

Untersuchungen zum Feldverlauf innerhalb einer
Driftkammer mit spiralförmiger Drahtgeometrie

Experimentelle Diplomarbeit von

Helmut Kreiser

II. Institut für Experimentalphysik

Universität Hamburg

Hamburg, August 1986

Inhalt

1	EINLEITUNG	1
2	FUNKTIONSWEISE VON DRIFTKAMMERN	3
2.1	Prinzipielle Funktion	3
2.1.1	Primärionisation	4
2.1.2	Drift der Elektronen im Gas	7
2.1.3	Gasverstärkung	9
2.2	Elektronendrift in Magnetfeldern	10
2.3	Ortsauflösung einer Driftkammer	11
2.4	Verbesserung der Ortsauflösung	12
2.4.1	Gasdruck	12
2.4.2	Kompensation des Lorentzwinkels	12
2.4.3	Technische Lösungen	13
3	BESCHREIBUNG DES DETEKTORS	17
3.1	Mechanischer Aufbau	17
3.2	Elektrische Schaltung	19
3.2.1	Hochspannung	19
3.2.2	Vorverstärker	21
3.3	Drucktank	21
4	ELEKTRISCHES FELD DER SPIRALKAMMER	22
4.1	Programmbeschreibung	22
4.1.1	Theorie	22
4.1.2	Programmablauf	26
4.1.3	Ausführung des Programms	28
4.2	Driftlinien, Isochronen und Feldlinien	29
4.2.1	Erläuterungen	29
4.2.2	Driftlinien und Isochronen	31
4.2.3	Elektrische Feldlinien	31

4.3	Feldhomogenität und Feldstärke	32
4.3.1	Einfluß der Spannung U_1	33
4.3.2	Mittleres elektrisches Feld	34
4.3.3	Feldstärkeverlauf in den Driftzellen	35
4.3.4	Feldstärkeverlauf entlang der Driftlinien	37
4.3.5	Wirkung der Spiralgeometrie auf das elektrische Feld	38
4.3.6	Feldstärke in Drahtnähe	40
4.4	Besonderheiten im Magnetfeld	41
4.4.1	Magnetfeldstärke	41
4.4.2	Sattelpunkte des Potentials	42
4.5	Inhomogenitäten durch gerissene Drähte	45
4.5.1	Fehlender Potentialdraht	45
4.5.2	Fehlende Signaldrähte	49
4.6	Einfluß von Drahtpositionierungsfehlern auf die elektrischen Felder	53
4.7	Schlußfolgerung	57
5	TESTAUFBAU	58
5.1	Übersicht	58
5.2	Versuchsaufbau	59
5.2.1	Triggerlogik	59
5.2.2	Ausleseelektronik	61
5.2.3	Z - Analyse	62
5.3	Vorverstärker	63
5.4	Analog - Digital - Wandler	64
5.4.1	Der Flash - ADC	64
5.4.2	FADC - Eichung	67
6	DATENAUSLESE UND DATENVERARBEITUNG	70
6.1	Pulserkennung mit einem Mikrocomputer	70
6.1.1	Beschreibung des Mikrocomputers	70
6.1.2	Pulserkennung	71
6.2	Formate der Datenaufzeichnung	73
6.2.1	FADC - Daten	74
6.2.2	Reduzierte Daten	75
6.2.3	Datennahme	77
6.3	Datenübertragung	77
6.4	Graphische Darstellung der Spuren	78

INHALT	iii
6.5 Datenanalyse	81
7 ZUSAMMENFASSUNG	82
A AUSLESE - PROGRAMMBESCHREIBUNG	84
A.1 Datennahmeprogramm	84
A.2 Graphikprogramm	84
LITERATURVERZEICHNIS	87
ABBILDUNGSVERZEICHNIS	88
DANKSAGUNG	91

Kapitel 1

Einleitung

Die Hochenergiephysik untersucht die elementaren Bestandteile der Materie und die Wechselwirkungen zwischen ihnen. Unter anderem wurden zu diesem Zweck $e^+ e^-$ - Speicherringe benutzt. Dabei wurden die grundlegenden Theorien des Aufbaus der Materie aus zwei Teilchenklassen (Leptonen und Quarks) bestätigt und auch weiterentwickelt. Trotzdem bleiben noch viele Fragen offen.

Um das Verständnis im Aufbau der Materie zu verbessern, ist eine neue Generation von Speicherringen im Aufbau, der Elektron - Proton - Speicherring **HERA** am **Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY)**.

Er ermöglicht es, Strukturen bis zu 10^{-19} m zu erforschen, und Fragen zu untersuchen, wie:

- Struktur des Protons ?
- Gibt es eine Substruktur von Quarks und Leptonen und gleiche Bausteine für beide Klassen ?
- Gibt es neue schwere Vektor - Bosonen oder rechtshändige W_R ?
- Gibt es elementare skalare Teilchen ?
- Gibt es angeregte Elektronen und Quarks ?

Zur Klärung dieser und anderer Fragestellungen sind komplexe Detektoren nötig, um die Vielzahl und Vielfalt der bei der $e p$ - Kollision in multihadronischen Ereignissen produzierten Teilchen mit Gesamtenergien bis zu einigen hundert GeV zu identifizieren.

Diese Detektoren setzen sich aus einer Vielzahl von Komponenten zur Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation zusammen, deren Meßdaten mit Rechnern erfaßt und ausgewertet werden.

Inhalt dieser Arbeit

In Detektoren werden Driftkammern benutzt, um die Bahnen geladener Teilchen dreidimensional rekonstruieren zu können und bei der Bewegung in einem Magnetfeld den Teilchenimpuls durch die Bahnkrümmung zu bestimmen.

Zur Messung großer Impulse, wie sie bei HERA erwartet werden, ist die notwendige Magnetfeldstärke hoch ($\sim 1 \text{ Tesla}$). Dies führt zu Problemen bei konventionellen Driftkammern.

Nach einer kurzen Erläuterung dieser Probleme wird eine der möglichen Lösungen und das daraus entstandene Testmodul einer Driftkammer mit spiralförmiger Zellenstruktur vorgestellt.

Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Untersuchung des elektrischen Feldes und der Driftlinien innerhalb dieser Kammer:

- Verlauf der elektrischen Feldlinien sowie der Driftlinien unter dem Einfluß eines Magnetfeldes
- Homogenität und Stärke des Feldes, auch bei fehlenden Drähten
- Einfluß der Spiralstruktur auf den Feldverlauf
- Einfluß von Drahtpositionierungsfehlern auf den Feldverlauf

Ein weiterer Teil der Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau der Elektronikversuchsanordnung für einen Test. Hier wird die verwendete Ausleseelektronik vorgestellt und der zeitliche Ablauf zwischen Teilchendurchgang durch die Kammer und Start der Elektronik aufgezeigt.

Weiterhin werden die zur Steuerung und Kontrolle erstellten Rechnerprogramme beschrieben, die außerdem die Auslese der Meßdaten aus den verwendeten schnellen Analog-Digital-Wandlern (FADC) oder bereits voranalysierter Datenwerte aus kleinen Mikrocomputern vornehmen. Hinzu kommt ein Programm zur graphischen Spurdarstellung.

Am Schluß wird ein kurzer Überblick über den weiteren Ablauf der Tests und der notwendigen Analysen gegeben.

Kapitel 2

Funktionsweise von Driftkammern

In Experimenten sollen Driftkammern Teilchen nachweisen und Informationen über die Teilchenbahn liefern. Die beim Nachweis beteiligten Prozesse werden im folgenden erläutert und der Einfluß dieser Prozesse auf die Genauigkeit der Bahnrekonstruktion, speziell beim Betrieb von Driftkammern in Magnetfeldern, und die experimentellen Möglichkeiten, die Auflösung zu verbessern, diskutiert. Ausführliche Untersuchungen über die Theorie von Driftkammern wurden u. a. von F. Sauli [14] vorgenommen.

2.1 Prinzipielle Funktion

Eine Driftkammer besteht im wesentlichen aus einem elektrischen Feld geeigneter Konfiguration, das sich in einem Gasvolumen mit einem Gasgemisch aus Edelgasen (meist Argon) und organischen Molekülgasen (z.B. Methan, Äthan, u.a.) befindet. Abbildung 2.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer Driftkammer, bestehend aus einer Kathodenfläche, meist durch einzelne Drähte realisiert, einem als Anode ausgeführten Signaldraht und Feldabschlußdrähten.

Dabei lassen sich zwei Bereiche unterscheiden:

- Ein großer Bereich: im Idealfall liegt hier ein homogenes, elektrisches Feld mit einer Feldstärke von $E \approx 1 \text{ KV/cm}$, das durch Anlegen von abgestuften Spannungen an die Feldabschlußdrähte erreicht wird. Dieser Teil wird als Driftraum bezeichnet.
- Ein kleiner Bereich um den Signaldraht: das Feld ist radialsymmetrisch um die Anode. Zur Drahtoberfläche hin steigt die Feldstärke an ($E \sim \frac{1}{r}$), und kann 270 KV/cm und mehr auf der Oberfläche eines $20 \mu\text{m}$ -Drahtes erreichen.

Ein geladenes Teilchen ionisiert die Gasatome beim Durchqueren der Kammer entlang seiner Spur. Die entstandenen Elektronen driften parallel zu den elektrischen Feldlinien zur Anode und können auf dem Signaldraht nachgewiesen werden. Die Prozesse, die von einem geladenen

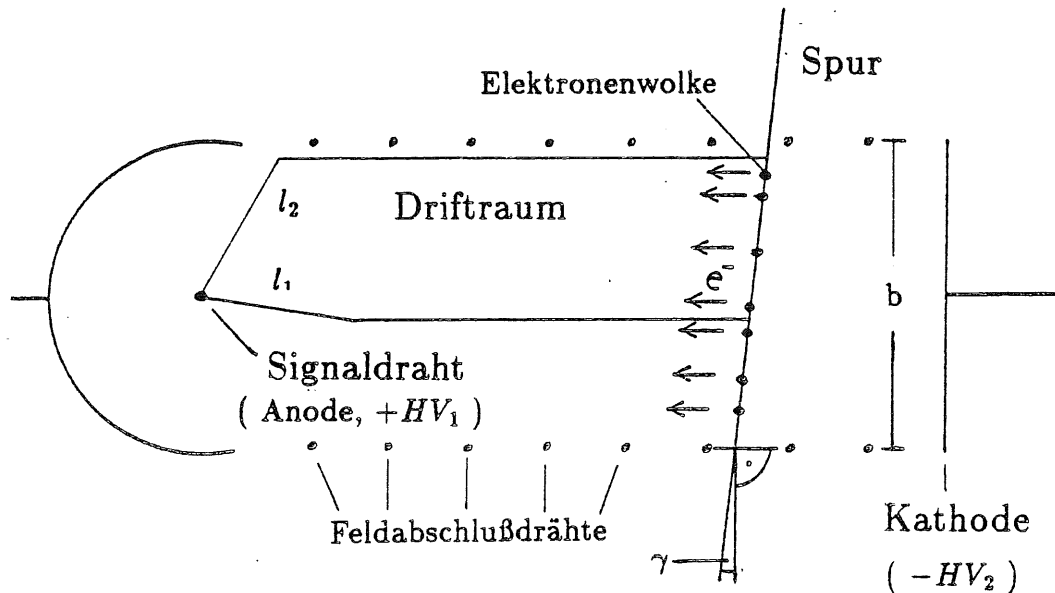


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau einer Driftkammer, bestehend aus einer Kathodenfläche, einem als Anode wirkendem Signaldraht und Feldabschlußdrähten zur Feldformung im Driftraum

Teilchen in der Kammer ausgelöst werden, lassen sich in 3 Teile untergliedern:

- Primärionisation
- Drift
- Gasverstärkung

2.1.1 Primärionisation

Ein geladenes Teilchen, das durch die Kammer fliegt, wechselwirkt mit den Gasatomen und -molekülen. Dadurch entstehen entlang der Flugbahn Ionen. Die Zahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare ist poissonverteilt [14]:

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n} \quad (2.1)$$

P_k^n ist die Wahrscheinlichkeit dafür, k Ionenpaare zu erzeugen, wenn im Mittel n Paare entstehen.

Die Stärke des Einflusses der Primärstatistik ist abhängig von der Zahl j der Primärelektronen, die benötigt werden, um ein elektrisches Signal auf dem Signaldraht zu erzeugen, welches eine Schwelle in der nachfolgenden Elektronik überschreiten kann.

Deshalb ist es notwendig, die statistische Verteilung des Ortes der j -ten Ionisation zu kennen:

$$A_j^n(z) = \frac{z^{j-1}}{(j-1)!} n^j e^{-nz} \quad (2.2)$$

Um die Größenordnung der Ortsauflösung in Abhängigkeit der benötigten Primärelektronen (σ_{Prim}) abzuschätzen, wird angenommen, daß eine Teilchenspur durch A ($z = 0$) im Abstand x am Signaldraht S vorbeiführt (siehe Abb. 2.2) mit der Vereinfachung, daß der Driftweg

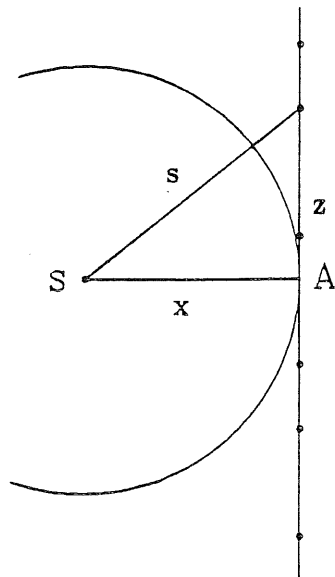


Abbildung 2.2: Variation der Driftweglänge durch die statistische Verteilung der Primärionisationen entlang einer Teilchenspur

geradlinig sei. Somit ergibt sich der mittlere Abstand $\langle z_j \rangle$ der Verteilung des j -ten Elektrons zu [4]:

$$\langle z_j \rangle = \int_0^\infty A_j^{2n}(z) z dz = \frac{j}{2n} \quad (2.3)$$

und der mittlere quadratische Abstand zu:

$$\langle z_j^2 \rangle = \int_0^\infty A_j^{2n}(z) z^2 dz = \frac{j(j+1)}{4n^2} \quad (2.4)$$

Die resultierende Varianz ist:

$$\sigma_{Prim}^2(z_j) = \langle z_j^2 \rangle - \langle z_j \rangle^2 = \frac{j}{4n^2} \quad (2.5)$$

Der Driftweg des j -ten Elektrons berechnet sich (siehe Abb. 2.2) zu:

$$s_j^2 = x^2 + z_j^2 \quad (2.6)$$

Das ergibt als Resultat für die Varianz des Driftweges:

$$\sigma_{Prim}^2(s_j) = \sigma_{Prim}^2(z_j) \cdot \left(\frac{\partial s_j}{\partial z_j} \right)_{z_j = \langle z_j \rangle}^2 = \frac{j^3}{4n^2(j^2 + 4n^2x^2)} \quad (2.7)$$

Die Auflösung verschlechtert sich mit steigender Anzahl benötigter Primärelektronen und geringer werdendem Abstand x zum Signaldraht ($\sigma_{Prim} \sim \frac{1}{x}$). Im wesentlichen spielt die Primärionistik eine Rolle in der Nähe des Anodendrahtes, d.h. im radialsymmetrischen Teil des elektrischen Feldes (siehe Abb. 2.1) und rechtfertigt die angenommene Vereinfachung, daß der Driftweg geradlinig sei.

Energieverlust

Ein Teilchen verliert beim Durchqueren des Driftraumes einen Teil seiner Energie durch Ionisation der Gasatome. Der Energieverlust wird durch die Bethe - Bloch - Formel beschrieben:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_L z^2 e^4}{mc^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{\rho}{\beta} \cdot \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.8)$$

N_L	Loschmidt'sche Zahl
e, m	Elektronenladung u. -masse
Z, A, ρ	Kernladungszahl, Atomgewicht u. Dichte des Mediums
I	effektives Ionisationspotential des Mediums
z, β	Ladung u. Geschwindigkeit (v/c) des Teilchens

Aus dem Energieverlust pro Weglänge läßt sich die Zahl der erzeugten Primärelektronen abschätzen. In Argon verlieren minimalionisierende Teilchen ($\beta \geq 0.97$) unter Normalbedingungen 2.5 KeV Energie pro cm Wegstrecke und erzeugen etwa 30 Elektronen. Die Energie der Primärelektronen ist statistisch verteilt. Diese Verteilung wird Landauverteilung genannt und besitzt einen langen Schwanz bei hohen Energien [14]. Die Energie der erzeugten Elektronen liegt zwischen einigen eV bis zu mehreren KeV bei einer mittleren Energie von 80 eV.

Elektronen mit Energien über der Ionisationsschwelle der Gasatome können weitere Atome ionisieren. Im Mittel haben Primärelektronen genug Energie, um 2 - 3 Sekundärelektronen freizusetzen, da das Ionisationspotential der Kammergase im eV - Bereich liegt. Die notwendige Ionisationsenergie, um ein Elektron-Ion-Paar zu erzeugen, beträgt für Argon etwa 26 eV und es entstehen daher in Argon etwa 90 Elektronen pro cm Wegstrecke des ionisierenden Teilchens.

Die Reichweite R der primären Elektronen zur Abgabe der überschüssigen Energie (Energie über der Ionisationsschwelle der Gasatome) beträgt etwa [14]:

$$R = \frac{0.71}{\rho} \cdot E^{1.72} \quad (2.9)$$

$$E \text{ in MeV, } R \text{ in cm, } \rho \text{ in } \frac{g}{cm^3}$$

Elektronen mit Energien größer als 1 KeV heißen δ - Elektronen. Sie haben im Gas in Abhängigkeit von ihrer Energie nach Gleichung 2.9 Reichweiten von einigen 100 μm .

δ - Elektronen

δ - Elektronen werden hauptsächlich senkrecht zur Teilchenspur emittiert [14] und geben ihre Energie in mehreren elastischen und inelastischen Streuprozessen ab. Ihre Bewegungsrichtung entspricht einer Zufallsbewegung. Daraus resultiert eine effektive Verbreiterung σ_{δ_0} der Teilchenspur. Dieser Beitrag ist unabhängig vom Abstand der Spur zum Signaldraht, setzt aber eine untere Grenze der Ortsauflösung einer Driftkammer. Der Beitrag der δ - Elektronen zur Ortsauflösung ist ebenfalls abhängig vom Winkel γ , unter dem Teilchen den Driftraum schneiden (siehe Abb. 2.1). Messungen ([3] und [17]) haben eine Abhängigkeit der Form

$$\sigma_{\delta}^2(\gamma) = \frac{\sigma_{\delta_0}^2}{\cos^2 \gamma} \quad \sigma_{\delta_0}^2 \text{ effektive Breite der Spur} \quad (2.10)$$

ergeben. Die Folgerungen aus dieser Abhängigkeit werden im Kapitel 2.4.2 diskutiert.

2.1.2 Drift der Elektronen im Gas

Die durch Primär- und Sekundärionisation entstandenen Elektronen driften in Wolken (Elektronencluster) entlang der elektrischen Feldlinien zum Signaldraht, die Ionen in Richtung der Kathodendrähte.

Aus der Zeitdifferenz $t_m = t_2 - t_1$ zwischen dem Teilchendurchgang (t_1) und dem Nachweis der Elektronen auf dem Signaldraht (zum Zeitpunkt t_2) läßt sich der Ort des Teilchendurchgangs im Driftraum berechnen:

$$x = \int_{t_1}^{t_2} v_D(t, E) dt \quad (2.11)$$

$v_D(t, E)$ ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen

Die Elektronen werden durch das Feld beschleunigt, bevor sie ihre kinetische Energie durch elastische Stöße an Gasatome abgeben. Die resultierende mittlere Geschwindigkeit v_D ist konstant [14]:

$$v_D = \frac{e}{2m_e} E \tau \quad \tau \text{ Zeit zwischen 2 Stößen} \quad (2.12)$$

Da hier die mittlere freie Weglänge λ_e der Elektronen eingeht ($\tau \sim \frac{1}{\lambda_e}$), ist die resultierende Driftgeschwindigkeit auch abhängig vom Gasdruck p :

$$p \sim \frac{N}{V} \text{ (Teilchendichte) und } \frac{1}{\lambda_e} \sim \frac{N}{V} \implies \lambda_e \sim \frac{1}{p}$$

Der Stoßquerschnitt σ_e für Elektronen ist von der kinetischen Energie ε der driftenden Elektronen (Ramsauereffekt) und von der Gasmischung abhängig (für Argon siehe Abb. 2.3) und führt zu einer Variation der Geschwindigkeit der driftenden Elektronen bei verschie-

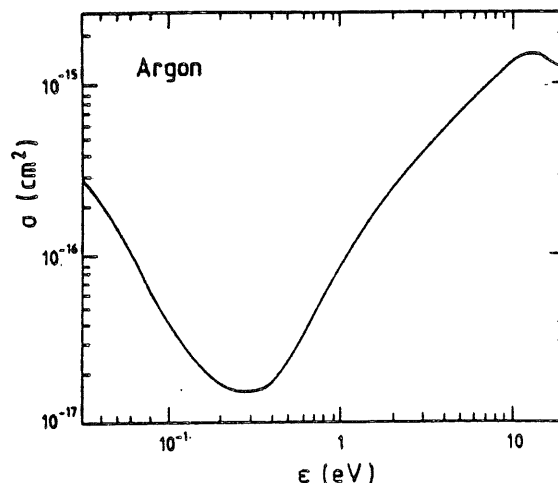


Abbildung 2.3: Stoßquerschnitt σ_e für Elektronen in Argon als Funktion ihrer kinetischen Energie ε [14]

denen Feldstärken. Beispiele der Driftgeschwindigkeiten für verschiedene Gasmischungen in Abhängigkeit vom reduzierten Feld E/p sind in Abbildung 2.4 dargestellt.

Wenn die mittlere Driftgeschwindigkeit v_D entlang der Driftstrecke bekannt und konstant ist,

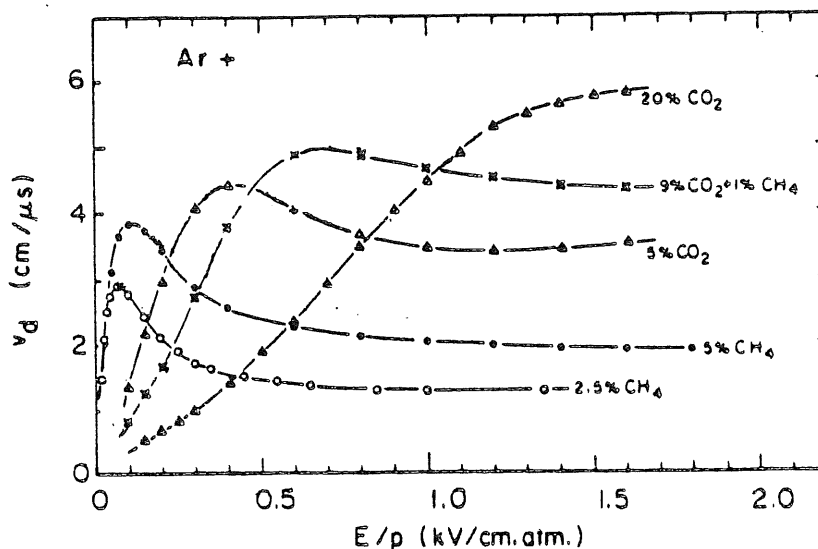


Abbildung 2.4: Driftgeschwindigkeit v_D von Argon-Methan-Kohlendioxid ($Ar - CH_4 - CO_2$) und anderen Gasmischungen in Abhängigkeit vom reduzierten Feld E/p [15]

d.h. das elektrische Feld konstant gehalten werden kann, dann läßt sich Gleichung 2.11 in einer linearen Beziehung schreiben:

$$x = v_D \cdot (t_2 - t_1) = v_D \cdot t_m \quad (2.13)$$

Drifträume, die in Driftkammern aufgebaut werden, haben eine Breite b (siehe Abb. 2.1). Von unterschiedlichen Positionen driftende Elektronen (l_1 und l_2) erreichen wegen verschieden langer Driftwege zu unterschiedlichen Zeiten den Signaldraht. Dies führt zu einer Verlängerung des Signalpulses. Deshalb wird normalerweise die Zeitdifferenz zwischen Teilchendurchgang und Nachweis der ersten ankommenden Elektronen (Anstiegsflanke des Pulses) zur Zeitbestimmung benutzt.

Diffusion

Nach der kinetischen Gastheorie wird die thermische Energieverteilung $F(\varepsilon)$ eines Gasmoleküls durch eine Maxwellverteilung beschrieben:

$$F(\varepsilon) = \sqrt{\varepsilon} e^{-\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)} \quad (2.14)$$

$$\varepsilon_{T=273K} = \frac{3}{2} kT \approx 0.035 eV$$

k Boltzmannkonstante, T Temperatur (Kelvin)

Eine Ladungsverteilung (z.B. Elektronencluster der Primärisonisation), die zu einem Zeitpunkt $t = 0$ im Raum lokalisiert war, wird mit der Zeit durch thermische Bewegung auseinanderdiffundieren. Diese Verbreiterung läßt sich mit einer Gaußverteilung beschreiben:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\left(\frac{x^2}{4Dt}\right)} dx \quad (2.15)$$

Dabei ist $\frac{dN}{N}$ der Anteil der Ladung im Intervall $[x, x + dx]$ zum Zeitpunkt t , und D der Diffusionskoeffizient.

Die Standardabweichung der Verteilung in einer Koordinate ist dann:

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

Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes ist die Driftgeschwindigkeit v_D der Diffusion überlagert. σ_t kann dann übergehen in:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2Dx}{v_D}} \quad (2.16)$$

Der Diffusionskoeffizient ist umgekehrt proportional zum Druck und eine Umformung ergibt:

$$\sigma_{Diff}(x) = \sigma_{d_0}(x) \cdot \sqrt{\frac{1}{p}} \quad (2.17)$$

$$\sigma_{d_0}(x) = \sqrt{\frac{2x}{v_D} \cdot f(D)} \quad \text{mit} \quad D_{p=p_0} = f(D) \cdot \frac{1}{p_0}$$

Insgesamt driften n Elektronen in Wolken zum Signaldraht. Aus diesen durch Diffusion verbreiterten Wolken werden l Elektronen zur Erzeugung eines zur Zeitmessung ausreichenden Signals benötigt, d.h. die Verteilung der l Elektronen ist ausschlaggebend für die Ortsauflösung der Kammer [14]:

$$\sigma_l^2(x) = \frac{\sigma_{Diff}^2(x)}{2 \ln n} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{i^2} \quad (2.18)$$

Bei $n = 100$ Elektronen reduziert sich die Ungenauigkeit zur Lokalisation des ersten Elektrons auf $0.4 \cdot \sigma_{Diff}$.

2.1.3 Gasverstärkung

Die beim Teilchendurchgang erzeugten Elektronen reichen nicht aus, um auf dem Signaldraht ein nachweisbares Signal zu erzeugen. Daher nutzt man den Effekt der Gasverstärkung aus:

In Drahtnähe gilt: $E \sim \frac{1}{r}$. Wenn sich die Elektronen nahe dem Draht befinden ($\sim 100 - 300 \mu m \rightarrow E > 10 \text{ KeV/cm}$ bei einer Spannung $U \sim 1800 \text{ V}$), können die Elektronen soviel Energie aufnehmen, daß weitere Gasatome bei Kollisionen ionisiert werden können. Dies führt zu einer Vervielfachung der Ladungsträger pro Wegstrecke um einen Multiplikationsfaktor M :

$$M = e^{\int \alpha(x) dx} \quad (2.19)$$

α ist der 1. Townsend - Koeffizient, über den integriert wird und für den Näherungslösungen existieren [14].

Die für eine ausreichende Gasverstärkung notwendigen Multiplikationsfaktoren liegen zwischen 10^5 und 10^6 . In diesem Bereich ist die Gesamtladung proportional zur Ausgangsladung (Proportionalbereich). Damit die notwendigen hohen Feldstärken in der Nähe der

Signaldrähte erreicht werden können, sind zwischen den Signaldrähten sogenannte Potentialdrähte, die auf negativen Potential liegen, angeordnet. Zusätzlich benutzt man sehr dünne Drähte ($20 \mu m$ Durchmesser) für die Signaldrähte, da $E \sim \frac{1}{r}$ ist. Bei einem Potential von $U = 1800 V$ für den Signaldraht ergeben sich Feldstärken im Abstand r vom Draht:

$$\begin{aligned} \text{auf der Drahtoberfläche } r = 10 \mu m : E &\simeq 270 \text{ KV/cm} \\ r = 100 \mu m : E &\simeq 27 \text{ KV/cm} \\ r = 200 \mu m : E &\simeq 13.5 \text{ KV/cm} \end{aligned}$$

2.2 Elektronendrift in Magnetfeldern

Driftkammern betreibt man in Magnetfeldern, um den Transversalimpuls von geladenen Teilchen messen zu können. Die Lorentzkraft \vec{F}_L wirkt auf alle geladenen Teilchen, die sich in der Kammer mit einer Geschwindigkeit \vec{v} bewegen:

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.20)$$

Wenn ein konstantes elektrisches Feld und ein Magnetfeld senkrecht aufeinander stehen, driften die erzeugten Elektronen geradlinig unter einem Winkel α_L (Lorentzwinkel) zum elektrischen Feld senkrecht zum magnetischen Feld.

Den Lorentzwinkel kann man mit dem Ansatz 2.21 für die Driftgeschwindigkeit v_D abschätzen [14]:

$$v_D = \frac{e}{2m_e} E \tau \quad \text{für } \vec{B} = 0 \quad (2.21)$$

Für $\vec{E} \perp \vec{B}$ und $\vec{B} \neq 0$ ist α_L gegeben zu:

$$\tan \alpha_L = K_G \cdot v_{D(B=0)} \frac{B}{E} \quad (2.22)$$

Da τ eine Abhängigkeit von der Gasart zeigt, wird dies im Faktor K_G berücksichtigt. K_G muß für jedes Gas bestimmt werden.

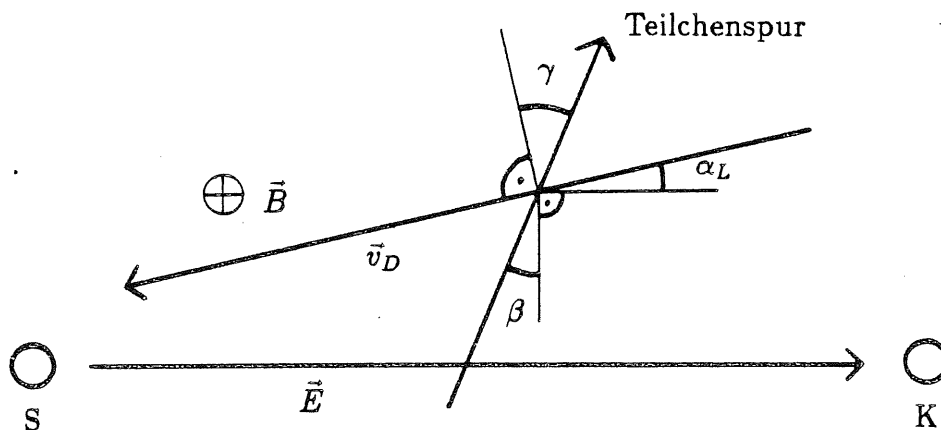


Abbildung 2.5: Driftrichtung von Elektronen mit der Driftgeschwindigkeit \vec{v}_D in konstanten elektrischen und magnetischen Feldern \vec{E} und \vec{B}

Abbildung 2.5 zeigt die Driftrichtung von Elektronen mit der Driftgeschwindigkeit \vec{v}_D in konstanten elektrischen und magnetischen Feldern \vec{E} und \vec{B} als vereinfachte Darstellung mit:

- α_L Lorentzwinkel $\angle (\vec{E}, \vec{v}_D)$
- β Winkel zwischen der Teilchenspur und der Normalen des elektrischen Feldes
- γ Winkel zwischen der Teilchenspur und der Normalen der Driftrichtung
- \vec{E} Richtung des elektrischen Feldes
- \vec{v}_D Driftgeschwindigkeit und Driftrichtung von Elektronen
- S Signaldraht
- K Kathodendraht

2.3 Ortsauflösung einer Driftkammer

In den vorigen Kapiteln wurden die Beiträge diskutiert, die zur Ortsauflösung beitragen. Fehler, die von der verwendeten Elektronik abhängen (σ_E), sowie von der Unsicherheit der Drahtpositionen (σ_P) wurden noch nicht berücksichtigt. Sie sind driftwegunabhängig und gehen als konstanter Beitrag in den Gesamtfehler ein.

Durch die statistische Unabhängigkeit der Einzelfehler läßt sich ein Gesamtfehler aus der Summe der quadrierten Einzelfehler berechnen:

$$\sigma^2 = \sigma_{Prim}^2 + \sigma_\delta^2 + \sigma_{Diff}^2 + \sigma_E^2 + \sigma_P^2 \quad (2.23)$$

Allerdings variiert σ_δ^2 in Abhängigkeit vom Winkel γ zwischen Teilchenspur und der Normalen der Driftrichtung der Elektronen.

Im Fall eines konstanten Magnetfeldes erhöht sich der Winkel γ um den Betrag des Lorentzwinkels. Dies ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

Das führt zu einer Formulierung der Ortsauflösung bei der Spurrekonstruktion in der Form:

$$\sigma^2 = \sigma_{Prim}^2 \left(\frac{1}{x} \right) + \frac{\sigma_{\delta_0}^2}{\cos^2(\beta + \alpha_L)} + \frac{\sigma_{d_0}^2(x)}{p} + \sigma_E^2 + \sigma_P^2 \quad (2.24)$$

mit:

- $\sigma_{Prim}^2 \left(\frac{1}{x} \right)$ Beitrag der Primärstatistik (Vergleiche Kapitel 2.1.1)
- $\frac{\sigma_{\delta_0}^2}{\cos^2(\beta + \alpha_L)}$ Beitrag der δ - Elektronen und Beitrag von der Abhängigkeit vom Winkel der Teilchenspur und dem Lorentzwinkel (Vergleiche Kapitel 2.1.1 und 2.4.2)
- $\frac{\sigma_{d_0}^2(x)}{p}$ Beitrag der Diffusion von Elektronen (Vergleiche Kapitel 2.1.2)
- σ_E^2 Beitrag der Elektronik
- σ_P^2 Beitrag von Drahtpositionierungsungenauigkeiten

Abbildung 2.6 zeigt den typischen Verlauf der einzelnen Beiträge und die resultierende Ortsauflösung σ in Abhängigkeit von der Driftstrecke bei einer Driftkammer.

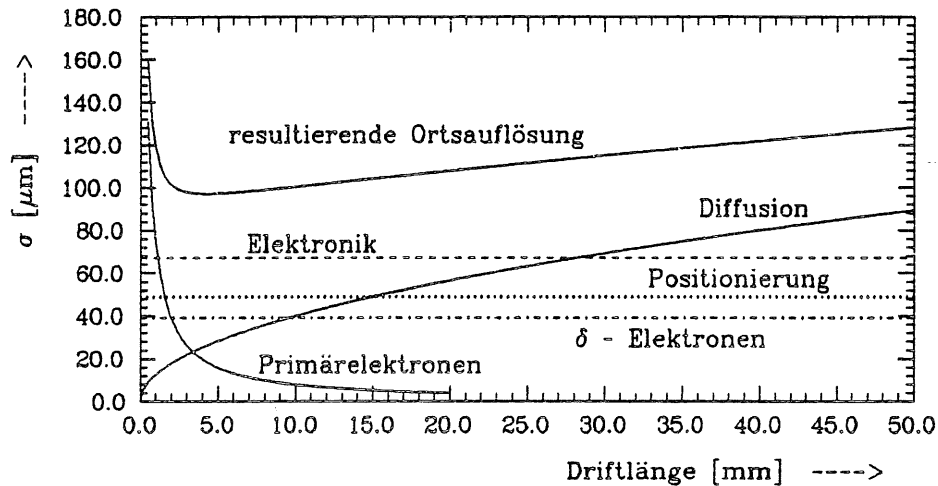


Abbildung 2.6: Typischer Verlauf der einzelnen Beiträge zur Ortsauflösung und die resultierende Auflösung σ [μm] in Abhängigkeit von der Driftstrecke für eine Driftkammer

2.4 Verbesserung der Ortsauflösung

Mit Gleichung 2.24 kann man die Fehler der Ortsauflösung abschätzen und deren wesentliche Abhängigkeiten erkennen. Die Auflösung kann außer durch Verbesserung der elektronischen Auflösung und der Drahtpositionierung noch weiter erhöht werden mit Hilfe einer:

- Erhöhung des Gasdrucks
- Veränderung der Richtung des elektrischen Feldes (Kompensation der Winkel).

2.4.1 Gasdruck

Da die Diffusion der Elektronen bei steigendem Druck kleiner wird, werden viele Driftkammern bei hohen Drucken zwischen 2 - 4 bar betrieben. Ebenso läßt sich der Diffusionsterm bei Benutzung von sogenannten kalten Gasen (Gase mit kleinem Diffusionskoeffizienten) verkleinern.

