des Spurstücks besser bestimmt ist. Für große Driftstrecken verschlechtert sich allerdings die Auflösung mit abnehmendem Winkel ϑ . Dieses Ansteigen des Meßfehlers kann vermutlich aus der speziellen Feldgeometrie der Driftzellen in der Nähe der Kathodendrähte erklärt werden. Aus Abb.3.2 geht hervor, daß die Isochronen (Orte gleicher Driftzeiten) in diesem Bereich stark von der Kreis-symmetrie abweichen. Die driftenden Elektronen des "leading edge" einer Teilchenspur stammen nicht mehr von einem kurzen Spurstück um die Symmetrieachse der Driftzelle, sondern von zwei getrennten Stücken aus der Nähe der Kathodendrähte. Kleine geometrische Positionsfehler oder ein mechanischer Durchhang dieser Drähte führt zu unterschiedlichen Driftzeiten der Elektronen der einzelnen Spurstücke und damit zu einem zusätzlichen Meßfehler. Dieser Effekt vergrößert sich mit zunehmender Anzahl an driftenden Elektronen, also mit abnehmendem Spurwinkel ϑ .

4. Bau und Test eines Sektorprototyps einer zylindersymmetrischen Driftkammer

Die Testergebnisse der quadratischen Driftzellen zeigen, daß mit radialen Driftfeldern Ortsauflösungen unter $30\mu\text{m}$ (1bar Druck) erreicht werden können, wenn CO_2 als Driftgas verwendet wird.

Im folgenden wird der mechanische Aufbau und der Test eines Sektorprototyps einer zylindersymmetrischen Kammer, die die geometrischen Bedingungen der zentralen Vertexkammer des L3-Experimentes /L3P83/ erfüllt, beschrieben. Anhand dieses Prototyps läßt sich die Geometrie und Meßgenauigkeit einer zylindersymmetrischen Driftkammer studieren. Die Abb.4.1 zeigt als Foto die geöffnete Testkammer. Deutlich ist die Anordnung der Signal- und Kathodendrähte in konzentrischen Ringen zu erkennen.

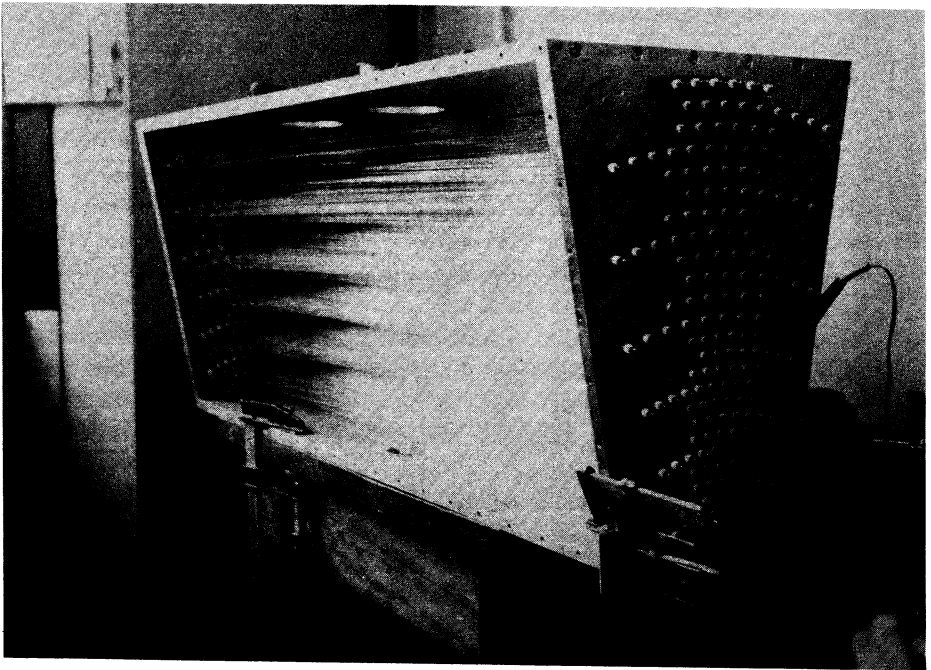


Abb.4.1 Fotografie der geöffneten Testkammer.

Ein Schema dieser Zellenanordnung zeigt Abb.4.2. Die Zellen haben einen rechteckigen Querschnitt, damit einerseits in radialer Richtung möglichst viele Ringe, nämlich 25, realisiert werden können, und damit andererseits die Driftstrecken in den einzelnen Zellen nicht zu kurz werden. Da der Abstand radial vom Vertex ausgehender Spuren nach außen anwächst, werden, wie die Abbildung zeigt, für die Zellen der 13 inneren Ringe kleinere Abmessungen als für die der 12 äußeren Ringe gewählt. Von Ring zu Ring sind die Zellen statistisch gegeneinander versetzt, so daß alle Teilchenspuren, unabhängig von ihrem Azimutwinkel mit gleich guter Auflösung gemessen werden können. Diese Versetzung hilft auch zur Lösung der Rechts-Links-Mehrdeutigkeit und, was von besonderem Vorteil ist, sie ermöglicht in einem praktischen Detektor eine ständige Nachkalibrierung mit Hilfe ausgewählter Teilchenspuren.¹ Um die Spurpositionen auch längs der Zylinderachse messen zu können, ist jeder zweite Zellenring als Stereoring ausgebildet (siehe Abb.4.1), so daß der Sektor insgesamt aus 13 axialen Ringen und je 6 rechts bzw. links drehenden Stereolagen zusammengesetzt ist. Die Stereowinkel variieren in der Art, daß der Drahtdurchhang in Drahtmitte auf 2mm begrenzt ist (siehe unten).

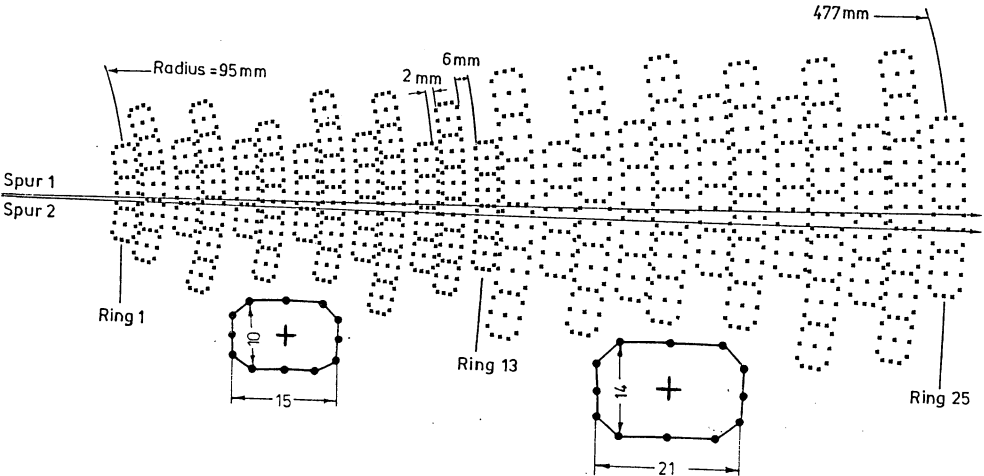


Abb.4.2 Die Anordnung der Driftzellen des Sektors (gesehen in der Mitte der Kammer, halbe Drahtlänge).

¹ Die laufend erforderliche Nachkalibrierung bereitet bei Driftkammern vom Typus "JADE", "OPAL" oder "TEC" (time expansion Chamber) Schwierigkeiten, da Änderungen der Driftgeschwindigkeit das gesamte Driftfeld in gleicher Weise beeinflussen und somit Meßwertabweichungen einzelner Spurpositionen nicht erkennen lassen.

4.1 Simulationsrechnungen zur Doppel- und Dreifachspurauflösung

Da die Driftkammer Teilchenspuren in unmittelbarer Nähe zum Wechselwirkungspunkt messen soll, müssen enge Spuren, die einen kleinen Winkel zueinander einschließen, wie sie z.B. in Teilchen-"Jets" vorkommen, aufgelöst werden. Wie jedoch die Testmessungen der quadratischen Zellen gezeigt haben, kann im allgemeinen nur das jeweils drahtnächste Spurstück in einer Driftzelle aufgelöst werden. Die Signale einer zweiten Spur können, wenn der Spurwinkel $\vartheta \leq 60^\circ$ wird, dann nicht mehr in einfacher Weise von den Signalen der ersten Spur getrennt werden, da bis zur maximalen Driftzeit Anodensignale von den driftenden Elektronen einer Spur erzeugt werden (vgl. Abb.3.9). Bei einem nicht zu großem Zellenquerschnitt und durch die Versetzung der Zellen gegeneinander, können jedoch Spuren mit wesentlich kleineren Abständen als die entsprechenden Zellgrößen auf Grund der Mehrfachmessung voneinander getrennt werden.

Mit einem Simulationsprogramm wird die erreichbare Trennung von Doppel- oder Dreifachspuren für die oben beschriebene Driftkammer ermittelt (siehe Abb.4.2 und Tab.4.1). Dazu werden gerade radiale Spuren (2 oder 3 Spuren), die vom Zentrum der konzentrischen Driftzellenringe ausgehen, mit beliebigen Winkeln zueinander, räumlich gleichverteilt erzeugt. In jeder Driftzelle wird dann der Abstand der jeweiligen Spur zur Anode berechnet und nach einer Gaussfunktion modifiziert, mit einer Standardabweichung entsprechend der erwarteten Driftzellenauflösung. Im weiteren wird nur noch der Meßpunkt einer Spur registriert, welcher der Anode einer Driftzelle am nächsten ist. Die Anzahl von Meßpunkten für jede Spur wird ermittelt und kann als Funktion der Winkelabstände η zwischen den Spuren aufgetragen werden. (Im Falle von Dreifachspuren wird der gleiche Winkel zwischen erster und zweiter Spur sowie zwischen zweiter und dritter Spur angenommen.) Nimmt man eine minimale Anzahl von Meßpunkten an, die auf eine Spur fallen müssen, um diese zu erkennen, läßt sich die Doppel- oder Mehrfachspurauflösung der Driftkammer angeben.

Die Abb.4.3 zeigt die relative Anzahl der Meßpunkte einer Spur als Funktion des Winkels η zwischen den Spuren. Nimmt man an, daß eine Spur mit 10-12 Meßpunkten ausreichend genau bestimmt ist, so können Doppelspuren mit einem Winkel $\eta \geq 0,4^\circ$ ($\equiv 0,7mm$ bei $r = 95mm$) zueinander aufgelöst werden. Legt man 3 Spuren in einem engen Abstand zueinander durch den Detektor, kann die Spurauflösung von Teilchen-"Jets", die aus vielen engen Spuren bestehen, abgeschätzt werden. Dazu wird die Anzahl der Meßpunkte der mittleren Spur berechnet und als Funktion des Winkels η aufgetragen. Die Abb.4.4 zeigt die resultierende Kurve, woraus eine Trennung der 3 Spuren mit einem Winkel $\eta \geq 1,8^\circ$ ($\equiv 3mm$ bei $r = 95mm$) abgelesen werden kann.

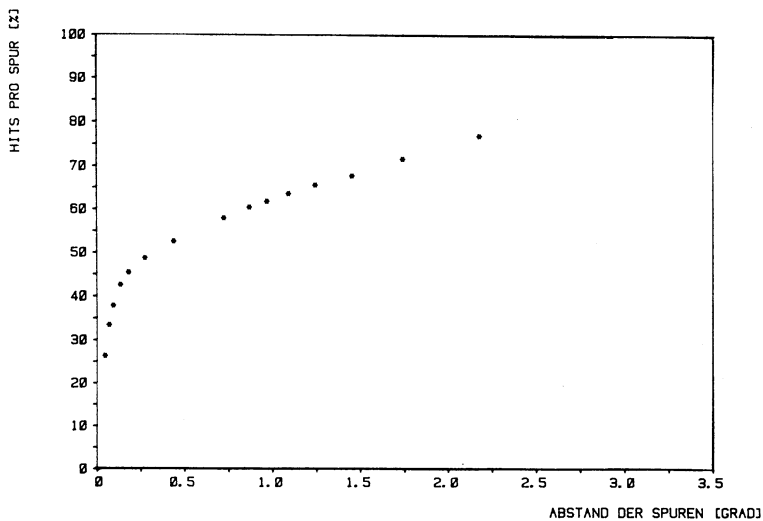


Abb.4.3 Relative Anzahl der Meßpunkte bei Doppelspuren als Funktion des Winkels η zwischen den Spuren.

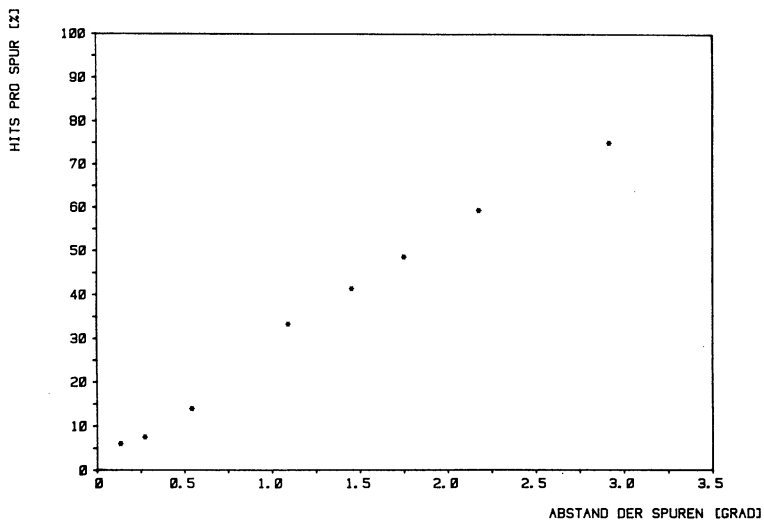


Abb.4.4 Relative Anzahl der Meßpunkte der mittleren Spur bei 3 Spuren als Funktion des Winkels η zu den beiden Nachbarn rechts und links.

Diese Ergebnisse kann man nun mit Monte-Carlo-Events für e^+e^- Annihilation, mit einer Schwerpunktsenergie von 90GeV vergleichen /FES82/, /SCH85/. In Abb.4.5 ist die Summe aller Teilchenspuren, projiziert auf die r, φ -Ebene als Funktion des von den Spuren eingeschlossenen Winkels η aufgetragen. Durch Vergleich mit den oben berechneten Grenzwinkeln läßt sich die Effizienz der Kammer abschätzen, wobei angenommen wird, daß nur jeweils eine Spur pro Zelle von der Elektronik aufgelöst werden kann. Nimmt man Doppelspuren an, können 85% der Spuren mit 12 und mehr Meßpunkten aufgelöst werden. Bei drei und mehr engen Spuren, können dann nur noch 60% der Teilchenspuren getrennt werden.

Diese Ergebnisse lassen sich für Spuren mit einem Winkel ϑ (Drahttrichtung) zwischen 90° und etwa 60° verbessern, indem eine aufwendigere Ausseelektronik mit mehrfach "hit"-Auflösung eingesetzt wird, so daß mehrere Spuren pro Zelle erkannt werden können. Bei Spuren mit einem Winkel $\vartheta \leq 60^\circ$ überlagern sich die Signale der nachfolgenden Elektronen einer Spur mit den Signalen weiterer Spuren in den Zellen.

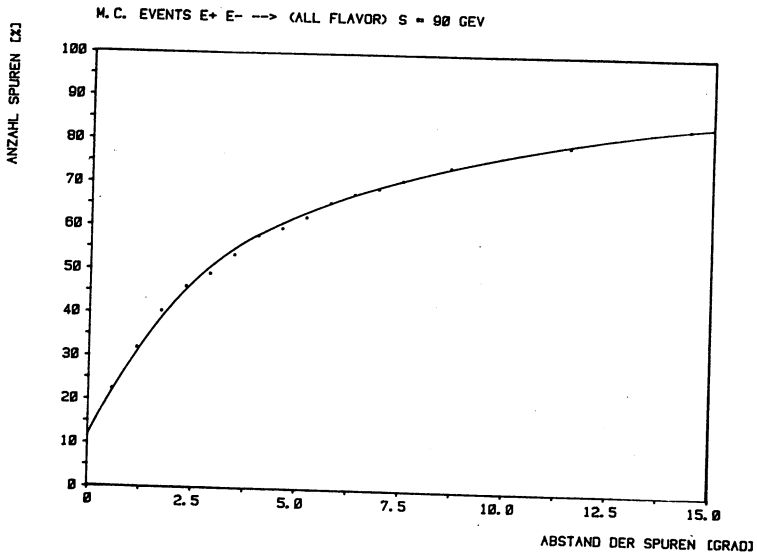


Abb.4.5 Summe der Teilchenspuren als Funktion des Winkels (in r, φ) zwischen den Spuren für Monte-Carlo e^+e^- Ereignisse mit einer Schwerpunktsenergie von 90GeV /SCH85/.

4.2 Die Driftzellen des Sektorprototyps

Die "Monte Carlo"-Untersuchungen zur Mehrfachspurauflösung ergaben, daß eine Driftkammer mit zwei verschiedenen großen Driftzellen, bei nicht zu großer Zellenanzahl, eine ausreichende Trennung der Spuren gewährleistet. Ein rechteckiger Zellenquerschnitt mit einem Kantenverhältnis von 2:3 erwies sich als günstig, da so Driftstrecken von 7,5mm bzw. 10,5mm bei 25 Driftzellenringen möglich sind. Die Driftzellen werden analog zu den quadratischen Zellen mit geerdeten Kathodendrähten aufgebaut (vgl. Abs.3.1). Abb.4.6 und Abb.4.7 zeigen den Feldverlauf und die Äquipotentiallinien /WIR83/ einer Rechteckdriftzelle mit 12 symmetrisch angeordneten geerdeten Kathodendrähten. Für die Berechnungen wurde eine Hochspannung des Anodendrahtes von 3,2kV, eine Gasmischung aus 85% CO_2 und 15% $i - C_4H_{10}$ unter Normaldruck angenommen. Für die Spurmessung ist nur der Einzugsbereich L, der in Abb.4.7 dargestellt ist (vgl. Abs.2.3.1), von Bedeutung, wenn der Spurwinkel φ nicht wesentlich von 90° abweicht. Mit Hilfe der Kathodendrähte, die in Abb.4.6 und Abb.4.7 mit K bezeichnet sind, erreicht man in diesem Bereich bis zu großen Driftstrecken eine gute Radialsymmetrie des Driftfeldes.

