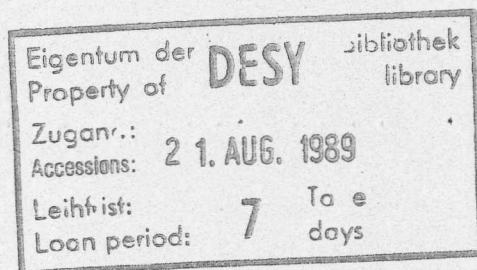


Interner Bericht
DESY FH1T - 89/04
Juli 1989



VORBEREITENDE STUDIEN
ZUM BAU UND BETRIEB DES
FULL-SIZE-PROTOTYPEN
FÜR
DIE ZENTRALE JETKAMMER
DES DETEKTORS H 1

Experimentalphysikalische Diplomarbeit

vorgelegt von

RALF SCHMIDT

II. Institut für Experimentalphysik

Universität Hamburg

1. Juli 1989

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

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

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

Inhaltsverzeichnis

3	Einleitung
4	Inhalt dieser Arbeit
6	1 Das Rahmenprojekt und Motivation der Arbeit
8	1.1 Die Speicherringe HERA
7	1.2 Der Detektor H 1

Abstract

The Full Size Prototype (FSP), an 1:1-model for the central jet chamber (CJC) of the H 1-detector, is under construction. It contains three driftcells of the inner jet chamber and has endwalls very similar to CJC. The model is useful to test the special wire arrangement of the CJC (sense wire plane inclined 30° relative to the radial direction, two rows of potential wires), to clear up problems of construction and to investigate problems of the CJC in operation.

Two studies were made preparing the construction and operation of the FSP: A method was developed to record the behavior of the FSP at high voltage (4 kV). It was not possible to use the nominal voltages (max. 6 kV), but the method allowed to obtain a general view of leakage currents and corona discharges. During the tests some disruptive discharges were located and after repair it was proved that the resistance to high voltage was restored.

To obtain interpretable predictions of the efficiencies of single sense wires another method was developed. The occurrence of double tracks due to interactions of the traversing ionizing particle with the chamber walls (5 mm Fe) prevents the use of an outer trigger system to measure the efficiency. To determine the efficiency of a sense wire only single tracks are used. So it was necessary to develop a fast algorithm for double track recognition. There is no need of other information e.g. coming from a trigger system. Evaluation of data taken with another small prototype drift chamber is in a agreement with the expected efficiencies. For small drift lengths (48 mm) these efficiencies expected to be better than 98%.

44	4 Studien zur Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Signaldröhte
44	4.1 Zielsetzung der Studie
45	4.1.1 Bemerkungen zur Durchführung der Studie
47	4.2 Pulsformungsalgorithmen
47	4.2.1 Detektordaten
50	4.2.2 Methoden zur Erkennung von Pulsen
51	4.2.3 Beschreibung der beiden Pulsformungsalgorithmen
53	4.2.4 Optimierung der Pulsformungsalgorithmen
58	4.3 Bestimmung der Einzeldröhte
59	4.3.1 Definition der Einzeldröhte
61	4.3.2 Methode zur Bestimmung der Einzeldröhte

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
Inhalt dieser Arbeit	4
1 Das Rahmenprojekt und Motivation der Arbeit	6
1.1 Die Speicherringanlage HERA	6
1.2 Der Detektor H 1	7
1.3 Die zentrale Jetkammer des H 1-Detektors	11
1.4 Motivation der Arbeit	14
2 Funktionsweise von Driftkammern	16
2.1 Prinzipielle Funktion	16
2.1.1 Primärionisation	17
2.1.2 Drift der Elektronen im elektrischen Feld	20
2.1.3 Gasverstärkung	21
2.1.4 Ortsauflösung	23
3 Studien zur Hochspannungsfestigkeit der Endwände des Full-Size-Prototyps	26
3.1 Beschreibung des Full-Size-Prototyps	26
3.2 Die Hochspannungstests	28
3.2.1 Ziele der Hochspannungstests	29
3.2.2 Entwicklung eines Standardtestverfahrens	35
3.3 Ergebnisse der Hochspannungstests	40
4 Studien zur Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Signaldrähte	44
4.1 Zielsetzung der Studie	44
4.1.1 Bemerkungen zur Durchführung der Studie	45
4.2 Pulserkennungsalgorithmen	47
4.2.1 Datenreduktion	47
4.2.2 Methoden zur Erkennung von Pulsen	50
4.2.3 Beschreibung der beiden Pulserkennungsalgorithmen	51
4.2.4 Optimierung der Pulserkennungsalgorithmen	55
4.3 Bestimmung der Einzeldrahteffizienz	58
4.3.1 Definition der Einzeldrahteffizienz	59
4.3.2 Methode zur Bestimmung der Einzeldrahteffizienz	61

4.3.3 Bestimmung der Einzeldrahteffizienz einer Testkammer 69

Zusammenfassung 80

A Anhang 81

 A.1 Bestimmung des Konfidenzintervalls für $\epsilon_S(K)$ 81

B Anhang 82

 B.1 Berechnung der Materialbelegung durch die Tankwände der Testkammer 82

Literaturverzeichnis 85

Danksagung 87

Unter den modernen Naturwissenschaften ist die Ansicht über die Möglichkeiten, zu Erkenntnissen über die Natur zu gelangen, nicht so pessimistisch, wie es wohl zu früheren Zeiten gewesen sein mag. Und nicht der unwichtigste Grund für den jetzt herrschenden Optimismus liegt darin, daß man in Entwicklung, Bau und Benutzung der "Hebel" und "Schrauben" seit jenen dunklen Tagen erhebliche Fortschritte erzielt hat. Dies gilt nicht zuletzt für die Physik, insbesondere die Elementarteilchenphysik. Denn jene, die letztere Wissenschaft, experimentell oder theoretisch, betreiben, fühlen sich seit jeder dem Fäustischen Drame nach dem Wissen um das, was die Welt im Innersten zusammenhält, näher als die meisten anderen Menschen. Ihr Bestreben richtet zu dem Bau immer komplexerer und größerer Maschinen, die einen immer tieferen und umfassenderen Blick in den Aufbau der uns umgebenden Materie gestatten.

Eine solche Maschine ist in Hamburg am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) im Begriff zu entstehen: HERA¹. Eine Anlage, die dazu dient, zwei Bauarten der Materie, die Elektron und das Proton, auf hohe Energien (30 GeV bzw. 820 GeV) zu beschleunigen. Die Teilchen werden dann zur Kollision gebracht, d. h., sie wechselwirken miteinander. Dabei wird ein Teil ihrer Energie in neue, meist sehr kurzlebige Teilchen umgewandelt, deren charakteristische Eigenschaften, deren Energie und deren Impuls Informationen darüber enthalten, wie die beiden Kollisionspartner untereinander wechselwirken, und dies läßt wiederum Rückschlüsse auf ihren Aufbau und die Art der Kräfte, die zwischen ihnen wirken, zu. Allerdings ist es dazu notwendig, diese Produkte und ihre Eigenschaften zu "sehen". Der Mensch besitzt jedoch keinen Sinn dafür, was aufgrund der hohen auftretenden Energien und seiner speziellen biologischen Aufbau auch nicht möglich wäre. Aber wie beim Erkennen sehr kleiner Objekte das menschliche Auge mit einer Lupe oder gar einem Mikroskop unterstützt wird, so können Geräte gebaut werden, die die Produkte der hitzigen Teilchenreaktionen für den Forscher "sichtbar" machen können. Zwei solcher Detektoren, ZEUS und H1, entstehen parallel zum Bau von HERA. Bisher wir noch einen Augenblick beim Bild des Mikroskops. Das Mikroskop

¹ Akronym aus: Hadron Elektron Ring Anlage

Einleitung

Geheimnisvoll am lichten Tag

Läßt sich die Natur des Schleiers nicht berauben,

Und was sie deinem Geist nicht offenbaren mag,

Das zwingst du ihr nicht ab mit Hebeln und mit Schrauben.

Goethe

Unter den modernen Naturwissenschaftlern ist die Ansicht über die Möglichkeiten, zu Erkenntnissen über die Natur zu gelangen, nicht so pessimistisch, wie es wohl zu Faustens Zeiten gewesen sein mag. Und nicht der unwichtigste Grund für den jetzt herrschenden Optimismus liegt darin, daß man in Entwicklung, Bau und Benutzung der "Hebel" und "Schrauben" seit jenen dunklen Tagen erhebliche Fortschritte erzielt hat. Dies gilt nicht zuletzt für die Physik, insbesondere die Elementarteilchenphysik. Denn jene, die letztere Wissenschaft, experimentell oder theoretisch, betreiben, fühlen sich seit jeher dem Faustischen Drange nach dem Wissen um das, was die Welt im Innersten zusammenhält, näher als die meisten anderen Menschen. Ihr Bestreben führte zu dem Bau immer komplexerer und größerer Maschinen, die einen immer tieferen und umfassenderen Blick in den Aufbau der uns umgebenden Materie gestatten.

Eine solche Maschine ist in Hamburg am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) im Begriff zu entstehen: HERA¹. Eine Anlage, die dazu dient, zwei Bausteine der Materie, das Elektron und das Proton, auf hohe Energien (30 GeV bzw. 820 GeV) zu beschleunigen. Die Teilchen werden dann zur Kollision gebracht, d. h., sie wechselwirken miteinander. Dabei wird ein Teil ihrer Energie in neue, meist sehr kurzlebige Teilchen umgewandelt, deren charakteristische Eigenschaften, deren Energie und deren Impuls Informationen darüber enthalten, wie die beiden Kollisionspartner miteinander wechselwirken, und dies läßt wiederum Rückschlüsse auf ihren Aufbau und die Art der Kräfte, die zwischen ihnen wirken, zu. Allerdings ist es dazu notwendig, diese Produkte und ihre Eigenschaften zu "sehen". Der Mensch besitzt jedoch keinen Sinn dafür, was aufgrund der hohen auftretenden Energien und seines sensiblen biologischen Aufbaus auch nicht möglich wäre. Aber wie beim Erkennen sehr kleiner Objekte das menschliche Auge mit einer Lupe oder gar einem Mikroskop unterstützt wird, so können Geräte gebaut werden, die die Produkte der heftigen Teilchenreaktionen für den Forscher "sichtbar" machen können. Zwei solcher Detektoren, ZEUS und H1, entstehen parallel zum Bau von HERA. Bleiben wir noch einen Augenblick beim Bild des Mikroskops. Das Mikroskop

¹Akronym aus Hadron Elektron Ring Anlage

besteht im weitesten Sinne aus vier Teilen, dem zu untersuchenden Objekt, der Lichtquelle, mit dem das Objekt beleuchtet wird, der Optik, die das vom Objekt zurückgeworfene Licht bündelt, und dem Beobachter, dessen Auge und Sehzentrum die ankommenden Informationen verarbeiten und dessen Verstand sie interpretiert. HERA entspricht in diesem Bild Objekt und Lichtquelle zugleich. Die Detektoren haben ihr Analogon in der Optik, die die Informationen aus den unsichtbaren Geschehnissen dem Forscher zuführt, der sie dann, heutzutage immer mit Hilfe leistungsfähiger Großrechner, analysiert und schließlich interpretiert.

Zu den elementaren Bausteinen der Materie zählen nach dem heutigen Stand unseres Wissens das Elektron und die Quarks. Zwischen ihnen wirken im wesentlichen zwei Arten von Kräften: Die elektroschwache Wechselwirkung, die gut durch die vereinheitlichten Theorien der Quantenelektrodynamik (QED) und der schwachen Wechselwirkung beschrieben wird, und die starke Wechselwirkung, die zumindest qualitativ gut durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschreibbar ist. Ziel und Aufgabe von HERA und seinen Detektoren ist es, die Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Quarks, aus denen die Protonen aufgebaut sind, zu untersuchen. Einerseits sollen die jetzt gültigen Theorien einer genaueren, in einem neuen Energiebereich durchgeführten Überprüfung unterzogen werden, andererseits sucht man jedoch auch nach experimentellen Hinweisen für neue theoretische Ansätze, etwa zur Vereinheitlichung der elektroschwachen und der starken Kräfte. Zu diesem Zweck haben sich über 500 Physiker weltweit aus 80 Instituten in Kollaborationen zusammengeschlossen, um die Großexperimente H1 und ZEUS zu planen und zu bauen.

Inhalt dieser Arbeit

Die vorliegende Arbeit ist ein Beitrag zur Vorbereitung des Baus von H1. Wie in den meisten ähnlichen Experimenten der Hochenergiephysik, werden auch in H1 Driftkammern benutzt, um die Bahnen und Impulse der Teilchen, die in einer Wechselwirkung erzeugt werden, möglichst genau zu bestimmen. Im H1-Experiment wird diese Aufgabe von der zentralen Jetkammer CJC (Central Jet Chamber) übernommen. Mit ihr werden sich die Teilchenbahnen in zwei Dimensionen mit einer Genauigkeit von $150\ \mu\text{m}$ rekonstruieren lassen. Zusätzlich wird ein Magnetfeld von $1.2\ \text{T}$ angelegt werden, so daß aus der Krümmung der Bahnen Rückschlüsse auf ihren Impuls möglich werden. Dies im Einklang mit dem Wunsch nach einer geringen Materialbelegung und einer hohen Betriebssicherheit der CJC stellt höchste Ansprüche sowohl an Konstruktion und Fertigung ihrer Einzelteile als auch an das Zusammenspiel der einzelnen Komponenten. Da hierfür zum großen Teil technisches Neuland betreten wurde, sind im Rahmen des Projektes eine Serie von kleinen Testkammern hergestellt worden. Ein 1:1-Testmodul FSP (Full Size Prototyp) befindet sich zur Zeit im Aufbau. An ihm kann die Funktionstüchtigkeit und Betriebssicherheit des Konzepts der CJC studiert werden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit vorbereitenden Studien zum Bau und Betrieb dieses Testmoduls. Zwei Aspekten galt dabei besondere Aufmerksamkeit: Erstens wurden Tests zur Hochspannungssicherheit der Endflansche des Moduls durchgeführt. Sowohl beim FSP als auch bei der CJC werden Spannungen von einigen Kilovolt über Distanzen von wenigen Millimetern für lange Zeiträume angelegt werden. Es gilt dabei sicherzustellen, daß es im Bereich der Endflansche nicht zu hohen Leckströmen oder Spannungsdurchschlägen kommt, die die Messungen beeinträchtigen oder die Kammer zerstören können. Zweitens wurde eine

Methode entwickelt, die Meßdaten aus dem FSP zur Kontrolle der Ansprechwahrscheinlichkeit der Signaldrähte heranzieht. Die Ansprechwahrscheinlichkeit liefert wichtige Hinweise auf Störungen und Fehler in der Kammer und läßt Rückschlüsse auf deren Ursachen zu. Aus den Erfahrungen mit dem Betrieb kleiner Testkammern ergab sich der Bedarf nach einem solchen Analyseverfahren, das dann mit Hilfe von Daten aus einer der kleinen Testkammern entwickelt wurde. Es steht damit ein wichtiges Datenanalyseprogramm speziell für den FSP zur Verfügung.

Das erste Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Rahmenprojekte dieser Arbeit: H 1 und in weiterem Sinne HERA. Es wird versucht, die Motivation zum Bau des FSP im Hinblick auf die besonderen Anforderungen, die an die CJC gestellt werden, zu erläutern. Das zweite Kapitel wird eine knappe Einführung in die Funktionsweise von Driftkammern und die in ihnen ablaufenden Prozesse geben. Im dritten Kapitel werden die Tests zur Hochspannungsfestigkeit beschrieben und die sich daraus ergebenden Schlußfolgerungen. Das vierte Kapitel umfaßt dann die Beschreibung der Entwicklung eines Programmpaketes zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Signaldrähte in Driftkammern. Abschließend wird eine kurze Zusammenfassung gegeben.

Inhalt dieser Arbeit

Die vorliegende Arbeit ist ein Beitrag zur Vorbereitung des Baus von H 1. Wie in den meisten ähnlichen Experimenten der Hochenergiephysik, werden auch in H 1 Driftkammern benutzt, um die Bahnen und Impulse der Teilchen, die in einer Wechselwirkung erzeugt werden, möglichst genau zu bestimmen. Im H-1-Experiment wird diese Aufgabe von der zentralen Jetkammer CJC (Central Jet Chamber) übernommen. Mit ihr werden sich die Teilchenbahnen in zwei Dimensionen mit einer Genauigkeit von 100 µm rekonstruieren lassen. Zusätzlich wird ein Magnetfeld von 1.2 T angelegt werden, so daß aus der Krümmung der Bahnen Rückschlüsse auf ihren Impuls möglich werden. Dies im Einklang mit dem Wunsch nach einer geringen Materialbedeutung und einer hohen Betriebsicherheit der CJC stellt höchste Ansprüche sowohl an Konstruktion und Fertigung ihrer Einzelteile als auch an das Zusammen spielen der einzelnen Komponenten. Da hierfür zum großen Teil technisches Knowland betreten wurde, sind im Rahmen des Projektes eine Serie von kleinen Testkammern hergestellt worden. Ein 1/4-Testmodell FSP (Full Size Prototype) behandelte sich zur Zeit im Aufbau. An ihm kann die Funktionsfähigkeit und Betriebsicherheit des Konzeptes der CJC studiert werden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit vorbestehenden Studien zum Bau und Betrieb dieser Testmodule. Zwei Aspekte sind dabei besonders hervorzuheben: Erstens wurden Tests zur Hochspannungsfestigkeit der Endflansche des Modells durchgeführt. Sowohl beim FSP als auch bei der CJC werden Spannungen von einigen Kilovolt über Distanzen von wenigen Millimetern für lange Zeiträume angelegt werden. Es gilt dabei sicherzustellen, daß es im Bereich der Endflansche nicht zu hohen Leckströmen oder Spannungsdurchschlägen kommt, die die Messungen beeinträchtigen oder die Kammer zerstören können. Zweitens wurde eine

Kapitel 1

Das Rahmenprojekt und Motivation der Arbeit

In den folgenden Abschnitten wird kurz das Projekt vorgestellt, in dessen Rahmen diese Arbeit entstand. Im letztem Abschnitt wird auf die Motivation der Tests und Studien eingegangen, die sich mit speziellen Problemen beim Bau eines Testmoduls für die zentrale Jetkammer des Detektors H1 beschäftigen.

1.1 Die Speicherringanlage HERA

HERA ist die Kurzbezeichnung für den Begriff Hadron-Elektron-Ring-Anlage. Darunter wird ein System von zwei übereinanderliegenden Speicherringen verstanden, in denen voneinander getrennt Elektronen und Protonen auf Energien von 30 GeV bzw. 820 GeV beschleunigt werden. Die Teilchen laufen in kleinen Paketen, *bunches* genannt, in einem zeitlichen Abstand

	Proton-Ring	Elektron-Ring	Einheit
nominelle Energie	820	30	GeV
Schwerpunktsenergie		314	GeV
Q^2_{max}		98400	GeV ²
Luminosität		$1.5 \cdot 10^{31}$	$cm^{-2}s^{-1}$
Umfang		6336	m
Krümmungsradius	588	608	m
Feld eines Führungsmagneten	4.65	0.165	T
Strahlstrom	163	58	mA
Zeit zwischen zwei Bunchcrossings		96	nsec

Tabelle 1.1: Einige Parameter des Speicherrings HERA (aus [22])

von 96 ns um und werden in vier Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht. Dabei steht in jeder Reaktion eine Schwerpunktsenergie von 314 GeV zur Verfügung. Einige Parameter des Ringsystems sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Dies ist bisher die weltweit einzige Konzeption eines Ringspeichersystems, dessen gegeneinanderlaufende Strahlen (*collider*) aus

physikalisch sehr unterschiedlichen Teilchenarten bestehen, nämlich Leptonen (Elektronen) und Hadronen (Protonen). Es wird so die Möglichkeit erschlossen, die Struktur des Protons in einem bisher noch nicht untersuchten Energiebereich zu untersuchen.