2.4.2 Kompensation des Lorentzwinkels

Bei HERA sind Magnetfeldstärken von mehr als 1 Tesla für die Detektoren vorgesehen. Bei den heute üblichen Gasmischungen liegt die Driftgeschwindigkeit zwischen 30 und 60 $\mu\text{m}/\text{nsec}$ und die elektrischen Feldstärken zwischen 400 - 1000 V/cm . Nach Gleichung 2.22 (mit $K_G = 1$ und $B = 1.5 \text{ T}$) ergeben sich Lorentzwinkelbeträge zwischen 40 und 50 Grad. Dies führt zu einer Verschlechterung der Auflösung nach Gleichung 2.24. Da der entsprechende Term in Gl. 2.24 mit $\left(\frac{1}{\cos(\beta+\alpha_L)}\right)^2$ angesetzt ist, ergibt sich der beste Wert, wenn gilt:

$$\cos(\beta + \alpha_L) = 1 \quad \Rightarrow \quad \beta + \alpha_L = 0$$

Das entspricht mathematisch einer Kompensation des Lorentzwinkels durch den Winkel zwischen Teilchenspur und Normalen des Feldes:

$$\beta = -\alpha_L$$

Dazu muß die Richtung des elektrischen Feldes so gewählt werden, daß die Teilchenspuren und die Driftlinien der unter einem Lorentzwinkel α_L zum elektrischen Feld driftenden Elektronen zueinander senkrecht sind (siehe Abb. 2.7).

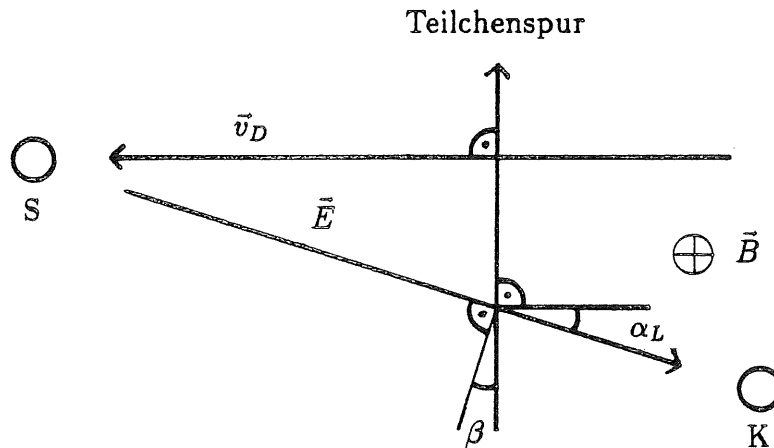


Abbildung 2.7: Kompensation des Lorentzwinkels durch veränderte Richtung des elektrischen Feldes. Die Feldrichtung wird dabei so gewählt, daß die Driftrichtung der unter dem Lorentzwinkel α_L zum elektrischen Feld driftenden Elektronen und die Teilchenbahn senkrecht zueinander sind.

2.4.3 Technische Lösungen

Driftkammern für Speicherringexperimente sind meist zylinderförmig. Der Wechselwirkungspunkt der Reaktion, Ursprung der zu beobachtenden Teilchen, ist der Mittelpunkt dieser Kammern. Die im folgenden vorgestellten Lösungen basieren auf dem Prinzip des Jet-Kammer-Typs (siehe Abb. 2.8), wie sie z.B. beim JADE-Experiment am PETRA-Speicherring als Zentraldriftkammer eingesetzt ist. Die Signal- und Kathodendrähte sind entlang von Ebenen gespannt, die radial vom Ursprung nach außen verlaufen. An die Kathodendrähte werden vom Abstand zum Signaldraht abhängige Spannungen angelegt, so daß ein konstantes elektrisches Feld senkrecht zur Signaldrahtebene entsteht. Die Kathodendrähte sind in dieser Struktur gleichzeitig die Grenze für zwei Segmente.

Die Richtung des elektrischen Feldes zur Kompensation des Lorentzwinkels kann man ändern durch:

- Veränderung der Kathodenspannungen (Kathodenspannungsversatz)
- Versetzung der Drahtebenen (versetzte Speichenkammer)
- Mechanische Veränderung der Zellform (logarithmische Spiralstruktur)

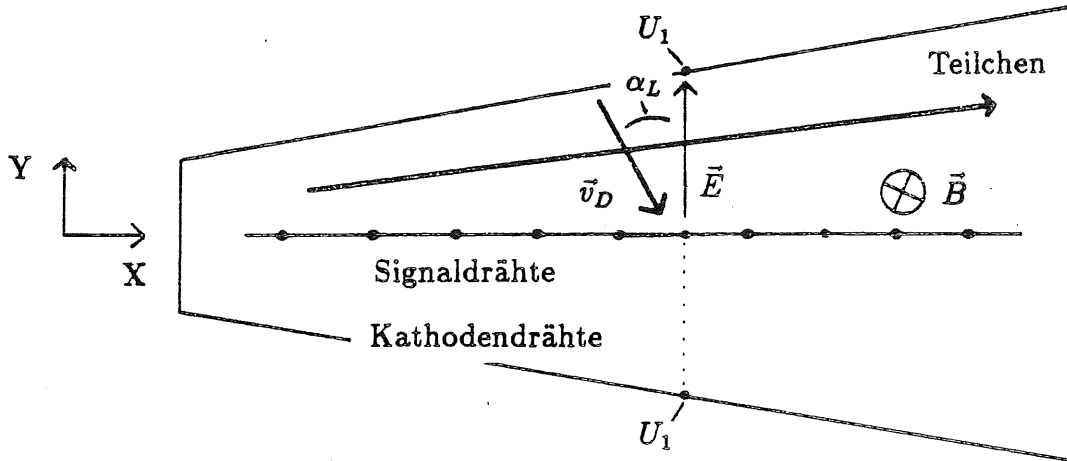


Abbildung 2.8: Querschnitt durch ein radiales Jet-Driftkammersegment. An die Kathodendrähte werden vom Abstand zum Signaldraht abhängige Spannungen (U_1) angelegt, so daß das elektrische Feld senkrecht auf der Signaldrahtebene steht.

Kathodenspannungsversatz

In diesem Fall bleibt die Form der Kammer erhalten, die Spannungen an den Kathodendrähten werden aber so angepaßt, daß die Richtung des elektrischen Feldes um den Wert des Lorentzwinkels gedreht ist. Bei einem Magnetfeld $\vec{B} \neq 0$ verläuft die Driftrichtung dann annähernd senkrecht zur Teilchenbahn.

Diese Art des Aufbaus hat den Nachteil, daß jedes Segment eigene Kathodenebenen benötigt (siehe Abb. 2.9). U_1, U_2 und U_3 sind die an den bezeichneten Punkten in Abbildung 2.9 für eine Richtungsänderung notwendigen Spannungen.

Versetzte Speichenkammer

Eine weitere Möglichkeit ist eine versetzte (asymmetrische) Speichenkammer. In diesem Fall verlaufen die Drahtebenen nicht radial zum Mittelpunkt, sondern sind um einen Winkel (α_L) gedreht (siehe Abb. 2.10).

Logarithmische Spiralstruktur

Die logarithmische Spirale gehorcht der Gleichung [4]:

$$\rho = a \cdot e^{k \cdot \varphi} \quad a > 0, \quad -\infty < \varphi < \infty \quad (2.25)$$

und es gilt:

$$k = \cot \alpha$$

Dabei ist α der Winkel, unter dem eine Gerade aus dem Ursprung eine beliebige Tangente an die Spirale schneidet. Dieser Winkel ist überall an der Spirale gleich. Abbildung 2.11 zeigt zwei komplette Segmente dieser logarithmischen Spiralstruktur. Die elektrischen Feldlinien, die durch eine Spiralanordnung definiert werden, stehen senkrecht auf der Spirale und haben

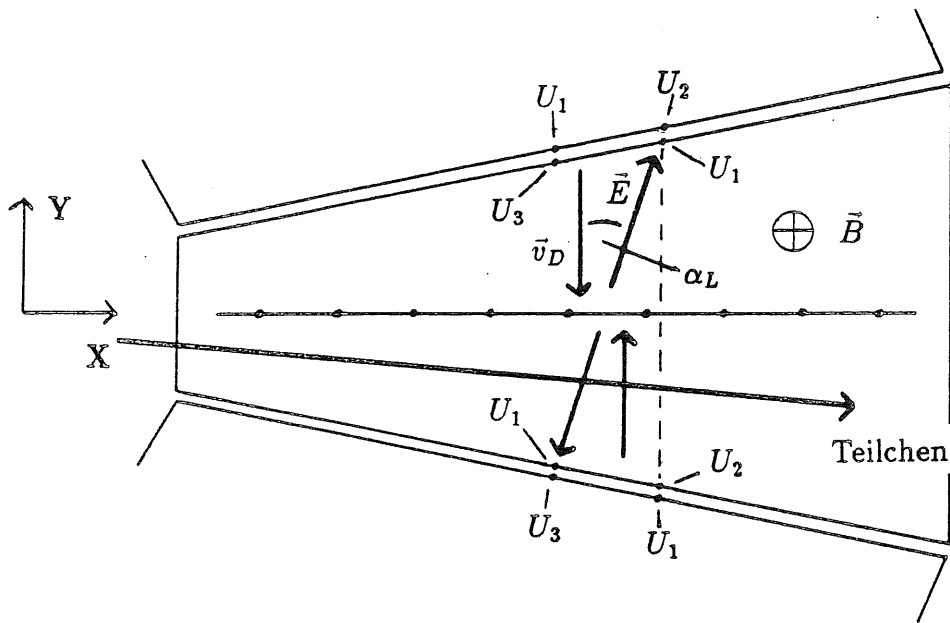


Abbildung 2.9: Angepaßte Kathodenspannungen $\{ U_1, U_2, U_3 \}$ sind die an den bezeichneten Punkten notwendigen Spannungen ($U_1 \neq U_2 \neq U_3$), um die Richtung des elektrischen Feldes so zu legen, daß bei einem Magnetfeld $\vec{B} \neq 0$ die Driftrichtung senkrecht zur Teilchenbahn verläuft.

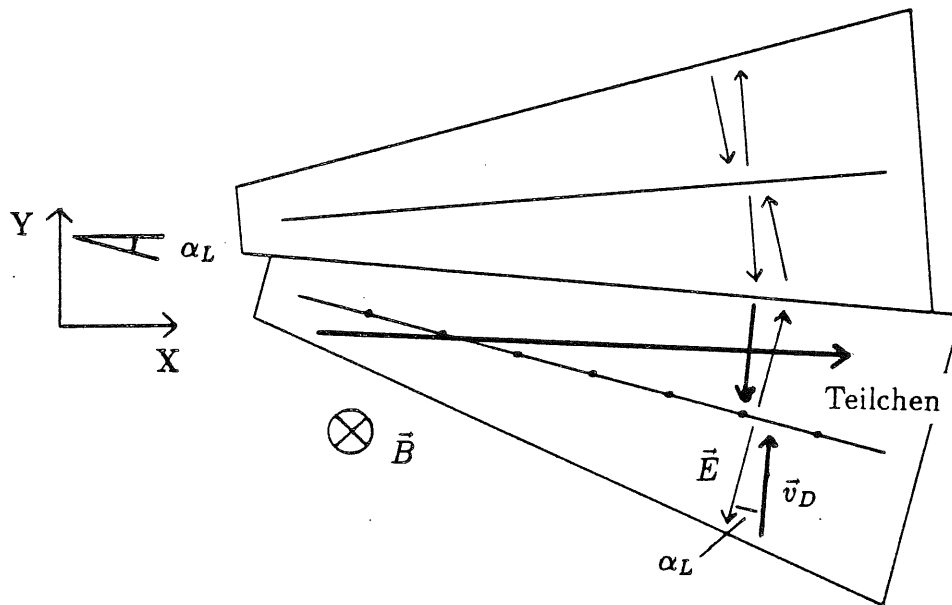


Abbildung 2.10: Asymmetrische Speichenkammer. Die Drahtebenen verlaufen nicht radial zum Ursprung, sondern sind um einen Winkel α_L gegenüber dem Ursprung gedreht.

daher immer denselben Winkel mit der Ursprungsgeraden. Die Driftrichtung ist um einen Winkel α_L gegenüber der Feldrichtung gedreht. Mit

$$k = \cot \alpha_L$$

läßt sich erreichen, daß die Driftrichtung senkrecht auf der Geraden aus dem Ursprung (Teilchenbahn) steht, was eine vollständige Kompensation des Lorentzwinkels bezogen auf die Driftrichtung bedeutet.

Angrenzende Segmente haben in einer Spiralkammer gemeinsame Kathodenflächen. Wie

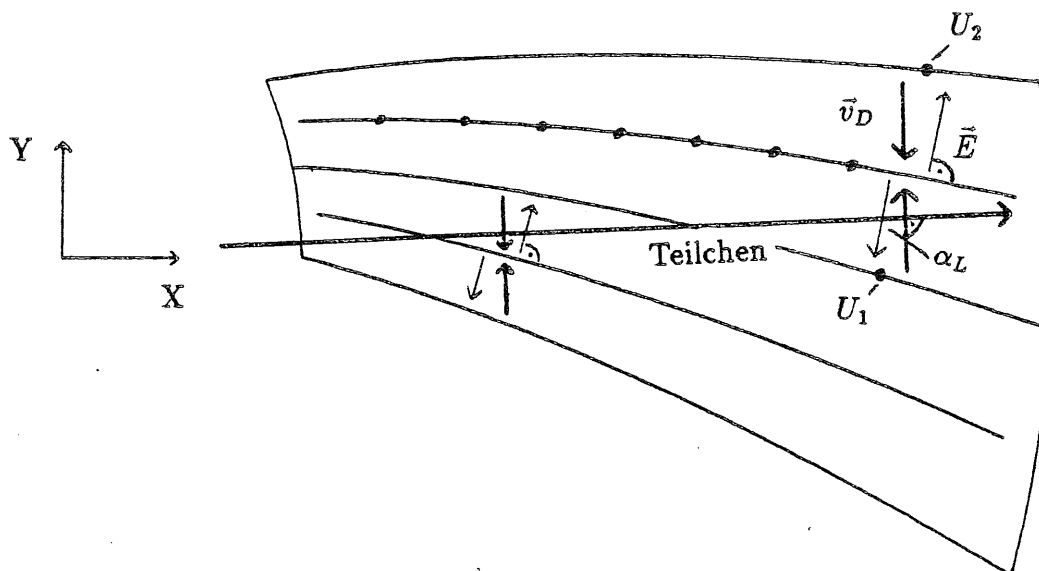


Abbildung 2.11: Logarithmische Spiralkammer für einen Lorentzwinkel α_L . Das elektrische Feld steht senkrecht auf der Signaldrahtfläche. Durch die Krümmung der logarithmischen Spirale verläuft die Driftrichtung der Elektronen ($\vec{B} \neq 0$) überall in der Kammer senkrecht zur Teilchenbahn.

aus Abbildung 2.11 ersichtlich ist, verlaufen die elektrischen Feldlinien rechts und links des Signaldrahtes zu verschiedenen Potentialen U_1 und U_2 . Wie sich aber in Kapitel 4.3.5 zeigen wird, sind die geometrischen Längen der Feldlinien rechts und links verschieden. Die unterschiedlichen Potentiale U_1 und U_2 sollen diese Längendifferenz ausgleichen, so daß die elektrische Feldstärke auf beiden Seiten denselben Wert hat.

Die Länge der Driftwege ist im Gegensatz zu den Feldlinien auf beiden Seiten der Signaldrähte gleich.

Kapitel 3

Beschreibung des Detektors

3.1 Mechanischer Aufbau

Ausgehend von den in Kap. 2.4.2 und 2.4.3 vorgestellten Möglichkeiten der Lorentzwinkelkompensation fiel die Wahl auf die Spiralstruktur. Es wurde ein Testmodul mit 3 Segmenten gebaut (Abbildung 3.2 zeigt einen Detektor mit spiralförmiger Struktur, in dem 3 Segmente hervorgehoben sind. Die nachfolgenden Maßangaben beziehen sich auf diese Abbildung).

Der Detektor hat einen Durchmesser von 1350 *mm* mit einem freien Innenraumdurchmesser von 500 *mm*.

Die Segmente werden durch 84 Kathodendrähte, im weiteren auch Kathodenfläche genannt, getrennt, die aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung mit einem Durchmesser von 100 μm bestehen. Dadurch befinden sich sämtliche Segmente in demselben Gasraum und Druckschwankungen zwischen den Segmenten, welche zu unterschiedlichen Betriebsbedingungen führen könnten (siehe Kap. 4.5), werden vermieden.

Der Feldabschluß entlang der inneren und äußeren Radien erfolgt ebenfalls durch 100 μm -Drähte.

Die Signalauslese jedes Segmentes erfolgt an 41 Signaldrähten aus vergoldetem Wolfram mit einem Durchmesser von 20 μm und einem Widerstand von 154 *Ohm/m* mit einer sensitiven Drahtlänge von 189 *cm*. Zwischen den Signaldrähten sind Potentialdrähte mit 100 μm Durchmesser gespannt (Signal-Potentialfläche).

Um einen gleichmäßigen Drahtdurchhang zu erhalten, wurden die 20 μm - Drähte mit 50 *g* und alle 100 μm - Drähte mit 500 *g* vorgespannt. Getragen wird der Aufbau von 2 Aluminiumplatten mit einer Dicke von 17 *mm*, wobei die Zugkräfte der Drähte von 4

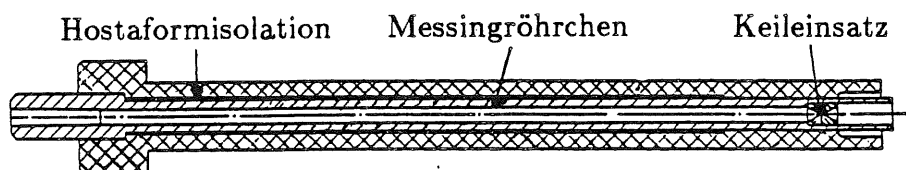


Abbildung 3.1: *Durchführungshülse aus Hostaform¹ zur Drahtpositionierung*

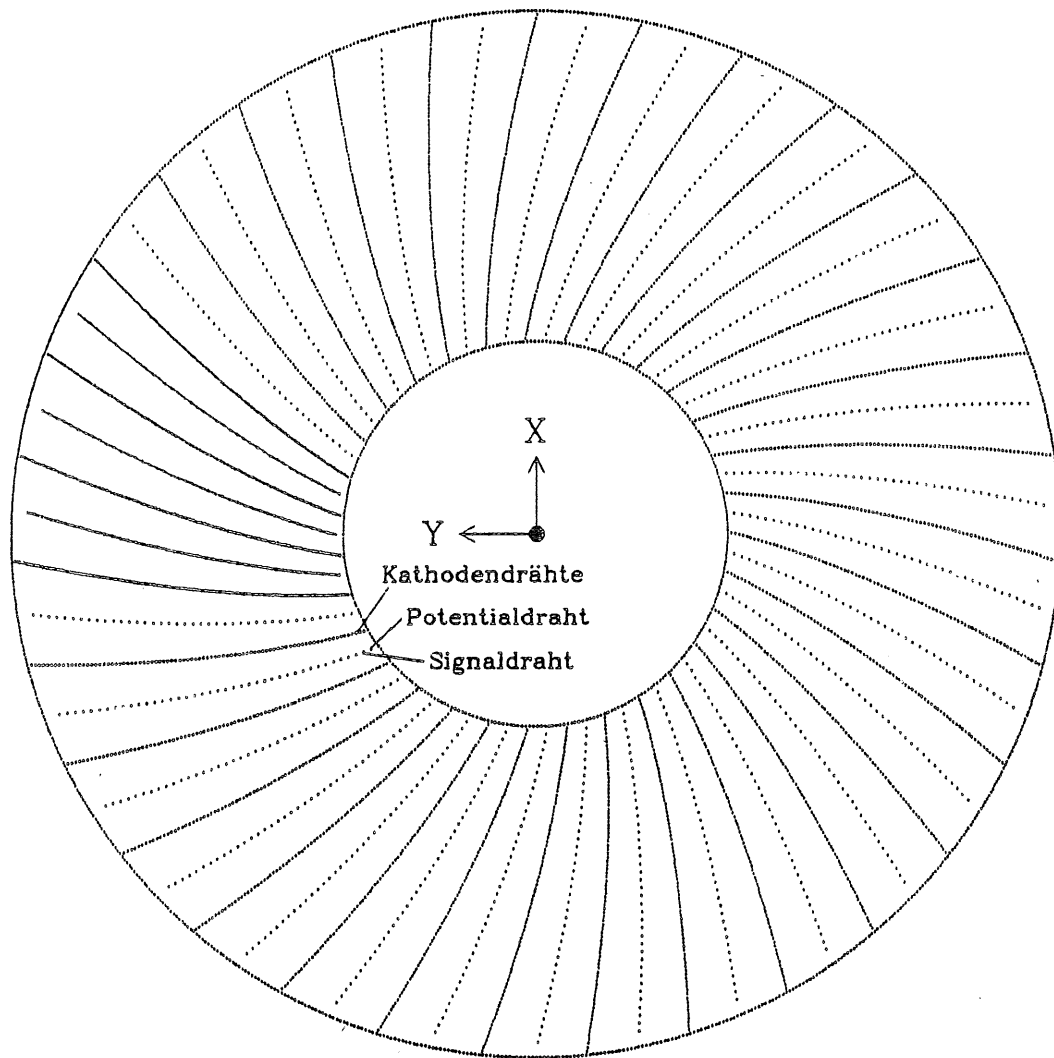


Abbildung 3.2: Querschnitt durch eine Spiralkammer für einen Lorentzwinkel $\alpha_L = 15^\circ$

antimagnetischen V2A-Stäben aufgenommen werden. Die Positionierung der Drähte erfolgt durch Messingröhrchen mit Führungskeilen in hochspannungsfesten Durchführungshülsen aus Hostaform¹ (Abb. 3.1). Die Genauigkeit der Drahtpositionen wird durch :

- Toleranzen beim Bohren der Aluminiumplatte
- Toleranzen der Hostaformdurchführung¹
- Toleranzen des Messingeinsatzes
- Toleranzen des Keileinsatzes

limitiert und beträgt etwa $100 \mu m$.

Nähere Ausführungen zu den bei diesem Aufbau aufgetretenen mechanischen Problemen sind der Arbeit von W. Schnitt [16] zu entnehmen.

¹Handelsname der Firma *HOECHST* für ein Acetal-Copolymer

Daten des Testaufbaus mit 3 Segmenten :

innerer Radius	250	mm
äußerer Radius	675	mm
Radiusabstand	5	mm
123 Signaldrähte	mit	20 μm Durchmesser und $R = 154 \text{ Ohm/m}$
129 Potentialdrähte	mit	100 μm
336 Kathodendrähte	mit	100 μm
60 Abschlußdrähte (innen)	mit	100 μm
168 Abschlußdrähte (außen)	mit	100 μm

3.2 Elektrische Schaltung

3.2.1 Hochspannung

Um ein definiertes elektrisches Feld innerhalb der Segmente zwischen den Drähten zu erzeugen (siehe Kap. 4), muß jeder Draht auf ein bestimmtes Potential gelegt werden. Dies erreicht man bei der Spiralkammer, indem man jeden Kathodendraht über einen Widerstand mit dem nächsten verbindet (Widerstandskette) und an die Enden der Kette entsprechende Spannungen anlegt (Abb. 3.4). Die Potentialdrähte sind parallel geschaltet und liegen auf dem Potential U_P . Insgesamt müssen 4 Hochspannungen (U_1, U_2, U_3, U_P) von außen

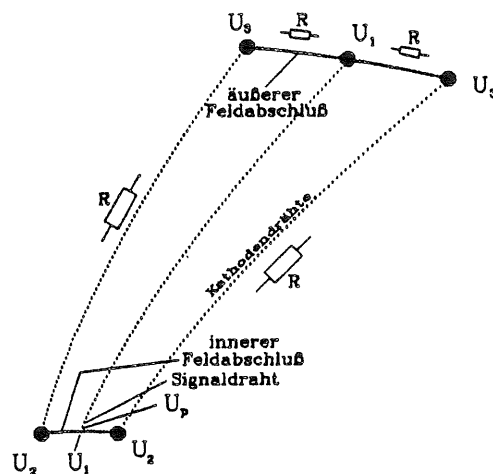


Abbildung 3.3: Lage der Anschlußpunkte der zugeführten Hochspannungen (U_1, U_2, U_3 und U_P) und Lage der Spannungsteiler R

zugeführt werden. Abbildung 3.3 zeigt die Lage der Punkte, an denen $U_1 \div U_3$ und U_P an den Drähten angelegt werden müssen, wobei die Drähte gemäß der geplanten Verschaltung nach Abbildung 3.4 verbunden sind.

Die Signaldrähte liegen gleichspannungsmäßig auf Masse. Damit haben alle Hochspannungen in der Kammer negative Polarität.

Die entgeltige Realisierung der elektrischen Schaltung und die in diesem Zusammenhang aufgetretenen Hochspannungsprobleme sind der Arbeit von W. Schnitt [16] zu entnehmen.

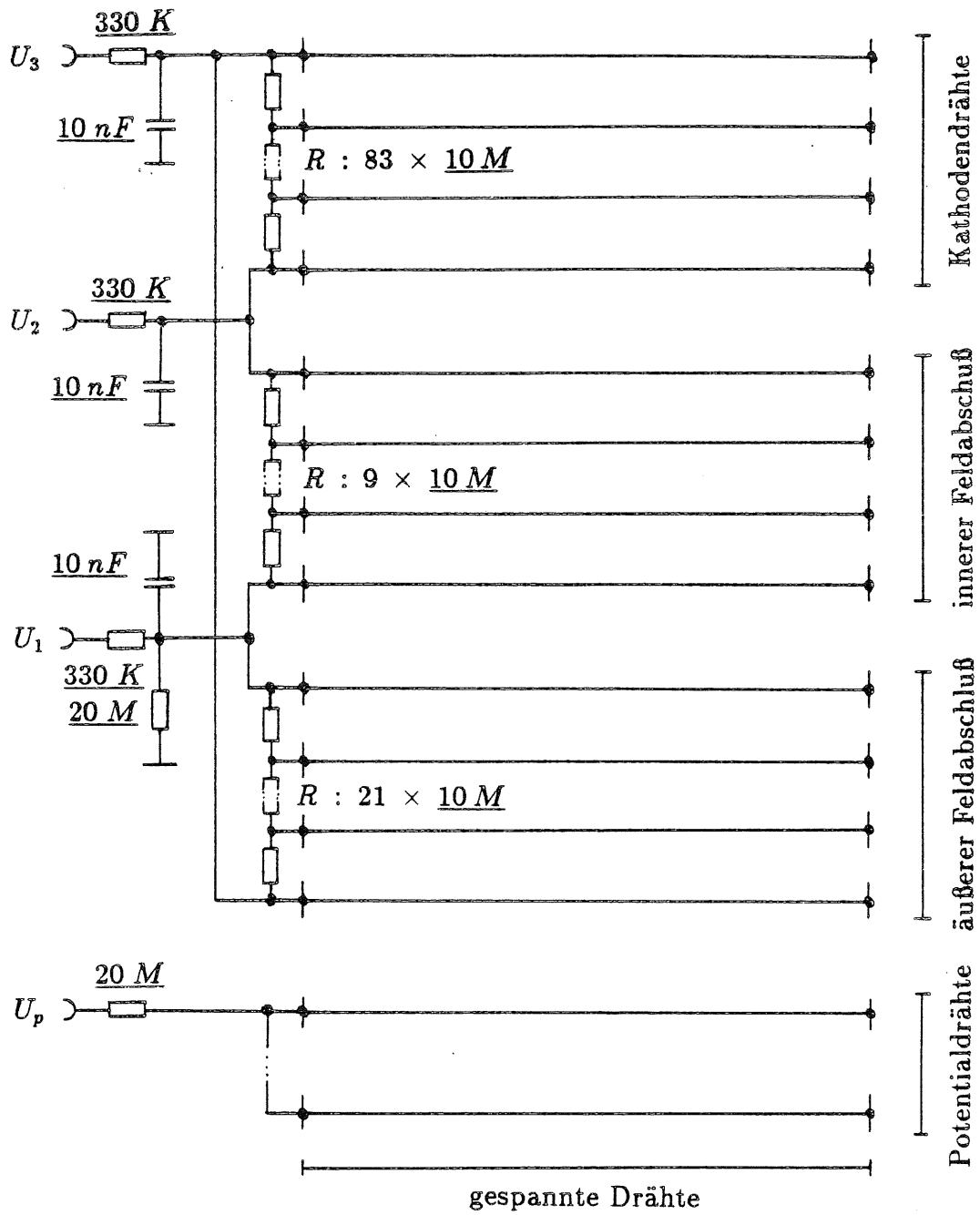


Abbildung 3.4: Geplantes Anschluß- und Verdrahtungsschema der Hochspannungen und Widerstandsketten

3.2.2 Vorverstärker

Die auf den Signaldrähten induzierten Ladungspulse werden in ladungsempfindlichen Vorverstärkern etwa 100 fach verstärkt. Dies reicht aus, um auch bei längeren Kabelverbindungen ausreichende Signalamplituden für die nachfolgende Elektronik bereitzustellen. Da die Signaldrähte auf Masse liegen, konnte auf hochspannungsfeste Trennkondensatoren verzichtet und die Drähte direkt mit den Vorverstärkereingängen verbunden werden.

Eine detaillierte Beschreibung der Verstärker und der verwendeten Elektronik folgt in Kapitel 5.2

3.3 Drucktank

Das Testmodul wird zum Test in einen Drucktank geschoben, der für Drucke bis 4 *bar* ausgelegt und mit Fenstern zum Einschub von Teilchen oder Laserpulsen versehen ist. Die Datenleitungen werden über speziell konstruierte Platinen durch die Druckflansche weitergeführt. Diese Platinen sind druck- und gasdicht in den Flanschen vergossen. Es besteht die Möglichkeit, über druckfeste koaxiale Durchführungen Testpulse auf die Eingänge der Verstärker zu legen. Die Hochspannungen gelangen durch hochspannungsfeste Durchführungen vom Typ "SHV" in den Innenraum des Drucktanks.

Kapitel 4

Elektrisches Feld der Spiralkammer

Die Feldverteilung in einer Spiraldriftkammer wurde mit einem Computerprogramm berechnet. Die Ergebnisse werden im folgenden vorgestellt.

4.1 Progammbeschreibung

Die grundlegenden Methoden der Bestimmung zweidimensionaler Feldverteilungen unter Verwendung komplexer Potentiale sind von H. Buchholz [5] beschrieben und von G. A. Erskine [6] weiter ausgearbeitet worden.

Sie wurden von F. Bourgeois und J. P. Dufey ([1] und [2]) für die Berechnung der elektrischen Potential- und Feldverteilung eines Systems von Drähten zwischen zwei unendlich ausgedehnten Platten in einem Computerprogramm angewandt.

Es folgt eine kurze Einführung in die Theorie und eine Beschreibung des verwendeten Programms.

4.1.1 Theorie

Allgemein

Zur Bestimmung des elektrischen Feldes müssen die Maxwellgleichungen gelöst werden. Da keine zeitliche Variation der Felder auftritt, handelt es sich um ein Randwertproblem der Elektrostatik. Vorgegeben sind die Potentiale der Drähte und der begrenzenden Platten. Im Raum außerhalb der Drähte ist die Laplace - Gleichung für das elektrostatische Potential zu lösen [9]:

$$\Delta \phi = 0 \quad \text{mit} \quad \vec{E} = -\vec{\nabla} \phi \quad (4.26)$$

\vec{E} elektrisches Feld, ϕ skalares Potential

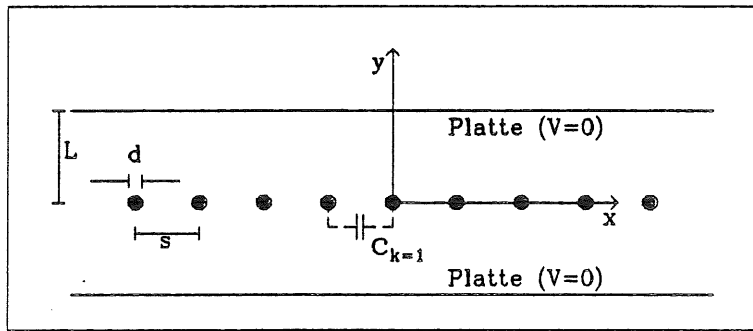


Abbildung 4.1: Prinzipielle Anordnung von dünnen Drähten zwischen parallelen, geerdeten Platten bei der Feldberechnung

Anwendung auf eine spezielle Potentialverteilung

Gegeben ist eine in x-Richtung unbegrenzte Anordnung von dünnen Drähten zwischen parallelen, geerdeten Platten mit (Abb. 4.1):

L	Abstand der Drähte von den Platten
$d = 2r$	Drahtdurchmesser
s	Drahtabstand

Die auf den dünnen Drähten aufgebrauchte, gleichmäßige Ladungsverteilung wird als Linienladung q_L bezeichnet. Alle Elemente sind in der z-Richtung senkrecht zur x-y-Ebene unendlich ausgedehnt, so daß sich ein zweidimensionales Problem ergibt.

In diesem Fall zeigt sich [5], daß die Potentialfunktion $\phi(x, y)$, die der zweidimensionalen Laplacegleichung genügt, als Realteil einer regulären, analytischen Funktion $\chi(z) = \chi(x + iy)$ aufgefaßt werden kann:

$$\chi(z) = \phi(x, y) + i \eta(x, y) \quad (4.27)$$

Somit läßt sich das elektrische Feld wie folgt berechnen ([5] und [9]):

$$\frac{d}{dz} \chi(z) = -E_x(x, y) + i E_y(x, y) \quad (4.28)$$

Berechnung für einen Draht

Sei im folgenden $\chi_1(z, z')$ das komplexe Potential eines beliebigen Punktes $z = x + iy$, hervorgerufen von einer Linienladung q_L in z' ([5] und [6]):

$$q_L \cdot \chi_1(z, z') = \frac{q_L}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left\{ -2 \ln \left[\frac{\sinh \left[\frac{\pi}{4L} (z - z') \right]}{\cosh \left[\frac{\pi}{4L} (z - \bar{z}') \right]} \right] \right\} \quad (4.29)$$

\bar{z}' konjugiert komplex von z'

Stellt die Linienladung einen Draht mit Radius r , $r \ll L$, bei $z' = 0$ dar, so läßt sich das entsprechende elektrische Potential $\phi_1(z, z') = \text{Re}[\chi_1(z, z')]$ von Gleichung 4.29 für einen Punkt auf der Oberfläche des Drahtes annähern durch:

$$q_L \cdot \phi_1(|z| = r) = \frac{q_L}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left\{ -2 \ln \left[\frac{\pi d}{8L} \cdot \frac{1}{\cos \left(\frac{\pi y'}{2L} \right)} \right] \right\} \quad (4.30)$$

Das komplexe Potential $\chi(z)$ einer unendlichen Drahtanordnung mit Drahtabstand s bei $z_k = z_0 + k \cdot s$ für $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ist dann die Summe aller $\chi_1(z, z_k)$ für $-\infty \leq k \leq \infty$:

$$\chi(z) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \chi_1(z, z_k) \quad (4.31)$$

Nach [5] und [19] läßt sich mit $L > s$ und $z_0 = 0$ eine Näherung für $\chi(z)$ und $\phi_s(z) = \text{Re}[\chi(z)]$ finden:

$$q_L \cdot \chi(z) \approx \frac{q_L}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left\{ \frac{2\pi L}{s} - 2 \ln \left[2 \sin \left(\frac{\pi z}{s} \right) \right] \right\} \quad (4.32)$$

Das elektrische Potential im Punkt z ist mit $\phi(z) = \text{Re}[\chi(z)]$ gegeben als:

$$q_L \cdot \phi(z) \approx \frac{q_L}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left\{ \frac{2\pi L}{s} - \ln \left[4 \sin^2 \left(\frac{\pi x}{s} \right) + 4 \sinh^2 \left(\frac{\pi y}{s} \right) \right] \right\} \quad (4.33)$$

Gleichung 4.33 beschreibt Äquipotentialflächen um $z = z_k$, die durch die Drahtverteilung elliptische Form haben.

Die Qualität der Näherungslösung soll im folgenden diskutiert werden. Sei dabei ΔL die Abweichung der durch Gleichung 4.33 berechneten Äquipotentialfläche mit dem Potential $V = 0$ von der gegebenen Platte mit $V = 0$ bei $y = \pm L$ (nach Abb. 4.1). Dann ist

$$\left| \frac{\Delta L}{L} \right| = \left(\frac{s}{\pi L} \right) \cdot e^{-\frac{2\pi L}{s}} \quad (4.34)$$

der maximale Fehler für $\frac{\Delta L}{L}$, der durch das Verhältnis $\frac{L}{s}$ gegeben wird:

$$\text{für } \frac{L}{s} = 2 \text{ ergibt sich } \left| \frac{\Delta L}{L} \right| = 6 \cdot 10^{-7}$$

und damit ausreichend klein.

Berechnung für beliebige Drahtanordnungen

Berücksichtigt man eine elektrostatische Kopplung zwischen den Drähten, so wird das Potential eines Punktes von allen Drähten bestimmt, die in einer beliebigen Anordnung von Drähten und Platten liegen. Dies führt zu folgender Formulierung des resultierenden komplexen Potentials $\omega(z)$:

$$Q \cdot \omega(z) = q_L \cdot \chi(z) + \sum_{k=-\infty}^{\infty} \Delta q_k \chi_1(z, z_k) \quad (4.35)$$

$\chi(z)$	komplexes Potential in z (nach Gl. 4.32)
$\chi_1(z, z_k)$	komplexes Potential, das in z von einer Ladung in z_k hervorgerufen wird (nach Gl. 4.29)
Δq_k	auf den k -ten Draht induzierte Ladung
Q	effektive Ladung

Dann läßt sich die Richtung und Stärke des elektrischen Feldes bestimmen:

$$E = E_x + i E_y = -\overline{\omega'(z)} \quad (4.36)$$

mit $\omega'(z) = \frac{d}{dz} \omega(z)$ und $\overline{\omega'(z)}$ konjugiert komplex von $\omega'(z)$

Berechnung der Δq_k

Der in Gleichung 4.35 eingeführte Term Δq_k (auf den k -ten Draht induzierte Ladung) berücksichtigt die elektrostatische Kopplung zwischen den Drähten über die Kopplungskapazität c_k .

