

SCHNELLE ZWEITKOORDINATEN-  
BESTIMMUNG BEI DRIFTKAMMERN  
UND  
IHRE ANWENDUNG BEI  
H1 - SPURDETEKTOREN

EXPERIMENTAL-PHYSIKALISCHE  
DIPLOMARBEIT VON

STEFAN EGGLI  
NOVEMBER 1990

AUSGEFÜHRT IN DER GRUPPE VON  
HERRN PROF. P. TRUÖL  
PHYSIK-INSTITUT DER UNIVERSITÄT ZÜRICH

# INHALTSVERZEICHNIS

EINLEITUNG . . . . .	1
<b>I. PHYSIK BEI HERA</b>	
1. TIEFINELASTISCHE STREUUNG (DIS) . . . . .	2
2. SCHWERE QUARKS BEI HERA . . . . .	3
<b>II. DER SPURDETEKTOR UND DIE ZENTRALE JETKAMMER BEI H1</b>	
1. DER SPURDETEKTOR . . . . .	5
2. DIE ZENTRALE JETKAMMER (CJC) . . . . .	6
3. PROTOTYP DER CJC . . . . .	7
<b>III. UNTERGRUND BEI HERA UND KONZEPTE ZUR EREIGNIS- SELEKTION</b>	
1. RATEN . . . . .	9
2. EREIGNISSELEKTION BEI DER CJC . . . . .	10
<b>IV. ZWEITKOORDINATEN-AUSLESE BEI DRIFTKAMMERN</b>	
1. EINLEITUNG . . . . .	11
2. LADUNGSTEILUNG (CHARGE DIVISION)	
1. Linearität . . . . .	12
2. Auflösung . . . . .	17
3. Anwendung der Ladungsteilung im Experiment . . . . .	17
3. MESSUNG DER ANSTIEGSZEIT	
1. Linearität . . . . .	21
2. Anwendung bei Driftkammern . . . . .	21
4. LAUFZEITMESSUNG DER PULSAUSBREITUNG IM ANODENDRAHT	
1. Prinzipielles . . . . .	22
2. Auflösung . . . . .	23
3. Diskriminatoren und ihre Anwendungen. . . . .	25
4. Nichtlinearität . . . . .	29
5. Anwendung der Laufzeitmessung im Experiment . . . . .	32
5. ANWENDUNG BEI DER CJC . . . . .	40

## V. ZEITDIFFERENZ-MESSUNGEN AN HI-TESTDRIFTKAMMERN

1. INBETRIEBNAHME DES CJC-PROTOTYPS	
1. Installation	42
2. Driftzeitverteilung und Pulshöhenspektrum	43
2. LAUFZEITMESSUNG AM CJC-PROTOTYP	
1. Experimentelle Anordnung	45
2. Messung der Zeitdifferenz in Funktion der Einfallposition	46
3. Schlussfolgerungen	51
3. ZEITDIFFERENZMESSUNGEN AN DER PROTOTYP Z-DRIFTKAMMER (CIZ)	
1. Prototyp der CIZ	52
2. Experimentelle Anordnung	52
3. Messungen	53
4. Schlussfolgerungen	55

## VI. LAUFZEITMESSUNGEN MIT INTEGRIERTEM CONSTANT FRACTION DISKRIMINATOR

1. BESCHREIBUNG DES RAL10	56
2. DIE ALEPH-ELEKTRONIK (Az-BOARD)	57
3. MESSUNGEN AM PROTOTYP DER CJC	
1. Zeitdifferenzverteilung	59
2. Optimierung der Diskriminator-Parameter	60
3. Auflösung in Funktion der Gasverstärkung und weitere Diskriminatoren im Vergleich	61
4. Ortsauflösung	63
5. Schlussfolgerungen	64

## VII. ELEKTRONIK ZUR SCHNELLEN ZEITMESSUNG

1. DISKRETER ZEIT-ZU-AMPLITUDEN KONVERTER	65
2. INTEGRIERTER ZEIT-ZU-DIGITAL KONVERTER	66

## VIII. ZUSAMMENFASSUNG

DANKSAGUNG	69
------------	----

LITERATURVERZEICHNIS	70
----------------------	----

ANHANG	72
--------	----

## EINLEITUNG

Mit dem Bau der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA am DESY in Hamburg wird erstmals die Untersuchung der Elektron-Proton-Kollision bei Schwerpunktsenergien von 300 GeV möglich sein. Derart hohe Energien erlauben es, Strukturen von bis zu einigen  $10^{-18}$  cm aufzulösen. Somit besteht die Möglichkeit, einige offene Fragen im Rahmen der Quantenchromodynamik zu beantworten und dieses theoretische Modell experimentell weiter zu bestätigen. Ebenso erlauben die bei HERA erreichten Energien das Standard-Modell bei sehr grossem Impulsübertrag zu testen.

Für die Experimente an HERA werden zwei Detektoren, H1 und ZEUS, entwickelt. Das Physik-Institut der Universität Zürich, in Zusammenarbeit mit der ETH, beteiligt sich am Aufbau des H1-Detektors. Der Beitrag besteht im Bau zweier Spurkammern und der Entwicklung und Realisierung von Elektronik zur Ereignis Selektion.

Da ein Grossteil der Ereignisse aus uninteressantem Untergrund bestehen wird, welcher vom Protonenstrahl herrührt, ist eine Selektion nach der gewünschten Ereignis topologie notwendig. Die exakte Vertex-Bestimmung längs der Strahlachse der beobachteten Kollision erlaubt eine effiziente Identifikation von physikalisch interessanten Ereignissen. Ein solches Konzept wird bereits mit Hilfe der beiden Proportional-Kammern realisiert.

In dieser Arbeit wird nach einer Methode zur schnellen, longitudinalen Positionsbestimmung gesucht, welche bei der zentralen Jetkammer Anwendung finden soll. Diese zusätzliche Positionsinformation ergibt eine höhere Granularität in den Messlagen zur Vertexbestimmung und erlaubt somit eine verbesserte Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes.

Die prinzipiellen Methoden zur Bestimmung der Zweitkoordinate bei Driftkammern sollen vorgestellt und im Hinblick auf ihre Anwendung bei der zentralen Jetkammer bewertet werden. Dabei muss innerhalb der ersten Entscheidungsstufe bei der Ereignis Selektion eine gültige Positionsinformation geliefert werden. Dies stellt ein wichtiges Entscheidungskriterium bei der Wahl der Methode dar. Die geplante Anwendung in grossen Multiplizitäten am Experiment muss bei der Realisierung der Elektronik berücksichtigt werden. Über die prinzipielle Anwendung einer solchen Methode geben Testmessungen an einer Prototyp-Kammer Auskunft. Damit lässt sich auch eine Aussage über die erreichbare Positionsauflösung gewinnen.

Diese Arbeit soll als eine Entscheidungsgrundlage zur Erweiterung der Spurerkennung in longitudinaler Dimension bei der zentralen Jetkammer dienen. Eine Realisierung wird aber erst in einer späteren Ausbauphase des H1-Detektors in Frage kommen und von der tatsächlich beobachteten Untergrundrate abhängen.

## I. PHYSIK BEI HERA

Im HERA-Speicherring sollen Elektronen und Protonen bis zu 30 bzw. 820 GeV beschleunigt werden. Bei einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV kann somit ein neuer Energiebereich in der Hochenergiephysik erschlossen werden. In diesem Abschnitt soll nun ein kurzer Einblick in die verschiedenen theoretischen Aspekte gegeben werden, die sich bei solch hohen Energien untersuchen lassen. Eine ausführliche Beschreibung der Resultate verschiedenster HERA-Arbeitsgruppen findet sich in [1].

### 1.1. TIEFINELASTISCHE STREUUNG (DIS)

Der inelastische Streuprozess

Elektron + Proton $\rightarrow$ Lepton + hadronischer Endzustand
--

wird durch zwei kinematische Variablen beschrieben, so zum Beispiel durch Energie und Impuls des gestreuten Leptons. Geladene, schwache Ströme identifizieren sich durch ein auslaufendes Neutrino, ungeladene durch ein Elektron. Die Bindungsenergien der Quarks innerhalb des Protons können bei diesen Energien vernachlässigt werden (Impulsapproximation). Dies bedeutet, dass die Beschreibung der ep-Kollision als quasi-freier Elektron-Quark Stoss erfolgen kann. Das gestossene Quark erzeugt erst 'am Rande des Protons' weitere Mesonen (Fragmentation), die als sogenannte 'Jets' beobachtet werden.

Als andere, unabhängige Variable zur Beschreibung des gestreuten Leptons wird auch der Impulsübertrag<sup>1</sup> und der zum Protonenimpuls relative Impulsanteil des gestossenen Quarks<sup>2</sup> (Quark-Parton Modell) genommen.

Im Standard-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung zeigen die Wirkungsquerschnitte neutraler Ströme, dass bei grossem Impulsübertrag, der reine  $Z_0$ -Austausch-Term dominant wird. Fig.1 illustriert die Dominanz des  $Z_0$ -Austausches gegenüber dem elektromagnetischen Term und dem elektroschwachen Interferenzterm in diesem Energiebereich. Erstmals bei HERA werden nun Werte von  $Q^2 \approx 10^5 \text{ GeV}^2$  erreicht. Bei früheren Experimenten, welche die Protonenstruktur mit Hilfe hochenergetischer Myonen untersuchten, war ein Vorstoss in diesen Bereich noch nicht möglich.

---

1 Variable des Impulsübertrages:  $Q^2 = - (P_{\text{Proton}} - P_{\text{Hadron}})^2$

2 Björken x

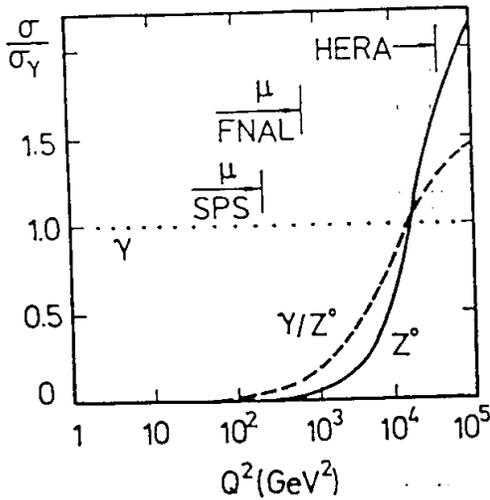


Fig.1  
 Relativer Anteil der elektromagnetischen und schwachen Wirkungsquerschnitte in Funktion von  $Q^2$ .  
 Weitere Beschleuniger-Bereiche sind eingezeichnet.  
 (aus [1])

Weiter lässt sich mit der tiefinelastischen Streuung die Kenntnis der Quark- und Gluonenverteilungs-Funktion im Proton erweitern. Dazu werden diese Verteilungen in kleinen  $x$ -Bereichen bis hinunter zu  $10^{-4}$  bei gleichzeitig grossem Impulsübertrag gemessen. Dies erlaubt ein besseres Verständnis einiger Quantenchromodynamik-Effekte (QCD) und soll zur Erhärtung dieser Theorie beitragen.

### 1.2. SCHWERE QUARKS BEI HERA

Das Studium der Physik schwerer Quarks stellt ein wichtiges Untersuchungsgebiet heutiger Hochenergieexperimente in der Teilchenphysik dar. Bei hadronischen Beschleunigern stellt die Boson-Gluon-Fusion (BGF) die dominante Produktionsquelle für schwere Quarks dar. Fig.2 zeigt die Feynman Diagramme in führender Ordnung bei diesem Mechanismus. Im Vergleich zum BGF-Prozess spielt die Produktion via geladene, schwache Ströme nur eine untergeordnete Rolle.

Die Untersuchung solcher Prozesse stellt ebenfalls ein präziser, quantitativer Test der QCD-Theorie dar.

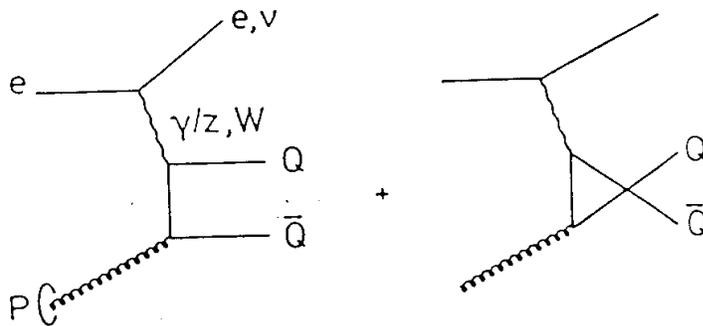


Fig.2 QCD-Diagram für die Boson-Gluon-Fusion (aus [1])

Die Oszillation im  $B_0 - \bar{B}_0$ -System (CP-Verletzung) wird bei HERA beobachtbar sein. Die grossen Wirkungsquerschnitte bei der Charm-Produktion können die Suche nach seltenen Zerfallsprozessen beim  $D_0$ -Meson unterstützen. Dabei scheint eine erstmalige Beobachtung der  $D_0 - \bar{D}_0$ -Oszillation im Bereich des Möglichen zu liegen<sup>1</sup>. Weiter soll durch die Untersuchung von B-Meson-Zerfälle die exakte Bestimmung des CKM-Matrixelementes  $V_{bu}$  (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix) gelingen.

Die Suche nach dem Top-Quark stellt ein wesentliches Ziel aller heutigen Grossbeschleuniger dar. Die obere Grenze für die Top-Masse, damit bei HERA messbare Ereignisraten auftreten, liegt bei 70GeV. Neueste Resultate zeigen aber, dass  $m_{top}$  um einiges höher liegt. Eine Entdeckung bei HERA scheint aus diesem Grunde unmöglich.

Diese Aufzählung ist nicht vollständig. Neben dem Test des Standard-Modells und der QCD wird die Suche nach Teilchen, die über diese Modelle hinausgehen, ebenfalls forciert. Einige Gebiete aus dieser 'exotischen Physik' seien zum Schluss aufgeführt:

- angeregte Elektronen
- Substruktur von Quark und Lepton
- Leptoquarks und Leptogluonen
- supersymmetrische Partner der Standardteilchen (SUSY)
- freie Quarks (Fig.3)

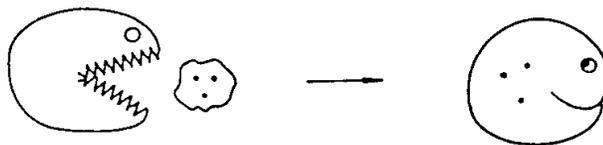


Fig.3 Freie Quarks zeigen 'Appetit' nach Nukleonen und lassen sich somit charakterisieren (aus [1])

---

<sup>1</sup> Vergleiche hierzu: Referenz [1] Seite 395ff

## II. DER SPURDETEKTOR UND DIE ZENTRALE JETKAMMER BEI HI

### II.1. DER SPURDETEKTOR

Die Ereignis-Topologie der  $ep$ -Kollision ( $E_p \gg E_c$ ) führt zu einem asymmetrischen Detektor-Design. Die Spurdetektoren sind dabei, unterschiedliche Bereiche im Polarwinkel abdeckend, in zwei Komponenten unterteilt: einerseits in den Vorwärtsdetektor, dessen Drahtebenen senkrecht zur Strahlachse liegen, andererseits in den zentralen Detektor, dessen Drähte grösstenteils parallel zu dieser verlaufen.

Der zentrale Spurdetektor selbst besteht aus mehreren Subdetektoren. Den Aufbau entnehme man Fig.1.

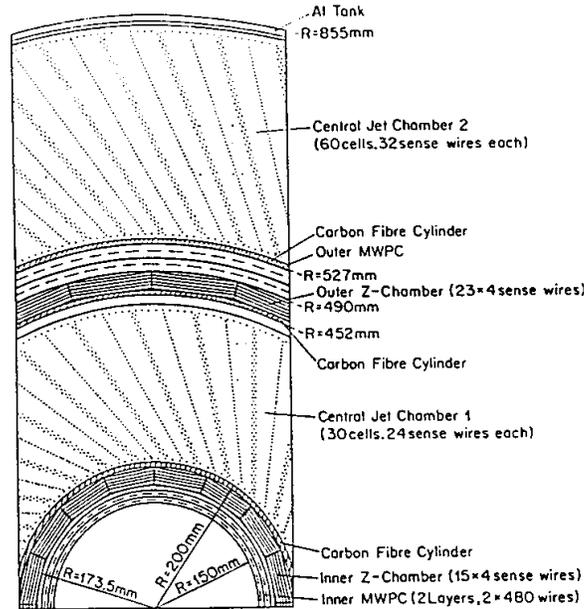


Fig.1 Ansicht des zentralen Spurdetektors parallel zur Strahlachse (aus [2])

Zwei Vieldraht-Proportionalkammern dienen zur instantanen Vertex-Bestimmung entlang der Strahlachse und unterstützen das Kalorimeter bei der Ereignisselektion.

Eine innere und äussere z-Driftkammer erlauben eine exakte Bestimmung der longitudinalen Position und somit des Polarwinkels einzelner Teilchenspuren. Die genaue Bestimmung des transversalen Impulses geschieht mit den beiden Jetkammern. Gleichzeitig soll mit diesen eine gute Doppelspurauflösung erreicht werden, um auch die Rekonstruktion von Ereignissen mit hohen Teilchendichten zu gewährleisten.

## II.2. DIE ZENTRALE JETKAMMER (CJC)

Eigentlich besteht dieser Subdetektor aus zwei ringförmigen Detektoren, der innere Ring ist dabei in 30 Zellen, der äussere in 60 angeordnet. Eine solche Zelle beinhaltet jeweils 24, bzw. 32 Anodendrähte, die parallel zur Strahlachse verlaufen. Weiter dienen Potential-, Kathoden- und Felldrähte zur Erzeugung möglichst homogener, elektrischer Felder über einen grossen Driftbereich (Fig.2). Mit Hilfe dieser Geometrie ist es möglich, bis zu 56 Raumpunkte über eine Spurlänge von ungefähr 650mm zu bestimmen.

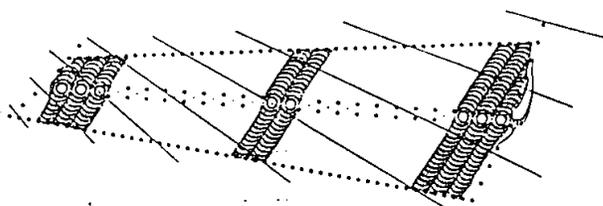


Fig.2. Isochronen einer CJC1-Zelle (aus [2]).  
Die radiale Neigung der Zellen ist zusätzlich angedeutet.

Der ganze Driftbereich mit der Anodendrahtebene ist dabei um etwa  $30^\circ$  zur radialen Richtung geneigt. Dies dient zur Kompensation der durch das Magnetfeld erzeugten Änderung in der Elektronen-Driftrichtung<sup>1</sup>, damit hochenergetische Teilchenspuren die Driftrichtung in einem möglichst senkrechten Winkel schneiden. Zusätzlich wird damit garantiert, dass die Signaldrahtebenen beider Jetkammern mindestens einmal gekreuzt werden. Auf diese Weise können Spuren, die aus zeitlich verschiedenen Kollisionen stammen, unterschieden werden.

Die maximale Driftstrecke variiert dabei zwischen 22.9mm (innerste Lage CJC1) und 44.5mm (äusserste Lage CJC1). Die totale aktive Länge in longitudinaler Richtung beträgt 2.21m. Der Anodendraht besteht aus vergoldetem Wolfram (3% Rhenium-Anteil) mit einem Durchmesser von  $20\mu\text{m}$ . Dies entspricht einem Ohm'schen Widerstand von  $300\Omega/\text{m}$ .

Die longitudinale Position wird mit Hilfe der Ladungsteilung bestimmt. Die exakteren Werte sollen aber durch die beiden z-Driftkammern erhalten werden.

Die Anforderung an die transversale Ortsauflösung, welche mit dieser Kammer erreicht werden soll, liegt um  $\sigma_{r\varphi} = 100\mu\text{m}$ . Dabei sollen Doppelspuren im Abstand von bis zu 2.5mm getrennt werden können. Die longitudinale Auflösung soll im Bereich von 1% der Drahtlänge liegen.

<sup>1</sup> Die Abweichung vom E-Feld-Vektor wird durch den Lorentz-Winkel beschrieben.

Jeder der 2640 Anodendrähte wird beidseitig mit einem Vorverstärker<sup>1</sup> abgeschlossen, welcher direkt an den Endflanschen des Detektors montiert ist. Dieser ist als ladungsempfindlicher Verstärker mit differentielllem Ausgang konzipiert. Weitere Spezifikationen entnehme man Tabelle 1. Das bipolare Signal wird über lange Multikoaxialkabel zur Auslese-Elektronik geführt.

Verstärkung	110mV/ $\mu$ A
Eingangsimpedanz	200 $\Omega$
Rauschen	2.5mV bei 25nA

Tab.1 Einige Kenndaten des 'High-Gain' Vorverstärkers (nach [3])

### II.3. PROTOTYP DER CJC

Im Rahmen einer Diplomarbeit [4] wurden Aufbau und Inbetriebnahme einer weiteren Testkammer für die CJC untersucht. Die Zielsetzung lag vor allem im Bau einer kleinen und flexiblen Kammer, um verschiedene Testmessungen einfach zu ermöglichen. Es wurde somit auf volle Kompatibilität zum endgültigen Design geachtet.

Lediglich die Zellgeometrie wurde geändert. Statt der geneigten Zellen wurde eine rechteckige Anordnung mit nur acht Signaldrähten gewählt, da die Kammer ohne Magnetfeld betrieben werden soll (Fig.3). Ebenso ist die longitudinale Ausdehnung auf etwa einen Meter reduziert worden.

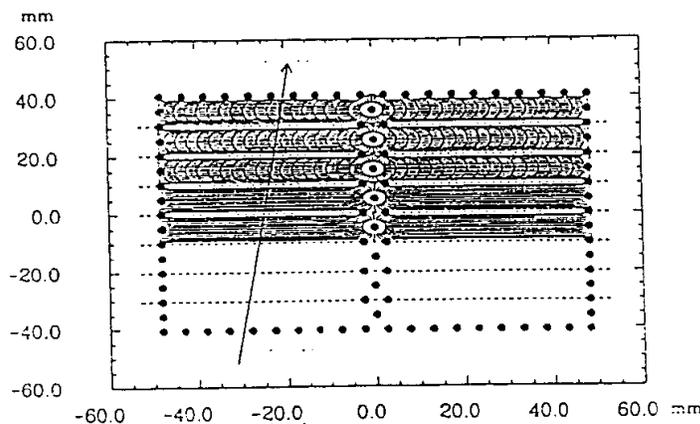


Fig.3 Feldkonfiguration der Testkammer (aus [4])

<sup>1</sup> basierend auf dem Operationsverstärker NE5539

Als Kammergehäuse, zur Abschirmung und als Gasbehälter, wurde ein AlMg-Rohr gewählt. Dabei kamen erstmals die definitiv bei der CJC verwendeten Drahtdurchführungen zum Einsatz. Der Aufbau der Endplatten und die Doppelreihe der Potentialdrähte sind als wesentliche Parallelen zum geplanten Aufbau der CJC weiter zu nennen.

Die sensitive Länge beträgt 1020mm in z-Richtung. Wegen der besseren mechanischen Stabilität sind aber die Anodendrähte durch solche mit 50 $\mu$ m im Durchmesser ersetzt worden. Dies bedingt einen niedrigeren Widerstand von 50 $\Omega$ /m. Die Anodendrähte liegen auf Hochspannung, deshalb wird nach den Durchführungen kapazitiv mit 1.5nF entkoppelt. Die Vorverstärker sind ebenfalls direkt an den beiden Kammerwänden angebracht.

Zum Schluss seien noch einige Daten und Abmessungen des Prototyps summarisch in Tabelle 2 aufgeführt.

Länge des Gehäuse	1510mm
Gewicht	ca. 55kg
Gasvolumen	52l
Wandstärke des Rohres	10mm
Anzahl Drähte	92
'Staggering' <sup>1</sup>	100 $\mu$ m
maximale Driftstrecke	48.26mm
Signaldrahtabstand	10.16mm
Gesamtbreite über alle Zellen	81.28mm

Tab.2 Einige Daten zum CJC-Prototyp (nach [4])

---

<sup>1</sup> Abstand von der Zellenmitte, im Vorzeichen für aufeinanderfolgende Drähte alternierend, um die Links-Rechts-Zuordnung einer Spur zu erlauben.

### III. UNTERGRUND BEI HERA

#### III.1. RATEN

Die hohen Strahlintensitäten<sup>1</sup> bei HERA produzieren, neben den physikalischen, auch unerwünschte Untergrund-Ereignisse. Diese können wie folgt klassifiziert werden:

- Synchrotronstrahlung
- Wechselwirkung zwischen Proton/Elektron mit Restgasmolekülen
- Protonen/Elektronen, die dem Strahl verloren gehen und hadronische Schauer im Strahlrohr oder Synchrotronabsorber erzeugen

Mit Hilfe von Simulationen lassen sich entsprechende Raten abschätzen. Die grösste Ungewissheit liegt dabei im Anteil der verlorengegangenen Strahlteilchen. Die Rate der Wechselwirkung mit dem Restgas ist proportional zum Restdruck, welcher im Strahlrohr schliesslich erzeugt werden kann. Die in Tab.1 angegebenen Werte gelten für  $10^{-9}$  Torr.

Source	Calculated Rate	Simulations	
		$\Sigma E_{\perp} \geq 10 \text{ GeV}$	$\Sigma E_{\perp} \geq 1 \text{ GeV}$ + MWPC z - vertex
lost protons	$3 \times 10^5 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$	$90 \text{ s}^{-1}$	$2 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$
lost electrons	$1 \times 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$		
p - air ( $10^{-9} \text{ Torr}$ )	$9 \times 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$		
synchrotron radiation	$1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$		
photons $\pm 2.5 \text{ m}$			
cosmic rays	$3 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$		$0.1 \text{ s}^{-1}$

Tab.1 Abgeschätzte Raten der Untergrundereignisse  
(aus [5])

Durch Restriktionen in der transversalen Energie und Bestimmung des Vertex kann ein Grossteil dieses Untergrundes herausselektiert werden. Trotzdem liegt die dominante Quelle aller beobachteten Reaktionen in den Untergrund-Ereignissen die vom Protonenstrahl herrühren. Die eigentlich interessierenden, physikalischen Raten liegen bei 100Hz für Photoproduktion und für alle restlichen Prozesse bei weniger als einem Hertz.

Um die Effizienz bei der Unterdrückung nochmals um Faktoren zu verbessern, werden unterschiedliche physikalische Grössen<sup>2</sup> verschiedener Subdetektoren kombiniert. Dies erlaubt somit eine spezifische Selektion nach der gewünschten Ereignistopologie.