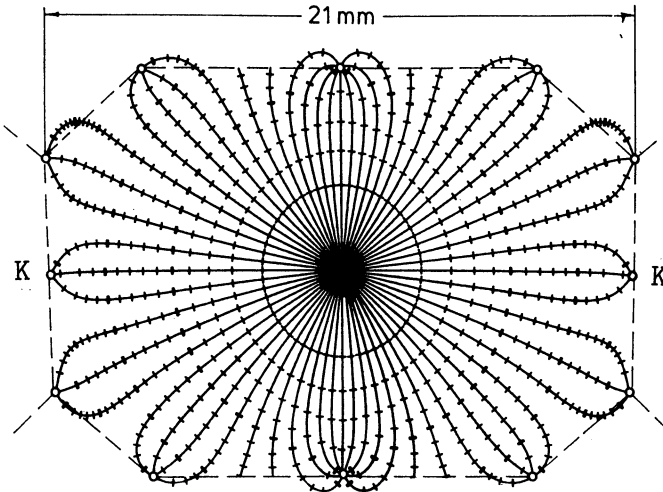


Abb.4.6 Rechteckdriftzelle mit Feldlinien und Orten gleicher Driftzeit $\Delta t = 100 ns$, berechnet mit WIRCHA-Programm /WIR83/ ($HV = 3,2 kV$ und 85% $CO_2 + 15\% i - C_4H_{10}$ -Gas bei 1bar)

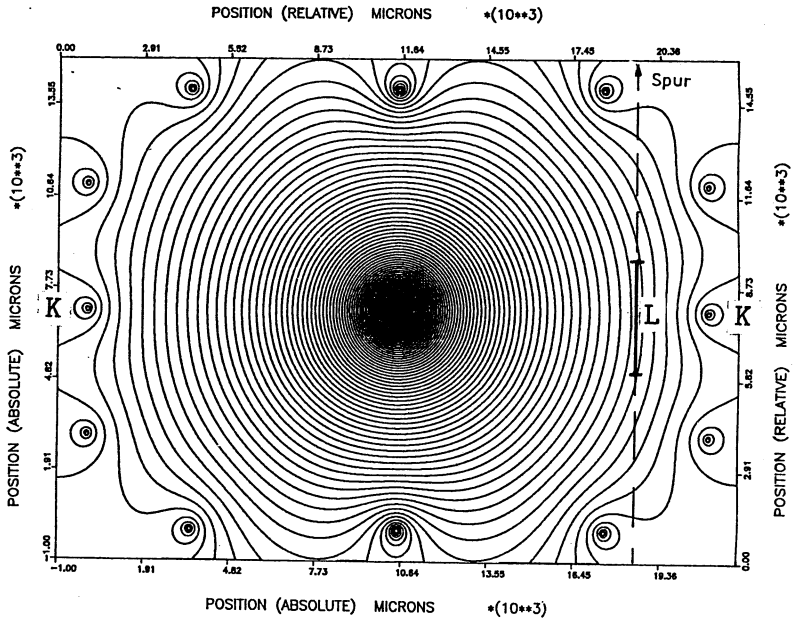
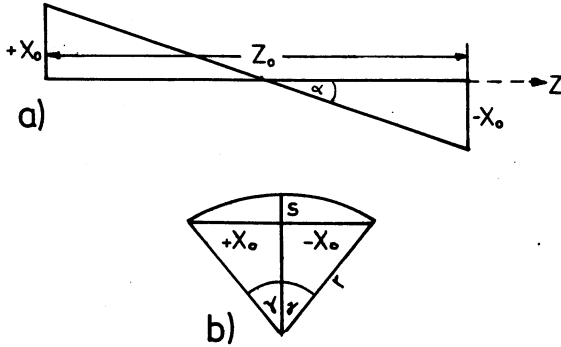


Abb.4.7 Äquipotentiallinien ($\Delta U = 50V$) sonst wie Abb.4.6, mit symbolisiertem Einzugsbereich "L".

Der Aufbau einer zylindersymmetrischen Driftkammer erfordert eine Anordnung der Signal- und Potentialdrähte auf Kreisen mit Radien, die den Signaldraht- und Potentialdrahtabständen entsprechen. Durch diese Geometrie erhält man leicht trapezförmige Driftzellen. Die Größe der Zellen wird leicht variiert ($\pm 150\mu m$), um eine ganze Zahl von Driftzellen pro Ring unterbringen zu können. Diese geringe Größenänderung führt bei gegebener Anodenhochspannung zu einer Variation der Driftfeldstärke um weniger als 0,2%. Die daraus resultierende Gasverstärkungs- und Driftgeschwindigkeitsänderung kann vernachlässigt werden.

Die Messung der z-Koordinate (Zylinderachse) der Teilchenspuren soll durch Stereodriftzellen erfolgen. Skizze 4.1a zeigt schematisch einen axialen, zur z-Achse parallelen Draht und einen Stereodraht in Aufsicht. Der Stereodraht wird in der Ebenendarstellung durch eine Verschiebung der Drahtenden um $\pm x_0$ erzeugt.

Überträgt man dies nun auf die radialsymmetrische Kammer, in der die Driftzellen in Ringen angeordnet sind, erhält man Stereodrähte durch gegensinniges Verdrehen der Drahtdurchführungspunkte um die Winkel γ . Dadurch wird jedoch die Zellgeometrie gestört. Drähte, die bei nicht verdrehten, axialen Ringen parallel verlaufen, sind in



Skizze 4.1 Schematische Darstellung eines Stereodrahtes und eines axialen Drahtes a) in Aufsicht und b) in Projektion der Durchführungen eines Drahtes auf ein Kammerende.

den Stereozellen nun nicht mehr parallel. Zusätzlich wird durch die gegenseitige Verdrehung der radiale Abstand der Stereodrähte zur Kammerachse (z -Achse) geändert. Die Stereodrähte "hängen" in der Kammermitte scheinbar durch. Skizze 4.1b zeigt schematisch die Projektion der Drahtdurchführungen eines Stereodrahtes auf ein Kammerende. Der Verdrehungswinkel ist $\pm\gamma$, was einer Versetzung um $\pm x_0$ entspricht. Der relative Durchhang eines Stereodrahtes gegen einen axialen, nicht verdrehten Draht ist dann die Strecke s . Der Verdrehungswinkel γ und der Durchhang s ist durch folgende Beziehung miteinander verknüpft:

$$\gamma = \arcsin \frac{x_0}{r} \quad \text{und} \quad x_0 = \sqrt{2rs - s^2} \quad (4.1)$$

r = Ringradius der Durchführungspunkte

s = Durchhang in der Kammermitte

γ = Verdrehungswinkel

x_0 = Versetzung des Stereodrahtes

Als Stereowinkel α wird der Winkel des Stereodrahtes mit der z -Achse bezeichnet. Man erhält den Stereowinkel aus der Drahtlänge z_0 und der Versetzung x_0 :

$$\tan \alpha = \frac{2x_0}{z_0} \quad (4.2)$$

Die z -Koordinate einer Spur in der Driftkammer erhält man aus der Messung der Driftstrecke d_s in der Stereozelle und aus dem Stereowinkel α :

$$z = \frac{d_s}{\sin \alpha} \quad (4.3)$$

z = z-Koordinate der Spur

d_s = Driftstrecke

α = Stereowinkel

Damit ergibt sich auch die Meßgenauigkeit σ_z der z-Koordinate, die durch die Auflösung σ der Spur in Driftrichtung und durch den Stereowinkel α gegeben ist:

$$\sigma_z = \frac{\sigma_x}{\sin \alpha} \quad (4.4)$$

Bei der Einführung von Stereodrähten in eine zylindersymmetrische Driftkammer sind folgende Punkte zu beachten:

- a) Die Änderung der Zellgröße muß klein bleiben ($\leq 0,2mm$), damit die Feldstärkeänderung entlang der Anode vernachlässigbar bleibt.
- b) Der Abstand der Ringe muß so gewählt werden, daß sich die Kathodendrähte der Stereoringe und die Drähte der axial angeordneten Ringe nicht in der Kammermitte berühren.

Beim Sektorprototyp wurde ein Durchhang s von $2mm$ für alle Stereoringe festgelegt. Der Abstand der Driftzellenringe an den Enden der Kammer beträgt $4mm$. Damit ergeben sich Stereowinkel α von $2,1^\circ$ bis $4,9^\circ$ für die $1m$ langen Drähte. Die geometrische Verzerrung der Stereozellen bleibt immer kleiner als $0,2mm$. In Tab.4.1 sind die geometrischen Daten des Sektors, die Radien der Kathoden- und Anodendrähte, sowie Zellgröße und die Versetzung x_0 der Stereodrähte an den Durchführungspunkten angegeben. Die Anzahl der Zellen des Sektors wurde so gewählt, daß innerhalb des durch die mittlere Driftzelle (Ring 1) und die 2 mittleren Driftzellen (Ring 25) aufgespannten Azimutwinkels Driftzellen liegen. Zusätzlich erhält jeder Ring noch mindestens zwei nicht ausgelesene Randzellen, um Feldverzerrungen durch Randeffekte auszuschließen. Die Stereoringe müssen so viele Zellen erhalten, daß der Azimutwinkel auch an den Drahtenden durch Driftzellen abgedeckt wird.

Ring Nr.	Art	R_i mm	R_a mm	R_m mm	Driftweg mm	Stereowinkel [°]	Driftzellen Anzahl
1	A	90	100	95	14.923	0	1 (40)
2	R	104	114	109	14.875	2.38	5 (46)
3	A	118	128	123	14.862	0	3 (52)
4	L	132	142	137	15.085	2.67	6 (57)
5	A	146	156	151	15.060	0	3 (63)
6	R	160	170	165	15.005	2.94	5 (69)
7	A	174	184	179	14.996	0	3 (75)
8	L	188	198	193	14.948	3.18	6 (81)
9	A	202	212	207	14.940	0	4 (87)
10	R	216	226	221	14.905	3.40	7 (93)
11	A	230	240	235	15.067	0	4 (98)
12	L	244	254	249	15.013	3.61	6 (104)
13	A	258	268	263	15.023	0	4 (110)
14	R	272	286	279	21.073	3.82	6 (83)
15	A	290	304	297	20.967	0	3 (89)
16	L	308	322	315	21.002	4.06	5 (94)
17	A	326	340	333	20.923	0	3 (100)
18	R	344	358	351	20.945	4.29	6 (105)
19	A	362	376	369	21.077	0	4 (110)
20	L	380	394	387	20.897	4.50	6 (116)
21	A	398	412	405	21.030	0	4 (121)
22	R	416	430	423	20.857	4.79	7 (127)
23	A	434	448	441	20.992	0	4 (132)
24	L	452	466	459	20.974	4.91	7 (137)
25	A	470	484	477	20.959	0	2 (143)

Tab. 4.1 Geometrische Größen der zylindersymmetrischen Driftkammer: A = Axialdriftzellen, R = rechts versetzte Stereodriftzellen, L = links versetzte Stereodriftzellen, R_i = innerer Radius; R_a = äußerer Radius der Potentialdrähte, R_m = Radius der Anoden, Zellgröße und Stereowinkel α , aktive Anzahl Zellen des Sektors (Anzahl der Zellen des vollen Detektors).

Um das Gasvolumen nicht zu groß werden zu lassen, wurden die Driftzellen in ein trapezförmiges Aluminiumgehäuse aus 20mm dicken Platten (2bar Absolutdruck) eingebaut. Als Einschußöffnungen des Teilchenstrahls dienen runde, mit einer $200\mu\text{m}$ starken Mylarfolie abgedeckte Fenster. Die Abb.4.8 zeigt die beiden Querschnitte des Gehäuses mit den Fensteröffnungen.

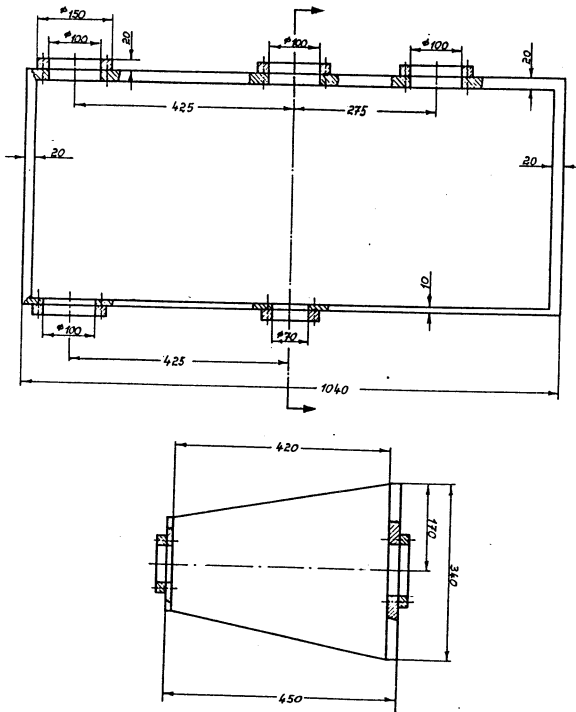


Abb.4.8 Querschnitte des Aluminiumgehäuses des Sektors /BOF85/.

Die Hochspannung wird über eine Platine an einem Ende der Kammer zugeführt. Auf dieser Platine befindet sich eine Testpulsbahn zur kapazitiven Einkopplung eines elektronischen Signals auf die Anodendrähte. Mit diesem Signal können sowohl in einfacher Weise die Funktionsfähigkeit der Kanäle überprüft werden, als auch die Laufzeitunterschiede der Kanäle bestimmt werden. Die Vorverstärker sind über Steckkontakte und Hochspannungskondensatoren ($6kV$, $470pF$) an die Anodendrähte angeschlossen. Die Anschlüsse und Durchführungen wurden zur Vermeidung von Kriechströmen durch Luftfeuchtigkeit mit Silikon vergossen. Die Vorverstärker (Typ CA 3127E) sind zu 5 bzw. 7 Kanälen je Verstärkerplatine organisiert. Jede Verstärkerplatine ist einem Ring des Sektors zugeordnet. Die elektrischen Eigenschaften des Vorverstärkers sind in Anhang B beschrieben.

4.3 Testmessungen mit dem Sektorprototyp

Die Testmessungen des Sektorprototyps wurden am Teststrahl 14 des DESY in Hamburg durchgeführt. Es wurde im wesentlichen die gleiche Datenaufnahme-Elektronik und die gleichen Ausleseprogramme verwendet, wie bei der Messung der quadratischen Driftzellen (vgl. Abs.3.3). Der Sektor wurde nur noch mit TDC's ausgelesen, wobei jedoch die Anzahl der TDC-Kanäle auf maximal 28 erweitert wurde. Da 28 Kanäle nicht ausreichen, um alle Sektoranoden auszulesen, wurden die kleinen Driftzellen und großen Zellen sowie die Stereozellen in separaten Durchgängen gemessen.

Als Driftgas fand die Gasmischung aus 85% CO_2 und 15% $i - C_4H_{10}$, die bereits im Test der quadratischen Zellen gute Ergebnisse geliefert hat, Verwendung. Dieses Gasgemisch wurde wieder mit Hilfe des geschlossenen Gassystems und den Gasreinigern durch die Kammer gespült (vgl. Abs.3.2). Die Testmessungen wurden bei einem Gasdruck von 1bar und 2bar (absolut) durchgeführt.

Abb.4.9 zeigt schematisch den mechanischen Aufbau, der zu den Testmessungen des Sektors benutzt wurde. Er entspricht im wesentlichen dem Aufbau des Testes der quadratischen Zellen. Der Durchgang eines Elektrons durch die Testkammer wird durch die Koinzidenz der Lichtblitze der Szintillatoren (S1 - S4) registriert und erzeugt das Startsignal für die Datenaufnahme-Elektronik (vgl. Abs.3.3). Zur Bestimmung der ODR der Sektordriftzellen wird der Ort eines Elektrons mit vier planaren Vieldrahtdriftkammern Ch1 bis Ch4 gemessen. Die Kammern Ch1 und Ch2 haben vertikal gespannte Drähte, in den Kammern Ch3 und Ch4 sind die Drähte horizontal ausgerichtet. Die axialen Signaldrähte des Sektors sind ebenfalls horizontal ausgerichtet, so daß mit den Kammern Ch1 und Ch2 der Ort der Elektronen bezüglich der z-Koordinate der Testkammer bestimmt werden kann. Mit den Kammern Ch3 und Ch4 wird der Ort der Teilchenspuren in Driftrichtung gemessen.

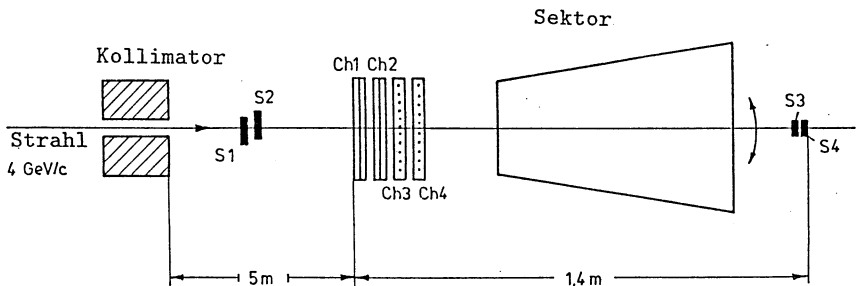


Abb.4.9 Experimentaufbau des Sektortestes am Teststrahl 14 im DESY.

4.4 Die Orts-Driftzeit-Relation der Sektordriftzellen

Die Bestimmung der ODR mit Hilfe von Referenzkammern wird analog zur Bestimmung der ODR der quadratischen Zellen durchgeführt (vgl. Abs.3.4). Da die Driftzellen des Sektors radialsymmetrisch angeordnet sind, werden die Strahlpositionen durch eine Drehung der Kammer um eine horizontale Achse, die im Mittelpunkt der Zellringe liegt, geändert. (Der Winkel ϑ zwischen der Drehachse und dem Elektronenstrahl beträgt immer 90° .) Durch diese Drehung der Testkammer bleibt der Strahlwinkel φ relativ zur Driftrichtung der Elektronen für alle Positionen gleich. Das bedeutet, die ODR wird für einen festen Azimutwinkel φ in der Driftzelle bestimmt. Der Verdrehungswinkel wurde mit einer Meßuhr mit einer Genauigkeit von $\pm 0,002\text{mrad}$ gemessen; das entspricht einem Meßfehler von $\pm 10\mu\text{m}$ bei einem Radius von 500mm .