Um die Δq_k zu berechnen, betrachtet man einen Draht O bei $z = z_0$ mit dem Potential V , während alle anderen Drähte und die Elektroden auf Nullpotential liegen. Das Feld dieses Drahtes induziert auf allen anderen Drähten eine Ladung. Dann ergibt sich die Kopplungskapazität zwischen den Drähten O und k als:

$$c_k = \frac{\Delta q_k}{V} \quad (4.37)$$

Für diesen Fall vereinfacht sich Gleichung 4.35 mit $V(z) = Q \cdot \operatorname{Re}[\omega(z)]$ auf

$$V(z) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \Delta q_k \phi_1(z, z_k) \quad (4.38)$$

mit den Randbedingungen:

$$V(z) = \begin{cases} V, & z = z_0 \\ 0, & z = z_l \quad (l \neq 0) \end{cases}$$

Dies führt mit Gleichung 4.37 auf ein lineares Gleichungssystem für die c_k :

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} a_{l-k} c_k = \delta_{l0} \quad \delta_{l0} = \begin{cases} 1, & l = 0 \\ 0, & l \neq 0 \end{cases} \quad (4.39)$$

mit

$a_{l-k} = \operatorname{Re}[\chi_1(z, z_k)]$ ist das elektrische Potential auf der Oberfläche von Draht k hervorgerufen durch Draht l

$a_0 = \phi_1(|z| = r)$ ist das reelle Potential auf der Drahtoberfläche

Mit den Gleichungen 4.29 und 4.30 lassen sich Lösungen für a_0 und $a_m = a_{l-k}$ finden:

$$a_0 = -2 \ln \left(\frac{\pi d}{8L} \right) \quad (4.40)$$

$$a_m = -2 \ln \left| \tanh \left(\frac{m\pi s}{4L} \right) \right| \quad m \neq 0 \quad (4.41)$$

Das in Gleichung 4.39 definierte lineare Gleichungssystem mit den berechneten a_0 und a_m läßt sich mit entsprechenden Methoden, z.B. Gaußsches Eliminationsverfahren [4], lösen, um dadurch die c_k und Δq_k der Drähte berechnen zu können.

Einfluß der Platten

Die geerdeten Platten dienen bei der Berechnung der Felder als Hilfskonstruktion, um das Problem abzugrenzen und gehören nicht zur physikalischen Struktur. Der eigentliche Drahtaufbau für die Berechnung der Felder wird zwischen den Platten angeordnet.

Die geerdeten Platten beeinflussen die Kopplungskapazitäten der Drähte, so daß die resultierenden Potentiale vom Verhältnis des Platten- und Drahtabstandes $\frac{L}{s}$ abhängen [6]. Dies ist besonders wichtig zu wissen, wenn mit dieser Methode Potentiale und Felder von physikalischen Drahtanordnungen berechnet werden, in denen keine geerdeten Platten enthalten sind. In diesem Fall ist es bedeutsam, den Abstand der Platten von den am nächsten gelegenen Drähten genügend groß zu wählen (siehe Abb. 4.2).

4.1.2 Programmablauf

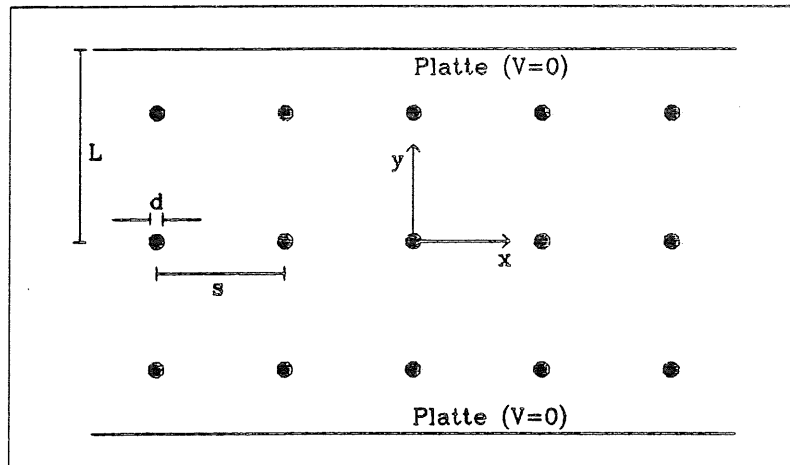


Abbildung 4.2: *Prinzipielle physikalische Anordnung der Drahtkonfiguration mit den auf verschiedenen Potentialen liegenden Drähten und den geerdeten Platten bei der Feldberechnung*

Das Feldrechnungsprogramm arbeitet ausgehend von den in Kapitel 4.1.1 beschriebenen Methoden ([1] und [2]). Dabei wird eine prinzipielle Drahtanordnung nach Abbildung 4.2 vorausgesetzt mit

$$d \ll s \text{ und } \frac{L}{s} > 300$$

- d Drahtdurchmesser
- s Abstand der Drähte
- $2L$ Abstand der Platten

Eingabeparameter für das Programm sind:

- Position jedes Drahtes
- Radius jedes Drahtes
(ermöglicht auch die Unterscheidung von Signal- und anderen Drähten)
- Potential jedes Drahtes
- Stärke B [Tesla] des Magnetfeldes
(ermöglicht die Berechnung des Lorentzwinkels, um den Verlauf der Driftlinien zu errechnen)

Im Anschluß daran ist das Programm über die Rechenwege, wie sie in Kapitel 4.1.1 beschrieben wurden, in der Lage, in jedem beliebigen Punkt $P(x, y)$ das Potential, den Betrag und die Richtung des elektrischen Feldvektors zu bestimmen. Durch die Berechnung des Lorentzwinkels über die Magnetfeldstärke B (Gleichung 2.22) erhält man die Möglichkeit, Driftwege von Elektronen bei verschiedenen Magnetfeldern zu verfolgen.

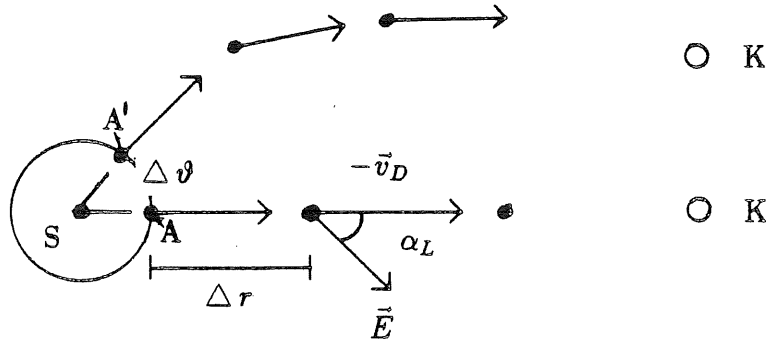


Abbildung 4.3: Ablauf der Feldberechnung mit dem Startpunkt A in der Nähe des Signaldrahtes S und der Schrittrichtung zur Kathodenfläche (siehe Kap. 4.1.2)

In Abbildung 4.3 ist der prinzipielle Ablauf dieser Berechnung für einen Driftraum mit Spiralstruktur aufgezeichnet. Die Berechnungen beginnen für einen beliebigen Punkt A in der Nähe des Signaldrahtes und werden wiederholt, bis die durch einzelne Drähte gebildete Kathodenebene erreicht ist:

- Berechnung der Feldstärke und der Feldrichtung (vorläufige Schrittrichtung) für einen Punkt P
- Bestimmung der für die Feldstärke zugehörigen Driftgeschwindigkeit anhand einer Driftkurve (Abb. 4.4)
- Berechnung des Lorentzwinkels α_L bei vorgegebenem Magnetfeld B nach Gleichung 2.22
- Drehung der Schrittrichtung um α_L und Bestimmung des neuen Punktes P nach einer Schrittweite Δr
- Die einzelnen Punkte P_i der Berechnung werden verbunden und ergeben die Trajektorie (Driftlinie)

Die Berechnung beginnt bei einem neuen Startpunkt A' , der sich aus einer Rotation von A um $\Delta\vartheta$ um den Signaldraht S ergibt. Für den Fall $B = 0$ folgen die Driftwege den elektrischen Feldlinien.

Aus der Anzahl i der Schrittzyklen Δr und der berechneten Driftgeschwindigkeiten für jeden Punkt P_i läßt sich die Driftzeit zum Signaldraht aufsummieren:

$$t_n = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta r}{v_{D_i}(E_i)} \quad (4.42)$$

n Gesamtzahl der Schrittzyklen Δr

Damit ist es möglich, Punkte auf den Driftlinien zu markieren – z.B. alle 50 nsec – und die Punkte gleicher Zeit aller Driftlinien zu Linien gleicher Driftzeit (Isochronen) zu verbinden.

4.1.3 Ausführung des Programms

Die Rechnungen erfolgten auf Großrechnern vom Typ 3081K von IBM des DESY - Rechenzentrums. Eine Ausgabe der Linienbilder ist dort auf Graphikplottern möglich.

Berechnet wurde ein Drahtsegment einer Spiralkammer nach Abbildung 3.3 für verschiedene elektrische Felder:

1. $E \approx 257 \frac{V}{cm}$ [$U_1 = -1258 V$, $U_2 = -1892 V$, $U_3 = -2972 V$ und $U_P = -1800 V$]
2. $E \approx 650 \frac{V}{cm}$ [$U_1 = -1400 V$, $U_2 = -3197 V$, $U_3 = -5893 V$ und $U_P = -1800 V$]

Zugrunde gelegt wurde eine Anordnung, wie sie in Abb. 3.2 vorgestellt worden ist. Der Mittelpunkt dieser Abbildung wird als Koordinatenursprung verwendet.

Da die Computerrechnungen der Felder nach den beschriebenen Methoden sehr zeitintensiv sind und der Speicherplatz quadratisch mit der Anzahl der Drähte steigt, war es nicht möglich, für zwei nebeneinanderliegende Segmente das vollständige Feld zu errechnen, um den Feldliniendurchgriff zwischen den Segmenten untersuchen zu können.

Der Startpunkt der Berechnungen ist der Signaldraht. Gebiete in der Kammer, deren Feld- und Driftlinien nicht auf diesem Draht enden, werden bei der Berechnung nicht erfaßt. Daher kann man die Spiralkammer auf Gebiete untersuchen, in denen driftende Elektronen nicht nachgewiesen werden (Tote Zonen des Teilchennachweises in Abb. 4.17).

Nach den beschriebenen Grundprinzipien wurden folgende Punkte untersucht und in den nachfolgenden Kapiteln behandelt:

- Berechnung und Darstellung der Driftlinien und Isochronen
- Abhängigkeit der Feldhomogenität von zugeführten Spannungen
- Einfluß des Magnetfeldes auf die Driftlinien
- Inhomogenitäten durch gerissene Drähte
- Änderung der Feldstärke durch Positionierungsfehler der Kathodendrähte.

Es wurden die Auswirkungen dieser Punkte auf die Driftlinien bei einem Magnetfeld \vec{B} für einen nominalen Lorentzwinkel von $\alpha_L = 15^\circ$ untersucht. Die folgenden Abbildungen zeigen die Driftlinien von Elektronen (Ausnahmen sind angegeben). Die Berechnung der Felder erfolgt, wie in Kapitel 4.1.1 hergeleitet, in der x-y-Ebene (zweidimensionales Problem). Bei dem hier verwandten rechtshändigen Koordinatensystem verläuft die z-Richtung senkrecht aus der "Papierebene" (bezogen auf die folgenden Querschnittsabbildungen) heraus. Durch die Wahl der Krümmungsrichtung der Spirale (Abb. 3.3) muß das Magnetfeld in negativer z-Richtung, d.h. senkrecht in die "Papierebene" hinein, verlaufen:

$$\vec{B} = (0, 0, B_z), \quad B_z < 0$$

Als Kammergas wurde ein Gasgemisch von Argon, Methan und Kohlendioxid im Verhältnis 89.1 % : 1 % : 9.9 % bei einem Druck p mit $p = 1 \text{ bar}$ angenommen [16]. Die Driftkurve (in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke) für dieses Gasgemisch ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

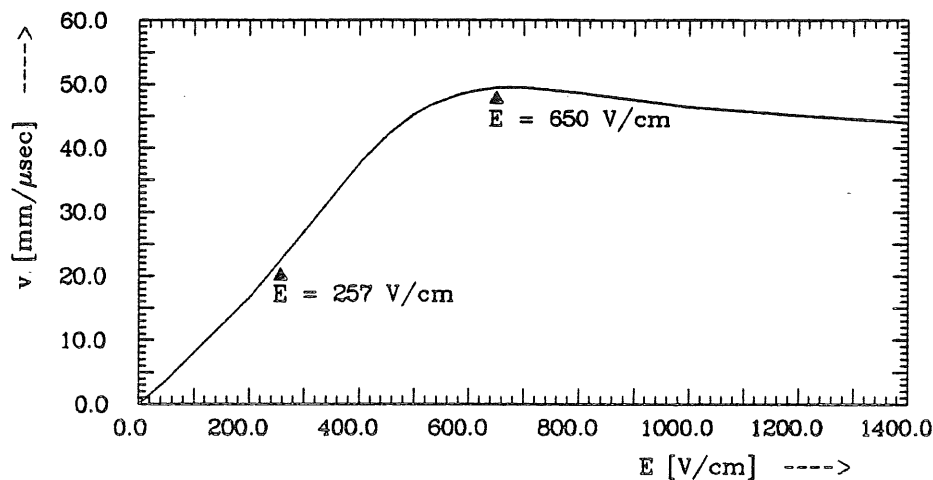


Abbildung 4.4: Driftgeschwindigkeit für Argon-Methan-Kohlendioxid im Verhältnis 89.1% : 1% : 9.9% in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke E für $p = 1$ bar

4.2 Driftlinien, Isochronen und Feldlinien

Um einen Eindruck von der Lage der elektrischen Feld- und Driftzellen in einer spiralförmigen Jetkammer zu bekommen, wurden die Trajektorien (Driftlinien) von Elektronen, die Linien gleicher Driftzeit (Isochronen) in einem Driftraum und die elektrischen Feldlinien berechnet.

4.2.1 Erläuterungen

Da im Text neue Begriffe vorkommen, werden diese hier kurz erläutert:

1. **Driftzelle:** Der gesamte Bereich des Raumes, der von Driftlinien ausgefüllt wird, die zu demselben Signaldraht verlaufen (insgesamt 41 Driftzellen).
2. **Elektrische Feldzelle:** Dieselbe Definition wie in 1 bezogen auf den Verlauf der elektrischen Feldlinien.
3. **Driftraum:** Definiert nach Abb. 2.1; es gilt nur die Einschränkung auf die rechte, bzw. linke Seite des Signaldrahtes. Eine Driftzelle besteht also aus zwei Drifträumen, einem rechten und einem linken.
4. **Elektrischer Feldraum:** Dieselbe Definition wie in 3 bezogen auf den Verlauf der elektrischen Feldlinien.
5. **homogener Kammerbereich:** Der Teil der Driftzellen im Kammersegment, in denen gleichmäßige Driftlinienführungen und gleichmäßige elektrische Feldstärken vorliegen (siehe Kap. 4.3.3).
6. **homogener Driftbereich:** Der Teil des Driftraumes, in dem eine gleichmäßige Driftlinienführung und gleichmäßige elektrische Feldstärken vorliegen (siehe Kap. 4.3.3).

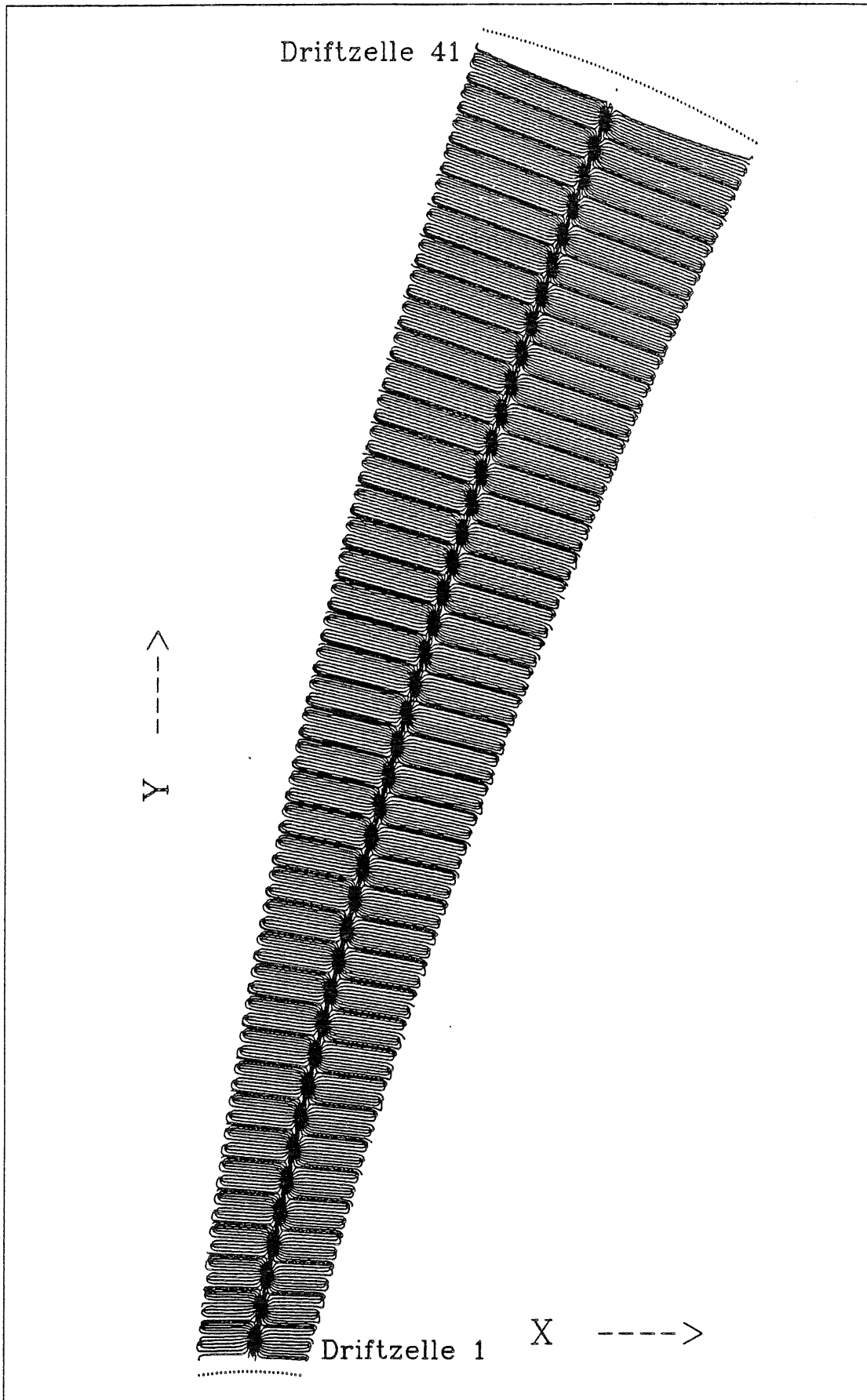


Abbildung 4.5: Driftlinien der Driftzellen 1 - 41 eines kompletten Segmentes

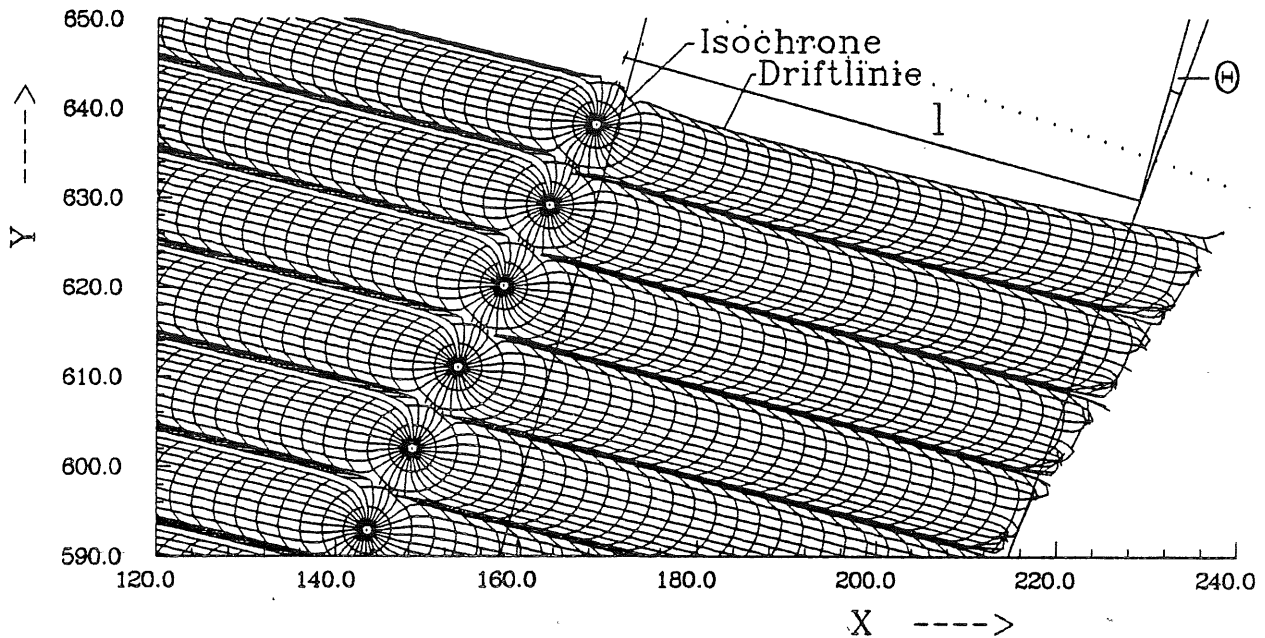


Abbildung 4.6: Driftlinien und Isochronen in einem Ausschnitt der Spiralkammer, sowie zwei vom Ursprung kommende, Teilchenbahnen

4.2.2 Driftlinien und Isochronen

Abbildung 4.5 zeigt die Driftlinien eines kompletten Segmentes mit insgesamt 41 Driftzellen. Man kann deutlich erkennen, daß sowohl die unteren als auch die oberen Driftlinien (vereinfacht) annähernd parallel zu den kreisförmig angeordneten inneren (unten) und äußeren (oben) Abschlußdrähten verlaufen. Dies ist der erwartete Verlauf der Driftlinien für eine Kompensation des Lorentzwinkels. Abbildung 4.6 stellt in einem Ausschnitt die Driftlinien und Isochronen (Abstand der Isochronen $i = 50 \text{ nsec}$) dar, sowie zwei vom Ursprung radial nach außen verlaufende Teilchenbahnen (Der in Abb. 4.6 über der 41. Driftzelle liegende Draht ist ein Potentialdraht mit $100 \mu\text{m}$ Durchmesser und einem Potential U mit $U = 0 \text{ V}$). Der Abstand der Bahnen vom Signaldraht ist mit l bezeichnet, der Winkel zwischen den Teilchenbahnen und der Normalen der Tangenten an die Kreisbögen durch den Signaldraht (siehe auch Kap. 2.4.3) mit θ . Der maximale Abstand l einer Teilchenbahn vom Signaldraht beträgt $l \approx 68 \text{ mm}$. Daher variiert θ für $0 \leq l \leq 68 \text{ mm}$ im Bereich $0 \leq \theta \leq 6^\circ$. Dies führt zu:

$$\frac{\Delta \cos \theta}{\cos \theta_0} \leq 0.6 \% \quad (4.43)$$

und damit zu einem vernachlässigbaren Fehler in der Verschlechterung der Ortsauflösung nach Gleichung 2.10 und 2.24.

4.2.3 Elektrische Feldlinien

Die elektrischen Feldlinien stehen senkrecht zur Tangente an die spiralförmige Signal-Potentialfläche. Abbildung 4.7 zeigt für einen Ausschnitt des Segmentes den Verlauf der elektrischen Feldlinien. Der Winkel α_L zwischen den Feld- und Driftlinien (siehe Abb. 4.6) beträgt $\alpha_L = 15^\circ$ und ist der vorgegebene Lorentzwinkel.

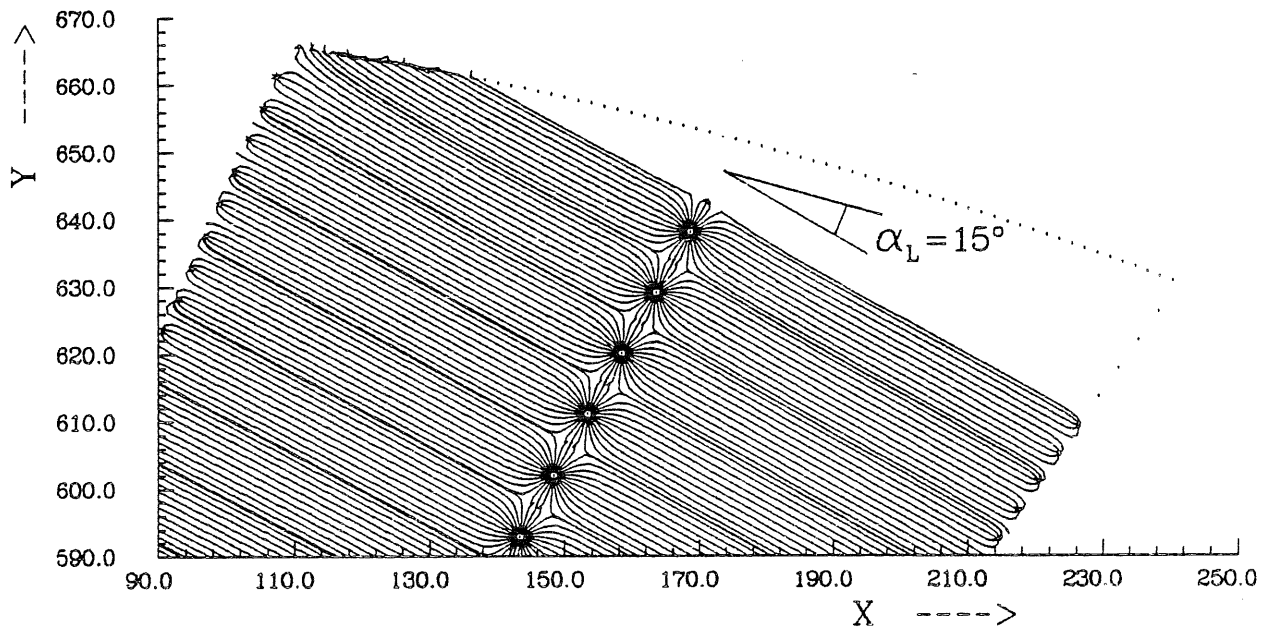


Abbildung 4.7: Verlauf der elektrischen Feldlinien in einem Ausschnitt der Spiralkammer

Für die Randzellen sind Veränderungen der Feldhomogenität zu erwarten, da die Feldlinien auf die Feldabschlußdrähte treffen (siehe Kap. 4.3.3).

Der feldfreie Raum in Abbildung 4.7 ist ein Bereich, in dem die dort verlaufenden elektrischen Feldlinien nicht auf einem Signaldraht enden und daher nicht dargestellt werden (Kap. 4.1.2 und 4.1.3). Dieses Gebiet wird aber von Driftlinien ausgefüllt ($B \neq 0$), wie aus Abbildung 4.6 ersichtlich ist.

Für den Fall $B = 0$ sind die elektrischen Feldlinien und die Driftlinien identisch. In dem bezeichneten Gebiet der Kammer (Abb. 4.7) ist dann kein Teilchennachweis mehr möglich (siehe hierzu Kap. 4.4.1).

4.3 Feldhomogenität und Feldstärke

Um über das gesamte Spiralkammersegment ein homogenes Feld und eine gleichmäßige Feldstärke zu erzielen, wurde die Abhängigkeit des Feldes von den anliegenden Spannungen untersucht (siehe Abb. 3.3).

Die zugeführten Spannungen U_1, U_2, U_3 legen die Stärke und die Homogenität des elektrischen Feldes fest. U_2 und U_3 bestimmen die Feldstärke. In Verbindung mit der Spiralgeometrie ergeben sich dabei Effekte, die in Kapitel 4.3.5 behandelt werden. Außerdem wurde geprüft, inwieweit die elektrische Feldstärke auf der Signaldrahtoberfläche von der Potentialspannung U_P und der mittleren elektrischen Feldstärke in der Kammer abhängt. Damit lassen sich Aussagen über Veränderungen in der Gasverstärkung im Bereich der Signaldrahtoberflächen bei Änderungen der Potentialspannung und des elektrischen Feldes machen.

4.3.1 Einfluß der Spannung U_1

Die inneren und äußeren Feldabschlußdrähte (Abb. 3.3) stabilisieren den Feldverlauf in der Nähe dieser Drähte, indem sie einen weiteren Driftzellenverlauf simulieren. Dementsprechend ist U_1 so zu wählen, daß die Randdriftzellen 1 und 41 weiterhin parallele Driftlinienstruktur besitzen.

Die Untersuchungen ergaben, daß sich die Drifträume der Randzellen verbreiterten, wenn U_1 zu groß gewählt wurde. Bei zu kleinem U_1 wurden sie schmaler. Die Abbildungen 4.8

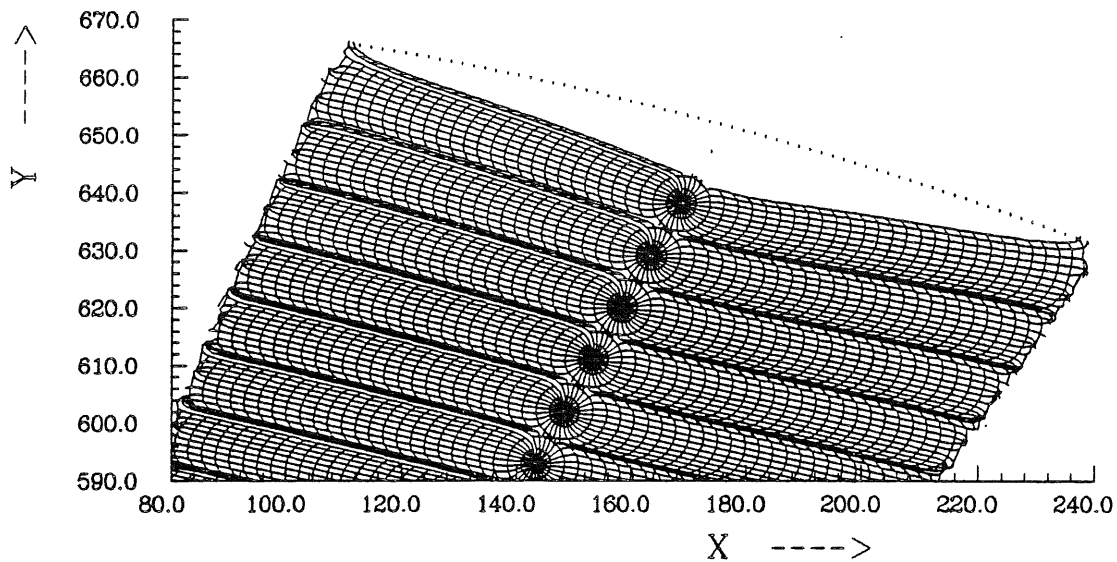


Abbildung 4.8: Verzerrung der Feldstruktur durch Verbreiterung des Driftraums 41 am oberen Kammerrand bei zu groß gewählter Spannung U_1

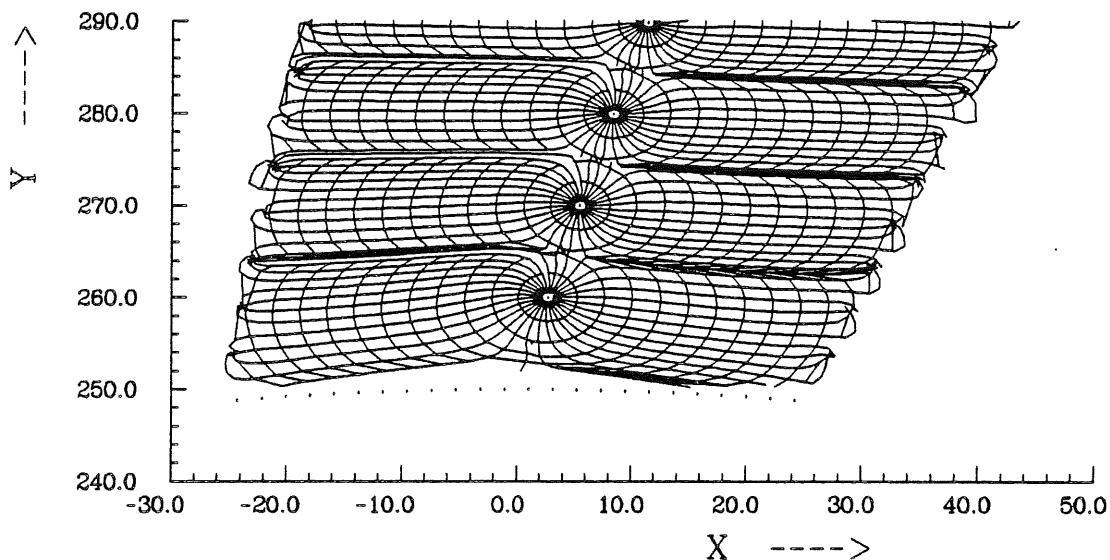


Abbildung 4.9: Verzerrung der Feldstruktur durch Verbreiterung des Driftraums 1 am unteren Kammerrand bei zu groß gewählter Spannung U_1

und 4.9 zeigen die Verzerrungen der Feldstruktur bei zu groß (Verbreiterung des Driftraumes) und Abb. 4.6 die Feldstruktur bei richtig gewählter Spannung U_1 mit:

$$U_1 \neq U_P \quad \text{und} \quad U_1 \neq 0V$$

Um die Signal-Potentialfläche bildet sich ein effektives mittleres Potential, das als U_1 an die Feldabschlußdrähte anzulegen ist, mit

$$U_P \leq U_1 \leq 0$$

Empirische Rechnungen haben eine Abhängigkeit von U_1 und U_P ergeben, die sich mit folgendem Ansatz gut beschreiben läßt:

$$U_1 = -a_1 \cdot E + b_1 \cdot U_P - C_1 \quad (4.44)$$

$$a_1 = 0.36 \text{ cm} \quad b_1 = 0.5 \quad C_1 = 266 \text{ V}$$

Mit Hilfe der Gleichung 4.44 kann man die Spannung U_1 bei gegebener Potentialspannung und gewünschtem Feld für eine homogene Feldstruktur wählen.

4.3.2 Mittleres elektrisches Feld

Die Feldstärke und Feldverteilung im Spiralkammersegment innerhalb der Driftzellen entlang des Driftwegs der Elektronen wird von den Spannungen U_2 und U_3 bestimmt. Ziel der Spannungswahl ist ein homogenes Feld mit:

- annähernd gleicher mittlerer elektrischer Feldstärke in allen Drifträumen
- gleicher Feldstärke entlang des Driftwegs bis zum Nahbereich der Signaldrähte

Durch schrittweises Variieren von U_2 bei festem U_3 wurde U_2 so gewählt, daß sich ein annähernd gleiches mittleres elektrisches Feld über alle Drifträume ergab (siehe Abb. 4.10). Gemittelt wurde über den homogenen Driftbereich der Drifträume (Die Ausmaße dieser

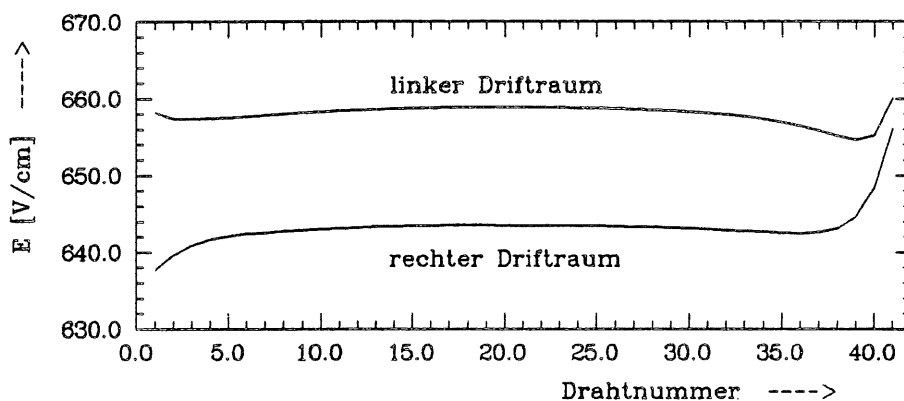


Abbildung 4.10: Mittlere elektrische Feldstärke E [V/cm] des homogenen Driftbereiches für den rechten und linken Driftraum aller 41 Driftzellen

homogenen Bereiche werden in Kapitel 4.3.3 beschrieben). Auffallend sind dabei die Unterschiede der Feldstärke in den Drifträumen rechts und links des Signaldrahtes.

Zur quantitativen Spannungsbeschreibung wurde die Variation für verschiedene U_3 wiederholt. Eine Auswertung der Daten ergab eine gute Beschreibung von U_2 und U_3 durch den Ansatz:

$$U_{2,3} = -a_{2,3} \cdot E + b_{2,3} \cdot U_1 - C_{2,3} \quad (4.45)$$

mit den Koeffizienten:

$$\begin{array}{ll} a_2 = 3.14 \text{ cm} & a_3 = 7.25 \text{ cm} \\ b_2 = 0.5 & b_3 = 0.5 \\ C_2 = 456 \text{ V} & C_3 = 480 \text{ V} \end{array}$$

Zusammen mit der Gleichung 4.44 lassen sich die Spannungen U_1, U_2, U_3 bei gegebenen Feld E und Potential U_P berechnen.

An den Randzellen 1 - 4 und 38 - 41 (Abb. 4.10) ändert sich die mittlere Feldstärke. Hier machen sich Randeffekte bemerkbar, die eine Einschränkung des homogenen Kammerbereichs bedeuten (siehe Kap. 4.3.3).