1 Protonen: 480mA / Elektronen: 60mA

2 Energie, Impuls, Winkelverteilung, Multiplizität und Vertex

### III.2. EREIGNISSELEKTION BEI DER CJC

Bedingt durch die Anordnung der Driftzellen kann mit der CJC eine hohe Winkelauflösung erreicht werden, und man erhält somit exakte Werte im transversalen Impuls. Ebenso ist eine Charakterisierung nach der Multiplizität der Ereignisse möglich.

In einer ersten Entscheidungsstufe<sup>1</sup> sollen Untergrundereignisse durch Analyse, ob eine Spur aus dem Wechselwirkungspunkt stammt oder nicht, unterdrückt werden. Konzepte, die eine solche Bestimmung in der  $r\phi$ -Ebene erlauben, sind bereits entwickelt und in Realisierung begriffen [6].

Gleichzeitig erreicht man eine weitere Unterdrückung des Untergrundes, indem die Position des Vertex des Ereignisses entlang der Strahlachse (z-Vertex) berücksichtigt wird, da die z-Vertex-Verteilung des Untergrundes im Vergleich zur Grösse der Wechselwirkungszone der ep-Kollision, beliebig ausgedehnt ist. Ein solches Konzept wird bereits mit dem Proportional-Kammer-Trigger realisiert [7]. Eine zusätzliche Verwendung der z-Vertex-Bestimmung durch die CJC sollte dabei durch die höhere Granularität eine zusätzliche Verbesserung liefern.

Im Rahmen dieser Arbeit soll die Möglichkeit der z-Koordinatenbestimmung, innerhalb der ersten Entscheidungsstufe, bei der CJC untersucht werden. Die prinzipiellen Methoden sollen diskutiert werden und ebenso die technische Realisierung. Messungen an der Testkammer sollen über deren mögliche Anwendung Aufschluss geben. Wünschenswert wäre auch die Bereitstellung von Testelektronik zu diesem Zweck.

---

<sup>1</sup> Level 1: Entscheid etwa  $2\mu\text{s}$  nach einer ep-Kollision

## IV. ZWITTKOORDINATEN-AUSLESE IN DRIFTKAMMERN

### IV.1. EINLEITUNG

Positionsbestimmung von geladenen Teilchen in der Ebene senkrecht zum Anodendraht<sup>1</sup> passiert in effektivster Weise durch Driftzeitmessung. In Hochpräzisions-Driftkammern mit bestimmter Zellengeometrie (TEC) und hohem Gasdruck (etwa 4 Bar) werden Ortsauflösungen von bis zu 30 $\mu$ m erreicht.

Die Zweitkoordinate, das heisst diejenige längs des Anodendrahtes<sup>2</sup>, kann mit gleicher Detektoranordnung nur mit verminderter Auflösung bestimmt werden. Sie verbessert die Konsistenz der Spurrekonstruktion aber wesentlich.

Ein zusätzliches Auslesen des in den Kathoden induzierten Signals ergibt wohl bessere Werte für die Auflösung, bedarf aber zusätzlicher Auslese-Elektronik. Bei der CJC ist dies aber nicht vorgesehen. Deshalb betrachte ich nur Methoden, welche das Anodensignal benutzen.

Diese unterscheiden sich darin, dass sie verschiedene Anoden-Leitfähigkeiten und Elektroden-Kapazitäten voraussetzen. Im folgenden werde ich nun drei konventionelle Techniken für die Bestimmung der Zweitkoordinate und ihre Anwendung im Experiment vorstellen:

- Ladungsteilung bei JADE und H1
- Anstiegszeitmessung
- Laufzeitmessung in OPAL, ALEPH und ZEUS

In einem ersten Abschnitt sollen zwei einfache Modelle vorgestellt werden, welche die elektromagnetische Ausbreitung von Pulsen in einem RC-Glied beschreiben.

Am Ende dieses Kapitels wird dann eine Bewertung der Methoden im Hinblick auf die Anwendung bei der H1-Jetkammer erfolgen.

---

1 Bei Zylinderkoordinaten ist die  $r\phi$ -Ebene gemeint.

2 Die z-Richtung also.

## IV.2. LADUNGSTEILUNG (CHARGE-DIVISION)

### IV.2.1. Linearität

#### A) Eindimensionales RC-Glied

Die ohmschen Anodendrähte ergeben mit der Elektroden-Kapazität ein kontinuierlich verteiltes RC-Glied (Fig.1), welches als dissipatives System wirkt. Die z-Position des Teilchendurchgangs ist durch das Verhältnis der Ladungen gegeben, welche an den beiden Anodendrahtenden abfließen.

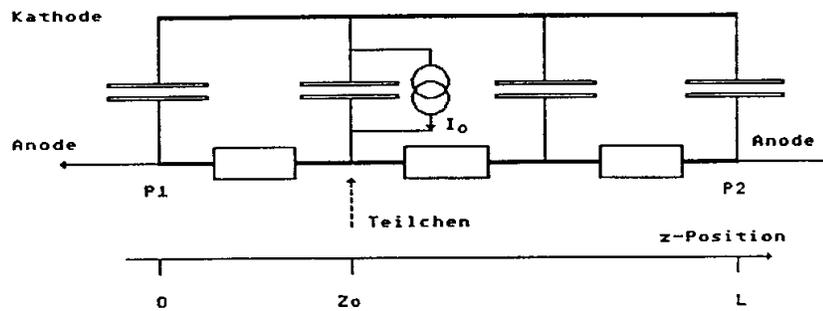


Fig.1 Eindimensionales Modell einer Driftkammer als kontinuierlich verteiltes RC-Glied

Mit diesem eindimensionalen Modell kann nun die Linearität zwischen Position  $z_0$  des Teilchens und total gesammelter Ladung an einem der beiden Positionskontakte (P1 und P2) gezeigt werden [8]. Weiter können auch Aussagen über das dynamische Verhalten der Ladungssammlung gemacht werden.

Eine weitere Vereinfachung besteht darin, dass die Elektronenlawine des Ionisationsprozesses punktförmig auf die Anode auftrifft und die Ladungssammlungszeit  $\tau_{coll}$  des Pulses klein gegenüber der Zeitkonstante  $\tau$  des RC-Gliedes ist. Diese Annahme ist nicht in jedem Fall gerechtfertigt, erlaubt aber den Puls als räumliche und zeitliche  $\delta$ -Distribution anzusehen, und vereinfacht somit die mathematische Behandlung.

Die Diffusion wird nun durch die Telegraphengleichung mit verschwindender Induktivität beschrieben [9]:

$$(1) \quad \partial U / \partial t = (L^2 / RC) \cdot \partial^2 U / \partial z^2$$

U: Spannung

R: Anodendrahtwiderstand [ $\Omega/m$ ]

C: Elektrodenkapazität [F/m]

L: Länge des Detektors

Mit den Randbedingungen  $U(z = 0 \text{ und } L, t) = 0$  für alle Zeiten (virtuelle Erde) und den Anfangsbedingungen  $U(z, t = 0) = \infty$  für  $z = z_0$  und sonst Null, lautet die Lösung:

$$(2) \quad U(z_0, z, t) = (2 \cdot Q_0 / C) \cdot \sum_n \sin(n\pi z / L) \cdot \sin(n\pi z_0 / L) \cdot \exp(-n^2 \pi^2 t / \tau)$$

mit  $Q_0 = \int dt I_0$  und  $\tau = RC \cdot L^2$

Der zeitliche Verlauf von  $U(z_0, z, t)$  für  $z_0 = 0.3 \cdot L$  ist in Fig.2 dargestellt.

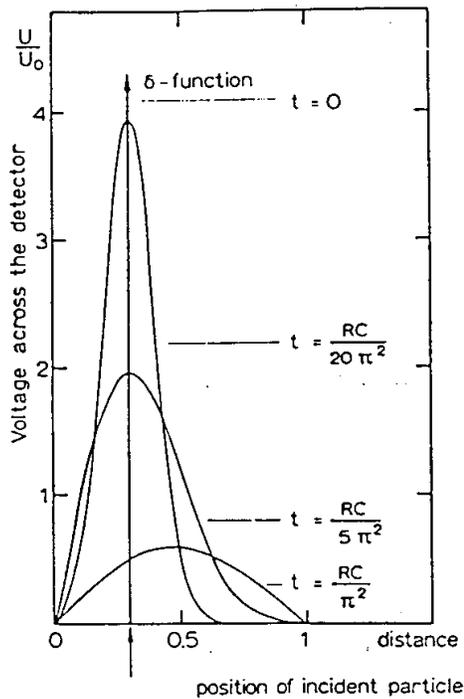


Fig.2 Resultierende Spannungsverteilung über dem RC-Glied (aus [8])

Für Zeiten kleiner  $RC/\pi^2$  fließt im obigem Fall die Ladung hauptsächlich zu Kontakt P1 bei  $z = 0$ . Für grössere Zeiten ist in beiden Richtungen der Ladungsfluss gleich, da nur noch die symmetrische Welle für  $n = 1$  beiträgt. Zusätzlich erkennt man, dass für kleine Zeiten die Spannungsverteilung symmetrisch ist und somit auch als Anfangsbedingung gewählt werden könnte.

Somit lässt sich der Strom bei den Anodendraht-Kontakten bestimmen.

$$(3) \quad I_p(z_o, t) = (L/R) \cdot \partial U / \partial z$$

Integriert man bis zur Zeit  $t$ , so erhält man die Ladung zu jener Zeit an den Kontakten. Der zeitliche Verlauf der Ladungssammlung in Funktion der relativen Einfallsposition  $z/L$  ist in Fig. 3 dargestellt. Daraus wird auch ersichtlich, dass die Pulsform von der Position des Teilchendurchgangs abhängt. Das heisst, dass sich mit zunehmendem Abstand zwischen Kontakt und Einfallsposition die Anstiegszeiten vergrössern.

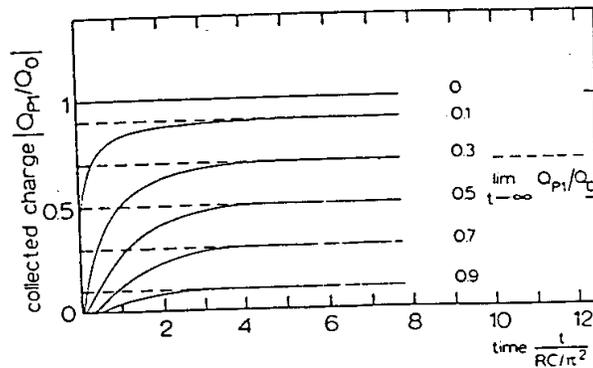


Fig. 3 Relativer Betrag der gesammelten Ladung für verschiedene Einfallspositionen  $z/L_o$  (aus [8])

Wird über die ganze Zeitskala integriert so ergibt sich:

$$(4) \quad \begin{aligned} Q_{p1}(z_o, \infty) &= (1 - z_o/L) \cdot Q_o \\ Q_{p2}(z_o, \infty) &= (z_o/L) \cdot Q_o \end{aligned}$$

Die obige Gleichung zeigt also, dass ein kontinuierlich verteiltes, eindimensionales RC-Glied einen linearen Ladungsteiler darstellt.

Die wichtige Anfangsbedingung  $\tau_{coll} \ll \tau$  ist eigentlich nur bei dünnen Halbleiterdetektoren mit grosser Kapazität und grösserem Widerstand exakt erfüllt. Bei Proportionalkammern und Driftkammern hingegen, sind die Ladungssammlungszeiten grösser, sodass eine exaktere Theorie diesen Punkt berücksichtigen müsste. Eine solche findet sich in [10]. In dieser Arbeit werden eine endliche Ladungssammlungszeit und zusätzlich die Geometrie einer Proportional-kammer vorausgesetzt.

### B) Koaxialkabel- Geometrie

Um das dynamische Verhalten des Strompulses bedingt durch den Ionisationsprozess am Anodendraht zu beschreiben, wird eine gleichförmige Ionisation längs der Trajektorie angenommen. Das Zählrohr hat quadratischen Querschnitt (Fig.4), und die Gasverstärkung soll erst in Nähe des Anodendrahtes geschehen.

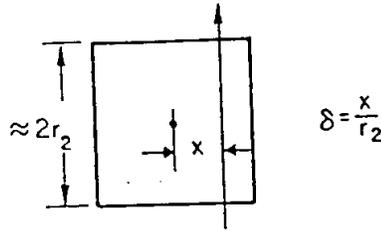


Fig.4 Zählrohr mit Trajektorie im Abstand  $x$

Fig.5 zeigt nun den daraus errechneten Ladungssammlungs- und Strompulsverlauf direkt am Anodendraht in Abhängigkeit des relativen Trajektorien-Abstandes  $\delta$ . Die Zeit wird in Einheiten der maximalen Driftzeit  $t_e = r_2/v_e$  Drift ausgedrückt. Der zweite Parameter  $t_1$  beinhaltet Geometriefaktoren, Gas-konstante und angelegte Hochspannung:

$$(7) \quad t_1 = r_1^2 \cdot \ln(r_2/r_1) / (2 \cdot b \cdot U)$$

$r_1$ : Anodendrahtradius (50  $\mu\text{m}$ )  
 $b$ : Mobilität der Ionen ( $1\text{cm}^2/\text{Vs}$ )  
 $U$ : Elektrodenspannung (1.5 kV)

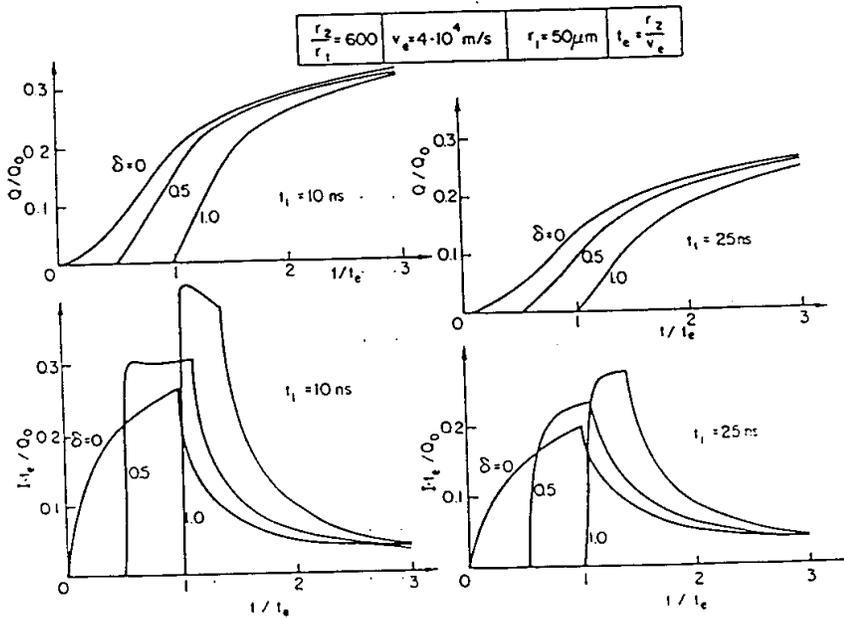


Fig.5 Ladungssammlungsverlauf und Strompulsform in Funktion des Trajektorien-Abstandes  $\delta$  (aus [10]).

Um die Linearitätsrelation zu zeigen, wird jetzt eine Zellgeometrie entsprechend einem Koaxialkabel angenommen. Die Anode wird als ohmsch betrachtet, die Kathode als widerstandslos.

Mit Hilfe von Laplace Transformationen lassen sich nun der Strompulsanstieg an den Positionskontakten und die total gesammelte Ladung berechnen. Ich möchte auf die aufwendige mathematische Herleitung verzichten und lediglich auf die Quelle [10] verweisen.

Als Resultat erhält man das Ladungsverhältnis  $Q_1/Q_0$  in Funktion der Position. In Fig. 6 ist die Abweichung von der Linearität in Funktion des Teilchendurchgangs  $L_2$  aufgetragen.

Die numerischen Werte wurden für eine Proportional-Kammer mit einer Länge  $L = 6\text{m}$  und Kapazität  $C = 10\text{pF/m}$  berechnet mit hoch- und niederohmigem Anodendraht und zwei unterschiedlichen Integrationszeiten  $\tau_{\text{int}}$ .

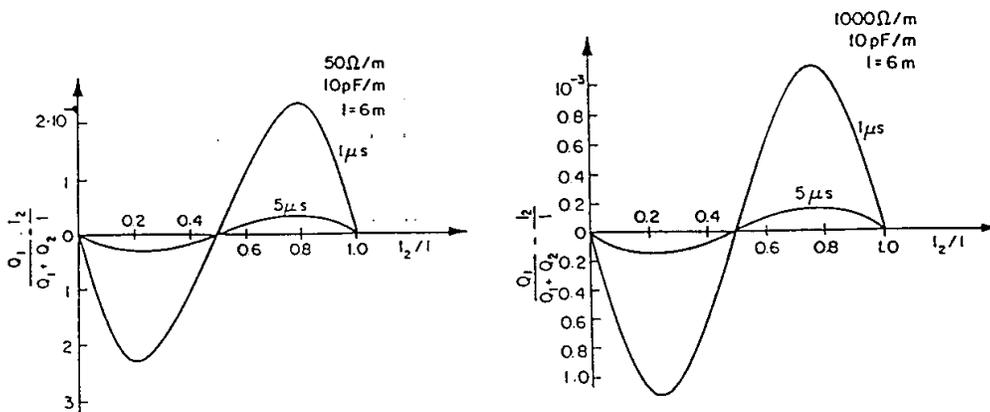
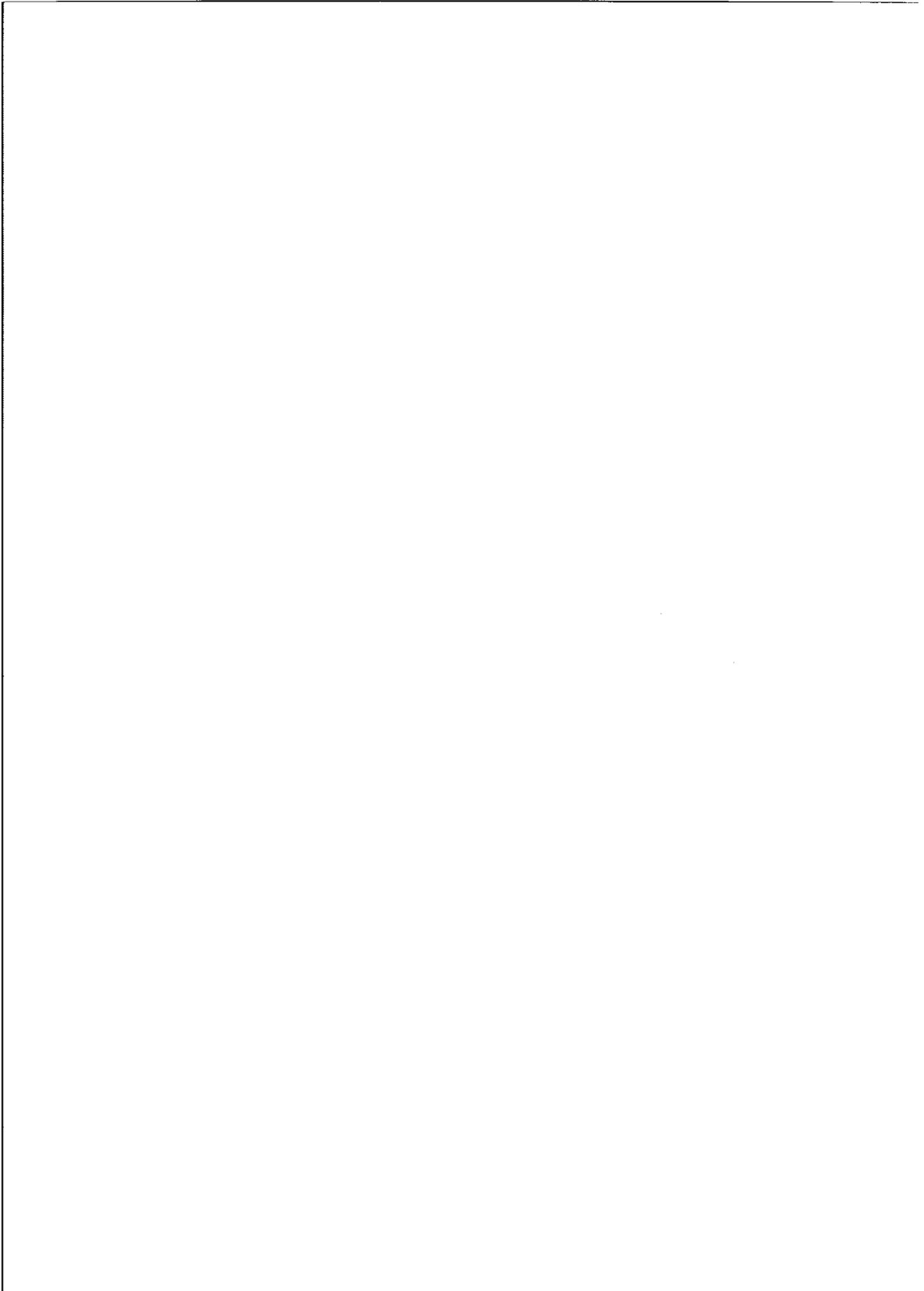


Fig. 6 Nichtlinearität der Ladungsteilung bei verschiedenen Integrationszeiten und unterschiedlichen Anodendrahtwiderständen (aus [10])

Die Nichtlinearität nimmt mit zunehmender Integrationszeit  $\tau_{\text{int}}$  natürlich ab. Sie ist in erster Näherung proportional zu  $L^2/\tau_{\text{int}}$ . Gleichzeitig ist auch ersichtlich, dass Ladungsteilung nicht nur mit hochohmigen Anoden praktiziert werden kann. Die Abweichung in der Linearität nimmt mit grösser werdendem Widerstand zu. Gleichzeitig sollte der Widerstandswert aber grösser als derjenige des Vorverstärker-Eingangs gewählt werden, um eine gute Ladungstrennung zu erreichen.



#### IV.2.2. Auflösung

Die systematischen Fehler in der Positionsbestimmung, die durch die endliche Integrationszeit<sup>1</sup> entstehen, sind vernachlässigbar gegenüber anderen Effekten. Rechnungen zeigen, dass die relative Positionsauflösung im wesentlichen durch das intrinsische Kammerrauschen, das Rauschen der Vorverstärker und den Gasverstärkungsfaktor des Detektors bestimmt ist [11]. Durch optimales Filtern (shaping) der Signale erreicht man eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch Abstandes. Für spezifische Anordnungen<sup>2</sup> wurde folgendes Auflösungsvermögen deduziert [11]:

$$(9) \quad \Delta L/L = ENC_p / Q_o \approx \sqrt{kTC} / Q_o$$

$ENC_p$  : paralleles Anodenrauschen  
(Equivalent Noise Charge)  
 $Q_o$  : Gesamtladung des Pulses  
 $k$  : Boltzmann-Konstante  
 $T$  : Temperatur  
 $C$  : Kammerkapazität

Wichtig scheint in diesem Zusammenhang, dass die Kapazität der Kammer ein wesentliches Hindernis beim Streben nach guter Auflösung darstellt.

#### IV.2.3. Anwendung der Ladungsteilung im Experiment

Die Ladungsteilung stellt eine Standard-Methode zur Zweitkoordinaten-Bestimmung in Driftkammern dar. Sie erreicht durch Analyse des bereits digitalisierten Pulses (Offline-Analyse) Auflösungen um 1% der Drahtlänge.

Soll diese Methode durch schnelle, analoge Elektronik realisiert werden, stellen sich einige technische Probleme bei der Anwendung. An folgendem Beispiel der JADE Jet Kammer soll dies illustriert werden. Weiter sind Resultate dokumentiert, welche mit Offline-Analyse von Prototyp Kammern der CJC erreicht wurden.

---

1 Typische Integrationszeiten liegen bei einigen 100 ns.

2 Das Vorverstärkerrauschen wird durch sog. 'cooled termination' reduziert (siehe später: Abschnitt IV.4.2.1.).

### A) JADE Jet Kammer

Die bei JADE verwendete Driftkammer ist zylinderförmig, mit einem Durchmesser von 1,6m und 2,4m Länge. Der Zylinder ist in 24 Segmente unterteilt mit jeweils 64 Anodendrähten, welche parallel zur Strahlachse verlaufen. Eine detailliertere Beschreibung der Jet-Kammer und auch der Messergebnisse findet sich in [12].

Die Signale beider Drahtenden werden vorverstärkt und dann integriert. Über Diskriminatoren wird die Integrationszeit gesteuert (Gate). Somit steckt in der analogen Amplitude des Integrators die Positionsinformation. Schematisch ist die Ladungs-zu-Amplituden Konversion in Fig.7 dargestellt.

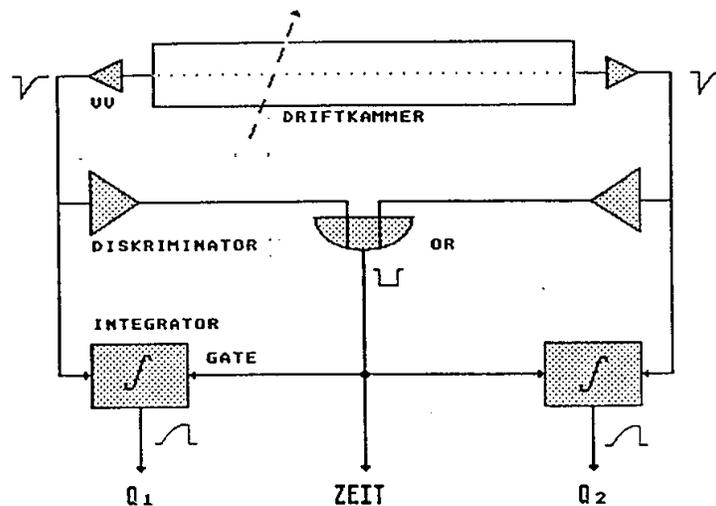


Fig.7 Blockschaltbild der analogen Auslese-Elektronik

Um eine gute Doppelpulsauflösung zu erhalten, muss der Integrator nach der Konversion sofort zurückgesetzt werden.

Die Pulshöhen werden dann in einem Feld von zweimal acht Kapazitäten ebenfalls analog kurzfristig gespeichert, bevor sie ein 12 Bit Analog-zu-Digital Konverter (ADC) ausliest und zur Analyse weitergibt. Eine ausführlichere Beschreibung findet sich in [13].

Die z-Koordinate bestimmt sich nun 'offline'. Die Auflösung  $\sigma_z$  wird im wesentlichen im Unterschied zu den Betrachtungen in IV.2.2. durch das Vorverstärker-Rauschen limitiert. Für Einzel-Ereignisse ergibt sich eine Standard-Abweichung von 15 mm, einer relativen von 0,6% also.