Nach der heute gültigen Vorstellung ist das Proton aufgebaut aus drei Quarks ($u u d$), die durch die starke Wechselwirkung untereinander gebunden sind. Ihre Bindungsenergie ist jedoch im Verhältnis zu den kinetischen Energien der Elektronen und Quarks im Schwerpunktsystem vernachlässigbar klein, so daß man es mit quasifreien Elektron-Quark-Stößen zu tun hat.

Die Kräfte zwischen Quarks und Leptonen können nach dem Standardmodell nur über den Austausch von Feldquanten der elektroschwachen Wechselwirkung (γ , Z_0 , W^+ , W^-) erfolgen. Man unterscheidet dabei zwischen sogenannten neutralen Strömen (NC für *neutral current* bei γ - oder Z_0 -Austausch) oder geladenen Strömen (CC für *charged current* bei W^+ - oder W^- -Austausch). Die Wirkungsquerschnitte für solche Ereignisse sind allerdings sehr klein, und der Hauptbestandteil aller bei HERA erwarteten Ereignisse wird die Photon-Gluon-Fusion liefern (siehe Abb. 1.1). Dennoch wird ein reiches Spektrum von Reaktionen erwartet, das

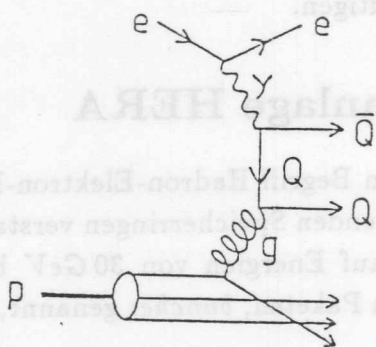


Abbildung 1.1: Feynman-Graph einer Photon-Gluon-Fusion (aus [24])

umfassende Studien zu vielen Fragestellungen der Elementarteilchenphysik ermöglichen wird. Ein weitreichender Überblick hierüber ist zum Beispiel in Referenz [9] zu finden.

Der Bau von HERA wird zu 72 % vom Bundesministerium für Forschung und Technologie finanziert, die restlichen Investitionen verteilen sich zu 13 % auf die Stadt Hamburg und zu 15 % auf eine Gruppe internationaler Institute. Die Dimensionen und die Lage von HERA sind aus Abb. 1.2 zu entnehmen. HERA wird voraussichtlich im Frühjahr 1990 in Betrieb gehen.

1.2 Der Detektor H1

Der Detektor H1 dient zum Nachweis der bei der ep -Reaktion vom Wechselwirkungspunkt ausgehenden Teilchen. Mit ihm sollen deren Bahnen, Energien und Impulse mit möglichst hoher Genauigkeit bestimmt werden. Neben den daraus resultierenden Ansprüchen einer hohen Orts-, Energie- und Impulsauflösung und einer möglichst vollkommenen Umhüllung

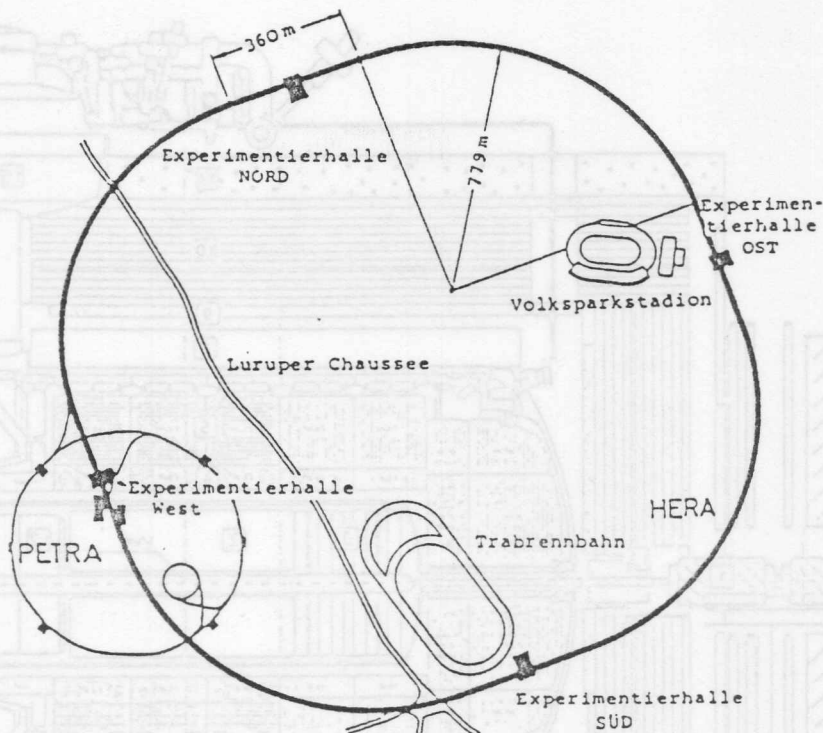
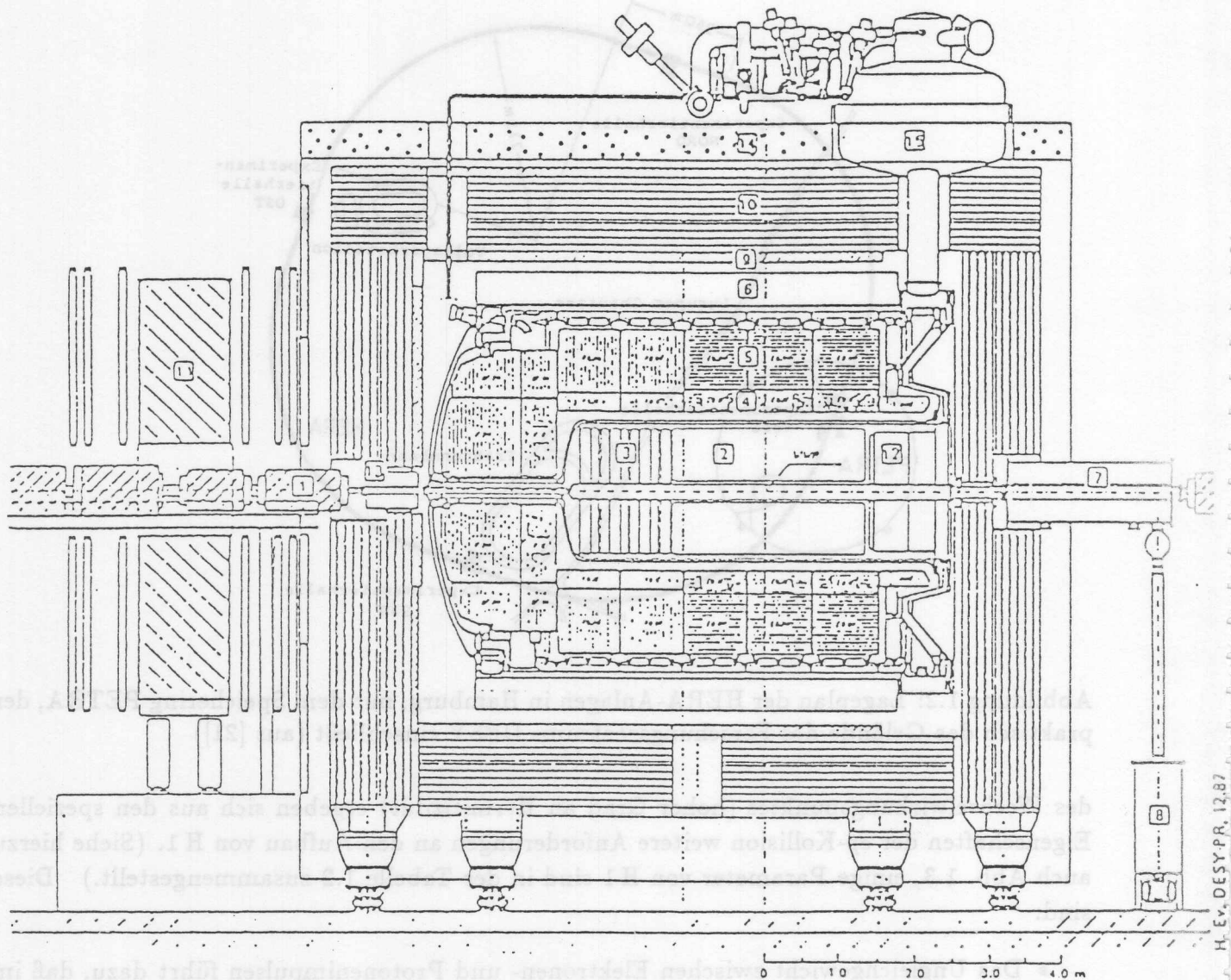


Abbildung 1.2: Lageplan der HERA-Anlagen in Hamburg, mit dem Speichering PETRA, der praktisch das Gelände des Forschungszentrums DESY einschließt (aus [21])

des Wechselwirkungspunktes (hoher Grad an Hermitizität) ergeben sich aus den speziellen Eigenschaften der ep -Kollision weitere Anforderungen an den Aufbau von H 1. (Siehe hierzu auch Abb. 1.3, einige Parameter von H 1 sind in der Tabelle 1.2 zusammengestellt.) Diese sind:

- Das Ungleichgewicht zwischen Elektronen- und Protonenimpulsen führt dazu, daß im Gegensatz zu den meisten anderen Collidersystemen, Schwerpunktsystem und Laborsystem nicht identisch sind. Dies bedingt eine anisotrope Verteilung der vom Wechselwirkungspunkt ausgehenden Teilchen im Laborsystem, sie werden bevorzugt in Richtung des Protonenstrahls emittiert. Ein asymmetrischer Detektoraufbau ist daher notwendig, da sein räumliches Auflösungsvermögen in dieser sogenannten Vorwärtsrichtung aufgrund der dort zu erwartenden hohen Teilchenkonzentration besonders gut sein muß.
- Das Problem der Asymmetrie wird durch folgende Eigenschaft der ep -Reaktion verstärkt. Sie kann in guter Näherung als ein freier Elektron-Quark-Stoß betrachtet werden, dabei wird ein Quark aus dem Hadronenverband des Protons gelöst (siehe Abb. 1.4). Eine Isolierung von Quarks ist jedoch nicht möglich, da die Kraft der starken Wechselwirkung mit dem Abstand zunimmt. Es bilden sich darum räumlich eng begrenzte Bündel – *Jets* – von Quark-Antiquark-Paaren. Das aus dem Verband gelöste Quark wird vom Detektor als enger kegelförmiger Strom von Hadronen registriert, der meist in Vorwärtsrichtung geneigt ist. Die Jets der "Zuschauerquarks" befinden sich größtenteils im Strahlrohr und werden daher vom Detektor nicht mehr erfaßt. Die



Experiment H1

- | | | | |
|---|--|----|---|
| 1 | Strahlrohr und Strahlmagnete | 8 | Helium Kälteanlage |
| 2 | Zentrale Spurenkammern | 9 | Myon-Kammern |
| 3 | Vorwärtssporkammern und Übergangsstrahlungsmodul | 10 | Istrumentiertes Eisen mit Streamerkammern |
| 4 | Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 11 | Myon-Toroid-Magnet |
| 5 | Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 12 | Warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 6 | Supraleitende Spule | 13 | Vorwärtskalorimeter |
| 7 | Kompensationsmagnet | 14 | Betonabschirmung |
| | | 15 | Flüssig Argon Kryostat |

Abbildung 1.3: Der Detektor H1 (Vertikaler Schnitt parallel zur Strahlachse [24])

H1:	Größe über alles	$12 \times 10 \times 15 \text{ m}^3$
	Gewicht	2800 t
SPURDETEKTOREN:	Radius der Spurkammern	$11 \text{ cm} < r < 85 \text{ cm}$
	radiale Signaldrahtebenen der Zentralkammern	56
	Driftkammer-Auslesekanäle	8500
	Impulsauflösung (gel. Teilchen) im Winkelbereich	$\frac{\sigma(p)}{p^2} < \frac{0,003}{\text{GeV}}$ $7^\circ \dots 150^\circ$
KALORIMETER:	Zahl der Auslesesegmente	45000
	Auflösung für Elektronen	$\frac{\sigma(E)}{E} \leq (10\% \sqrt{E}) \oplus 1\%$
	Auflösung für Hadronen	$\frac{\sigma(E)}{E} \leq (55\% \sqrt{E}) \oplus 2\%$
	Winkelauflösung für hadr. Jets	$\sigma(\theta_H) \approx 40 \text{ mrad}$
	Elektron/Pion-Trennung in Verbindung mit Spurkammern	$10^{-4} \dots 10^{-5}$
SPULE:	äußerer Durchmesser	6,08 m
	Länge	3,75 m
	Feldstärke	$1,2 \text{ T} \pm 3 \%$

Tabelle 1.2: Einige Parameter des H1-Detektors (aus [22])

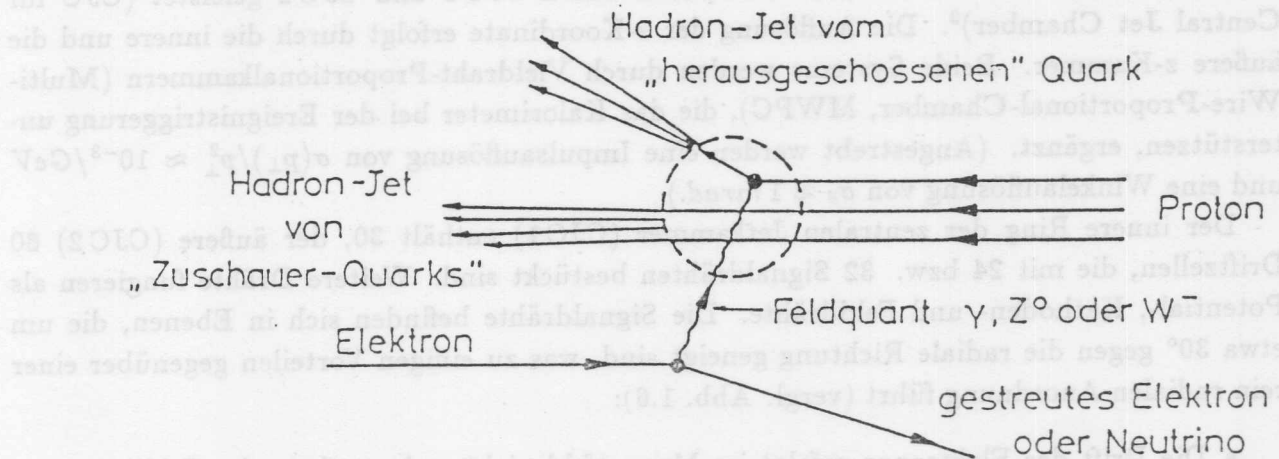


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der Elektron-Quark-Wechselwirkung bei HERA [16]

enge Bündelung der Teilchen in Jets erfordert besonders im Vorwärtsbereich ein hohes Auflösungsvermögen und eine gute Doppelspurtrennung. Gleichzeitig ist aber auch ein sicheres Erfassen des gestreuten Leptons nötig, da die Kenntnis seiner Parameter wesentlich für die Analyse des Ereignisses ist¹.

¹Dies ist natürlich nur für geladene Leptonen möglich, Neutrinos werden für den Detektor nicht nachweisbar sein und sich nur in einem Ungleichgewicht des Transversalimpulses niederschlagen.

Direkt um den Wechselwirkungspunkt herum befindet sich ein System von Spurkammern. Dieser Teil des Detektors wird von Flüssig-Argon-Kalorimetern umgeben, deren elektromagnetische Komponenten mit Blei- und deren hadronische Komponenten mit Stahlabsorbieren ausgerüstet sind. Die Versorgung mit flüssigem Argon erfolgt über einen gemeinsamen Kryostat. Die Kalorimeter sind ihrerseits wiederum von einer supraleitenden Spule umgeben, deren axiales Magnetfeld $1.2 T$ beträgt und das die Messung der Impulse der geladenen Teilchen ermöglicht. Für Teilchen, die das Kalorimeter noch durchdringen, ist das Rückführungsjoch der Spule mit Nachweissystemen ausgestattet. Allein Myonen sind dann in der Lage, auch diese noch zu durchqueren, und zu ihrem Nachweis befinden sich im Außenbereich des Detektors spezielle Kammern sowie ein toroidaler Eisenmagnet, der in Vorwärtsrichtung angebracht ist. Eine detaillierte Beschreibung von H 1 ist z. B. in Referenz [1] zu finden.

1.3 Die zentrale Jetkammer des H 1-Detektors

Das Spurkammersystem des H 1-Detektors besteht aus zwei Hauptkomponenten: 1. den radialen und planaren Spurkammern im Vorwärtsbereich (*forward tracking*), die durch Übergangsstrahler ergänzt werden, und 2. der zentralen Spurkammer (*central tracking*). Die letztere Komponente besteht ihrerseits aus zwei Gruppen zylindrischer Spurkammern (innere und äußere, vergl. Abb. 1.5). In jeder Gruppe wird die Spurerkennung in den Raumkoordinaten r und ϕ von den zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2 geleistet (CJC für Central Jet Chamber)². Die Auflösung der z-Koordinate erfolgt durch die innere und die äußere z-Kammer. Beide Systeme werden durch Vieldraht-Proportionalkammern (Multi-Wire-Proportional-Chamber, MWPC), die das Kalorimeter bei der Ereignistriggerung unterstützen, ergänzt. (Angestrebt werden eine Impulsauflösung von $\sigma(p_{\perp})/p_{\perp}^2 \approx 10^{-3}/GeV$ und eine Winkelauflösung von $\sigma_{\theta} \approx 1 mrad$.)

Der innere Ring der zentralen Jetkammer (CJC1) enthält 30, der äußere (CJC2) 60 Driftzellen, die mit 24 bzw. 32 Signaldrähten bestückt sind. Weitere Drähte fungieren als Potential-, Kathoden- und Felldrähte. Die Signaldrähte befinden sich in Ebenen, die um etwa 30° gegen die radiale Richtung geneigt sind, was zu einigen Vorteilen gegenüber einer rein radialen Anordnung führt (vergl. Abb. 1.6):

- Die Drift der Elektronen erfolgt im Magnetfeld nicht mehr entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes. In mikroskopischer Sicht zwingt sie die Lorentzkraft auf Kreisbahnen. Makroskopisch stellt sich jedoch ein konstanter Winkel, der Lorentzwinkel, zwischen der Driftbewegung der Elektronen und dem elektrischen Feld ein. Dieser Winkel wird bei den gegebenen Betriebsparametern der CJC ($B\text{-Feld} = 1.2 T$, Gasmischung mit hohem Xenon-Anteil) durch die Neigung der Zellen weitgehend ausgeglichen. Für hochenergetische Teilchen steht dann die Driftrichtung der Elektronen nahezu senkrecht auf ihrer Spur, was zu einer besseren Doppelspurauflösung führt. Der maximale Driftweg beträgt $51 mm$, die Driftzeiten liegen dann zwischen 0 und $1.5 \mu s$, wenn man eine Driftgeschwindigkeit von $35 \frac{\mu m}{ns}$ annimmt [1].