4.3.3 Feldstärkeverlauf in den Driftzellen

Zur Analyse des Verlaufs der elektrischen Feldstärke in den Driftzellen wurde zu einer Driftlinie in jeder Zelle die Feldstärke in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht in ein Diagramm eingetragen. Dabei lassen sich 2 Bereiche unterteilen:

- homogener Kammerbereich mit den Driftzellen 4 - 37 (Abb. 4.11)
- Randbereich mit den Driftzellen 1 - 3 und 38 - 41 (Abb. 4.12)

Im homogenen Kammerbereich ist der Verlauf der elektrischen Feldstärke gleichmäßig und es läßt sich ein homogener Driftbereich für jede Driftzelle definieren (Abb. 4.11):

- 10 mm vom Signaldraht bis 5 mm vor den Kathodendrähten

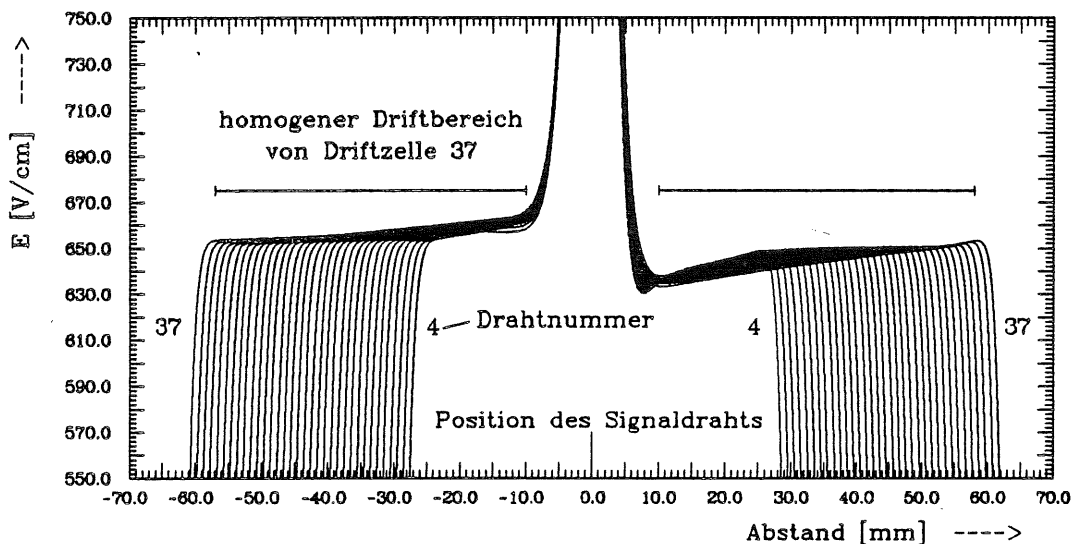


Abbildung 4.11: Änderung der Feldstärke in den Drifträumen in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht für die Driftzellen 4 - 37. Als Beispiel ist der homogene Driftbereich der Driftzelle 37 eingezeichnet

Außerhalb dieses Bereichs machen sich andere Einflüsse bemerkbar, auf der einen Seite die durch Drähte simulierte Kathodenfläche und auf der anderen Seite das radialsymmetrische

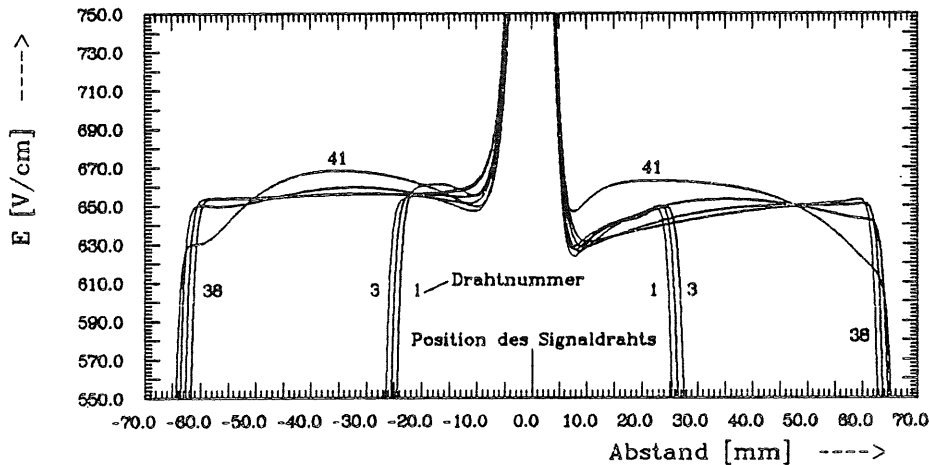


Abbildung 4.12: Änderung der Feldstärke in den Drifträumen in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht für die Driftzellen 1 - 3 und 38 - 41

Feld des dünnen Signaldrahtes mit der steigenden Feldstärke.

In den Zellen des Randbereichs (Abbildung 4.12) zeigt sich aufgrund der Feldabschlußdrähte ein nicht mehr gleichmäßiger Verlauf der Feldstärke über den Driftweg.

Anmerkung Die elektrische Feldstärke eines zwischen zwei Drähten verschiedenen Potentials aufgebauten Feldes verläuft in einer typischen Wannenform, d.h. es erfolgt ein starker Anstieg im Bereich der Drähte mit einem konstanten, niedrigen Verlauf der Feldstärke dazwischen.

Bei einer durch einzelne Drähte mit festem Abstand simulierten Kathodenfläche ist die elektrische Feldstärke zwischen den Kathodendrähten niedriger als in der Nähe der Drähte und niedriger als in der Kammer. Es gibt Driftlinien, die in Richtung auf das Gebiet zwischen den Kathodendrähten verlaufen, um dann auf den Drähten zu enden (siehe Abb. 4.6). Dadurch kann es zu einer starken Reduzierung der Feldstärke kommen.

Für die folgenden Diagramme, in denen die Änderung der elektrischen Feldstärke in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht gezeigt ist, wurde ein Mindestabstand zur Kathodenfläche im Computerprogramm vorgegeben. Durch die Lage der untersuchten Driftlinien, die etwa auf die Mitte zwischen je zwei Kathodendrähte zulaufen, kommt es daher nicht zu der erwarteten Wannenform in Abbildung 4.11 und den folgenden Abbildungen.

Der homogene Driftbereich

Im Kammersegment wurden bei der Analyse der Feldverteilung zwei Effekte entdeckt, die für den homogenen Kammerbereich näher untersucht wurden (Abb. 4.11):

1. Linear verlaufende Feldstärkeänderungen innerhalb der Drifträume, der Gradient der Änderung zeigt einmal in Richtung auf den Signaldraht und für den anderen Driftraum auf die Kathodenfläche.
2. Die Feldstärke in beiden Drifträumen jeder Driftzelle ist verschieden.

Berechnungen ergaben folgende Resultate unabhängig von der Feldstärke:

1. Innerhalb der Driftraumseiten ändert sich die Feldstärke im Mittel um 2.5 % zwischen Signaldraht und Kathodenfläche.
Es wurde eine Gerade an den Kurvenverlauf der elektrischen Feldstärke im homogenen Driftraum angepaßt, zum Signaldraht und zur Kathodenfläche verlängert und die an diesen beiden Stellen ermittelten Feldstärkewerte verglichen (Die Anpassung ist notwendig, da sich die Feldstärke in Drahtnähe stark ändert).
2. Die über den homogenen Driftbereich beider Drifträume jeder Driftzelle gemittelten Feldstärken differieren im Mittel um 2.4 %.

Beide Ergebnisse lassen sich aus der speziellen Geometrie der Kammer ableiten. Die Behandlung dieses geometrischen Aspekts der Feldstärkeänderung erfolgt im Kapitel 4.3.5.

4.3.4 Feldstärkeverlauf entlang der Driftlinien

Ein Driftraum hat eine Breite b , in der eine Vielzahl von Driftlinien zum Signaldraht verläuft. Abbildung 4.6 z.B. zeigt nur eine begrenzte Zahl von Driftlinien, die über den Raum verteilt sind.

Für jede der Driftlinien eines Felddiagramms (siehe Abb. 4.5) wurde die elektrische Feld-

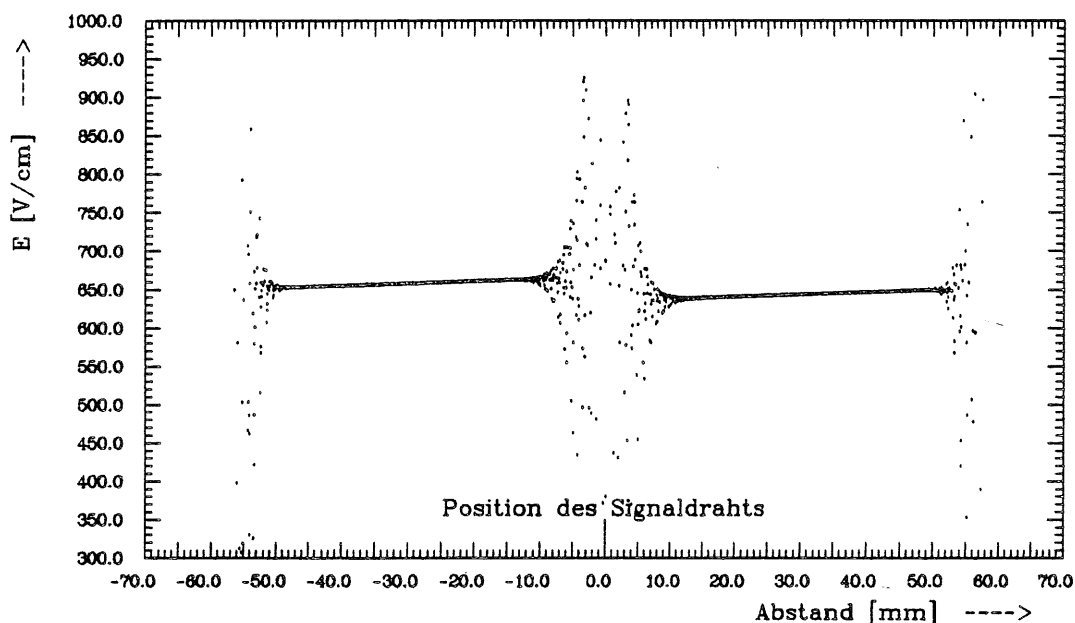


Abbildung 4.13: Verlauf der elektrischen Feldstärke in der Driftzelle in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht als Beispiel für die 30. Driftzelle ($\langle E \rangle = 650 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$)

stärke in Abhängigkeit von der Entfernung zum Signaldraht einer jeden Driftzelle in ein Diagramm eingetragen, um sicher zu sein, daß die in Kapitel 4.3.3 beschriebenen Effekte unabhängig von der gewählten Driftlinie und der mittleren Feldstärke in der Kammer sind.

Abbildung 4.13 zeigt als Beispiel das Ergebnis für die Driftzelle 30 bei $\langle E \rangle = 650 \frac{V}{cm}$. Dies führt zu folgender Aussage:

Im homogenen Driftbereich haben alle Driftlinien einer Driftraumseite annähernd die gleiche Feldstärke

Die beobachteten Effekte (Kap. 4.3.4) sind damit unabhängig von der Driftlinie, wie in der Abbildung 4.13 zu sehen ist.

4.3.5 Wirkung der Spiralgeometrie auf das elektrische Feld

Kapitel 4.3.3 enthält die Beschreibung zweier Effekte, die sich in veränderlichen Feldstärken auswirken. Die Ursachen liegen in der speziellen Geometrie der logarithmischen Spirale. Die folgenden Erläuterungen beziehen sich auf die Punkte 1 und 2 auf Seite 36 im Kapitel 4.3.3.

Zu Punkt 1:

Wenn man die durch Drähte angenäherte Spirale um den Ursprung drehte, so würde jeder Draht eines Spiralbogens einen Kreis beschreiben. Der Abstand zweier Drähte von benachbarten Spiralbögen (z.B. Kathodenfläche und Signal-Potentialfläche), die auf demselben umschriebenen Kreis liegen, ist immer gleich. Dies gilt auch für Driftlinien bei einem Lorentzwinkel $\alpha_L = 15^\circ$. In Abbildung 4.14 sind zwei Driftlinien mit den Längen D_l und D_r dargestellt. Es gilt:

$$D_l \approx D_r$$

Das ändert sich, wenn man die elektrischen Feldlinien betrachtet. Diese stehen in erster Näherung senkrecht auf der Tangente an die Spirale. Abbildung 4.14 stellt dies schematisch dar. Die geometrischen Abstände zwischen Signaldraht

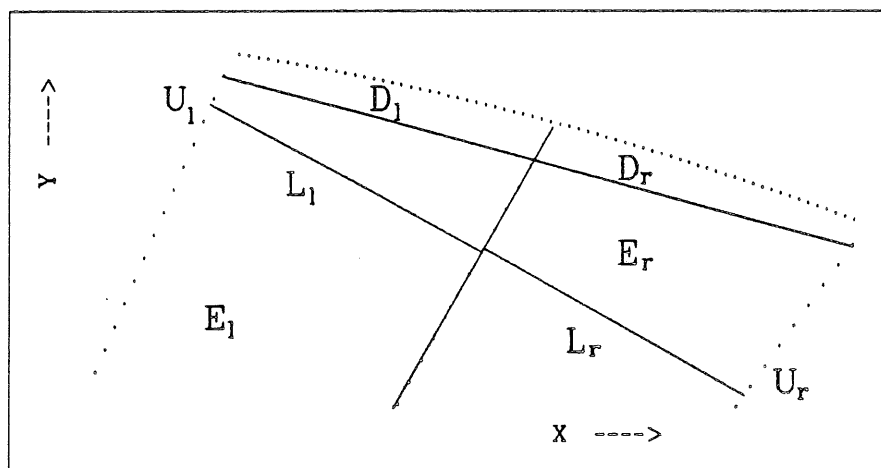


Abbildung 4.14: Längen- und Potentialdifferenzen L und U rechts (r) und links (l) der Signaldrahtfläche in einer Spiralstruktur. Die daraus folgenden Konsequenzen sind im Text beschrieben.

und Kathodenfläche differieren zwischen der rechten Seite L_r und der linken L_l : $L_l > L_r$. Außerdem enden die Feldlinien an Kathodendrähten mit verschiedenen Potentialen U_l und U_r mit: $U_l > U_r$. Rechnungen zu den Längen- und Potentialunterschieden ergaben:

$$\begin{aligned} L_l > L_r &: \quad \left\langle \frac{\Delta L}{L} \right\rangle = 2.5 \% \\ |U_l| > |U_r| &: \quad \left\langle \left| \frac{\Delta U}{U} \right| \right\rangle = 4.7 \% \end{aligned}$$

Für die elektrischen Felder ergibt sich daraus schätzungsweise eine Differenz:

$$E_l > E_r : \quad \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = 2.2 \%$$

Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem in den Feldrechnungen ermittelten Wert.

Zu Punkt 2:

Wie in Abbildung 4.15 erkennbar ist, sind die elektrischen Feldlinien des ersten und des letzten Feldraumes nicht parallel, sondern schließen einen Winkel δ ein und bilden die Form eines Keilausschnitts. Somit hat jede der elektrischen Feldzellen genauso wie die Driftzellen die Form eines Keilausschnitts mit einem eingeschlossenen Winkel $\Delta\delta$. Die Dichte der Feldlinien nimmt zur Keilspitze zu, was eine Erhöhung der effektiven Feldstärke bedeutet. Die eingeschlossenen Winkel $\Delta\delta_i$ der einzelnen Zellen i sind gleich, wie geometrische Rechnungen gezeigt haben. Die Differenz der geometrischen Breite s der Räume an den Kathoden- (s_1) und den Signaldrähten (s_2) ergeben sich im Mittel zu:

$$\frac{\Delta s}{s} \sim 2.6 \%$$

Dies führt zu einer Änderung der elektrischen Feldstärke durch die Änderung der Feldliniendichte um etwa 2.6 %, was in guter Übereinstimmung mit dem ermittelten Wert ist. Die Feldstärke erhöht sich in Richtung der Keilspitze, wie man in Abbildung 4.11 (nach rechts) gut erkennen kann.

Die elektrischen Feldverhältnisse in der Spiralkammer lassen sich mit geometrischen Besonderheiten durch die logarithmische Spirale erklären.

Zwei Effekte überlagern sich zu einem resultierenden Feldstärkeverlauf:

- Die geometrische Keilform bewirkt den linearen Feldanstieg in Richtung der Keilspitze
- Die verschiedenen Längen und effektiven Potentiale, die den elektrischen Feldwert bestimmen, sorgen für verschiedene Feldstärken in den Drifträumen

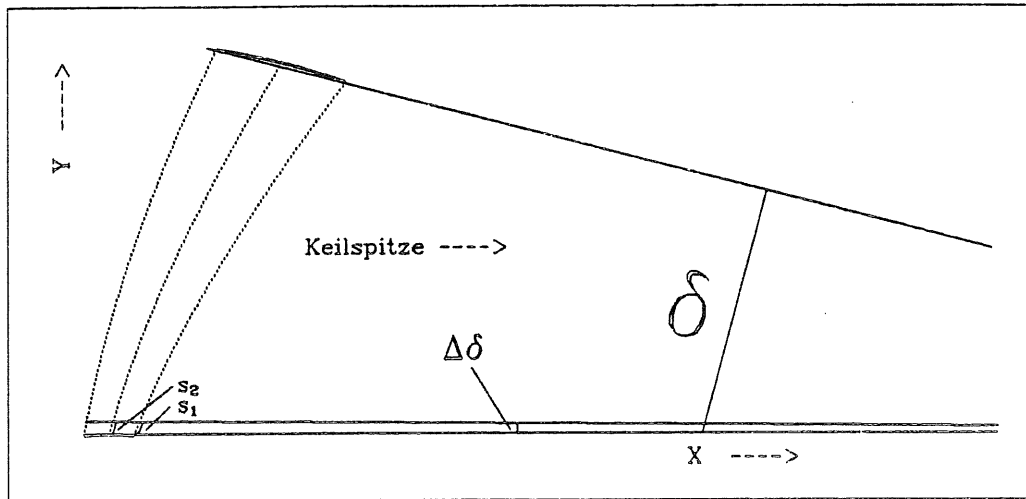


Abbildung 4.15: Schematische Darstellung zur Keilform der Driftzellen und des Kammersegmentes

4.3.6 Feldstärke in Drahtnähe

Um den Einfluß der elektrischen Felder in der Kammer auf die Feldstärke in Signaldrahtnähe zu ermitteln, wurde die Feldstärke von der Drahtoberfläche (Radius $r = 10 \mu m$) bis zu einem Abstand von $100 \mu m$ berechnet und in ein Diagramm eingetragen. Die Ergebnisse für zwei verschiedene mittlere elektrische Feldstärken zeigt Abbildung 4.16.

Die auf der Signaldrahtoberfläche ankommenden Feldlinien haben eine annähernd radial-symmetrische Verteilung. Die Abnahme der Feldstärke ist abhängig vom Abstand mit:

$$E(r) \sim \frac{1}{r}$$

wie auch die beiden Kurven in Abb. 4.16 verlaufen. Es ist eine eindeutige Abhängigkeit

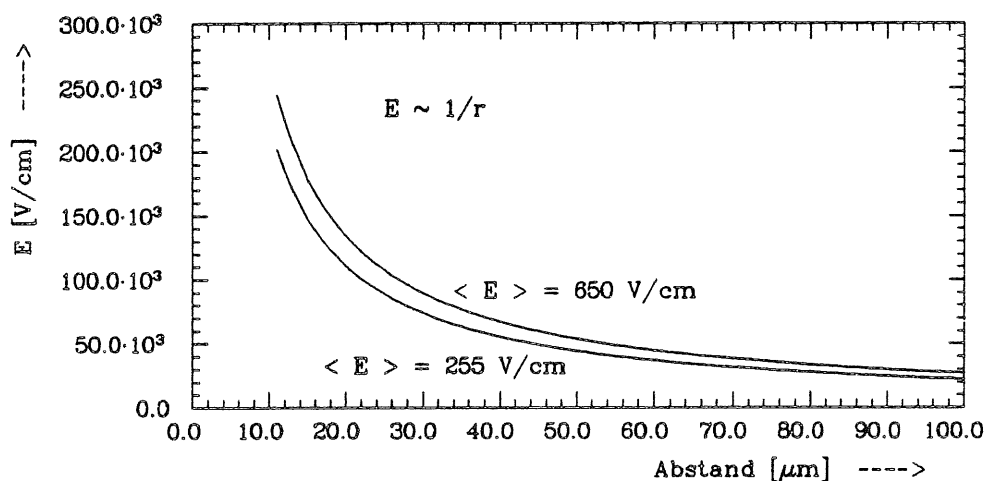


Abbildung 4.16: Feldstärke in Signaldrahtnähe in Abhängigkeit vom Abstand zur Drahtoberfläche für mittlere Feldstärken von $\langle E \rangle = 257 \frac{V}{cm}$ und $\langle E \rangle = 650 \frac{V}{cm}$

der Feldstärke E_0 an der Oberfläche von der Feldstärke E in der Kammer zu erkennen, bei

gleichen Spannungen U_P der Potentialdrähte:

$$E_0(10 \mu m) = 2.06 \cdot 10^5 \frac{V}{cm} \text{ bei } \langle E \rangle = 257 \frac{V}{cm}$$

$$E_0(10 \mu m) = 2.57 \cdot 10^5 \frac{V}{cm} \text{ bei } \langle E \rangle = 650 \frac{V}{cm}$$

Die Oberflächenfeldstärke verringert sich um etwa 20 %, wenn die mittlere elektrische Feldstärke um etwa 61 % gesenkt wird. Daher ist mit einer Reduzierung der Gasverstärkung in Signaldrahtnähe bei reduzierten mittleren elektrischen Feldstärken und gleichbleibenden Spannungen auf den Potentialdrähten zu rechnen.

4.4 Besonderheiten im Magnetfeld

Der Bau der Kammer legt den Lorentzwinkel für eine vollständige Kompensation fest. Dies führt zu Einschränkungen bei der Wahl der Arbeitsbedingungen von E , B und v_D .

Es gibt Orte in einer Driftkammer, an denen sehr kleine Gradienten des elektrischen Feldes herrschen (Sattelpunkte des Potentials und damit lokale Minima im Feld). Beide Punkte werden im folgenden näher behandelt.

4.4.1 Magnetfeldstärke

Die Spiralstruktur ermöglicht für einen Lorentzwinkel eine vollständige Kompensation. Durch die Wahl des Lorentzwinkels α_L sind alle Parameter, von denen α_L abhängt, zueinander in eine feste Beziehung gesetzt:

$$\tan \alpha_L = K_G \cdot \frac{v_D \cdot B}{E} = const \quad (4.46)$$

Bei entsprechender Wahl der Werte ergeben sich die bereits beschriebenen Driftlinien (siehe z.B. Abb. 4.6). Aufgrund der Wahl des Koordinatensystems und der Krümmung der Spirale ist die Richtung des Magnetfeldes festgelegt:

$$\vec{B} = (0, 0, B_z), \quad B_z < 0$$

Für jeden anderen Wert des Magnetfeldes bei sonst gleichen Werten für E und v_D , d.h. für jeden anderen Lorentzwinkel, erfolgt keine vollständige Kompensation. Als Beispiel zeigt Abbildung 4.17 den Verlauf der Driftlinien für ein Magnetfeld entgegengesetzter Richtung mit:

$$\vec{B} = (0, 0, B_z), \quad B_z > 0$$

Es gibt große Bereiche, in denen keine Driftlinien zu den Signaldrähten verlaufen (tote Bereiche des Teilchennachweises) und wo daher der sensitive Kammerbereich kleiner wird. Außerdem werden die Unsicherheiten für die Ortsrekonstruktion wieder größer (siehe Kap. 2.3 und 2.4.2), da der Winkel zwischen Teilchenspur und der Normalen der Driftlinie wächst. Die Vergrößerung der toten Zonen ergibt sich auch bei der Wahl einer mittleren Feldstärke, die nach Gleichung 4.46 nicht auf den gewählten Lorentzwinkel führt.

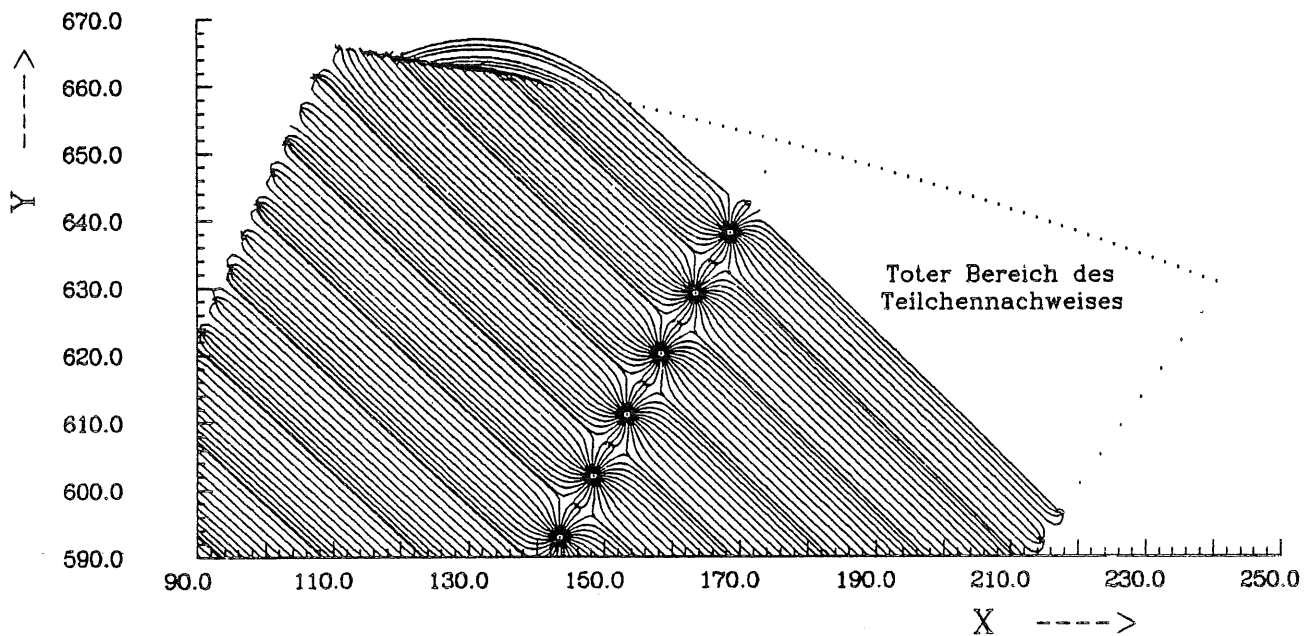


Abbildung 4.17: Ausschnitt des Kammersegmentes mit Driftzellen bei umgepoltem Magnetfeld

4.4.2 Sattelpunkte des Potentials

Beim Betrachten der Abbildungen 4.7 und 4.17 kann man Bereiche in der Nähe der Signaldrähte erkennen, an denen Driftlinien am stärksten ihre Richtung ändern. Diese Punkte heißen Sattelpunkte und bilden Stützpunkte der Driftraumgrenzen. Die Breite b eines Driftraums ist definiert als der Abstand zweier Geraden, die parallel zu den Driftlinien durch diese Punkte verlaufen (siehe Abb. 4.20). Die starke Richtungsänderung der Driftlinien in den Sattelpunkten ließe sich nach Gleichung 2.22 mit sehr geringen elektrischen Feldstärken in diesem Bereich, d.h. geringen Potentialdifferenzen, erklären [8].

Um dies zu verifizieren, wurden die Potentiale und Feldstärken in der Umgebung der Signal-Potentialfläche in dreidimensionale Graphiken eingetragen. Abbildung 4.18 zeigt einen Ausschnitt der Potentialverteilung in der Kammer zwischen Signal-Potential- und Kathodenfläche. Das Potential durchläuft zwischen Potentialdraht und Kathodenfläche einen Sattelpunkt. Ein Sattelpunkt des Potentials bedeutet ein lokales Minimum in der elektrischen Feldstärke und ist dadurch ausgezeichnet, daß der Gradient des Potentials im Sattelpunkt den Wert 0 annimmt:

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi = 0$$

Abbildung 4.19 zeigt für die Umgebung eines Signaldrahtes die Verteilung der elektrischen Feldstärke mit den Sattelpunkten in der Nähe der Potentialdrähte.

Durch die im Umfeld des Sattelpunktes stark variierenden Feldgradienten ($E \rightarrow 0$) ändert sich auch der Lorentzwinkel ($\tan \alpha_L \sim \frac{E}{B}$) bis annähernd 90° (Im Sattelpunkt ist $E = 0 \frac{V}{cm}$ und somit $\alpha_L = 90^\circ$ unabhängig von der Magnetfeldstärke). Es ist möglich, daß driftende Elektronen eingefangen werden und diesen Bereich nicht verlassen können.

Da die Driftraumgrenzen durch Geraden durch die Sattelpunkte parallel zu den Driftlinien gebildet werden, kommt es zu einer Versetzung c der Drifträume rechts und links des Signaldrahtes bei $B \neq 0$ Tesla, d.h. $\alpha_L \neq 0^\circ$ (siehe Abb. 4.20, Abb. 4.21 und im Vergleich

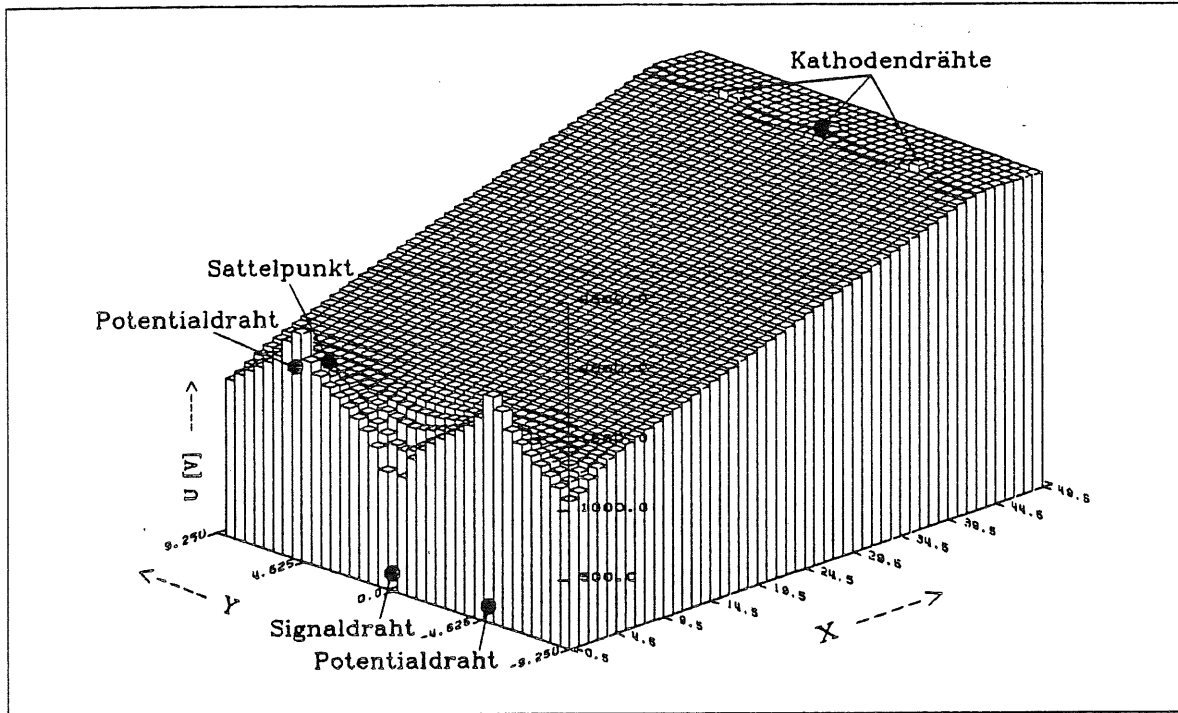


Abbildung 4.18: Ausschnitt der Verteilung des Potentials in der Kammer zwischen Signal-Potential- und Kathodenfläche

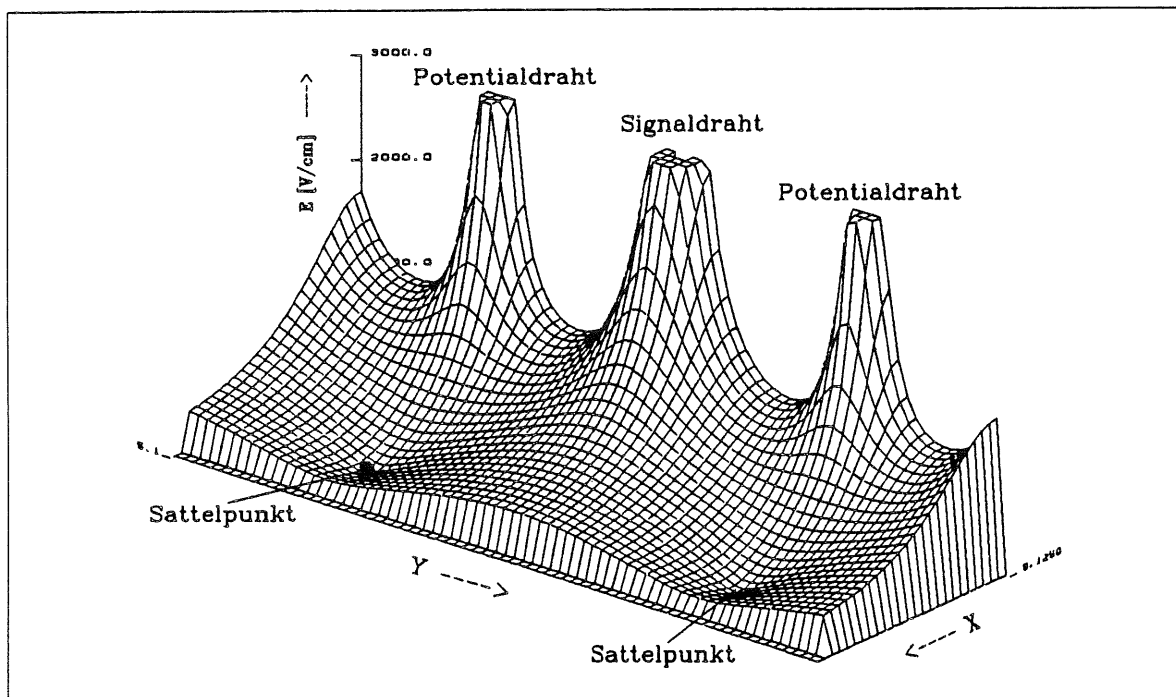


Abbildung 4.19: Ausschnitt der Verteilung der elektrischen Feldstärke in der Umgebung eines Signaldrahtes

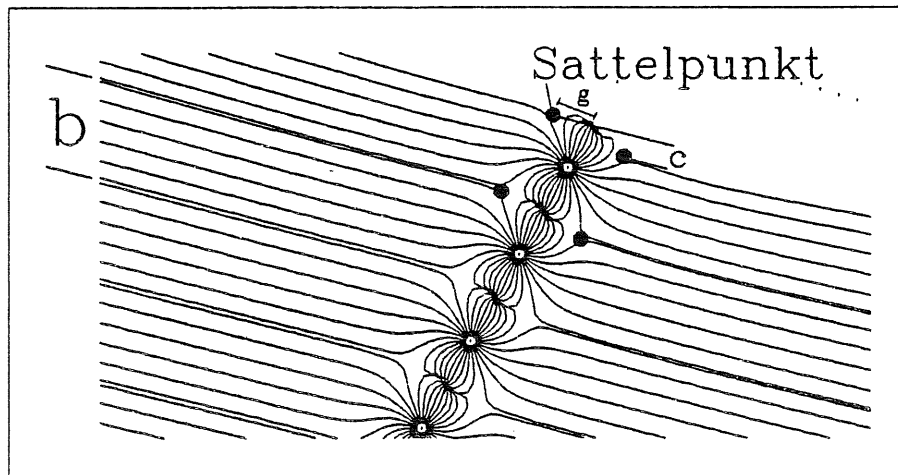


Abbildung 4.20: Breite b und Versatz c der Drifträume in Verbindung mit den Sattelpunkten des Potentials für $\langle E \rangle = 257 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ und $\alpha_L = 15^\circ$

Abb. 4.7 der elektrischen Feldlinien):

$$c = 2 \cdot g \cdot \sin \alpha_L \quad (4.47)$$

Der Abstand g zwischen Sattelpunkt und Potentialdraht ist feldstärkeabhängig und wird mit steigenden elektrischen Feldstärken kleiner.

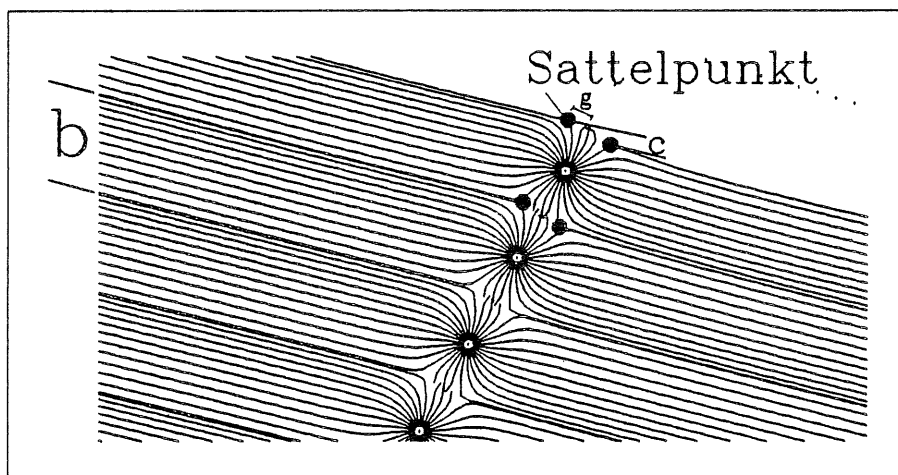


Abbildung 4.21: Breite b und Versatz c der Drifträume in Verbindung mit den Sattelpunkten des Potentials für $\langle E \rangle = 650 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ und $\alpha_L = 15^\circ$

In Abbildung 4.20 ist der Driftraumversatz bei einem mittleren Feld von $\langle E \rangle = 257 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ und $\alpha_L = 15^\circ$ dargestellt. Hier beträgt $c \approx 3 \text{ mm}$. Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.21 die Lage der Sattelpunkte und den Driftraumversatz $c \approx 1.5 \text{ mm}$ bei $\langle E \rangle = 650 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ und $\alpha_L = 15^\circ$. Dieser Versatz der Drifträume einer Driftzelle rechts und links des Signaldrahtes muß bei der Rekonstruktion des Ortes eines Teilchendurchganges berücksichtigt werden, sonst liegen die Spuren systematisch falsch.