In der "off-line" Analyse wurden wieder Zeitfenster in den Kammern Ch3 und Ch4 selektiert, die einer Strahlbreite von $300\mu\text{m}$ entsprechen. Mit den Zeitmittelwerten und den relativen Verschiebungen erhält man die ODR der Sektordriftzellen. Mit diesem Verfahren wurde die ODR in den axialen Driftzellen bestimmt. Ein Vergleich der ODR zwischen Zellen gleichen Typs liefert, wie erwartet, keine signifikanten Unterschiede. Es kann daher für die weitere Auswertung jeweils eine repräsentative ODR für die kleinen Zellen und eine entsprechende ODR für die großen Zellen verwendet werden. Abb.4.10 und Abb.4.11 zeigen die beiden OD-Relationen bei einem Gasdruck von 1bar und Abb.4.12, Abb.4.13 die OD-Relationen bei 2bar. Die Kurven weisen den typischen Verlauf auf, wie er bei einem radialen elektrischen Feld mit CO_2 als Driftgas erwartet wird. Im Vergleich zu der ODR der quadratischen Driftzellen steigt die Driftgeschwindigkeit am Ende der Zelle nicht mehr an, wie Abb.4.14 und Abb.4.15 zeigen. Dies kann auf die verbesserte Feldgeometrie im Bereich der Kathodendrähte zurückgeführt werden (vgl. Abs.4.2).

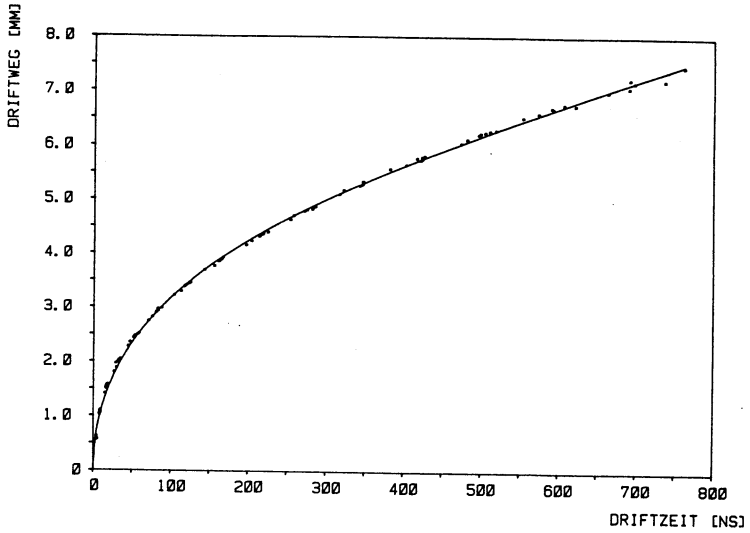


Abb.4.10 ODR (Gl.(3.1); $n = 3$) der $10 \times 15\text{mm}^2$ großen Driftzellen (85% CO_2 , 15% $i - \text{C}_4\text{H}_{10}$, 1bar).

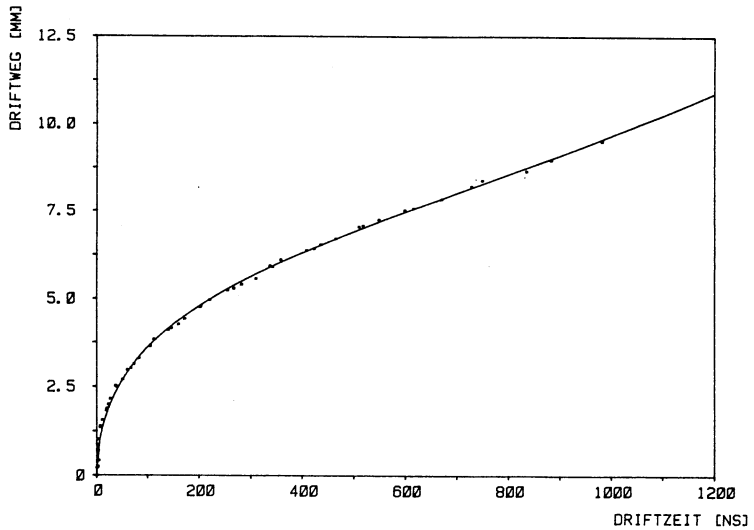


Abb.4.11 ODR (Gl.(3.1); $n = 3$) der $14 \times 21\text{mm}^2$ großen Driftzellen (85% CO_2 , 15% $i - \text{C}_4\text{H}_{10}$, 1bar).

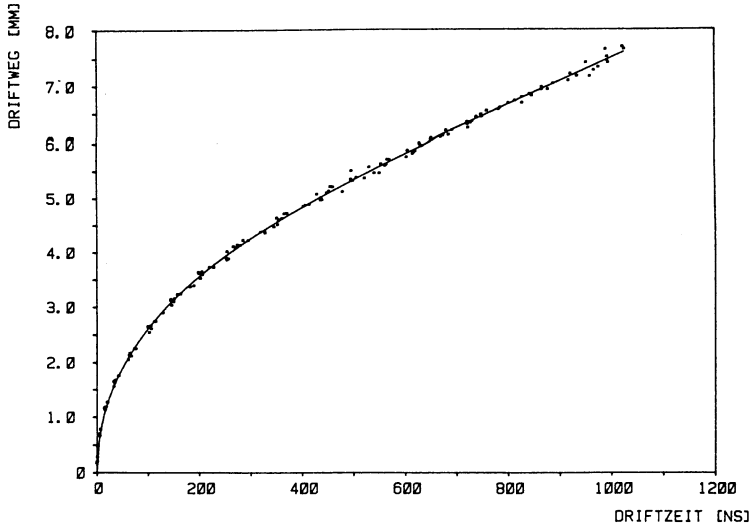


Abb.4.12 ODR (Gl.(3.1); $n = 3$) der $10 \times 15\text{mm}^2$ großen Driftzellen (85% CO_2 , 15% $i - \text{C}_4\text{H}_{10}$, 2bar).

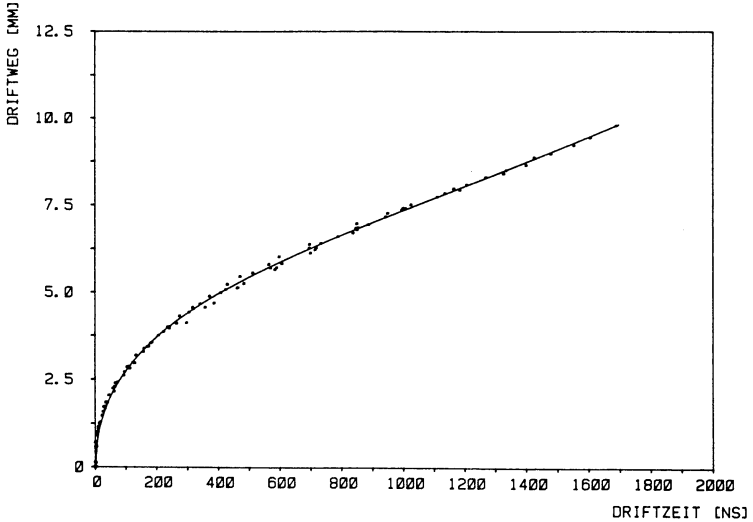


Abb.4.13 ODR (Gl.(3.1); $n = 3$) der $14 \times 21\text{mm}^2$ großen Driftzellen (85% CO_2 , 15% $i - \text{C}_4\text{H}_{10}$, 2bar).

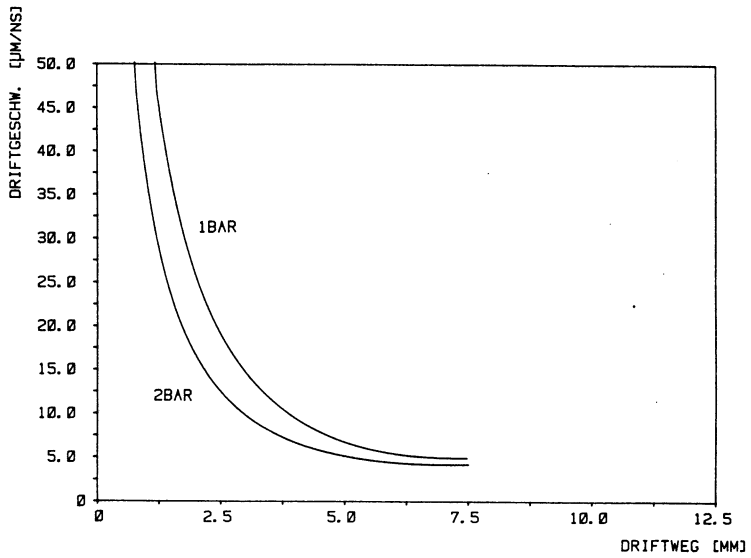


Abb.4.14 Driftgeschwindigkeiten der $10 \times 15\text{mm}^2$ großen Driftzellen

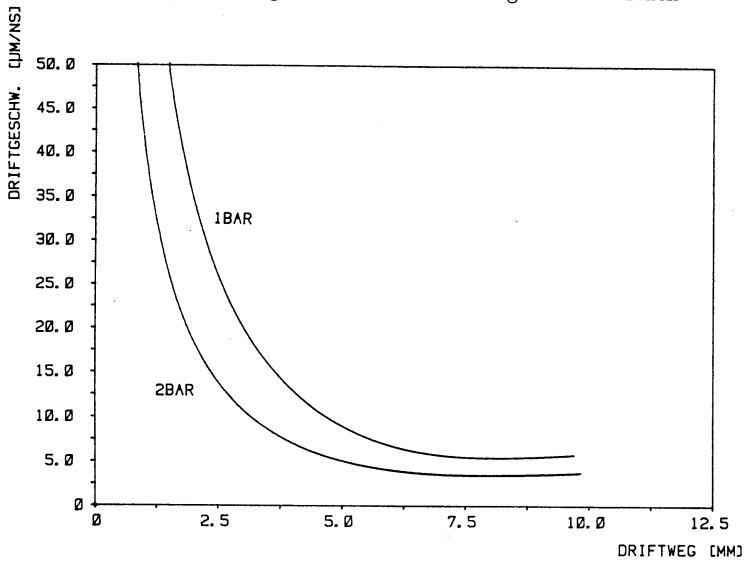


Abb.4.15 Driftgeschwindigkeiten der $14 \times 21\text{mm}^2$ großen Driftzellen.

Um eine ODR für alle gleichartigen Zellen verwenden zu können, muß der individuelle Zeitnullpunkt t_0 für jeden Anodenkanal ermittelt werden. Dazu werden Spuren ausgewählt, die die Anode treffen, bzw. in unmittelbarer Nähe an der Anode vorbeigehen. Der Nullpunkt der Zeitskala ist dann durch die kleinsten vorkommenden Zeiten gegeben. Abb.4.16 zeigt eine Häufigkeitsverteilung der gemessenen Zeiten. Der Nullpunkt t_0 wird dann dem Zeitkanal zugeordnet, der die größte Differenz zum vorhergehenden Kanal aufweist. Mit dieser Methode läßt sich t_0 auf $\pm 2ns$ genau bestimmen.

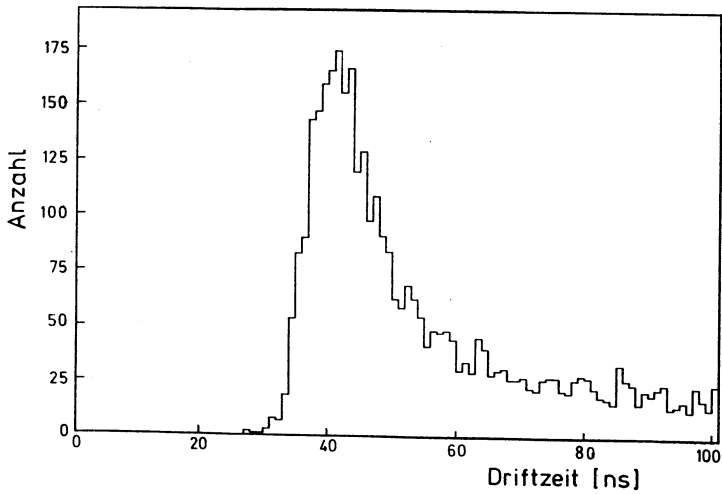


Abb.4.16 Häufigkeitsverteilung der Driftzeiten.

4.5 Die experimentelle Ortsauflösung

Der Ort der Teilchenspur relativ zu den Anodendrähten wird durch die Driftzeit der Ionisationselektronen gemessen. Da die Driftzellen ein weitgehend radialsymmetrisches Driftfeld aufweisen, gibt die in jeder Zelle gemessene Driftstrecke den Radius eines parallel zum Anodendraht liegenden Zylinders an, der von der wahren Teilchenspur berührt wird. Auf Grund der Meßfehler einzelner Driftzellen berechnet man die Spur als bestmögliche Tangente an alle Zylindermantelflächen. Die Abb.4.17 zeigt eine schematisierte Driftkammer und die Lage des verwendeten Koordinatensystems. Der Ursprung sei in der Mitte der Kammer im gedachten Wechselwirkungspunkt bei $r = 0$ (Zentrum der Driftzellenringe) festgelegt, wobei die z -Achse parallel zu den axial angeordneten Drähten verläuft.

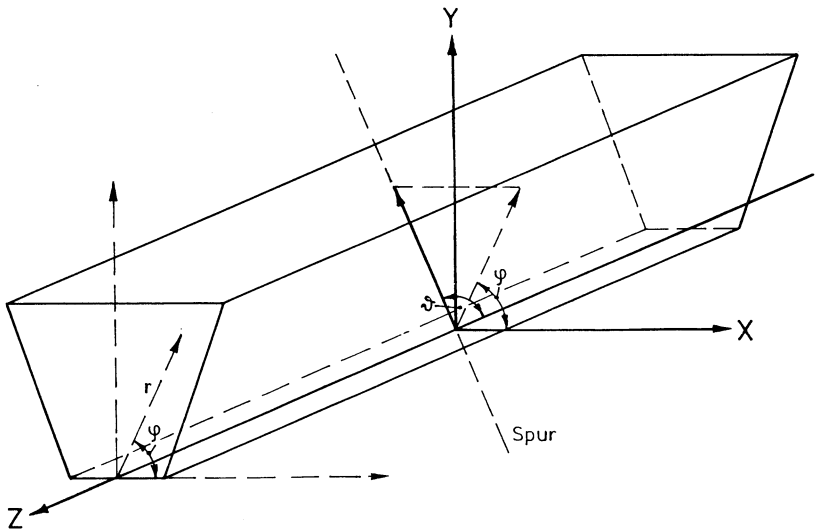
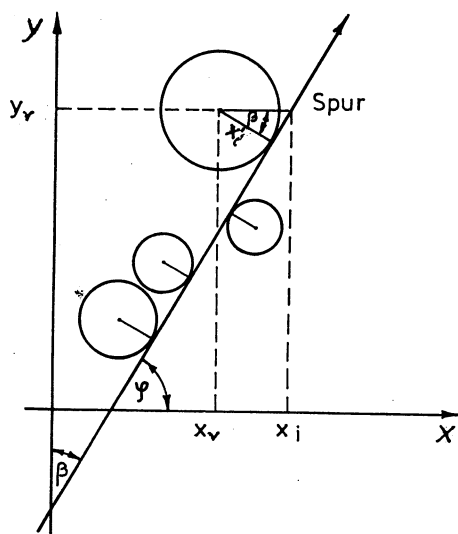


Abb.4.17 Das Koordinatensystem

Zur Berechnung der Ortsauflösung in der r, φ -Ebene werden nur die axialen Zellen der Testkammer betrachtet. Damit reduziert man die Spurbestimmung auf ein zweidimensionales Problem. Die Skizze 4.2 zeigt schematisiert eine Teilchenspur als Tangente an die Schnittkreise der Zylinder. Die Koordinaten x_i sind durch die Projektionen der gemessenen Driftstrecken x'_i (Radien der Schnittkreise) auf die x -Achse und durch die jeweiligen Anodendrahtkoordinaten (x_ν, y_ν) gegeben, wenn der Azimutwinkel φ der Spur bekannt ist:

$$x_i = x_\nu + \frac{x'_i}{\sin \varphi}. \quad (4.5)$$



Skizze.4.2 Projektion einer Spur in die x, y -Ebene.

Die Abweichung des mit einer Driftzelle gemessenen Spurortes vom wahren Ort der Teilchenspur wird als Residuum bezeichnet. Die Residuen werden für viele Teilchenspuren berechnet und als Häufigkeitsverteilung aufgetragen. Wie die Auswertung der Testmessungen noch zeigt, sind die Residuen weitgehend gaussverteilt (vgl. Abb.4.20). Ein Maß für die Breite der Verteilung ist die Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung ("root-mean-square" rms) der Residuen. Dieses "rms" ist für eine ideale Gaussverteilung identisch mit der Standardabweichung. Treten jedoch große Residuen

auf, die weit außerhalb der Gausskurve liegen, wird der rms-Wert dadurch stark beeinflusst, auch wenn diese Werte nur selten vorkommen. Die Standardabweichung, die durch eine Gaussionpassung an die Residuenverteilung berechnet wird, ist daher ein besseres Maß für die Ortsauflösung der Driftzelle.

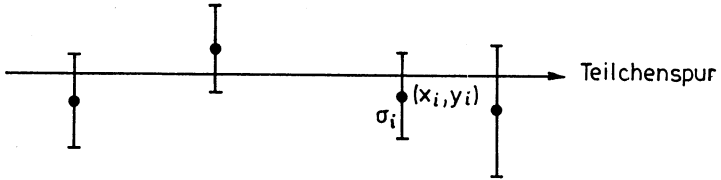
Der wahre Ort der Teilchenspur in der Driftzelle ist jedoch nicht bekannt und muß durch unabhängige Messungen ermittelt werden. Die von einer Spur getroffenen Driftzellen des Sektors werden zur Festlegung der Teilchenspur herangezogen. Die Messung der wahren Spur und somit der bestimmte Spuraufpunkt ist fehlerbehaftet, so daß die Auflösung der Driftzelle erst durch quadratische Subtraktion der Standardabweichung der Residuen und des Fehlers des Spuraufpunktes berechnet werden kann. Dieses gilt vor allem, wenn der Spuraufpunkt mit wenigen (≤ 10) Stützstellen berechnet wird, bzw. wenn die Stützpunkte geometrisch weit vom Aufpunkt entfernt liegen (großer Hebelarm).