²Obwohl es sich um zwei völlig getrennte Driftkammern handelt, werden sie oft unter dem Begriff CJC zusammengefaßt.

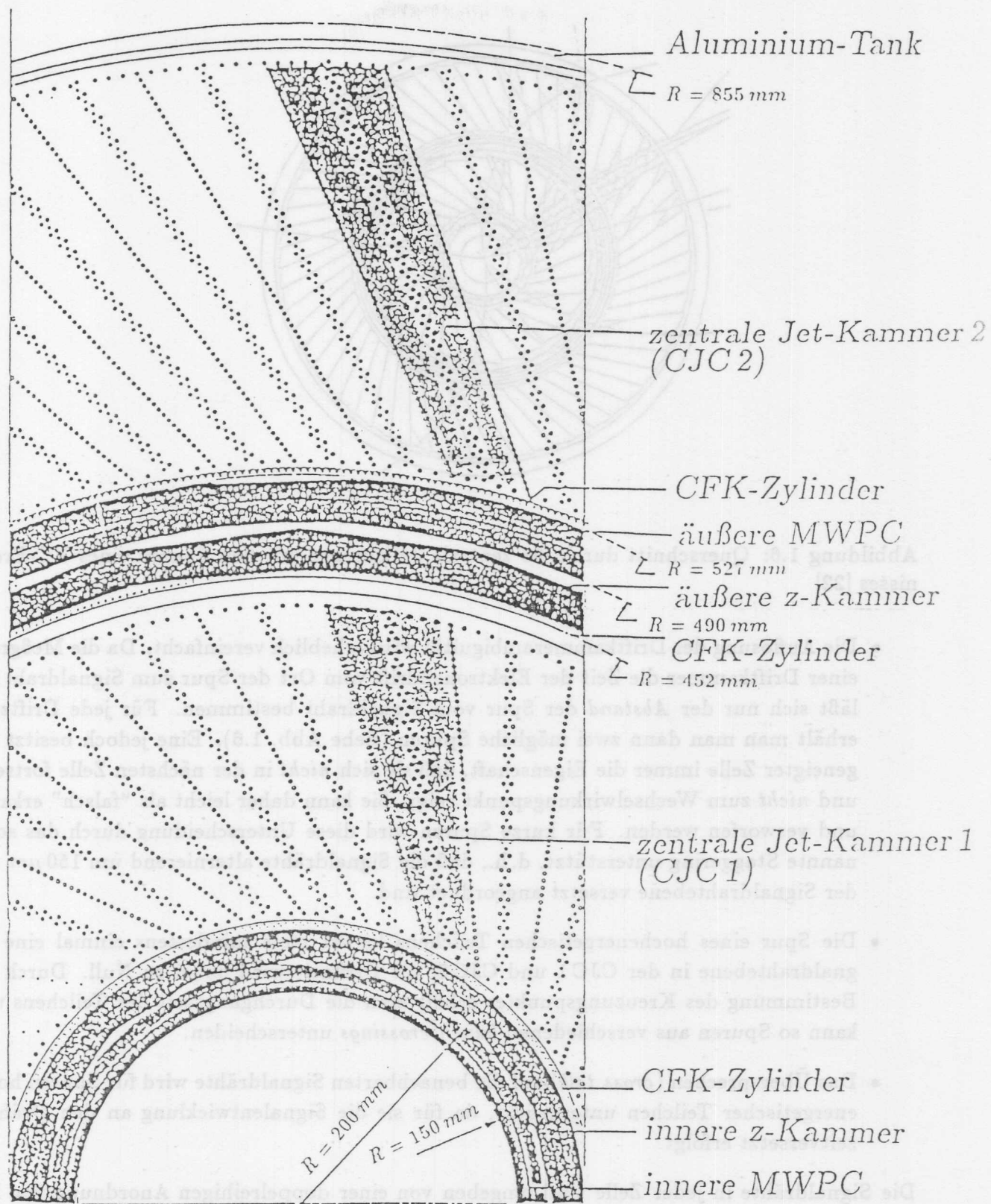


Abbildung 1.5: Struktur der zentralen H1-Jetkammer (Ausschnitt) [2]

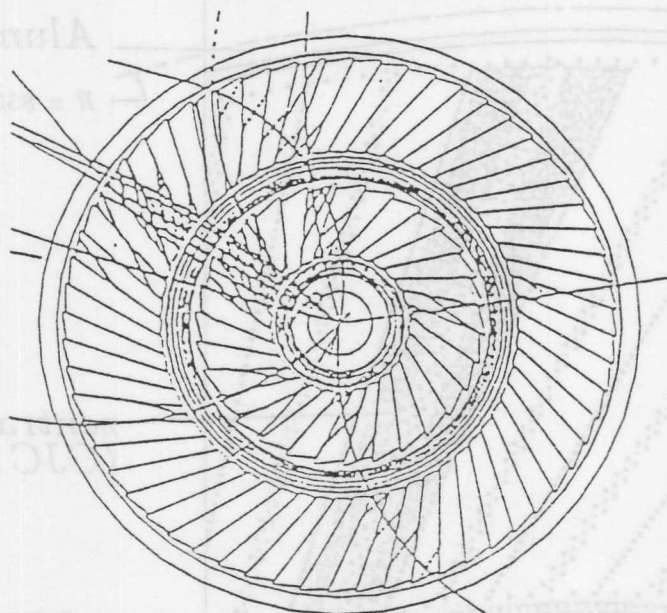


Abbildung 1.6: Querschnitt durch die zentrale Jetkammer mit den Spuren eines NC-Ereignisses [22]

- Die Auflösung der Driftkammerambiguität wird erheblich vereinfacht. Da die Meßgröße einer Driftkammer die Zeit der Elektronendrift vom Ort der Spur zum Signaldraht ist, läßt sich nur der *Abstand* der Spur vom Signaldraht bestimmen. Für jede Driftzelle erhält man dann zwei mögliche Spuren (siehe Abb. 1.6). Eine jedoch besitzt bei geneigter Zelle immer die Eigenschaft, daß sie sich *nicht* in der nächsten Zelle fortsetzt und *nicht* zum Wechselwirkungspunkt zeigt. Sie kann daher leicht als "falsch" erkannt und verworfen werden. Für kurze Spuren wird diese Unterscheidung durch das sogenannte Staggering unterstützt, d. h., daß die Signaldrähte alternierend um $150\ \mu\text{m}$ aus der Signaldrahtebene versetzt angeordnet sind.
- Die Spur eines hochenergetischen Teilchens kreuzt stets mindestens einmal eine Signaldrahtebene in der CJC1 und CJC2, die Driftzeit wird dabei zu Null. Durch die Bestimmung des Kreuzungspunktes erhält man die Durchgangszeit des Teilchens und kann so Spuren aus verschiedenen *bunch-crossings* unterscheiden.
- Das Übersprechen (*cross talk*) auf die benachbarten Signaldrähte wird für Spuren hochenergetischer Teilchen unterdrückt, da für sie die Signalentwicklung an den Drähten zeitversetzt erfolgt.

Die Signaldrähte in jeder Zelle sind umgeben von einer doppelreihigen Anordnung von Potentialdrähten. Dies hat den Vorteil, daß eine Reduzierung des elektrischen Feldes auf der Oberfläche des Potentialdrahtes um 50 % erreicht werden kann, was zu weniger Ablagerungen am Draht führt (sogenanntes *ageing*) und im Hinblick auf die Hochspannungsfestigkeit der Kammer eine Entschärfung darstellt.

Die Aufnahme der Zugspannungen der insgesamt 14 370 Drähte der CJC an den Endwänden stellt gewisse Ansprüche an deren Stärke und Festigkeit. Gleichzeitig wird jedoch auch eine geringe Materialbelegung der Wände gefordert, um die Messungen durch Anschauen nicht zu beeinträchtigen. Um beiden Ansprüchen zu genügen, wird das Gehäuse der CJC aus den leichten Verbundmaterialien CFK (zylindrische Wände der CJC) und GFK (Endwände der CJC) gefertigt.

Abschließend ist noch ein kleiner Überblick über einige Eigenschaften und die angestrebten Meßgenauigkeiten der CJC in Tabelle 1.3 gegeben.

Parameter	Wert
Ortsauflösung in (r/ϕ)	$\sigma_{r\phi} \approx 100 \mu m$
Ortsauflösung in z	$\sigma_z \approx 25 mm$
Trennung von Doppelspuren	$\sigma_{DH} \approx 2.5 mm$
sensitiver Winkelbereich	$20^\circ - 160^\circ$

Tabelle 1.3: Auszug aus dem Anforderungskatalog für die CJC [22]

1.4 Motivation der Arbeit

Die zentrale Jetkammer (CJC) des Detektors H 1 befindet sich zur Zeit im Aufbau. Parallel dazu entsteht ein Testmodul, das aus einem 1:1- Modell, dem Full-Size-Prototyp (FSP), von drei Driftzellen der inneren Jetkammer (CJC 1) besteht. Mit seiner Hilfe ist es möglich, das Design der CJC zu überprüfen, Probleme bei der Herstellung zu erkennen und eventuell auftretende Störungen im späteren Betrieb der CJC an einem Modell nachzuvollziehen.

Im Verlaufe der Vorbereitungen zum Bau des FSP ergaben sich jedoch schwerwiegende Probleme im Bereich der Hochspannungsfestigkeit der Endplatten mit Auswirkungen auch auf die Herstellung der CJC. Es mußte daraufhin ein effizientes Testverfahren entwickelt werden, um auftretende Fehler oder Beeinträchtigungen sicher und schnell zu erkennen. Der erste Teil dieser Arbeit, Inhalt des Kapitels 3, beschäftigt sich daher mit der Entwicklung und Durchführung solcher Tests, die eine wichtige Phase in der Vorbereitung des Betriebs des FSP darstellten.

Der zweite Teil ist ebenfalls im Zusammenhang mit den Vorbereitungen für den späteren Betrieb des FSP zu sehen. Bisher stand keine Methode zur Verfügung, sichere Aussagen über die Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Signaldrähte zu erhalten, ohne auf ein äußeres Triggersystem zurückgreifen zu müssen. Letzteres ist beim FSP (und allen im Zusammenhang mit dem Bau der CJC entstandenen kleineren Testkammern) nicht möglich, da der für alle Messungen benutzte hochenergetische Elektronenstrahl, der die Spuren in der Kammer erzeugt, die Kammerwände (gemeint sind die zylindrischen Außenwände des FSP von 5 mm starkem Eisen) durchdringen muß. Dies führt zu einem relativ hohen Anteil von Doppelspuren, die keine eindeutige Aussage über die Ansprechwahrscheinlichkeit zulassen. Es sollte daher ein Analyseverfahren entwickelt werden, das folgenden Ansprüchen genügt:

- Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Signaldrähte, ohne die Vorgaben eines äußeren Triggersystems zu benötigen.
- Erkennung von Doppelspuren, um sie aus der Datenanalyse zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit zu beseitigen.
- Sichere Pulserkennung, um sicherzustellen, daß alle beobachteten Ineffizienzen von Signaldrähten nur auf Vorgänge in der Driftkammer beruhen und nicht aus der Analyse selbst stammen.

In Kapitel 4 wird die dazu entwickelte Methode vorgestellt und der Nachweis geführt, daß sie den obengenannten Ansprüchen zu genügen vermag.

Ortsauflösung in z	Ortsauflösung in x
Ortsauflösung in y	Ortsauflösung in z
Trennung von Doppelspuren	Trennung von Doppelspuren
Winkelbereich	Winkelbereich

Tab. 1.3: Auszug aus dem Anforderungskatalog für die CJC [23]

1.4 Motivation der Arbeit

Die zentrale Jetkammer (CJC) des Detektors H1 befindet sich zur Zeit im Aufbau. Parallel dazu entsteht ein Testmodell, das aus einem 1:1-Modell dem Full-Size-Prototyp (FSP) von drei Driftzellen der inneren Jetkammer (CJC1) besteht. Mit seiner Hilfe ist es möglich, das Design der CJC zu überprüfen, Probleme bei der Herstellung zu erkennen und eventuelle auftretende Störungen im späteren Betrieb der CJC an einem Modell nachzuvollziehen.

Im Verlaufe der Vorbereitungen zum Bau des FSP ergeben sich jedoch schwerwiegende Probleme im Bereich der Hochspannungstechnik der Endplatten mit Auswirkungen auch auf die Herstellung der CJC. Es mußte daraufhin ein alternatives Testverfahren entwickelt werden, um auftretende Probleme oder Bedenken frühzeitig zu erkennen. Der erste Teil dieser Arbeit, Inhalt des Kapitels 3, beschäftigt sich daher mit der Entwicklung und Durchführung solcher Tests, die eine wichtige Phase in der Vorbereitung des Betriebs des FSP darstellen.

Der zweite Teil ist ebenfalls im Zusammenhang mit den Vorbereitungen für den späteren Betrieb des FSP zu sehen. Bisher stand keine Methode zur Verfügung, sichere Aussagen über die Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Signaldrähte zu erhalten, ohne auf ein Trigger-system zurückgreifen zu müssen. Letzteres ist beim FSP (und allen im Zusammenhang mit dem Bau der CJC entstandenen kleineren Testkammern) nicht möglich, da der für alle Messungen benutzte hochenergetische Elektronenstrahl, der die Sporen in der Kammer erzeugt, die Kammerwände (gemeint sind die zylindrischen Außenwände des FSP von 5 mm starkem Eisen) durchdringen muß. Dies führt zu einem relativ hohen Anteil von Doppelspuren, die keine eindeutige Aussage über die Ansprechwahrscheinlichkeit zulassen. Es sollte daher ein Analyseverfahren entwickelt werden, das folgenden Ansprüchen genügt:

Kapitel 2

Funktionsweise von Driftkammern

In diesem Kapitel soll ein kurzer Überblick über die Funktionsprinzipien und die mit ihnen verbundenen physikalischen Vorgänge in Driftkammern gegeben werden. Driftkammern stellen eine Weiterentwicklung der Proportionalkammer dar [20] und werden in modernen Experimenten der Teilchenphysik zum Nachweis von Teilchen und zur Bestimmung ihrer Bahn eingesetzt.

Da eine vollständige Darstellung des Themas den Rahmen dieser Arbeit gesprengt hätte, erfolgte eine Auswahl unter Berücksichtigung der Inhalte von Kapitel 3 und 4. Eine detaillierte Darstellung ist z. B. in [12] und [7] zu finden.

2.1 Prinzipielle Funktion

Allen Driftkammern ist trotz ihrer vielfältigen, von ihrem Zweck und Einsatzort in einem Detektor abhängigen Formen eine grundsätzliche räumliche Strukturierung in zwei Bereiche gemeinsam. Man unterscheidet zwischen dem sogenannten Driftbereich und dem Gasverstärkungsbereich. Im ersten, der den größten Teil des Kammervolumens beansprucht, herrscht ein, meist durch eine Anordnung von als Kathode fungierenden Drähten, erzeugtes homogenes Feld. (Die Homogenität des Feldes ist in der Regel nicht allein durch die Kathodendrähte gewährleistet, so daß zusätzlich noch eine Reihe von sogenannten Feldformungsdrähten, oder kurz Felddrähte, hinzukommt, deren Spannungen so gewählt werden, daß das Feld bis auf wenige Prozent genau homogen wird.) Der zweite, wesentlich kleinere Teil ist ein Gebiet um einen oder mehrere dünne Anodendrähte, zu denen hin das elektrische Feld stark ansteigt. In der Abb. 2.1 ist der prinzipielle Aufbau einer solchen Kammer gezeigt. Das Kammervolumen ist in der Regel mit einem Gemisch aus einem Edelgas und einem Gas aus organischen Molekülen gefüllt.

Durchquert nun ein geladenes Teilchen die Driftkammer, so werden Atome und Moleküle entlang seiner Bahn ionisiert. Die freiwerdenden Elektronen verlieren ihre vom Teilchen erhaltene Energie durch Stöße mit dem umgebenden Gas und befinden sich nach einer kurzen Relaxationszeit τ_R mit dem Gas und dem elektrischen Feld im Gleichgewicht. Aus makroskopischer Sicht driften sie nun entlang der Feldlinien zur Anode, wobei ihre Geschwindigkeit durch die Stärke des Feldes und ihre mittlere freie Weglänge bestimmt wird. Die letzteren Größen sind bestimmend für die mikroskopische Bewegung, deren zeitlicher und

räumlicher "Mittelwert" die Elektronendrift ist¹. Treten die Elektronen in den Bereich der Gasverstärkung an der Anode ein, so nehmen sie in dem starken elektrischen Feld mehr Energie auf, als sie in thermischen Stoßprozessen abgeben können. Ihre Energie reicht aus zur Ionisation weiterer Atome des Gases, und es werden dann in einem lawinenartigen Prozeß immer mehr Elektronen frei. Beim Auftreffen auf den Anodendraht erzeugen sie dann einen Strompuls, der mit Hilfe einer geeigneten Elektronik registriert werden kann.

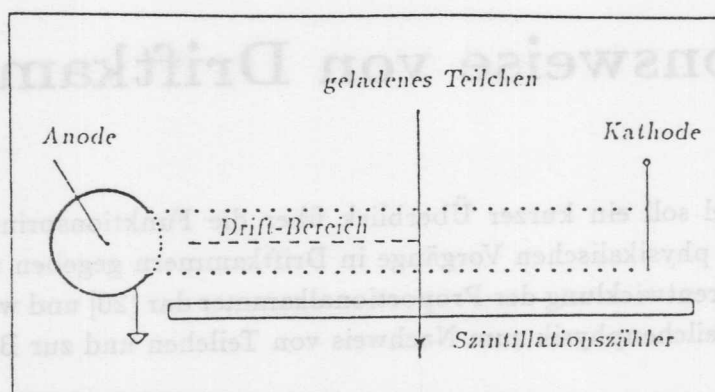


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau einer Driftkammer (aus [12])

Die Zeit t_D zwischen dem Durchgang des ionisierenden Teilchens (die meist durch ein Triggersystem bekannt ist) und dem Eintreffen des Pulses am Anoden- bzw. Signaldraht bezeichnet man als Driftzeit. Ist sie bekannt, so läßt sich mit Hilfe eines einfachen Weg-Zeit-Gesetzes der Ort x des Durchgangs rekonstruieren. Wählt man für die Anode eine geeignete Spannung, so ist sogar ein Rückschluß auf die Anzahl der durch Ionisation freigesetzten Elektronen möglich, da dann die Anzahl der in der Lawine erzeugten Elektronen zu ihr proportional ist. Die Höhe des Stromsignals an der Anode ist dann ebenfalls zu der Anzahl der durch das Teilchen erzeugten Elektronen proportional.

In den folgenden Abschnitten werden die hier beschriebenen Prozesse nun genauer erläutert.

2.1.1 Primärionisation

Ein elektrisch geladenes Teilchen erleidet beim Durchgang durch ein gasförmiges Medium einen Energieverlust, der im wesentlichen von Wechselwirkungen mit den Hüllenelektronen der Atome und Moleküle herrührt. Die Wechselwirkung kann durch den Austausch (Absorption) von reellen oder virtuellen Photonen beschrieben werden, eine Betrachtungsweise, die dem PAIM-Modell² zugrunde liegt. Aus diesem ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt pro an der Wechselwirkung teilnehmenden Hüllenelektron und pro Energieverlust dE des Teilchens (nach [7]):

¹Die bei der Ionisation ebenfalls erzeugten positiven Ionen driften ihrerseits zur Kathode, allerdings mit einer etwa drei Größenordnungen kleineren Geschwindigkeit als die Elektronen.