4.5 Inhomogenitäten durch gerissene Drähte

Während der Testvorbereitungen sind am Testmodul 2 Signaldrähte gerissen sowie ein Potentialdraht von der Hochspannungsversorgung abgetrennt worden. Dies gab den Anstoß zur Untersuchung des Einflusses von fehlenden Drähten in der regelmäßigen Anordnung auf das elektrische Feld. Folgende Untersuchungen wurden angestellt:

- Veränderungen der Driftlinien und Isochronen
- Veränderungen der Feldstärke zwischen den Drifträumen und im homogenen Driftbereich benachbarter Driftzellen
- Einfluß auf das Feld in Signaldrahtnähe

Die Untersuchungen basieren auf 2 Annahmen:

1. Fehlender Potentialdraht zwischen den Signaldrähten 16 und 17
2. Fehlende Signaldrähte 39 und 40

Zum Vergleich sind die Berechnungen für zwei verschiedene Feldstärken ausgeführt worden ($\langle E \rangle = 257 \frac{V}{cm}$ und $\langle E \rangle = 650 \frac{V}{cm}$).

4.5.1 Fehlender Potentialdraht

Potentialdrähte mit negativem Potential ($U_P = -1800 V$) zwischen den Signaldrähten sorgen für eine Region hoher Feldstärke zur Gasverstärkung in der unmittelbaren Umgebung des Signaldrahtes und haben einen kleinen Einfluß auf die konstante Feldstärke entlang des Driftweges. Bei fehlendem Draht erwartet man eine Reduzierung der Oberflächenfeldstärke auf den Signaldrähten, eine Driftlinienverzerrung der nebenliegenden Driftzellen und nichtkonstante Feldstärken in den Drifträumen. Die Berechnungen haben diese Annahmen bestätigt.

Niedrige Feldstärke ($\langle E \rangle = 257 V/cm$)

Abbildung 4.22 zeigt die Driftlinien und Isochronen in einem Ausschnitt des Kammersegmentes, wo sich der Drahtverlust bemerkbar macht. Die direkt betroffenen Driftzellen 16 und 17 verbreitern sich um bis zu 60 %. Dadurch werden die Driftlinien in den angrenzenden Driftzellen 14 und 15, bzw. 18 und 19 gebogen, und deren Breite reduziert sich um etwa 20 %. Die Verbiegung und Verbreiterung allein würde bereits zu einem falsch rekonstruierten Ort eines Teilchendurchganges führen. Es gibt systematische Abweichungen des rekonstruierten Ortes, die abhängig vom veränderten Verlauf der Trajektorien gegenüber der normalen Driftlinienführung sind.

Außerdem weichen die Feldstärken in den direkt angrenzenden Drifträumen von den mittleren Werten der ungestörten Zellen ab. Abbildung 4.23 zeigt die Feldstärke der Driftzellen 13 - 18 und 28 in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht.

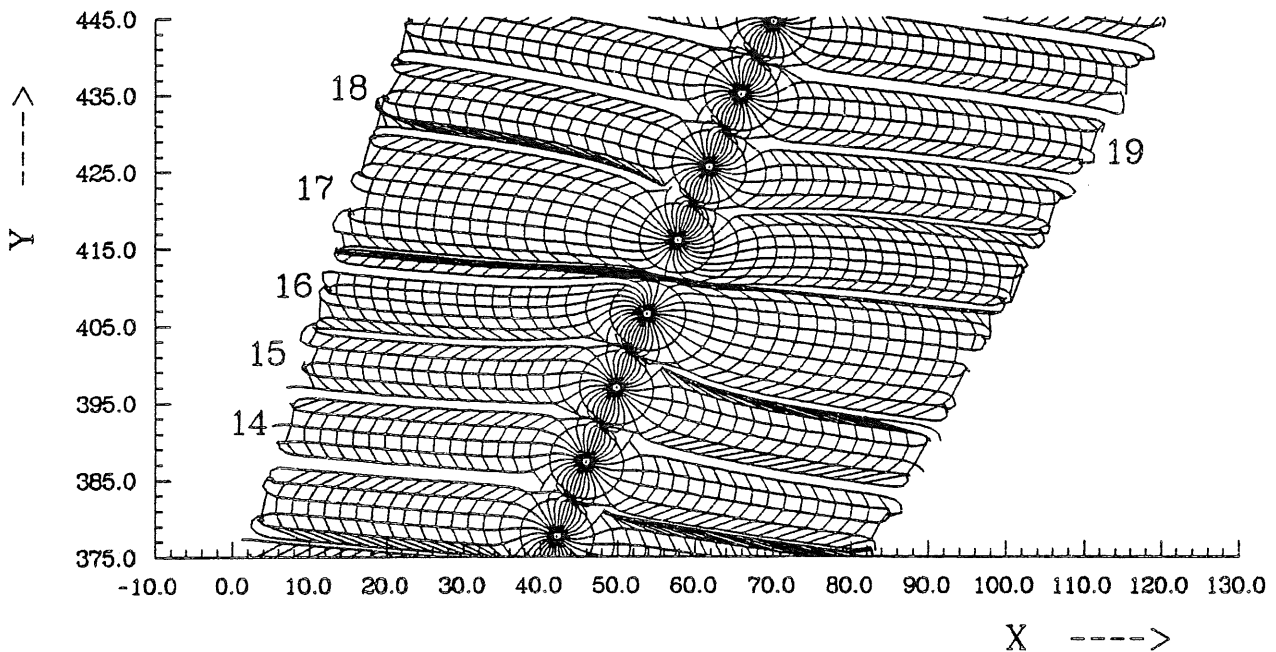


Abbildung 4.22: Trajektorien und Isochronen in der Umgebung des fehlenden Potentialdrahtes zwischen den Signaldrähten 16 und 17 ($\langle E \rangle = 257 \frac{V}{cm}$)

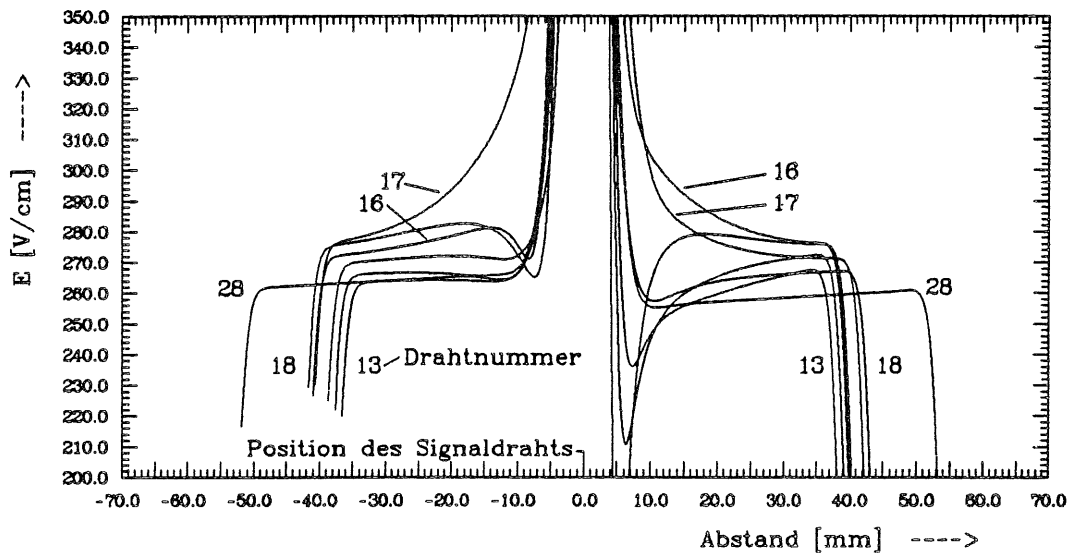


Abbildung 4.23: Feldstärke E (V/cm) in den Driftzellen 13 - 18 (und 28 als Vergleich für den ungestörten Verlauf) in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht bei einem fehlenden Potentialdraht zwischen den Zellen 16 und 17 ($\langle E \rangle = 257 \frac{V}{cm}$)

Die Zellen 15 bis 18 haben gegenüber anderen Zellen (28 als Vergleich) höhere Feldstärken im Mittel um:

- + 7.5 % für die Driftzellen 16 und 17
- + 4.2 % für die Driftzellen 15 und 18

Durch die Verbreiterung der Driftzellen 16 und 17 (Abb. 4.22) ist die Feldliniendichte größer als beim normalen Feldverlauf. Daher ist die elektrische Feldstärke speziell im rechten Driftraum von Zelle 16 und im linken Raum von Zelle 17 höher und steigt zum Signaldraht durch die geringer werdende Breite der Driftzellen schnell an. Die Feldstärke auf der

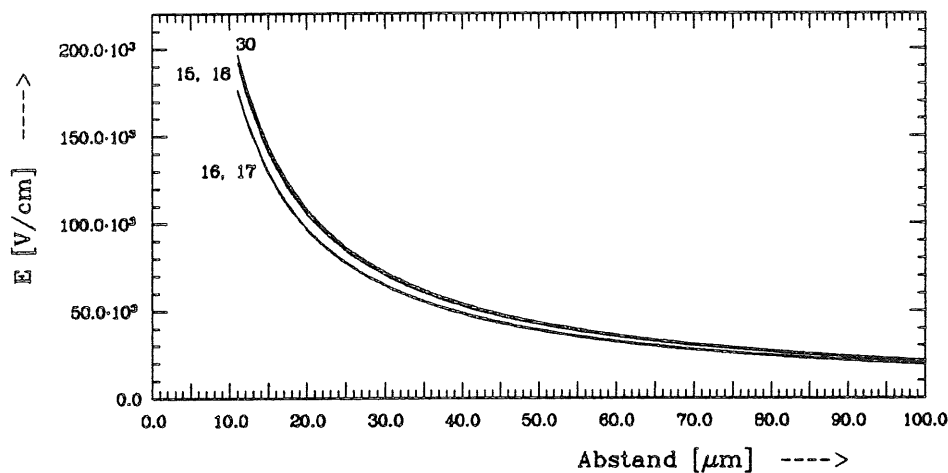


Abbildung 4.24: Feldstärke in Signaldrahtnähe ($\langle E \rangle = 257 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$) in Abhängigkeit vom Abstand zu den Signaldrähten 15 - 18 (und 30 als Vergleich für den ungestörten Verlauf)

Signaldrahtoberfläche reduziert sich um 11 % für die direkt neben der Fehlstelle liegenden Signaldrähte 16 und 17 und um etwa 3 % für die Signaldrähte 15 und 18 gegenüber den mittleren Werten der anderen Signaldrähte. In Abbildung 4.24 ist die Feldstärke in Drahtnähe im Bereich von $10 \mu\text{m}$ (Drahtoberfläche) bis $100 \mu\text{m}$ für die betroffenen Drähte 15 - 18, sowie Draht 30 als Vergleich, in ein Diagramm eingetragen.

Die Folge der Reduzierung der Oberflächenfeldstärke ist eine geringere Gasverstärkung in der Umgebung der Fehlerstelle.

Insgesamt läßt sich sagen, daß ein fehlender Potentialdraht zu starken Feldfehlern in bis zu 4 Driftzellen führt und bei weiteren zweien noch kleine Differenzen festzustellen sind. Durch Feldinhomogenitäten und nichtlineare Feldstärken in dem betroffenen Gebiet wird die Ortsrekonstruktion eines Teilchendurchganges zu größeren systematischen Fehlern führen (siehe Kap. 4.7), wobei die Verbreiterung der Driftzellen den größten Anteil liefert.

Hohe Feldstärke ($\langle E \rangle = 650 \text{ V/cm}$)

Eine Vergleichsrechnung, bei höherer Feldstärke durchgeführt, zeigt eine geringere Beeinflussung der Feldhomogenität (siehe Abb. 4.25). Es ist derselbe Ausschnitt wie in Abb. 4.22 dargestellt. Trotz des fehlenden Potentialdrahtes ergibt sich eine prinzipiell homogene Driftlinienführung mit einer Driftraumverbreiterung um etwa 8 % für die Driftzellen 16 und

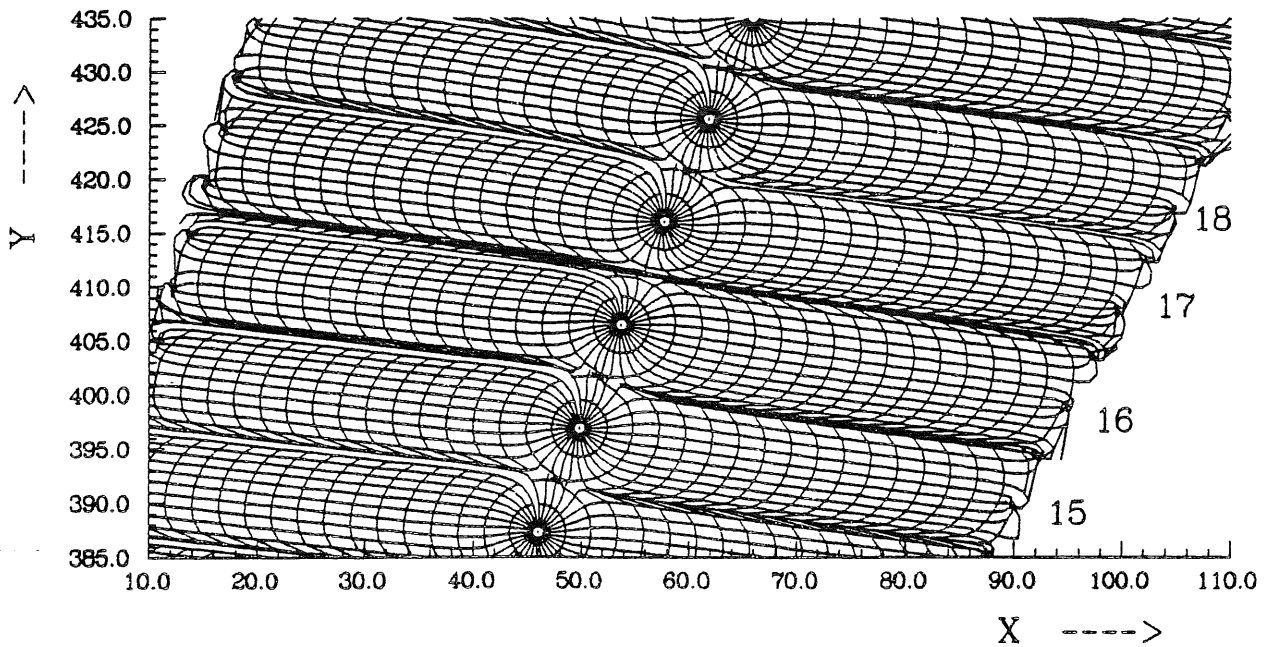


Abbildung 4.25: Trajektorien und Isochronen in der Umgebung des fehlenden Potentialdrahtes zwischen den Signaldrähten 16 und 17 ($\langle E \rangle = 650 \frac{V}{cm}$)

17. Die Driftraumverbiegung der daran anschließenden Zellen ist nur noch minimal. Die gleichmäßigeren Verhältnisse machen sich auch bei der Betrachtung der Feldstärke der Driftzellen in der Umgebung des fehlenden Potentialdrahtes bemerkbar. Abbildung 4.26 zeigt

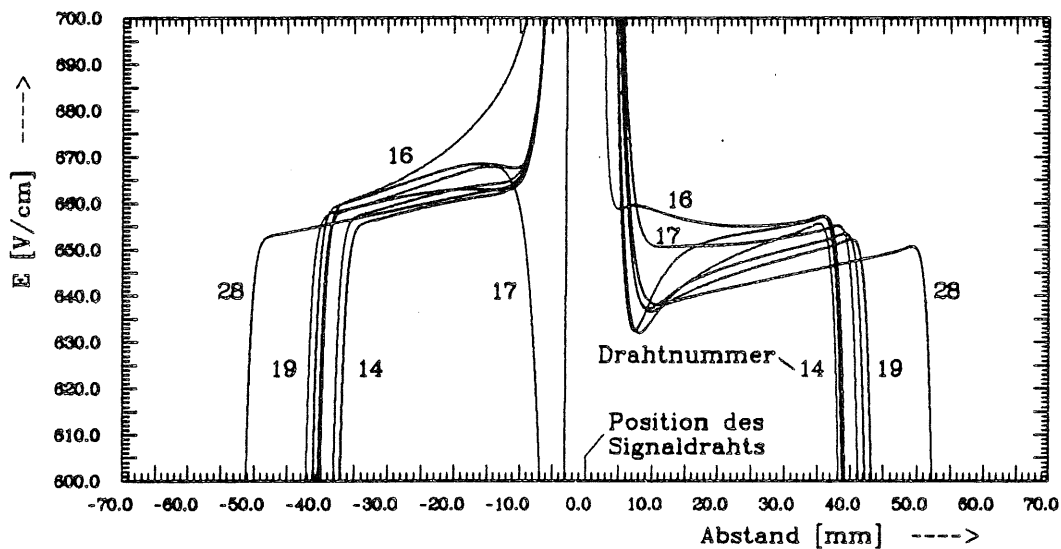


Abbildung 4.26: Feldstärke E (V/cm) in den Driftzellen 14 - 19 (und 28 als Vergleich für den ungestörten Verlauf) in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht bei einem fehlenden Potentialdraht zwischen den Zellen 16 und 17 ($\langle E \rangle = 650 \frac{V}{cm}$)

die Feldstärke in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht der Driftzellen 14 – 19. Die Feldstärke ist im Mittel erhöht:

- um 1.6 % bei den Zellen 16 und 17
- um 0.8 % bei den Zellen 15 und 18

Dagegen gibt es kaum Veränderungen des Feldstärkeverlaufs im homogenen Driftbereich, was ebenfalls darauf hinweist, daß die Drifträume einen weitgehend homogenen Feldverlauf haben. Die Oberflächenfeldstärke der Signaldrähte ist leicht reduziert:

- um 3.5 % für die Signaldrähte 16 und 17
- um 0.7 % für die Signaldrähte 15 und 18

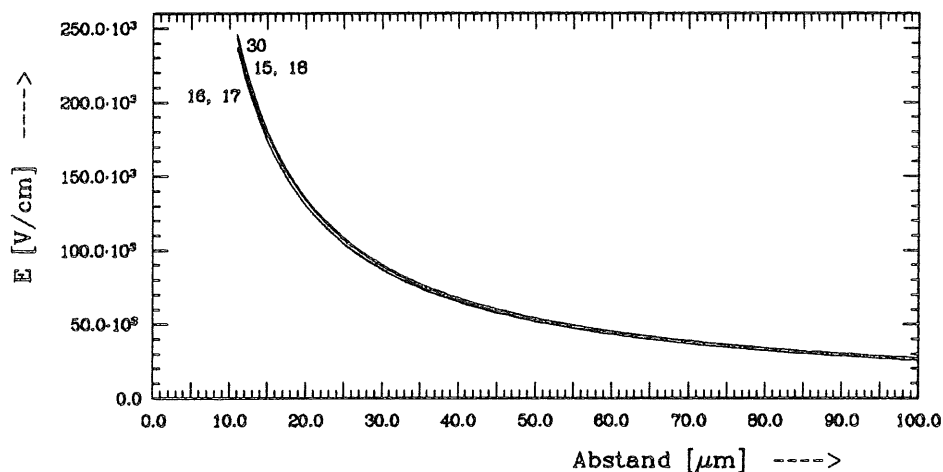


Abbildung 4.27: Feldstärke in Signaldrahtnähe ($\langle E \rangle = 650 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$) in Abhängigkeit vom Abstand zu den Signaldrähten 15 - 18 (und 30 als Vergleich für den ungestörten Verlauf)

In Abbildung 4.27 ist die Feldstärke für den Bereich von $10 \mu\text{m}$ (Drahtoberfläche) bis $100 \mu\text{m}$ Abstand für die Signaldrähte 15 - 18 (mit Draht 30 als Vergleich) dargestellt.

Vergleich

Es zeigt sich, daß ein fehlender Potentialdraht (Spannung des Drahtes $U_P = -1800 \text{ V}$) im Drahtgefüge bei großen elektrischen Feldstärken ($E \sim 600 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$) nur wenig Auswirkungen auf ein homogenes Feld hat. Dies ändert sich, wenn man zu kleineren Feldstärken ($E \sim 200 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$) übergeht. In diesem Fall gibt es stärkere Verzerrungen des Feldes und Änderungen der Feldstärke in den Driftzellen in der Umgebung des fehlenden Drahtes. Desgleichen wird die elektrische Feldstärke in der Nähe der Signaldrahtoberfläche reduziert, was zu einer verringerten Gasverstärkung führt.

4.5.2 Fehlende Signaldrähte

Die Signaldrähte sind die Endpunkte der Feldlinien in dem Segment und liegen auf dem höchsten Potential (Anodendrähte). Ihr Fehlen in der Signal-Potentialfläche sollte starke Auswirkungen auf die Homogenität und die Linearität der Feldstärke in der Umgebung der Fehlstellen haben.

Im folgenden wurde untersucht, wieviel Driftzellen gestört werden und ob diese Störung feldstärkeabhängig ist. Es fehlen die Signaldrähte 39 und 40 des Spiralkammersegmentes.

Niedrige Feldstärke ($\langle E \rangle = 260 \text{ V/cm}$)

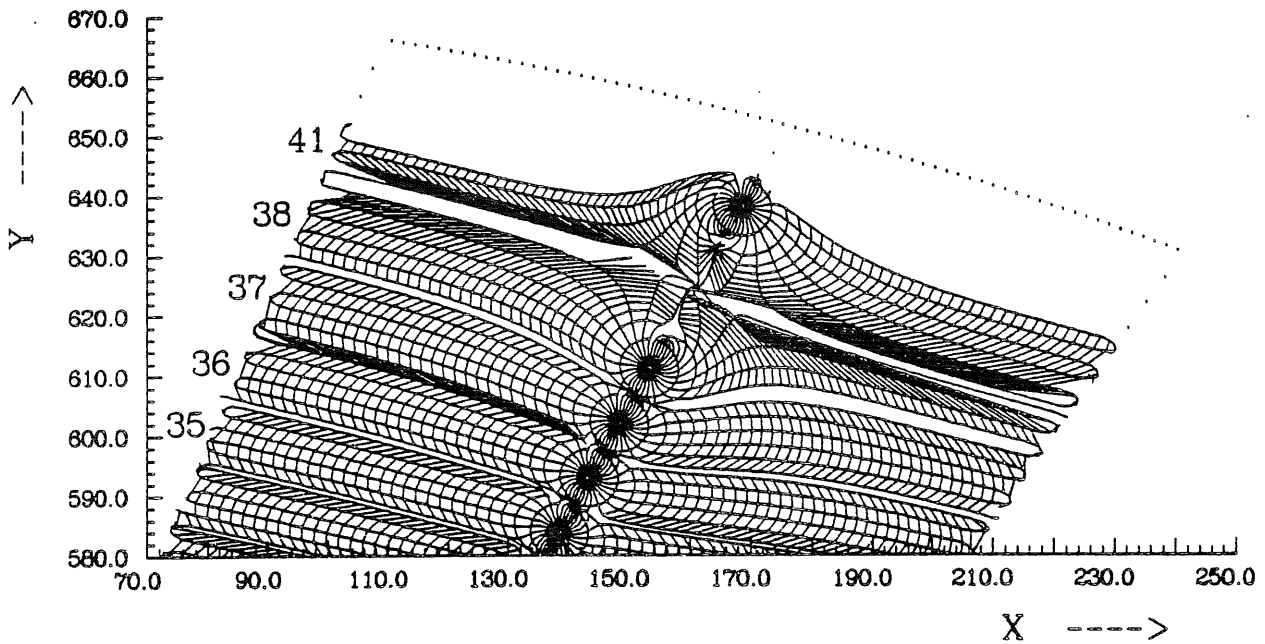


Abbildung 4.28: Trajektorien und Isochronen in der Umgebung der fehlenden Signaldrähte 39 und 40 ($\langle E \rangle = 260 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$)

Abbildung 4.28 stellt die Driftlinien und Isochronen der betroffenen Region dar. Die zu anderen Signaldrähten laufenden Driftlinien haben ihre Lage und Breite geändert. Davon stark betroffen sind die direkt angrenzenden Drifträume 38 und 41. Nachfolgende Räume zeigen auch noch leicht verschobene und verbreiterte Driftbereiche. Zusätzlich zu der räumlichen Lageänderung gibt es noch Änderungen in der Feldstärke, wie Abbildung 4.29 zeigt, beginnend ab Draht 31 in der rechten Driftraumseite. Ab etwa Draht 35 verliert der

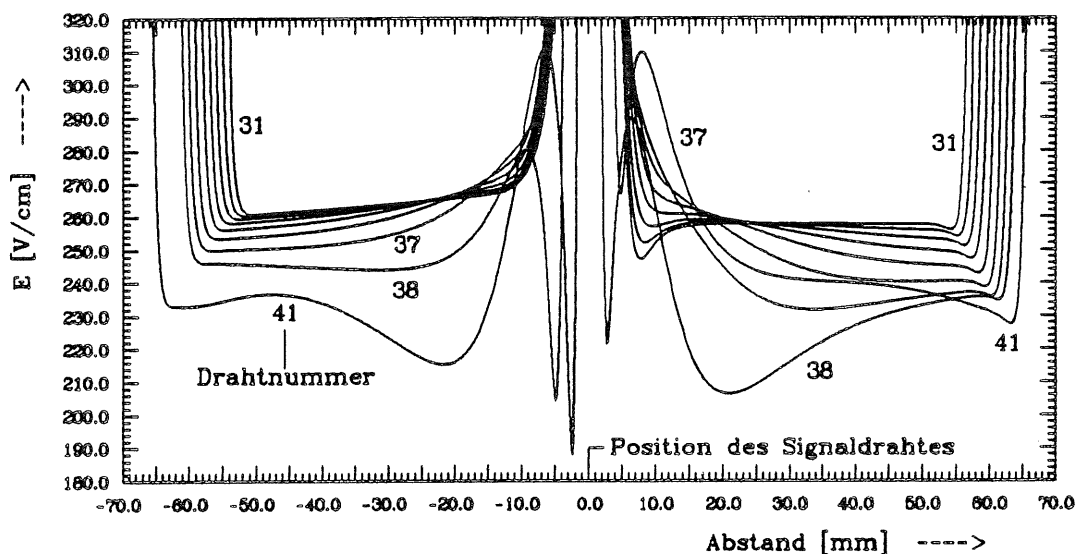


Abbildung 4.29: Feldstärke E (V/cm) in den Driftzellen 31 – 38 und 41 in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht bei fehlenden Signaldrähten 39 und 40 ($\langle E \rangle = 260 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$)

Feldstärkeverlauf seine Linearität im homogenen Driftbereich. Die Feldstärke ändert sich in diesem Bereich teilweise bis 10 % und mehr. Am stärksten

betroffen sind die an die Fehlstellen angrenzenden Driftzellen 38 und 41. Außerdem steigt die Feldstärke in Drahtnähe für diese Drähte an (auf ca. 9 %). Dies führt zu einer höheren Gasverstärkung.

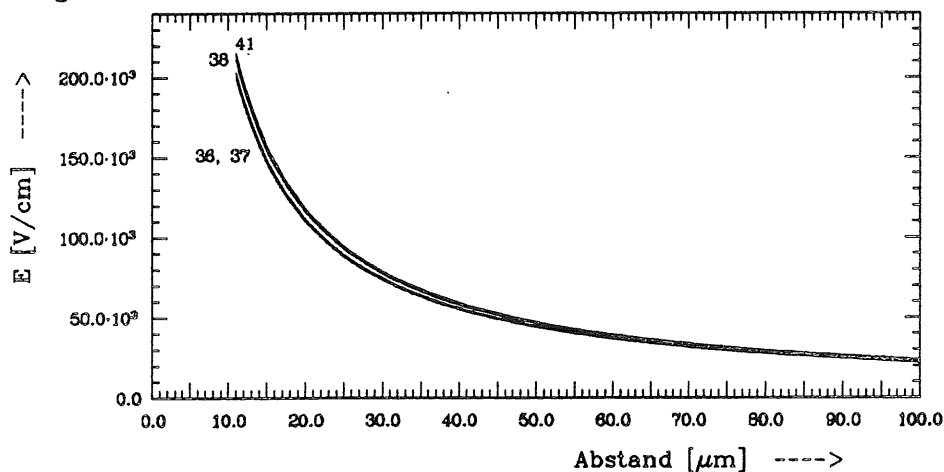


Abbildung 4.30: Feldstärke in Signaldrahtnähe ($\langle E \rangle = 260 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$) in Abhängigkeit vom Abstand zu den Signaldrähten 36 - 38 und 41, der Feldstärkeverlauf in der Nähe der anderen Signaldrähte läßt sich durch die Kurve von Draht 36 beschreiben

Hohe Feldstärke ($\langle E \rangle = 650 \text{ V/cm}$)

Das in Abbildung 4.31 dargestellte Gebiet in der Umgebung der fehlenden Signaldrähte zeigt einen wesentlich gleichmäßigeren Verlauf der Trajektorien als bei niedriger elektrischer

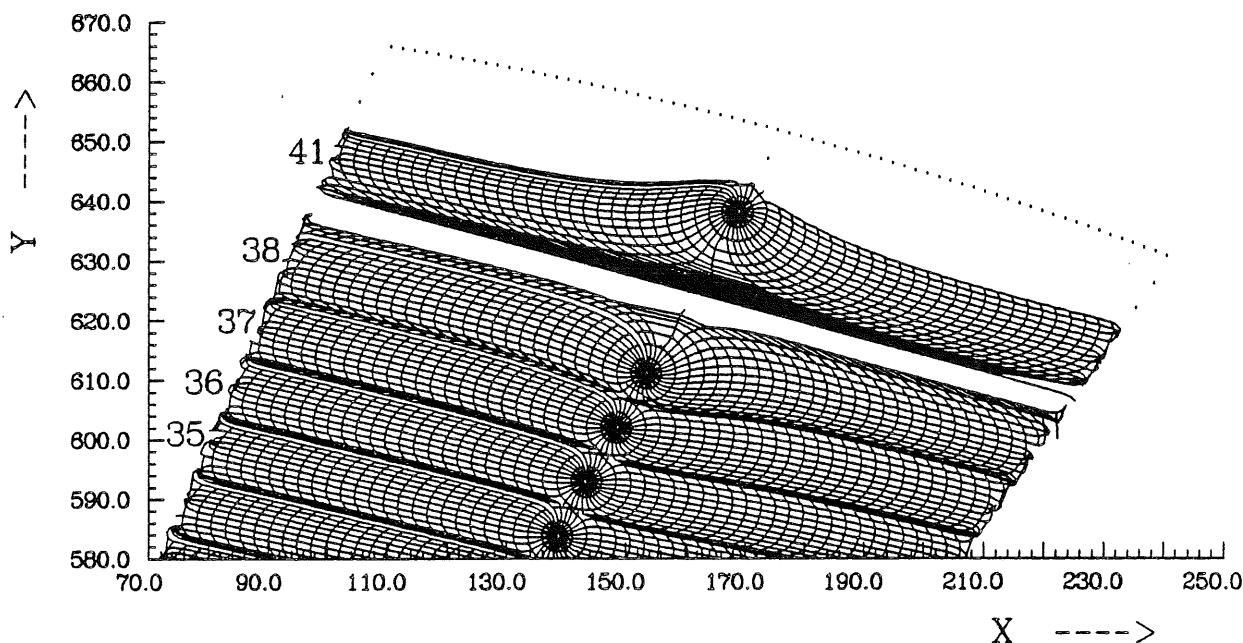


Abbildung 4.31: Trajektorien und Isochronen in der Umgebung der fehlenden Signaldrähte 39 und 40 ($\langle E \rangle = 650 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$)

Feldstärke. Eine Verbreiterung der Driftbereiche beschränkt sich im wesentlichen auf die direkt benachbarten Drifträume 38 und 41, wobei Nummer 41 eine ausgeprägte Lageänderung

zeigt. Dagegen sind die Zellen bis Nr. 37 von einer räumlichen Verlagerung oder breiteren Driftzellen nur unwesentlich betroffen. Bei der Betrachtung der elektrischen Feldstärke des

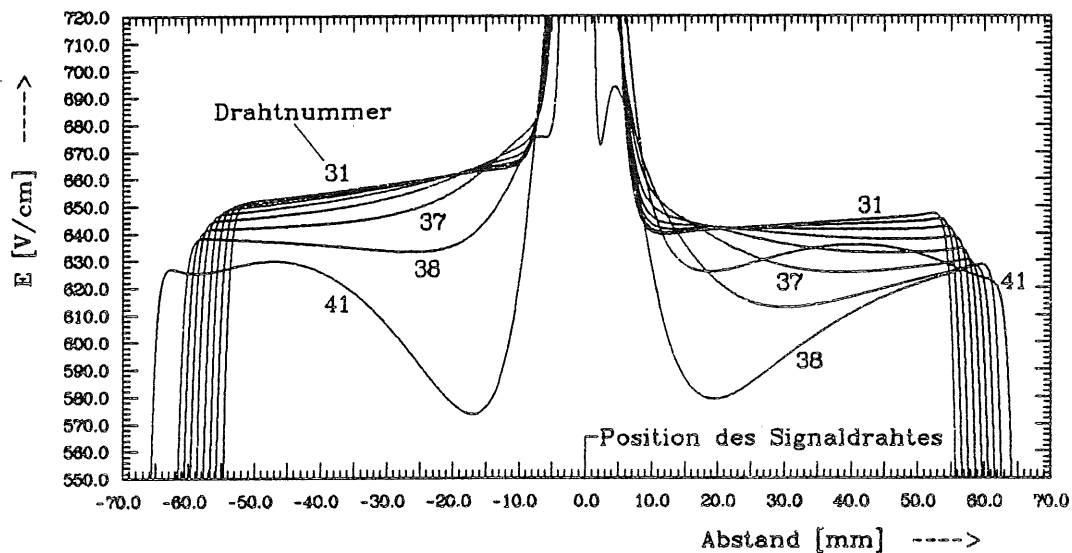


Abbildung 4.32: Feldstärke E (V/cm) in den Driftzellen 31 – 38 und 41 in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht bei fehlenden Signaldrähten 39 und 40 ($\langle E \rangle = 650 \frac{V}{cm}$)

Gebiets erkennt man auch hier eine starke Abweichung vom linearen Verlauf der elektrischen Feldstärke, etwa ab Draht 32 (siehe Abb. 4.32).

Die Feldstärke ändert sich nichtlinear um etwa 10 % im homogenen Driftbereich, beginnend ab Draht 35 mit einer gleichzeitigen Senkung des mittleren Wertes über den Driftbereich und einer Erhöhung der Signaldrahtoberflächenfeldstärke bis etwa 8 %.

Folgerung

Sowohl bei hohen als auch bei niedrigen Feldstärken lassen sich die gleichen Merkmale in dem Gebiet der fehlenden Drähte bei der Betrachtung des elektrischen Feldes und beim Verlauf der Trajektorien finden:

- nichtlineare Feldstärkeänderung im homogenen Driftbereich
- sinkende mittlere Feldstärke
- erhöhte Oberflächenfeldstärke der Signaldrähte 38 und 41
- räumliche Lageänderung der Driftzellen
- Verbreiterung der Drifträume

Allerdings verlaufen die Driftlinien bei hohen mittleren Feldstärken ($E \sim 600 \frac{V}{cm}$) homogener als bei niedrigen ($E \sim 200 \frac{V}{cm}$).

Wegen der starken Lageänderung der Driftzellen – speziell der an das betroffene Gebiet angrenzenden –, der durch die Feldstärkeänderungen im homogenen Gebiet bewirkten Schwankungen in der Driftzeit und die durch die geänderten mittleren Feldstärken bewirkte

Änderung der mittleren Driftzeit (2 Effekte, die sich überlagern), ist mit hohen Fehlern bei der Ortsrekonstruktion von Teilchenbahnen in dem Gebiet der fehlenden Signaldrähte zu rechnen.

Eine Kalibration für dieses Gebiet muß die Lageänderung der Driftlinien bei gleichzeitiger nichtlinearer ortsabhängiger Schwankung der Feldstärke berücksichtigen (Kap. 4.7).

4.6 Einfluß von Drahtpositionierungsfehlern auf die elektrischen Felder

Die Genauigkeit der Drahtpositionen hängt von einer Reihe von Faktoren ab, u.a.:

- Bohrlochtoleranzen
- Toleranz der Durchführungshülsen
- Länge und mechanische Spannung eines Drahtes (Drahtdurchhang)

Abweichungen in der Signaldrahtpositionierung haben Einfluß auf den Verlauf der Feldlinien und der Feldstärke und verursachen systematische Fehler in der Driftzeitanalyse, was im Rahmen dieser Arbeit aber nicht untersucht wurde.