Zu bemerken ist, dass sich die Auflösung stark verschlechtert, sobald mehrere Teilchen die Driftzelle zur gleichen Zeit passieren, wegen der Summation der einzelnen Pulse.

Am gleichen Experiment wurden auch Untersuchungen zur schnellen<sup>1</sup> z-Bestimmung mit Hilfe der Ladungsteilung gemacht [14]. Dazu wurde ein 6-Bit Flash-ADC<sup>2</sup> als Teiler eingesetzt, indem die Ladungssumme  $Q_1 + Q_2$  auf die obere Referenzspannung  $V_H$  und die Ladung  $Q_1$  eines Drahtendes auf den Analogeingang gegeben wird (Fig.8). Der digitale Ausgang entspricht somit dem Quotienten  $Q_1 / (Q_1 + Q_2)$  und ist proportional zur z-Position.

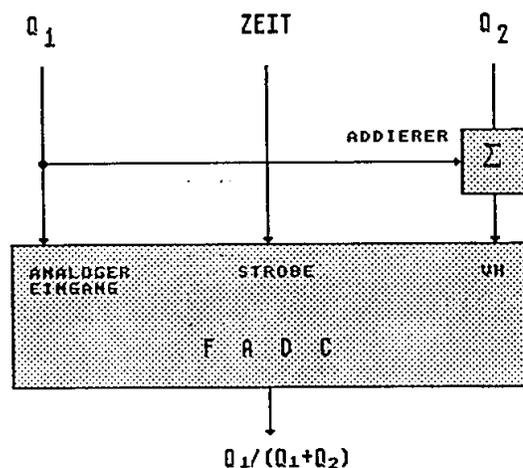


Fig.8 Blockdiagramm eines schnellen Ladungsteilers

Die speziellen Probleme dieses Teilers lagen im folgenden:

- Beschränktheit des dynamischen Bereiches des FADC, d.h. dass eine Änderung in der Gasverstärkung durch Änderung der Signalverstärkung in den Vorverstärkern kompensiert werden muss.
- Wegen der analogen Integration resultieren Verschiebungen in der Nullpunktlinie der Spannung (Offset).
- Die Genauigkeit der Positionsbestimmung wird durch Doppelpulse stark beeinträchtigt, weil die schnelle Elektronik keine Möglichkeit zur Separation kennt.

1 Hier bedeutet 'schnell', wenige Mikro-Sekunden.

2 Dieser ADC besitzt schnellste Konversionszeiten bis zu wenigen Nanosekunden.

## B) CJC-Prototyp bei H1

Verschiedene Prototypen für die zentrale Jet-Kammer (CJC) wurden bereits gebaut und auch Positionsbestimmungen der Zweitordinate mit Hilfe der Ladungsteilung 'offline' gemacht. In mehreren Diplomarbeiten [15] sind diese Resultate dokumentiert.

Ein wichtiger Punkt besteht darin, dass die lineare Position-Ladungs-Relation (4) für eine Analyse modifiziert werden muss, indem Skalierungsfaktoren eingeführt werden. Für die z-Position setzt man also an:

$$(10) \quad z = (L/2) \cdot b \cdot (gQ_1 - Q_2) / (gQ_1 + Q_2)$$

Der Faktor b kompensiert zusätzlichen Signalweg und g gleicht unterschiedliche Verstärkungen an beiden Enden aus. Algorithmen zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren werden in den bereits erwähnten Quellen beschrieben. Die Werte schwanken aber von Draht zu Draht und sind zudem von weiteren Driftkammer-Parametern abhängig. Dieser Punkt stellt eine wesentliche Erschwernis bei der Entwicklung eines schnellen Ladungsteilers dar, da die Skalierung kanalweise für jeden Draht erfolgen müsste.

Für Einzelpulse beträgt die Auflösung 1% der Drahtlänge bei voller Integration über den Puls. Mit bestimmten Trennalgorithmen werden Doppelpuls-Auflösungen um 2.5% deduziert. Dabei wird der Ladungsbetrag nur durch Integration am Puls-Maximum berechnet.

### IV.3. MESSUNG DER ANSTIEGSZEIT

#### IV.3.1. Linearität

Die Anstiegszeit des Pulses am Anodendraht ist, vereinfacht gesagt, von zwei Parametern abhängig: einmal von der Teilchennatur, denn  $\gamma$ -Quanten erzeugen lokale Ionisation, geladene Partikel dagegen ganze Ionisationsspuren (vgl. dazu IV.2.1. Fig.5), und als zweites von der Position der Primäriionisation, da die Diffusion der Elektronen längs des Driftweges eine Verbreiterung der Ladungswolke bewirkt.

Analog zu den Betrachtungen im vorangegangenen Kapitel wird der Detektor als kontinuierlich verteiltes RC-Glied beschrieben. Die Elektrodenkapazität bildet bei dieser Methode das wichtige Element. Sie bewirkt eine zusätzliche Variation der Anstiegszeit gemäss der Kammer-Zeitkonstanten  $\tau = RC$ . Für die Positionsbestimmung ist relevant, dass die Anstiegszeit der Pulse  $\tau_r$  am Drahtende von der Einfallposition  $z_o$  des Teilchens in fast linearer Weise abhängt. Die Berechnung der Anstiegszeit geschieht mit Formel (2) und (3) aus IV.2.1. und ist in Tabelle 1 dargestellt.

$z_o/L :$	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
$\tau_r/\tau :$	0.28	0.69	0.84	0.90	0.90

Tab.1 Anstiegszeit  $\tau_r$  in Funktion des Teilchendurchgangs

Auf die Möglichkeit der Anstiegszeit-Bestimmung und die Ableitung einer linearen Relation aus den Messungen möchte ich hier nicht weiter eingehen.

#### IV.3.2. Anwendung bei Driftkammern

Die Messung der Anstiegszeit setzt Stabilität und homogene Verteilung des Widerstandes und Kapazität über den ganzen Driftkammer-Bereich voraus. Diese Anforderung sind bei gross dimensionierten Detektoren wegen parasitärer Impedanzen aber schlecht erfüllt.

Zusätzlich sollte die Zeit-zu-Positions Konversion direkt an den Detektorenden passieren, um weitere Anstiegszeitverschmierung zu verhindern. Gerade diese Anforderung ist bei unserer Anordnung aber nicht gegeben. Zu bemerken ist auch, dass die Methode der Ladungsteilung sich nicht sensitiv auf obige Punkte zeigt.

Dies seien genügend Gründe, diese Methode zur Zweitkoordinaten-Bestimmung bei der CJC bereits an dieser Stelle ausser Betracht zu lassen.

#### IV.4. LAUFZEITMESSUNG DER PULSAUSBREITUNG IM ANODENDRAHT

##### IV.4.1. Prinzipielles

Diese Methode basiert auf der konstanten, elektromagnetischen Wellenausbreitung in einem RC-Glied. Das Detektorsystem sollte nicht dissipativ sein, dies bedeutet also geringen Anodendraht-Widerstand und einen Kammerabschluss mit charakteristischer Impedanz. Die Position des Teilchendurchgangs wird durch Messung des Laufzeitunterschiedes der Pulse an beiden Anodendrahtenden bestimmt (Fig.9).

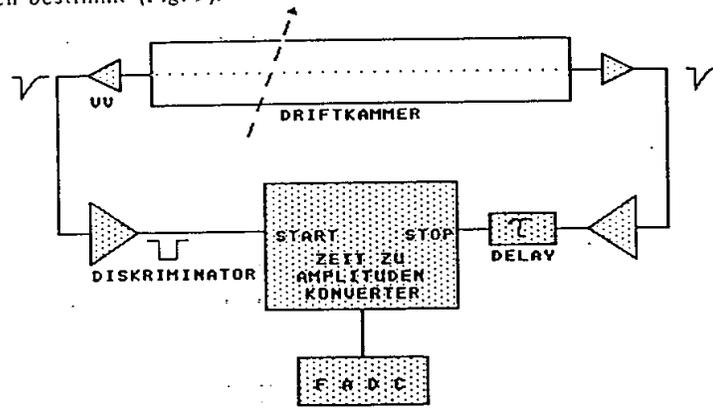


Fig. 9 Block-Diagramm der Ausleselektronik für die Laufzeitmessung.

Die Linearität der Relation ist evident:

$$(10) \quad \Delta z = (v_{\text{Draht}} / 2) \cdot (t_{\text{links}} - t_{\text{rechts}})$$

$c$ : Lichtgeschwindigkeit  
 $t_i$ : Ankunftszeit des Pulses am Drahtende

Die Ausbreitung der Pulse mit annähernd Lichtgeschwindigkeit stellt hohe Anforderungen an die Signalverarbeitungs-Elektronik, schliesslich entsprechen 1cm Längendifferenz etwa 67ps Zeitunterschied. Obwohl die Pulsformen und Amplituden stark variieren können, kompensiert sich dies teilweise durch die Differenzmessung. Natürlich muss vorausgesetzt werden, dass die beiden Pulse an den Drahtenden identisch sind, insbesondere also keine Anstiegszeitverschmierungen vorkommen. Die Zeitbestimmung geschieht auf die ansteigende Flanke des Signals, das bedeutet also, dass nur die Elektronen des 'ersten Clusters' zur Signalverarbeitung benutzt werden.

Wichtig bei der Realisierung dieser Methode ist ein exakter Abschluss der Anodendrahte mit der charakteristischen Impedanz der Kammer. Anderenfalls erzeugen Reflexionen Verzerrungen des zweiten Pulses und somit systematische Fehler bei der Diskriminierung.

1 Die Elektrodenkapazität und Induktivität beeinflussen die Ausbreitung im Draht

#### IV.4.2. Auflösung

Auch bei dieser Methode wird die Auflösung durch das in dem Anodendraht und Vorverstärker generierte Rauschen bestimmt. Zusätzlich aber auch durch Variationen in der Zeitdiskriminierung. Diese beiden Effekte stellen, um optimale Auflösung zu erhalten, Bedingungen an die Auslese-Elektronik: schnelle aber rauscharme Vorverstärker sowie Diskriminatoren mit exakter Zeitbestimmung. Da die Auflösung somit unabhängig von der Drahtlänge ist, bietet sich diese Methode vor allem für Driftkammern mit grosser longitudinaler Ausdehnung an.

Eine exzellente und verständliche Zusammenfassung vieler wichtiger Aspekte zu diesem Thema findet sich in [16].

##### IV.4.2.1. Rauschen

Pulsformen und Amplitude werden durch Rauschsignal modifiziert, und diese bewirken somit eine Verschmierung in der Zeitdiskriminierung. Für eine gegebene Pulsform ergibt dies eine gaussförmige Zeitverteilung der diskriminierten Signale. Dieser Effekt wird 'Jitter' genannt und ist bei kleinen Amplituden wegen des schlechten Signal-zu-Rausch Abstandes (S/N) am grössten (Fig.10).

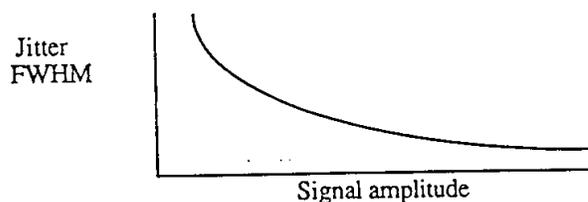


Fig.10 Zur Illustration: Jitter in Funktion der Signalamplitude

Rauscharme Vorverstärker sind unabdingbar, um ein gutes S/N-Verhältnis zu erreichen. In [17] wird eine Methode zur 'electronically cooled' Terminierung der Vorverstärker analysiert. Dabei wird der charakteristische Abschluss zur Hauptsache durch eine rauscharme Feedback-Kapazität erreicht und nicht durch Ohm'sche Widerstände. In diesem Fall muss dem Kammerabschluss aber zusätzliche Beachtung geschenkt werden.

Gleichzeitig kann ein besseres S/N-Verhältnis auch durch Erhöhung der Gasverstärkung erreicht werden. Ein vorzeitiges 'Altern' der Kammer muss dabei aber in Kauf genommen werden, wegen verstärkter Ablagerung am Anodendraht.

#### IV.4.2.2. Walk

Wegen der unterschiedlichen Pulsformen, insbesondere variabler Amplituden, treten systematische Fehler in der Zeitdiskriminierung auf. Diese werden als 'Walk' bezeichnet und haben zwei Ursachen:

- Unterschiedliche Anstiegszeit und Steilheit der Signalflanken
- Diskriminatoren sind ladungsempfindlich<sup>1</sup>

Zum besseren Verständnis betrachte man Fig. 11.

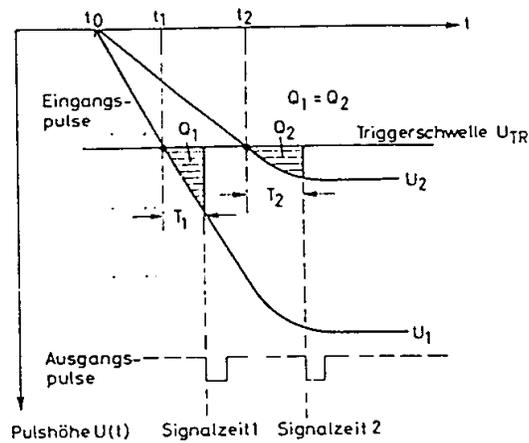


Fig. 11. Zur Erläuterung des Walk

Ebenso wie beim Jitter nimmt der Walk mit abnehmender Amplitude stark zu (Fig.12). Dies ist vor allem bei Driftkammer-Signalen relevant, da diese über einen grossen dynamischen Bereich variieren.

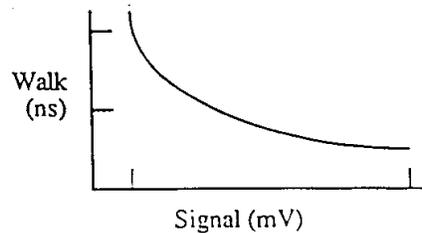


Fig. 12 Zur Illustration: Walk in Funktion der Signalamplitude

<sup>1</sup> Die 'switching charge' definiert diejenige Ladung, welche der Diskriminator zur Erzeugung eines Ausgang-Signals braucht.

#### IV.4.3. Diskriminatoren und ihre Anwendungen

Diskriminatoren bestehen im wesentlichen aus einem Komparator, der es erlaubt den Schwellenwert<sup>1</sup> zu definieren, und einem Monovibrator, welcher ein logisches Ausgangssignal generiert (Fig.13).

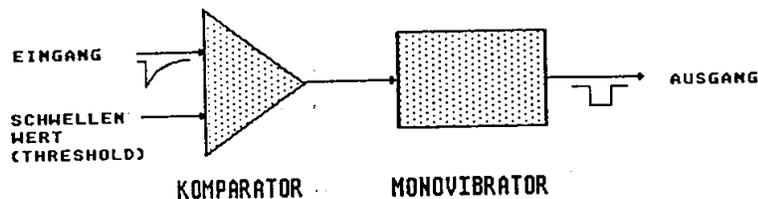


Fig. 13 Block-Diagramm des einfachsten Diskriminators

Die spezifischen Anforderungen für optimale Zeitdefinition führen zu unterschiedlichen Typen von Diskriminatoren. Einige kompensieren Anstiegszeitänderungen besser, andere dagegen Variationen in der Pulsform. Im folgenden werde ich drei häufig gebrauchte Typen kurz erläutern:

- 'Simple Threshold' Diskriminator
- 'Dual Threshold' Diskriminator
- 'Constant Fraction' Diskriminator

##### A) Simple Threshold Diskriminator

Das Block-Diagramm entspricht demjenigen von Fig.13. Bei diesem Typ ist keine Walk-Kompensation möglich. Mit der Wahl von schnellen Schaltkreisen besteht die Möglichkeit, die 'Switching Charge' zu minimalisieren und somit bessere Resultate zu erreichen. Trotzdem ist für einen dynamischen Bereich vom 1.1- bis zum 11-fachen des Schwellwertes ein Walk von über einer Nanosekunde typisch, plus der Zeitfehler bedingt durch die variable Anstiegszeit. Dieser Typ kommt also wegen des mangelnden Auflösungsvermögens für un-sere Anwendung nicht in Frage.

---

<sup>1</sup> Die Bezeichnung 'Threshold' ist wohl gebräuchlicher.

### B) Dual Threshold Diskriminator

Oben genannte Quellen des Walk's werden reduziert, indem der Schwellenwert des Zeitkomparators knapp über die Rauschspannung gesetzt wird (Fig. 14). Der zweite, der sogenannte Amplitudenkomparator, dessen Schwelle höher angesetzt wird, validiert das Signal. Dadurch spricht der Diskriminator nicht fälschlicherweise auf Rausch-Spitzen an.

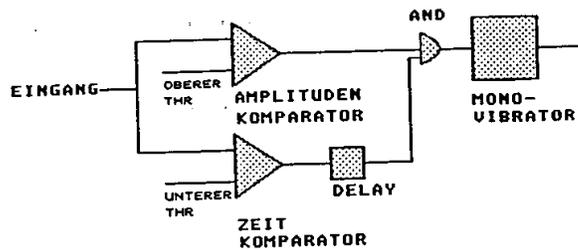


Fig. 14 Block-Diagramm des Dual Threshold Diskriminators

Mit dieser Technik lässt sich über einen grossen dynamischen Bereich ein Walk kleiner als eine Nanosekunde erzielen. Weiter ist die Diskriminierung unabhängig von der Pulsform, insbesondere auch der Anstiegszeit. Der Nachteil dieser Anordnung liegt natürlich im höheren Preis und Stromverbrauch, und auch darin, dass Jitter-Effekte nicht reduziert werden können.

### C) Constant Fraction Diskriminator

Der Amplituden-Komparator validiert ebenfalls wieder das Signal. Die Zeitbestimmung des Zeit-Komparators geschieht aber auf komplexere Art und Weise: ein Bruchteil (Fraction) des Signales wird auf den Schwellenwert-Eingang geführt. Das Signal selber wird verzögert (Delay) und auf den Eingang gespiesen (Fig. 15).

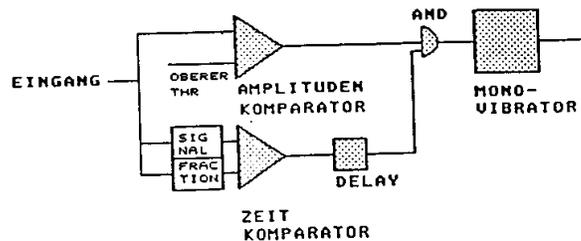


Fig. 15 Block-Diagramm des Constant Fraction Diskriminators

Die so gewonnene Zeitmarke ist nicht mehr amplitudenabhängig, da immer nur auf einen konstanten Bruchteil des Signals diskriminiert wird. Somit verbessern sich die Walk-Eigenschaften beträchtlich. Die Zeitdefinition ist so der physikalischen Situation angepasst, da die Signalamplitude durch den Energieverlust bestimmt ist und deshalb einem grossen dynamischen Bereich unterworfen ist. Anstiegszeiten dagegen werden durch Kammer- und Kabeldispersion sowie Vorverstärker-Eigenschaften beeinflusst und variieren deshalb nur begrenzt.

Mit optimaler Anpassung der Verzögerung und des Fraction ist ein Walk von nur wenigen hundert Pikosekunden möglich. Auch der Jitter wird kleiner, weil der Schwellenwert des Zeitkomparators mit der Signalamplitude selbst moduliert wird.

Um optimale Auflösung zu erreichen, müssen die beiden Parameter Fraction und Delay an die spezifische Pulsform angepasst werden. Messungen ergeben, dass die Zeitabweichung für einen 'bestimmten' Fraction minimal wird. Eine kurze Rechnung soll dies illustrieren und eine grobe Abschätzung dafür liefern [18]:

Sei  $n$  die Anzahl Elektronen, die nötig ist, um die Diskriminierschwelle zu erreichen und sei  $N$  die totale Anzahl der Elektronen des Pulses. So gilt näherungsweise:

$$(11) \quad U_{\text{Thr}} / U_{\text{Max}} \approx n/N$$

und somit für den Fraction  $f$ :

$$(12) \quad f \approx n / N$$

Sei weiter  $\sigma_j$  die Standard-Abweichung bedingt durch den Jitter und  $\sigma_w$  diejenige des Walk's bei maximaler Amplitude, so folgt für das totale Fehlerquadrat:

$$(13) \quad \sigma^2 \approx (1/n) \cdot (\sigma_j^2 + (n/N) \cdot \sigma_w^2) = (\sigma_j^2 + f^2 \cdot \sigma_w^2) / (f \cdot N)$$

Die Zeitauflösung besitzt also ein Minimum bei

$$(14) \quad f_{\text{min}} = \sigma_j / \sigma_w$$

Die Abhängigkeit der Zeitauflösung in Funktion des Fraction ist für Szintillator-Signale gemessen worden und wird in Fig.16 mit Formel 13 verglichen. Der optimale Fraction liegt dabei um 0.2. Messungen an Driftkammern ergeben ähnliche Werte zwischen 0.25 und 0.33 [16].

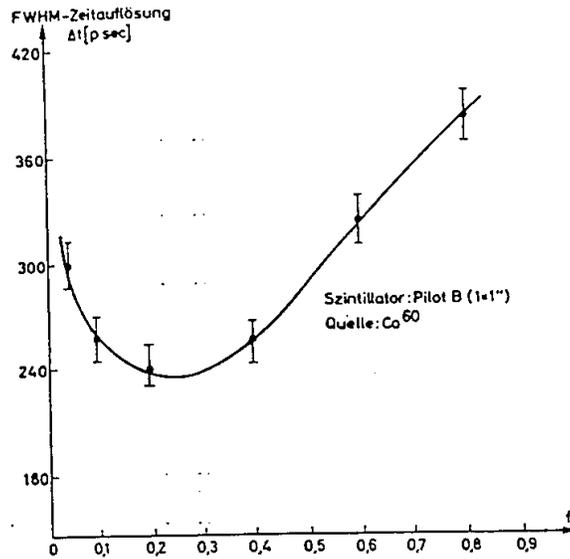


Fig. 19 Zeitauflösung in Funktion des Fraction f  
(aus [18])

Für die minimale Zeitauflösung erhält man weiter :

$$(15) \quad \sigma_{\min} = \sqrt{(2 \cdot \sigma_j \cdot \sigma_w) / N}$$

Mit zunehmender Signalverstärkung N, das heisst zunehmendem Gasverstärkungsfeld, verbessert sich die Auflösung also.

Der zweite Parameter, der Delay, hat prinzipiell keinen Einfluss auf die Auflösung, solange die Anstiegszeit über den gesamten dynamischen Bereich gleich bleibt. Andernfalls ist dieser entsprechend zu variieren, um optimale Auflösung zu erreichen.

Im allgemeinen sollte er kürzer gewählt werden als die Signalanstiegszeit, auf jeden Fall aber auch nicht zu lange, um eine integrierende Wirkung des Pulses über das Delay-Kabel zu vermeiden.

#### IV.4.4. Nichtlinearität

Wie bereits erwähnt, stellen Kammerabschluss-Impedanzen ein wesentliches Problem bei dieser Methode dar. Ist die Kammer nicht mit ihrer charakteristischen Impedanz abgeschlossen, so erzeugen Reflexionen eine Verzerrung der Signalform des zweiten Pulses und somit nichtlineare Terme in der Zeit (Fig. 17). Dieser Effekt wird vor allem bei Teilchendurchgängen nahe den Kammerwänden relevant, weil dann der reflektierte Pulsanteil die Flanke des zweiten Pulses 'stärker' verzerrt.

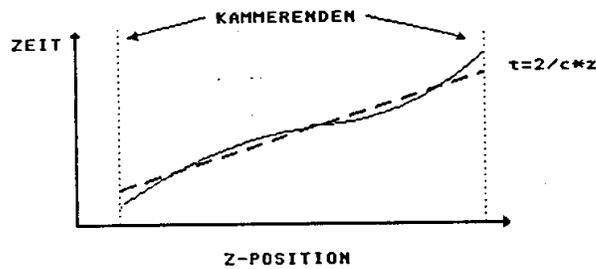


Fig. 17 Nichtlinearität bei der Laufzeitbestimmung

Verzerrungen der Impedanz können von Streukapazitäten der Anodendraht-Durchführungen, Schutzdioden und Vorverstärker-Eingängen herrühren. Es genügt, diese parasitären Kapazitäten klein gegenüber der Kammerkapazität zu halten, was aber nicht immer möglich ist.

Um diese Impedanz-Verzerrungen zu minimieren, kann eine Induktivität  $L$  zwischen Anodendraht und Vorverstärker eingeführt werden (Fig. 18). Dabei werden obige Streukapazitäten in der Figur durch  $C_1$  und  $C_2$  repräsentiert.

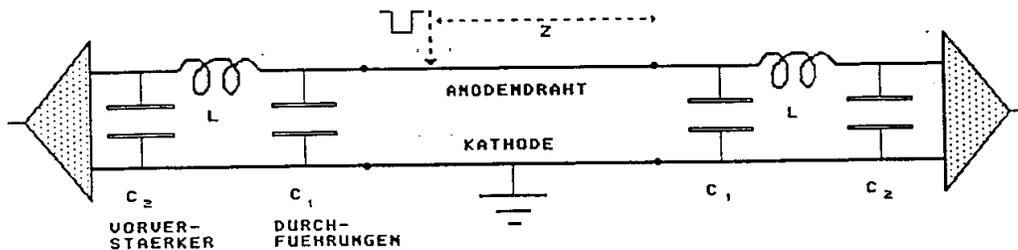


Fig. 18 Schema des LC-Gliedes an den Kammerenden

Die Induktivität wird nun so gewählt, dass das LC-Glied der charakteristischen Kammer-Impedanz  $Z_0$  entspricht:

$$(15) \quad L = Z_0^2 \cdot (C_1 + C_2)$$

Zu beachten ist, dass durch Einfügen der Induktivität ein Verlust an Bandbreite entsteht. Für die Cut-Off Frequenz gilt ja:

$$(16) \quad f_c = \pi \cdot \sqrt{L / (C_1 + C_2)}$$

Messungen am ZEUS-Detektor bestätigen obige Überlegungen [19]. Puls-Reflexionen im Zentralen-Spur-Detektor (CTD) wurden an einem Prototypen untersucht, indem man Rechteck-Pulse bei drei unterschiedlichen z-Positionen injiziert. Die resultierenden Signale wurden dann an einem Ende aufgezeichnet. In Fig. 19 ist eine solche Überlagerung der Flanke mit den reflektierten Pulsen zu sehen. Die zweite Abbildung zeigt dieselben Pulse mit eingefügter Induktivität. Die Abnahme der Verzerrung ist dabei klar ersichtlich.