²PAIM für Photo-Absorptions-Ionisations-Modell

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dE} &= \frac{\alpha}{\beta^2\pi} \frac{\sigma_\gamma(E)}{E Z} \ln[(1 - \beta^2\epsilon_1) + \beta^4\epsilon_2^2]^{-\frac{1}{2}} \\
&+ \frac{\alpha}{\beta^2\pi} \frac{\sigma_\gamma(E)}{E Z} \ln\left(\frac{2mc^2\beta^2}{E}\right) \\
&+ \frac{\alpha}{\beta^2\pi} \frac{1}{E^2} \int_0^E \frac{\sigma_\gamma(E')}{Z} dE' \\
&+ \frac{\alpha}{\beta^2\pi} \frac{1}{ZN\hbar c} \left(\beta^2 - \frac{\epsilon_1}{|\epsilon|^2}\right) \theta
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Hierbei ist $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$ die Feinstrukturkonstante, $\beta = \frac{v}{c}$ die Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c , $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ die komplexe Dielektrizitätskonstante, θ die Phase des Ausdrucks $1 - \epsilon_1\beta^2 + i\epsilon_2\beta^2$, σ_γ der Wirkungsquerschnitt für die Absorption eines Photons der Energie E durch die Atome des Mediums, $N = N_0 \frac{\rho}{A}$ die Atomdichte (N_0 ist die Avogadrokonstante, ρ die Dichte des Mediums und A die Massenzahl) und Z die Kernladungszahl der Atome. Die ersten drei Terme beschreiben den Energieverlust durch Ionisation, der letzte beinhaltet die Verluste durch Strahlung im optischen Bereich (Čerenkov-Licht und Übergangsstrahlung). Verluste durch Bremsstrahlung sind in Gl. 2.1 nicht enthalten, da dieser Effekt nur im Feld des Atomkerns auftritt. Während die ersten beiden Terme die "niederenergetischen" Ionisationsverluste beschreiben, beinhaltet der dritte Term die Produktion sehr energiereicher Elektronen, den sogenannten δ -Elektronen. Es ist nun üblich, für den differentiellen Energieverlust dE eines Teilchens (bezogen auf die zurückgelegte Strecke dx) eine sehr gute Näherung zu verwenden, die auf folgende Weise entsteht: Die beiden ersten Terme von Gl. 2.1 werden von einem mittleren Ionisationspotential I bis zur maximalen Energie der gestoßenen Elektronen (sie beträgt $2m_e\beta^2\gamma^2$, wobei m_e die Elektronenmasse und γ der relativistische γ -Faktor des stoßenden Teilchens ist) integriert. Man gelangt dann zur wohlbekannten Bethe-Bloch-Gleichung

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e N_0 Z z^2}{A\beta^2} \left[\ln \frac{(2m_e c^2 \beta^2)}{(1 - \beta^2)I} - \beta^2 \right], \tag{2.2}$$

wobei r_e der klassische Elektronenradius und ze die Ladung des stoßenden Teilchens ist. Es zeigt sich, daß der Energieverlust nicht von der Teilchenmasse abhängt, sondern nur von β . Er fällt als Funktion von β wie $\frac{1}{\beta^2}$ ab, erreicht bei $\beta\gamma = \frac{p}{mc} \approx 4$ ein Minimum, um dann bei relativistischen Teilchenimpulsen wieder anzusteigen und sich asymptotisch an einem Wert von etwa dem 1.5-fachen des Minimums zu nähern. Der Anstieg ergibt sich aus dem relativistischen Anwachsen des transversalen elektrischen Feldes mit dem Faktor γ . Er wird jedoch gebremst durch Polarisierungseffekte der Gasatome, wenn die Ausdehnung des Feldes in die Größenordnung der atomaren Abstände kommt. Dies ist in Abb. 2.2 für ein Argon-Methan(5%)-Gemisch gezeigt. Man sieht jedoch, daß die Berücksichtigung aller Terme, die im Wirkungsquerschnitt des PAIM auftauchen, die Daten bei hohen Impulsen besser beschreibt. Die Bethe-Bloch-Gleichung sagt ein um etwa 10 - 15 % zu großen Anstieg voraus. Dennoch stellt Gl. 2.2 eine äußerst hilfreiche Näherung für die Abschätzung des Energieverlustes dar, da sie nicht die Kenntnis des Absorptionswirkungsquerschnitts σ_γ voraussetzt, sondern als einzigen Parameter der Eigenschaften des Mediums das mittlere Ionisationspoten-

tial I benötigt, das zudem einfach mit der empirischen Näherungsformel $I = I_0 Z$, $I_0 \approx 12 \text{ eV}$ abschätzbar ist.

$$\frac{dE}{dx} / \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\min}$$

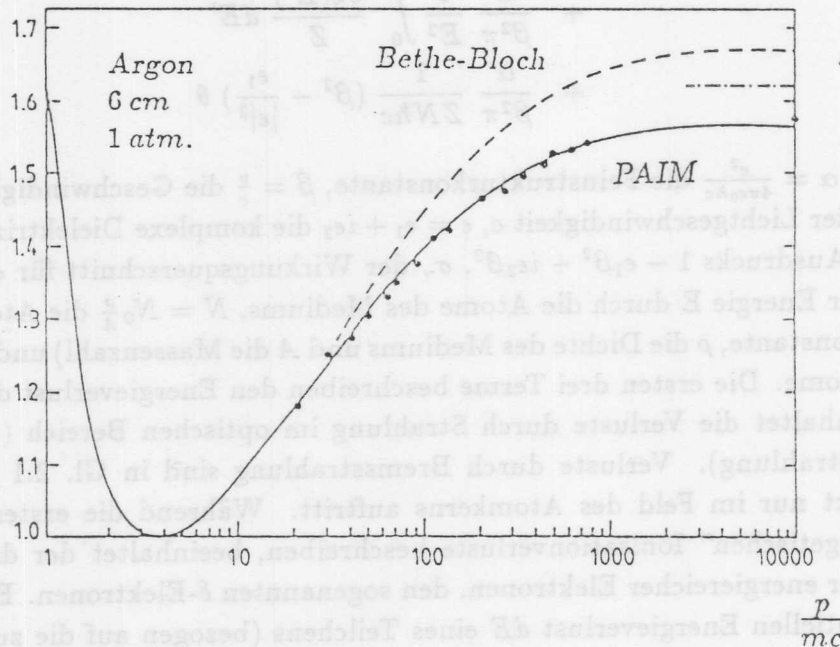


Abbildung 2.2: Energieverlust eines Teilchens durch Ionisation [7]

Die Energieübertragung an die Elektronen des Mediums ist diskreter Natur. Die mittlere Zahl n_p der auf einer Strecke Δx erzeugten *primären* Elektronen ist im wesentlichen durch die Kernladungszahl Z bestimmt. Die wirklich erzeugte Anzahl k unterliegt der Poisson-Statistik, d. h., für sie ergibt sich die Wahrscheinlichkeit

$$P_k^{n_p} = \frac{n_p^k}{k!} \exp(-n_p). \quad (2.3)$$

Aus der Wahrscheinlichkeit $P_0^{n_p} = \exp(-n_p)$ ergibt sich eine obere Grenze für die Effizienz einer Driftkammer (siehe Abschnitt 4.1).

Die Energieverteilung der Elektronen folgt näherungsweise einer sogenannten Landau-Verteilung, die nach einer Formulierung von Landau und Sternheimer ebenfalls nur einen Teil der Terme aus Gl. 2.1 (Rutherford-Term) berücksichtigt.

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right] \quad (2.4)$$

wobei für die reduzierte Energievariable λ gilt:

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\xi} \quad \text{mit} \quad \xi = \frac{N_0 z^2 e^2}{8\pi\epsilon_0 m_e c^2} \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta} \Delta x \quad (2.5)$$

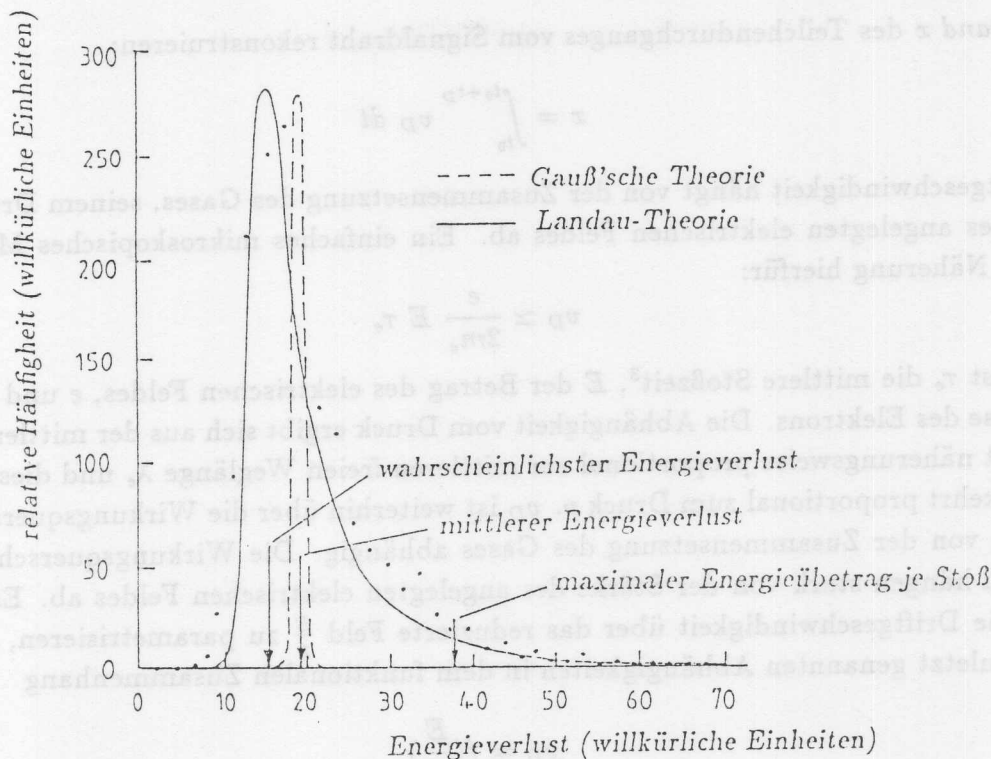


Abbildung 2.3: Landau-Verteilung [12]

$(\Delta E)_{mp}$ ist der wahrscheinlichste Energieübertrag. Die Verteilung ist in Abb. 2.3 dargestellt. Es zeigt sich, daß die größte Zahl der Elektronen eine Energie erhält, die klein ist gegenüber der Ionisierungsenergie des Gases. Der lang auslaufende Teil an der rechten Seite der Verteilung beinhaltet jedoch auch energiereiche Elektronen ($> 1 \text{ keV}$), die δ -Elektronen. Sie können durch Stöße mit den Gasatomen weitere Ionisation hervorrufen. Die Gesamtzahl n_t von Elektronen, die dadurch entlang einer Strecke Δx erzeugt werden, ergibt sich dann näherungsweise zu

$$n_t = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (2.6)$$

wenn ΔE der gesamte Energieverlust auf dieser Strecke und W_i die mittlere zur Ionisation benötigte Energie ist.

2.1.2 Drift der Elektronen im elektrischen Feld

Die durch die Ionisation freiwerdenden Elektronen befinden sich nach einer kurzen Zeit mit dem Gas und dem elektrischen Feld im Gleichgewicht. Sie werden durch das Feld beschleunigt, verlieren aber die dabei gewonnene Energie ständig durch Stöße mit dem Gas. Makroskopisch stellt sich dann eine konstante Driftgeschwindigkeit v_D mit Richtung parallel zu den Feldlinien ein.

Sind sowohl Driftgeschwindigkeit als auch die Driftzeit t_D zwischen dem Zeitpunkt t_0 des Teilchendurchganges und der Ankunft der Elektronen am Signaldraht bekannt, so läßt sich

der Abstand x des Teilchendurchganges vom Signaldraht rekonstruieren:

$$x = \int_{t_0}^{t_0+t_D} v_D dt \quad (2.7)$$

Die Driftgeschwindigkeit hängt von der Zusammensetzung des Gases, seinem Druck und der Stärke des angelegten elektrischen Feldes ab. Ein einfaches mikroskopisches Modell liefert folgende Näherung hierfür:

$$v_D \simeq \frac{e}{2m_e} E \tau_e \quad (2.8)$$

Hierbei ist τ_e die mittlere Stoßzeit³, E der Betrag des elektrischen Feldes, e und m_e Ladung und Masse des Elektrons. Die Abhängigkeit vom Druck ergibt sich aus der mittleren Stoßzeit τ_e . Sie ist näherungsweise proportional zur mittleren freien Weglänge λ_e und diese wiederum ist umgekehrt proportional zum Druck p . v_D ist weiterhin über die Wirkungsquerschnitte der Streuung von der Zusammensetzung des Gases abhängig. Die Wirkungsquerschnitte selbst wiederum hängen stark von der Stärke des angelegten elektrischen Feldes ab. Es ist darum üblich, die Driftgeschwindigkeit über das reduzierte Feld $\frac{E}{p}$ zu parametrisieren, so daß sich nur die zuletzt genannten Abhängigkeiten in dem funktionalen Zusammenhang

$$v_D = f\left(\frac{E}{p}\right) \quad (2.9)$$

widerspiegeln. Typische Werte für v_D liegen im Bereich zwischen 30 und 50 $\frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$.

2.1.3 Gasverstärkung

Auf 1 cm Flugstrecke eines ionisierenden Teilchens beträgt die Anzahl der erzeugten Elektronen nur wenige 100. Dies entspricht einer Gesamtladung in der Größenordnung von 10^{-17} C und ist damit viel zu gering, um direkt von einer Auslese-Elektronik sicher gemessen zu werden.

Dieses Problem wird in Driftkammern umgangen, indem man folgenden Sachverhalt ausnutzt: In der Nähe der dünnen Anodendrähte steigt das elektrische Feld mit abnehmendem Abstand r wie $\frac{1}{r}$ an. Die Elektronen erhalten in diesem Feld zwischen zwei Stößen mit den Gasatomen soviel Energie, daß sie diese ionisieren können. In der Nähe des Signaldrahtes kommt es so zu einer lawinenartigen Zunahme der Elektronen (und Ionen), der sogenannten Gasverstärkung (siehe Abb. 2.4). Die Gasverstärkung steigt mit zunehmender Anodenspannung. Man unterscheidet dabei folgende Arbeitsbereiche (siehe Abb. 2.5).

Ionisationskammer: Es tritt hier keine Gasverstärkung auf, die auf der Anode deponierte Ladung entspricht der Ladung der durch die Ionisation freigesetzten Elektronen.

Proportional- und Semiproportionalbereich: Dies ist der Arbeitsbereich einer Driftkammer. Der Verstärkungsfaktor steigt mit wachsender Spannung auf Werte bis zu 10^5 und ist annähernd proportional zu der Zahl der primär erzeugten Elektronen (Bereich a). Man geht dabei davon aus, daß jedes Elektron seine eigene Lawine aufbaut. Bei weiterer Erhöhung der Spannung tritt ein Sättigungseffekt ein. Die in einer Lawine entstehenden Ionen beginnen

³ τ_e ist die Zeit, die im Mittel zwischen zwei Stößen mit den Gasatomen vergeht.

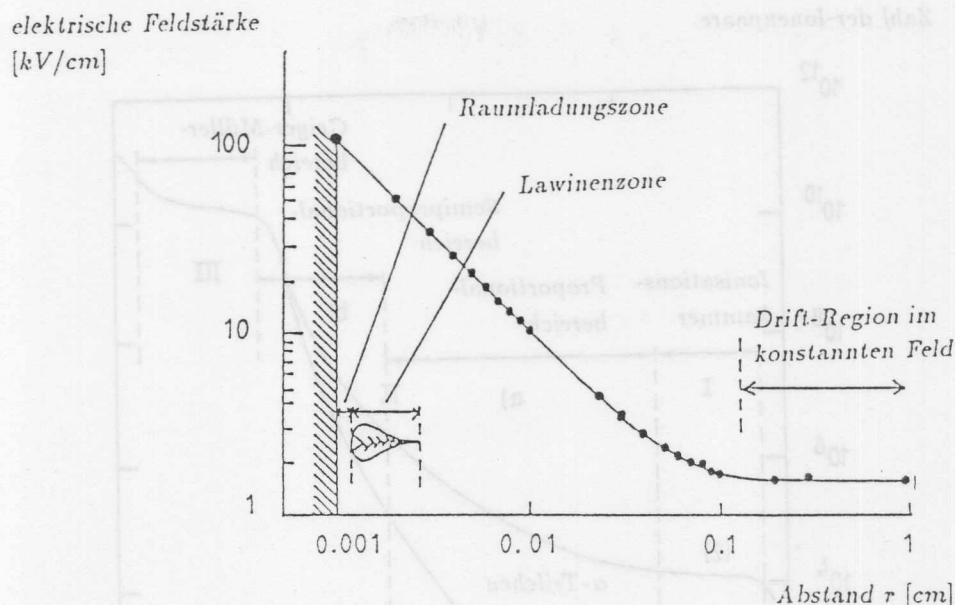


Abbildung 2.4: Feldstärkenverlauf in der Nähe eines Signaldrahtes als Funktion des Abstandes [22]

die Entwicklung der Lawine eines nachfolgenden Elektrons zu behindern (Semiproportionalbereich, Bereich b).

Geiger-Müller-Bereich: Bei noch höheren Anodenspannungen wird die Gasverstärkung unabhängig von der Anzahl der Primärelektronen. Die Lawine entwickelt sich über einen großen Bereich des Drahtes.

In Abb. 2.5 ist der Verlauf der Gasverstärkung für zwei Teilchen mit unterschiedlicher Primärionisation eingezeichnet. Im Semiproportionalbereich zeigt sich, wie der Einfluß der Primärionisation zurückgeht, so daß die beiden Kurven schließlich im Geiger-Müller-Bereich ineinander übergehen. Hier erzeugen alle ionisierenden Teilchen ein gleich starkes Signal.

Die Gasverstärkung hängt ähnlich wie die Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld (um den Anodendraht), vom Druck und der Zusammensetzung des Gases ab. Der Gasverstärkungsfaktor M errechnet sich aus dem sogenannten ersten Townsend-Koeffizient $\alpha(r)$, der als die mittlere Anzahl von Elektron-Ion-Paaren pro Einheit des Driftweges im Abstand r vom Signaldraht interpretiert werden kann. Es gilt:

$$M = \int_{r_0}^{r_0 + \Delta r} \alpha(r) dr \quad (2.10)$$

Hierbei ist r_0 der Abstand am Beginn der Gasverstärkung und Δr die Strecke, auf der die Gasverstärkung erfolgt. Der für die Gasverstärkung maßgebende elektrische Feldverlauf um den Draht wird im wesentlichen durch den Drahtdurchmesser und die an ihn angelegte Spannung bestimmt. Die Überlagerung des durch die Kathodenspannung erzeugten Driftfeldes ist dabei allerdings zu berücksichtigen.