Wie machen sich Fehler der Positionen von Kathodendrähten auf die Feldverteilung bemerkbar ?

Zur Untersuchung der Feldverteilung bei einer zufälligen Verschiebung der Drähte wurden

- einzelne Drähte im Bereich bis $\pm 100 \mu m$
- alle Drähte im Bereich bis $\pm 100 \mu m$

(Rechteckverteilung im Bereich von $-100 \mu m$ bis $+100 \mu m$) aus der ursprünglichen Position in der Kathodenfläche versetzt. Im ersten Fall ist das Feld ausgehend von diesen und von weiter entfernten Drähten untersucht worden, während im zweiten Fall einzelne ausgewählte Drähte analysiert wurden. Die Versetzung der Drähte erfolgte:

- senkrecht zur Kathodenfläche (Δx)
- in der Kathodenfläche (Δy)
- gleichzeitig senkrecht zur Kathodenfläche und in derselben ($\Delta x + \Delta y$)

Außerdem wurden für die Untersuchungen zwei verschiedene mittlere Feldstärken angenommen: $\langle E \rangle = 257 \frac{V}{cm}$ und $\langle E \rangle = 650 \frac{V}{cm}$.

Die Analysen ergaben für die zufällige Verschiebung aller Drähte im Bereich bis $\pm 100 \mu m$ aus der ursprünglichen Position die größten Fehler, die im folgenden zusammengefaßt werden:

1. Die stärksten Abweichungen der Feldstärke im homogenen Driftbereich mit maximal 2 % bezogen auf das normale Feld (ohne Positionierungsfehler) gibt es bei kurzen Driftweglängen (Abb. 4.33 zeigt als Beispiel die Abweichungen bei Signaldraht 3) in Kathodendrahtnähe für Drahtversetzungen senkrecht (Δx) zur Kathodenfläche.
2. Im größten Teil des homogenen Driftbereichs sind die Abweichungen der Feldstärke unter 1 % und werden im Vergleich zwischen den Driftzellen immer kleiner, je länger der maximale Driftweg ist (Vergleich der Abbildungen 4.33 und 4.35).
3. Versetzungen von Drähten in der Kathodenfläche (Δy) ergeben kleinere Änderungen der Feldstärke als bei einer Verschiebung in Δx (Abb. 4.34 und 4.36 im Vergleich zu den Abbildungen 4.33 und 4.35).
4. Gemeinsame Versetzungen senkrecht zur Kathodenfläche und in derselben ($\Delta x + \Delta y$) ergeben die gleichen Fehlergrößen wie bei einer reinen Versetzung senkrecht zur Fläche (Δx).
5. Versetzungen einzelner Drähte haben nur lokal begrenzte Auswirkungen auf das Feld. Driftlinien in einigem Abstand ($\approx 2 \text{ mm}$) zeigen nur noch sehr geringe Abweichungen (max. einige zehntel Prozent).
6. Es gibt keine signifikanten Unterschiede in den Abweichungen bei niedriger und hoher Feldstärke.

Abbildung 4.33 zeigt die Änderung der Feldstärke $\frac{\Delta E}{E}$ in (%) gegenüber dem idealen Feld (ohne Positionierungsfehler) für Driftlinien in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht 3 bei zufälligen Positionierungsfehlern der Kathodendrahte (im Bereich bis $\pm 100 \mu m$) in Δx und Abb. 4.34 für Fehler in Δy . Die Abbildungen 4.35 und 4.36 stellen dasselbe für Signaldraht 30 dar.

Im homogenen Driftbereich sind die Abweichungen geringer als einige zehntel Prozent, so daß sich hier Positionierungsfehler im Prinzip nicht bemerkbar machen (siehe Kap. 4.7). In der Nähe sowohl der Kathoden- als auch der Signaldrähte steigen die prozentualen Änderungen an, erreichen aber nur in unmittelbarer Nähe der Drähte größere Werte.

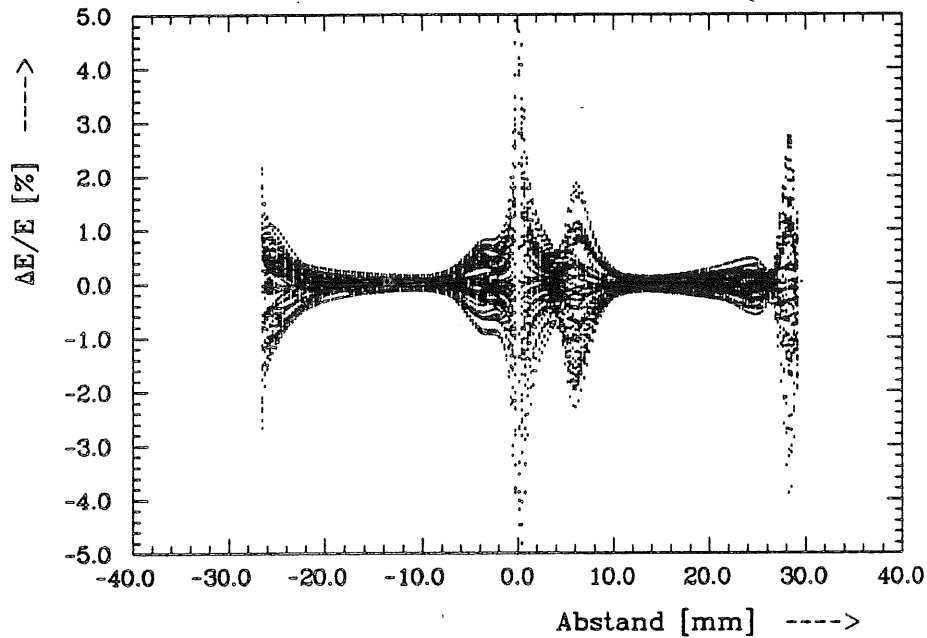


Abbildung 4.33: Prozentuale Feldstärkeänderung $\frac{\Delta E}{E}$ für Driftlinien in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht 3 bei angenommenen zufälligen Positionierungsfehlern aller Kathodendrähte im Bereich bis $\pm 100 \mu\text{m}$ in Δx (senkrecht zur Kathodenfläche)

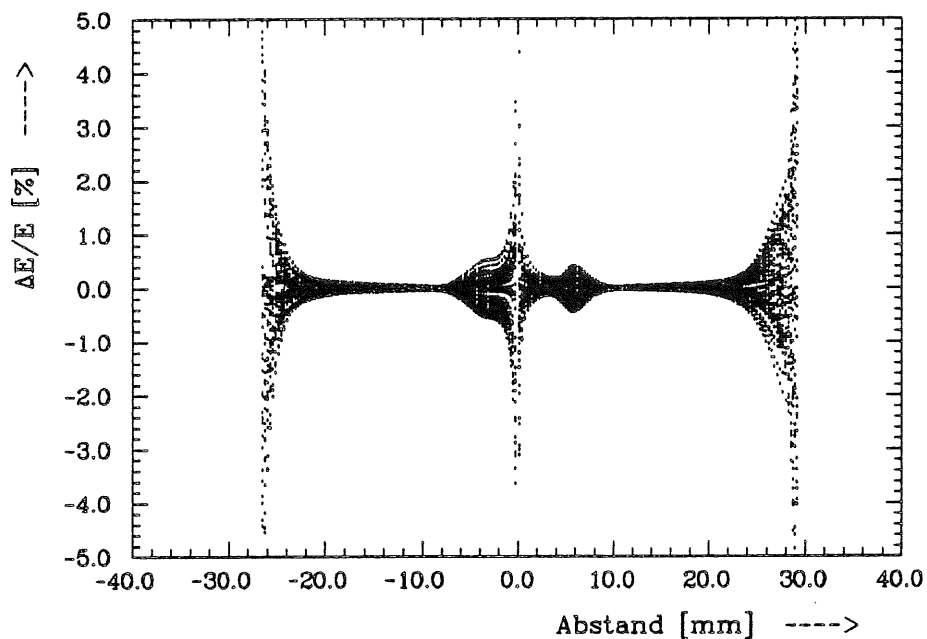


Abbildung 4.34: Prozentuale Feldstärkeänderung $\frac{\Delta E}{E}$ für Driftlinien in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht 3 bei angenommenen zufälligen Positionierungsfehlern aller Kathodendrähte im Bereich bis $\pm 100 \mu\text{m}$ in Δy (in der Kathodenfläche)

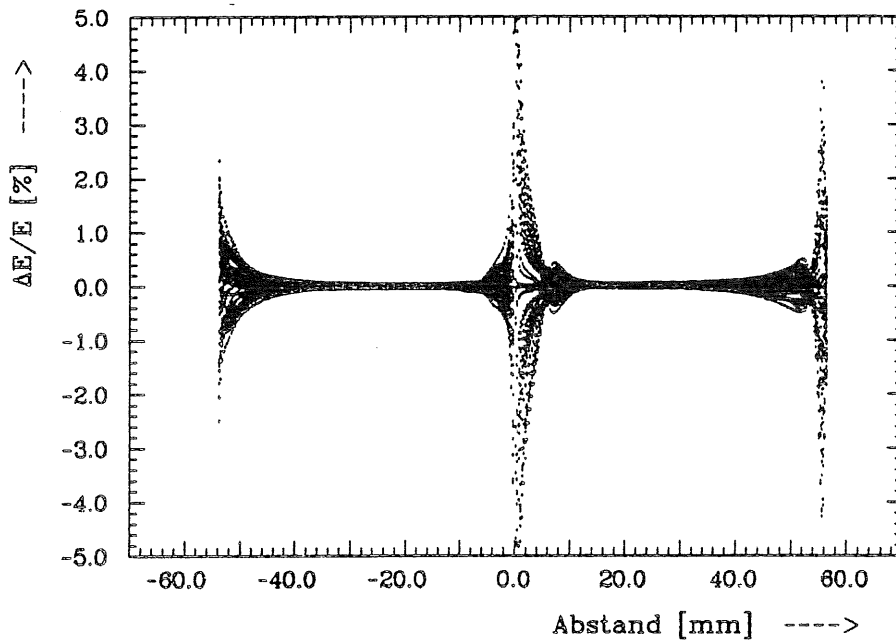


Abbildung 4.35: Prozentuale Feldstärkeänderung $\frac{\Delta E}{E}$ für Driftlinien in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht 30 bei angenommenen zufälligen Positionierungsfehlern aller Kathodendrähte im Bereich bis $\pm 100 \mu\text{m}$ in Δx (senkrecht zur Kathodenfläche)

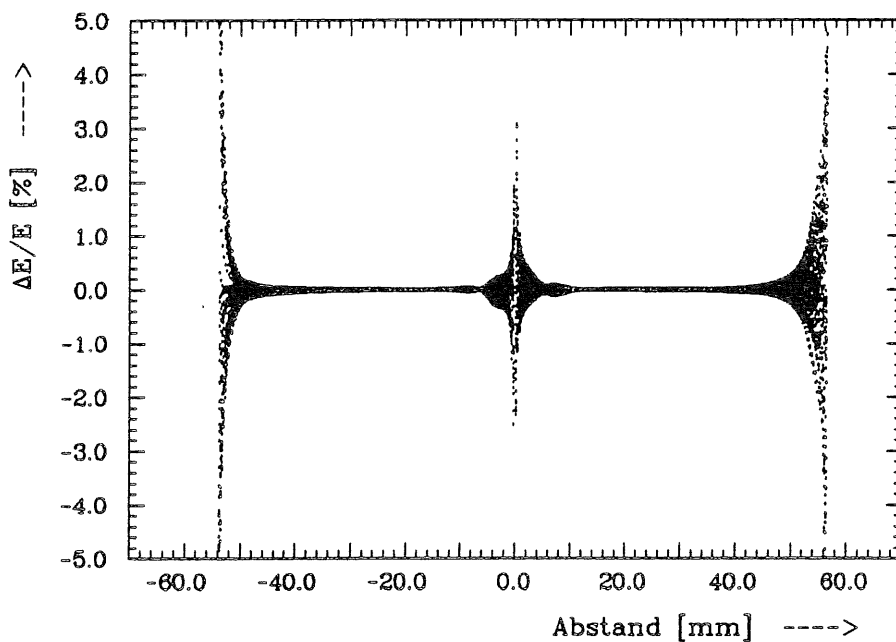


Abbildung 4.36: Prozentuale Feldstärkeänderung $\frac{\Delta E}{E}$ für Driftlinien in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht 30 bei angenommenen zufälligen Positionierungsfehlern aller Kathodendrähte im Bereich bis $\pm 100 \mu\text{m}$ in Δy (in der Kathodenfläche)

4.7 Schlußfolgerung

Die bisherigen Analysen untersuchten die Homogenität und Linearität des elektrischen Feldes und der Feldstärkewerte im Driftbereich.

Es stellt sich die Frage, wie genau das Feld bekannt sein muß, um Aussagen über die Genauigkeit der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gasgemisch (und damit die Ortsauflösung) machen zu können.

Bei einer angenommenen Ortsauflösung von $100 \mu m$ auf der gesamten Driftlänge von 68 mm Weg ergibt dies einen maximalen zulässigen Fehler von 0.15% bezüglich der Ortsauflösung und damit der Driftgeschwindigkeit:

$$\frac{\Delta v_D}{v_D} = 0.0015 \quad (4.48)$$

Der Fehler in der Umgebung des Maximums einer Driftkurve (siehe Abb. 4.4) läßt sich relativ genau abschätzen. Es gilt:

$$\frac{\Delta v_D}{v_D} \sim \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 \quad (4.49)$$

Damit sollte das elektrische Feld einer Driftkammer, deren Arbeitspunkt im Bereich des Maximums der Driftkurve liegt, nach den Gleichungen 4.48 und 4.49 auf besser als 4% homogen und bekannt sein.

Dies ist für die Spiralkammer trotz geometrieabhängiger Effekte gewährleistet. Positionierungsfehler der Kathodendrähte, wie sie in Kapitel 4.6 berücksichtigt wurden, wirken sich ebenfalls nicht auf die Ortsauflösung aus. Dies gilt nicht bei fehlenden Signal- und Potentialdrähten, da sich das Feld um mehr als 4% ändern kann.

Wird das Feld um 6% geändert, so entspricht dies einer Ortsauflösung von etwa $250 \mu m$. Eine Feldänderung von 10% dagegen ergibt eine Ortsauflösung von etwa $680 \mu m$ jeweils bei 68 mm Driftweg.

Ein Betrieb auf der ansteigenden Flanke der Driftkurve würde den Ortsfehler wesentlich vergrößern (als Beispiel für $Ar - CH_4 - CO_2$):

$$\frac{\Delta v_D}{v_D} \approx 0.11 \cdot \frac{\Delta E}{E} \quad (4.50)$$

Dies wäre im Vergleich zum obigen Beispiel bei der gleichen angenommenen Ortsauflösung (Gl. 4.48) von $100 \mu m$ ein maximal zulässiger Fehler im elektrischen Feld nach Gleichung 4.50 von etwa 1.3% .

Das durch die spiralförmige Struktur erzeugte elektrische Feld läßt sich berechnen und verstehen, wie dies für einen Einsatz als Driftkammer notwendig ist. Die geometrieabhängigen Feldstärkeverläufe entlang eines Driftweges beschränken den Arbeitspunkt dieser Kammer unabhängig vom Gasgemisch auf die Umgebung des Maximums der Driftkurve, solange man auf zusätzlichen Aufwand bei der Auswertung (genaue Kalibration der Driftgeschwindigkeit auf die Feldstärke in Abhängigkeit vom Ort) verzichten will. Allerdings sind bei einem Einsatz Maßnahmen zur Stabilisierung des Gasdrucks erforderlich, da der Verlauf der Driftkurve auch druckabhängig ist.

Kapitel 5

Testaufbau

Zur Rekonstruktion von Spuren in einer Driftkammer muß die Zeit t_m zwischen Teilchendurchgang und Signalnachweis in der Elektronik bekannt sein. Bei bekannter Driftgeschwindigkeit v_D läßt sich dann der Ort der Teilchenspur nach Gleichung 2.11 bestimmen (Weg - Zeit - Beziehung).

Der Zeitpunkt des Teilchendurchganges wird durch ein vom durchgehenden Teilchen verursachtes Triggersignal festgelegt, welches die Digitalisierung der Zeit- und Amplitudeninformation startet. Die hier verwendeten Analog-Digital-Wandler digitalisieren alle 10 nsec die am Eingang anliegende Spannung. Man erhält somit die Zeit- und Amplitudeninformationen und kann daraus u. a. die Driftzeit bestimmen.

Das folgende Kapitel beschreibt den Versuchsaufbau, die Triggeraufbereitung und die Ausleselektronik mit Vorverstärker und Analog-Digital-Umsetzern.

5.1 Übersicht

Zur Überprüfung der Funktionstüchtigkeit der Spiralkammer und der aus der Theorie gewonnenen Erkenntnisse wurde das im Kapitel 3 beschriebene Testmodul an einem der Teststrahlen

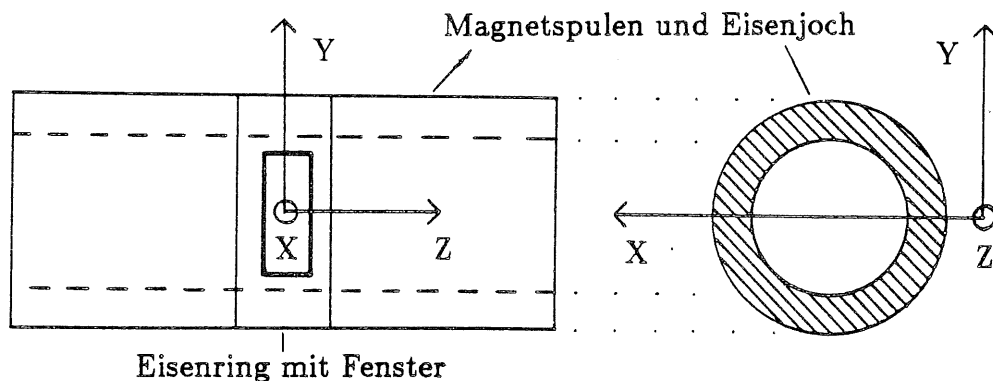


Abbildung 5.1: Koordinatensystem des Testes und Anordnung des Solenoidmagneten und des Eisenrings mit Fenster (zum Strahldurchtritt)

des Elektronen-Synchrotrons DESY getestet.

Es stehen hier Elektronen oder Positronen mit einer Energie zwischen 0.5 und 6 GeV zur Verfügung. Anschließend folgte ein Test, bei dem Ultraviolett-Laserpulse ionisierende Teilchen simulierten [13].

Das Testmodul wurde während der Tests in einem Solenoidmagneten betrieben, der ein axiales Magnetfeld von maximal 0.8 Tesla erzeugen kann.

Im Magneten befindet sich ein Eisenring mit Fenstern (Abb. 5.1), um den Strahldurchtritt zu ermöglichen. In diesem Bereich wirkt nur ein reduziertes Feld. Auf der Strahldurchtrittsfläche liegt die maximale Magnetfeldstärke bei etwa 0.6 Tesla (Abb. 5.2).

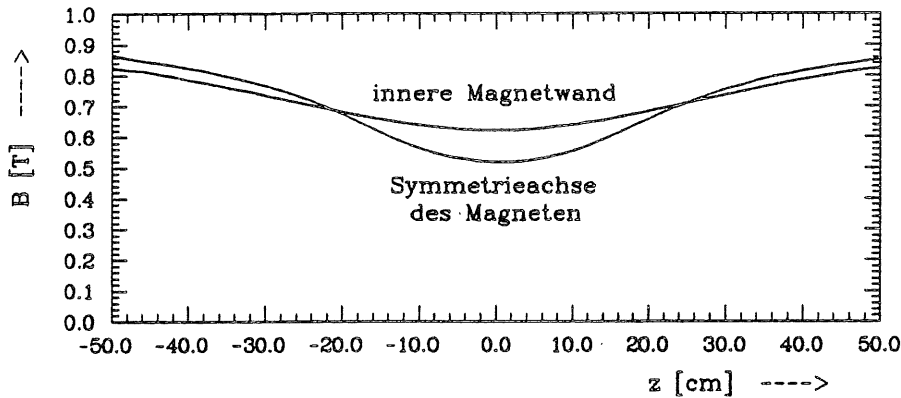


Abbildung 5.2: Magnetfeldstärke in z-Richtung entlang einer inneren Magnetwand und der Symmetrieachse des Magneten

5.2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau gliedert sich in 2 Teile:

- 1. Triggerlogik:** Zum Starten der Ausleseelektronik bei Durchgang eines Teilchens werden mehrere kleinflächige Szintillatoren mit Photomultiplierauslese verwendet. Sie sind in Koinzidenz geschaltet, und nur wenn alle Multiplier ein Signal zur Logik geben, wird ein Startpuls generiert.
- 2. Ausleseelektronik:** Sie besteht aus den Vorverstärkern und nachgeschalteten schnellen Analog-Digital-Wandlern (Flash-ADC), die die ankommenden Signale digitalisieren und dem Computer zur Auslese zur Verfügung stellen.

Der prinzipielle Aufbau der Triggerlogik und der Ausleseelektronik ist in Abbildung 5.3 und das dazugehörige Impulsdiagramm in Abbildung 5.4 dargestellt.

5.2.1 Triggerlogik

Zur Erfassung und Verarbeitung von Teilchendurchgängen brauchen die FADC während der gesamten Digitalisierung ein "Enable" - Signal. Dies wird von der Triggerlogik geliefert.

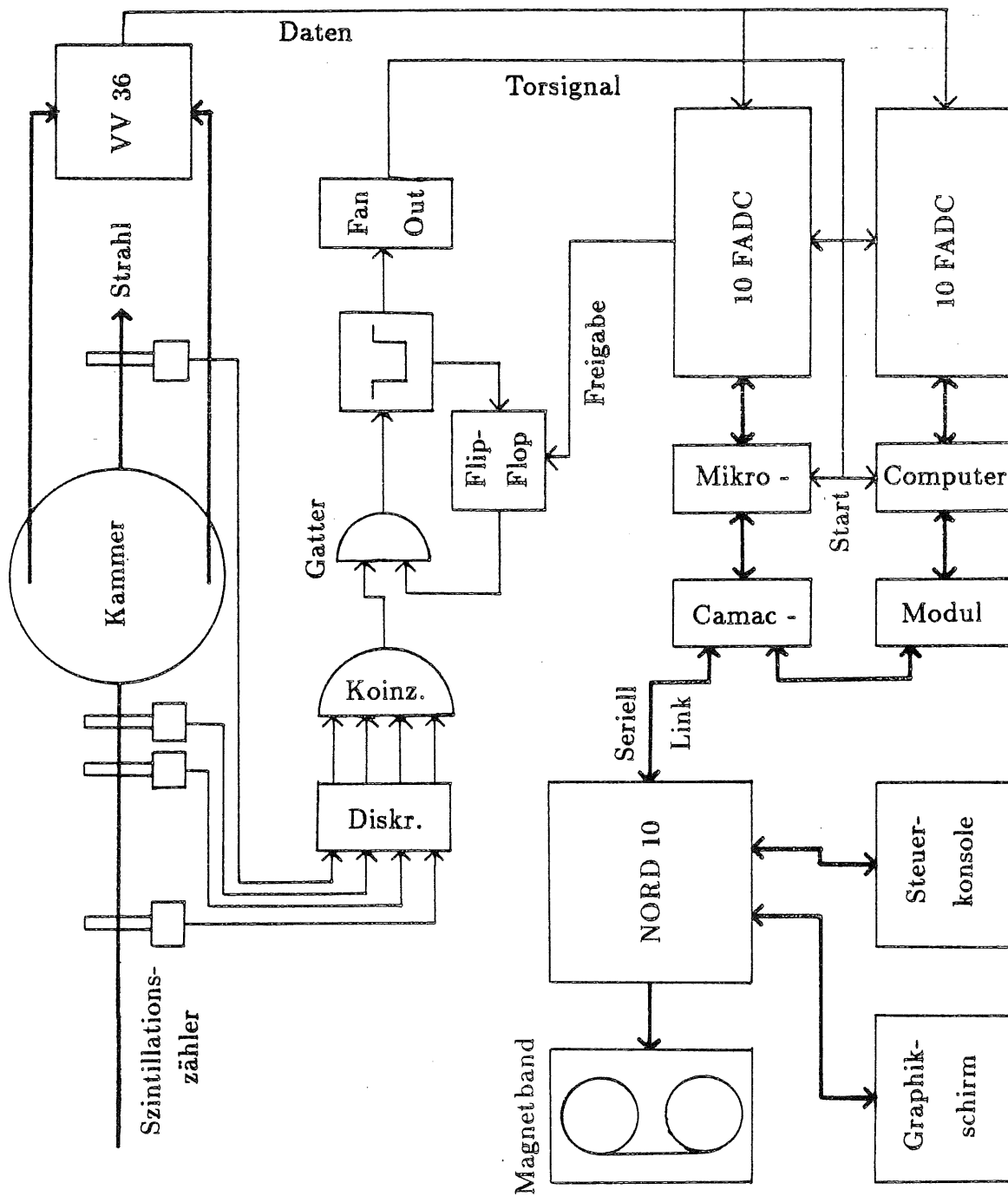


Abbildung 5.3: Prinzipieller Aufbau der Triggerlogik und der Ausleselektronik

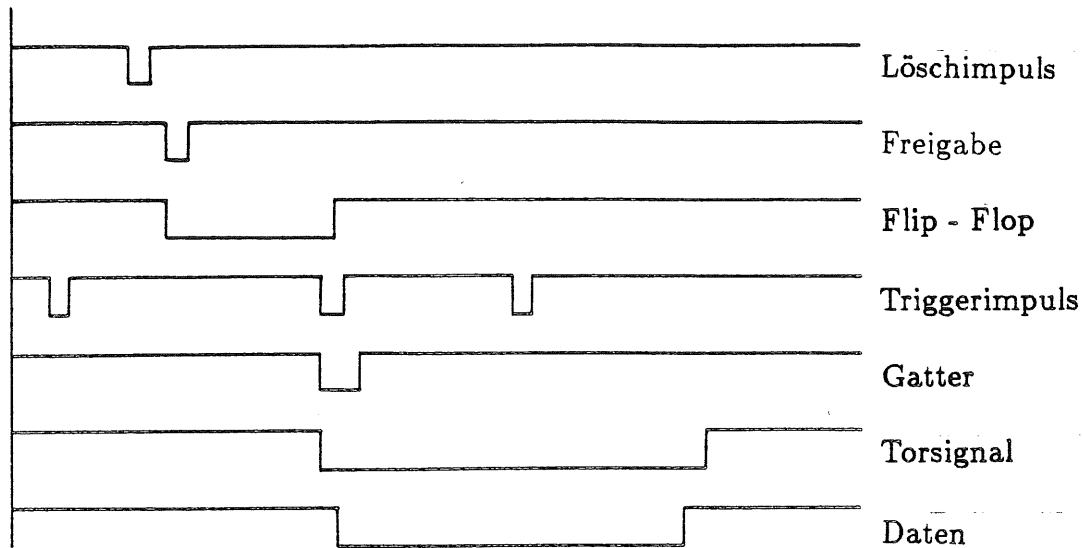


Abbildung 5.4: Impulsdiagramm des zeitlichen Ablaufs der Trigger- und Datensignale

Teilchendurchgänge lassen sich durch Lichtblitze in Szintillationsmaterialien (mit einer aktiven Fläche von $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$) nachweisen, die von Photomultipliern ausgelesen werden. Ein nachgeschalteter Diskriminator wandelt den Impuls in ein Rechtecksignal definierter Länge mit standardisiertem NIM-Pegel um. Ein Teilchen wird akzeptiert, wenn 3 oder 4 (je nach Bedarf und experimentellen Anforderungen) Photoverstärker angesprochen haben. Um Flug- und Kabelllaufzeiten auszugleichen, werden die elektrischen Signale durch Verzögerungsleitungen so angepaßt, daß sie zur gleichen Zeit die Koinzidenzeinheit erreichen. Störungen während der Verarbeitung eines Signals durch weitere Triggerpulse kann man verhindern, indem man der Koinzidenzeinheit eine Kombination von Gatter und bistabiler Kippstufe (Flip-Flop) nachschaltet. Wenn das Flip-Flop durch einen Trigger gesetzt ist, sperrt das Gatter und es gelangen keine Signale in die weitere Elektronik.

Die Triggersignale starten zwei Mikrocomputer und eine monostabile Kippstufe (Mono-Flop), die für $\geq 2.56 \mu\text{sec}$ (Torsignal) einen konstanten Pegel liefert. Während der gesamten Digitalisierung muß dieser NIM-Pegel an den FADC's anliegen. Die Mikrocomputer und das dazugehörige Programm werden in den Kapiteln 6.1.1, 6.1.2 und 6.2.2 näher beschrieben.

Um Anlaufprobleme der Flash-ADC (siehe Kap. 5.4.1) zu umgehen und einen ausreichenden Vorlauf zu gewährleisten, muß der Startpuls mindestens 60 nsec vor den kürzesten Kammerpulsen an den FADC anliegen.

5.2.2 Ausleseelektronik

Der Ausleseteil besteht aus:

- Vorverstärkern
- schnelle Analog-Digital-Wandler (Flash-ADC)
- Camac-Übermittlung

- Datennahmecomputer (Nord-10)

Um eine ausreichende Signalamplitude für die nachfolgende Digitalisierung zu erhalten, wird das von den Elektronen auf den Signaldrähten induzierte Ladungssignal durch Vorverstärker aufbereitet. Die verstärkten analogen Kammersignale werden über 50 m paarweise verdrehtes Kabel (twisted-pair) weitergeleitet.

Zur Digitalisierung werden schnelle Analog-Digital-Umsetzer (Flash-ADC) verwendet. Sie arbeiten mit einer Abtastfrequenz von 100 Mhz (10 nsec pro Digitalisierungskanal) bei einer maximalen Laufzeit von 2560 nsec bei 256 Kanälen (Technische Daten siehe Kapitel 5.4.1). Die digitalisierten Pulssignale werden in schnellen Speichern (ECL-RAM) zwischengespeichert.

Die weitere Verarbeitung der Daten kann auf 2 Wegen erfolgen:

- Auslese der Daten aus den FADC mit späterer Auswertung
 - Es werden sämtliche Zeitkanäle vom Experimentiercomputer Nord-10 von *NORSK-DATA-ELEKTRONIK* über Camac ausgelesen und auf Magnetband gespeichert. Die Analyse erfolgt erst später ("Off-Line").
- Vorauswertung der Daten im Camac-Überrahmen
 - Die Daten, die in den FADC gespeichert sind, werden von einem Mikrocomputer ausgelesen und analysiert. Die Ergebnisse dieser Analyse werden zum Rechner übertragen und gespeichert.

Im Kapitel 6.2.3 erfolgt eine nähere Beschreibung beider Möglichkeiten.

5.2.3 Z - Analyse

Da auf beiden Seiten des Testmoduls eine Signalauslese erfolgen kann, besteht die Möglichkeit einer Auswertung der z-Information. Durch den Widerstand des Signaldrahtes erfolgt eine arithmetische Teilung (Widerstands- oder Stromteilung) der auf den Draht aufgebrachten Gesamtladung Q in Abhängigkeit von der Position (Abb. 5.5).

$$z \sim \frac{L}{2} \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2 + Q_1} \quad (5.51)$$

- z Position in z - Richtung (cm)
- L Drahtlänge (cm)
- Q_1 Ladung an der 1. Seite.
- Q_2 Ladung an der 2. Seite

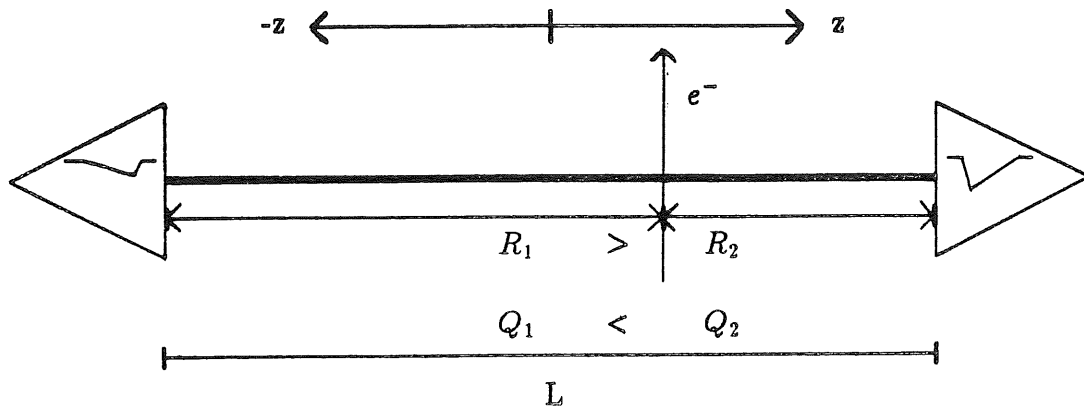


Abbildung 5.5: Prinzip der z-Berechnung bei der arithmetischen Teilung der induzierten Ladung Q durch den Widerstand des Signaldrahtes

5.3 Vorverstärker

- Die Verstärkung der von den Elektronen auf den Signaldrähten induzierten Ladungen wird von an der Universität Heidelberg entwickelten Vorverstärkern vom Typ VV 36 übernommen.
- Es handelt sich dabei um einen rauscharmen, ladungsempfindlichen Verstärker, der für negative Polarität des Eingangssignals ausgelegt ist. Der Verstärkungsfaktor besitzt einen differentiellen Ausgang, der eine Verwendung von "twisted-pair" - Kabeln gestattet.

Die Schaltung ist auf einer $25.2 \times 38.4 \text{ mm}$ großen Platine aufgebaut und mit Steckkontakten ausgerüstet worden, so daß die Platine steckbar auf einer Mutterplatine direkt an den Signaldrähten montiert werden konnte. Abbildung 5.6 zeigt den Stromlaufplan des Vorverstärkers VV 36.

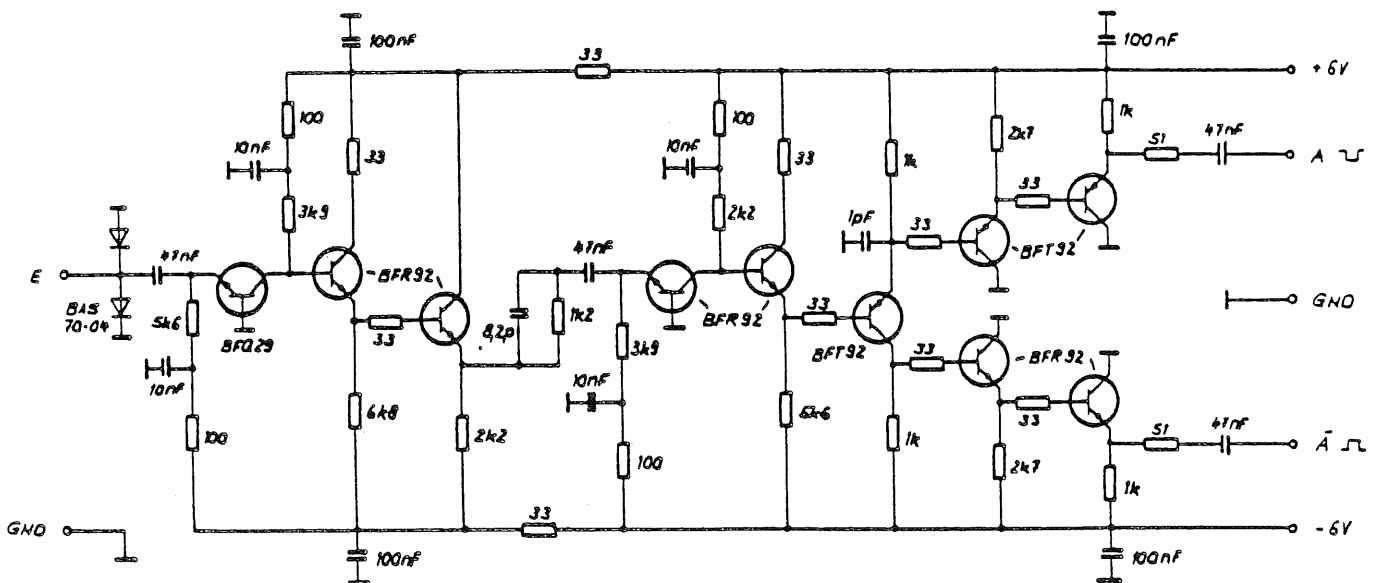


Abbildung 5.6: Stromlaufplan VV 36

Probleme mit Überspannungen Es sind im Laufe der Hochspannungstests der Kammer und der Erprobung der Elektronik eine Reihe von Vorverstärkern ausgefallen. Voraus-

gegangen waren meist Hochspannungsüberschläge auf die Signaldrähte. Zum Ableiten der positiven und negativen Überspannungen sind am Eingang zwei schnelle Schutzdioden (*BAS 70-04*) gegen Masse geschaltet. Es hat sich gezeigt, daß die Dioden für die sehr kurzen Anstiegszeiten der Überschlagpulse zu langsam sind. So ist in allen Fällen der Eingangstransistor zerstört worden, während die Schutzdioden keine Schäden zeigten. Gasgefüllte Funkenstrecken als schnelle Überspannungsableiter würden sich als Eingangsschutz besser eignen.

5.4 Analog - Digital - Wandler

Dieser Teil behandelt den Aufbau und die Funktionsweise der verwendeten ADC's und ein beim Betrieb entstandenes Problem durch das verwendete Bauprinzip.

5.4.1 Der Flash - ADC

Bei diesem Test sind schnelle Analog-Digital-Umsetzer (FADC) zum Einsatz gekommen, die unter der Bezeichnung DL 101 an der Universität Heidelberg entwickelt worden sind. Die Abtastfrequenz liegt bei 100 MHz (Digitalisierungszeit 10 *nsec*).