4.5.1 Beschreibung des Verfahrens

Unabhängige Messungen x_i an den Stellen y_i haben einen bekannten funktionalen Zusammenhang $f(y)$. Jeder Punkt x_i wird mit einer Genauigkeit σ_i gemessen. Läßt sich die Funktion parametrisieren $f_i = f_i(\Theta_i, x_i)$, können diese Parameter aus den Meßwerten nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ("least square") bestimmt werden; das heißt, die Parameter $\Theta_i = a, b$ einer Geraden $x = ay + b$ werden so bestimmt, daß die Summe der quadratischen Abweichung minimal wird:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(x_i - ay_i - b)^2}{\sigma_i^2} \Big|_{\min} \quad (4.6)$$

Für lineare Fälle liefert diese Methode das theoretische Optimum, wenn die Meßpunkte gaussverteilte Fehler haben /FRO79/, /BRA68/. In Skizze 4.3 sind einige Meßpunkte (x_i, y_i) mit den Fehlern σ_i und eine aus den Meßpunkten bestimmte Gerade als Beispiel dargestellt.



Skizze.4.3 Schematische Darstellung einer Geraden mit minimalem χ^2 .

Das Minimum der Funktion χ^2 wird durch die partiellen Ableitungen $\partial\chi^2/\partial a$, $\partial\chi^2/\partial b$ und durch die Bedingung, daß diese Ableitungen identisch mit Null sind, bestimmt. Aus diesem Ansatz erhält man analytisch die Parameter a, b der Gerade. Diese sind durch folgende Formeln gegeben:

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{Q} \cdot \left(\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \cdot \sum_i \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} - \sum_i \frac{x_i}{\sigma_i^2} \cdot \sum_i \frac{y_i}{\sigma_i^2} \right) \\ b &= \frac{1}{Q} \cdot \left(\sum_i \frac{y_i^2}{\sigma_i^2} \cdot \sum_i \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} - \sum_i \frac{y_i}{\sigma_i^2} \cdot \sum_i \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} \right) \\ Q &= \sum_i \frac{y_i^2}{\sigma_i^2} \cdot \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} - \left(\sum_i \frac{y_i}{\sigma_i^2} \right)^2 \end{aligned} \quad (4.7)$$

Das Residuum der Spurmessung D_{res} ergibt sich nun aus der Differenz des vorhergesagten Ortes der Spur \hat{x}_k und des gemessenen Driftweges x_k in der Driftzelle k :

$$D_{res} = \hat{x}_k - x_k. \quad (4.8)$$

Die Residuen D_{res} vieler Teilchenspuren werden als Häufigkeitsverteilung aufgetragen. Eine Gaussianpassung liefert das Sigma der Residuenverteilung σ_{res} . Um die Auflösung der Driftzelle k zu bestimmen, muß der Fehler des Spuraufpunktes \hat{x}_k berechnet werden. Durch die Anwendung der Fehlerfortpflanzung erhält man die Fehler der Parameter a und b . Für diese Rechnung muß jedoch die Fehlermatrix oder Kovarianzmatrix der spurbestimmenden Meßpunkte bekannt sein /FOR79/. Die Fehler $\Delta a, \Delta b$ können dann durch folgende Beziehungen berechnet werden:

$$\Delta a^2 = \frac{1}{Q} \cdot \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \quad \Delta b^2 = \frac{1}{Q} \cdot \sum_i \frac{y_i^2}{\sigma_i^2} \quad (4.9)$$

Diese Fehler sind jedoch nicht mehr unabhängig voneinander. Das heißt, die Kovarianzmatrix der Parameter a und b ist nicht mehr diagonal. Unter Berücksichtigung der Korrelationen erhält man mit Hilfe der Fehlerfortpflanzungsrechnung den Fehler des Spuraufpunktes $\Delta \hat{x}_k$ in der Driftzelle k /SLA85/:

$$\Delta \hat{x}_k^2 = y_k^2 \Delta a^2 + \Delta b^2 - 2y_k \frac{\sum_i y_i}{Q} \quad \text{mit } i \neq k \quad (4.10)$$

Ist der Fehler des Spuraufpunktes $\Delta \hat{x}_k$ unabhängig vom Meßfehler σ_k , wird also die Driftzelle k nicht zur Bestimmung der Geradenparameter herangezogen, läßt sich die Auflösung σ_k durch quadratische Differenzbildung berechnen: ¹

$$\sigma_k^2 = \sigma_{res}^2 - \Delta \hat{x}_k^2 \quad (4.11)$$

Mit Hilfe dieses Verfahrens können die Auflösungen der Driftzellen berechnet werden, wenn die folgenden Voraussetzungen erfüllt sind:

- Die OD-Relationen der Driftzellen müssen ermittelt werden (siehe Abs.4.4), um die gemessenen Driftzeiten in Orte umzurechnen.

¹ Daraus kann man einfach die oben beschriebene 3-Draht-Methode ableiten, indem man zur Spurbestimmung zwei außen liegende Driftzellen verwendet und die Residuen der mittleren Zelle, bei gleicher Auflösung aller drei Zellen, berechnet. Man erhält dann die in Abschnitt 3.5.1 angegebene Gleichung (3.5).

- Die geometrischen Positionen der Anodendrähte müssen genau bekannt sein, um die Spurmeßpunkte im Driftkammerkoordinatensystem angeben zu können.
 - a) Die radialen Positionen der Drähte sind nur durch die mechanischen Sollpositionierungen gegeben. Eine Überprüfung dieser Koordinaten ist mit Hilfe der Testdaten nicht möglich, da die Spuren die Kammer in annähernd radialer Richtung durchquerten. Wie in Abs.3.1 bereits erläutert, können die Positionen der Signaldrähte maximal um $\pm 50\mu m$ vom Sollwert abweichen. Beim Einbau der Signaldrähte in die Kammer wurde ein einseitiger Zug ausgeübt, so daß erheblich kleinere Positionsfehler angenommen werden können. Der Einfluß dieser Fehler auf die Spurbestimmung ist daher gering.
 - b) Kleine Positionsfehler der Signaldrähte in Driftrichtung wirken sich dagegen stark auf die Residuen aus. Driften die Spuren in den Driftzellen immer von der gleichen Seite zum Signaldraht, verschiebt sich nur der Mittelwert der Residuenverteilung bei unveränderter Breite. Wechseln die Driftseiten jedoch innerhalb eines Datensatzes, führt dies zu einer Verbreiterung und damit zu einer schlechteren Auflösung. Die Drahtpositionen in Driftrichtung müssen deshalb sehr genau bestimmt werden.
- Die "Rechts-Links"-Mehrdeutigkeit der Driftzellen muß aufgelöst werden, um eine Spurbestimmung durchführen zu können.
- Die Fehler der spurbestimmenden Meßpunkte sind nicht bekannt, da die Auflösung der Driftzellen erst ermittelt werden muß. Die Fehlermatrix wird daher iterativ berechnet.

4.5.2 Bestimmung der Drahtpositionen

Die Drahtkoordinaten in Driftrichtung lassen sich mit Hilfe der Teilchenspuren genau bestimmen, da ein Drahtpositionsfehler nur den Mittelwert der Residuenverteilung verschiebt, wenn die Teilchenspuren aus einer Richtung zum Signaldraht driften. Werden die Daten so vorselektiert, daß in der jeweils zu untersuchenden Driftzelle eine Driftrichtung vorkommt, lassen sich die exakten Drahtpositionen bestimmen.

Man muß allerdings berücksichtigen, daß die OD-Relationen der Driftzellen nur mit einer endlichen Genauigkeit bekannt sind. Fehler der Relationen verfälschen die mechanischen Drahtpositionen scheinbar zusätzlich. Man kann bei diesem Kalibrationsfehler zwei Anteile unterscheiden.

- Der eine Anteil ist unabhängig von der Driftstrecke und wird durch einen falschen Nullpunkt der Ortsskala hervorgerufen. Dieser Anteil hat die gleiche Auswirkung wie ein wahrer mechanischer Positionsfehler der Signaldrähte und kann daher von diesem nicht getrennt werden.

- Der andere ist vom Driftweg abhängig und wird durch eine falsche Driftgeschwindigkeit in der ODR erzeugt. Dieser Fehler wächst besonders in der Nähe der Anode, wo die Driftgeschwindigkeit stark zunimmt und damit die Bestimmung der ODR mit einem großen Fehler behaftet ist.

Unter der Annahme eines konstanten Meßfehlers für alle getroffenen Driftzellen wird die Teilchenspur grob bestimmt, wobei die Spuren in driftwegabhängige Klassen aufgeteilt werden. Die Mittelwerte der Residuen lassen sich dann als Funktion des Driftwegs berechnen. Weichen die Mittelwerte einer betrachteten Driftzelle von Null ab, so kann durch einen additiven Term der Nullpunkt der Ortsskala so korrigiert werden, bis diese den Sollwert erreichen. Sind die Mittelwerte dagegen stark driftwegabhängig, so kann durch Änderung des Zeitnullpunktes t_0 eine bessere Anpassung der ODR an die gemessenen Driftzeiten erreicht werden. Die Driftgeschwindigkeit, die durch die ODR gegeben ist, wird dadurch besser an die wahre Driftgeschwindigkeit der Ionisationselektronen angepaßt. In Abb.4.18 sind die Residuenmittelwerte einer Driftzelle gegen die Driftstrecke aufgetragen. Als Parameter wurde der Zeitnullpunkt t_0 variiert. Die Kurve mit geringster Driftwegabhängigkeit der Residuenmittelwerte, ergibt den optimalen Zeitnullpunkt t_0 .

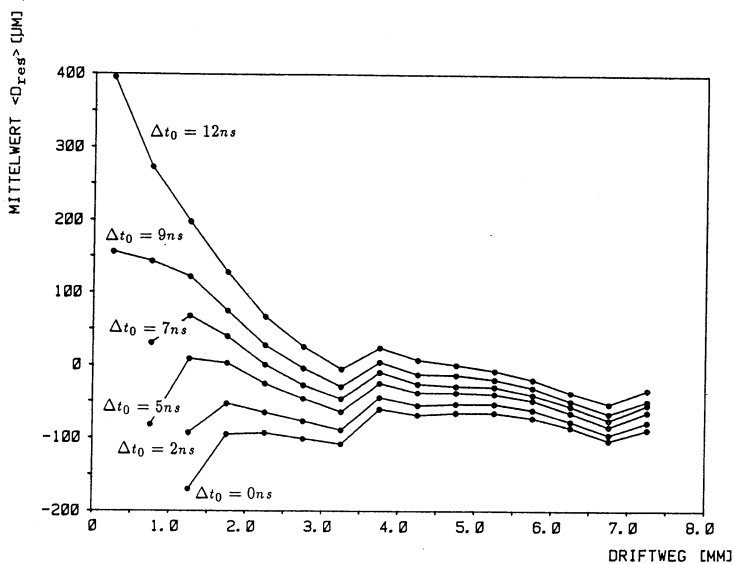


Abb.4.18 Mittelwert der Residuen D_{res} als Funktion der Driftstrecke. Der Parameter der Kurven ist der Zeitnullpunkt t_0 .

Nach diesem Verfahren werden für alle getroffenen Driftzellen die Orts- und Zeitnullpunkte genau bestimmt. Als Beispiel zeigt die Abb.4.19 den Mittelwert der Residuen als Funktion der Driftstrecke bei 1bar und 2bar Gasdruck. Die Abweichung der beiden Kurven von Null läßt sich durch nicht mehr korrigierbare Fehler der OD-Relationen erklären. Besonders groß werden die Fehler für Driftstrecken kleiner 2mm. Auf Grund der stark wachsenden Driftgeschwindigkeit in diesem Bereich und der endlichen Zeitauflösung der TDC-Elektronik, können die OD-Relationen (vor allem bei 1bar Druck) nicht mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden. Die Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung der Residuenmittelwerte beträgt $\langle D_{res} \rangle_{rms} = 72\mu\text{m}$ für 1bar und $\langle D_{res} \rangle_{rms} = 38\mu\text{m}$ bei 2bar Gasdruck.

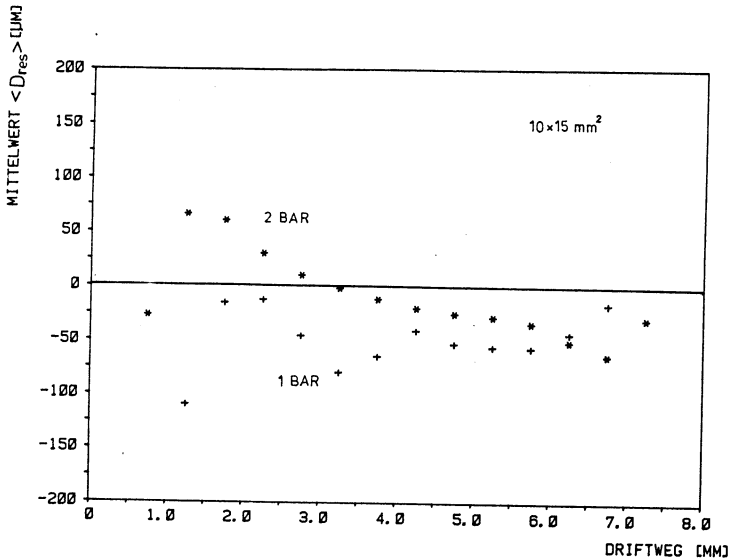


Abb.4.19 Mittelwert der Residuen einer $10 \times 15 \text{ mm}^2$ großen Driftzelle als Funktion der Driftstrecke bei 1bar (+) und 2bar (*).

4.5.3 Berechnung der Fehlermatrix

Zur Berechnung der Einzeldrahtortsaufösung müssen, wie oben beschrieben, die Meßfehler der spurbestimmenden Punkte (Fehlermatrix) bekannt sein. Da die Sektor-driftzellen zur Spurmessung verwendet werden, die Auflösungen der Driftzellen jedoch erst ermittelt werden sollen, ist die Fehlermatrix nicht gegeben. Es wird jedoch angenommen, daß die Driftzellen gleichen Typs auch gleiche Ortsaufösung erreichen. Dann ist es möglich, die unbekante Fehlermatrix durch ein iteratives Verfahren zu berechnen.

Im ersten Schritt werden die Residuen für einen mittleren Testdraht bestimmt, wobei ein konstanter Meßfehler σ_i für jeden Meßpunkt angenommen wird. Die Abb.4.20 zeigt als Beispiel eine typische Residuenverteilung (Histogramm) und eine Gaussfunktion, dargestellt als durchgezogene Linie. Die Standardabweichung der Gausskurve beträgt $38\mu\text{m}$ bei einer Mittelwertsverschiebung um $56\mu\text{m}$ von Sollwert, wobei die Spuren einem Driftstreckenbereich zwischen $4,5\text{mm}$ und 5mm in einer kleinen Driftzelle entsprechen.

Auf Grund der starken Versetzung der Driftzellen gegeneinander wird möglicherweise nur ein Teil der Driftstrecke einer Testzelle von Teilchenspuren erfasst, da nur maximal 28 TDC-Kanäle mit 1ns Zeitaufösung zur Verfügung standen und nicht alle Driftzellen des Sektors ausgelesen werden konnten. Eine geschlossene Aufösungskurve muß dann aus den Aufösungen einiger Testzellen zusammengesetzt werden, die unabhängig voneinander zu berechnen sind.

Aus dieser im ersten Iterationsschritt gewonnenen Aufösungskurve werden die Meßfehler für eine erneute Berechnung der Spur bzw. Aufösung ermittelt und der Fehler des Spuraufpunktes wird, wie oben beschrieben, berechnet. Die Iteration wird abgebrochen, wenn ein weiterer Schritt keine wesentliche Änderung der Aufösungen ergibt. In Abb.4.21 ist das Sigma der Residuenverteilungen als Beispiel für eine Driftzelle gegen die Anzahl der Iterationsschritte aufgetragen. Die drei übereinander liegenden Kurven repräsentieren verschiedene Driftstreckenbereiche. Die Änderung der Aufösung beträgt nach dem 3. Schritt nur noch einige μm , so daß die Iteration abgebrochen werden kann.

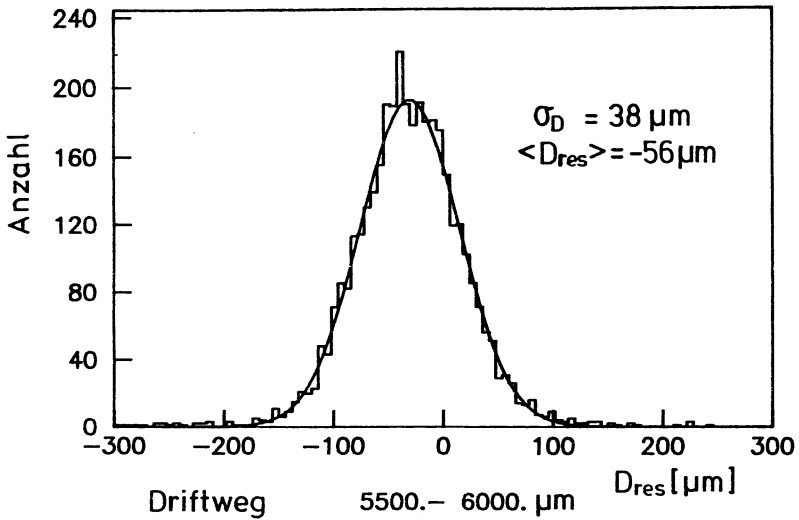


Abb.4.20 Residuenverteilung und Gaussfunktion für eine Driftstrecke von 4,5mm – 5mm (1bar).

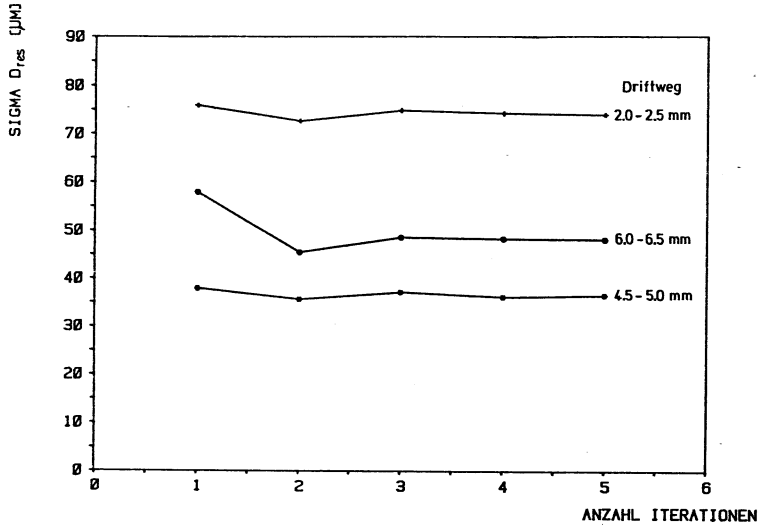


Abb.4.21 Sigma der Residuenverteilung als Funktion der Iterationsschritte.