Zahl der Ionenpaare

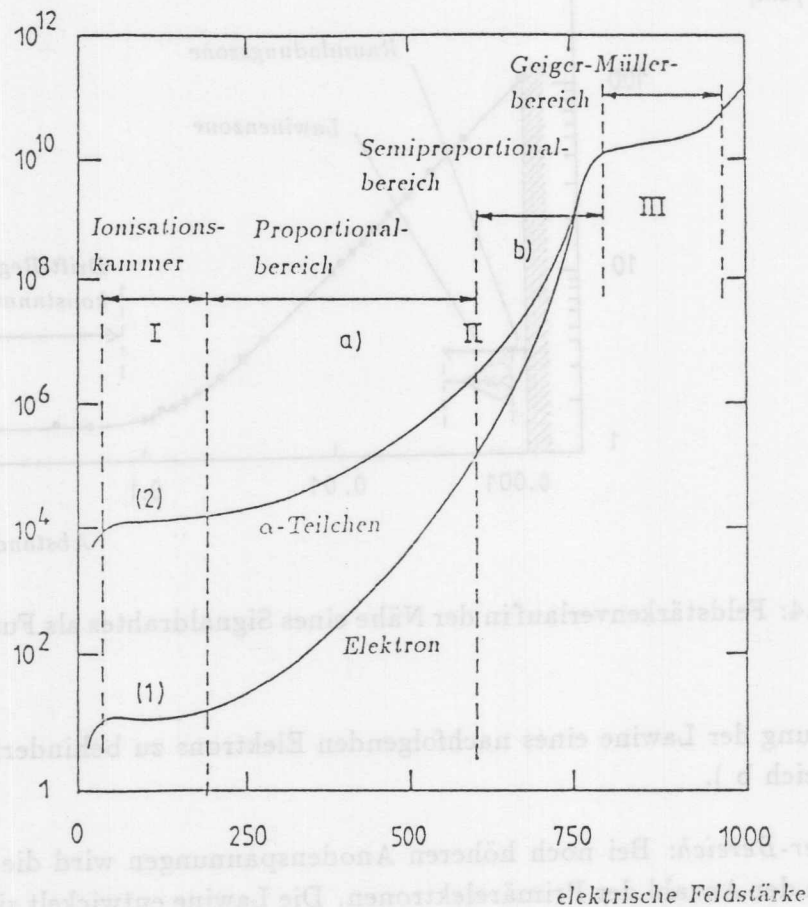


Abbildung 2.5: Verhalten der Ionisation am Anodendraht bei zunehmender Feldstärke [7]

2.1.4 Ortsauflösung

Die Kenntnis der Orts-Driftzeit-Beziehung (Gl. 2.7) erlaubt es, den Abstand x des Teilchendurchganges vom Signaldraht zu bestimmen. Bei Drahtanordnungen, wie sie in Abb. 2.6 gezeigt sind, ergibt sich eine Seitenambiguität, die nur mit Hilfe zusätzlicher Informationen auflösbar ist (z. B. durch Staggen der Signaldrähte). Die Genauigkeit, mit der x bestimmt werden kann, hängt von folgenden Einflüssen ab:

Primärionenstatistik: In Abb. 2.6 sind die Driftlinien (die im wesentlichen den Feldlinien entsprechen) und die Isochronen (die Orte gleicher Driftzeit) eingezeichnet. Aufgrund der Poisson-Statistik, der die Erzeugung der Ionen folgt, liegen die Orte der Ionisation entlang der Teilchenspur mit Abständen, die im Mittel $100 \mu\text{m}$ betragen, verteilt. Dies führt dazu, daß die Elektronen verschieden lange Driftwege zur Anode zurücklegen müssen und damit verschieden lange Driftzeiten benötigen. Da zur Bestimmung der Ankunftszeit am Draht in der Regel die ersten Elektronen benutzt werden, ist dies von besonderer Bedeutung.

δ -Elektronen: Die in Abb. 2.3 dargestellte Landau-Verteilung zeigt, daß ein gewisser Teil der freigesetzten Elektronen Energien über 1 keV erhält. Solche δ -Elektronen werden vorzugs-

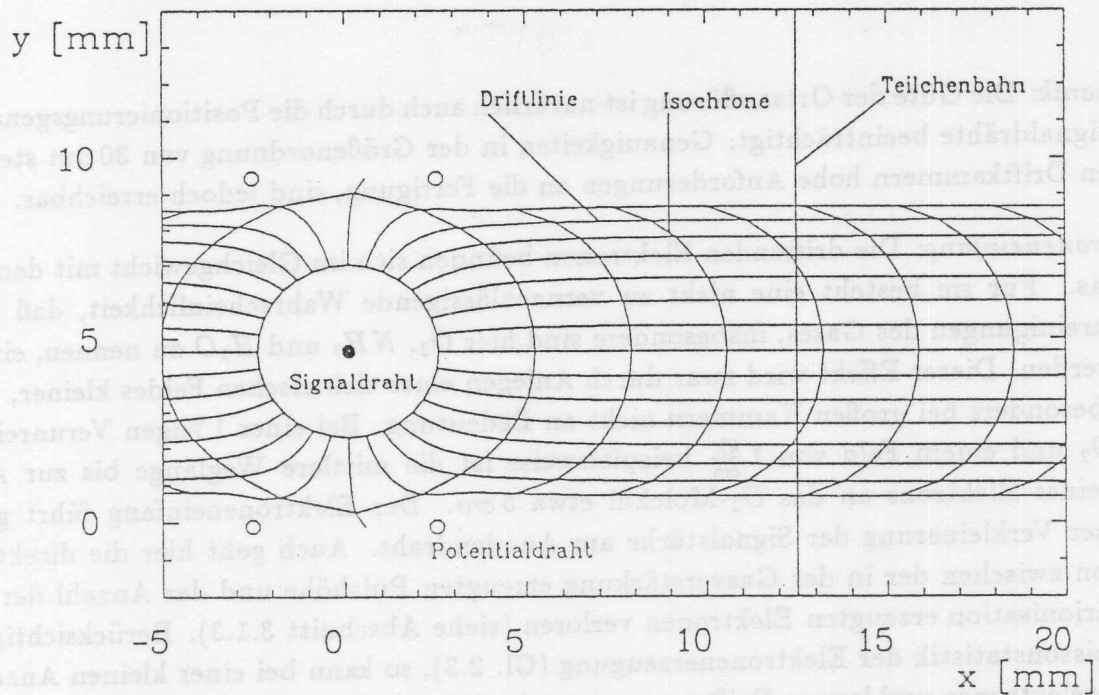


Abbildung 2.6: Variation der Driftzeiten entlang einer Teilchenspur

weise senkrecht zur Teilchenspur emittiert und ionisieren ihrerseits Moleküle des Gases. Ihre Reichweite R wird nach [12] mit

$$\frac{R}{\mu\text{m}} = \frac{4.91 \cdot 10^{-2}}{\rho / \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}} \left(\frac{E}{\text{keV}} \right)^{1.72} \quad (2.11)$$

angegeben, sie liegt bei den normalerweise verwendeten Gasmischungen für 3 keV -Elektronen um $100 \mu\text{m}$. Derartig hochenergetische δ -Elektronen treten jedoch sehr selten auf (man vergleiche die Landau-Verteilung in Abb. 2.3), so daß durch sie die Beeinträchtigung der Ortsauflösung nur sehr gering ist.

Diffusion: Während die Elektronen zur Anode driften, verbreitert ein rein thermodynamischer Effekt die anfangs hoch lokalisierte Ladungsverteilung: die Diffusion. Eine zu Beginn punktförmige Verteilung entwickelt sich zu einer Gaußverteilung, die in einer Dimension folgender Differentialgleichung genügt:

$$\frac{dN}{dx}(t) = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \quad (2.12)$$

Dabei ist $\frac{dN}{dx}$ die Dichte der Verteilung, N die Anzahl der Teilchen und D die Diffusionskonstante. Im Driftfeld sind die Verhältnisse jedoch komplizierter, da die Konstanten D_l und D_t für die Diffusion parallel und transversal zur Driftrichtung im allgemeinen verschieden sind. Die Diffusion setzt der Auflösung des Ortes des Teilchendurchganges eine weitere Grenze. Sie ergibt sich aus der obigen Annahme einer Gaußverteilung und Kenntnis des Ladungsschwerpunktes bei einem Driftweg der Länge x zu:

$$\sigma = \sqrt{\frac{2Dx}{v_D}} \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.13)$$

Mechanik: Die Güte der Ortsauflösung ist natürlich auch durch die Positionierungsgenauigkeit der Signaldrähte beeinträchtigt. Genauigkeiten in der Größenordnung von $30 \mu\text{m}$ stellen bei großen Driftkammern hohe Anforderungen an die Fertigung, sind jedoch erreichbar.

Elektroneneinfang: Die driftenden Elektronen befinden sich im Gleichgewicht mit dem Kammergas. Für sie besteht eine nicht zu vernachlässigende Wahrscheinlichkeit, daß sie von Verunreinigungen des Gases, insbesondere sind hier O_2 , NH_3 und H_2O zu nennen, eingefangen werden. Dieser Effekt wird zwar durch Anlegen eines elektrischen Feldes kleiner, verliert aber besonders bei großen Kammern nicht an Bedeutung. Bei einer 1%igen Verunreinigung mit O_2 und einem Feld von $1 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ beispielsweise ist die mittlere Weglänge bis zur Anlagerung eines Elektrons an das O_2 -Molekül etwa 5 cm . Der Elektroneneinfang führt generell zu einer Verkleinerung der Signalstärke am Anodendraht. Auch geht hier die direkte Korrelation zwischen der in der Gasverstärkung erzeugten Pulshöhe und der Anzahl der in der Primärisation erzeugten Elektronen verloren (siehe Abschnitt 3.1.3). Berücksichtigt man die Poissonstatistik der Elektronenerzeugung (Gl. 2.3), so kann bei einer kleinen Anzahl der Primärelektronen und langen Driftwegen sogar der "Verlust" eines nachweisbaren Signals eintreten (Ineffizienz). Dies beeinträchtigt besonders die Genauigkeit, mit der die Teilchenspür über alle Signaldrähte in der Kammer bestimmt werden kann (Spurfitt), und verschlechtert insbesondere die Messung des Teilchenimpulses im Magnetfeld.

$$(2.11) \quad R = \frac{4.91 \cdot 10^{-2}}{9 \frac{\text{cm}}{\text{keV}}} \left(\frac{\text{keV}}{\text{cm}} \right)^{1.75}$$

angegeben, sie liegt bei den normalerweise verwendeten Gemischungen für 3 keV-Elektronen um $100 \mu\text{m}$. Derartig hochenergetische δ -Elektronen treten jedoch sehr selten auf (man vergleiche die Landau-Verteilung in Abb. 2.8), so daß durch sie die Beeinträchtigung der Ortsauflösung nur sehr gering ist.

Diffusion: Während die Elektronen zur Anode driftet, verdrifft ein Teil thermodynamischer Energie auf die Anfangsbedingungen der Diffusion. Eine zu Beginn punktförmige Verteilung entwickelt sich zu einer Gaußverteilung, die in einer Dimension folgender Differentialgleichung genügt:

$$(2.12) \quad \frac{dN}{dx} = \frac{N}{\sqrt{4Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)$$

Dabei ist $\frac{dN}{dx}$ die Dichte der Verteilung, N die Anzahl der Teilchen und D die Diffusionskonstante. Im Driftfeld sind die Verhältnisse jedoch komplizierter, da die Konstanten D und D' für die Diffusion parallel und transversal zur Driftichtung im allgemeinen verschieden sind. Die Diffusion setzt der Auflösung des Ortes der Teilchen durchdringung eine weitere Grenze. Sie ergibt sich aus der obigen Annahme einer Gaußverteilung und Kenntnis des Ladungsschwerpunktes bei einem Driftweg der Länge x zu

$$(2.13) \quad \sigma = \sqrt{\frac{1}{n^2} \frac{dx^2}{4Dt}}$$

Kapitel 3

Studien zur Hochspannungsfestigkeit der Endwände des Full-Size-Prototyps

Nach einer Beschreibung des FSP, insbesondere des Aufbaus seiner Endwände, folgt eine Erläuterung der Zielsetzungen der Hochspannungstest und ihrer Durchführung. Abschließend werden die wesentlichen Ergebnisse der Test und die sich daraus ergebenden Schlußfolgerungen für die Fertigung von FSP und CJC vorgestellt.

3.1 Beschreibung des Full-Size-Prototyps

Der Full-Size-Prototyp stellt ein 1:1-Modell eines Teils der inneren Jetkammer (CJC1) des Detektors H1 dar. Er umfaßt den Bereich von drei vollständigen Driftzellen, die von Teilen der sich anschließenden Nachbarzellen begrenzt werden, um den Felddurchgriff von diesen Nachbarzellen, so wie er in der CJC1 sich einstellt, simulieren zu können. (Man vergleiche dazu die Abbildungen 1.5 und 3.1, letztere zeigt eine Außenansicht einer der beiden Endwände des FSP.) Die Motivation zum Bau des FSP ergab sich aus dem Wunsch, das Design der CJC an einem Modell testen zu können. Einige Punkte, denen eine besondere Aufmerksamkeit galt, sollen im folgenden erläutert werden:

- Bei der Entwicklung der CJC wurde zum großen Teil technisches Neuland betreten. Dies gilt insbesondere für den Aufbau der Endplatten. Die Wahl von glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) für die Wände und die Realisierung einer einfachen Spannungszuführung zu den Drähten mit Hilfe von auf das GFK-Material aufgeklebten Multilayer-Platinen stellen eine neuartige Konzeption im Bereich des Driftkammerbaus dar. Dieses Konzept sollte mit Hilfe des FSP getestet werden. Ferner sollten die dazu nötigen Fertigungsschritte erstmalig angewandt und optimiert werden.
- Bei der Fertigung der Endplatten des FSP sollte nachgeprüft werden, ob die Positionierungsgenauigkeiten der Bohrungen für die Drahtdurchführungen den angestrebten Toleranzen entsprechen.
- Es sollte die Hochspannungsfestigkeit der Endplatten überprüft werden, da die Sandwichstruktur von Platinen und Endplatten im Bereich der Verklebungen zu Problemen führen könnte. Ebenfalls war es wichtig festzustellen, ob die komplizierte Struktur der

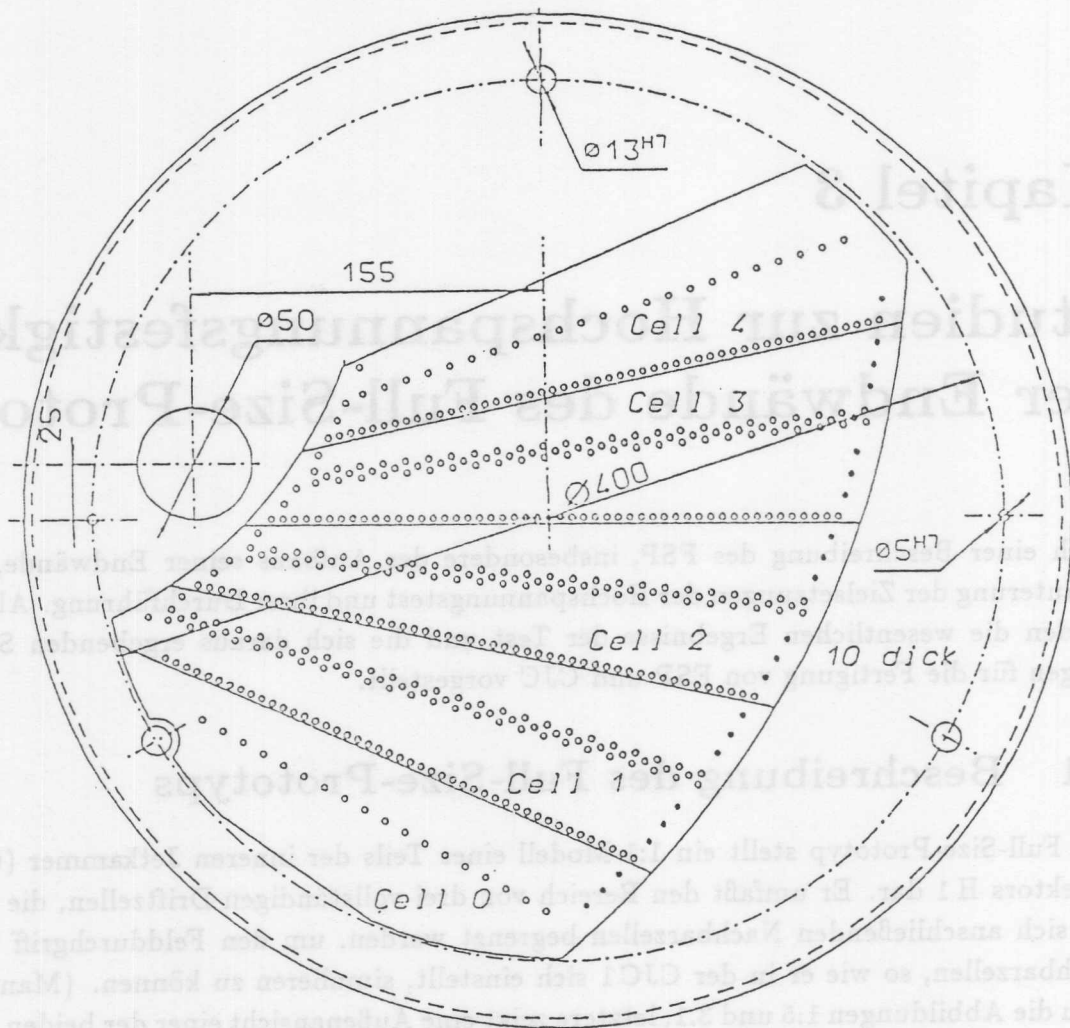


Abbildung 3.1: Außenansicht einer Endwand des FSP

Multilayer die hohen Anforderungen an die Spannungsfestigkeit zu erfüllen vermag. (Näheres hierzu wird in Abschnitt 3.2.1 erläutert werden.)

- Es sollte getestet werden, ob das Design der Driftzellen der CJC die geforderten Ansprüche einer hohen Ortsauflösung ($\approx 100 \mu\text{m}$) und einer guten Doppelspurauflösung erfüllt.
- Mit Hilfe des FSP wird es möglich sein, im Betrieb der CJC eventuell auftretende Probleme anhand eines Moduls nachzuvollziehen und deren Lösung daran auszutesten.

- Mit Hilfe der in Kapitel 4 vorgestellten Methode wird es möglich sein, Beeinträchtigungen der Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Signaldrähte in Abhängigkeit von verschiedenen Betriebsbedingungen zu untersuchen.

Während des Aufbaus des FSP galt besondere Aufmerksamkeit der Hochspannungsfestigkeit der Endplatten. Sowohl die Verklebung der Sandwichstruktur aus Endplatten und Platinen als auch die Multilayer-Schichtung der Platinen selbst gaben Anlaß zur Sorge. Da im Layout der CJC Maximalspannungen über 6 kV und Spannungsdifferenzen zwischen den Drähten von bis zu 4 kV über Distanzen von wenigen Millimetern vorgesehen sind, kann es zu schwerwiegenden, die Funktion der Kammer beeinträchtigenden Effekten kommen:

- Es treten Leckströme auf, die Abweichungen der Sollströme in den Spannungszuführungen verursachen. Dies äußert sich in einer Änderung der Sollspannungen an den Drähten, da diese über Spannungsteilerketten versorgt werden, in denen ein definierter Strom fließen muß. Zu starke Stromflüsse können zudem zu Schäden in den Leiterbahnen der Platinen führen.
- Es treten Koronaentladungen auf. Dabei handelt sich es um kurzzeitige starke Stromflüsse, die an Spitzen oder an Grenzschichten von Gebieten mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten auftreten [11],[5]. Sie führen zu Störsignalen in der Datenauslese und können langfristig zur Zerstörung des Materials und damit zu Spannungsdurchbrüchen führen.
- Spannungsdurchbrüche treten insbesondere an schadhafte Stellen im Material oder an vorgeschädigten Gebieten, die durch permanente Entladungen (s.o.) weiter geschädigt werden, auf. Einzelne Drähte, schlimmstenfalls die gesamte Driftzelle, können dadurch ausfallen.