Herzstück der Schaltung ist ein integrierter Baustein (IC) von *SIEMENS* mit der Bezeichnung *SDA 5010* , der analoge in digitale Signale umwandelt (ADC).

Die Pulshöhenauflösung des IC beträgt 6 Bit mit einem Überlaufbit. Da zur Speicherung der Werte schnelle ECL-Speicher verwendet werden, die zu 256×8 Bit (256 Zeitkanäle) organisiert sind, bleibt das 8. Bit ungenutzt. Es läßt sich ein Zeitraum von maximal 2.56 μsec digitalisieren. Die mittlere Eingangsempfindlichkeit der FADC liegt bei etwa 1 *mV* / Zählleinheit. Pulshöhen von ca. 63 *mV* (6 Bit - Auflösung) können verarbeitet werden, ohne daß es zu Einschränkungen bei der späteren Analyse der Daten kommt.

Differenzeingangsverstärker gestatten die Verwendung von "twisted-pair" - Flachbandkabeln zur Signalübertragung.

Die FADC-Elektronik (Abb. 5.7) ist in Modulen mit je 4 Wandlern eingebaut. Die Steuerung und Kontrolle der Module, sowie die Auslese der Daten durch den Experimentrechner Nord-10 erfolgt über Camac. Außer den Analogeingängen gibt es Anschlüsse für:

1. Camac-Bus
2. Testpulssignale
3. "Enable" - Signal (NIM-Pegel)
4. "Fast-Clear" (TTL-Pegel)
5. NIM-Puls (Ausgang auf der Rückseite)

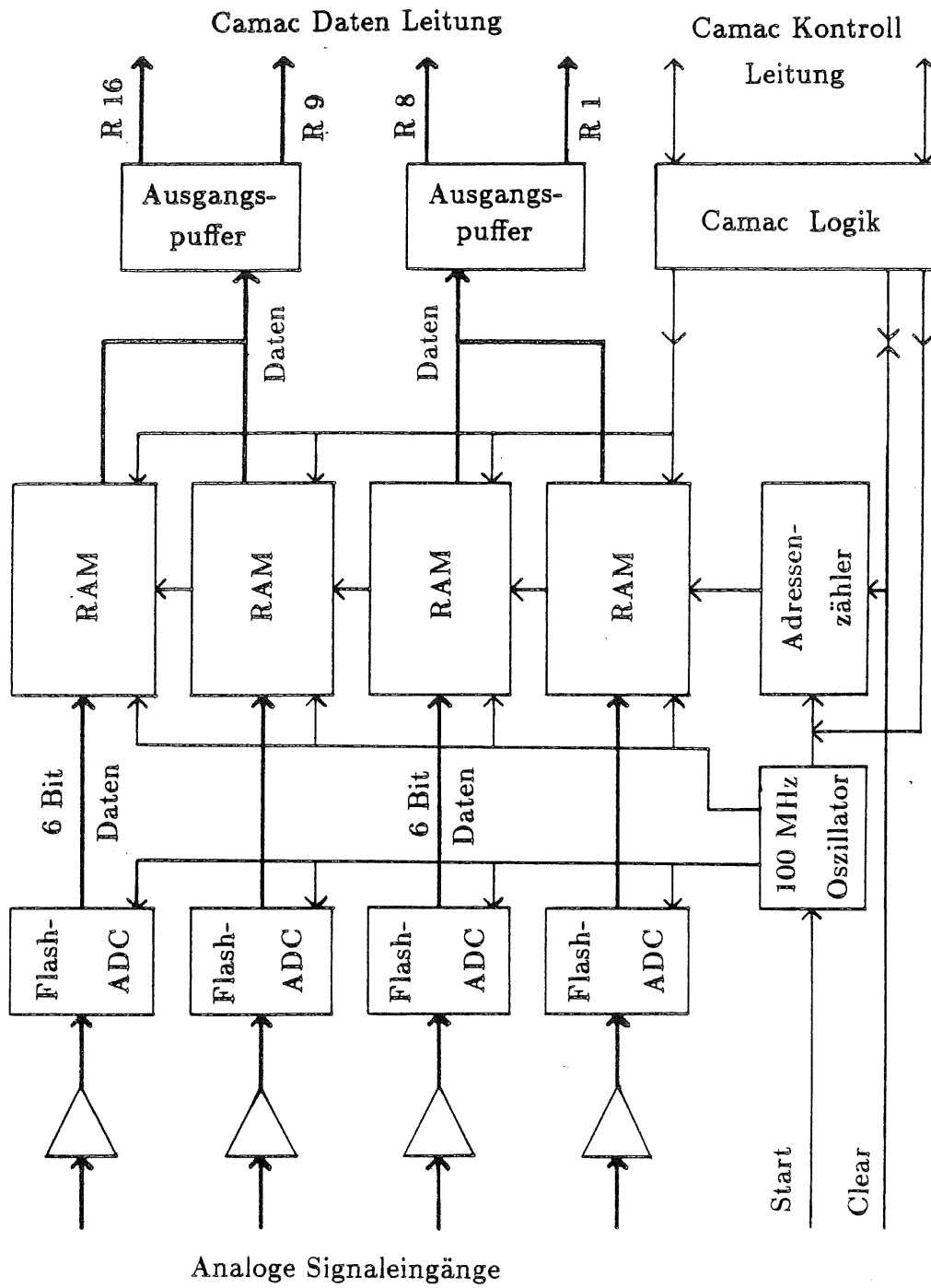


Abbildung 5.7: Prinzipschaltbild der Flash-ADC

Zu 1:

Der Camac-Anschluß besteht aus einer Vielfachkontaktanschlußleiste. Er ermöglicht den Austausch der Daten und der Steuerbefehle durch:

- Bidirektionale Datentransferleitungen
- Steuerleitungen zur Übermittlung von Adress- und Steuerbefehlen an die Module
- LAM ("Look-at-me") - Kontrollsignale von den Modulen

Zu 2:

Ein Testpulssignal läßt sich unabhängig von dem Analog-Eingang am FADC zur Kontrolle auf alle 4 ADC's gleichzeitig anlegen.

Zu 3:

Während der gesamten Digitalisierungszeit muß an diesem Eingang ein "NIM-High-Pegel" anliegen. Die Anstiegsflanke dieses Signals startet die Digitalisierung durch die Inbetriebnahme des eingebauten 100 MHz - Oszillators.

Zu 4:

Es ist gleichzeitig ein Ein- und Ausgang. Bei Anlegen eines "Low" - Pegels werden sämtliche internen Zähler auf 0 gesetzt und der Speicherinhalt gelöscht. Dies ist ebenso mit einem Camac-Befehl möglich. Dann steht der "Low" - Pegel am Stecker zur Verfügung. Wenn man einen elektronischen TTL-Verstärker (Fan-Out) nachschaltet, kann man mit einem Befehl mehrere Module gleichzeitig löschen ("Fast-Clear").

Zu 5:

Durch einen weiteren Camac - Befehl läßt sich ein NIM-Puls generieren, der auf der Rückseite abgenommen werden kann. Bei einem Test kann mit diesem Puls eines Moduls die Verarbeitungstotzeit beendet und das Sperr-Flip-Flop der Triggerlogik (siehe Kapitel 5.2.1) zurückgesetzt werden.

Beim Start des Oszillators und der Adressenzähler können falsche Werte in die ersten beiden Zeitkanäle geschrieben werden. Deshalb darf man diese Kanäle bei der Auswertung nicht berücksichtigen.

5.4.2 FADC - Eichung

Wie bereits in Kapitel 5.4.1 erwähnt, besitzt jedes FADC-Modul einen eigenen Steueroszillator für eine nominale Digitalisierungszeit von 10 nsec (100 MHz). Testmessungen ergaben Unterschiede in der Zeit bis etwa 4 % zwischen den verwendeten 20 Modulen.

Außerdem verursachen verschiedene lange Kabel zwischen den einzelnen Vorverstärkern und FADC Laufzeitdifferenzen der Signale, d.h. ein gleichzeitiger Puls auf alle Vorverstärker erreicht zu unterschiedlichen Zeiten die FADC (elektronisches t_0). Diese Digitalisierungs- und Laufzeitdifferenzen müssen bei der späteren Auswertung der Daten berücksichtigt werden.

Es erfolgt eine Korrektur relativ zur gemittelten Digitalisierungszeit aller Module. Die korrigierte Zeit t_c läßt sich schreiben:

$$t_c = c t_m + t_0 \tag{5.52}$$

- c Zeitkorrekturfaktor
- t_m mit dem FADC gemessen Zeit
- t_0 berücksichtigt verschiedene Laufzeiten (pro ADC)

Zur Bestimmung der Werte für c und t_0 wird auf alle FADC-Eingänge ein Doppelpuls t_1 , t_2 mit einem Pulsabstand $t_2 - t_1$ von etwa $2.4 \text{ } \mu\text{sec}$ gegeben, so daß das gesamte Zeitfenster ausgenutzt wird.

Aus den aufgezeichneten Datensätzen wird über alle t_1 und t_2 gemittelt und die mittleren Pulszeiten $\langle t_1 \rangle$ und $\langle t_2 \rangle$ berechnet:

$$\langle t_1 \rangle = \frac{1}{n \cdot k} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^k t_{1,i_j} \tag{5.53}$$

$$\langle t_2 \rangle = \frac{1}{n \cdot k} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^k t_{2,i_j} \tag{5.54}$$

- $k = 80$, Zahl der ADC-Kanäle
- $n =$ Zahl der Meßwerte

Die mittleren Zeiten $\langle t_1 \rangle$ und $\langle t_2 \rangle$ werden in Gleichung 5.52 eingesetzt:

$$\langle t_1 \rangle = c_j t_{1_j} + t_{0_j} \tag{5.55}$$

$$\langle t_2 \rangle = c_j t_{2_j} + t_{0_j} \tag{5.56}$$

Aus den 2 Gleichungen läßt sich nach elementarer Umformung und Summation über alle Meßwerte n ein \bar{c}_j für alle ADC-Kanäle j bestimmen:

$$\bar{c}_j = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\langle t_2 \rangle - \langle t_1 \rangle}{t_{2,i_j} - t_{1,i_j}} \tag{5.57}$$

- $j = 1, \dots, 80$ Zahl der ADC-Kanäle

Man erhält Vierergruppen von etwa gleichen \bar{c}_j - Werten (Abbildung 5.8), da jeweils 4 ADC-Kanäle in einem Modul zusammengefaßt sind (gemeinsamer Oszillator). Diese

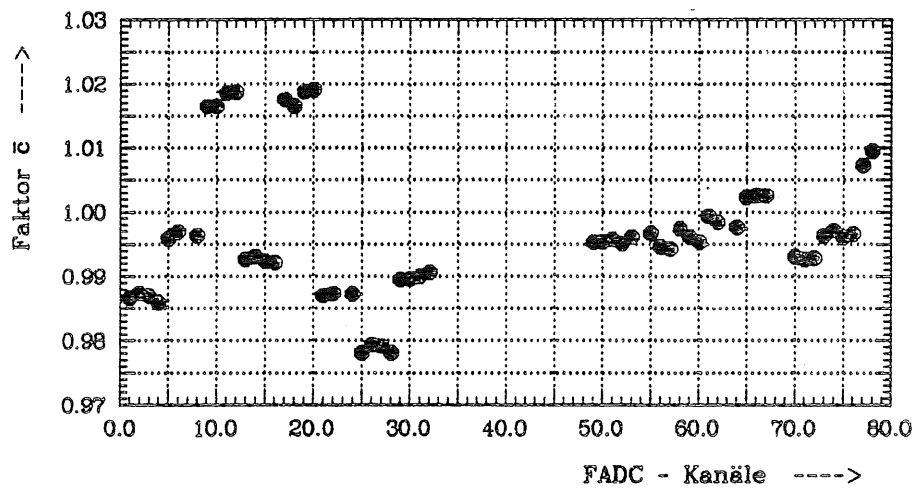


Abbildung 5.8: Zeitkorrekturfaktoren \bar{c} für die ADC-Kanäle [Fehlende Einträge von \bar{c} für eine Reihe von ADC-Kanälen wurden durch defekte Vorverstärker verursacht, so daß diese Kanäle nicht weiter berücksichtigt worden sind]

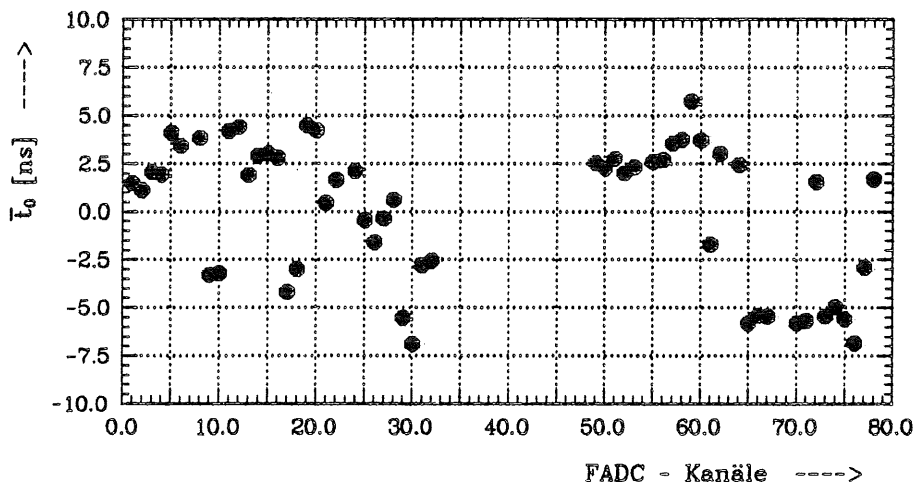


Abbildung 5.9: \bar{t}_0 - Korrekturwerte für die ADC-Kanäle [Fehlende Einträge von \bar{t}_0 für eine Reihe von ADC-Kanälen wurden durch defekte Vorverstärker verursacht, so daß diese Kanäle nicht weiter berücksichtigt worden sind]

Vierergruppen müssen zu einem mittleren Modulfaktor zusammengefaßt werden:

$$\langle c_M \rangle = \frac{1}{4} \sum_{l=1}^4 c_{p+l} \quad (5.58)$$

$$p = 4 \cdot M - 4 \quad M = 1, \dots, 20 \quad \text{Zahl der Module}$$

Die \bar{t}_0 - Berechnung für alle ADC-Kanäle j ergibt sich aus den Gleichungen 5.55 und 5.56:

$$\bar{t}_{0j} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{t_{1i} \langle t_2 \rangle - t_{2i} \langle t_1 \rangle}{t_{2i_j} - t_{1i_j}} \quad (5.59)$$

$$j = 1, \dots, 80 \quad \text{Zahl der ADC-Kanäle}$$

Da das elektronische t_0 hauptsächlich durch Laufzeitdifferenzen der Pulse auf Zuleitungskabeln verursacht wird, muß dies für alle ADC-Kanäle berücksichtigt werden (siehe Abb. 5.9).

Der Fehler der relativen Eichung liegt unter 1 %.

Kapitel 6

Datenauslese und Datenverarbeitung

Die in den FADC gespeicherten Daten müssen in geeigneter Weise weiter verarbeitet werden:

- Auslese der Rohdaten aus den einzelnen Kanälen der FADC und Speicherung auf Magnetband (im folgenden als FADC - Daten bezeichnet)
- Übertragung und Verarbeitung der Daten in einem Mikrocomputer mit danach erfolgender Auslese der reduzierten Daten und Speicherung auf Magnetband

Außerdem muß die Elektronik kontrolliert und gesteuert werden.

Zu diesem Zweck wurden zwei Versionen eines Datennahmeprogramms auf der Nord-10 implementiert. Sie ermöglichen den Datentransport sowohl der reduzierten als auch der FADC-Daten über ein Camac-Interface ("Seriell-Link") mit Speicherung auf Magnetband. Zur Kontrolle der eingelesenen Ereignisse am Strahl wurde eine Graphik-Version erstellt, die in Verbindung mit den Datennahmeprogrammen steht.

Eine kurze Beschreibung der Datenreduktion im Mikrocomputer, der Datennahme- und Graphikroutinen, sowie der Datenformate und Datenübertragungswege erfolgt in diesem Kapitel, die vollständige Beschreibung der Programme im Anhang A.

6.1 Pulserkennung mit einem Mikrocomputer

6.1.1 Beschreibung des Mikrocomputers

Zur Datenreduktion werden Mikrocomputer verwendet. Als eigentlicher Mikroprozessor findet dabei ein *TMS 99000* von *TEXAS INSTRUMENTS* Verwendung [18].

Der Mikroprozessor und die dazugehörigen Baugruppen sind in einem Camac-Einschubmodul eingebaut. Zu diesen Baugruppen gehören u. a.:

- 32 KBytes Schreib-Lese-Speicher (RAM)
- eine Camac-Kodiereinheit
- ein Unterbrechungssystem

Die verwendeten Reduktionsprogramme (Kap. 6.1.2) benötigen etwa 3.5 KBytes des Speicherplatzes. Es stehen daher etwa 28 KBytes als Datenpuffer für Rohdaten und für die reduzierten Daten zur Verfügung. Der Mikrocomputer kann den Inhalt der FADC-Speicher direkt lesen und verarbeiten, da er durch die Kodiereinheit die Möglichkeit hat, auf den Camac-Datenbus direkt zuzugreifen. Der Mikrocomputer wird über Camac mit Programmen geladen und kontrolliert. Nähere Einzelheiten sind in [10] nachzulesen.

6.1.2 Pulserkennung

Für die Datenreduktion in den Mikrocomputern wird ein von K. Kleinwort [10] entwickeltes Programm verwendet, das beim JADE-Detektor am PETRA - Ring die Pulserkennung der Vertexkammerdaten übernimmt.

Es folgt eine kurze Beschreibung der Pulserkennungsalgorithmen. Nähere Angaben sind [10] zu entnehmen. Änderungen im Programm erfolgten nicht, nur die Zahl der zu verarbeitenden Drähte eines Segmentes und die maximale Länge der möglichen Driftzeiten wurde an die Spiralkammer angepaßt.

Typische analoge Pulsformen eines Einzel- und eines Doppelpulses sind in Abbildung 6.1 zu sehen. Die Pulse erheben sich über dem Rauschen. Im FADC werden diese Signale digitalisiert (siehe Abb. 6.1).

Der Mikrocomputer sucht in den digitalen Signalen nach Pulsen und berechnet zusätzlich

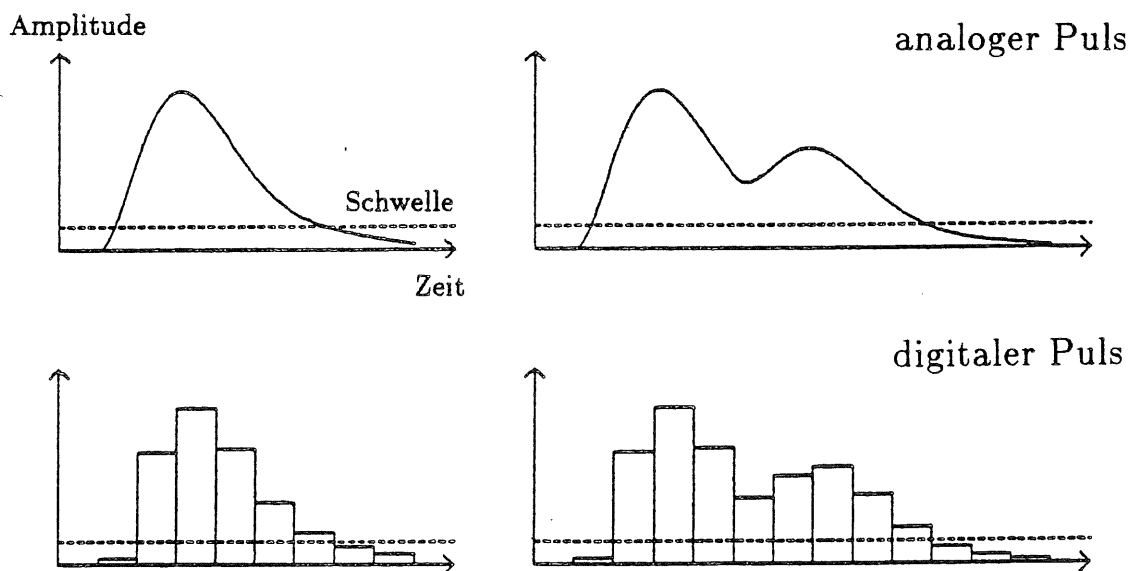


Abbildung 6.1: Einzel- und Doppelpuls in analoger und digitalisierter Form

den mittleren Grundwert (digitalisiertes Rauschen).

Die Pulssuche läuft wie folgt ab:

- Erkennen des Pulsbeginns durch Überschreiten einer Schwelle
- Erkennen einer abfallenden Flanke
- Erkennen des Pulsendes durch Unterschreiten einer Schwelle
- Dabei Suche nach Doppelpulsen durch einen weiteren Anstieg in der abfallenden Flanke

Zur Erläuterung der einzelnen Kriterien:

Schwelle Für jeden Puls erfolgt zuvor eine Grundwertanpassung, indem nach einer Lücke gesucht wird, wo die Amplitude über 4 oder mehr Kanäle deutlich über dem davor gemittelten Grundwert liegt. Das Mittel wird weiter für den Puls beibehalten, dagegen nach Pulsende für einen neuen Puls wieder neu bestimmt. Dadurch wird die Schwelle dem jeweiligen mittleren Grundwert angepaßt.

Die Schwelle wird dabei um eine Zähleinheit höher als der mittlere Grundwert gewählt.

Pulsbeginn Die Kriterien für den Beginn werden so angepaßt, daß Fehlerkennungen von Pulsen durch stärkere Fluktuation des Grundwertes möglichst ausgeschlossen sind, und trotzdem alle Pulse auch bei niedrig liegender Schwelle erkannt werden:

$$h_i > Thr \text{ und } h_{i+1} > Thr \text{ und } h_i + h_{i+1} > 2 \cdot Thr + 2$$

Thr sei im folgenden die Schwelle

h_i sei im folgenden der Inhalt des gerade untersuchten i -ten Kanals

Abfallende Flanke Eine abfallende Flanke ist gegeben, wenn die Inhalte von vier aufeinanderfolgenden Kanälen monoton fallend sind, wobei ein Kanal die Bedingung nicht zu erfüllen braucht, um Störungen durch Grundwertfluktuationen und andere Effekte entgegenzutreten:

$$\begin{aligned} & (h_{i-2} > h_{i-1} > h_i) \text{ oder} \\ & (h_{i-3} > h_{i-2} > h_i) \text{ oder} \\ & (h_{i-3} > h_{i-1} > h_i) \end{aligned}$$

Pulsende Ein Pulsende wird erkannt, wenn die Inhalte von mindestens 2 von 3 aufeinanderfolgenden Kanälen unterhalb oder auf der Schwelle liegen:

$$\begin{aligned} & (h_i \leq Thr \text{ und } h_{i+1} \leq Thr) \text{ oder} \\ & (h_i \leq Thr \text{ und } h_{i+2} \leq Thr) \end{aligned}$$

Doppelpulsbeginn Nach der Erkennung einer abfallenden Flanke wird sowohl das Pulsende als auch ein Doppelpulsbeginn gesucht. Ein Doppelpuls beginnt, wenn die Inhalte zweier nachfolgender Kanäle größer als der untersuchte sind:

$$h_i < h_{i+1} \text{ und } h_{i+1} \leq h_{i+2}$$

Die hier erläuterten Pulskriterien erlauben es, Pulse in den FADC-Daten zu finden und auszuwerten. Diese Auswertung beschränkt sich auf eine Reduzierung der Datenmenge, d.h.:

- Suche von Pulsen auf sämtlichen ADC-Kanälen
- Berechnung der Grundwerte jedes ADC-Kanals
- Bereitstellung der pulsrelevanten Daten in einem separaten Puffer im Mikrocomputer für jeden ADC-Kanal, auf dem ein Puls gefunden wurde

Als pulsrelevante Daten werden folgende Werte gespeichert:

- Nummer des ADC-Kanals
- Berechneter mittlerer Grundwert
- Startzeit des Pulses (in Einheiten der Digitalisierungszeit)
- Amplitudenwerte der nachfolgenden Zeitkanäle des Pulses

Der Vorteil liegt in einer deutlichen Reduzierung der Datenmenge, da alle Zeitkanäle ohne Pulsinformation nicht ausgelesen werden zu brauchen, trotzdem geht die Information der Pulsstruktur nicht verloren.

6.2 Formate der Datenaufzeichnung

Auf eine ausschließliche Datenreduktion direkt nach den FADC wurde bewußt verzichtet, um eventuell andere Pulserkennungsroutinen bei der späteren Auswertung der Daten erproben und anpassen zu können. Es besteht weiterhin die Möglichkeit, vollständige FADC-Daten abzurufen.

Die FADC- und die reduzierten Daten liegen aber in verschiedenen Ausgangsdatenformaten vor. Aus diesem Grunde wurden zwei Versionen des Leseprogramms erstellt. Beide Programme sind bis auf die Ein- und Ausgangsalgorithmen im wesentlichen identisch.

Aufgrund der sehr viel größeren Datenmengen der FADC - Daten sowie der langsameren Übertragungsgeschwindigkeit über den seriellen Weg (siehe Kap. 6.3) mit der damit verbundenen langen Zeit zwischen Ereignis und Speicherung auf Magnetband ist der Datenreduzierung immer den Vorrang zu geben.

6.2.1 FADC - Daten

Im Kapitel 5.4.1 wurden die verwendeten Flash-ADC's bereits vorgestellt. Die digitalisierten Datenwerte werden im RAM des FADC in Form von 4×256 8-Bit-Wörtern gespeichert (pro ADC- und Zeitkanal ein 8-Bit-Wort).

Der Camac-Überrahmen besitzt einen 24-Bit-Datenbus, d.h. es können maximal 24 Bits parallel übertragen werden. Bei der hier verwendeten Elektronik werden jeweils 2 ADC-Kanäle zusammengefaßt und als 16-Bit-Worte über den Camac-Datenbus und den seriellen Weg zur Nord-10 weitergeleitet (siehe Abb. 6.2). Die gesamten Daten eines FADC-Moduls

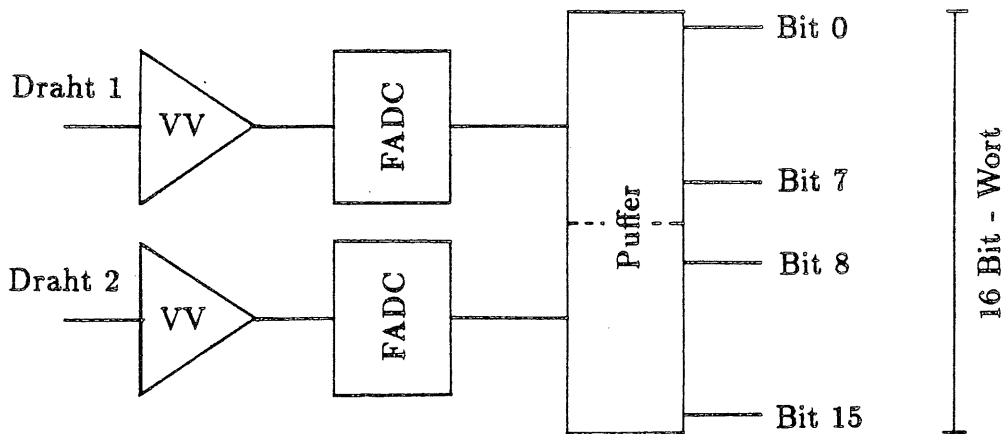


Abbildung 6.2: Übertragung der ADC-Inhalte zweier ADC-Kanäle als 16-Bit-Wort

lassen sich somit in 512 Zyklen einlesen. Aus sämtlichen 20 Modulen werden insgesamt 20 KBytes übertragen. Die Verarbeitung der Daten im Experimentrechner gliedert sich in 4 Teile:

- Trennung der zusammengefaßten ADC-Kanäle
- Verbinden der 256 Zeitkanäle jedes ADC-Kanals zu insgesamt 80 Teilblöcken
- Verbinden der 80 Teilblöcke zu 2 Datenblöcken
- Schreiben auf Magnetband

Die in einem 16-Bit-Wort zusammengefaßten Zeitkanäle werden getrennt und in Blöcken zu 256 Werten zusammengefaßt. Damit lassen sich die Zeitwerte der einzelnen ADC's in Teilblöcken aneinanderhängen, wobei je 4 zu einem Flash-ADC Modul gehören. Die Inhalte von 10 Modulen werden zu einem Block verbunden und auf Magnetband geschrieben.

Durch die Teilung eines 16-Bit-Wortes verdoppelt sich die Datenmenge und pro Ereignis werden 40 KBytes auf Band gespeichert. Hinzu kommt ein 512 Bytes langer Datenkopf, in dem bestimmte Angaben zu den Ereignissen stehen (Abb. 6.3).

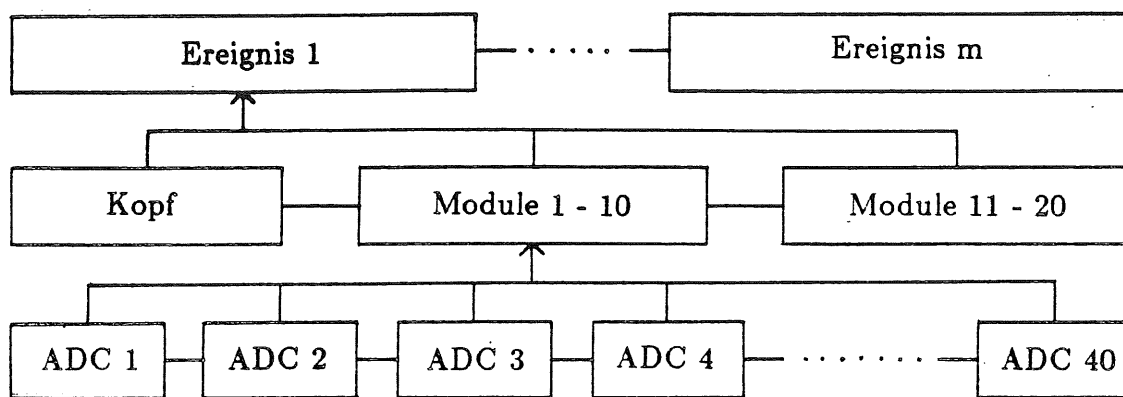


Abbildung 6.3: Datenformat der FADC-Daten

6.2.2 Reduzierte Daten

Bei der Übertragung der FADC-Daten werden sehr viele Datenwerte ohne interessante Information, d.h. hauptsächlich die Werte des digitalisierten Rauschens, übertragen. Elektroneninduzierte Impulse haben eine typische Länge von etwa 100 ns , entsprechend 10 Kanälen. Dies sind nur etwa 4 % von 256 Zeitkanälen. 96 % der Daten werden nicht benötigt.

Zur Erhöhung der Effizienz werden die FADC-Daten von einem Mikrocomputer vorver-

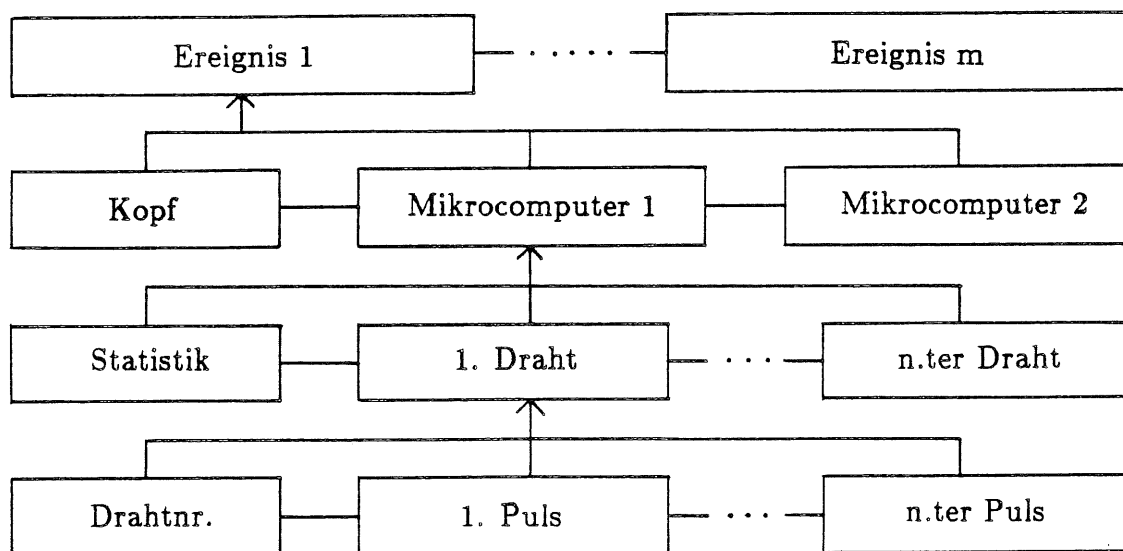


Abbildung 6.4: Datenformat der reduzierten Daten

arbeitet und reduziert (siehe Kap. 6.5). Im Speicher des Computers stehen nur noch die relevanten Pulsdaten für jeden Draht, auf dem ein Puls gefunden wurde (siehe Abb. 6.4):

- Drahtnummer
- mittlerer Grundwert
- Startkanal eines Pulses

- Amplituden der nachfolgenden Zeitkanäle des Pulses

Die Menge der zu übertragenden Datenwerte ist von der Anzahl und der Länge der gefundenen Pulse auf den Drähten abhängig. Hinzu kommt noch eine gewisse Anzahl von Kontrollbytes. Die Länge läßt sich folgendermaßen abschätzen:

$$L (Bytes) = 14^2 + \sum_{i=1}^l (6 + \sum_{k=1}^m (4 + n_{i_k} + \sum_{r=0}^d (1 + P_{i_k r}))) \quad (6.60)$$

- l Zahl der Drähte mit gefundenen Pulsen (40)
- m Zahl der Pulse pro Draht (1)
- n Zahl der Pulskanäle pro Puls (15)
- d Zahl der Doppelpulse pro Puls (0)
- P Zahl der Doppelpulskanäle (0)

Bei einem durchschnittlichen Ereignis mit den in Klammern aufgeführten Werten ergibt sich eine Länge $L = 1054$ Bytes. Dies entspricht einer Datenreduktion um etwa 90 % gegenüber den FADC-Daten. In Abbildung 6.5 ist die mittlere Länge der reduzierten Daten bei einem Test zur Aufnahme von Testpulsen dargestellt. Es waren 2 Pulse pro Draht mit je etwa

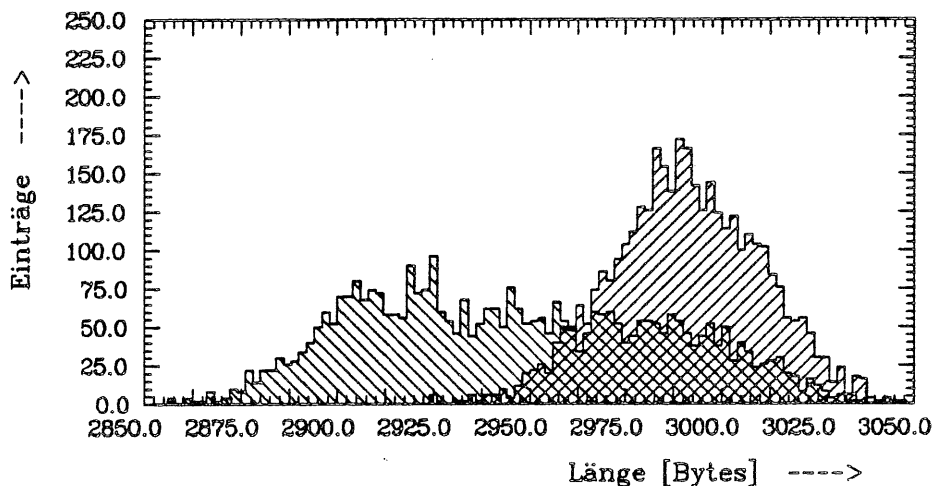


Abbildung 6.5: Mittlere Länge der reduzierten Daten für die Datenreduktion von je 40 Drähten bei zwei Mikrocomputern

100 – 110 nsec Pulsdauer auf allen 80 Drähten. Das ergibt eine durchschnittliche Länge zwischen 2894 und 3040 Bytes. Die Speicherung erfolgt im Speicher des Mikrocomputers, auf den der Zugriff der Nord-10 zur Überspielung der Speicherinhalte erfolgt. Die so gelesenen Daten werden ebenfalls auf Magnetband geschrieben. Zusätzlich zu diesen Daten wird ein 512 Bytes langer Datenkopf vor den Datenblocks geschrieben. (Zur Auswertung dieser Datenbänder siehe Kapitel 6.5).

Zeitbedarf der Mikrocomputer Im Verlauf der Laufzeiteichung wurde der mittlere Zeitbedarf der Datenreduktion im Computer bestimmt. Bei 40 Drähten ergibt sich ein mittlerer Wert von etwa 158 ms. In Abbildung 6.6 ist dies für zwei Mikrocomputer, die je 40 Drähte ausgewertet haben, gezeigt.