4.5.4 Resultate für die Ortsauflösung der Sektordriftzellen

Die Auflösung der Driftzellen des Sektors wird nach dem oben beschriebenen Verfahren berechnet. Die Spuraufpunkte in den zu untersuchenden Testzellen werden mit den in Tabelle 4.2 angegebenen Driftzellen bestimmt. Die Driftzellen des Sektors sind nach den Ringnummern (R1 - R25) und entsprechend ihren Positionen, von links nach rechts mit (a,b,c,...) bezeichnet. Die Zellen des ersten Rings tragen dann die Bezeichnung: "R1a", "R1b", u.s.w. (vgl. Abb.4.2). Die Driftzellen, die die Spur bestimmen, sind in geometrischer Reihenfolge aufgeführt, ebenso die Driftzellen, deren Auflösung berechnet wird, die also nicht zur Spurbestimmung dient. Die nächsten Spalten geben den untersuchten Driftstreckenbereich, sowie die Zelle, mit der die ODR berechnet wird und den Gasdruck in der Testkammer an.

Run Nr.	Spur bestim. Zellen	Test Zelle	Weg [mm]	ODR	Druck [bar]
197-211	R3b;R5b;R7b R9b;R13b;R13c	R3b;R5b R7b;R9b	0,5-7,5	R3b	2
197-211 221-231	R3b;R5b;R9b R13b;R13c	R7b	0,5-7,5	R3b	2 1
197-212 221-231	R1b;R3b;R5b R7b;R9b;R13b R21b a) R17b;R19b b) R15b;R17b c) R15b;R19b	R15b R19b R17b	1,25-4,75 3,75-9,25 9,75-10,2	R3b R15b	1 2

Tab.4.2 Parameter zur Berechnung der Ortsauflösungen.

In Abb.4.22a bis c (Tab.4.3) sind die berechneten Auflösungen einiger kleiner Driftzellen gegen die Driftstrecke aufgetragen. Die Daten der betrachteten kleinen Zellen (vgl. Tab.4.2, Zeile 1) wurden bei einem Gasdruck von 2bar aufgenommen. Die Auflösungskurven der Testzellen (R3b, R5b, R7b, R9b) zeigen den charakteristischen Verlauf, den man in Driftzellen mit einem radialem Feld und CO_2 -Gas erwartet. Man kann drei wesentliche Bereiche unterscheiden; den drahtnahen Bereich ($x \leq 3mm$), der durch ein schnelles Anwachsen der Meßfehler gekennzeichnet ist. Diese starke Verschlechterung der Auflösung ist im wesentlichen auf die hohe Driftgeschwindigkeit und die endliche Zeitauflösung der Elektronik, sowie auf die primäre Ionenstatistik, zurückzuführen. Im mittleren Bereich ($3mm < x \leq 6mm$) werden die Spuren mit bester Auflösung gemessen. Am Driftzellenende ($x > 6mm$) steigt die Auflösungskurve wieder leicht an, da dort die Radialsymmetrie des Driftfeldes durch die Kathodendrähte gestört wird (vgl. Abb.4.7). Die Auflösungen der vier untersuchten Driftzellen zeigen

systematische Schwankungen bis zu $10\mu\text{m}$. Diese lassen sich durch verschiedene kalibrationsbedingte Fehlerquellen erklären. Zu nennen wären nicht korrigierte Positionsfehler der zur Spurbestimmung herangezogenen Anoden (vgl. Abs.4.5.2), die Ungenauigkeiten der OD-Relationen im Bereich kurzer Driftdistanzen und Fehler bei der Bestimmung der Zeitnullpunkte. Ungenauigkeiten dieser Art wirken sich besonders aus, wenn der Fehler des Spuraufpunktes gegenüber der Zellauflösung nicht mehr vernachlässigt werden kann. Dieses ist der Fall, wenn die Spuren mit wenigen (≤ 10) Stützpunkten berechnet werden, sowie, wenn die zu berechnenden Spuraufpunkte geometrisch ungünstig liegen, wie z.B. bei der Driftzelle R3b.

Mittelt man die Auflösungen der vier Zellen, erhält man die in Abb.4.23 (Tab.4.3) dargestellte Auflösungskurve. Diese weicht, wie erwartet, nur wenig von der Auflösung der mittleren Driftzelle R7b ab, die daher für weitere Vergleiche betrachtet wird.

Zelle Driftweg [mm]	R3b σ [μm]	R5b σ [μm]	R7b σ [μm]	R9b σ [μm]	$\langle \sigma \rangle$ [μm]
0,01-0,5			132		132
0,5 -1,0			99	104	102
1,0 -1,5			73	81	77
1,5 -2,0	53	53	53	49	52
2,0 -2,5	39	42	42	42	41
2,5 -3,0	33	32	35	32	33
3,0 -3,5	29	27	32	28	29
3,5 -4,0	27	24	24	25	25
4,0 -4,5	26	21	22	22	23
4,5 -5,0	24	20	24	23	23
5,0 -5,5	28	19	24	30	25
5,5 -6,0	34	19	23	34	28
6,0 -6,5	51	23	26		33
6,5 -7,0	53	34	33		40
7,0 -7,5		89	57		73

Tab.4.3 Auflösungsfunktionen (R3b - R9b) und die mittlere Auflösung bei 2bar.

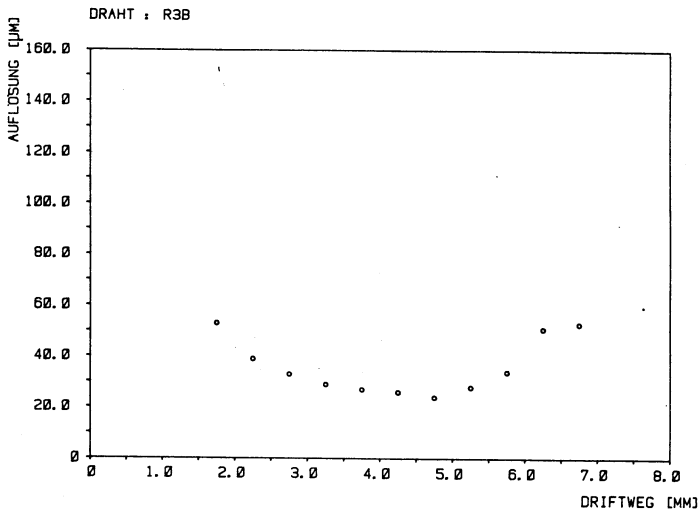


Abb.4.22a Auflösungskurven der Driftzellen R3b bei 2bar Gasdruck.

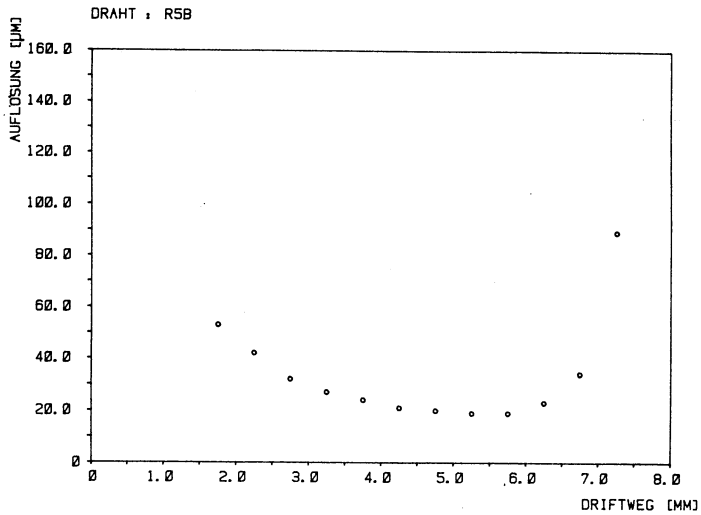


Abb.4.22b Auflösungskurven der Driftzellen R5b bei 2bar Gasdruck.

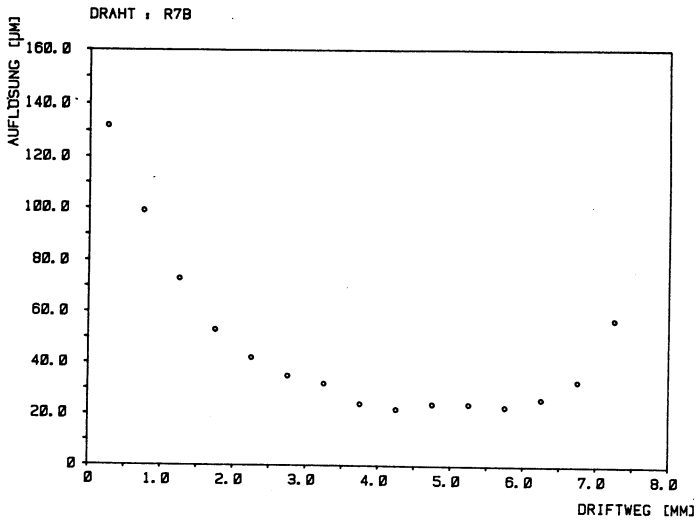


Abb.4.22c Auflösungskurven der Driftzellen R7b bei 2bar Gasdruck.

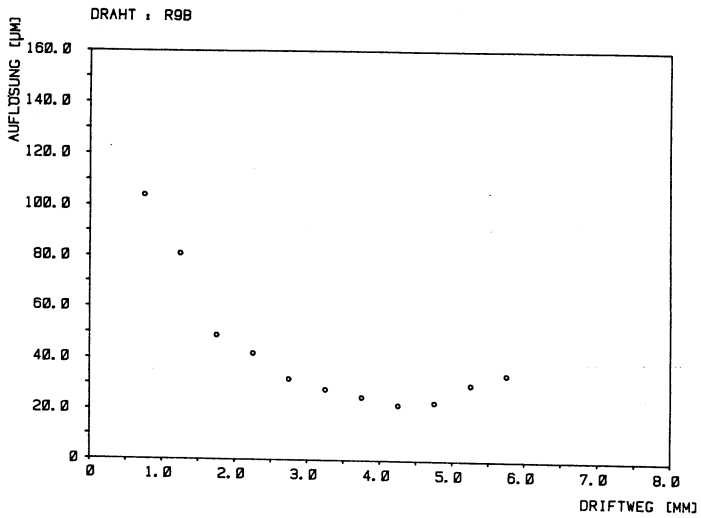


Abb.4.22d Auflösungskurven der Driftzellen R9b bei 2bar Gasdruck.

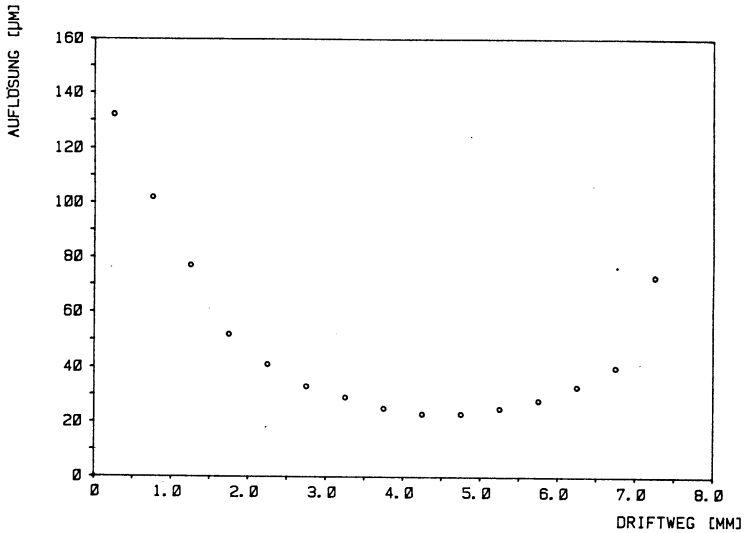


Abb.4.23 Mittlere Auflösung (R3b,R5b,R7b,R9b) bei 2bar.

Zum Vergleich der Auflösungen wurde unter weitgehend gleichen Meßbedingungen ein Gasdruck von 1bar und 2bar in der Driftkammer eingestellt. Die Abb.4.24 zeigt die beiden Auflösungen für die kleine Driftzelle (R7b). Die niedrigere Driftgeschwindigkeit bei 2bar Gasdruck führt auf Grund der endlichen Zeitauflösung der Elektronik zu einer Verbesserung der Ortsauflösung in der Nähe des Signaldrahtes (vgl.Abs.2.3.4). Zusätzlich wird die Auflösung dort durch die höhere primäre Elektronenstatistik verbessert (vgl.Abs.2.3.1). Den Bestwert der Auflösung erhält man nach einer Driftstrecke von 4mm bis 5mm. Er beträgt $33\mu\text{m}$ bei 1bar und $24\mu\text{m}$ bei einem Gasdruck von 2bar. Deutlicher zeigt sich die Verbesserung der Auflösung bei 2bar in der mittleren Zellauflösung. Diese Mittelung wurde über etwa 80% des Driftstreckenbereiches (0,75mm bis 7mm) berechnet, wobei die gemessenen Auflösungspunkte mit einem Polynom ($\sigma(x) = \sum_{i=0}^5 a_i \cdot x^i$) interpoliert wurden. Es ergeben sich mittlere Auflösungen von $80\mu\text{m}$ bei 1bar und $40\mu\text{m}$ bei 2bar Druck. Der statistische Fehler der Punkte ist kleiner als die Symbolgröße in der Abbildung. Die Schwankungen der Punkte zwischen $5\mu\text{m}$ und $10\mu\text{m}$ lassen sich auf systematische Fehler des Spuraufpunktes zurückführen. Wird eine größere Anzahl spurbestimmender Zellen in Drahtnähe getroffen, wo die Auflösung schnell schlechter wird und die "Rechts"- "Links"-Zuordnung dadurch fehlerbehaftet ist, wächst auch der systematische Fehler des Aufpunktes. Die Spuren dieses Driftstreckenbereiches zeigen daher eine verschlechterte Auflösung.

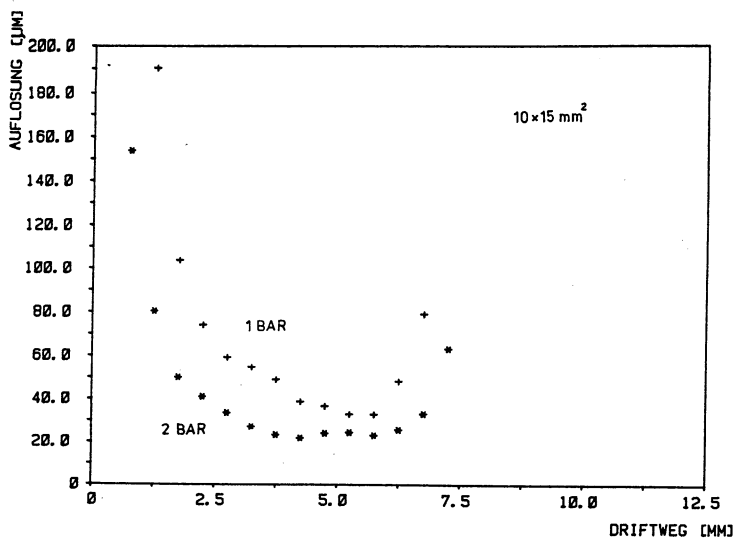


Abb.4.24 Auflösungen der Driftzelle R7b für einen Gasdruck von 1bar (+) und 2bar (*).

Driftweg [mm]	Aufösung 1bar [μm]	Aufösung 2bar [μm]
0,01-0,5		
0,5 -1,0	261	154
1,0 -1,5	191	80
1,5 -2,0	103	50
2,0 -2,5	75	41
2,5 -3,0	59	34
3,0 -3,5	55	27
3,5 -4,0	49	23
4,0 -4,5	39	22
4,5 -5,0	37	24
5,0 -5,5	33	24
5,5 -6,0	33	23
6,0 -6,5	48	26
6,5 -7,0	79	33
7,0 -7,5		63

Tab. 4.4 Auflösungen der Driftzelle R7b.

Bei der Berechnung der Ortsauflösung der großen Zellen werden zur Spurbestimmung auch die Meßpunkte der kleinen Driftzellen verwendet, wie in Tab.4.2 angegeben ist. Auf Grund ihrer Versetzung schränken diese Driftzellen die Teilchenspuren soweit ein, daß der Driftbereich einer Zelle nur noch teilweise getroffen wird. Um eine Auflösungsfunktion der gesamten Driftstrecke von maximal $10,5\text{mm}$ angeben zu können, werden die Auflösungen der Zellen R15b, R17b und R19b zusammengefaßt und in einem Diagramm dargestellt. Dabei werden die Auflösungen jeder Driftzelle unabhängig voneinander berechnet, das heißt, es wird jeweils nur eine Testzelle betrachtet und mit den restlichen Zellen wird der jeweilige Spuraufpunkt bestimmt. Die Abb.4.25 zeigt den charakteristischen Verlauf der Auflösungskurven für einen Gasdruck von 1bar und 2bar. Die besten Auflösungen werden wieder nach etwa 5cm Drift erreicht und entsprechen den Auflösungen der kleinen Driftzellen ($\sigma = 30\mu\text{m}$, 1bar) und ($\sigma = 25\mu\text{m}$, 2bar). Auch hier treten systematische Schwankungen der Auflösungspunkte auf. Die statistischen Variationen können wie bei den kleinen Zellen vernachlässigt werden. Da die Kurven in der Abbildung aus den Auflösungen mehrerer Testzellen mit unterschiedlichen systematischen Fehlern im Spuraufpunkt zusammengesetzt sind, ergeben sich im Vergleich zu den Auflösungen der kleinen Zelle R7b etwas größere Schwankungen. Die mittlere Auflösung des Driftbereiches $0,75\text{mm}$ bis 10mm (entspricht $\sim 90\%$ des Driftbereiches) beträgt $\langle \sigma \rangle = 60\mu\text{m}$, bei 1bar und $\langle \sigma \rangle = 42\mu\text{m}$ bei 2bar Gasdruck.