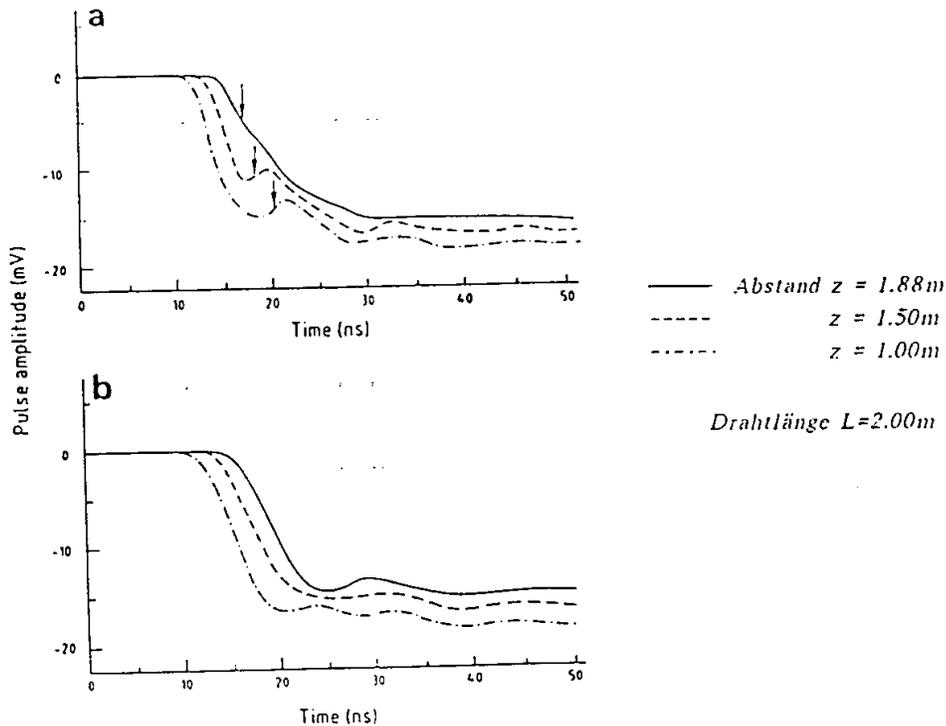


Fig. 19 Überlagerung der Rechteckpulse mit Reflexionen bei verschiedenen Positionen (aus [19])  
(a) ohne Induktivität (b) mit Induktivität

Dies zeigt sich auch klar in der Abnahme der Nichtlinearität, wenn der Laufzeitunterschied in Funktion der Position aufgetragen wird (Fig. 20).

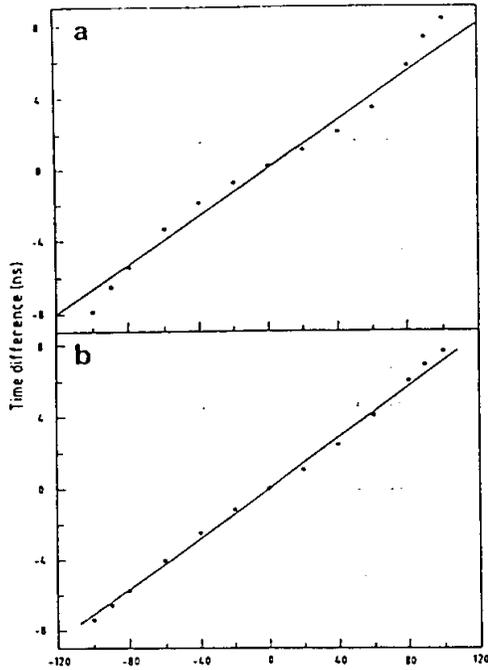


Fig. 20 Laufzeitunterschied  
in Funktion der z-  
Position  
(aus [19])

(a) ohne Induktivität  
(b) mit Induktivität

Im nächsten Kapitel wird noch genauer auf das ZEUS-Experiment und die Anwendung der Laufzeitmessung zur z-Koordinaten-Bestimmung eingegangen.

#### IV.4.5. Anwendung der Laufzeitmessung im Experiment

Die Anforderungen heutiger Teilchenphysik-Experimente an die z-Vertex-Bestimmung und die Spurrekonstruktion in drei Dimensionen führten zur Entwicklung entsprechender integrierter Diskriminatoren.

In allen drei unten beschriebenen Detektoren werden solche beim Rutherford Appleton Laboratory (RAL) entwickelten Constant Fraction Diskriminatoren eingesetzt. Bereits beim TASSO Vertex-Detektor verwendete, aus diskreten Komparatoren bestehende Elektronik, wurde für erste Messungen zur z-Bestimmung eingesetzt. Die Resultate entsprachen den gesetzten Anforderungen, sodass jenes Design als Grundlage zur Entwicklung einer integrierten Version diente.

Dieser nachfolgende Abschnitt soll als kurze Zusammenfassung verstanden werden und besitzt keinerlei Anspruch auf Vollständigkeit. Als Referenz verweise ich auf folgende Publikationen. Viele Grafiken entstammen ebenfalls aus diesen Quellen.

- OPAL:** J.M.Roney et al.:  
NIM A279 (1989) 236-242 'vertex detector prototyp'  
A.A.Carter et al.:  
NIM A286 (1990) 107-116 'electronic readout system'
- ALEPH:** ALEPH Kollaboration:  
Status Report 1985 76-85 'inner tracking chamber'  
G.J.Barber et al.:  
NIM A279 (1989) 212-216 'performance and test of the  
inner tracking chamber'
- ZEUS:** N.Harnew et al.:  
NIM A279 (1989) 290-296 'vertex triggering using time  
difference measurement'  
C.B.Brooks et al.:  
NIM A283 (1989) 477-483 'central tracking chamber'  
N.Harnew et al.:  
NIM A283 (1989) 781-785 'z-coordinate determination'

### A) OPAL Vertex Drift Chamber (VDC)

Die Zellgeometrie der Kammer entspricht prinzipiell derjenigen einer  $r\phi$ -Kammer, zusätzlich besitzt der äussere Ring Anodendrähte mit geringem Neigungswinkel zur  $z$ -Achse<sup>1</sup>. Über die geometrischen Dimensionen gibt Fig.21 Aufschluss. Die Kammer kann mit einem Druck von 4 bar betrieben werden und erreicht somit Gasverstärkungen von bis zu  $10^5$ .

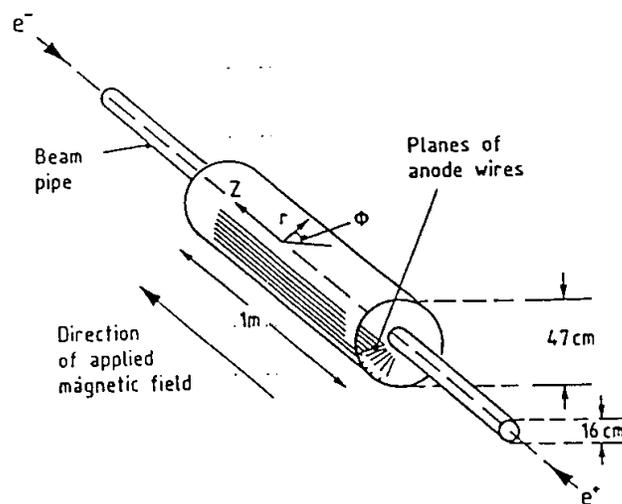


Fig.21 Schematische Sicht der VDC

Die Enden der Signaldrähte sind jeweils durch Vorverstärker charakteristisch abgeschlossen. Durch 40 Meter Multikoaxialkabel sind sie über Nachverstärker mit der Auslese-Elektronik verbunden.

Die Verstärker an den Kammerenden wurden wegen des Rauschens mit niedriger Eingangskapazität (4 pF) und geringer Spannungsverstärkung ( $G_V=3$ ) konzipiert. Dieser zweite Punkt bewirkt geringe Leistungsaufnahme (10mW/Kanal) und lässt die Dispersion im Kabel minimieren. Der Nachverstärker<sup>2</sup> passt dann den Amplitudenbereich dem Diskriminator an, um optimale Walk-Eigenschaften zu erhalten. Der Constant Fraction Diskriminator zeigt über einen dynamischen Bereich von 40dB einen Walk von nur 150 ps. Dieser Punkt ist im speziellen für eine solche Anwendung unabdingbar.

Die Konvertierung und Digitalisierung der Zeitdifferenz ist nun schematisch in Fig.22 dargestellt.

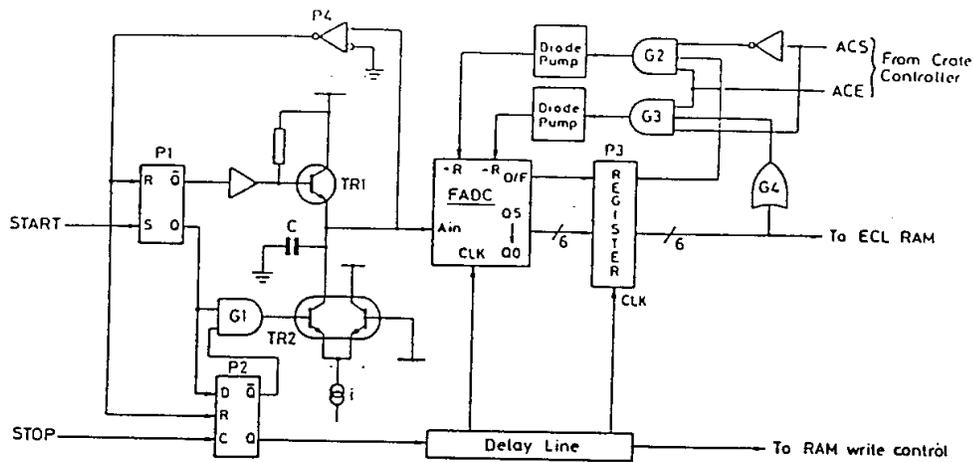


Fig.22 Block-Diagramm der Zeitdigitalisation

Im wesentlichen wird während der Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen START und STOP über die Transistoren, TR2 eine Konstantstromquelle  $i$  eingeschaltet, welche eine Spannung proportional zu  $\Delta t$  über der Kapazität  $C$  erzeugt. Über Verzögerungs-Leitungen wird der 6-bit FADC gesteuert, um die Spannungs-Amplitude zu digitalisieren. Die ganze Konversion geschieht innerhalb 40ns und ermöglicht so prinzipiell eine gute Doppelpuls-Auflösung. Zusätzlich wird durch die Gatter P1 und P2 garantiert, dass STOP-Signale nur nach dem START akzeptiert werden und keine Konversion bei ausbleibendem STOP erfolgt.

Die gesamte Elektronik muss kalibriert werden, da Temperaturänderungen die Zeit-zu-Amplituden Konversion beeinträchtigt und unterschiedliche Propagationen in Kabeln die Zeitmessung beeinflussen können. Die Kalibration geschieht, indem Testpulse an beiden Drahtenden injiziert und die Referenzspannungen +R und -R des FADC auf entsprechende Sollwerte getrimmt werden. Dies geschieht zwischen den einzelnen Datenacquisitions-Zyklen.

Messungen mit kosmischer Höhenstrahlung ergaben Auflösungen  $\sigma_z$  um 4cm, wobei die Prototyp-Kammer nur mit Gasverstärkungen von  $5 \times 10^4$  betrieben werden konnte (Fig. 23). Mit höheren Gasverstärkungen sollten Werte um 2cm realistisch sein. Die Auflösung ist dabei unabhängig von der z-Position des Teilchendurchgangs.

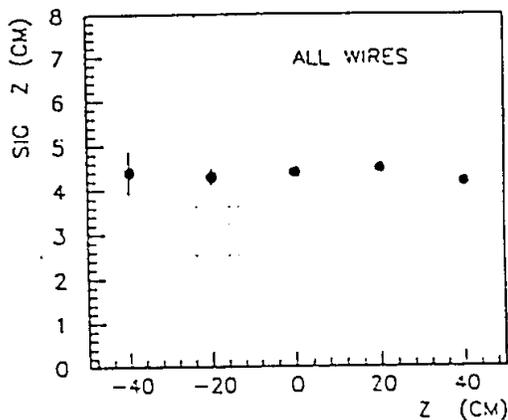


Fig.23 Auflösung in Funktion der z-Position

### B) ALEPH Inner Track Chamber (ITC)

Die ITC liegt ebenfalls direkt am Strahlrohr in radialer Distanz von 12 bis 26 cm mit aktiver Länge von 2.1m. Die Driftzellen haben hexagonalen Querschnitt mit einer maximalen Driftstrecke von 7mm und sind in acht Lagen angeordnet. Die Verstärkung geschieht analog der OPAL-Anordnung mit getrennten Stufen.

Ebenso entspricht die Zeit-zu-Amplituden Konversion dem OPAL-Design. Die Kondensator-Spannung wird nun aber nicht digitalisiert, sondern in die sogenannte 'expanded time' umgewandelt, indem die Kapazität wieder langsam über einen weiteren Transistor<sup>1</sup> entladen wird. Zur Erläuterung betrachte man Figur 24. Auf die elektronische Realisierung wir noch in VI.2. näher eingegangen werden.

---

<sup>1</sup> Prinzipiell entspricht dies der Funktionsweise eines konventionellen TDC's.

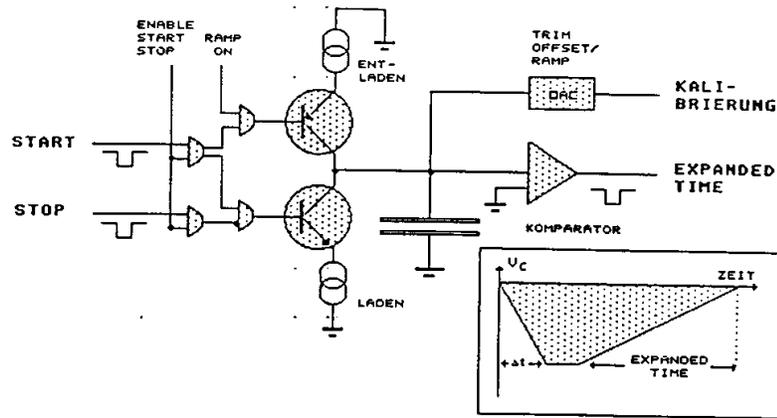


Fig.24 Block-Diagramm der Elektronik und zeitlicher Verlauf der Kondensator Spannung  $V_c$

Der Entlade-Strom wird nun invers proportional zum radialen Abstand R der Draht-Lage gewählt. Dies bedeutet, dass für Spuren mit demselben Winkel  $\vartheta = \text{ctg}(z/R)$  die 'expanded time' identisch ist. Somit können Spuren, welche in der Wechselwirkungszone ihren Ursprung haben, durch einfache Koinzidenz herausselektiert werden (Fig.25).

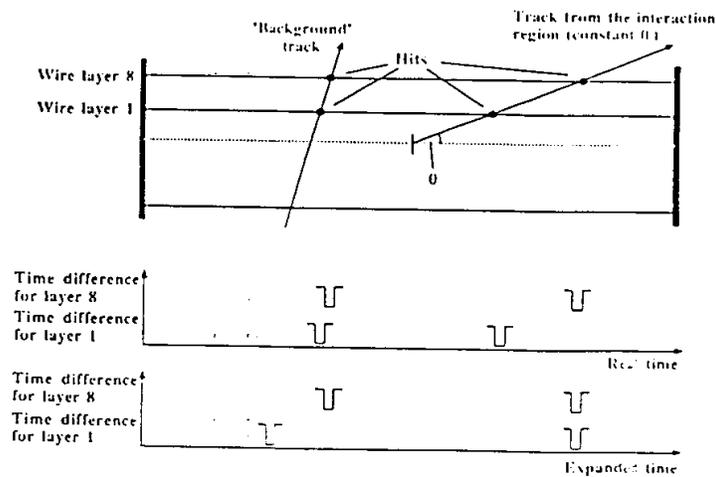


Fig.25 Zur Erläuterung der z-Vertex Bestimmung

Die Konversion zur 'expanded time' bedarf hier mehr Zeit, da der Entladestrom etwa zehnmal geringer ist als derjenige, welcher zur Aufladung des Kondensators dient. Die Konversionszeit liegt im Bereich einer Mikrosekunde. Die Doppelpuls-Auflösung vermindert sich somit entsprechend stark. Die Kalibrierung geschieht ebenfalls mit Testpulsen an den Enden der Anode. Differenzen in der Verzögerung der STOP-Signale werden dabei durch eine 'Offset-Spannung' auf der Kapazität ausgeglichen. Zusätzlich muss der Entladestrom auf exakte inverse Proportionalität getrimmt werden. Dazu werden Testpulse direkt vor den Diskriminatoren eingespiessen.

### C) ZEUS Central Tracking Detector (CTD)

Der ZEUS-Detektor besitzt als einzige zentrale Spurkammer die CTD. Um die z-Information ebenfalls in hoher Auflösung zu bestimmen, bedarf es Anodendrahtebenen, welche nichtparallel zur z-Achse verlaufen. Der Stereo-Winkel bezeichnet dabei die Abweichung von dieser. Die Driftzellen sind in neun Lagen angeordnet (Fig.26).

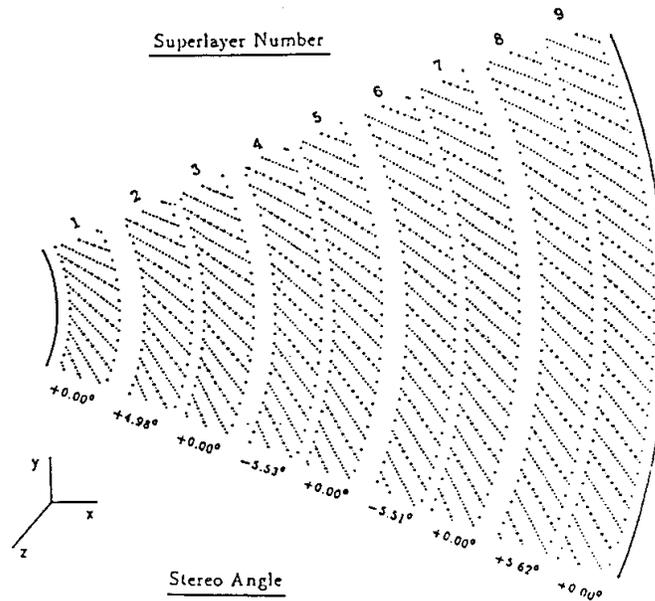


Fig.26 Schema der CTD mit jeweiligem Stereo-Winkel der einzelnen Lagen

Erst durch komplexere Analyse kann die z-Position auf etwa einen Millimeter genau rekonstruiert werden. Für schnelle z-Vertex Bestimmungen bedient man sich aber wiederum der Laufzeitmessung. Die Elektronik entspricht derjenigen von OPAL, wobei ein 7-bit FADC wegen der grossen aktiven Länge von 2.02m die Digitalisierung vornimmt. Die Konversion dauert dabei 50ns.

Die Autokalibrierung geschieht ebenfalls nach dem OPAL-Konzept, dabei werden aber die Testpulse während der Datenacquisition injiziert und zwar immer während der zyklisch auftretenden 960ns, in denen keine ep-Kollisionen erfolgen<sup>1</sup>.

Da die CTD, ihren ähnlichen Aufgaben entsprechend, vergleichbar mit der HI-CJC ist, seien in Tab.2 einige relevante Parameter aufgeführt.

CTD inner active radius	190 mm
CTD outer active radius	785 mm
Chamber active length	2.03 m
Total number of wires	24 192
Total number of sense wires	4608
Number of wires with z-readout	704
Magnetic field	1.8 T
Gas mix	50:50 argon/ethane, 1% ethanol
Lorentz angle	45°
Nominal drift field	1.5 kV/cm
Nominal gas gain	$1 \times 10^5$
Nominal surface field	232 kV/cm
Maximum drift time	500 ns
Sense wire type	gold-plated tungsten
Sense wire diameter	30 $\mu$ m
Sense wire resistance	80 $\Omega$ /m
Distance between sense wires	7.8 mm typical
Maximum drift distance	25 mm typical

Tab.2 Liste wichtiger CTD-Parameter

Mit 400MeV Pionen wurde nun das Verhalten der Elektronik an Prototypen untersucht. Dabei ergab sich eine geringfügig bessere Auflösung als bei OPAL-Messungen. Dies kann vor allem auf den höheren Gasverstärkungsfaktor zurückgeführt werden (Fig.27).

<sup>1</sup> Exakter: Alle 210 Bunch-Crossings erfolgen 10 'leere'.

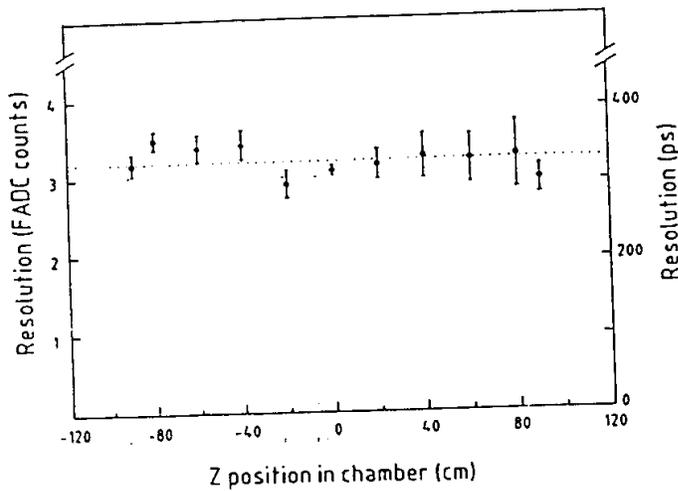
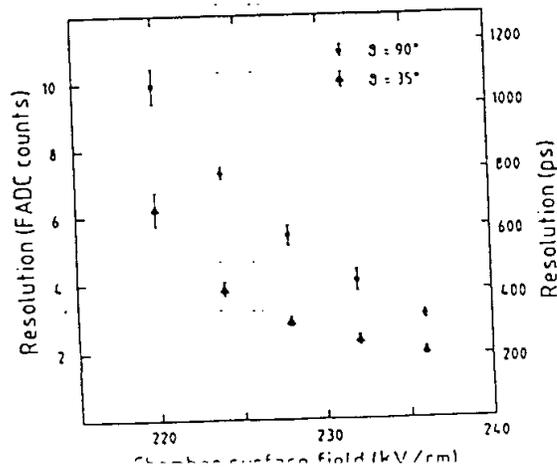


Fig.27 Auflösung in Funktion der z-Position

Weiter ist in Fig.28 die Abhängigkeit der Auflösung in Funktion des Gasverstärkungsfeldes zu sehen. Mit dessen Zunahme verbessert sich das Signal-zu-Noise Verhältnis und somit auch die Auflösung. Die Messung wurde gleichzeitig mit zwei unterschiedlichen  $\theta$ -Richtungen ausgeführt. Für kleinere Winkelwerte wird die Ionisationsspur in der Driftzelle länger, und man gewinnt somit an Primärionisationsladungen.



#### IV.5. ANWENDUNG BEI DER CJC

Als Konsequenz der Betrachtungen in diesem Kapitel habe ich mich nun für die Untersuchung der schnellen z-Vertex Bestimmung bei der CJC mit Hilfe der Laufzeitmessung entschieden. Diese Wahl wurde forciert durch die bereits für diese Anwendung entwickelte Auslese Elektronik und die damit gemachten Erfahrungen. Hingegen scheinen die Resultate mit der Elektronik zur schnellen Ladungsteilung eher entmutigend zu sein.

Obwohl die Laufzeitmessung hohe Anforderungen an die Eigenschaften des Auslese-Systems stellt, ist sie doch prädestiniert, schnelle Entscheide zu liefern. Die Ladungsteilung hingegen ist geeignet für Offline-Analyse, und stellt dabei vergleichsweise 'geringe' Ansprüche an die elektronische Übertragungskette um entsprechende Auflösung zu erhalten.

Nachfolgend seien nun die beiden Methoden stichwortartig verglichen.

	LADUNGSTEILUNG	LAUFZEITMESSUNG
AUFLÖSUNG $\sigma_z$	proportional zur Drahtlänge	konstant
KONVERSIONS-ZEIT	einige 100ns	minimal 50ns
DOPPELPULS-AUFLÖSUNG	groesser als Integrationszeit	minimal 50ns
ZEITFENSTER	notwendig (Integrationszeit)	nicht notwendig
DYNAMISCHER BEREICH	begrenzt durch Teiler	40dB

Um optimale Zeitinformation mit Hilfe der Laufzeitmessung zu erhalten, sind folgende Design-Kriterien bei der Übertragungskette relevant.

**grosse Bandbreite des Übertragungs-Systems**

- breitbandige Vorverstärker
- geringe Kabeldispersion

**Rauscharmut**

- geringe Rauschleistung des Vorverstärkers

**Linearität**

- saubere Anpassung an Kammerimpedanz

**hohe Gasverstärkung der Kammer**

Prinzipiell stehen diese Kriterien in keinem Gegensatz zu denen, welche für eine exakte Driftzeitbestimmung gefordert werden. Das bedeutet also, dass die genaue Zweitkoordinatenbestimmung mit Hilfe der Laufzeitmessung die Bestimmung der Erstkoordinate in keiner Weise beeinträchtigt.

Trotzdem sind bei der Entwicklung der CJC und der Auslese Elektronik keineswegs all diese Punkte in entsprechender Weise berücksichtigt worden, sodass sich die Frage nach der prinzipiellen Anwendung der Laufzeitmessung stellt. Die Untersuchungen dazu sind im folgenden Kapitel dokumentiert

## V. ZEITDIFFERENZMESSUNGEN AN H1-TESTDRIFTKAMMERN

### V.1. INBETRIEBNAHME DES CJC-PROTOTYPES

Die in II.3. beschriebene Prototyp-Kammer fand im Rahmen dieser Arbeit Anwendung für die im nächsten Abschnitt beschriebenen Testmessungen. Die Installation und Inbetriebnahme dieser Kammer geschah am PSI West/Villigen. Leider war aber im Laufe des Jahres 1990 am Zyklotron kein Strahlbetrieb möglich.

#### V.1.1. Installation

Besondere Beachtung wurde der elektronischen Signalübertragungskette geschenkt. Die Realisierung dieser sollte dabei möglichst der geplanten Anordnung bei der CJC entsprechen. Folgende Elemente sind beim Aufbau berücksichtigt worden:

ELEMENT	KRITERIUM
Anodendraht	Drahtwiderstand
Drahtdurchführungen	Reflexionen
Koppelkapazität	Rauschen
Vorverstärker	Anpassung, Bandbreite und Rauschen
Multikoaxialkabel	Dispersion und Rauschen
Adapter und Treiber-Stufe auf FADC-Karte	Dispersion

Mit Ausnahme des niedrigeren Anodendrahtwiderstandes von  $50\Omega/m$  anstatt  $300\Omega/m$ , konnten bei der Testanordnung alle wichtigen Elemente dem endgültigen Aufbau am H1-Experiment entsprechend realisiert werden.