²Kontrollwerte

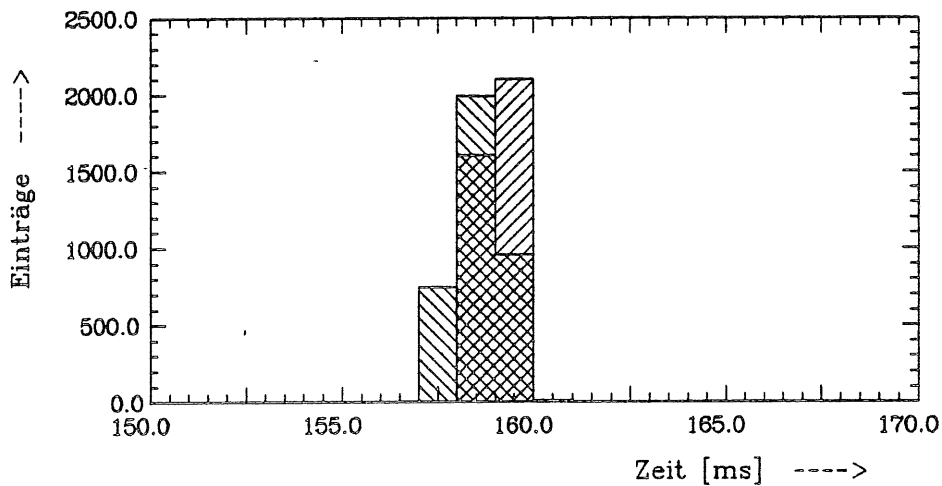


Abbildung 6.6: Zeitbedarf der Datenreduktion bei der Auswertung von je 40 Drähten für zwei Mikrocomputer

6.2.3 Datennahme

Die Datennahme gliedert sich folgende Punkte :

- Löschen der FADC und Öffnen des Triggerratters
- Warten auf ein Ereignis
- Auslesen der Daten aus den FADC oder Mikrocomputern
- Verarbeiten (Speichern) der Daten

Der Ablauf der Datennahme ist im Flußdiagramm der Abbildung A.2 des Anhangs A.1 dargestellt, zusammen mit einer näheren Beschreibung der Programme.

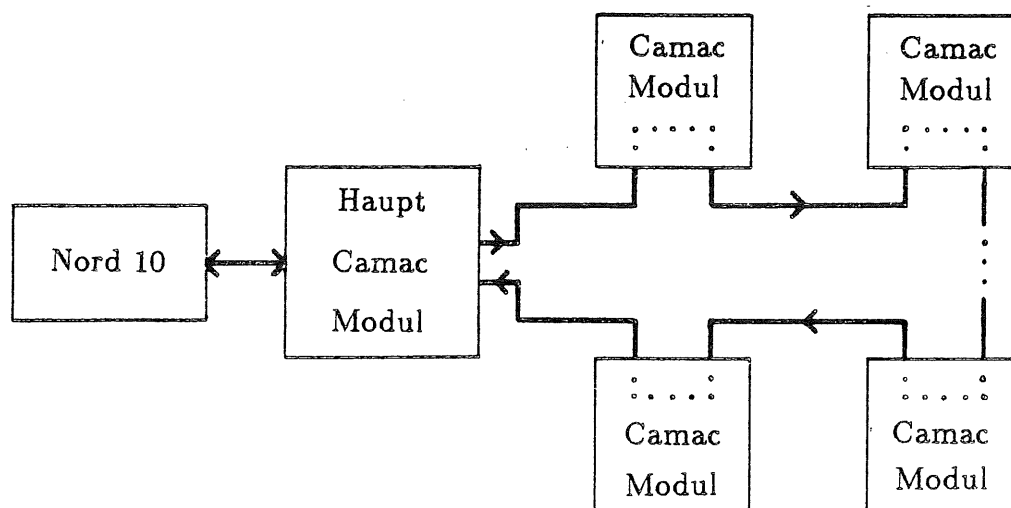
6.3 Datenübertragung

Zur Datenaufzeichnung wurde ein Computer verwendet, dessen Standort bei diesem Test ca. 200 m vom Teststrahl entfernt lag. Damit schied eine parallele Verarbeitung der Daten-Steuer- und Adressleitungen des Camac-Busses aus. Dies ist nur bei Entfernungen bis etwa 30 m möglich.

Verwendet wurde ein serielles Ringleitungssystem ("Seriell-Link"), das in Abbildung 6.7 dargestellt ist. Der Nachteil bei dieser Übertragungsart liegt in der relativ langsamen Übertragungsgeschwindigkeit, der Vorteil in der hohen Übertragungssicherheit. Die Datenbytes werden in serieller Form übertragen.

Ein Befehls- bzw. Übertragungszyklus beinhaltet:

- Senden des Befehls- bzw. Datenwortes
- Auswerten im Modul

Abbildung 6.7: *Seriellles Ringleitungssystem*

- Ausführung des Befehls durch das Modul
- Eventuell Senden des Ergebnisses zum Rechner
- Senden einer Empfangsbestätigung zum Rechner

Zu jedem Zyklus wird eine Antwort erwartet, die wiederum im Rechner ausgewertet werden muß. Durch diese rechnerinterne Steuerung und Verarbeitung wird die effektive Übertragungsgeschwindigkeit verringert. Das Lesen von 10 KBytes Daten aus den FADC benötigt etwa 50 Sekunden, dagegen für einen reduzierten Datensatz aus dem Mikrocomputer nur einige Sekunden.

Eine effektive Übertragungsrate kann man nicht angeben, da eine zusätzliche Nutzung der Nord-10 durch andere Benutzer sich in verminderten Raten bemerkbar macht.

6.4 Graphische Darstellung der Spuren

Mit diesem Graphikprogramm ist man in der Lage, Teilchendurchgänge direkt am Teststrahl ("On-Line") zu beobachten, die Lage des Strahls in der Kammer zu kontrollieren und Lageänderungen zu erkennen, sowie die Gasverstärkung für die Elektronik optimal einzustellen und Ausfälle in der Elektronik sofort festzustellen. Ferner soll der zeitliche Abgleich und Veränderungen an der Triggerlogik kontrolliert werden.

Es existieren zwei Versionen zur Darstellung von sowohl FADC- als auch reduzierten Daten. Um den verschiedensten Anforderungen gerecht zu werden, können mehrere Darstellungsmöglichkeiten während des Programmlaufs gewählt werden:

- $R\varphi$ - Darstellung der 3 aufgebauten Segmente mit der räumlichen Rekonstruktion der Spur (Abb. 6.8 b und Abb. 6.9 b).
- Darstellung der Inhalte von bis zu 80 FADC-Kanälen in Amplituden - Zeitdiagrammen (Abb. 6.8 c, d und 6.9 c, d).

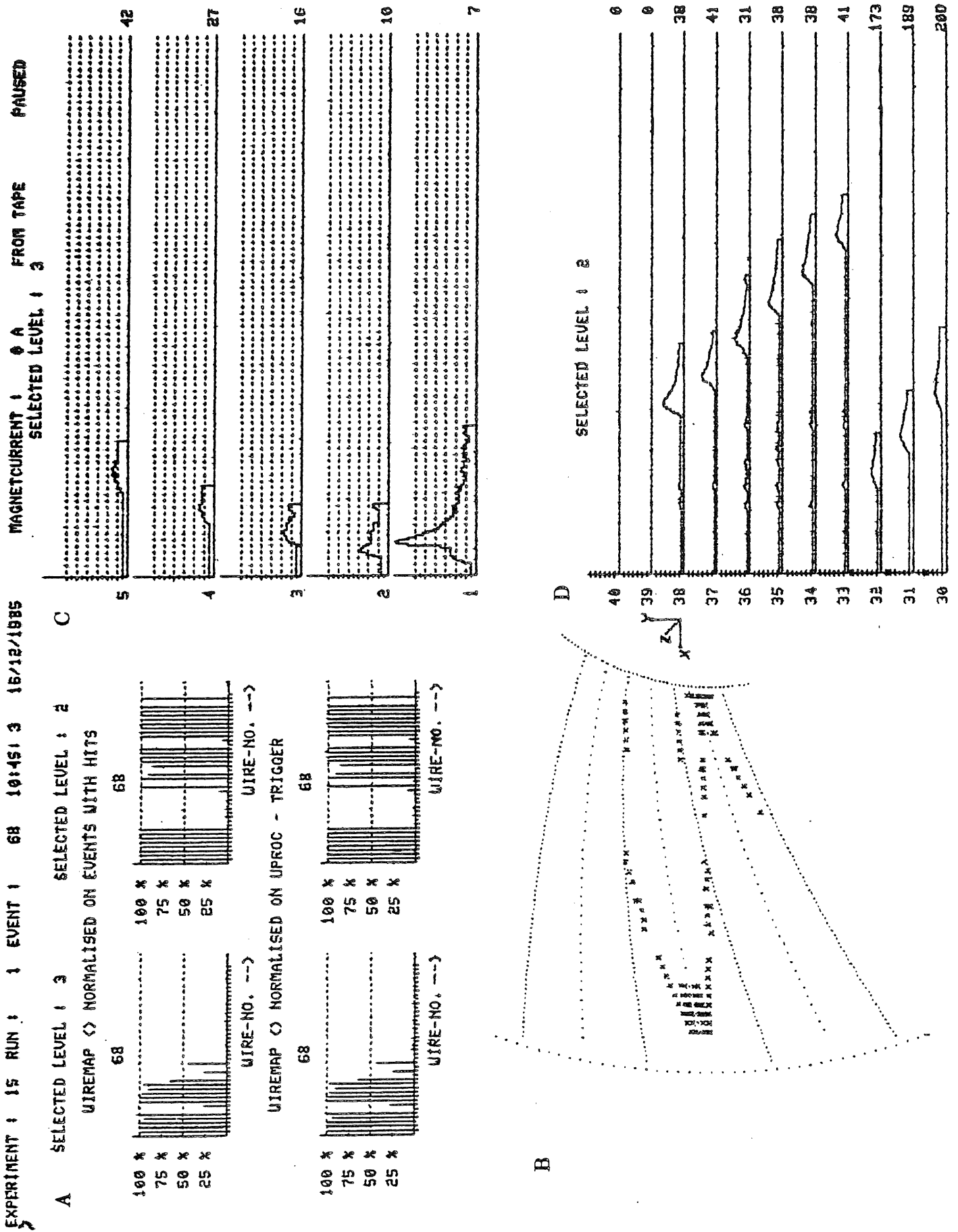


Abbildung 6.8: On-Line - Darstellung der Teilchenspur (Beispiel 1)
 A: Ansprechwahrscheinlichkeit der Signaldrähte
 B: $R\varphi$ - Darstellung der Segmente
 C: Amplituden- Zeitdiagramm von 5 FADC-Kanälen des unteren Segmentes
 D: Amplituden- Zeitdiagramm von 11 FADC-Kanälen des mittleren Segmentes

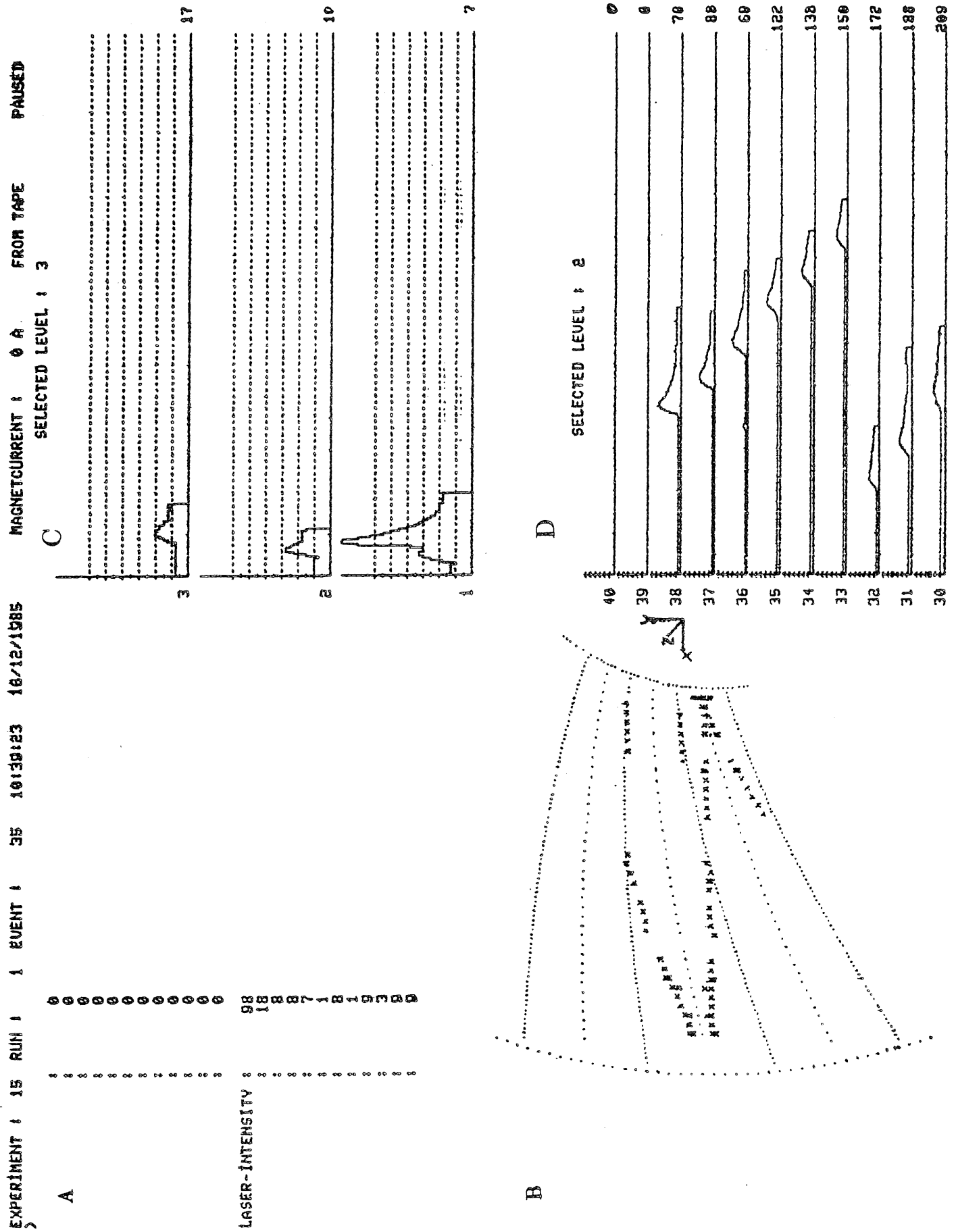


Abbildung 6.9: On-Line - Darstellung der Teilchenspur (Beispiel 2)
A: Liste der Inhalte von zwei 12-Kanal-ADC's
B: $R\phi$ - Darstellung der Segmente
C: Amplituden- Zeitdiagramm von 3 FADC-Kanälen des unteren Segmentes
D: Amplituden- Zeitdiagramm von 11 FADC-Kanälen des mittleren Segmentes

- Zwei Diagramme zur Darstellung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Signaldrähte der ausgelesenen Ebenen, normiert auf die Zahl der Ereignisse, bei denen Pulse gefunden wurden und normiert auf die Gesamtzahl der Trigger (nur bei Darstellung der reduzierten Daten) (Abb. 6.8 a).
- Eine Liste der Inhalte von zwei zusätzlich benutzten 12 Kanal-ADC's [13] (Abb. 6.9 a).

Die räumliche Rekonstruktion der Spurpositionen in der $R\varphi$ - Ebene erfolgt unter Vorgabe der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas rechts und links der Signaldrahtebene unter der Annahme, daß ein Magnetfeld eingeschaltet und der Lorentzwinkel $\alpha_L = 15^\circ$ ist.

Abweichende Driftgeschwindigkeiten und Magnetfelder machen sich in dieser Zeichenebene als versetzte Spurlinien an der gemeinsamen Segmentgrenze bemerkbar.

Der Vorteil liegt in der sofortigen Rückkopplung der angenommenen und eingesetzten Werte.

6.5 Datenanalyse

Die eigentliche Datenanalyse zur Bestimmung der Auflösung und der Eichdaten der Spiralkammer erfolgt am Rechenzentrum von **DESY**. Die beschriebenen Magnetbänder werden mit einem Datenbanksystem, das speziell zur Analyse von Daten aus Hochenergiebeschleunigerexperimenten entwickelt wurde, kopiert und können dann weiter bearbeitet werden.

Folgende Punkte sollen aus den Testdaten u.a. bestimmt werden:

- Eichung der Modullaufzeiten (siehe Kap. 5.4.2)
- Bestimmung des relativen und absoluten T_0 der Spur
- Bestimmung der Driftgeschwindigkeiten in der Kammer
- Bestimmung des Lorentzwinkels
- Berechnung der $R\varphi$ - Auflösung der Kammer

Die Auswertung der Daten ist in der Arbeit von M. Pfeiffer [13] beschrieben.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Es wurden die elektrischen Felder und Driftlinien einer Drahtdriftkammer mit spiralförmiger Zellengeometrie für einen Lorentzwinkel $\alpha_L = 15^\circ$ berechnet.

Bei der Auswertung der Driftlinienberechnungen hat sich gezeigt, daß die Linien in einer Spiralgeometrie homogen verlaufen und eine Kompensation des Lorentzwinkels mit dieser Struktur möglich ist.

Die für die Erzeugung eines homogenen Feldes notwendigen Potentiale auf den einzelnen Drähten können durch Widerstandsteilerketten aus 4 zugeführten Spannungen gewonnen werden. Diese 4 Spannungen sind voneinander und von der elektrischen Feldstärke abhängig und lassen sich anhand von linearen Gleichungen für beliebige Felder berechnen.

Die spezielle Struktur wirkt sich auf die Feldstärke aus und führt zu linearen Erhöhungen der elektrischen Feldstärke entlang der Driftwege um etwa 2.5 %, da durch die Krümmung der Spirale die Driftzellen eine keilförmige Form annehmen. Die geometrischen Längen der elektrischen Feldlinien sind deshalb auf beiden Seiten eines Signaldrahtes verschieden und dies führt zu mittleren elektrischen Feldstärken, die auf beiden Seiten um ca. 2.4 % differieren. Die Oberflächenfeldstärke E_0 der Signaldrähte ist vom elektrischen Feld $\langle E \rangle$ innerhalb der Kammer abhängig und verringert sich bei sinkenden Feldstärken $\langle E \rangle$. Bei einer Verringerung der Kammerfeldstärke $\langle E \rangle$ um etwa 61 % sinkt die Feldstärke an der Oberfläche eines Signaldrahtes um etwa 20 %.

Weiterhin sind die in der Kammer auftretenden Sattelpunkte des Potentials und die Auswirkungen dieser lokalen Minima im elektrischen Feld untersucht worden. Sattelpunkte sind ausgezeichnete Punkte mit $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi = 0$. Sie bilden Stützpunkte der Driftraumgrenzen, die durch Geraden durch die Sattelpunkte parallel zu den Driftlinien symbolisiert werden. Dies führt zu einem geometrischen Versatz der Drifträume auf beiden Seiten der Signaldrähte unter dem Einfluß eines Magnetfeldes, der bei steigender Magnetfeldstärke größer und bei wachsenden Feldstärken kleiner wird.

In der Kammer konnten keine toten Bereiche des Teilchennachweises entdeckt werden, wenn eine vollständige Kompensation des Lorentzwinkels vorlag.

Fehlende Potentialdrähte wirken sich bei sinkenden Feldstärken durch Verzerrungen auf die Feldstruktur aus. Gleichzeitig wird der Verlauf der Feldstärke entlang des Driftweges stärker nichtlinear und ändert sich um etwa 7 % bei $\langle E \rangle = 257 \frac{V}{cm}$, dagegen aber nur um

ca. 1.6 % bei $\langle E \rangle = 650 \frac{V}{cm}$.

Weiterhin ist mit einer sinkenden Oberflächenfeldstärke auf den neben dem fehlenden Potentialdraht angrenzenden Signaldrähten um etwa 11 % für $\langle E \rangle = 257 \frac{V}{cm}$ und 3.5 % bei $\langle E \rangle = 650 \frac{V}{cm}$ zu rechnen.

Fehlende Signaldrähte als Endpunkte von Driftlinien verursachen Feldänderungen in den benachbarten Drifträumen um mehr als 10 % mit einem nichtlinearen Verlauf der Feldstärke. Hinzu kommt, daß die Feldstruktur durch starke Lageänderungen im Raum inhomogen wird. Wie sich gezeigt hat, läßt sich dies durch Erhöhung der Feldstärke zum Teil korrigieren. Die Oberflächenfeldstärke auf den direkt an den Fehlstellen angrenzenden Signaldrähten steigt um etwa 9 %.

Ungenauigkeiten in der Drahtpositionierung der Kathodendrähte machen sich im homogenen Driftraum nicht bemerkbar, da sich die Feldstärke nur um einige zehntel Prozent bei Positionierungsfehlern von $100 \mu m$ ändert. Abweichungen von mehr als 1 % gegenüber dem normalen Feldverlauf werden nur in der Nähe (max. 5 mm Abstand) von der Kathodenfläche bei Fehlpositionen senkrecht zur Fläche beobachtet, unabhängig von der anliegenden Feldstärke.

Zur Datenerfassung bei den erfolgten Testen sind schnelle Analog-Digital-Wandler (FADC) in Verbindung mit einer Triggerlogik, bestehend aus Szintillationszählern und nachgeschalteter Elektronik, verwendet worden. Dabei wurde eine Datenreduktion durch zusätzliche Mikrocomputer ermöglicht, die Pulse in den Datenmengen aus den FADC's suchen und zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung stellen.

Die Erfassung und Speicherung der Daten auf Magnetband ist von entwickelten Datennahmeprogrammen ausgeführt worden, die zusätzlich den Betriebsablauf kontrolliert und die FADC und Triggerlogik gesteuert haben.

Die gelesenen Daten konnten auf einem Graphikschirm dargestellt werden. Die Aufbereitung der Daten für Diagramme und Steuerung der Zeichnung wurden von einem weiteren Programm übernommen.

Abschließend läßt sich sagen, daß der Verlauf der elektrischen Feldlinien und der Driftlinien in einer Driftkammer mit spiralförmiger Zellengeometrie gut verstanden worden ist. Die dabei entdeckten Feldänderungen lassen sich erklären und mit ausreichender Genauigkeit bestimmen.

Die verwendete Ausleseelektronik und Triggerlogik sowie die Datennahme- und Graphikprogramme haben während der Testphasen einwandfrei gearbeitet.

Anhang A

Auslese - Programmbeschreibung

A.1 Datennahmeprogramm

Die zur Datennahme der FADC- und der in den Mikrocomputern reduzierten Daten erstellten Programme wurden auf einer NORD-10 in Fortran geschrieben. Um eine möglichst einfache Bedienung zu gewährleisten, sind die Programme im wesentlichen selbsterklärend und menue-gesteuert. Das Menue läßt sich zu jedem Zeitpunkt aufrufen. Eine Ausführung beginnt nach der Eingabe des entsprechenden Menue-Befehls.

Falsche Befehlswoorte oder zu bestimmten Zeitpunkten verbotene Befehlseingaben werden zurückgewiesen, kommentiert, und der Menue-Status bleibt erhalten.

Aus der laufenden Datennahme ist jederzeit ein Sprung in das Menue durch Betätigen der "Enter" - Taste möglich. Die Programmausführung wird zu diesem Zweck unterbrochen, kann aber fortgesetzt werden.

Der jeweilige Zustand wird in einer "Status"-Zeile auf dem Schirm ausgegeben, ebenso die Anzahl der gelesenen und auf Magnetband geschriebenen Ereignisse.

Zusätzlich werden die zuletzt gelesenen Daten auf Magnetplatte festgehalten, um von einem On-Line - Graphikprogramm ausgewertet werden zu können. Dies erfolgt aber unabhängig von der Datennahme. Abbildung A.1 zeigt den "Menue-Überbau" der Programme und Abbildung A.2 gibt einen Überblick über den Ablauf der Datenauslese.

Der wesentliche Unterschied der beiden Programme liegt in den Unterprogrammen, die den Zugriff auf die FADC, bzw. Mikrocomputer steuern und den unterschiedlichen Datenformaten angepaßt sind. Auf der Benutzerebene ist kein Unterschied in der Ablaufsteuerung zu erkennen, d.h. das Menue ist für beide Programme gleich.

A.2 Graphikprogramm

Auch die Graphikprogramme sind menue-gesteuert, so daß die allgemeinen Aussagen von Anhang A.1 auch hier anzuwenden sind.

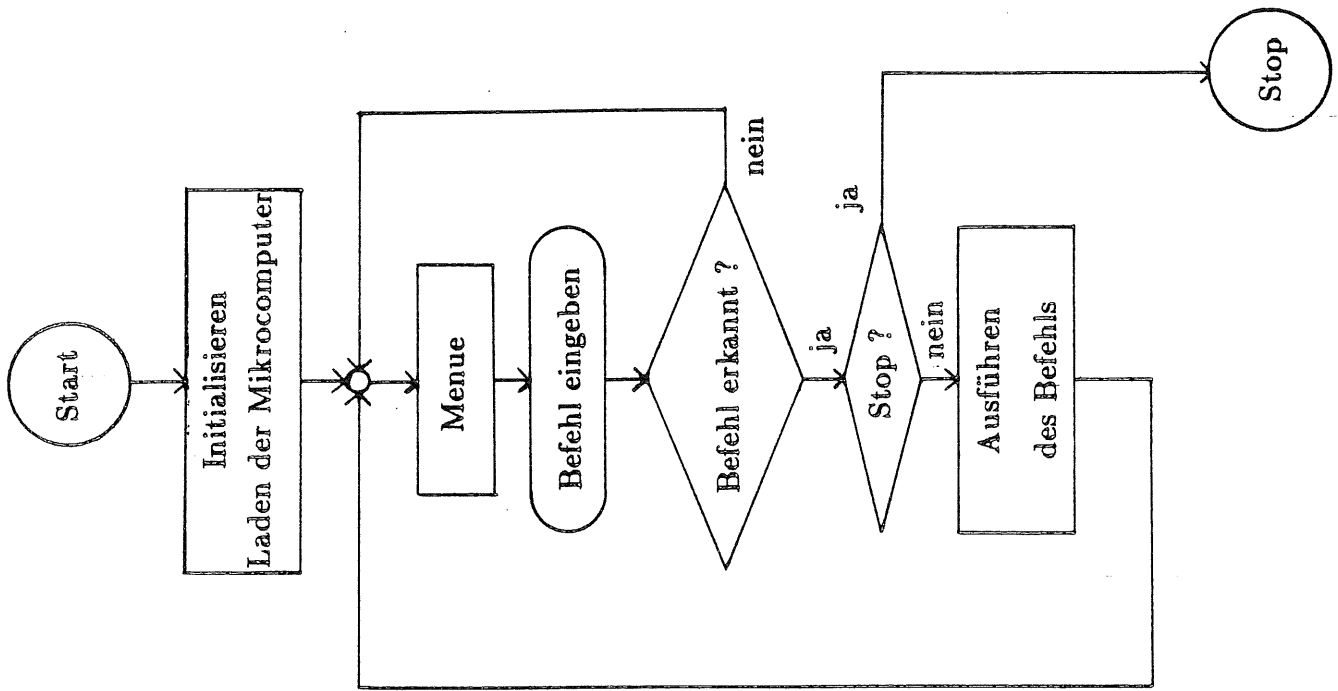


Abbildung A.1: Flußdiagramm zur Menüsteuerung

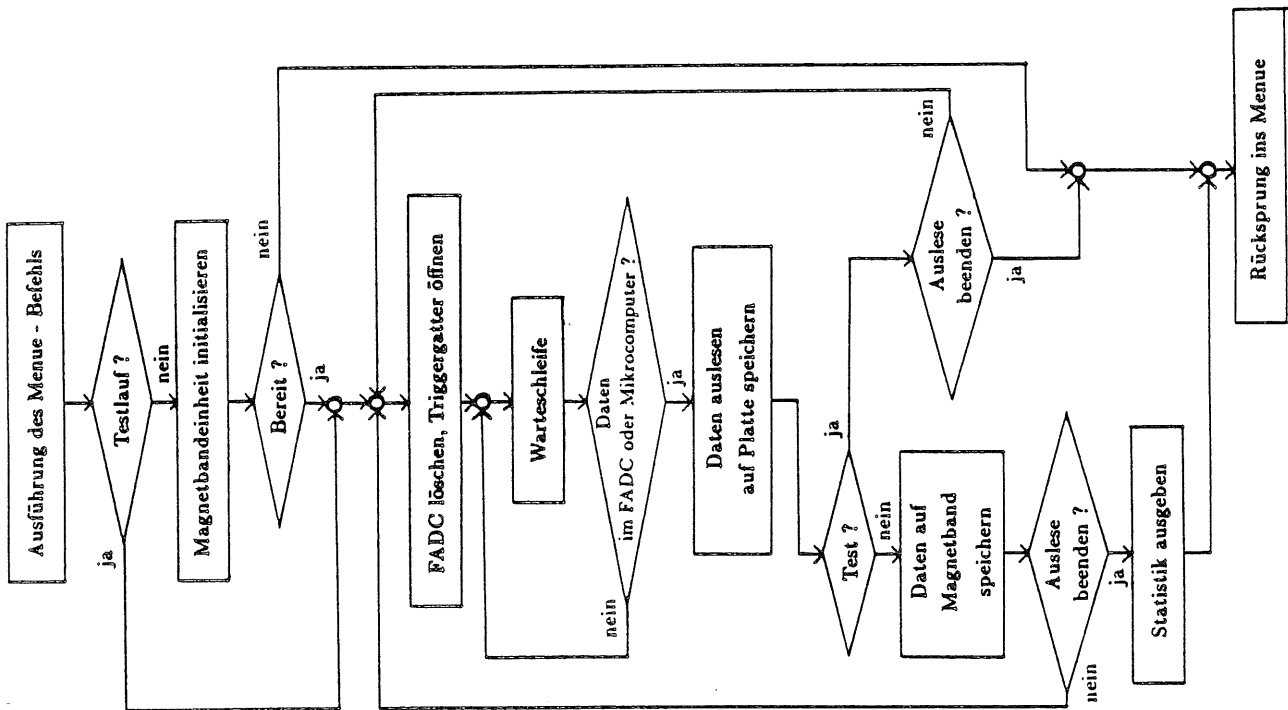


Abbildung A.2: Flußdiagramm zur Datennahmeausführung

Beide Routinen sind an die unterschiedlichen Datenformate der FADC- und Mikrocomputerdaten angepaßt, die auf der als Übertragungsmedium dienenden Magnetplatte zwischengespeichert werden.

Das Menue steuert die Zusammenstellung der möglichen Bildauschnitte (siehe Kap. 6.4) und ermöglicht eine Wahl zwischen einer On-Line-Darstellung oder dem Lesen und Zeichnen von Daten vom Magnetband im Off-Line-Betrieb.

Literatur

- [1] F. Bourgeois, J. P. Dufey
Programmes de simulation des chambres à drift en champ magnetique
CERN 73 - 11 Genf 1973
- [2] F. Bourgeois
How to use the Driftchamber Simulation Package
CERN 75 - 102 Genf 1975
- [3] A. Breskin, N. Trautner
Properties of low - Pressure Drift Chambers
NIM 134 (1976) 35 - 46
- [4] Bronstein, Semendjajew
Taschenbuch der Mathematik (1981)
- [5] H. Buchholz
Elektrische und magnetische Potentialfelder
Berlin 1957
- [6] G. A. Erskine
Electrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers
NIM 105 (1972) 565 - 572 Genf 1973
- [7] J. Hagemann
Persönliche Mitteilungen
Hamburg 1985
- [8] K. H. Hellenbrand
Persönliche Mitteilungen
Hamburg 1985
- [9] J. D. Jackson
Klassische Elektrodynamik
Berkeley 1975
- [10] C. Kleinwort
Untersuchungen zur Auslese einer Driftkammer mit ultra-schnellen
Analog-Digital-Umsetzern (Flash-ADC) und unmittelbar erfolgreicher Datenreduktion
Diplomarbeit Hamburg 1985

- [11] C. Kleinwort
Persönliche Mitteilungen
Hamburg 1985
- [12] V. Palladino, B. Sadoulet
Application of Classical Theory of Electrons in Gases to Drift Proportional Chamber
NIM 128 (1975) 323 - 335
- [13] M. Pfeiffer
Test einer Spiraldriftkammer mit Hilfe eines Stickstofflasers
Diplomarbeit in Vorbereitung Hamburg 1986
- [14] F. Sauli
Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers
CERN 77 - 09 Genf 1977
- [15] F. Sauli, A. Peisert
Drift and Diffusion of Electrons in Gases: A Compilation
CERN 84 - 08 Genf 1984
- [16] W. Schnitt
Bau und Test einer Spiraldriftkammer
Diplomarbeit Hamburg 1986
- [17] J. Spitzer
Persönliche Mitteilungen
Hamburg 1985
- [18] Texas Instruments
9900 Family System Design and Data Book (1978)
- [19] E. T. Whittaker and G. N. Watson
A course of modern analysis
Cambridge 1946

Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzipieller Aufbau einer Driftkammer	4
2.2	Variation der Driftweglänge	5
2.3	Stoßquerschnitt für Elektronen	7
2.4	Driftgeschwindigkeit von verschiedenen Gasmischungen	8
2.5	Driftrichtung in elektromagnetischen Feldern	10
2.6	Beiträge zur Ortsauflösung	12
2.7	Kompensation des Lorentzwinkels	13
2.8	Querschnitt eines radialen Jet - Driftkammersegments	14
2.9	Angepaßte Kathodenspannungen	15
2.10	Asymmetrische Speichenkammer	15
2.11	Logarithmische Spiralkammer	16
3.1	Durchführungshülse aus Hostaform	17
3.2	Querschnitt durch eine Spiralkammer	18
3.3	Anschlußpunkte der Hochspannungen	19
3.4	Anschluß- und Verdrahtungsschema	20
4.1	Drahtanordnung bei der Feldberechnung	23
4.2	Prinzipielle (physikalische) Drahtanordnung bei der Feldberechnung	26
4.3	Ablauf der Feldberechnung	27
4.4	Driftkurve von Argon-Methan-Kohlendioxid	29
4.5	Driftlinien eines Segmentes	30
4.6	Driftlinien und Isochronen	31
4.7	Elektrische Feldlinien	32
4.8	Verzerrung am oberen Kammerrand	33
4.9	Verzerrung am unteren Kammerrand	33
4.10	Mittlere elektrische Feldstärke	34
4.11	Änderung der Feldstärke in den Driftzellen 4-37	35
4.12	Änderung der Feldstärke in den Driftzellen 1-3 u. 38-41	36

4.13	Verlauf der elektrischen Feldstärke	37
4.14	Längendifferenzen in der Spiralstruktur	38
4.15	Schematische Darstellung der Keilform	40
4.16	Feldstärke in Signaldrahtnähe	40
4.17	Driftzellen bei umgepoltem Magnetfeld	42
4.18	Ausschnitt der Potentialverteilung	43
4.19	Ausschnitt der Feldstärkeverteilung	43
4.20	Versatz der Drifträume (Beispiel 1)	44
4.21	Versatz der Drifträume (Beispiel 2)	44
4.22	Trajektorien für fehlenden Potentialdraht (Beispiel 1)	46
4.23	Feldstärkeänderungen bei fehlendem Potentialdraht (Beispiel 1)	46
4.24	Oberflächenfeldstärke bei fehlendem Potentialdraht (Beispiel 1)	47
4.25	Trajektorien für fehlenden Potentialdraht (Beispiel 2)	48
4.26	Feldstärkeänderungen bei fehlendem Potentialdraht (Beispiel 2)	48
4.27	Oberflächenfeldstärke bei fehlendem Potentialdraht (Beispiel 2)	49
4.28	Trajektorien für fehlende Signaldrähte (Beispiel 1)	50
4.29	Feldstärkeänderungen bei fehlenden Signaldrähten (Beispiel 1)	50
4.30	Oberflächenfeldstärke bei fehlenden Signaldrähten	51
4.31	Trajektorien für fehlende Signaldrähte (Beispiel 2)	51
4.32	Feldstärkeänderungen bei fehlenden Signaldrähten (Beispiel 2)	52
4.33	Feldänderung bei Positionierungsfehlern in Δx (Beispiel 1)	55
4.34	Feldänderung bei Positionierungsfehlern in Δy (Beispiel 1)	55
4.35	Feldänderung bei Positionierungsfehlern in Δx (Beispiel 2)	56
4.36	Feldänderung bei Positionierungsfehlern in Δy (Beispiel 2)	56
5.1	Koordinatensystem und Magnetanordnung	58
5.2	Magnetfeldstärke	59
5.3	Triggerlogik und Ausleseelektronik	60
5.4	Impulsdiagramm	61
5.5	Prinzip der z - Berechnung	63
5.6	Stromlaufplan VV 36	63
5.7	Prinzipschaltbild der Flash - ADC	65
5.8	Zeitkorrekturfaktoren c	68
5.9	t_0 - Korrekturwerte	68

6.1	Analoger und digitalisierter Einzel- und Doppelpuls	71
6.2	Übertragung der ADC - Inhalte	74
6.3	Datenformat der FADC - Daten	75
6.4	Datenformat der reduzierten Daten	75
6.5	Mittlere Länge der reduzierten Daten	76
6.6	Zeitbedarf der Datenreduktion	77
6.7	Seriellles Ringleitungssystem	78
6.8	On-Line - Darstellung (Beispiel 1)	79
6.9	On-Line - Darstellung (Beispiel 2)	80
A.1	Menuesteuerung	85
A.2	Datennahmeausführung	85

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. G. Weber, der mir diese Arbeit ermöglichte. Mein Dank gilt auch Herrn Dr. W. Bartel und Herrn Dr. R. Meinke für die Betreuung der Arbeit.

Herr Prof. Dr. G. Heinzelmann und Herr Dr. P. Steffen waren zu Diskussionen und hilfreicher Kritik bereit und trugen zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Herr Dipl. Ing. H. Matsumura war jederzeit bereit, in Diskussionen die vielfältigen Probleme der Elektronik zu erörtern und hilfreiche Tips zu geben.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Matthias Pfeiffer und Wolfgang Schnitt, die mit mir zusammen die Spiralkammer getestet haben.

Den Mitgliedern der JADE - Kollaboration danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Hiermit versichere ich, die Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angeführten Referenzen angefertigt zu haben.

Hamburg, im August 1986