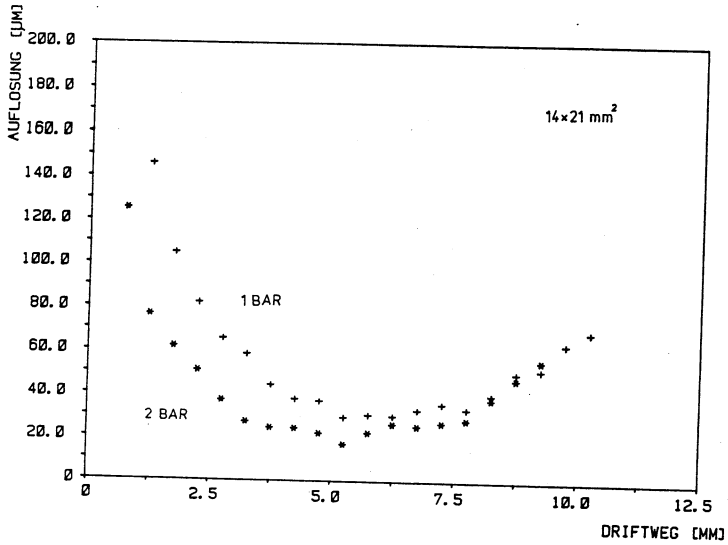


Abb.4.25 Auflösungen der Driftzellen R15b,R16b und R17b für einen Gasdruck von 1bar (+) und 2bar (*).

Driftweg [mm]	Auflös. 1bar [μm]	Auflös. 2bar [μm]	Driftweg [mm]	Auflös. 1bar [μm]	Auflös. 2bar [μm]
0,5 -1,0			5,5 -6,0	31	17
1,0 -1,5	146	126	6,0 -6,5	30	22
1,5 -2,0	105	77	6,5 -7,0	33	27
2,0 -2,5	82	62	7,0 -7,5	36	26
2,5 -3,0	66	51	7,5 -8,0	34	27
3,0 -3,5	59	37	8,0 -8,5	40	29
3,5 -4,0	45	27	8,5 -9,0	50	38
4,0 -4,5	38	25	9,0 -9,5	52	48
4,5 -5,0	37	24	9,5-10,0	64	56
5,0 -5,5	30	22	10 -10,5	69	68

Tab. 4.5 Auflösungen der Driftzellen R15b,R16b und R17b.

4.5.5 Die Selbstkalibration der Sektordriftzellen

Die oben beschriebene Bestimmung der ODR durch Verschieben der Testkammer relativ zu einem festen Teststrahl (Ref.Kammer Methode) ist so nur in Testexperimenten anwendbar. Eine in einem Speicherringexperiment installierte Driftkammer kann im allgemeinen nur noch mit den gegebenen Teilchenspuren, unter Verwendung der bekannten Versetzungen der Driftzellen gegeneinander kalibriert werden. Dieses Verfahren ist außerordentlich wichtig, wenn zu verschiedenen Zeiten eines länger laufenden Experiments Nachkalibrierungen erforderlich werden. Mit den geraden Teilchenspuren des Testexperimentes wird prinzipiell gezeigt, daß die Kalibrationskonstanten, wie die ODR sowie die Zeit- und Orstnullpunkte mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden können.

Die Teilchenspur wird dazu mit einigen Zellen der Driftkammer grob bestimmt, woraus sich der Aufpunkt in einer Testdriftzelle ergibt.¹ Dieser wird dann in Relation zur gemessenen Driftzeit gesetzt. Da die Teilchenspuren verschiedene Orte der Testzelle treffen, erhält man so die Punkte der ODR. Um die Schwankungen zu reduzieren, werden die berechneten Spurorte in ortsabhängige Klassen unterteilt und die vorkommenden Driftzeiten jeder Ortsklasse werden gemittelt. Diese Mittelwerte repräsentieren dann die ODR der Driftzelle. Im Testexperiment wurde die fragliche Driftzelle auf Grund der starken Versetzungen und der beschränkten Anzahl TDC's nur in einem Teil ihrer Driftstrecke getroffen. Die ODR einer Testdriftzelle läßt sich also nur für diesen Teil ermitteln. Dies ist jedoch auch der für die Auflösungsrechnung benutzte Driftbereich.

Um diese Selbstbestimmte-Orts-Driftzeit-Relation (SODR) mit der, durch die Referenzkammer-Methode ermittelten ODR vergleichen zu können, werden SOD-Relationen für einige Testzellen berechnet, so daß alle Driftstrecken vorkommen. Die Abb.4.26 zeigt die Meßpunkte der SOD-Relationen für die Driftzellen R15b und R19b bei einem Gasdruck von 1bar, wobei auf gleichen Zeitnullpunkt t_0 korrigiert wurde. Als durchgezogene Linie ist das Polynom der ODR (Driftzelle R15b) aufgetragen, das mit Hilfe der Referenzkammer-Methode ermittelt wurde (vgl.Abs.4.4). Für die Testdaten, die bei einem Gasdruck von 2bar aufgezeichnet wurden, zeigt die Abb.4.27 die beiden Relationen im Vergleich.

Die Driftzellenkalibration beider Methoden zeigt bei einem Gasdruck von 2bar weitgehende Übereinstimmung. Eine geringe Abweichung läßt sich bei sehr großen Driftstrecken erkennen, dort ermittelt man mit der Referenzkammer-Methode etwas größere Driftgeschwindigkeiten. Bei einem Druck von 1bar zeigen sich bei mittleren bis großen

¹ Sind die OD-Relationen der spurbestimmenden Driftzellen nicht bekannt, können diese näherungsweise mit dem WIRCHA-Programm berechnet werden (vgl. Anhang A).

Driftstrecken erhebliche Abweichungen. In beiden Fällen müssen die Abweichungen der SOD-Relationen auf systematische Fehler des Spuraufpunktes zurückgeführt werden. Die Referenzkammer-Methode ist weitaus unempfindlicher gegenüber systematischen Fehlern, da der Spuraufpunkt für verschiedene geometrische Positionen der Testdriftzelle mit den feststehenden Referenzkammern bestimmt wird. Die Fehler der Spuraufpunkte sind in diesem Fall für alle Spurpositionen gleich.

Zusätzlich wurden die Ortsauflösungen der beiden Driftzellen (R15b und R19b) mit den individuellen SOD-Relationen berechnet. Die Auflösungskurven sind in Abb.4.28 und Abb.4.29 für 1bar und 2bar Druck dargestellt. Es ergibt sich wieder der typische Verlauf der Auflösung in Abhängigkeit von der Driftstrecke. Die mittleren Auflösungen entsprechen etwa den Auflösungen, die mit der ODR berechnet wurden (vgl. Abb.4.25), allerdings erhält man hier etwas größere Schwankungen der Meßpunkte. Dieses zeigt, daß die Kalibration der Driftzellen in einem laufenden Experiment mit der geforderten Genauigkeit möglich ist, wenn die systematischen Fehler nicht zu groß werden. Wie hier nicht weiter untersucht wurde, könnte man beispielsweise durch ein iteratives Vorgehen bei der Bestimmung der SOD-Relationen die systematischen Fehler reduzieren. Die in einem ersten Schritt bestimmte SODR wird für die spurbestimmenden Driftzellen eingesetzt, um dann erneut eine SODR in der Testzelle zu berechnen.

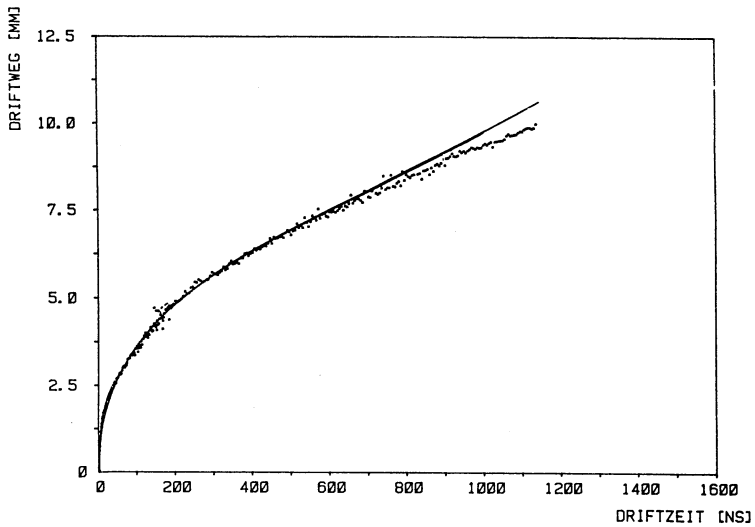


Abb.4.26 Vergleich der SODR (·) der Zellen R15b und R19b mit der ODR aus Driftzelle R15b (Kurve) für 1bar.

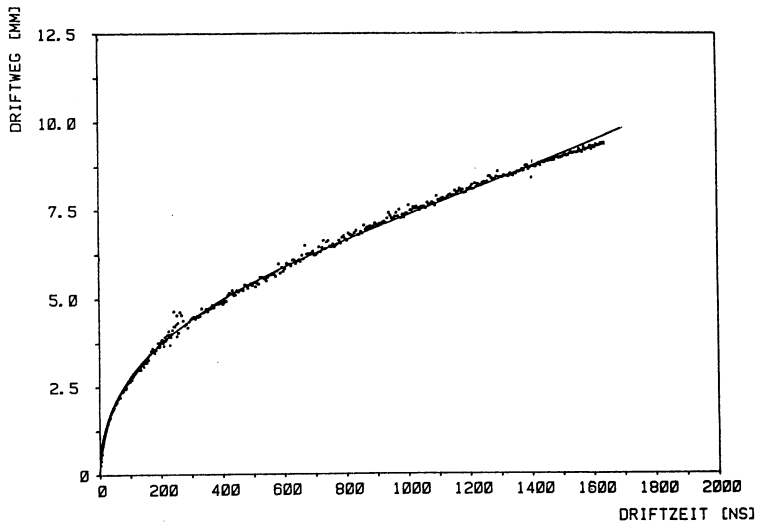


Abb.4.27 Vergleich der SODR (·) der Zellen R15b und R19b mit der ODR aus Driftzelle R15b (Kurve) für 2bar.

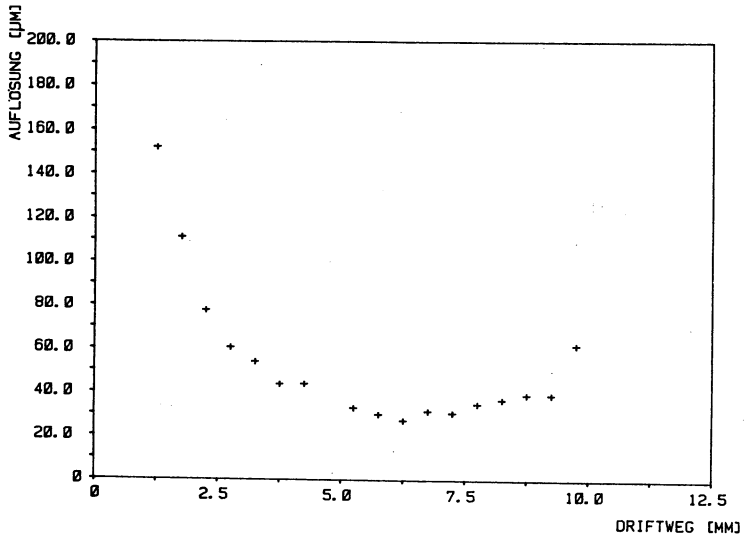


Abb.4.28 Aufösungen der Driftzellen R15b und R19b bei 1bar Gasdruck.

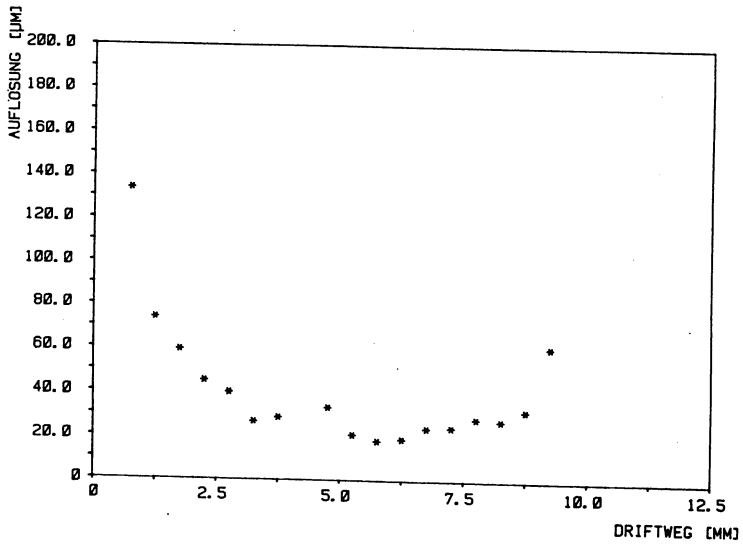


Abb.4.29 Aufösungen der Driftzellen R15b und R19b bei 2bar Gasdruck.

4.6 Messung der z-Koordinate mit den Stereodriftzellen

Aus den gemessenen Driftzeiten bzw. Driftwegen d_s der Stereodriftzellen kann die z-Koordinate (Richtung der axialen Drähte) der Teilchenspur berechnet werden. Die Koordinaten des im folgenden angegebenen Verfahrens, beziehen sich auf das in Abb.4.17 dargestellte Driftkammerkoordinatensystem.

Im ersten Schritt wird die Spur, wie oben beschrieben, nur aus den Driftwegen der axial angeordneten Zellen bestimmt und ist dann durch die Geradengleichung $g: x = a \cdot y + b$ gegeben. Damit ist gleichzeitig eine zur z-Achse parallele Spurebene festgelegt, in der die wahre Teilchenspur liegen muß.

Im zweiten Schritt werden die gemessenen Driftwege d_s der Stereozellen hinzugenommen, die den Ort der Spur auf einer zylindrischen Mantelfläche mit dem Radius d_s , um den Stereodraht festlegen. Da diese Stereodrähte einen Winkel α zwischen $2,4^\circ$ und $4,9^\circ$ mit der z-Achse bilden, schneiden die Zylinder die Spurebene, die durch Messung mit den axialen Zellen bestimmt wurde. Die räumliche Lage der Teilchenspur ist dann durch eine Tangente an die ellipsenförmigen Schnittlinien gegeben. Am einfachsten läßt sich die Ellipse in einem Koordinatensystem beschreiben, in dem die y-Koordinate des Stereodrahtes konstant ist. In diesem Fall ist die kleine Halbachse durch die gemessene Driftstrecke $d_s / \sin \varphi$ (φ = Spurwinkel zur x-Achse) gegeben und die große Halbachse erhält man aus dem Driftweg d_s und dem Winkel α des Stereodrahtes mit der z-Achse: $d_s / \sin \alpha$.

Durch eine Drehung des Koordinatensystems um die z-Achse (Drehachse) läßt sich für jeden Stereodraht der Driftkammer ein solches x', y', z -System finden. Skizze.4.4 zeigt einen Stereodraht als Projektion in die x, y -Ebene und das um den Winkel ξ gedrehte Koordinatensystem x', y' . Die Systeme sind durch die Drehmatrix

$$D = \begin{pmatrix} \cos \xi & \sin \xi \\ -\sin \xi & \cos \xi \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

miteinander verbunden ¹/BRO75/.

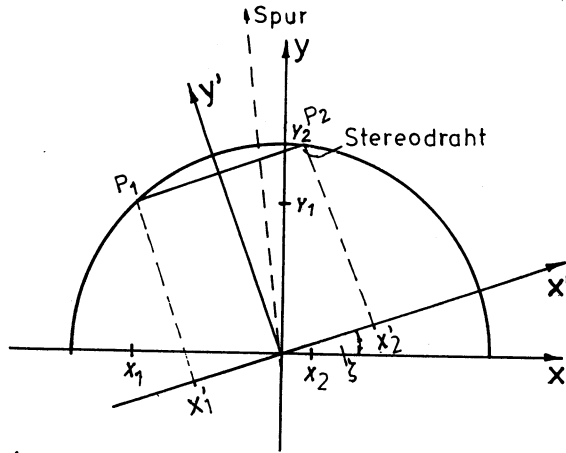
Den Drehwinkel ξ erhält man aus den Endpunkten des Stereodrahtes

$$P_1 = (x_1, y_1, z_1 = 500mm), P_2 = (x_2, y_2, z_2 = -500mm)$$

und mit der Bedingung $y'_1 = y'_2$:

$$\tan \xi = \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} \quad (4.13)$$

¹ Der Winkel ist positiv, wenn die Drehung im entgegengesetzten Uhrzeigersinn erfolgt.



Skizze 4.4

Wie in Skizze 4.5 dargestellt, wird nun die x', z -Ebene betrachtet. In dieser Ebene bildet der Stereodraht den Winkel α (Stereowinkel) mit der z -Achse. Dieser Winkel ist durch die Koordinaten der beiden Endpunkte des Drahtes P_1 und P_2 gegeben:

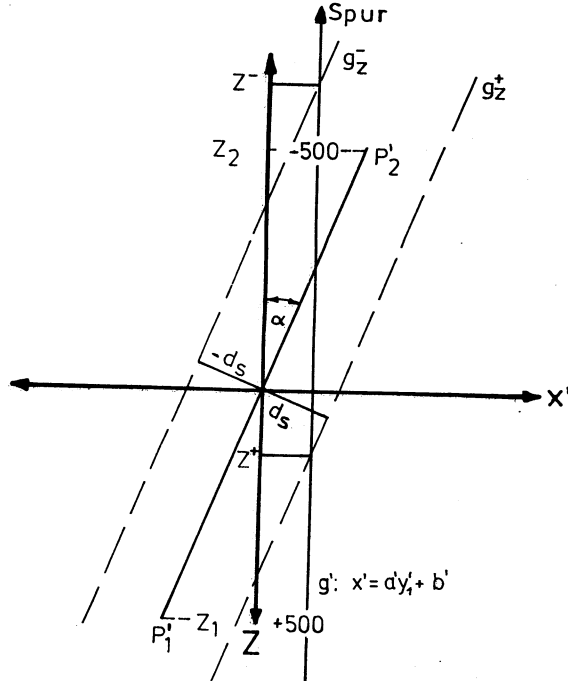
$$\tan \alpha = \frac{x'_2 - x'_1}{z_2 - z_1} \quad (4.14)$$

Mit der Bedingung $z_1 = -z_2$ und $x'_1 = -x'_2$, sowie durch die Anwendung der Koordinatentransformation läßt sich der Stereowinkel α aus den bekannten Endpunkten P_1 und P_2 im ursprünglichen Koordinatensystem berechnen:

$$\tan \alpha = \frac{x_2 \cos \xi + y_2 \sin \xi}{z_2} \quad (4.15)$$

Auf Grund der Rechts-Links-Mehrdeutigkeit der Driftzellen werden mit den gemessenen Driftstrecken d_s zwei mögliche Lösungsgeraden (g_z^+, g_z^-) festgelegt, wie in Skizze 4.5 gezeigt. Diese lassen sich durch folgende Gleichungen beschreiben:

$$g_z^\pm : z^\pm = \frac{1}{\tan \alpha} \cdot x' \pm \frac{d_s}{\sin \alpha} \quad (4.16)$$



Skizze 4.5

Die z -Koordinaten der Spur erhält man durch Berechnen der Schnittpunkte zwischen den Geraden (g_z^{\pm}) und der mit den axialen Zellen bestimmten Spurebene, welche mit Hilfe der Drehmatrix D im gedrehten Koordinatensystem der betrachteten Stereodriftzelle dargestellt wird:

$$g' : x' = \frac{(y_1 \cos \xi - x_1 \sin \xi)(a \cdot \cos \xi + \sin \xi)}{\cos \xi - a \cdot \sin \xi} + \frac{b}{\cos \xi - a \cdot \sin \xi} \quad (4.17)$$

mit $y'_1 = y'_2$.