Bei der Inbetriebnahme der Kammer stellten sich nach dem Studium von [4] keine weiteren Probleme.

Die Kammer zeigte während der ganzen Messdauer eine hohe Konstanz in ihrer Effizienz. Im Gasmischsystem ergaben sich lediglich leichte Flussänderungen, welche ihren Ursprung in Druckschwankungen als Folge von Temperaturdriften hatten. Die Flussmeter bedurften somit einer ständigen optischen Kontrolle.

#### IV.1.2. Driftzeitverteilung und Pulshöhenspektrum

Zur Funktionsüberprüfung der Kammer und der gewählten Parameter wurden Driftzeit- sowie Pulshöhenspektrum aufgenommen. Die verwendeten Parameterwerte entnehme man V.2.2.

Das Driftzeitspektrum ist in Fig.1 zu sehen. Die Überhöhung bei kurzen Driftzeiten ist auf die Feldinhomogenität bei kleinen Signaldrahtabstand zurückzuführen. Ansonsten erscheint der Abfall über den ganzen Driftbereich gering<sup>1</sup>. Die Driftgeschwindigkeit bestimmt sich zu  $v_{\text{Drift}} \approx 30 \mu\text{m/ns}$ , bei einem Driftfeld von  $750 \text{V/cm}$ <sup>2</sup>. Bedingt durch den hohen  $\text{CO}_2$ -Anteil arbeitet die Kammer bei diesem Driftfeld im Proportional-Bereich<sup>3</sup> der Driftgeschwindigkeit.

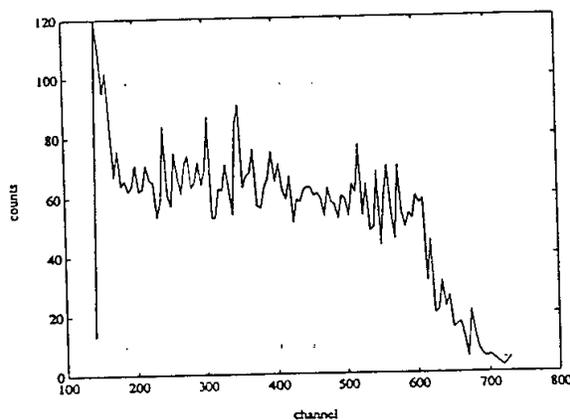


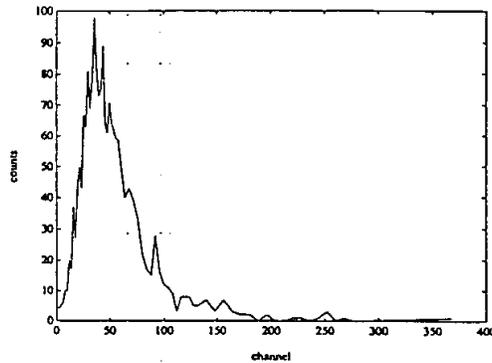
Fig.1 Driftzeitverteilung (1 Kanal entspricht 1ns)

Angestrebt wird eine Driftgeschwindigkeit von  $v_D \approx 50 \mu\text{m/ns}$  bei einem Gasgemisch von  $\text{Ar} : \text{CO}_2 : \text{CH}_4 = 89 : 10 : 1$ . Dementsprechend arbeitet die Kammer mit unserem Mischungsverhältnis nicht im gewünschten, konstanten Bereich für die Driftgeschwindigkeit.

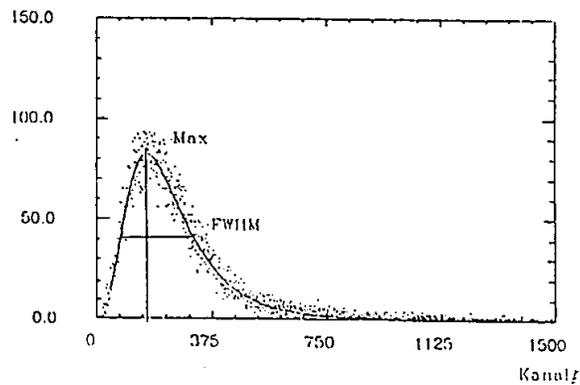
Das Pulshöhenspektrum der kosmischen Myonen ist nun in Fig.2 gezeigt. Vergleichend sei eine Messung aus [4] dargestellt. Das Spektrum genügt einer Landau-Verteilung.

Die mittlere Pulshöhe, welche sich mit obigen Kammer-Parametern ergibt, beträgt 400mV. Eine Bleiplatte stoppt dabei kurzreichweitige Teilchen sowie Myonen unterhalb 300McV/c Impuls (vergleiche dazu V.2.1.).

Der hochenergetische Ausläufer der Verteilung bestimmt den grossen dynamischen Bereich in der Signalamplitude, welcher der Diskriminator zu verarbeiten hat. An dieser Stelle sei betont, dass die Zeitauflösung im wesentlichen auch durch die Charakteristik der Pulshöhenverteilung gegeben ist.



a) Messungen mit Parametern aus V.2.2.  
1 Kanal entspricht 6mV Amplitude



b) aus [4]

Fig.2 Pulshöhenspektrum kosmischer Myonen,  
aufgenommen mit dem CJC-Prototyp

## V.2 LAUFZEITMESSUNG AM PROTOTYP DER CJC

### V.2.1. Experimentelle Anordnung

Bei meinen Untersuchungen konnte ich nur kosmische Strahlung als Teilchenquelle verwenden, da die Driftzellen durch ein AlMg-Rohr mit Wandstärke 10mm abgeschirmt sind. Eine Koinzidenz zwischen zwei Fotovervielfacher-Signalen, die von zwei Szintillatorstreifen stammen (PM), bestimmt dabei die z-Position des Teilchendurchgangs (Fig.3). Gleichzeitig selektiert eine Pb-Platte (Dicke: 5cm) im wesentlichen minimalionisierende Teilchen aus dem Spektrum heraus.

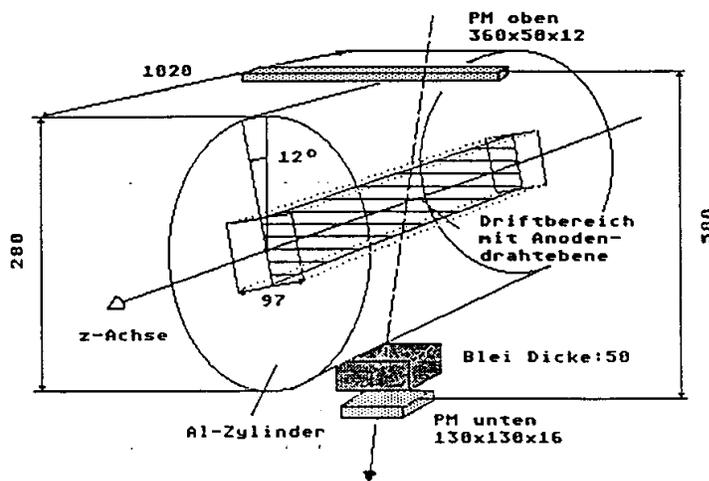


Fig.3 Experimentelle Anordnung zur z-Bestimmung  
(alle Angaben in Millimetern)

Um alle dissipativen Elemente der Übertragungskette zu berücksichtigen, wurde diese dem tatsächlichen Aufbau entsprechend realisiert. Dem Verstärker nachfolgend sind dabei CELLO-Multikoaxialkabel<sup>1</sup> eingesetzt worden, die über einen Adapter mit der FADC-Karte in Verbindung stehen. Aus dem differentiellen Analog-Ausgang werden über einen passiven Differenzbildner<sup>2</sup> die Signale dem Diskriminator zugeführt.

Um die prinzipielle Möglichkeit der Laufzeitmessung zu zeigen, verwendete ich Standard-NIM-Elektronik zur Zeitbestimmung. Die von der Konversions-Elektronik bedingte Abweichung in der Linearität betrug dabei maximal 50ps.

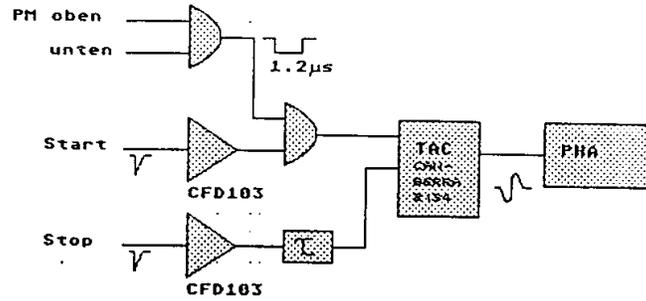


Fig.4 Schema der Elektronik zur Zeitdifferenzmessung

Als Constant Fraction Diskriminator setzte ich den CFD103 ein, welcher überlagerte, niederfrequente Störsignale verarbeitet und automatisch korrigiert<sup>1</sup>. Die Spezifikationen entnehme man Tabelle 1.

Fraction:	0.2
Delay:	10ns (ca. halbe Anstiegszeit)
Walk:	400ps bei 25 .. 2500mV und $t_r=2ns$

Tab.1 Spezifikationen des CFD103

## V.2.2. Messung der Zeitdifferenz in Funktion der Einfallspostion

### A) Ratenproblem

Die Datenakkumulation gestaltete sich langwierig, da der Raumwinkel und die Fläche der PM-Anordnung wegen der genauen z-Definition gering ausfallen musste. Die gemessene Rate der PM-Koinzidenzen betrug etwa 520 Ereignisse/h. Das bedeutet bei einem abgedecktem Raumwinkel von 0.40 sr, dass 80% der 'harten Komponente' des kosmischen Strahlungsflusses<sup>2</sup> detektiert wurde. Die fehlenden 20% können durch Kammerineffizienz und zufällige Koinzidenzen erklärt werden. Die geometrische Akzeptanz der Kammer beträgt 37%. Weiter konnten von diesen Ereignissen 87% konvertiert werden, sodass sich die Messdauer für 3000 Konversionen auf über 15h belief.

<sup>1</sup> Am PSI entwickelt, Patent angemeldet

<sup>2</sup>  $I_v = 80m^{-2}sec^{-1}sterad^{-1}$  (aus: Physics Letters B204)

### B) Kammer Parameter

Die Messungen wurden mit einer Standard-Gasmischung durchgeführt:  
Ar : CO<sub>2</sub> : CH<sub>4</sub> im Verhältnis 78 : 20 : 2 .

Für die Hochspannungswerte wurden folgende Werte eingestellt, wobei die Anodenspannung HV5 wegen des grösseren Drahtdurchmessers deutlich über dem in [4] festgelegten Bereich liegt.

HV1: -4.0kV	HV3: GND	HV5: 2.32kV
HV2: -3.2kV	HV4: 250V	

Die mittlere Pulshöhe betrug somit  $400\text{mV}^1$ , sodass ein gutes S/N-Verhältnis erreicht wurde. Eine genauere Untersuchung der Auflösung als Funktion der Gasverstärkung soll aber im nächsten Kapitel folgen.

### C) Zeitdifferenzverteilung

Die aufgenommene Verteilung der Zeitdifferenz für eine feste z-Position ist nun in Fig.5 zu sehen. Die Verteilung erscheint annähernd gaussförmig.

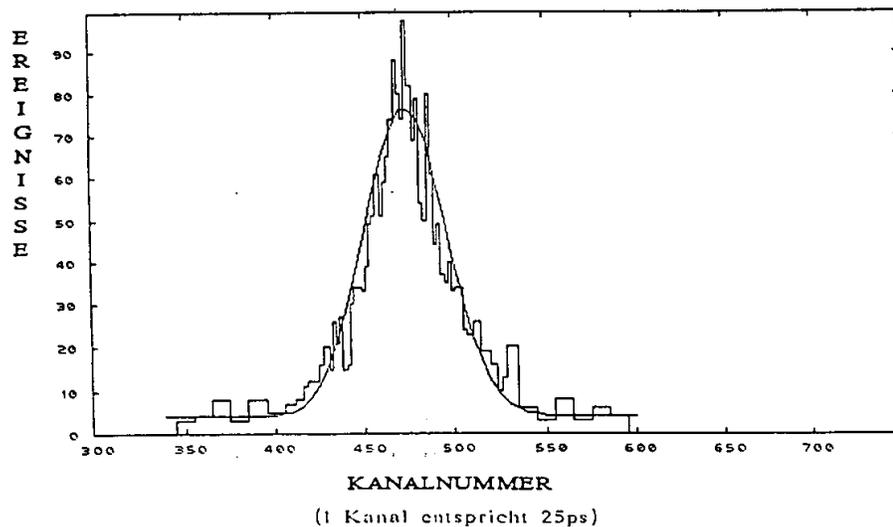
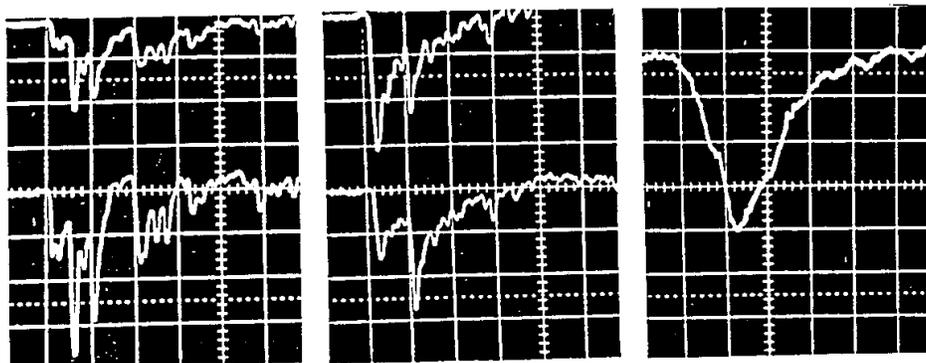


Fig.5 Zeitdifferenzverteilung bei  $z = 203\text{mm}$   
(Drahtmitte entspricht  $z = 0\text{mm}$ )

1 Die Summe des differenziellen Signals ist gemeint

Den Messwerten ist eine Fehlerfunktion<sup>1</sup> angepasst, welche die endliche Ausdehnung der PM-Anordnung in z-Richtung berücksichtigt<sup>2</sup>. Zusätzlich zeigte sich aber auch ein Untergrund, welcher unkorreliert zur jeweiligen z-Position der PM-Anordnung bei allen Messungen symmetrisch um  $z = 0\text{mm}$  gleichermassen auftrat. Dieser Untergrund trägt mit etwa 30% zu allen Konversionen bei. Untersuchungen der Pulse die ausserhalb der doppelten Standardabweichung der Gaussverteilung lagen, ergaben folgende Charakteristik:

- Pulse, welche eine Breite über 400ns zeigen und deren ansteigende Signalfanken für links und rechts in den Amplituden nicht identisch sind bei  $z = 0\text{mm}$  (Fig.6.a). Erklärung: nichtminimalisierende Teilchen.
- Gleichzeitiger Durchgang eines zweiten Teilchens (Doppelpuls) mit kürzerer Driftzeit aber verschiedener z-Position (Fig.6.b). Ratenabschätzungen solcher zufälligen Koinzidenzen liefern viel zu kleine Werte, trotzdem konnte aber ein solcher Effekt beobachtet werden<sup>3</sup>.
- Ansteigende Flanke besitzt Anstiegszeit um 50ns (Fig.6.c). Keine Erklärung.



a) 0.5V / 0.2µs

b) 0.5V / 0.2µs

c) 50mV / 50ns

Fig.6a-c Typische Pulsformen von 'Untergrund-Ereignissen'  
a) und b) : jeweils linkes und rechtes Drahtende

Eine genauere Analyse dazu wurde nicht gemacht. Quantitativ gesehen, erscheinen aber die nichtminimalisierenden Ereignisse am häufigsten aufzutreten. Bei einer vergleichbaren Messung an einer anderen Driftkammer (vgl dazu V.3), konnte eine Elektronen-Quelle verwendet werden. Dabei wurde ein solcher Untergrund nicht beobachtet. Dies hängt wohl mit der Charakteristik der emittierten Elektronen der Quelle zusammen.

1 Als Faltung von Gausskurve (Jitter und Walk) mit Kastenverteilung (PM-Anordnung)  
2 Breite der Kastenverteilung:  $\sigma = 23\text{mm}$  bzw.  $184\text{ps}$   
3 Eine Korrelation scheint einleuchtend (Schauerbildung bei kosmischer Strahlung)

Als Konsequenz hieraus, habe ich jeweils einen konstanten Untergrund bei der Kurvenanpassung einbezogen. Diesen vernachlässige ich bei der Berechnung der Zeitauflösung; obwohl die Natur dieses Untergrundes nicht genau geklärt ist.

#### D) Laufzeitunterschied versus Einfallposition

Die gemessene Zeitdifferenz in Funktion der Einfallposition  $z$  des Teilchendurchgangs, ist nun in Fig.7 zu sehen. Die Linearität der Relation ist klar ersichtlich, ebenso die im vorangegangenen Kapitel beschriebenen, systematischen Abweichungen davon. Der dargestellte  $z$ -Bereich beinhaltet dabei die ganze aktive Länge der Kammer.

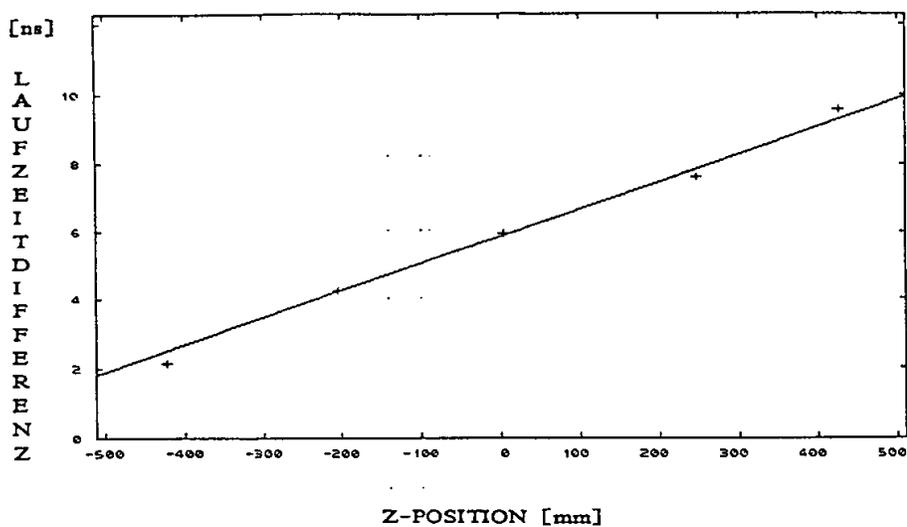


Fig. 7 Laufzeitdifferenz versus  $z$ -Position  
(zusätzliche konstante Verzögerung des Stops  
um etwa 6ns)

Den Messpunkten ist eine in der Position lineare Funktion angepasst. Somit ergibt sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit zu:

$$v_{\text{Draht}} = 0.84 \cdot c_L \quad c_L: \text{Lichtgeschwindigkeit}$$

Der Fehler ist von systematischer Natur<sup>1</sup> bedingt durch die unbekannt Form der Verzerrung. Die Dispersion, verursacht durch Kammerkapazität und Induktivität, bewirkt eine Reduktion der Ausbreitungsgeschwindigkeit bezüglich  $c_L$ . Zusätzlich wirkt das Kammer-RC-Glied als Tiefpass, sodass auch dies zum Effekt der Geschwindigkeitsreduktion beitragen kann.

In Fig.8 sind die Auflösung  $\sigma_z$  und gleichzeitig die Abweichung in der Linearität, umgerechnet in Längeneinheiten, gezeigt. Über alle Werte gemittelt beträgt die Einzelpulsauflösung:

$$\sigma_z = 72 \pm 5 \text{ mm}$$

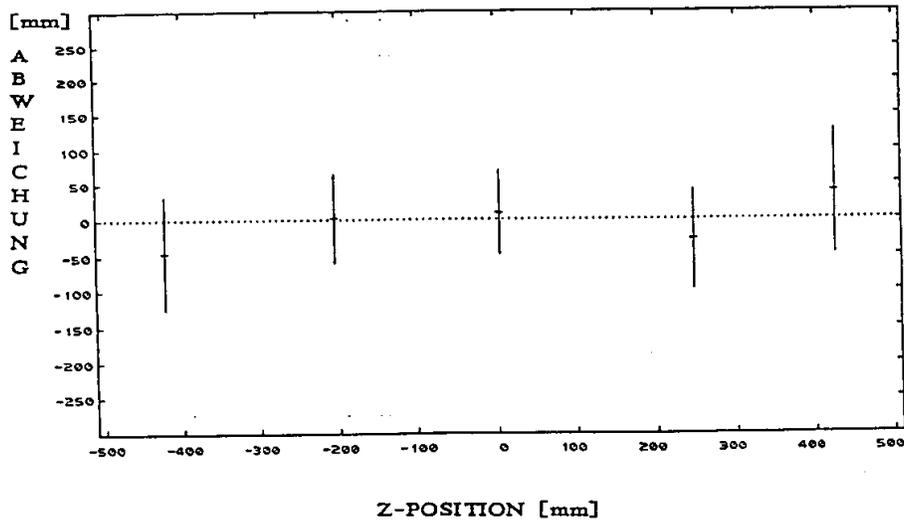


Fig.8 Abweichungen in der Linearität für verschiedene Einfallspeditionen. Die Länge der eingezeichneten Balken entspricht der doppelten Auflösung ( $2 \cdot \sigma_z$ ).

<sup>1</sup> Zusätzlicher Sinus-Term bei der Zeit-zu-Positions-Relation bewirkt eine Verminderung der errechneten Ausbreitungsgeschwindigkeit von bis zu 10%

Die Auflösung verschlechtert sich dabei an den Kammerenden. Sicherlich hängt dieses Verhalten mit den Verzerrungen zusammen, die in diesem Bereich stärksten Effekt zeigen. Die maximale Abweichung in der Linearität beträgt dabei 4.6cm oder 360ps. Genauere Untersuchungen zur Form dieser systematischen Abweichungen wurden nicht gemacht, dazu wäre eine grössere Datenmenge unabdingbar.

### V.2.3. Schlussfolgerungen

Prinzipiell ist es, möglich beim CJC-Prototypen die Laufzeitmessung zur z-Bestimmung anzuwenden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Draht beträgt  $0.84 \cdot c_L$ .

Die Anpassung des Vorverstärkers an die Kammerimpedanz entspricht den Anforderungen. Die maximale Abweichung an den Kammerenden entspricht etwa 50% der Positionsauflösung.

Hingegen ist die Genauigkeit mindestens um einen Faktor 2 geringer als bei vergleichbaren ZEUS-Messungen. Der Grund liegt vor allem im Design des Vorverstärkers, der für Ladungsteilung konzipiert wurde:

- Anstiegszeiten von  $25\text{ns}^{-1}$  beim verwendeten High-Gain Vorverstärker zusammen mit Multikoaxialkabel (gemessen nach Transformator)
- Ohmscher Abschluss von  $200\Omega$  erzeugt zusätzliches Rauschen

Folgende Ursachen bewirken dabei noch zusätzliche Verschlechterung:

- Verstärker-Eigenrauschen von  $15\text{mV}_{pp}^2$  (gemessen nach Transformator)
- kapazitive HV-Entkopplung
- maximale Driftstrecke von 48mm erzeugt zusätzlichen Walk (vgl. dazu IV.2.1. Fig.5))

Die Messungen konnten nur mit kosmischen Myonen durchgeführt werden. Für eine weitere Analyse erscheint es sinnvoll, den erwähnten Untergrund genauer zu untersuchen. Insbesondere wäre eine Messung am Teilchenstrahl aufschlussreich.

### V.3. ZEITDIFFERENZMESSUNG AM PROTOTYP DER Z-DRIFTKAMMER (CIZ)

#### V.3.1. Prototyp der CIZ

Die CIZ dient als weiterer Subdetektor der genauen z-Messung innerhalb des H1-Spurdetektors [20]. Dementsprechend liegen die Anodendrähte annähernd kreisförmig in der  $\varphi$ -Ebene, und die Driftrichtung ist somit parallel zur z-Achse. Zur Illustration betrachte man Fig.9.

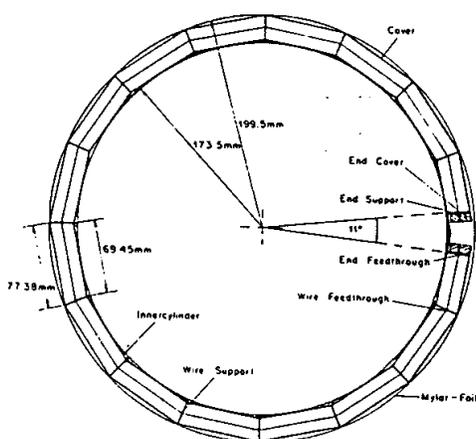


Fig.9  
Ansicht der CIZ  
längs der Strahlachse  
(aus [20])

Die  $\varphi$ -Koordinate, als Zweitkoordinate, bestimmt sich wiederum 'Offline' mit Ladungsteilung. Die Auflösung liegt um 25mm.

Diese Testanordnung ermöglicht es, die Zeitdifferenz-Messung auch mit hohem Anodendrahtwiderstand<sup>1</sup> durchzuführen. Gleichzeitig kann auch eine Quelle mit  $\beta$ -Spektrum zur Teilchenerzeugung verwendet werden.

#### V.3.2. Experimentelle Anordnung

Prinzipiell entsprach die Anordnung der Auslese Elektronik derjenigen im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen. Zusätzlich war es möglich, mit Hilfe einer  $^{106}\text{Ru}$ -Quelle<sup>2</sup> bezüglich der  $\varphi$ -Richtung genau lokalisierte Teilchendurchgänge zu erzeugen.

1 ALGILOY mit  $R = 3k\Omega$

2 Elektronenquelle

Ein bestimmender Punkt für die Anstiegszeit der Pulse spielte das 75cm lange Koaxialkabel<sup>1</sup> zwischen Drahtende und Vorverstärker. Mit dem hochohmigen Anodendraht zusammen ergab sich eine zusätzliche Dispersion des Signals. Dementsprechend vergrößerte ich den CFD-Delay auf 16ns (ungefähr halbe Anstiegszeit).

### V.3.3. Messungen

Die Zeitverteilung bei fester  $\varphi$ -Position ergab Gaussform (Fig.10). Ein zusätzlicher Untergrund konnte nicht beobachtet werden: dies hängt wohl mit der Charakteristik<sup>2</sup> der verwendeten Quelle zusammen. Die beiden kleineren "Buckel" rühren vom zweiten Durchstosspunkt des Teilchens mit dem Zylinder her.