Der FSP besteht im wesentlichen aus zwei Teilen, einem Eisenrohr mit 5 mm Wandstärke, das als Gasbehälter und zur elektrischen Abschirmung dient, und einem die Endwände tragenden Innenteil, in dem die Drähte gespannt werden.

Das Innenteil dient als Tragekonstruktion für die Endplatten und besteht aus zwei Aluminium-Ringen, die durch drei sogenannte Stützstangen verbunden sind. Mit den Aluminium-Ringen werden dann die Endwände verklebt. Nach dem Spannen der Drähte wird dann die gesamte Konstruktion in das Eisenrohr geschoben und mit Klammern befestigt. Für die Gasdichtigkeit sorgen dabei O-Ring-Dichtungen, die durch das Festziehen der Klammern für diesen Zweck hinreichend gequetscht werden können [14]. Eine genauere Beschreibung der Endwände wird in dem nun folgenden Abschnitt gegeben.

3.2 Die Hochspannungstests

Die Durchführung von Hochspannungstest an den Endwänden des FSP wurde motiviert durch die aus dem Layout der CJC folgenden geringen Abstände von Drähten und Spannungszuführungen (typischerweise 5 mm), zwischen denen hohe Spannungsdifferenzen angelegt werden. Es war von vornherein bekannt, daß gewisse Punkte hierbei besonders kritisch sein würden. Um diese Stellen möglichst zerstörungsfrei auf ihre Spannungsfestigkeit hin

überprüfen zu können, wurde eine spezielle Meßapparatur gebaut. Es zeigte sich jedoch im Verlaufe der ersten Test, daß man, bedingt durch die Konstruktion der Apparatur, nicht zu einfach interpretierbaren Aussagen gelangen konnte. Darum wurde ein besonderes Verfahren entwickelt, um dennoch zu aussagekräftigen Ergebnissen zu kommen. Es umfaßt sowohl exakte Angaben zur Durchführung eines Hochspannungstests als auch eine präzise Vorschrift zur Handhabung der Endplatten.

Im ersten Abschnitt wird der Aufbau der Endwände genauer erläutert. Dabei wird zugleich auf die bezüglich der Hochspannungsfestigkeit kritischen Stellen eingegangen. Der zweite Abschnitt umfaßt die Entwicklung und Beschreibung eines Standard-Prüfverfahrens. Im letzten Abschnitt werden dann die wichtigsten mit dem Verfahren erhaltenen Ergebnisse und die aus ihnen resultierenden Schlußfolgerungen vorgestellt.

3.2.1 Ziele der Hochspannungstests

Aus dem Aufbau der Endwände ergeben sich im Zusammenhang mit den vorgesehenen Betriebsspannungen einige kritische Bereiche, die einer eingehenden Untersuchung unterzogen werden sollten. Das Meßverfahren der Hochspannungstests wurde auf das Studium solcher Problemzonen abgestimmt. Die Kenntnis des Aufbaus der Endwände ist zum Verständnis des Verfahrens Voraussetzung.

Die Basis der Endwände bilden 10 mm starke Platten aus glasfaserverstärktem Kunststoff mit einem Außendurchmesser von 460 mm bzw. 474 mm¹. Entsprechend der Anordnung der Drähte befinden sich in der Platte durchgehende Bohrungen (Durchmesser 3 mm), die dazu dienen, die Drahtdurchführungen aufzunehmen. Letztere bestehen aus einem Messingstift und einem sogenannten Crimpteil² für die Befestigung und Positionierung der Drähte.

Für jede einzelne Driftzelle werden auf der Innen- und Außenseite Platinen aufgeklebt. Die Platinen auf der Außenseite dienen der Spannungszuführung. Die Messingstifte werden in diese Platinen in dafür vorgesehene Bohrlöcher eingepreßt. Sie sitzen so zuerst fest in der Platine und werden erst beim Aufkleben in die Löcher der GFK-Platte eingeführt. Die Platinen der Innenseite tragen schmale Metallstreifen auf ihrer Oberfläche, die dazu dienen, später im Betrieb das Driftfeld im Bereich der Endwand zu formen (*field-shaping-strips*). Diese Field-Shaping-Platinen werden ebenfalls aufgeklebt. Anschließend werden über speziell in das GFK-Material eingefräste Kanäle alle Zwischenräume zwischen den Platinen und zwischen Stiften und Lochwänden mit einem Kunstharz vergossen³. (Erst nachdem dieser Fertigungsschritt erfolgt ist, werden die Löcher für die Crimpteile in die Messingstifte gebohrt. Zum Zeitpunkt des Hochspannungstests ist dieser Schritt jedoch noch nicht ausgeführt. Es wird daher auf diesen und die folgenden Schritte im Aufbau der Endwände nicht weiter eingegangen.) Die sich hieraus ergebende Sandwichstruktur ist in Abb. 3.2 gezeigt. Verklebung und Verguß stellen den ersten bezüglich der Hochspannungsfestigkeit kritischen Bereich dar. Zwar sind das Vergußmaterial (Zweikomponenten-Vergußmasse: Araldit AY 103/Härter HY 956 von CYBA-GEIGY, elektrische Durchschlagsfestigkeit: 20 $\frac{kV}{mm}$), spe-

¹Die verschiedenen Durchmesser ergeben sich aus der Konstruktion des Innenteils. Nach dem Einschieben befindet sich die kleinere Platte *innerhalb* des Rohres, die größere jedoch *außerhalb*.

²von engl. *to crimp* = zusammenquetschen

³Das Vergußverfahren wurde von der Firma Stesalit entwickelt, die auch über die entsprechenden Pläne und Beschreibungen der Arbeitsabläufe verfügt. [17]

zifischer Durchgangswiderstand: $10^{16} \Omega \text{cm}^4$; für die Verklebung wird ein ähnliches Material verwendet) und GFK (Hersteller: Stesalit, elektrische Durchschlagsfestigkeit $19 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$, spezifischer Durchgangswiderstand $3 \times 10^{15} \Omega \text{cm}^5$) extrem hochspannungsbeständig, jedoch können Einschlüsse von Schmutzpartikeln, ganz besonders aber von Luftblasen, zur Entwicklung von Koronaentladungen und bei längerem Betrieb letztendlich zu Durchschlägen führen. Das bedeutet, daß hohe Anforderungen an die Reinheit der Werkstücke und an die Sorgfalt der Fertigung gestellt werden müssen. Mit Hilfe der Hochspannungstests sollen in diesem Bereich eventuell auftretende Fehler nachgewiesen werden können.

Der zweite kritische Bereich ist die Multilayer-Platine für die Spannungszuführung. Es ist aus der industriellen Großserienfertigung bekannt, daß die Produktion von Multilayern an und für sich schon nicht unproblematisch ist [15]. Die hohen Anforderungen an Hochspannungsfestigkeit im Zusammenhang mit den geringen Distanzen zwischen Drähten und Pads (sie stellen die Kontaktpunkte dar, an denen Steckerleisten für die Spannungszuführung zur Platine aufgelötet werden, man vergleiche Abb. 3.3) erhöhen die Schwierigkeiten. In Abb. 3.3 sind die vier Layer-Ebenen dargestellt. Sie bestehen aus einem hochspannungsfestem Verbundmaterial (mehrere in ihrer Orientierung gegeneinander um 45° verdrehte Glasfaserlagen in einer Kunstharzmatrix). Ebene 1 bildet die Oberfläche der Layer⁶. Auf ihr sind die Pads, die, um Spitzeneffekte zu vermeiden, abgerundet sind, und die Bohrlöcher für die Drahtdurchführungen zu sehen (große schwarze Punkte). Sie sind mit einem Kupferring innen ausgekleidet, der über Leiterbahnen mit den entsprechenden Pads verbunden ist. Die Messingstifte werden in diesen Kupferring eingepreßt und erhalten auf diese Weise ihren elektrischen Kontakt. Leider kann es bei diesem Einpreßvorgang zu Schädigungen des Layer-Materials kommen, die Schichten lösen sich voneinander ab (Delamination), und es bilden sich Bereiche, in denen es später zu Spannungsdurchschlägen kommen kann. Ebene 2 besteht aus der zur elektrischen Abschirmung dienenden Masse-Ebene. Das gesamte schwarz gezeichnete Gebiet entspricht einer Kupferkaschierung, in der nur die Umgebungen der Bohrungen und der Spannungszuführungen in die tieferen Ebenen freigelassen sind. Ebene 3 enthält die Spannungszuführungen zu einer Potentialdrahtreihe und einigen Feld- und Kathodendrähten (s. u.). Die kleinen schwarzen Punkte an den Enden der Leiterbahnen zeigen die Positionen von mit Kupfer gefüllten Sacklöchern an, die für die Kontaktierung von den auf der Ebene 1 liegenden Pads zu den in dieser Ebene liegenden Leiterbahnen sorgen. Ebene 4 schließlich bildet lediglich die untere abschließende Isolierung. In Abb. 3.4 sind anhand von Ebene 1 die Bezeichnungen und die Numerierungen der Drähte gezeigt: S steht für Signaldraht, P für Potentialdraht, F für Felddraht und K für Kathodendraht. Weiterhin sind die wichtigsten Betriebsspannungen angegeben. Sie entsprechen allerdings nicht exakt den im späteren Betrieb eingestellten Werten, sondern stellen eine grobe Abschätzung der bei diesem Layout maximal zu erwartenden Werte dar⁷. Aus Sicherheitsgründen wäre ein Faktor 2 in der Hochspannungsfestigkeit wünschenswert.

An allen Potentialdrähten liegt die gleiche Spannung (0 kV), alle Signaldrähte befinden sich

⁴Bei 23°C , Angabe des Herstellers

⁵Bei 23°C , Angabe des Herstellers

⁶Zur Isolierung wird diese nach den Tests und dem Auflöten der Steckerleisten ebenfalls mit Araldit vergossen.

⁷Die korrekten Spannungen werden erst nach der endgültigen Wahl des Kammergases und nach ausführlichen Feldrechnungen festgelegt.

ebenfalls auf dem gleichen Potential ($+1.9\text{ kV}$), lediglich in der Kathodendrahtreihe steigen die Spannungswerte von -6.6 kV auf -2.2 kV in etwa gleich großen Schritten. Folgende Bereiche sind auf dem Multilayer besonders kritisch:

- Bei der geringen Distanz zwischen Masse-Ebene und den Kupferringen der Bohrungen (Abstand 1.0 mm) können starke Koronaentladungen und Durchschläge auftreten. Eventuelle Delaminationen verschärfen die Situation zusätzlich.
- Durch Delaminationen kann es zwischen Signaldrähten und Potentialdrähten (Abstand der Kupferringe 2.5 mm , Spannung 1.9 kV) zu Leckströmen, Koronaentladungen und Durchschlägen kommen.
- Die kleinen Abstände (1.0 mm) in der Padreihe neben den Potentialdrähten können zu Überschlügen zwischen Signaldraht-Pads und Potentialdraht- bzw. Masse-Pads (jeder dritte Pad ist zur Masse-Ebene durchkontaktiert) führen.
- Ähnliches gilt für die Pads der Felddrähte F 1 bis F 3 und die Pads der Kathodendrahtreihe (K 1 bis K 8). Besonders kritisch ist auch der geringe Abstand (0.5 mm) zwischen dem Pad für F 2 und dem Kathodendraht K 3, da hier die Spannungsdifferenz besonders hoch ist (3 kV).

Um sich nun ein genaueres Bild vom Verhalten der Endplatten unter Hochspannung machen zu können, ist es eigentlich notwendig, an jedes Paar nebeneinanderliegender Drähte und Pads die entsprechende Spannungsdifferenz anzulegen, den dabei auftretenden Leckstrom zu messen und danach die Spannungsdifferenz zu ermitteln, bei der Koronaentladungen einsetzen. (Sie gehen in der Regel einem Spannungsdurchbruch voraus; da die Test zerstörungsfrei sein sollen, verbietet es sich, diesen Fall herbeizuführen.) Dies hätte jedoch zu einem nicht akzeptablen zeitlichen Meßaufwand geführt. Daher wurde ein System entwickelt, die Drähte gruppenweise auf sinnvoll gewählte Potentiale zu setzen und für diese den Leckstrom zu bestimmen. Danach wird für diese Gruppe die Einsatzspannung für Koronaentladungen ermittelt.

SIGNALDRAHT POTENTIALDRAHT

FELDDRAHT

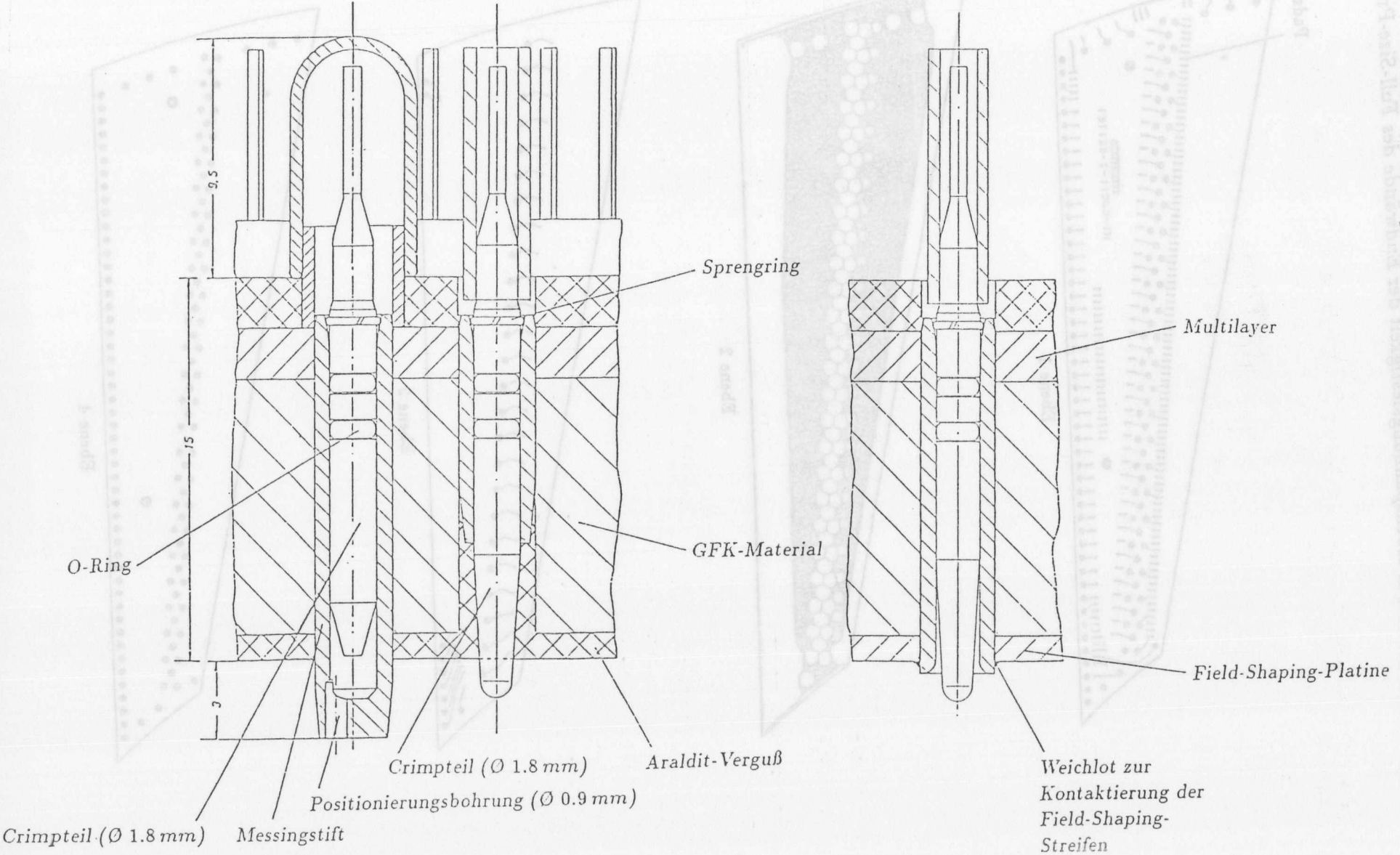


Abbildung 3.2: Querschnitt der Signaldraht-, Potentialdraht- und Felddrahtdurchführungen in der Endwand