Für alle getroffenen Stereodrähte werden die beiden möglichen z -Koordinaten der Spur berechnet. Dabei wird für jeden Stereodraht in einem von den jeweiligen Drahtpositionen abhängigen System gerechnet. Die Systeme lassen sich jedoch durch eine Drehung ineinander überführen, so daß die Teilchenspur $g_z : z = a_z \cdot r + b_z$ in der r, z -Ebene als Funktion der drehinvarianten Größe $r^2 = x_1^2 + y_1^2 = x_2^2 + y_2^2$ bestimmt wird. Die Koeffizienten a_z und b_z werden äquivalent zu den Koeffizienten der Geraden $x = ay + b$ in der r, φ -Ebene berechnet (vgl. Abs. 4.5.1). Die zwei möglichen z -Koordinaten (z^{\pm}) werden so ausgewählt, daß sich eine Teilchenspur mit den geringsten Abweichungen der Meßpunkte ergibt. Die Fehler der spurbestimmenden Punkte σ_z (Fehlermatrix) werden

unter Anwendung der Fehlerfortpflanzung aus Gleichung (4.16) berechnet. Dabei wird der Fehler der gemessenen Driftstrecke d_s mit der Auflösung σ_z der entsprechenden axialen Driftzellen gleichgesetzt. Der Fehler des Spuraufpunktes \hat{x}' an der Stelle y' ergibt sich aus Gleichung (4.10), wobei dieser im gedrehten Koordinatensystem betrachtet wird ¹:

$$\sigma_z^2 = \left(\frac{1}{\tan \alpha} \Delta \hat{x}' \right)^2 + \left(\frac{1}{\sin \alpha} \sigma_z \right)^2 \quad (4.18)$$

Die Teilchenspuren des Strahltestes lassen sich nun in der r, z -Ebene mit einigen Stereodriftzellen bestimmen, so daß man die Spuraufpunkte \hat{z} in einer Stereozelle als Testzelle berechnen kann. Um die gemessenen Driftzeiten in den Stereozellen in Orte umzurechnen, werden die OD-Relationen der entsprechenden axialen Driftzellen gleichen Typs als Kalibration verwendet. Die Differenz D_z zwischen dem Spuraufpunkt und der z -Koordinate, die aus der gemessenen Driftstrecke d_s mit Hilfe der Gleichungen (4.16) und (4.17) berechnet wird, kann in eine Häufigkeitsverteilung eingetragen werden. Die z -Auflösung σ_z ergibt sich dann durch quadratische Subtraktion des Aufpunktfehlers $\Delta \hat{z}$ von der Standardabweichung der Residuenverteilung σ_{D_z} :

$$\sigma_z^2 = \sigma_{D_z}^2 - \Delta \hat{z}^2 \quad (4.19)$$

¹ Es wird angenommen, daß Korrelationen zwischen dem Aufpunkt \hat{x} (axiale Drähte) und den gemessenen Driftstrecken d_s (Stereodrähte) vernachlässigbar sind, da die Driftzellen unabhängig voneinander messen.

Die Abb.4.30 zeigt eine typische Residuenverteilung eines Stereodrahtes des Rings 8 ($\alpha = 3,2^\circ$) (vgl.Tab.4.1) für eine mittlere Driftstrecke. Die Standardabweichung der Residuenverteilung ($\sigma_z = 1,45\text{mm}$) erhält man aus einer Gaußanpassung (durchgezogene Linie).

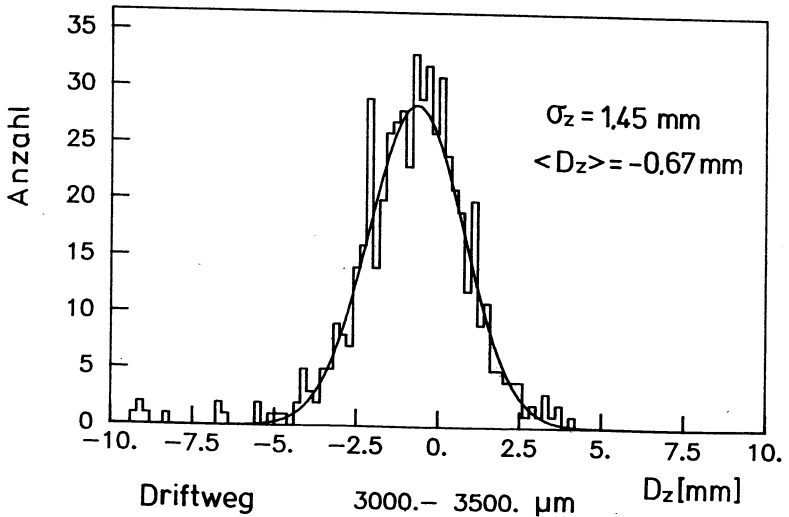


Abb.4.30 Residuenverteilung D_z eines Stereodrahtes (Ring 8; $\alpha = 3,2^\circ$).

Die z-Auflösung der Driftzellen wird anhand von 2 Datensätzen berechnet. Im ersten werden nur die kleinen Driftzellen der Ringe 1-13 betrachtet und im zweiten werden die großen Zellen der Ringe 14-25 separat untersucht. Für beide Fälle wurden die Zellen von den Spuren unter einem Winkel $\vartheta = 87^\circ$ zur z-Achse getroffen.

In Tabelle 4.7 sind die Parameter der Auswertung zusammengefasst. Die erste Spalte bezeichnet die Numerierung der Datensätze, in Spalte 2 sind die axialen Zellen angegeben, die den Spuraufpunkt \hat{x} festlegen. In Spalte 3 sind die Stereodriftzellen aufgeführt, mit denen in der z, r -Ebene der Aufpunkt \hat{z} bestimmt wird. Es folgt die Testdriftzelle, mit der die Residuen berechnet werden, sowie die Zelle deren ODR, stellvertretend für alle Zellen gleichen Typs, als Kalibration verwendet wird. Alle Daten wurden bei einem Gasdruck von 1bar aufgenommen.

Run Nr.	Driftzellen für Aufpunkt in der r, φ -Ebene (\hat{x})	Driftzellen für Aufpunkt in der r, z -Ebene (\hat{z})	Testzelle für z -Auflösung	Zelle der ODR
107-115	R1b;R3a;R5a 7R1;9R2;11R2 13R2	R2b;R4c;R6c 8R3;10R4 12R3	R4c;R6c R8c	R9b
124-115	R15b;R17b; R19a;R12a; R23b;R25b	R14c;R16c; R18a(R18b); R20c;R22c; R24c	R16c;R22c	R17b

Tab. 4.7 Parameter zur Berechnung der z -Auflösungen.

In Abb.4.31 sind die z -Auflösungen einiger kleiner Zellen (R4c,R6c,R8c) und in Abb.4.32 sind die großen Zellen (R16c,R22c) als Funktion der Driftstrecke d_s aufgetragen. Sie zeigen erwartungsgemäß einen ähnlichen Verlauf wie die Auflösungskurven in Driftrichtung. Theoretisch erhält man die z -Auflösung σ_z aus der Zellauflösung σ_z mit Hilfe der Gleichung (4.18), wobei der Aufpunkt \hat{x}' als genau bekannt vorausgesetzt wird ($\Delta\hat{x}' = 0$):

$$\sigma_z = \frac{\sigma}{\sin \alpha}$$

Auf Grund der starken Versetzung der Driftzellen (vgl. Abb.4.2) werden die betrachteten Stereozellen nur in einem Teil der Driftstrecke von den Spuren getroffen. Zur Darstellung einer zusammenhängenden Auflösungskurve werden die z -Auflösungen in einigen Stereozellen separat berechnet und auf einen mittleren Stereowinkel α_n normiert:

$$\sigma_n = \sigma_z \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_n}$$

Die Abb.4.33 und Abb.4.34 zeigen die normierten Auflösungskurven, wobei für die kleinen Zellen ein mittlerer Stereowinkel von $\alpha_n = 3^\circ$ und für die großen Zellen ein Winkel von $\alpha_n = 4,4^\circ$ angenommen wird. Die mittleren Auflösungen lassen sich wieder aus etwa 80% der Driftstrecken berechnen, wobei zwischen den Auflösungspunkten mit einem Polynom ($\sigma(z) = \sum_{i=0}^5 a_i \cdot d_s^i$) interpoliert wird. Daraus ergeben sich mittlere z -Auflösungen von $\langle \sigma_z \rangle_{3^\circ} = 1,3mm$ für die kleinen Zellen und $\langle \sigma_z \rangle_{4,4^\circ} = 1,0mm$ für die großen Zellen.

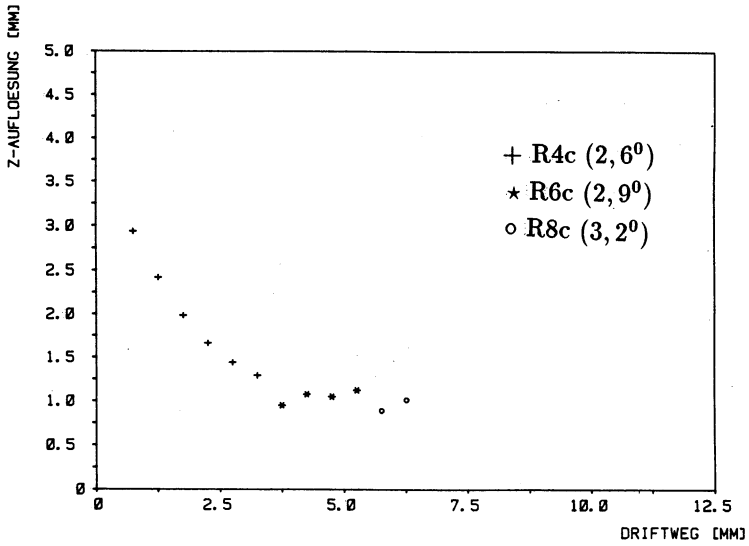


Abb.4.31 z-Auflösung der Driftzellen R4c,R6c,R8c als Funktion der Driftstrecke (1bar).

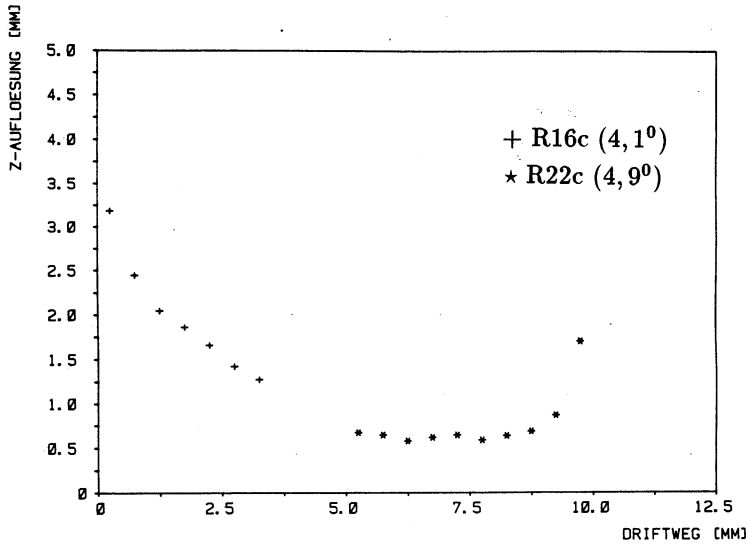


Abb.4.32 z-Auflösung der Driftzellen R16c,R22c als Funktion der Driftstrecke (1bar).

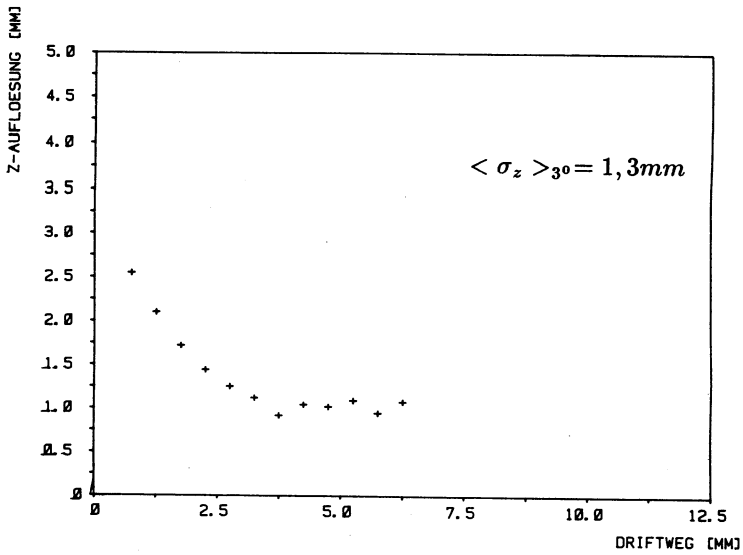


Abb.4.33 z-Auflösung für den mittleren Stereowinkel $\alpha_n = 3^\circ$ der $10 \times 15mm^2$ großen Zellen (1bar).

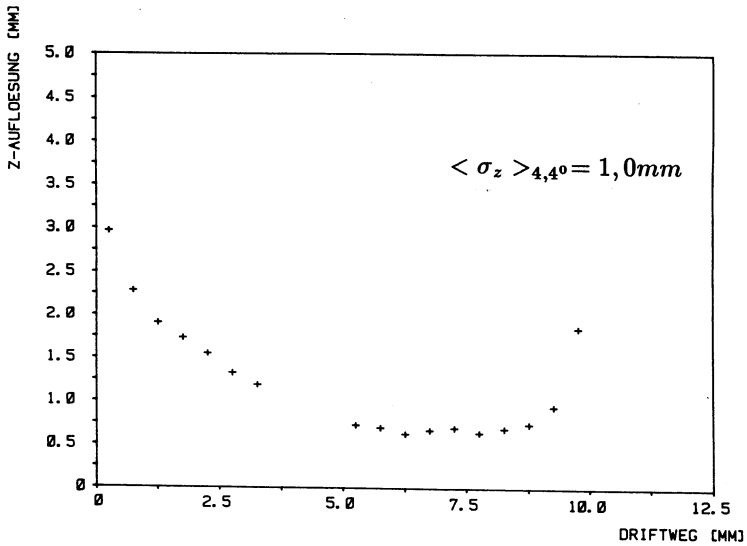


Abb.4.34 z-Auflösung für den mittleren Stereowinkel $\alpha_n = 4,4^\circ$ der $14 \times 21mm^2$ großen Zellen (1bar).