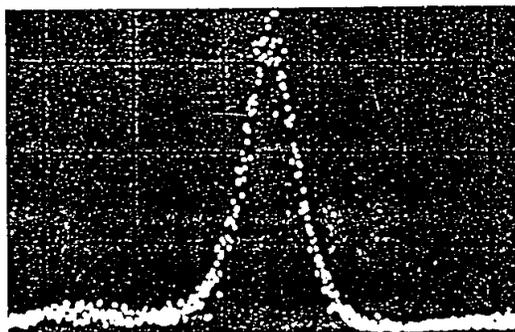


Fig.10  
Zeitverteilung bei  $\varphi = 0^\circ$   
(Skala 2.6ns / 80 Cts)

Die nächste Figur zeigt die gemessene Zeitdifferenz in Abhängigkeit des  $\varphi$ -Winkels. Der gezeigte  $\varphi$ -Bereich stellt dabei den vollen sensitiven Bereich von  $349^\circ$  dar.

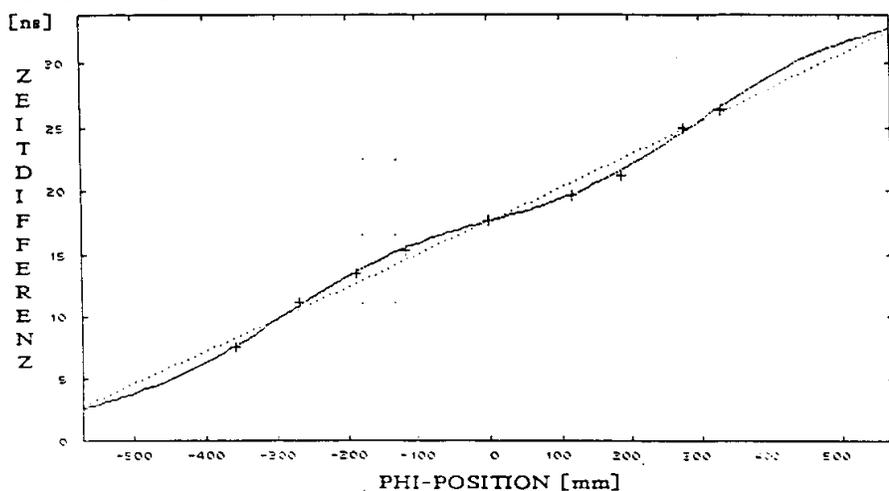


Fig.11 Zeitdifferenz in Funktion des  $\varphi$ -Teilchendurchgangs

1 Kapazität C = 93pF/m

2  $\beta$ -Spektrum (Endenergie 3.5MeV) und Punktförmigkeit der Emmission

Bedingt durch die grössere Anzahl der Messpunkte, konnte eine exaktere Analyse geschehen. Folgende lineare Funktion mit zusätzlichem Sinus-Term habe ich den Messwerten angepasst:

$$(1) \quad \Delta t(z) = a \cdot z + b \cdot \sin(\omega \cdot z) + c \quad \text{Parameter: } a, b, c \text{ und } \omega$$

Der nichtlineare Term soll die Verzerrungen berücksichtigen, welche durch die Reflexionen bedingt sind. Die Annahme über dessen Verlauf ist rein phänomenologisch.

Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Anodendraht würde ein viel zu niedriger Wert<sup>1</sup> folgen, falls die Zeitdifferenz nur auf Laufzeitunterschied zurückgeführt werden könnte. Die Erklärung liegt in der zusätzlichen Anstiegszeitverschmierung bedingt durch das RC-Glied. Die Dispersion mit der Zeitkonstante  $RC = 209\text{ns/m}$  bewirkt die zusätzliche Zeit-Differenz zwischen START und STOP.

Eine dementsprechende Abschätzung liegt um einen Faktor 2 zu hoch<sup>2</sup> verglichen mit der tatsächlichen Messung. Bei dieser Rechnung wurde aber der Einfluss des Vorverstärkers (Shaping) nicht berücksichtigt, und dies könnte die Unstimmigkeit erklären.

Die Zeitauflösung, bedingt durch die grössere Variation in der Anstiegszeit und durch das starke Rauschen<sup>3</sup>, ist geringer als bei vorangegangener Messung:

$$\sigma_t = 1.4\text{ns}$$

reduziert sich aber wegen der effektiven Verzögerung durch die Dispersion zu einer gemittelten Ortsauflösung von:

$$\sigma_\varphi = 61\text{mm.}$$

Die maximale Abweichung in der Linearität beträgt:

$$b = 1.0\text{ns}$$

Der qualitativ grössere Wert erscheint einleuchtend, da der Anpassung der Vorverstärker an die Impedanz der Testkammer zu diesem Zeitpunkt keine spezielle Beachtung geschenkt wurde.

---

1 nämlich  $v_{\text{Draht}} = 0.26 \cdot c_L$

2 Für  $\Delta\varphi = 68\text{cm}$ :  $\Delta t_{\text{Dispersion}} = 14\text{ns}$  (gemessen) bzw  $31\text{ns}$  (gerechnet)

3  $50\text{mV}_{\text{pp}}$

#### V.3.4. Schlussfolgerungen

Die Zeitdifferenz wird beim Prototyp vor allem durch die Dispersion bestimmt. Dementsprechend kritisch wäre auch die Anwendung dieser Methode zur Zweitkoordinatenbestimmung. Dazu sei nochmals an die Betrachtungen im Kapitel IV erinnert. Insbesondere sollten im definitiven Aufbau die Vorverstärker direkt an der Kammer liegen, die hohe Kabelkapazität würde also wegfallen.

Keinerlei Untergrund ist bei diesen Messungen aufgetreten. Dies hängt mit der Verwendung der Elektronenquelle zusammen, die ein reines  $\beta$ -Spektrum liefert und annähernd punktförmig strahlt.

Schliesslich habe ich die Abhängigkeit der Auflösung vom Einfallswinkel  $\theta$  nicht weiter untersucht. Besonders bei extremen Werten verschlechtert sich die Anstiegszeit frappant.

## VI. LAUFZEITMESSUNG MIT INTEGRIERTEM CONSTANT FRACTION DISKRIMINATOR

Neben der zentralen Frage nach der prinzipiellen Anwendung der Laufzeitmessung beim CJC-Prototyp stellt sich auch die Frage nach den Möglichkeiten zu deren technischer Realisierung. Vor allem bei Anwendungen mit hohen Multiplizitäten erfüllen nur integrierte Schaltkreise entsprechende Anforderungen, nämlich geringer Stromverbrauch, wenig Platzbedarf sowie niedrige Kosten bei grossen Stückzahlen.

Im Rahmen meiner Arbeit konnte ich von der für diesen Zweck bereits entwickelten Elektronik in grossem Masse profitieren. Freundlicherweise wurde mir durch die ALEPH-Kollaboration solche, bereits im Betrieb befindliche, zur Verfügung gestellt. Nachfolgend werde ich diese kurz beschreiben und auf deren Anwendung bei der CJC eingehen. Im Anhang finden sich dann weitere Spezifikationen dazu.

### VI.1. BESCHREIBUNG DES RAL10

Dieser integrierte Constant Fraction Diskriminator wurde in Zusammenarbeit mit PLESSEY RESEARCH bei RAL entwickelt <sup>1</sup>. Er beinhaltet zwei Komparatoren, eine nachfolgende AND-Verknüpfung mit Monovibrator und differentiellen ECL-Ausgangstreiber <sup>2</sup>. Der Amplituden-Komparator wurde mit leichter Hysterese konzipiert, um Mehrfachpulse bei verrauschtem Signal zu vermeiden. Weiter kann über eine RC-Zeitkonstante die Pulsbreite definiert werden, um bei hohen Raten eine Übersättigung der Eingangsstufe zu vermeiden (Totzeit). Der Fraction wird extern über einen Spannungsteiler, der Delay durch 50 $\Omega$ -Kabel vor dem Zeitkomparator festgelegt (Fig.1).

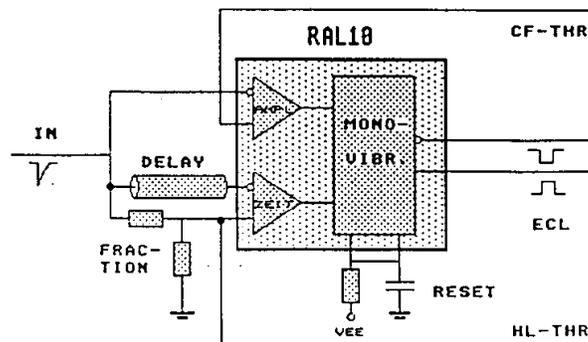


Fig.1 Blockdiagramm des RAL10

1 Designer: D.J.White

2 16 pin DIL package

In den Spezifikationen des RAL10 befinden sich zwei vergleichende Walk-Messungen, zwischen dem integrierten RAL10 sowie für ein aus diskreten Komponenten aufgebauten Diskriminator<sup>1</sup>. Der RAL10 ist dabei mit niedrigstem Walk über einen weit grösseren dynamischen Bereich einsetzbar als die diskrete Version.

Im Vergleich zum CFD103 wurde auf eine Stromentkopplung der beiden Eingangspfade verzichtet. Dies vereinfacht den Schaltungsaufbau wesentlich, führt aber zu einer zusätzlichen Verschlechterung in der Zeitbestimmung wegen Verschiebungen in der Spannungs-Nulllinie (DC-Offset).

Zu bemerken ist auch, dass nur geringfügige Modifikationen notwendig sind, um diesen integrierten Diskriminator im Dual Threshold-Modus zu betreiben.

## VI.2. DIE ALEPH-ELEKTRONIK (Az-BOARD)

Bei der ITC werden 960 Drähte zur z-Bestimmung ausgelesen. Eine Karte (Az-Board) beinhaltet dabei 4 Kanäle, sodass total 240 davon zur Anwendung kommen. Die Steuerung und Auslese geschieht dabei über FASTBUS. Bedingt durch die wassergekühlten Übertakten, konnten Temperaturdriften wirkungsvoll minimiert werden.

Prinzipiell entspricht die Funktionsweise des Az-Board dem bereits in IV.4.5. Fig.24 vorgestellten. Das exakte Schaltschema entnehme man dem Anhang. Für meine Anwendung von grossem Interesse war der WX501<sup>2</sup> und vorgeschaltete Nachverstärker vom Typ LM733<sup>3</sup>, welche die Eingangsstufe des Az-Board bilden. Der prinzipielle Schaltungsaufbau dazu ist in Fig.2 gegeben.

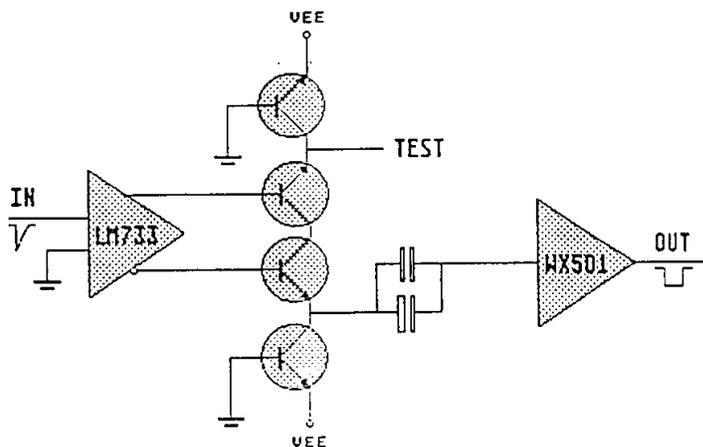


Fig.2 Schaltschema der Eingangsstufe des Az-Board

- 1 Basierend auf dem Komparator SP9687
- 2 Prototyp-Version des RAL10. Nur unwesentliche Performance-Unterschiede.
- 3 Spannungsverstärkung  $G_V = 10$  (wählbar). Bandbreite 120MHz

Die Transistoren in Emitterschaltung wirken zusätzlich als Limiter. Dies hat eine künstliche Begrenzung des dynamischen Bereichs zur Folge, welcher der Diskriminator zu verarbeiten hat. Um DC-Offsets zu eliminieren, ist der Verstärker kapazitiv vom Diskriminator entkoppelt.

Der Schaltungsaufbau des Az-Board wurde für Driftkammer-Signale mit schnellen Anstiegszeiten von 5ns optimiert. Somit stellt sich die Frage nach dem Verhalten des WX501 bei langsam ansteigender Flanke von 25ns, und nach den für diese Signale optimalen Parametern des Diskriminators. Insbesondere erscheint es schon aus Platzgründen unsinnig, allzu lange Delay-Kabel zu verwenden.

Um wiederum die Anwendung des bereits benutzten TAC's zu ermöglichen, musste das ECL-Ausgangssignal zu TTL konvertiert werden. Dies konnte mit einem MCI0125-'Translator' realisiert werden.

Mit Testpulsen von 5ns Anstiegszeit konnte mit dieser Anordnung eine Zeitauflösung von 100ps über 20dB erreicht werden. Dies entspricht dem in den Spezifikationen angegebenen Wert.

Weiter sind entsprechende Messungen mit zu der Testkammer ähnlichen Pulsformen<sup>1</sup> (durch Pulsgenerator erzeugt) vorgenommen worden. In Fig.3 ist die Walk- und Jitter-Charakteristik<sup>2</sup> bei unterschiedlichem Fraction zu sehen. Bei diesen Testpulsen verbessert sich bei kleinerem Fraction die Zeitauflösung wesentlich. Bei schlechterem S/N-Verhältnis hingegen, ergäben grössere Fraction-Werte bessere Auflösung.

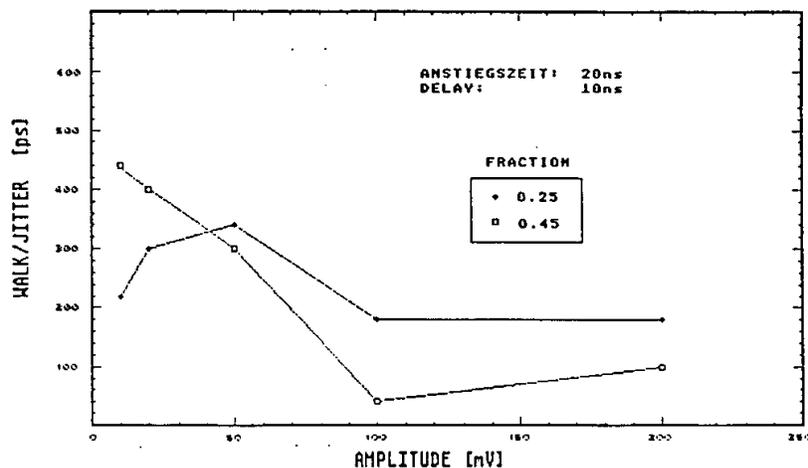


Fig.3 Walk und Jitter bei WX501

1 Anstiegszeit 20ns, Fussbreite 140ns

2 Eine exakte Trennung beider Effekte ist bei dieser Messung nicht möglich.

### VI.3. MESSUNGEN AM PROTOTYP DER CJC

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der optimalen Anpassung des WX501, um beste Zeitbestimmung zu erzielen. Zusätzlich wird auch die Abhängigkeit der Anodenspannung und die dabei resultierende Auflösung untersucht. Ausserdem findet sich in diesem Abschnitt auch eine Vergleichsmessung mit einem weiteren Diskriminator. Dieser stellt einen Prototyp dar, welcher für die Driftzeitbestimmung verwendet werden soll<sup>1</sup>.

#### VI.3.1. Zeitdifferenzverteilung

Prinzipiell blieben die ganze in V.2.1. beschriebene Versuchsanordnung zur Laufzeitmessung und ebenso die Kammerparameter dieselben. Lediglich der CFD103 wurde durch den oben beschriebenen Verstärker- und Diskriminatorteil LM733/WX501 ersetzt. Zur Amplituden- Anpassung musste dabei ein passiver Attenuator<sup>2</sup> vorangeschaltet werden.

Der gemessenen Zeitdifferenzverteilung bei fester z-Position wurde ebenfalls eine Fehlerfunktion angepasst (Fig.4). Leichte systematische Abweichungen der Messpunkte von dieser sind sichtbar. Zur Bestimmung der Zeitauflösung sollen diese Abweichungen aber vernachlässigt werden. Bei allen Messungen mit dem WX501 ergab sich quantitativ derselbe Untergrund wie mit dem CFD103.

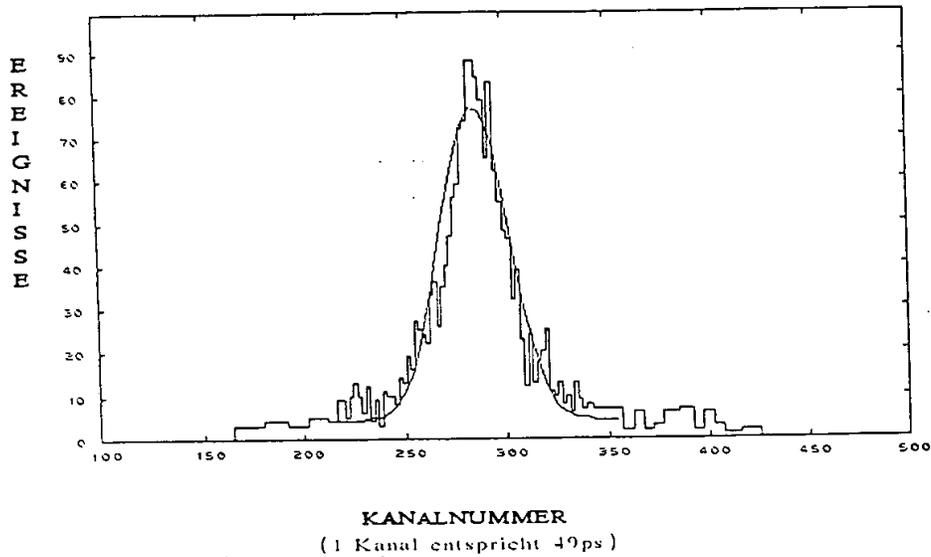


Fig.4 Zeitverteilung bei  $z = 0\text{mm}$ .

1 Dieser soll Anwendung finden beim  $\varphi$ -Trigger der CJC

2 Messung mit 10dB

### VI.3.2. Optimierung der Diskriminator-Parameter

Die für verschiedene Delay und Fraction gemessenen Auflösungen sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Alle Messungen sind bei gleicher Gasverstärkung durchgeführt worden mit HV5 = 2320V. Es ergaben sich dabei keine signifikanten Änderungen in der Konversionsrate. Die volle Effizienz ist somit gewährleistet.

Zusätzlich wurde bei der am Schluss aufgeführten Messung der START-Kanal mit einem kapazitiv-induktiven Verzögerungsglied<sup>1</sup> von 11ns bestückt. Dies bringt wohl erheblichen Platzgewinn, ist aber eine nicht allzu billige Lösung.

FRACTION	DELAY [ns]	AUFLÖSUNG RELATIV [%]	KONVERSIONS-RATE [1/h]
0.45	10	100 +/- 5	178 +/- 3
0.45	5	153 +/- 8	177 +/- 2
0.25	10	176 +/- 4	177 +/- 2
0.45	11 (Start) 10 (Stop)	106 +/- 5	180 +/- 6

Tab.1 Auflösung in Abhängigkeit der CFD-Parameter

Klarerweise ergab sich die beste Auflösung mit Fraction  $f = 0.45$  und Delay von 10ns. Dies steht im Gegensatz zu den Messungen im vorangegangenen Abschnitt, zeigt aber, dass das Rauschen bei den Kammersignalen grösseren Anteil hat<sup>2</sup>.

Mit dem Verzögerungsglied konnte eine nur leicht schlechtere Auflösung gemessen werden. Prinzipiell ist aber eine solch platzsparende Lösung bei langen Delays möglich.

---

1 SIEMENS: V26822-BJ-V7 und -V5. Dimensionen: 12.2x7x2.4mm  
2 S/N-Abstand bei Kammersignal 32dB und bei Testpuls 40dB.

### VI.3.3. Auflösung in Abhängigkeit der Gasverstärkung und weitere Diskriminatoren im Vergleich

#### A) Gasverstärkung

Die Anodenspannung und die daraus resultierende Gasverstärkung stellt einen relevanten Parameter für die definitive Ortsauflösung dar. Deshalb darf eine entsprechende Untersuchung in diesem Rahmen nicht fehlen.

In Fig.5 sind die Messresultate für die Zeitauflösung  $\sigma_1$  mit dem WX501<sup>1</sup> als Diskriminator dargestellt (verbundene Punkte). Eine Zunahme bei abnehmender Anodenspannung entspricht dabei den Erwartungen (vgl. IV.4.3). Die Konversionsrate blieb über den ganzen Spannungsbereich dieselbe. Das bedeutet, dass die Kammer im Bereich ihrer vollen Effizienz arbeitet.

Der gezeigte Anodenspannungs-Bereich entspricht einer mittleren Pulshöhe von 150 bis 600mV. Um eine dynamische Konversion des FADC zu gewährleisten, ist eine mittlere Signalhöhe zwischen 200 und 400mV sinnvoll. Dies entspricht bei dieser Anordnung 2.25 bzw. 2.32kV Anodenspannung.

Zusätzlich ist die mit dem CFD103 erhaltene Auflösung eingezeichnet. Der Wert ist dabei um etwa 45% besser, verglichen mit dem integrierten Diskriminator.

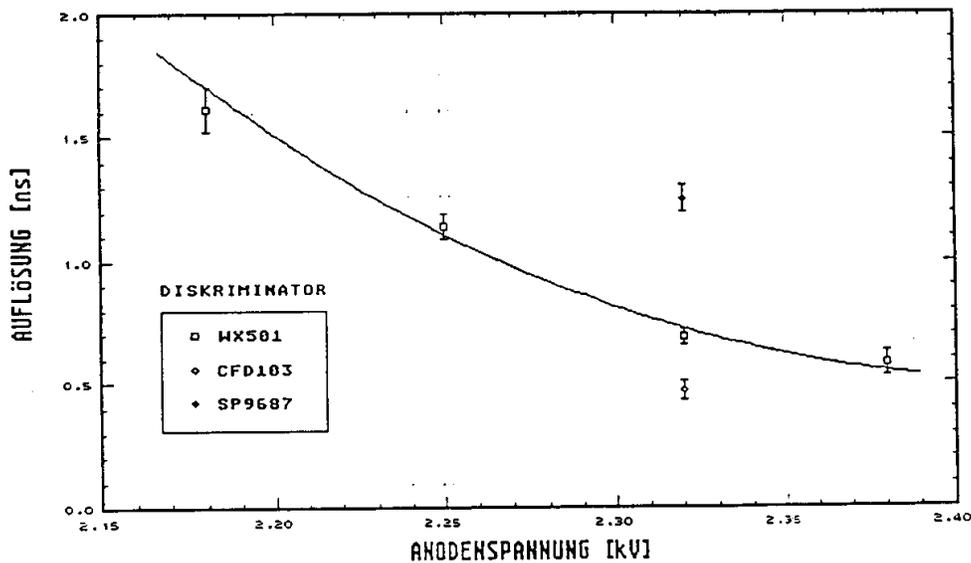


Fig.5 Auflösung  $\sigma_1$  in Funktion der Anodenspannung HV5 sowie Vergleich mit weiteren Diskriminatoren

<sup>1</sup> Gewählte Parameter: Fraction = 0.45 und Delay = 10ns

### B) Untersuchung mit Simple Threshold Diskriminator

Wie bereits erwähnt, wurde im Hinblick auf die  $r\phi$ -Bestimmung zur schnellen Spurerkennung ein Simple Threshold Diskriminator entwickelt<sup>1</sup>. Als Design-Kriterium stand eine Doppelpulsauflösung von bis zu 50ns an erster Stelle. Um dieses Ziel zu erreichen, wird dabei vor der Diskriminierung eine Differentiation des Pulses vorgenommen (Fig.6). Der Operationsverstärker 592D8 dient lediglich der Amplitudenanpassung. Der nachfolgende Komparator SP9687 erzeugt ein logisches Ausgangssignal, sobald die Spannungsdifferenz am Eingang einen wählbaren Schwellenwert (nicht eingezeichnet) überschreitet.

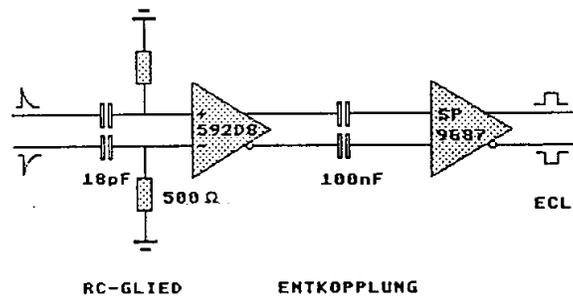


Fig.6 Blockdiagramm des Diskriminators zur schnellen Driftzeitbestimmung

Das differenzierte Signal besitzt schnellere Anstiegszeit. Dies kann zu einer Minimierung des Walk beitragen. Gleichzeitig wirkt das RC-Glied aber auch als Hochpass, sodass vermehrt Rauschanteile selektiert werden.

Da sich diese Diskriminator-Stufe ebenfalls direkt am analogen Ausgang der FADC-Karte befinden soll, erschien eine Vergleichsmessung von grossem Interesse. Das Ergebnis dieser ist ebenfalls in Fig.5 eingezeichnet. Die gemessene Auflösung ist aber um 86% schlechter als die entsprechende Messung mit dem WX501.

Zu bemerken ist, dass Pulse mit langsamerer Anstiegszeit (vgl dazu V.2.2. Fig.6.c) mit obiger Anordnung nicht diskriminiert werden. Dazu ist es in der jetzigen Version nicht möglich, zusätzlich Totzeit zu generieren. Dies wäre auch deshalb notwendig, weil sich der Komparator wegen der Differentiation höchst sensitiv auf Spannungsänderungen im Signal verhält und entsprechend oft Ausgangssignale liefert (Fig.7).

<sup>1</sup> ETH-Zürich: T. Wolff und K. Szeker

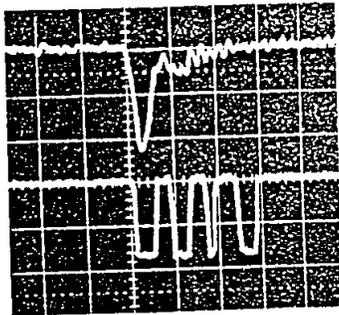


Fig.7 oben: Eingangssignal  
(50ns / 200mV)  
unten: Diskriminator-Signal  
(50ns / 500mV)

#### VI.3.4. Ortsauflösung

Die Zeitauflösung, welche mit dem WX501 gemessen wurde (Fig.5), kann nun mit Hilfe der in V.2.2.D bestimmten Parameter für die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Draht in Längeneinheiten umgerechnet werden. Die Ortsauflösung in z-Richtung ist in Tab. 2 für verschiedene Anodenspannungs-Werte aufgelistet. Alle Werte sind bei der Drahtmitte  $z = 0\text{mm}$  gemessen.