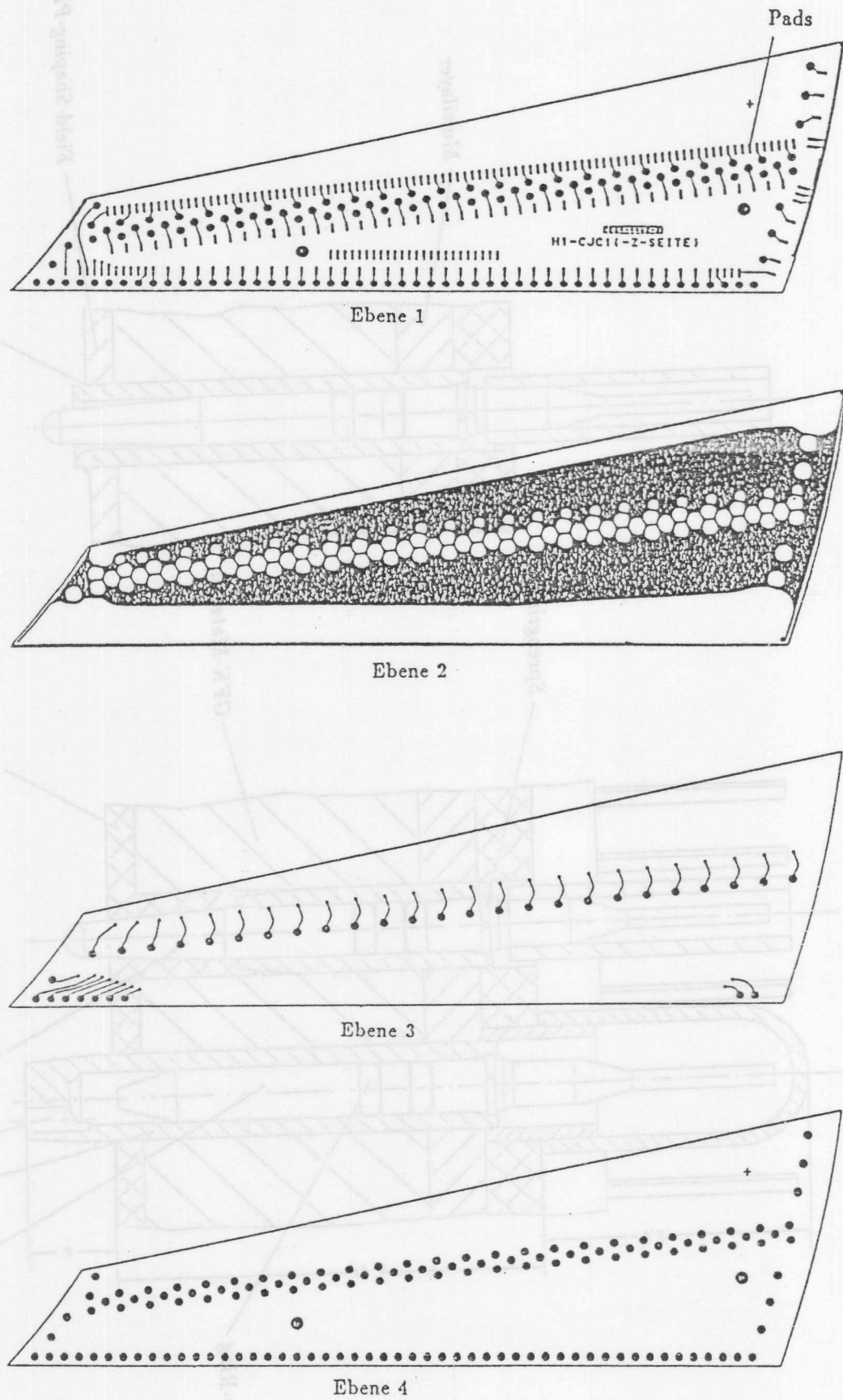


Abbildung 3.3: Layer-Ebenen 1 bis 4 der Platine für die Spannungszuführung

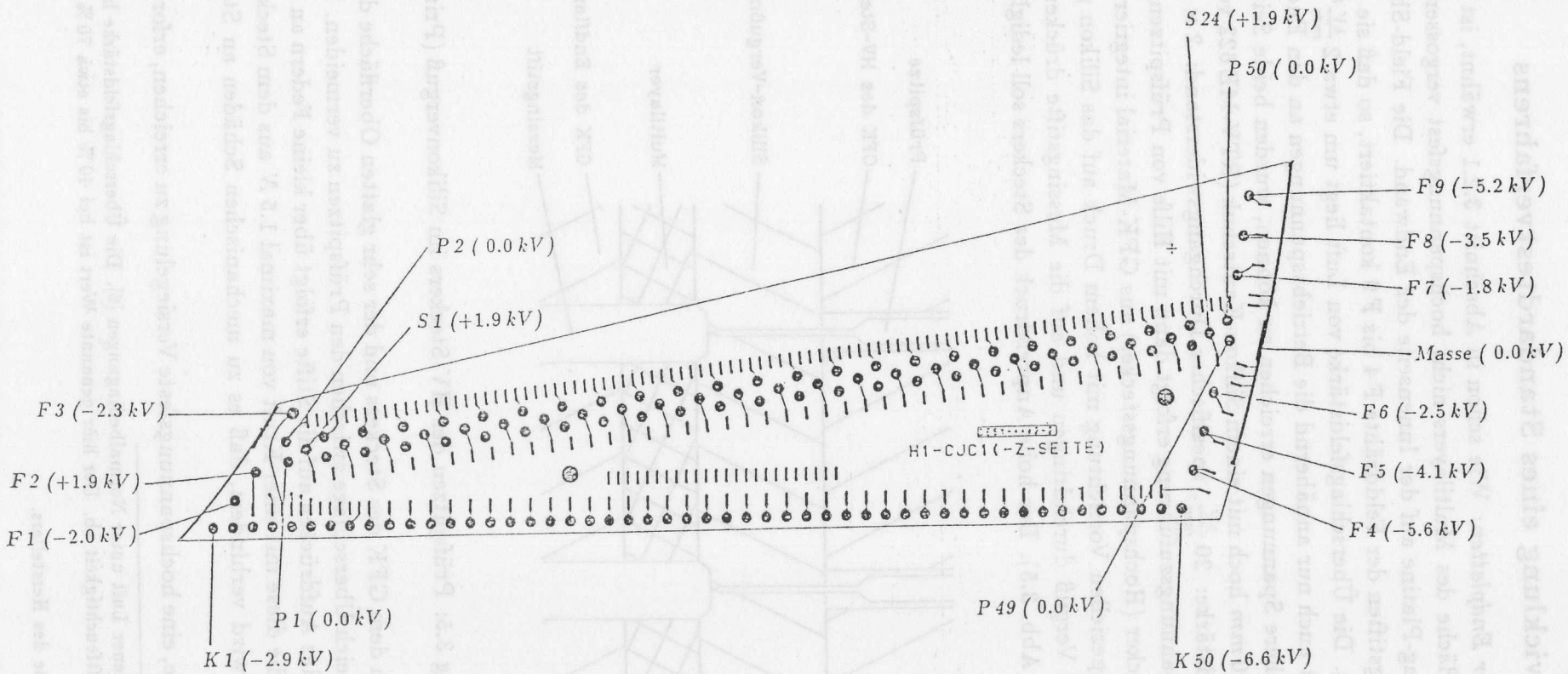


Abbildung 3.4: Bezeichnungen der Drähte und ihre Betriebsspannungen

3.2.2 Entwicklung eines Standardtestverfahrens

Vorbereitung der Endplatten: Wie schon in Abschnitt 3.2.1 erwähnt, ist zum Zeitpunkt der Tests die Oberfläche des Multilayers nicht hochspannungsfest vergossen. Gleiches gilt für die Field-Shaping-Platine auf der Innenseite der Endwand. Die Field-Shaping-Streifen sind mit den Messingstiften der Felddrähte F 4 bis F 9 kontaktiert, so daß sie ebenfalls auf Hochspannung liegen. Die Überschlagsfeldstärke von Luft liegt um etwa $2 \frac{kV}{mm}^8$, daher ist es nicht möglich, an Luft auch nur annähernd die Betriebsspannungen an den Endplatten anzulegen. Um dennoch höhere Spannungen erreichen zu können, wurden beide Seiten der Endplatten etwa 5 mm bis 10 mm hoch mit einem Silikon-Kautschuk (RTV-ME 622 von Wacker Silicone, Durchschlagsfeldstärke: $20 \frac{kV}{mm}$, spezifischer Durchgangswiderstand: $2 \times 10^{14} \Omega cm^9$) vergossen. Die Hochspannungszuführung erfolgt dann mit Hilfe von Prüfspitzen, die in einem sogenannten HV-Stecker (Hochspannungsstecker) aus GFK-Material integriert sind. Der Stecker wird mit einer speziellen Vorrichtung mit hohem Druck auf das Silikon gepreßt, so daß die Prüfspitzen den Verguß durchdringen und auf die Messingstifte drücken (siehe hierzu die Prinzipskizze in Abb. 3.5). Der hohe Anpreßdruck des Steckers soll lediglich für einen guten

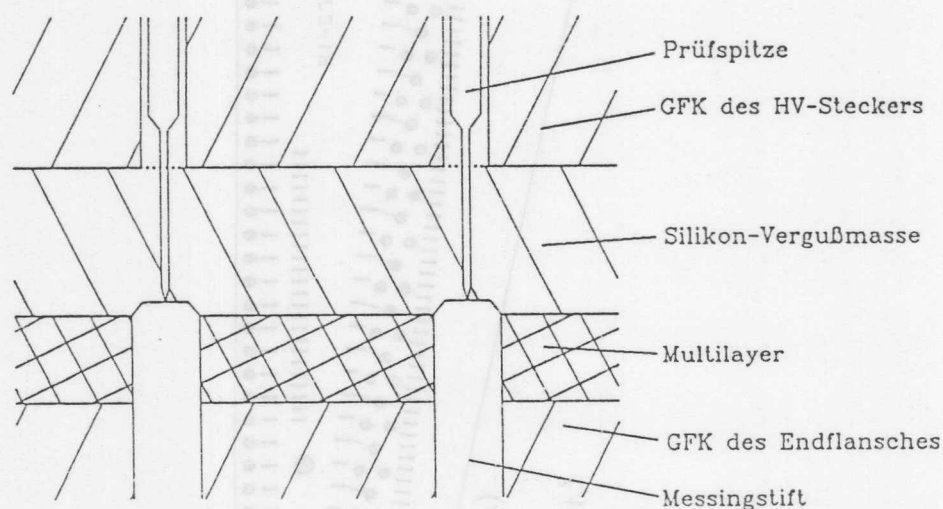


Abbildung 3.5: Prüfspitzen des HV-Steckers im Silikonverguß (Prinzipskizze)

Kontakt zwischen dem GFK des Steckers und der sehr glatten Oberfläche des Silikons sorgen, um in diesem Bereich Überschlüge zwischen den Prüfspitzen zu vermeiden. Das Durchdringen des Silikons und das Aufdrücken auf die Stifte erfolgt über kleine Federn an den oberen Enden der Prüfspitzen, die diese mit einer Kraft von maximal 1.5 N aus dem Stecker herausdrücken. Auf diese Weise wird verhindert, daß es zu mechanischen Schäden an Stiften und Spitzen kommt.

Diese Methode, eine hochspannungsfeste Versiegelung zu erreichen, erfordert höchste Sorg-

⁸ $3.2 \frac{kV}{mm}$ bei trockener Luft unter Normalbedingungen [6]. Die Überschlagsfeldstärke hängt besonders stark von der relativen Luftfeuchtigkeit ab. Der hier genannte Wert ist bei 40 % bis etwa 70 % relativer Luftfeuchte sicher erreichbar.

⁹Bei 23°C, Angabe des Herstellers.

falt in der Handhabung der Endplatten. Vor dem Vergießen mit Silikon ist die Oberfläche gründlich von Schmutzresten und Fett aus den vorangegangenen Fertigungsschritten zu reinigen, da selbst geringfügige Rückstände zu Kriechströmen und Durchschlägen im Zwischenraum zwischen Platte und Verguß führen können. Zur Reinigung wurde folgende Prozedur eingehalten:

1. Vorreinigung durch gründliches Waschen mit Spiritus.
2. Reinigung im Ultraschallbad; etwa 15 min lang in einer ca. 40°C warmen Tensidlösung (3%ige Lösung Tickopur R 33).
3. Nachspülen mit klarem Wasser.
4. Abspritzen unter Hochdruck mit entionisiertem Wasser und nachträgliches Trocknen mit entölter Preßluft.
5. 24stündige Trocknung im Ofen bei 40°C bis 45°C.

Während und nach der so erfolgten Reinigung wurde genauestens darauf geachtet, daß die Oberflächen der Platten nicht mehr angefaßt oder beschmutzt wurden. Aus diesem Grunde wurden die Platten gründlich in Aluminiumfolie eingeschlagen. Dann erfolgte der Silikonverguß in einer speziell dafür konstruierten Vorrichtung. Der Verguß wurde nach 24 Stunden entformt und weitere 24 Stunden im Ofen bei etwa 40°C nachgetempert, um eventuelle Rückstände von Lösungsmitteln in der Vergußmasse auszugasen. Für die Oberfläche des Silikonvergusses galten die gleichen Vorschriften peinlichster Sauberkeit wie für die Endplatten, und es wurde stets auf eine vorsichtige Handhabung während der Hochspannungstest geachtet.

Aufbau der Hochspannungstestvorrichtung: Die Anordnung der Prüfspitzen im Hochspannungsstecker entspricht der Anordnung der Messingstifte in einer Zelle. (Es existieren zwei zueinander spiegelbildliche Versionen des Steckers, da die Außenseiten der Endplatten spiegelbildlich zueinander sind.) Zusätzlich hat eine weitere Prüfspitze Kontakt zur Masse-Beschichtung am äußeren Rand der Platine (siehe Abb. 3.4), und es existieren Spitzen für die Kathodendrahtreihe der benachbarten Zelle. Die Prüfspitzen sind innerhalb des Steckers zu bestimmten Gruppen, sogenannten Prüfeinheiten, miteinander verdrahtet. Es wird dann die gesamte Gruppe und nicht ein einzelner Draht (bzw. eine Spitze, diese Begriffe stehen im weiteren synonym füreinander) auf Hochspannung gesetzt. Eine Ausnahme bilden lediglich einige Felddrähte. Die Bezeichnungen der Prüfeinheiten und die zu ihnen gehörenden Drähte sind im folgenden aufgelistet (vergl. auch Abb. 3.4):

- Ku - Kathodendrähte mit ungeraden Nummern (K 1, K 3,...K 49)
- Kg - Kathodendrähte mit geraden Nummern (K 2, K 4,...K 50)
- Pu - Potentialdrähte mit ungeraden Nummern (P 1, P 3,...K 49)
- Pg - Potentialdrähte mit geraden Nummern (P 2, P 4,...K 50)
- Sn - Signaldrähte mit niedrigen Nummern (S 1,...S 12)
- Sh - Signaldrähte mit hohen Nummern (S 13,...S 24)

F 1, F 2, F 3, F 5, F 8	-	Felddrähte 1, 2, 3, 5, 8
F 4,6	-	Felddrähte 4 u. 6 zusammen
F 7,9	-	Felddrähte 7 u. 9 zusammen
M	-	Masse-Anschluß
KnZ	-	Kathodendrähte der nächsten Zelle

Der Aufbau der Hochspannungstestvorrichtung ist in Abb. 3.6 gezeigt. Die Spannungsversorgung des Steckers bzw. der Prüfeinheiten in ihm erfolgt mittels Hochspannungskabel über einen Verteilerkasten und einen Hochspannungsadapter, der seinerseits an ein Hochspannungsversorgungsgerät (max. 13 kV) angeschlossen ist. Die Prüfeinheiten können wahlweise am Verteilerkasten an Masse oder Hochspannung angeschlossen werden, wobei die Polung der Spannung am Versorgungsgerät einstellbar ist. Die Einstellung der Hochspannung selbst wird mit einer Fernsteuerung durchgeführt. Die Messung des Leckstromes erfolgt über ein Nanoampèremeter zwischen Masse-Anschluß des Verteilerkastens und Masse-Anschluß des Adapters; es wird also der gesamte Strom aller Hochspannung führender Teile gegen Erde gemessen. Hinter dem Ampèremeter befindet sich ein sogenannter Korona-Transformator, der die Strompulse der Koronaentladungen aus dem gleichförmigen Leckstrom auskoppelt und über einen Spannungsbegrenzer zum Schutz der Apparatur auf einem Oszilloskop sichtbar macht.

Zusammenstellung von Standardprüfgruppen und Durchführung der Tests: Alle Messungen werden mit der Standardprüfspannung von 4 kV in beiden Polungen durchgeführt. Dieser Wert stellt einen Kompromiß zwischen verschiedenen Ansprüchen an die Tests und Beschränkungen durch die Meßapparatur dar. Zum einen zeigte sich leider, daß auch der Silikonverguß es nicht in allen Fällen erlaubte, Spannungen über 6 kV anzulegen. D. h., daß ein Faktor 2 in den Spannungswerten nicht immer erreichbar ist. Diese Einschränkung wurde zurückgeführt auf einen nicht vollkommen hochspannungsfesten Kontakt zwischen Silikonverguß und Platinenoberfläche. Daß die erreichbaren Spannungen an ein und derselben Zelle stark von der relativen Feuchte der umgebenden Luft abhängig waren, unterstützte diese Vermutung. Als Konsequenz daraus wurde festgelegt, daß alle Tests nur bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von weniger als 70 % durchzuführen sind. (Später konnte durch Zuhilfenahme einer Lufttrocknungsanlage die relative Feuchte bei etwa 40 % gehalten werden, was zu zufriedenstellenden Ergebnissen führte.) Sicher erreichbar, d. h. ohne Auftreten von Koronaentladungen, waren unter diesen Bedingungen stets ± 4 kV. Andererseits sollten alle Messungen von Leckströmen sowohl innerhalb einer Zelle als auch zwischen verschiedenen Zellen vergleichbar bleiben. Darum wurde festgelegt, daß für alle Tests die Prüfspannung des höchsten mit Sicherheit erreichbaren Wertes von 4 kV verbindlich ist.

Um mit einem vertretbaren Zeitaufwand einen aussagekräftigen Überblick über das Verhalten einer Zelle unter Hochspannung zu erhalten, wurden die Prüfeinheiten zu Prüfgruppen zusammengefaßt, wie sie das Prüfprotokoll in Abb. 3.7 zeigt. Die Prüfgruppen sind willkürlich durch Buchstaben gekennzeichnet (erste Spalte). In den folgenden Spalten der Tabelle sind die Prüfeinheiten angekreuzt, die auf Hochspannung liegen, *alle anderen* sind an Masse angeschlossen. Die drei letzten Spalten enthalten die angelegte Prüfspannung mit Polung, den bei dieser Spannung gemessenen Leckstrom und die Spannung, bei der der Einsatz von Koronaentladungen zu beobachten war. (Die Durchführung dieser Messungen wird weiter unten

beschrieben werden.) Für die Auswahl der Prüfgruppen waren folgende Überlegungen ausschlaggebend:

Die Gruppen A bis G: Den Felldrähten F 4 bis F 9 galt besonderes Interesse, da sie Punkte hoher Spannungen in einer weitgehend geerdeten Umgebung darstellen (Masse-Kontakt am Rand der Platine); die Felldrähte F 1 bis F 3 wurden wegen der Nähe ihrer Pads zu den Kathodendrähten untersucht.

Die Gruppen H bis J: Hier sollte der Gesamtstromfluß der dicht angeordneten Drahtreihe gegen Masse bestimmt und die Spannungsfestigkeit innerhalb der Drahtreihe geprüft werden.

Die Gruppen K bis M: Hier galt das Interesse der Spannungsfestigkeit gegenüber der Signaldrahtreihe.

Die Gruppen N bis P: Hier sollte umgekehrt die Spannungsfestigkeit der Signaldrahtreihen gegenüber den Potentialdrähten (umgekehrte Polung) und gegenüber der Masse-Ebene geprüft werden.

Die Gruppe Q: Diese Gruppe dient der Überprüfung der Spannungsfestigkeit im Grenzbereich zwischen den Platinen.

Die Gruppen R bis S: Sie dienen der Kontrolle des Verhaltens der Gruppen A bis G, da jeweils der mittlere Draht hinzugeschaltet ist und ein Stromfluß in seine Richtung unterdrückt wird.

Die Gruppen T bis V: Sie sind Kontrollgruppen für die Gruppen K bis M. Die umgekehrte Polung läßt genauere Aussagen über die Entwicklung von Koronaentladungen zu, die polungsabhängig sein können [11].

Die Gruppen W bis Y: Sie sind Kontrollgruppen für die Gruppen N bis P aus den oben genannten Gründen.

Die Gruppe Z: Kontrolle für die Gruppe B, ebenfalls aus obigen Gründen. (F 2 liegt im Betrieb auf positivem Potential.)

Die Durchführung von Hochspannungstest umfaßt nun die Bestimmung des Leckstromes bei der Standardprüfspannung von 4 kV und die Bestimmung der Einsatzspannung für Koronaentladungen für alle eben genannten Prüfgruppen in allen vollständigen Zellen der beiden Endwände. Um stets vergleichbare und reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, wurden die Meßverfahren für die Bestimmung des Leckstromes und die Ermittlung der Koronaeinsatzspannung — kurz Koronaspaltung genannt — wie folgt festgelegt:

Bestimmung des Leckstromes:

1. Zuerst wird am Spannungsversorgungsgerät eine Spannung von 4 kV, nach Wahl der Polung, eingestellt. (Alle Prüfeinheiten sind dabei an Masse angeschlossen.) Das Gerät wird dann mit Hilfe der Fernsteuerung ausgeschaltet.
2. Anschließen der Prüfeinheiten der entsprechenden Prüfgruppe an die Anschlüsse am Verteilerkasten. Der Rest der Prüfeinheiten bleibt an Masse.
3. Einschalten des Hochspannungsgerätes mit Hilfe der Fernsteuerung. Nachdem das Gerät die Prüfspannung erreicht hat, wird *eine Minute* gewartet und dann der noch fließende Leckstrom am Nanoampèremeter abgelesen und in das Protokoll eingetragen. Die Minute Wartezeit ist notwendig, um einem anfänglichen Ladestrom, der die gesamte Endplatte ähnlich einem Kondensator auflädt und nichts mit dem Leckstrom zu tun hat, abklingen zu lassen. Nach einer Minute ist dieser Strom nicht immer hinreichend abgeklungen, um verschiedene Messungen jedoch miteinander vergleichen zu können, wurde die Wartezeit auf eine Minute festgelegt.