5. Referenzen

- /AND86/ H.Anderhub et al., Contribution to the "Wire Chamber Conference", Vienna, Austria, Feb.25-28, 1986
- /ARG/ Drahtdurchführungen vom Argus Detector DORIS, DESY
- /ARG78/ Argus, A New Detector for DORIS, DESY-Proposal 148 (1978)
- /BEC82/ U.Becker et al., Nucl.Instr. and Meth. 214 (1983) 525
- /BEI83/ F.Beissel und elektronische Werkstatt, Bau der Verstärker, III.Phys. Inst.(B), (1983)
- /BOB84/ S.Bobkov et al., Nucl.Instr. and Meth. 226 (1984) 376
- /BOF84/ K.Bofin und mechanische Werkstatt, Bau der Testkammer, III.Phys. Inst.(B), (1984)
- /BOF85/ K.Bofin und mechanische Werkstatt, Bau des Sektors, III.Phys. Inst.(B), (1985)
- /BRA68/ S.Brandt, Statistische Methoden der Datenanalyse, B.I. Mannheim/Zürich, (1968) 157
- /BRO59/ S.C.Brown, Basic Data of Plasma Physics, MIT Press, Cambridge, Mass.,(1959)
- /BRO75/ Bronstein-Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harri Deutsch, Zürich, (1975) 170
- /COM/ V.Commichau, Entwicklung und Bau der FADC-Einheiten III.Phys. Inst.(B), RWTH Aachen
- /COM84/ V.Commichau, Interner Bericht FADC-Version 1C III.Phys. Inst.(B), RWTH Aachen, 1984
- /COM85a/ V.Commichau et al., Nucl. Instr. and Meth. A235 (1985) 267
- /COM85b/ V.Commichau et al., Nucl. Instr. and Meth. A239 (1985) 487
- /DED83/ K.H.Dederichs, Diplomarbeit III.Phys. Inst.(B), RWTH Aachen, 1983

- /DEO/ Deoxo: BTS-Katalysator, Firma Fluka, Buchs (Schweiz)
- /DEU86/ M.Deutschmann et al., Poster Contribution to the
"Wire Chamber Conference", Vienna, Austria, (1986)
- /DRA86/ K.J.Draheim, Diplomarbeit III.Phys. Inst.(B)
RWTH Aachen, 1986
- /EAD71/ W.T.Eadie et al., Statistical Methods in Experimental
Physics, North-Holland Publishing Company, (1971)
- /EDW86/ K.W.Edwards et al., Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 384
- /ENG64/ A.G.Engelhard and A.V.Phelps, Phys. Rev. 133A (1964) 375
- /FRI83/ P.Frize, DAMAIN, Datenaufnahme Programm,
III.Phys. Inst. (B), RWTH Aachen, 1983
- /FRO79/ A.G. Frodesen et al., Probability and Statistics in Particle Physics,
Universitetsforlaget, (1979) 259
- /FES82/ Fesefeld, Simulationsprogramm "GEISHA" Version 3.02,
III.Phys. Inst.(A), RWTH Aachen, (1982)
- /GAS/ Entwicklung und Bau des Gassystems, III.Phys.Inst.(B), RWTH Aachen
- /GOO/ Kupfer-Beryllium-Drähte, 127 μ m dick, Firma Goodfelow Großbritannien
- /HAK67/ R.D.Hake Jr. and A.V.Phelps, Phys. Rev. 158 (1967) 70
- /HER85/ U.Herten, Diplomarbeit III.Phys. Inst.(B) RWTH Aachen, 1985
- /JAR85/ Beispielsweise: C.Jarlskog, The Elektroweak Model,
Phenomenolgy of Higgs Particles, CERN 85-11, (1985)
- /LOE55/ Loeb, Basic Processes of Gaseous Electronics, (1955),
University Press California, Berkeley
- /LUM/ Vergoldete Wolframdrähte, 30 μ m dick, Firma Luma Schweden
- /L3L82/ L3-Detektor CERN, Letter of Intent (1982)

- /L3P83/ L3-Detektor CERN, Technical Proposal (1983)
- /MOL/ Molekularsieb Union Carbide Typ 3 A, Firma Fluka, Buchs (Schweiz)
- /OXI/ Oxisorb Firma Messer Griesheim, (BRD)
- /PAL74/ V.Palladino and B.Sadoulet, Application of the Classical Theory of Electrons in Gases to Multiwire Proportional and Drift Chambers, LBL University of California Berkeley, California (1974)
- /PAL75/ V.Palladino and B.Sadoulet, Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 323
- /PAN/ Feuchtemeßgerät Firma Panametrics, System III
- /PEI84/ Anna Peisert and F.Sauli, Drift and Diffusion of Electrons in Gases: A Compilation, CERN 84-08 (1984)
- /SAU77/ F.Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 77-09, (1977)
- /SAU82/ F.Sauli, New Developements in Gaseous Detectors, CERN-EP/82-130, (1982)
- /SCH85/ J.Schug, private Mitteilung, III.Phys. Inst.(A), RWTH Aachen, (1985)
- /SCH77/ G.Schultz et al., Nucl.Instr. and Meth. 151 (1978) 413
- /SLA81/ J.Jaros, SLC-Workshop Noties, CN- 51, (1981)
- /SLA85/ L.D.Gladney, SLC-Report-279, (1985)
- /VAR/ Gaschromatograph Firma Varian
- /VAV83/ J.Va'vra, Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 322
- /VAV86/ J.Va'vra, Nucl. Instr. and Meth. A244 (1986) 391
- WAG67/ E.B.Wagner, F.J.Davis and G.S.Hurst, Time-of-Flight Investigations of Electron Transport in some Atomic and Molekular Gases
Journal of Chem. Phys. 47 (1967) 3138-3147
- /WAL/ H.Walenta et al., The Time Expansion Drift Chamber,
University of Siegen, Germany

/WAL79/ A.H.Walenta, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.NS-26, No.1, (1979)

/WIR83/ J.Fehlmann, J.A.Paradiso und G.Viertel, "WIRCHA",
Ein Programm zur Simulation von Driftkammern,
ETH Zürich, (1983)

/WU86/ S.L. Wu, Higgs Particles, ECFA-Workshop LEP 200, Aachen (1986)

Anhang A

Das Programm WIRCHA /WIR83/ berechnet den Verlauf der elektrischen Feldlinien für beliebige Driftzelligeometrien, die sich mit Hilfe einzelner Drähte darstellen lassen. Die Potentiale der Drähte relativ zu einer unendlich ausgedehnten Platte (die große Entfernung zu den Driftzellen aufweisen kann) können frei gewählt werden.

Die Transportkoeffizienten der Elektronen, wie die Driftgeschwindigkeit und die Diffusion, werden mit Hilfe der Wirkungsquerschnitte der Elektron-Molekül-Streuung, die als Daten vorliegen müssen, für die jeweilige Driftgasmischung berechnet. Liegen die Wirkungsquerschnitte der Gasmischung nicht vor, wird entsprechend der prozentualen Zusammensetzung der Gase, mit den Querschnitten der Einzelkomponenten gerechnet (vgl./SAU77/). Die Abb.A1 zeigt den berechneten Wirkungsquerschnitt in einer 85% CO_2 und 15% $i-C_4H_{10}$ -Gasmischung als Funktion der Elektronenenergie. Die vom Programm daraus berechnete Energie der Elektronen in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke ist in Abb.A2 gezeigt. Die berechnete Driftgeschwindigkeit und die Diffusion der Elektronen als Funktion der Feldstärke sind in Abb.A3 dargestellt, wobei Atmosphärendruck und Normaltemperatur zugrunde gelegt wurden (vgl.Abs.2).

Mit diesen Daten können nun die Driftwege und Driftzeiten einzelner Elektronen in den gegebenen Driftzellen berechnet werden (wobei auch mit einem Magnetfeld gerechnet werden kann). Die benötigten Driftzeiten der Elektronen von einer geraden Teilchenspur zur Anode werden als Marken auf den Feldlinien (bzw. Elektronenbahnen) dargestellt. (Die Driftrichtung der Elektronen kann umgedreht werden, so daß die Zeiten relativ zur Anode berechnet werden können.) Die Abb.A4 zeigt eine mit Hilfe dieser Marken berechnete Orts-Driftzeit-Relation in einer $21 \times 21mm^2$ großen Zelle (vgl.Abs.3).

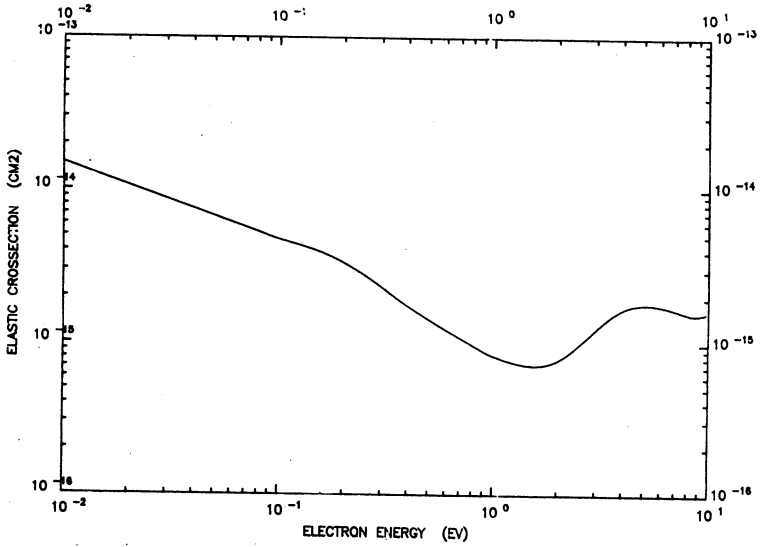


Abb. A1 Wirkungsquerschnitt der Elektron-Molekül-Streuung für 85% CO_2 und 15% $i-C_4H_{10}$.

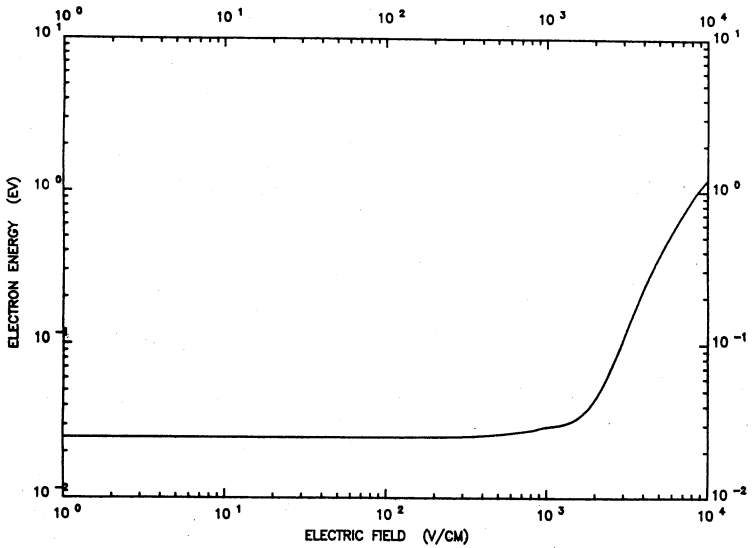


Abb. A2 Elektronenenergie in 85% CO_2 und 15% $i-C_4H_{10}$.

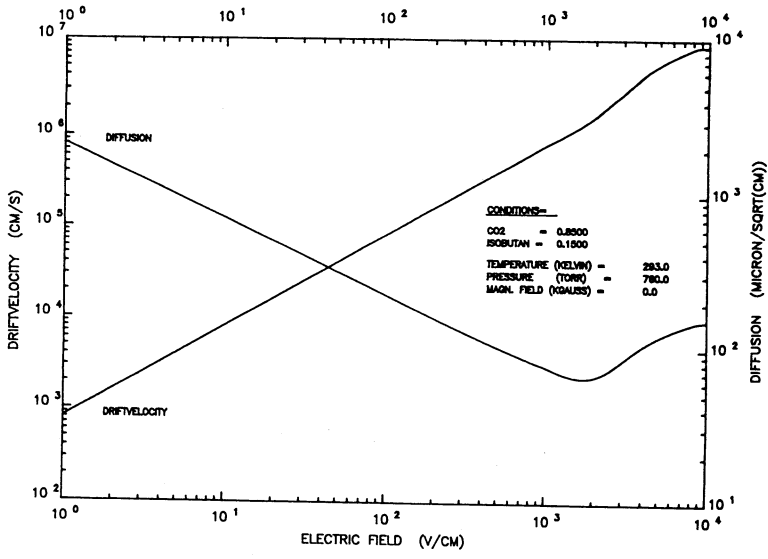


Abb.A3 Driftgeschwindigkeit und Diffusion in 85% CO_2 und 15% $i-C_4H_{10}$ bei Normaldruck und Normaltemperatur.

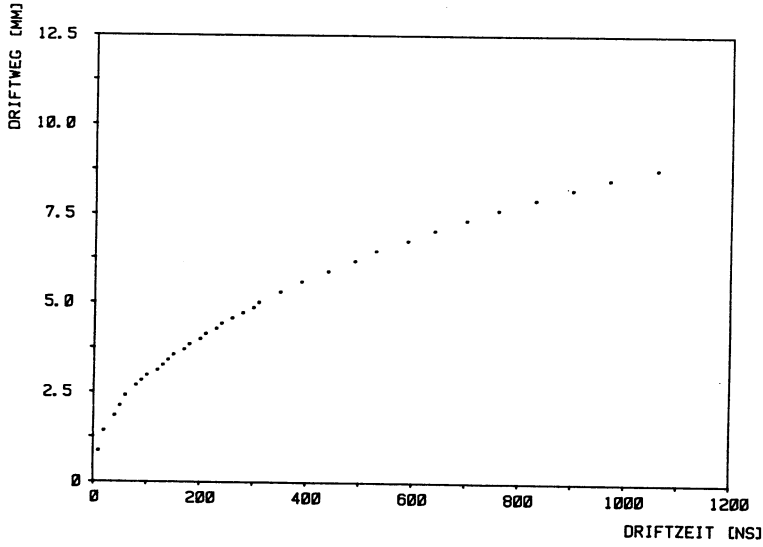


Abb.A4 Orts-Driftzeit-Relation in $21 \times 21 mm^2$ Zelle (85% CO_2 und 15% $i-C_4H_{10}$, 1bar).

Anhang B

Der Driftkammervorverstärker, der am III.Physikalischen Institut der RWTH Aachen entwickelt und produziert wurde /BEI83/, ist als Schaltbild in Abb.B2 gezeigt. Die erste niederohmige Stufe wirkt als Impedanzwandler mit einer differenzierenden Charakteristik. Die zweite Stufe ist als Differenzverstärker ausgelegt, gefolgt von einem 50Ω Kabeltreiber. Dieser Kabeltreiber ist in der Lage, die Signale über Koaxialkabel mit einer Länge von 40m und mehr zu übertragen, so daß die Driftkammer im Test ohne Zwischenverstärkerstufe betrieben werden konnte.

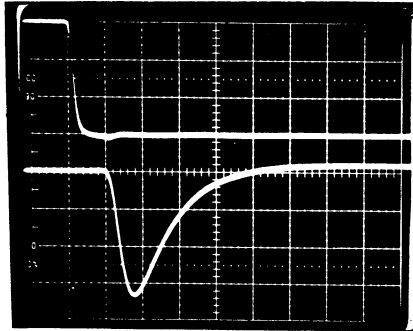


Abb.B1 Oszillographenbild (x-Ablenkung = $10\text{mV}/\text{Einheit}$; y-Ablenkung = $20\text{ns}/\text{Einheit}$) der Verstärkerantwort (unten) auf ein Testsignal (oben).

Die Bandbreite des Verstärkers entspricht einer Anstiegszeit $\Delta t \leq 10\text{ns}$ bei einer maximalen Ausgangsamplitude bis zu $-0,8\text{V}$. Die Rauschamplitude (bei angeschlossenem Signaldraht von 1m Länge) beträgt weniger als $10^4 e^-$ (rms). Die Abb.B1 zeigt die Antwort des Verstärkers (unterer Bildteil) auf eine Rechteckfunktion mit einer Anstiegszeit $\Delta t \leq 5\text{ns}$. Dieses Testsignal wurde über einen 1pF Kondensator auf den Verstärkereingang gekoppelt.

Die aktiven Bauelemente sind in einer integrierten Schaltung (CA3127) untergebracht. Die Verstärker sind zu 5 oder 7 Kanälen auf Platinen organisiert und können mit Hilfe von Steckkontakten an die Signaldrähte der Driftkammer angeschlossen werden.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof.Dr.M.Deutschmann danken, der mich in der L3-Vertexkammer-Gruppe aufnahm und mir so die Möglichkeit zum Anfertigen dieser Arbeit gab. Seine zahlreichen Diskussionsbeiträge und Ratschläge haben mir sehr geholfen. Herrn Privatdozent Dr.M.Tonutti danke ich für die weitgehende Unterstützung bei der praktischen Durchführung der Arbeit und der anschließenden Auswertung der Testdaten.

Allen Mitarbeitern des III.Physikalischen Institut danke ich, insbesondere Herrn Dr.V.Commichau und Herrn Dr.K.Hangater für die geleisteten Hilfen und Ratschläge beim Aufbau der Ausleseelektronik. Den Mitgliedern der mechanischen Werkstatt, vor allem Herrn K.Boffin, der den Bau der Testkammer übernahm, gilt mein besonderer Dank.

Herrn U.Herten, Herrn U.Gessner, Herrn B.Krause und Herrn S.Masson danke ich für die tatkräftigen Hilfen während der Testexperimente am DESY.

Den Direktoren des Deutschen Elektronensynchrotrons danke ich für die Bereitstellung des Teststrahles.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Frau, Gaby Apostel-Hawelka, die mich durch ihre Geduld und Hilfe bei der Erstellung dieses Manuskriptes sehr unterstützt hat.

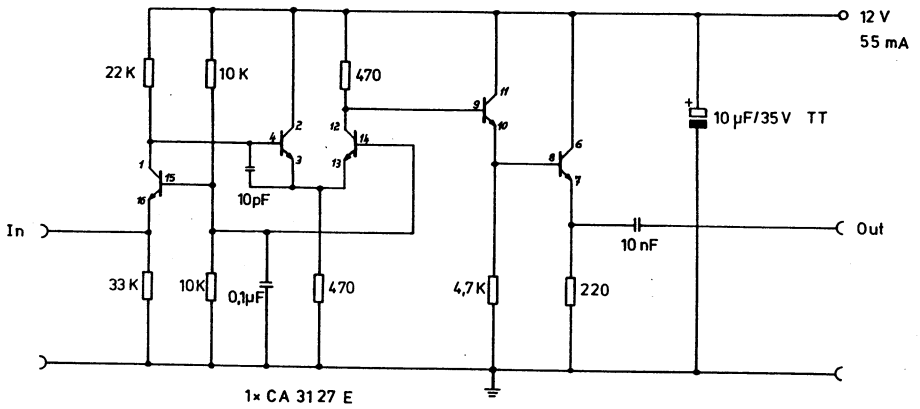


Abb.B2 Schaltbild der Driftkammervorverstärker /BEI83/.

Lebenslauf

Am 19.1.1955 wurde ich als Sohn der Eheleute Dipl.Ing.Othmar Heinrich Ignaz Hawelka und Frau Rotraut Hawelka (geb.Schmid) in Köln geboren. In die Volksschule wurde ich mit 6 Jahren (1961) eingeschult. Ab 1965 besuchte ich das naturwissenschaftliche Carl-Duisberg-Gymnasium in Leverkusen, wo ich im Juni 1975 die Abiturprüfung ablegte. Im Oktober des gleichen Jahres begann ich mit dem Studium der Physik an der RWTH Aachen.

In der Zeit vom 1.12.1975 bis zum 31.3.1977 leistete ich meinen Zivildienst bei der Arbeiterwohlfahrt in Leverkusen ab, da ich am 29.7.1975 als Kriegsdienstverweigerer aus Gewissensgründen anerkannt wurde.

Am 19.10.1978 legte ich die Diplom-Vorprüfung in Physik an der RWTH Aachen ab. Meine Diplomarbeit mit dem Thema "Bestimmung der zeitlichen Pulsstruktur gedrifteter Teilchenbahnen" fertigte ich am III.Physikalischen Institut der RWTH Aachen an und beendete mein Studium der Physik mit der Diplom-Prüfung am 25.6.1982.

Seit dieser Zeit bin ich als wissenschaftlicher Angestellter am gleichen Institut beschäftigt und arbeitete bis Ende 1985 in der L3-Vertexkammer-Gruppe unter der Leitung von Herrn Prof.Dr.M.Deutschmann. Zum 1.1.1986 wechselte ich zur SINDRUM-Arbeitsgruppe unter der Leitung von Herrn Prof.Dr.G.Otter.

Seit dem 23.10.1982 bin ich mit der Lehrerin Frau Gaby Apostel verheiratet. Aus dieser Ehe sind mittlerweile zwei Söhne hervorgegangen.