ANODENSPANNUNG HV5 [kV]	AUFLÖSUNG $\sigma_z$ [MM]
2.18	203 +/- 11
2.25	146 +/- 7
2.32	86 +/- 4
2.38	74 +/- 7

Tab.2 Ortsauflösung für verschiedene Anodenspannungen  
bei  $z = 0\text{mm}$

Eine Verschlechterung der Auflösung an den Drahtenden ist zu erwarten. Diese wird, die Messungen im vorangehenden Kapitel berücksichtigend (V.2.2.

### VI.3.5. Schlussfolgerungen

Die Anwendung des WX501 zur Laufzeitbestimmung bei der Testkammer ergibt befriedigende Resultate für die Auflösung: Die Positionsauflösung in der Drahtmitte beträgt bei mittleren Pulshöhen von 200mV etwa 15cm, bei 400mV um 9cm.

Die Resultate in der Zeitauflösung beim integrierten Diskriminator liegen 45% über demjenigen Wert, welcher mit der kommerziellen Version erreicht wurde. Zusätzlich zeigt sich auch, dass die Anwendung der amplitudenunabhängigen Zeitbestimmung quantitativ bessere Resultate liefert. Dies muss jedoch mit einem Mehraufwand an Elektronik erkauft werden.

Gemäss Absprachen mit dem Designer ist der RAL10 in grösseren Stückzahlen zu einem angemessenen Preis<sup>1</sup> verfügbar.

Bedingt durch die langsame Anstiegszeit des verwendeten High-Gain-Vorverstärkers, können für optimale Zeitauflösung nur lange Verzögerungsleitungen von mindestens 10ns eingesetzt werden. Die Anwendbarkeit von kapazitiv-induktiven Gliedern ist möglich, aber nicht preiswert.

Der in [4] erwähnte Rauschspannungsabstand von 40dB konnte bei dieser Versuchsanordnung nicht erreicht werden. Dies liegt daran, dass bei jener Anordnung Low-Gain Vorverstärker verwendet wurden, welche einen absolut gesehen, niedrigeren Rauschpegel besitzen. Dabei ist der Verstärkungsfaktor aber viel geringer, sodass die Gasverstärkung erhöht werden muss, um vergleichbare Pulshöhen zu erreichen. Eine Anwendung des Low-Gain Vorverstärkers ergäbe aus diesem Grunde bessere Resultate für die z-Auflösung. Dientlich hierzu wäre auch die bessere Anstiegszeit dieses einstufigen Typs.

Untersuchungen zur Doppelspurauflösung wurden nicht gemacht. Sicherlich ist die Auflösung des zweiten Pulsteiles, bedingt durch Diskriminator-Eigenschaften, schlechter als beim Einzelpuls-Wert.

---

<sup>1</sup> Preis um 15SFr/Stk (bei Stückzahlen über 1000)

## VII. ELEKTRONIK ZUR SCHNELLEN ZEITMESSUNG

Zur weiteren Verarbeitung der Zeitinformation erscheint es sinnvoll, diese direkt zu digitalisieren. Dies vor allem, weil die Wechselwirkungszone der ep-Kollision eine Ausdehnung in Strahlrichtung von bis zu 50cm haben soll. Eine dem ALEPH-Design entsprechende, analoge Konversion der z-Position direkt in  $\text{ctg}(\vartheta) = z/R$  verbietet sich aus diesem Grunde.

Hingegen kann bei direkter Digitalisierung eine weitere Verarbeitung der z-Information zur Spurrekonstruktion digital geschehen. Als Konsequenz hieraus bietet sich das OPAL- oder ZEUS-Design an, welches bereits in IV.4.5. vorgestellt wurde.

Als weitere Option sei an dieser Stelle ein integrierter Zeit-zu-Digital-Konverter vorgestellt. Untersuchungen über die Möglichkeit zur Anwendung zu selbigem Zweck laufen bereits.

Die Anwendung dieser Konverter stellt kein prinzipielles Problem dar. Ebenso sind alle Charakteristiken bekannt, sodass ich auf konkrete Testmessungen verzichten konnte. Neben der nachfolgenden, kurzen Beschreibung, entnehme man dem Anhang weitere Spezifikationen zur erwähnten Elektronik.

### VII. 1. DISKRETER ZEIT-ZU-AMPLITUDEN KONVERTER (OPAL/ZEUS)

Der Schaltungsaufbau wurde bereits in IV.4.5. Fig.22 gezeigt. Der TAC ist mit konventionellen, diskreten Elementen realisiert: Als ECL-Gatter wird der MC10105 eingesetzt, die Ansteuerung der Stromquelle, sowie die Entladung geschehen mit dem Baustein CA3046. Dieser besitzt im selben Gehäuse gleichzeitig fünf Transistoren, sodass optimale thermische Kopplung erreicht wird, um Temperaturdriften zu minimieren. Die Konstantstromquelle liefert dabei 10mA, welche eine Kapazität von  $150\text{pF}^1$  auflädt. Wegen des diskreten Aufbaus beansprucht diese Anordnung viel Platz und grossen Stromverbrauch. Bei ZEUS wird zur Digitalisierung ein 7 Bit-FADC mit 35MHz Taktfrequenz eingesetzt. Die Konversion dauert dabei 50ns.

Bei der Anwendung zeigt sich, dass der limitierende Faktor für die Positions-Auflösung die Walk- und Jitter-Charakteristik des Diskriminators darstellt. Bei sorgfältigem Layout der restlichen Komponenten und entsprechender Kalibrierung sollte also die Konversion zu keiner zusätzlichen Verschlechterung in der Auflösung führen.

## VII.2. INTEGRIERTER ZEIT-ZU-DIGITAL KONVERTER (DELPHI)

Ein integrierter Schaltkreis mit der Bezeichnung FTDC01 (Fast Time to Digital Converter) wurde am LPNHE <sup>1</sup> entwickelt und findet beim äusseren Detektor am DELPHI-Experiment Anwendung. Inbetriebnahme und Test dieses Bausteines ist Thema einer Diplomarbeit am DESY <sup>2</sup>.

Dieser TDC erlaubt es, Zeitdifferenzen von maximal zwischen 32 und 40ns in 6 Bits zu konvertieren. Dies entspricht somit 500 bzw. 620ps pro Bin. Die Konversion dauert mindestens 170ns nach Erreichen des STOP-Signals. Ein Chip beinhaltet dabei 3 Kanäle <sup>3</sup>.

Zusätzlich ist eine Selbstkalibrierung implementiert. Mehrere Kalibrierungskonstanten werden vom TDC generiert, basierend auf einer Sequenz von Testpulsen. Im Falle einer missglückten Konversion werden entsprechende Status-Register gesetzt.

Der Schaltkreis ist in CMOS realisiert und akzeptiert TTL-Eingangssignale. Eine Verwendung zusammen mit dem RAL10 ist mit dem bereits erwähnten Konverter also möglich.

Der Platzbedarf pro Kanal bei dieser integrierten Version ist natürlich um ein Vielfaches geringer als beim obigen, diskreten TAC-FADC System, der Preis liegt dabei aber bedeutend höher. Dieser soll bei über 300 SFr. pro Kanal liegen. Nach Aussagen des Designers sollte es möglich sein, mit dem gleichen Prinzip, aber verbessertem Aufbau Zeitaufösungen von bis zu 100ps zu erreichen.

---

<sup>1</sup> Lab. de physique Nucleaire et de hautes Energies, Paris / Designer: J.F.Genat

<sup>2</sup> Diplomandin: M.L.Lessing

<sup>3</sup> Gehäuse: 84 Pin PGA, 11x11 Matrix

## VIII. ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieser Arbeit sind prinzipiell drei Methoden zur schnellen Zweitkoordinaten-Bestimmung bei Driftkammern vorgestellt worden: Ladungsteilung, Anstiegszeit- und Laufzeitmessung. Die Wahl für die CJC fiel auf die Laufzeitmessung, da sie prädestiniert ist, schnelle Positions-Informationen zu liefern. Gleichzeitig kann auch von der Elektronik profitiert werden, welche speziell für diesen Zweck entwickelt wurde.

Dabei wurden Messungen an einer Prototyp-Kammer der CJC durchgeführt, welche den Test, von Konversions-Elektronik zur schnellen, longitudinalen Positionsbestimmung mit Hilfe der Laufzeitmessung zum Zweck hatten. Spezielle Beachtung wurde der exakten Realisierung der elektronischen Übertragungskette geschenkt. Im Vergleich zu den endgültigen CJC-Parametern bestanden lediglich Differenzen im niedrigeren Anodendrahtwiderstand von  $50\Omega/m$  und der langsameren Driftgeschwindigkeit beim verwendeten Gasgemisch.

Mit kosmischer Strahlung als Teilchenquelle und der Verwendung von Standard-Elektronik konnte die prinzipielle Anwendung der Laufzeitmessung zur z-Koordinaten-Bestimmung bei der Testkammer gezeigt werden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Anodendraht bestimmte sich zu 84% Lichtgeschwindigkeit. Gleichzeitig wurden leichte, systematische Abweichungen in der Linearität festgestellt, die maximal 360ps betragen. Bei der Positionsauflösung ergab sich an den Drahtenden eine Verschlechterung von 40%.

Die Zeitdifferenzverteilung hängt auch mit der Charakteristik der Pulshöhenverteilung und somit mit der benutzten Teilchenquelle zusammen. Bedingt durch die Charakteristik der spurbildenden Teilchen trat bei allen Messungen in der Zeitdifferenzverteilung ein konstanter Untergrund auf. Eine exakte Abklärung über dessen Ursprung konnte aber in diesem Zusammenhang nicht geschehen.

Weiter gelang es, das Verhalten eines integrierten Constant Fraction Diskriminators, welcher für diesen Zweck am RAL bereits entwickelt wurde, an der Testkammer zu untersuchen. Dieser findet in zwei laufenden LEP-Experimenten, ALEPH und OPAL, bereits Anwendung und soll auch bei ZEUS eingesetzt werden.

Die gemessene Zeitauflösung  $\sigma_1$  liegt 45% über derjenigen, welche mit dem Standard-Diskriminator erreicht wurde. Zusätzlich zeigt sich auch, dass die amplitudenunabhängige Zeitbestimmung dieses Diskriminator-Typs wesentlich bessere Resultate liefert im Vergleich zu einer einfacheren Komparator-Anordnungen.

Die erreichten Werte für die Auflösung weisen eine starke Abhängigkeit von der Gasverstärkung auf. So beträgt die Positionsauflösung in der Drahtmitte bei einer mittleren Pulshöhe von 200mV etwa 15cm, bei 400mV um 9cm. Dieser Wert liegt einige Faktoren über demjenigen, der bei ZEUS erreicht wurde. Dies hängt vor allem mit der Vorverstärker-Charakteristik zusammen, welche lediglich eine Anstiegszeit von über 20 ns zeigt.

Sollten bessere Werte in der Auflösung angestrebt werden, so erscheint eine getrennte Verstärker-Stufe mit grösserer Bandbreite unabdingbar. Im Rahmen dieser Arbeit wurde aber bei den Messungen am bereits bestehenden Konzept der Übertragungskette nichts geändert.

Die Auflösung kann als unabhängig von der Anodendrahtlänge angenommen werden. Somit ergibt sich mit obigen Resultaten bei einer Länge von 2.21m eine relative Positionsauflösung in der Drahtmitte von etwa 4% bzw. 7% der Drahtlänge für obige Pulshöhen. Im Vergleich dazu wird bei Ladungsteilung 1% erreicht.

Für die Digitalisierung der gemessenen Zeitdifferenz stehen zwei mögliche Realisierungen zur Auswahl:

Eine beruht auf einem diskret aufgebauten Zeit-zu-Amplituden-Konverter mit nachfolgendem Analog-zu-Digital-Konverter. Diese Anordnung besitzt eine Konversionszeit um 50ns. Die andere wird im Rahmen einer weiteren Diplomarbeit untersucht und stützt sich auf einen integrierten Zeit-zu-Digital Konverter. Die Konversion dauert dabei mindestens 170ns. Diese Lösung besitzt aber den Vorteil des geringen Platzbedarfes.

Exakte Studien zur Kalibration der Konversions-Elektronik wurden nicht betrieben. Doch erscheint es möglich, mit Hilfe der FADC-Karte Pulse über den Test-Eingang des Vorverstärkers einzuspeisen und diese zur Kalibration zu verwenden.

Diese Arbeit zeigt, dass eine Erweiterung der Spurerkennung bei der CJC in der longitudinalen Dimension prinzipiell möglich ist. Wie und in welcher Art wurde in diesem Rahmen nicht untersucht. Klar erscheint lediglich, dass die dreidimensionale Spurrekonstruktion einer viel komplexeren Analyse bedarf, als dies im zweidimensionalen der Fall ist. ZEUS bedient sich aus diesem Grunde der getrennten Analyse der rz- und r $\phi$ -Positionsinformation.

## DANKSAGUNG

Ich danke Herrn Prof. P. Truöl, der mir diese Arbeit ermöglichte.

Besonderen Dank gebührt Herrn K. Esslinger. Sein Fachwissen in analoger Elektronik konnte sich in bester Weise mit meiner Unwissenheit 'verbinden'. Seine kritischen Bemerkungen liessen mich vielfach nicht ruhen und gaben mir immer wieder neue Impulse.

Ein weiterer Dank gehört auch Ueli Straumann. Seine 'langreichweitige' Betreuung meiner Arbeit von Hamburg aus und seinen hilfreichen Charakter wusste ich sehr zu schätzen.

Ohne die tatkräftige Mithilfe von Thom Wolff wäre die Inbetriebnahme der Kammer am PSI wohl nie so schnell geglückt. Auch ihm gebührt an dieser Stelle ein Dankeschön. Vielleicht werden wir einmal zusammen in der Nordsee Angeln gehen. Den beiden Praktikanten Monika Brogle und Damian Zech danke ich für die Aufnahme und Auswertung der Driftkammerspektren.

Weiter möchte ich mich bei der ganzen HERA-Gruppe bedanken. Die Arbeit in diesem Umfeld gab mir viele neue Erfahrungen im Bereich der Experimental-Physik.

Für die grosszügige Bereitstellung von Elektronik und die Diskussion habe ich mich bei Bill Cameron und David Price im speziellen zu bedanken. Cristoph Grab gebührt Dank für seine freundliche Vermittlungstätigkeiten in der ALEPH-Kollaboration. Obwohl ich mit Dave White und Stan Jaroslowski nur 'elektronischen' Kontakt hatte, seien ihre Dienste hier ebenfalls dankend vermerkt.

Ebenfalls sei Martha-Louise Lessing an dieser Stelle gedankt.

Schliesslich gebührt auch meinen Eltern einen grossen Dank, da sie mir nicht nur durch ihre finanzielle Unterstützung dieses Studium ermöglichten. Für das kritische Durchlesen meiner Arbeit danke ich Sandra Glaser und Brigitt Schmid.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] R.D.Peccei (Editor): *Proceedings of the HERA Workshop*  
Hamburg, October 12-14, 1987
- [2] J.Bürger et al.: *The central jet chamber of the H1 experiment*  
NIM A279 (1989) 217-222
- [3] W.Zimmermann: *Schema und Datenblatt 'High Gain Preamp1A CJC H1'*  
Hamburg, Juni 1988
- [4] *Aufbau und Test eines Prototypen für die CJC des Detektors H1*  
Diplomarbeit von G.Westerkamp  
Hamburg, Dezember 1988
- [5] *H1 Collaboration: Technical Progress Report 1987*  
Hamburg, Oktober 1987
- [6] *Schnelle Spurerkennung im H1-Detektor*  
Diplomarbeit von Thomas Wolff  
Hamburg, November 1988
- [7] *Development of the Ray Finder Electronics for the z-Vertex Trigger  
for the H1 Detektor at HERA*  
Diploma Thesis of Stephan Eichenberger  
Zürich, Mai 1988
- [8] S.Kalbitzer und W.Melzer: *On the charge dividing mechanism in  
position sensitive detectors*  
NIM A56 (1967) 301-304
- [9] W.Känzig: *Elektrizität und Magnetismus*  
Zürich, 1978
- [10] F.Schneider: *The dynamical properties of charge-dividing proportional  
counters*  
CERN 82-06  
Genf, Juni 1982
- [11] V.Radeka: *Signal, noise and resolution in position-sensitive detectors*  
IEEE (1974) Vol.21 51-64

- [12] H.Drumm et al.: Experience with the jet-chamber of the JADE detector at PETRA  
NIM 176 (1980) 333-344
- [13] W.Farr und J.Heintze: Drift chamber electronics for time and pulse height measurements with multiple hit capacity  
NIM 156 (1978) 301-309
- [14] H.Krebichl: Persönliche Mitteilungen  
Hamburg, Oktober 1989
- [15] Untersuchungen an einer kleinen Driftkammer im Magnetfeld mit kosmischer Höhenstrahlung  
Diplomarbeit von Lutz Russek  
DESY, Januar 1989
- Bestimmung der Doppelspurauflösung von Driftkammern  
Diplomarbeit von Werner Fleck  
Hamburg, Februar 1989
- [16] D.J.White: Second coordinate measurement in drift chambers by time difference  
Rutherford Appleton Laboratory Report  
RAL-89-123. Dezember 1989
- [17] R.A.Boie und V.Radeka: Second coordinate readout in drift chambers by timing of the electromagnetic wave propagation along the anode wire  
IEEE (1981) Vol.28 471-477
- [18] H.Stuckenberg: Detektor- und Experiment-Elektronik  
Karlsruhe, 1974
- [19] N.Harnew: The technique of z-coordinate determination using a time-difference measurement for the ZEUS central tracking detector  
NIM A283 (1989) 781-785
- [20] P.Robmann: Construction and analysis of a prototype z-drift chamber for the H1-experiment  
NIM A277 (1989) 368-378

## ANHANG

- A) **The RAL10 discriminator**  
D.J. White (Rutherford Appleton Laboratory)  
noch nicht veröffentlicht
  
- B) **Schaltschema des Verstärkerteils (Az-Board)**  
D.R. Price und B. Cameron (Imperial College London)  
persönliche Mitteilungen Dezember 1989 und Juli 1990
  
- C) **Timing Card (Az-Board)**  
Extract ALEPH Status Report 1985
  
- D) **Extract FTDC01 specifications**  
F.Genat und weitere Autoren (LPNHE)

# THE RAL10 DISCRIMINATOR

D. J. White

## ABSTRACT

As an exercise in integrated circuit design it was decided to attempt the difficult task of producing a discriminator which would meet the exacting requirements of two co-ordinate readout of multiwire drift chambers by timing methods. Such a circuit would have a large range of uses in High Energy Physics and other applications requiring extreme timing performance.

## CONTENTS

1. Circuit Development
2. Advantages of I.C. Design
3. Device Description
4. Specifications
5. Acknowledgements
6. References
7. Figures

## 1. CIRCUIT DEVELOPMENT

A mixture of discrete and integrated circuit components were used to make a discriminator which gave very good absolute timing performance ( $\sim 400$ ps walk for 100:1 range of input signals). These discriminators were produced on four channel printed circuit boards and used on the TASSO Vertex Detector<sup>1</sup> at DESY.

The differential timing performance of these boards was good enough to try using them for second coordinate (z) measurement in drift chambers where it can be shown that differential timing of 67ps would give  $\sim 1$ cm z resolution. Timing to 100ps would give  $\sim 1.5$ cm, or 6-bit resolution in a 1m long chamber. The TASSO boards were found to work just well enough, giving  $\sim 100$ ps timing with good signals and were used for prototype work on two LEP detectors, the OPAL Vertex Detector<sup>2</sup> and the ALEPH Inner Tracking Chamber<sup>3</sup>. They were also used for ZEUS prototype work on test chambers at Oxford and RAL. While this prototyping work was being carried out, an integrated circuit version of the discriminator was being designed and fabricated. The integrated circuit (now designated RAL10) had better performance than the TASSO discriminators, so RAL10 type discriminators were used for final versions of the installed electronics on OPAL and ALEPH at CERN, and will be used on the ZEUS Central Tracking Detector<sup>4</sup> at DESY.

## 2. ADVANTAGES OF I.C. DESIGN

Discrete circuitry uses a lot of space on printed circuit boards, has high power consumption (because high currents are needed to quickly charge stray capacitance) and is expensive to manufacture because of the large number of component parts. The board area, power supplies (~£1 per watt) and cooling all add to the real cost. Surface mount printed circuit board designs or thick film hybrid construction may be used to reduce size and power consumption and to improve performance, but full custom integrated circuit design offers the greatest potential for improvement. Integrated circuits can offer smallest size, lowest power consumption, best performance and low cost, if large numbers are manufactured.

The RAL10 circuit design was based on an experimental high speed digital bipolar process being developed by Plessey Research (Caswell), which is now available as a production process from Plessey Semiconductors (Swindon). In order to produce a circuit which would be reliable in use and have good production yield, conservative design rules were employed. Preferred clearances and overlaps were used, not minimum. Full size geometry was used (4 micron minimum feature size), not the smallest allowed by the scaling rules. Larger resistors and transistors also offer better matching and, at the expense of higher power consumption, better high frequency characteristics. Recent improvements in processing technology allow reliable device scaling with good matching and even better high frequency performance. The device size and power could be reduced and performance improved but at a higher processing cost per wafer. Use of the enhanced process may become necessary for future projects where power consumption must be reduced.

A special single transistor layout with slightly lower base resistance ( $R_b$ ) than the standard Plessey device was developed for this application, giving reduced time walk and lower input noise level. A concentric collector contact was designed rather than using the normal overlap structure. This was done partly because it was much easier to test with the design rule checking program, but mainly because I believe the concentric structure to be more reliable.

### 3. DEVICE DESCRIPTION

The RAL10 contains two comparators, an 'and' gate, an RS type latch (which is normally configured as a monostable) and a differential ECL output driver stage.

One of the comparators has been designed for use as a threshold or amplitude discriminator, it has a small amount of hysteresis which reduces any tendency to multi-pulse when used with noisy signals. The other comparator has no hysteresis and was designed for use as the timing comparator of a dual threshold or constant fraction discriminator<sup>5</sup>. The timing comparator has provision for a delay capacitor (pin 12), this may be required to bring the timing comparator output within the enable window produced by the amplitude comparator. There is a small (~3ns) built in delay, but the extra delay can be used to accommodate a wider range of signal rise times or delay line and fraction values for dual threshold or constant fraction discriminator circuits. See ref. 5 for discussion.

The 'and' gate is used to detect a coincidence of signals from the two comparators and operate the RS latch. The latch has a special output (pin 2) which may be connected to timing components and the reset input (pin 15), to produce a fast recovery monostable.

The ECL outputs may be used as single ended drivers for high impedance lines pulled down to VEE, or for 50 ohm lines terminated to -2V. The positive going output is recommended for critical timing operations because it is less likely to be affected by stray capacitance loading or digital crosstalk than the negative going output. Both outputs may be used to differentially drive twisted pair cable for longer interconnections.

#### 4. SPECIFICATIONS

Specifications refer to operation with a supply voltage of - 5.2V and at an ambient temperature of 20 deg. C unless otherwise stated.

Useful operating temperature range is from 0 to 70 deg. C but the characteristics will change with temperature. If good absolute timing is required over a large temperature range then some form of temperature stabilisation or a calibration/correction procedure will be needed.

Timing comparator offset	+ or - 0.5mV Typical + or - 2mV Maximum
Amplitude comparator offset	+ or - 0.5mV Typical + or - 2mV Maximum
Amplitude comparator hysteresis	2mV Typical 3mV Maximum
Propagation delay	5ns pins 7&8 to Output 8ns pins 9&10 to Output
Delay capacitor (pin 12)	Extra delay of 1ns/pF may be added at this point if required.
Output pulse width	R=22k, width ~ 20ns + 2ns/pF R=10k, width ~ 10ns + 1ns/pF R=4k7, width ~ 5ns + 0.5ns/pF
Supply voltage	- 5.2V + or - 100mV - 8V Maximum
Supply current	40mA + or - 5mA in normal operation.
Jitter and time walk	See performance graphs.

## 5. ACKNOWLEDGEMENTS

Thanks are due to many who gave advice and assistance and in particular, Jeff Alsford for updating the layout and rechecking design rules before production masks were made, John McLean for arranging and Marcus French for progressing the fabrication of the production batch, Marcus French and Mark Gregory for setting up and operating the computer controlled test of the packaged devices.

## 6. REFERENCES

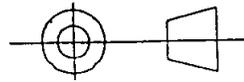
1. D. M. Binnie et al, The TASSO Vertex Detector, Nuclear Instruments and Methods 228 (1985) 267 - 277.
2. A. A. Carter et al, The Electronics Readout System For The OPAL Vertex Drift Chamber, Nuclear Instruments and Methods A286 (1990) 107 - 116.
3. The ALEPH Handbook (1989), ALEPH 89 - 77.
4. N. Harnew et al, The Technique of z-Coordinate Determination Using a Time-Difference Measurement for the ZEUS Central Tracking Detector, Nuclear Instruments and Methods A283 (1989) 781 - 785.
5. D. J. White, Second Coordinate Measurement in Drift Chambers By Time Difference, RAL - 89 - 123.

## 7. FIGURES

- Fig. 1. RAL10 Pinout and Block Diagram.  
Fig. 2. RAL10 Development Board Circuit Diagram.  
Fig. 3. Performance graphs.

UNFINISHED DUE TO PRESSURE OF WORK

DRAWING NUMBER  
**4R** .TRAD>PIN



USED ON

CONTRACTORS REF.

JOB No.

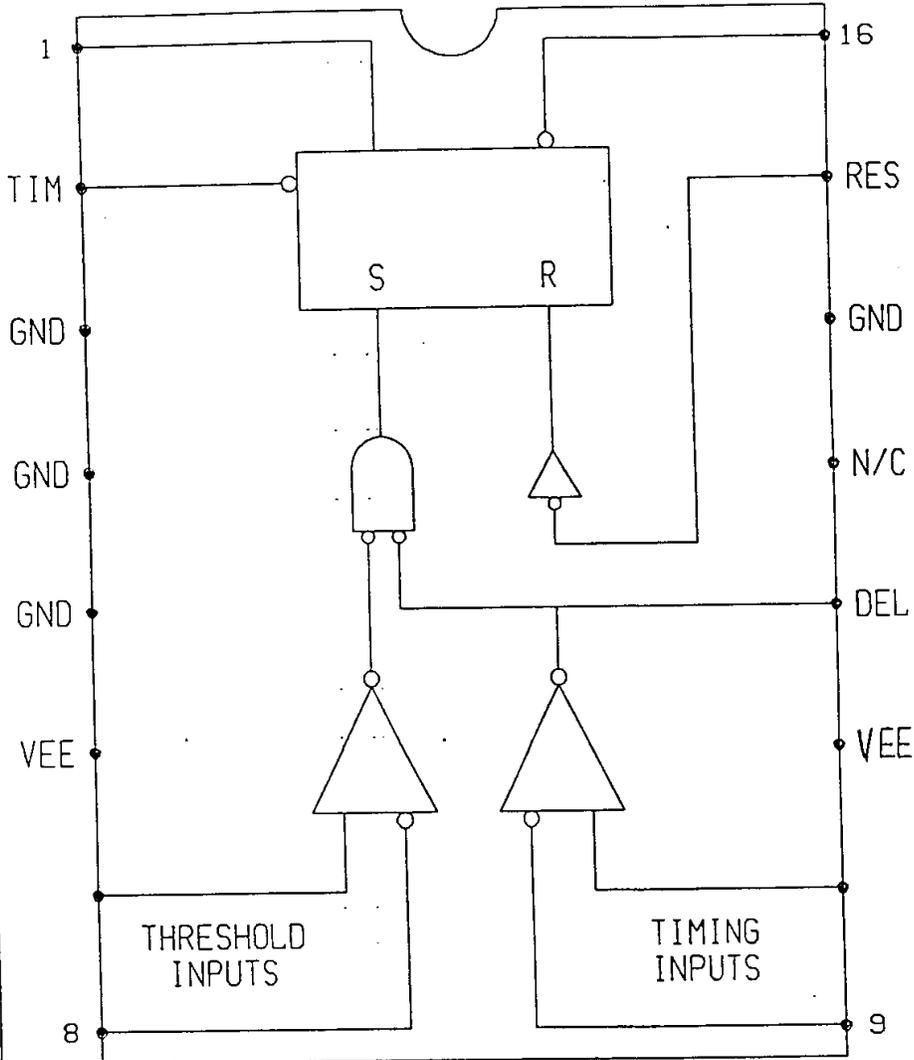
PROJ. No.

DRAWN  
 D.J.W

TRACED

CHKD

APPD



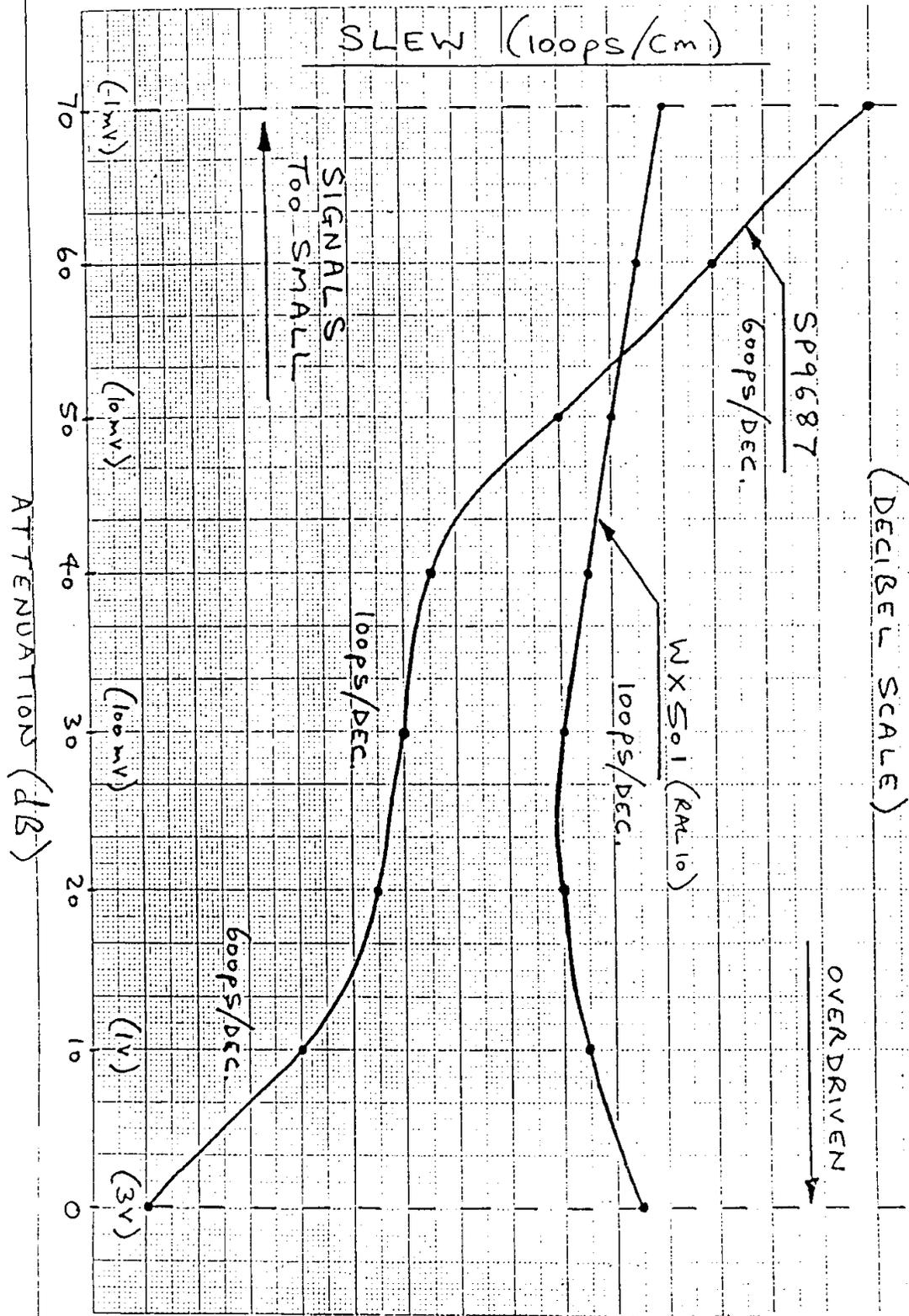
MATERIAL & SPEC	FINISH			
TOLERANCES UNLESS STATED	SURFACE TEXTURE IN $\mu\text{m}$ UNLESS STATED	-	8/11/83	
SCALE	0  mm/in	ISSUE	DATE	MOD No.
SCIENCE AND ENGINEERING RESEARCH COUNCIL		RUTHERFORD APPLETON LABORATORY CHILTON		
TITLE	(RAL 10) WX501A PINOUT	DRAWING NUMBER <b>4R</b> .TRAD>PINA		





CONSTANT FRACTION CIRCUIT

GRAPH OF SLEW PLOTTED AGAINST AMPLITUDE  
(DECIBEL SCALE)



ATTENUATION (dB)

(1mV) (10mV) (100mV) (1V) (3V)

SLEW (100ps/cm)

SP9687

600ps/DEC.

WXS01 (RA10)

100ps/DEC.

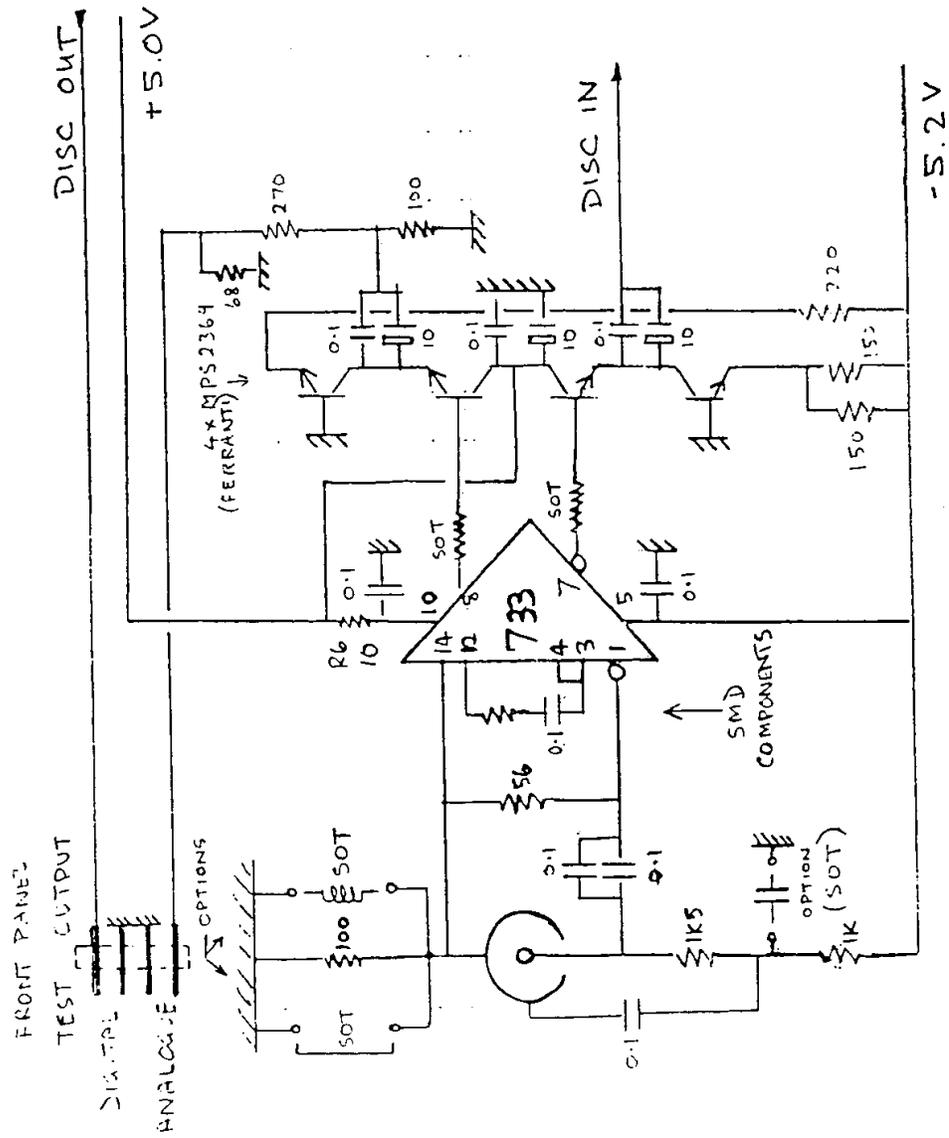
100ps/DEC.

600ps/DEC.

OVERDRIVEN

SIGNALS TOO SMALL

# Schaltschema des Verstärkerteils (Az-Board)





CEA - IRDI  
D.LETI - DEIN  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE ET  
D'INSTRUMENTATION NUCLEAIRE  
SERVICE DU MATERIEL ELECTRONIQUE  
SECTION ESSAIS, CONCEPTION, REALISATION  
ELECTRONIQUE (S.E.C.R.E.)  
CEN.S  
91191 - GIF-sur-YVETTE Cédex

DEIN/SME/SECRE/R.89/620/PG

FAST TIME TO DIGITAL CONVERTER

FTDC-01 - CMOS VLSI

SPECIFICATIONS

F. GENAT - F. ROSSEL\*

P. GALLICE - G. HANTELLE\*\*

\* IN2P3/LPNHE/PARIS VI

\*\* DEIN/SME

SUMMARY.

1. INTRODUCTION.
2. TIME MEASURE PRINCIPLE.
3. CALIBRATION.
4. BUSSES.
5. DATA FORMAT.
  - 5.1 INTERNAL ADDRESS.
  - 5.2 OFFSET DATA.
  - 5.3 FULL-SCALE DATA.
  - 5.4 DATA.
6. FUNCTIONS.
7. INPUT/OUTPUT.
8. TESTS.
  - 8.1. LINEARITY.
  - 8.2. FULL SCALE.
  - 8.3. CONTROL LOGIC.
9. BLOCK DIAGRAM.
10. TIMING DIAGRAM.
11. INPUT/OUTPUT.

## 1. INTRODUCTION.

THIS DESIGN IS A 3 CHANNEL MULTIPLEXED INPUTS FAST TIME TO DIGITAL CONVERTER.

THIS DOCUMENT DESCRIBES THE FUNCTIONS THIS CHIP PERFORMS AND DEFINES THE INPUT/OUTPUTS.

A TIME DIFFERENCE FROM 32 TO 40 NANOSECOND BETWEEN TWO SIGNALS SAID "START" AND "STOP" IS BINARY CODED WITH A SIX BIT RESOLUTION, CORRESPONDING TO A 500 TO 610 PICOSECOND LEAST SIGNIFICANT BIT VALUE. THE RESULT IS AVAILABLE AT LEAST 170 NANOSECOND AFTER THE STOP RISING EDGE INPUT.

THREE INPUTS ARE MULTIPLEXED TOWARDS A COMMON MEASURE ELEMENT, THE FIRST ARRIVED START SIGNAL CLOSING THE ACCESS TO THE OTHER CHANNELS.

PROPAGATION DELAYS ARE USED AS TIME REFERENCE USING TWO LOGIC GATES CHAINS. TO AVOID DRIFT / SPREAD EFFECTS DUE MAINLY TO TEMPERATURE / PROCESS, A SELF CALIBRATION IS IMPLEMENTED, MATCHING THE THREE POSSIBLE TIME OFFSETS AND THE COMMON FULL SCALE REQUIRED VALUES.

THE VOLTAGE SUPPLY VDD IS CHANGED TO MATCH THE FULL SCALE, AN OFFSET CHAIN COMMON TO THE THREE CHANNELS CANCELS THE OFFSET FOR THE SELECTED CHANNEL. CALIBRATION RANGE IS +20% -10% FOR THE FULL SCALE, +/- 2.8 NS FOR THE OFFSETS, REFERRING TO A 8NANOSECOND TIME ZERO FOR A 5.0 VOLT SUPPLY VOLTAGE VALUE.

FOUR DIGITAL CALIBRATION CONSTANTS ARE GENERATED BY THE CHIP ITSELF, BASED ON SEQUENCES OF IDENTICAL CALIBRATIONS PULSES APPLIED TO START AND STOP INPUTS, EACH SEQUENCE CORRESPONDING TO THE REQUIRED FULL SCALE AND THREE OFFSETS ACTUAL DURATIONS.

AS MANY CHIPS WORKING AT THE SAME TIME ON THE SAME HARDWARE UNIT HAVE TO BE READ IN A MINIMUM TIME, A FAST READOUT PROCEDURE IS IMPLEMENTED: AN INTERNAL ADDRESS REGISTER IS LOADED AT THE INITIALISATION; AFTER A MEASURE PERFORMED BY ALL THE CHIPS, ONLY THESE CONTAINING SIGNIFICANT DATA PUT THEIR DATA AND ADDRESS ON TWO BUSES COMMON TO ALL THE CHIPS. THAT READOUT PROCEDURE IS WIDELY USED IN HIGH ENERGY PHYSICS EXPERIMENT WHERE THIS DEVICE IS INTENDED TO BE USED.

IN CASE OF UNSUCCESS AFTER A MEASURE ( UNDERFLOW, OVERFLOW, MISSING INPUT SIGNAL ), A STATUS WORD IS INTERNALLY GENERATED, AN IS OPTIONNALLY READ THROUGH THE DATA BUS. A FLAG IS SET IN THAT CASE.

EACH OPERATION IS SELECTABLE BY A FOUR BIT FUNCTION WORD, SAMPLED BY A STROBE INPUT.

THE DEVICE IS PACKAGED IN A 84 PIN CERAMIC PIN GRID ARRAY (CPGA). ALL INPUT/OUTPUT BUFFERS ARE HCMOS COMPATIBLE, (MAX OUTPUT CURRENT 4 MA) EXCEPT MEASURE INPUTS THAT ACCEPTS STANDARD TTL LEVELS.

THE POWER DISSIPATION IS MAINLY DUE TO THE STATIC CURRENT FLOWING THROUGH OUTPUT BUFFERS.

## 2. TIME MEASURE PRINCIPLE.

START INPUT EDGE IS PROPAGATED IN A "SLOW" CHAIN OF GATES, EACH GATE HAVING A 1.5NS DELAY. STOP INPUT IS PROPAGATED IN A SIMILAR "FAST" CHAIN, HAVING A 1NS STEP DELAY. PROPAGATION ON THE FAST CHAIN STOPS THE PROPAGATION ON THE SLOW CHAIN THROUGH AN RS FLIP-FLOP TYPE INTERCONNECTION. THE STATES OF THE GATES FROM THE SLOW CHAIN ARE THEN PRIORITY ENCODED. THE RESULT IS A BINARY WORD WHOSE VALUE IS THUS PROPORTIONNAL TO THE TIME DIFFERENCE BETWEEN START AND STOP SIGNALS.

THE FULL SCALE OF THE CODER IS ADJUSTED THROUGH THE VOLTAGE SUPPLY VALUE WITHIN +20% -10% . THE TIME OFFSET IS ADJUSTED BY AN OFFSET CHAIN WHICH ADDS AN EXTRA PROGRAMMABLE +/- 2.8 NANOSECOND RANGE DELAY TO THE STOP SIGNAL.

## 3. CALIBRATION.

A SWITCHABLE SELF-CALIBRATION IS IMPLEMENTED. IT OPERATES WITH ALTERNATED FULL-SCALE / OFFSET PULSES SEQUENCES, EACH SEQUENCE MATCHING THE 0 OR 63 BINARY RESPONSE TO START/STOP CALIBRATING PULSES. CONVERGENCE OCCURS AFTER TYPICALLY 4 SEQUENCES.

THE PULSE GENERATOR IS MONITORED BY THE CHIP ITSELF, THROUGH 3 SIGNALS SPECIFYING THE TYPE OF REFERENCE PULSE REQUIRED AT A GIVEN INSTANT ( OFFSET OR FULL SCALE ), THE PRECISE TIME WHEN THE PULSE IS REQUIRED, THE CONVERGENCE OF THE PROCESS.

THE CALIBRATION IN PARALLEL OF SEVERAL CHIPS IS POSSIBLE.

FOUR CALIBRATION REGISTERS MAY BE ACCESSED FROM THE EXTERNAL. THREE REGISTERS ARE LOADED WITH THE TIME OFFSET VALUES FOR EACH CHANNEL, THE LAST WITH THE FULL SCALE. AN EXTRA WORKING REGISTER IS LOADED WITH THE CURRENT OFFSET VALUE, DEPENDING ON THE TYPE OF CALIBRATION REQUESTED BY THE FUNCTIONS. SEE FUNCTION SECTION FOR MORE DETAILS.

4. BUSES.

6 BUSES ARE USED FOR DATA INPUT/OUTPUT:

- |   |           |
|---|-----------|
| 1. INTERNAL ADDRESS INPUT                           | : IA<0:3> |
| 2. INTERNAL ADDRESS OUTPUT                          | : D3<0:3> |
| 3. OFFSET CALIBRATION DATA INPUT                    | : QC<0:3> |
| 4. FULL SCALE CALIBRATION DATA OUTPUT               | : D2<0:7> |
| 5. CODED TIME, CALIBRATION OR STATUS<br>DATA OUTPUT | : D1<0:5> |
| 6. FUNCTION   | : IF<0:3> |

5. DATA FORMAT

5.1 INTERNAL ADDRESS DATA (INPUT / OUTPUT).

IA/D3<0:3> : LSB TO MSB.

5.2 OFFSET CALIBRATION DATA INPUT.

QC<0:3> : LSB TO MSB.

5.3 FULL SCALE CALIBRATION DATA OUTPUT.

D2<0:7> : LSB TO MSB.

5.4 CODED TIME, CALIBRATION OR STATUS OUTPUT.

D1<0:5> : 0ST<0:1> 00 CALIBRATION REGISTERS :

D1<0:3> OFFSET VALUE.  
 D1#4 LAST CALIBRATION WITH LOAD.  
 D1#5 LOW.

01 CODED TIME, LSB TO MSB.

10 STATUS AFTER CALIBRATION:

D1#0 NO START.  
 D1#1 NO STOP. SEE F5, F15.  
 D1#2 FULL SCALE TOO SMALL.  
 D1#3 FULL SCALE TOO LARGE.  
 D1#4 OFFSET TOO SMALL.  
 D1#5 OFFSET TOO LARGE.  
 D1<0:5> LOW (SEE F14).

11 STATUS AFTER MEASURE :

D1#0 NO START.  
 D1#1 NO STOP.  
 D1#2 UNDERFLOW.  
 D1#3 OVERFLOW.  
 D1#4,5 LOW.

6. FUNCTIONS.

DEPENDING ON THE STATE OF THE FOUR FUNCTION BITS WHEN THE SET STROBE IS ACTIVATED, ONE AMONG 16 FUNCTIONS IS SELECTED. THESE FUNCTIONS ARE DESCRIBED BELOW.

IN A MULTICHANNEL CONFIGURATION, ONLY CHIPS CONTAINING VALID DATA ARE READ, THUS IMPROVING READOUT SPEED. THAT FEATURE IS WIDELY USED IN LARGE HIGH ENERGY PHYSICS EXPERIMENTS, WHERE A FEW DATA SPARSE ON A LARGE AMOUNT OF CHANNELS ARE COMMONLY PRODUCED.

AFTER A SUCCESSFUL MEASURE, VALID DATA IS ENABLED ON DATA AND ADDRESS BUSES, PROVIDED THAT THE CHAINING INPUT IDSY IS HIGH ( READOUT HAS BEEN PROPAGATED ), AND DATA STROBE RWCN IS ACTIVATED. HANDSHAKE IS RETURNED THROUGH DVN OUTPUT.

F0 : WRITE ALL REGISTERS AND CHANNEL ENABLE.

IM<0:1> SELECTS THE REGISTER:

00 INTERNAL ADDRESS.

01 OFFSET CHANNEL 0, AND FULL SCALE. | QC#4 ENABLES THE SELECTED  
| CHANNEL:

10 OFFSET CHANNEL 1, AND FULL SCALE. | LOW: DISABLE. HIGH: ENABLE.

11 OFFSET CHANNEL 2, AND FULL SCALE. |

FULL SCALE MUST BE LOADED IN AN EXTERNAL REGISTER. LDIN STROBE ACTIVE WHEN DATA PRESENT.

ODSY IS SET LOW WITH SETN, HIGH WHEN FUNCTION EXECUTED WITH RWCN.

F1 : WRITE CALIBRATION REGISTERS.

IM<0:1> SELECTS THE REGISTER:

00 FULL SCALE . MUST BE LOADED IN AN EXTERNAL REGISTER. LDIN STROBE  
ACTIVE WHEN DATA PRESENT.

01 OFFSET CHANNEL 0.

10 OFFSET CHANNEL 1.

11 OFFSET CHANNEL 2.

ODSY IS SET LOW WITH SETN, HIGH WHEN FUNCTION EXECUTED WITH RWCN.

F2 : INPUT ENABLE.

CHANNEL ENABLE, WITHOUT ACTION ON REGISTERS. SAME CONTROL AS F0:

- CHANNEL SELECTION THROUGH IM BUS.
- QC#4 ENABLES THE SELECTED CHANNEL: LOW: DISABLE, HIGH: ENABLE.

ODSY IS SET LOW WITH SETN, HIGH WHEN FUNCTION EXECUTED WITH RWCN.

F3 : READ ADDRESS REGISTER.

ODSY IS SET LOW WITH SETN, HIGH WHEN FUNCTION EXECUTED WITH RWCN.

F4 : READ DATA.

AFTER A CALIBRATION, CALIBRATION DATA CAN BE READ BY CHAINING. OST<0:1> IS SET LOW IN THAT CASE.

READOUT OF A SINGLE CHIP, OR A GIVEN SET OF CHIPS IS POSSIBLE, USING F15 FUNCTION TOGETHER WITH THE ADDRESSES OF THE CHIPS ON THE INPUT ADDRESS BUS. SEE F15 DESCRIPTION.

ODSY IS SET LOW WITH SETN AND IF DATA PRESENT, HIGH WHEN FUNCTION EXECUTED WITH RWCN.

F5 : READ STATUS.

AFTER AN UNSUCCESSFUL MEASURE ( UNDER/OVERFLOW, START OR STOP MISSING ), A STATUS WORD IS INTERNALLY GENERATED. READOUT IS SIMILAR TO F4.

AFTER AN UNSUCCESSFUL CALIBRATION, ( NON CONVERGENCE, NO START, NO STOP, OFFSET OR FULL SCALE NOT COMPATIBLE WITH THE CHIP'S RANGE, INPUT NOT IDENTIFIABLE ), A STATUS WORD IS GENERATED AS WELL.

ODSY IS SET LOW WITH SETN IF STATUS PRESENT, HIGH WHEN FUNCTION EXECUTED WITH RWCN.

F6 : READ DATA OR STATUS.

CHIPS CONTAINING VALID DATA OR STATUS WORD SET ODSY LOW, REQUESTING THUS FOR READOUT. READOUT SIMILAR TO F4 AND F5. AFTER COMPLETION OF A CALIBRATION FUNCTION F8 TO F13, A CALIBRATION STATUS WORD IS GENERATED IN CASE OF UNSUCCESS. IN CASE OF SUCCESS, THE CALIBRATION REGISTERS ARE OUTPUT AS WELL. IF THE CHIP HAS BEEN PREVIOUSLY SELECTED BY F15, AND NEITHER START NOR STOP WERE RECEIVED, ODSY IS SET LOW. D1#0, D1#1 HIGH; NO READOUT IS REQUESTED BY ODSY IF F15 HAS NOT SELECTED THE CHIP IN THAT CASE.

FOR FUNCTIONS F4 TO F6, OST<0:1> SPECIFY THE KIND OF DATA OUTPUT ON THE DATA BUS:

- OST<0:1> 11 STATUS AFTER MEASURE.
- 01 ENCODED TIME.
- 10 STATUS AFTER CALIBRATION.
- 00 CALIBRATION REGISTERS.

ODSY IS SET LOW WITH SETN, HIGH WHEN FUNCTION EXECUTED WITH RWCN.

F7 : READ CALIBRATION REGISTERS.

CHANNEL SELECTION BY IM<0:1>. IM<0:1> = 00 SELECTS THE VALUES FOUND AFTER THE LAST CALIBRATION. CURRENT CALIBRATION VALUE IS OUTPUT WITH OTHER IM BUS VALUES.

ODSY IS SET LOW WITH SETN, HIGH WHEN FUNCTION EXECUTED WITH RWCN.

F8 : OFFSET CALIBRATION WITHOUT LOAD OF THE RESULT IN THE CORRESPONDING REGISTER. LAST VALUES ARE KEPT. CHANNEL SELECTION THROUGH IM<0:1>.

F9 : SAME AS F8, BUT WITH LOAD OF THE CORRESPONDING REGISTER.

F10 : FULL SCALE CALIBRATION, WITHOUT LOAD.

F11 : SAME AS F10 WITH LOAD.

F12 : FULL SELF CALIBRATION WITHOUT LOAD.

F13 : SAME AS ABOVE, WITH LOAD.

F14 : END OF SELF CALIBRATION, IN CASE OF NON CONVERGENCE.  
(THIS SHOULD NEVER HAPPEN), THE STATUS WORD BITS ARE LOW. SEE 5.4 .