Ermittlung der Koronaspannung:

1. Nachdem der Leckstrom gemessen worden ist, wird mit Hilfe der Fernsteuerung die Spannung in Schritten von 0.5 kV erhöht. Nach jeder Erhöhung um 0.5 kV wird nach einer kurzen Abklingzeit (etwa 15 s) kontrolliert, ob auf dem Bildschirm des Oszilloskops Koronaentladungen mit einer Häufigkeit von etwa $1-5 \text{ Hz}^{10}$ sichtbar sind. Ist dies *nicht* der Fall, folgt eine neuerliche Erhöhung der Spannung um 0.5 kV. Die Abklingzeit muß beachtet werden, da die zeitliche Variation der Spannung durch das Hochdrehen ebenfalls zu Koronaentladungen führen kann, die jedoch nichts mit den Entladungen unter permanenter Gleichspannung zu tun haben und nach kurzer Zeit wieder abklingen.
2. Werden auch nach der Abklingzeit noch Koronaentladungen mit einer Rate von etwa 1-5 Hz registriert, so wird vorsichtig die Spannung in 0.5 kV-Schritten wieder reduziert, bis die Entladungen ausbleiben. Der dann erreichte Spannungswert wird abgelesen und der um 0.5 kV *erhöhte* Wert dann als Koronaeinsatzspannung im Protokoll vermerkt. Diese Prozedur dient dazu, den nicht sehr scharf festgelegten Wert der Koronaeinsatzspannung durch die Vorgabe einer exakten Meßvorschrift zu definieren. Ergebnisse aus verschiedenen Messungen werden dadurch erst miteinander vergleichbar, und Messungen an der gleichen Prüfgruppe zu verschiedenen Zeiten werden (bei gleichen Randbedingungen, z. B. rel. Luftfeuchtigkeit) reproduzierbar.

Mit dem oben beschriebenen Meßablauf wurden die Endwände des FSP mehrmals einem Hochspannungstest unterzogen. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels sollen einige wichtige Ergebnisse dieser Tests vorgestellt werden. Erst die durch das Verfahren garantierte Aussagekraft und Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ließen für den Bau von FSP und CJC wichtige Schlußfolgerungen zu.

¹⁰Dies ist ein Wert, der bei der Beobachtung des Oszilloskops abgeschätzt werden muß, was einige Übung erfordert.

3.3 Ergebnisse der Hochspannungstests

Ausführlich Messungen an den beiden Endwänden¹¹ führte zu folgenden Ergebnissen:

1. Schäden oder "Auffälligkeiten" in der Stärke des Leckstromes wurden nur bei einer der Endplatten entdeckt. (Es handelt sich um die kleinere, die sich später innerhalb des Rohres befindet.) Alle "normalen" Ströme lagen, abhängig von der Größe der Prüfgruppe (d.h. der Zahl der Drähte), zwischen 0.5 nA (Felddrähte) und 5.0 nA (Kathodendrahtreihe). Man besitzt damit einen Überblick über das Hochspannungsverhalten des Layouts von Platten und Platinen, der als Referenz für weitere Messungen (z.B. an einem zweiten Paar Endwände und den Endplatten der CJC) dienen kann. Leckströme, die etwa zweimal größer als die Referenzwerte sind, können damit schon als "auffällig" gekennzeichnet werden, und die Zelle sollte in diesem Bereich einer eingehenden Prüfung unterzogen werden.
2. Schwieriger war es, Referenzwerte für die Koronaeinsatzspannungen zu erhalten. Die Einsatzspannungen lagen unabhängig von der Größe und der Drahtanordnung der Prüfgruppe zwischen 4 kV und 6 kV , wobei in der Regel 1 bis 5 Entladungen pro Sekunde zu beobachten waren. Vergleichsmessungen mit reinen Silikonvergußproben führten zu ähnlichen Ergebnissen, so daß die Einsatzspannung für Koronaentladungen als kein sehr sicheres Kriterium für das Erkennen von Schäden betrachtet werden kann. Nur Häufigkeiten weit über 10 Hz konnten auf Fehler in den Platten zurückgeführt werden.
3. Zwischen den Felddrähten F 5 und F 6 der ersten Zelle der kleineren Endplatte wurde ein erhöhter Leckstrom festgestellt. In den Prüfgruppen D und E (man vergl. Abb. 3.4 und Abb. 3.7) wurden Ströme von 10.0 nA bzw. 7.2 nA gemessen. Dies stellt einen um etwa eine Größenordnung erhöhten Strom dar. (Die Referenz liegt bei 1.0 nA für diese Gruppen.) Bei der Kontrollgruppe R zeigte sich dagegen kein erhöhter Strom (gemessen: 1.2 nA , Referenz: 1.0 nA). Dies ließ den Schluß zu, daß der Leckstrom nur zwischen den Felddrähten floß. Es konnte dann nachträglich mit Einzelprüfspitzen ein erhöhter Leckstrom zwischen F 5 und F 6 nachgewiesen werden. Eine Reparatur erfolgte nicht, da vermutet wurde, daß es sich um einen Oberflächeneffekt auf der Platine handelt. Dies sollte dann nach dem Vergießen mit Araldit (siehe Abschnitt 3.2.1) nochmals überprüft werden.
4. Zwischen dem Potentialdraht P 17 und dem Signaldraht S 9 der zweiten Zelle der gleichen Endplatte wurde ein Durchgang bei 4 kV entdeckt, der sich durch zwei- bis dreifach erhöhte Ströme in den Prüfgruppen K (9.1 nA), L (9.3 nA), T (6.3 nA) und U (6.6 nA) bemerkbar machte (Referenz für diese Prüfgruppen $\approx 3.5\text{ nA}$). Die Unterschiede in den Strömen zwischen den Gruppen K u. L einerseits und T u. U andererseits deuteten auf eine Polungsabhängigkeit im Spannungsverhalten des Durchgangs hin. Mit Hilfe der Untersuchung durch Einzelprüfspitzen konnte dies bestätigt werden. Es ergaben sich

¹¹Sie wurden noch ergänzt durch eine Reihe von Tests an sogenannten Prüflingen. Es handelt sich dabei um kleine rechteckige GFK-Platten, die lediglich zwei Zellen und die Kathodendrahtreihe der nächstfolgenden Zelle tragen.

folgende Verhältnisse (Der jeweils "angekreuzte" Draht ist an Hochspannung gelegt, der andere an Masse):

S 9	P 17	Spannung [kV]	Bemerkung
×		-4	kein Durchgang
	×	-4	Durchgang
×		-3	kein Durchgang

Da Spannungsdifferenzen unter 3 kV in beiden Polungen (im Betrieb 1.9 kV) gehalten werden konnten, erfolgte keine Reparatur. Das Langzeitverhalten dieser Stelle sollte jedoch überwacht werden.

5. Zwischen Signaldraht S 2 und der Masse-Ebene war vor den Tests schon ein Spannungsdurchbruch registriert worden. Es erfolgte eine Reparatur der schadhaften Stelle, indem der vom Spannungsüberschlag geschwärzte Kanal aus dem Layermaterial herausgefräst wurde. Die nun offene Stelle wurde dann sorgfältig gereinigt und mit Araldit vergossen. In Verlaufe der Tests zeigte sich dann, daß die Prüfgruppen (O und X), zu denen der Draht gehörte, keine auffälligen Ströme aufwiesen; sie betrug 1.4 nA bzw. 1.3 nA bei einer Referenz von 1.5 nA . Es konnte damit gezeigt werden, daß Reparaturen von Spannungsdurchbrüchen im Multilayer möglich sind. Dies ist ein besonders wichtiges Ergebnis im Hinblick auf die Fertigung der Endplatten der CJC.

Die in diesem Kapitel vorgestellte Methode der Hochspannungstests bildet die Grundlage für die Test an den CJC-Endplatten. Zwar läßt sich das Verfahren nicht direkt auf die CJC übertragen, da die Größe der Platten ein genaues Einhalten der Reinigungsprozedur (Ultraschallbad) und die Herstellung eines Silikonvergusses erschwert. Auch erfordert das Testen von 30 (CJC 1) bzw. 60 (CJC 2) Zellen mit den angegebenen Prüfgruppen einen zu hohen Zeitaufwand. Da jedoch aufgrund der schon durchgeführten Untersuchungen ein reichhaltiges Spektrum an Erfahrungen über das Hochspannungsverhalten des Layouts von Platinen und Endplatten vorliegt, ist es möglich, ein ökonomisches Verfahren zu entwickeln, das sich lediglich auf besonders interessante Bereiche konzentriert (z.B. Felddrähte, Signal- und Potentialdrähte).

Dies wurde in begrenztem Umfang schon für ein zweites Paar Endwände (für den FSP) durchgeführt, so daß ihre Herstellung im wesentlichen dem Fertigungsprozeß der CJC-Endplatten entspricht.

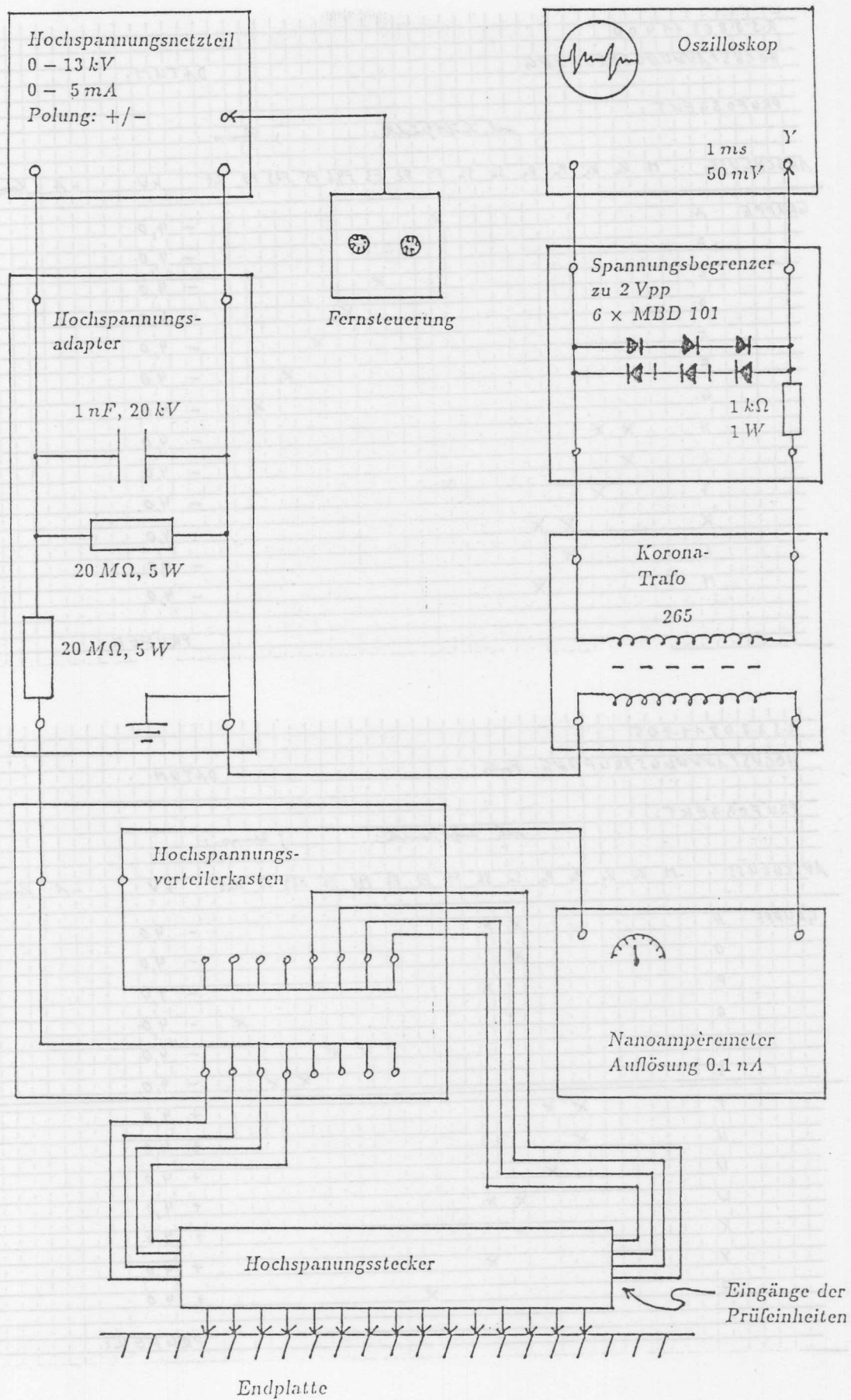


Abbildung 3.6: Schaltplan der Hochspannungstestvorrichtung

R.5 8.8.08.11.400
 HOCHSPANNUNGSPRÜFUNG ... DATUM:
 PRÜFOBJEKT: rel. Luftfeuchte: j. Temp.:
 ANSCHLUSS: M₁ K₁ K₂ P₁ P₂ S₁ S₂ F₁ F₂ F₃ F₄ F₅ F₆ F₇ F₈ K₂ kV nA Kennzahl/Phen

GRUPPE	M ₁	K ₁	K ₂	P ₁	P ₂	S ₁	S ₂	F ₁	F ₂	F ₃	F ₄	F ₅	F ₆	F ₇	F ₈	K ₂	kV	nA	Kennzahl/Phen
A								X									- 4,0		
B									X								- 4,0		
C										X							- 4,0		
D											X						- 4,0		
E												X					- 4,0		
F													X				- 4,0		
G														X			- 4,0		
H		X	X														- 4,0		
I		X															- 4,0		
J			X														- 4,0		
K				X	X												- 4,0		
L				X													- 4,0		
M					X												- 4,0		

PRÜFER:

R.5 8.8.09.11.405
 HOCHSPANNUNGSPRÜFUNG Form 5 ... DATUM:
 PRÜFOBJEKT: rel. Luftfeuchte: j. Temp.:
 ANSCHLUSS: M₁ K₁ K₂ P₁ P₂ S₁ S₂ F₁ F₂ F₃ F₄ F₅ F₆ F₇ K₂ kV nA Kennzahl/Phen

GRUPPE	M ₁	K ₁	K ₂	P ₁	P ₂	S ₁	S ₂	F ₁	F ₂	F ₃	F ₄	F ₅	F ₆	F ₇	K ₂	kV	nA	Kennzahl/Phen
N						X	X									- 4,0		
O						X										- 4,0		
P							X									- 4,0		
Q															X	- 4,0		
R										X	X					- 4,0		
S												X	X			- 4,0		
T				X	X											+ 4,0		
U				X												+ 4,0		
V					X											+ 4,0		
W						X	X									+ 4,0		
X						X										+ 4,0		
Y							X									+ 4,0		
Z								X								+ 4,0		

PRÜFER:

Abbildung 3.7: Prüfprotokollformulare für die Hochspannungstests

Kapitel 4

Studien zur Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Signaldrähte

Zur Überwachung des Betriebs einer Driftkammer ist es sinnvoll, die mit ihr genommenen Daten einer genauen Untersuchung zu unterziehen. Besondere Aufmersamkeit gilt hierbei der Wahrscheinlichkeit, mit welcher die Signaldrähte beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch die Kammer ansprechen. Die für eine solche Untersuchung benötigten Methoden und Algorithmen sollen in den folgenden Abschnitten, nach einer kurzen Darlegung der Ziele, beschrieben werden. Ergebnisse, die aus Daten einer kleinen Testkammer ermittelt wurden, werden dann im letzten Abschnitt vorgestellt.

4.1 Zielsetzung der Studie

Ebenso wichtig wie der Test zur Betriebssicherheit (z. B.: Hochspannungsfestigkeit, siehe Kap. 3) des FSP (oder jeder anderen Driftkammer) während der Bauphase ist die Kontrolle des späteren Betriebs. Besondere Aufmerksamkeit gilt hierbei der Sicherheit, mit der das Signal, das durch eine Teilchenspur in der Kammer hervorgerufen wurde, mit einem einzelnen Signaldraht nachgewiesen werden kann. Diese Ansprechwahrscheinlichkeit eines einzelnen Signaldrahtes — im weiteren kurz Einzeldrahteffizienz genannt — kann dazu herangezogen werden, Fehler an den Drähten selbst oder ihrer Kontaktierung in der Durchführung aufzudecken, die nach längerem Betrieb oder außergewöhnlichen Belastungen aufgetreten sind. Darüber hinaus ist es möglich, die Auswirkung von Inhomogenitäten des Driftfeldes, die besonders im Randbereich der Driftzelle auftreten, abzuschätzen. Untersuchungen hierzu in Abhängigkeit vom Driftfeld, Gasverstärkungsfeld, Gasmischung etc. können helfen, den Betrieb des FSP zu optimieren. Beschränkt lassen sich sogar Fehler oder Schäden der Auslese-Elektronik (gemeint ist das System von Vorverstärker, Übertragungskabel und FADC's) als solche erkennen und eingrenzen, obwohl hierin nicht das eigentliche Ziel der Effizienzstudien zu sehen ist. Die durch die Poisson-Statistik der Erzeugung von Elektronen hervorgerufene Ineffizienz ist bei den hier untersuchten Kammern vernachlässigbar klein. Aufgrund der Breite des Driftraumes eines Drahtes (siehe Abschnitt 4.1.1) ist die Wahrscheinlichkeit, daß bei einem Teilchendurchgang auf dieser Strecke keine Ionisation stattgefunden hat, kleiner

als 10^{-6} (berechnet für Ar/C_2H_6 50/50 nach Referenz [12] und Gl. 2.3).

Zur Durchführung der Studien bieten sich die mit der Kammer genommenen Rohdaten an, da in ihnen noch alle überhaupt verfügbaren Informationen vorliegen. Wie diese dann aufbereitet werden, die Bestimmung der Einzeldrahteffizienz durchgeführt wird und die weitestmögliche Trennung der oben beschriebenen Effekte erfolgt, soll in den beiden folgenden Abschnitten (4.2 u. 4.3) erläutert werden.

4.1.1 Bemerkungen zur Durchführung der Studie

Die Entwicklung von Programmen zur Analyse der Daten des FSP ist ein natürlicher Teil der Vorbereitungen zu seinem Betrieb. Im Verlauf der einzelnen Produktionsschritte des Paares Endplatten wurden wichtige Erfahrungen zur Verbesserung dieser Schritte gewonnen. Einen großen Beitrag dazu leisteten die in Kapitel 3 beschriebenen Hochspannungstests. Die daraus resultierenden Verbesserungen konnten natürlich nicht mehr an dem schon vorhandenen Paar FSP-Endplatten vorgenommen werden, sondern hätten nur noch direkt in die Produktion der Endplatten der CJC einfließen können. FSP und CJC wären also unter ganz verschiedenen Produktionsbedingungen entstanden, was zu einer Beeinträchtigung der Übertragbarkeit der von Meßergebnissen vom FSP zur CJC geführt hätte. Darum ist beschlossen worden, ein zweites Paar Endplatten für den FSP in Auftrag zu geben, in dessen Herstellung alle vorher gewonnenen Erfahrungen eingehen sollten. Dadurch wurde das Programm des FSP jedoch so stark verzögert, daß die Betreuung des Zusammenbaues den Rahmen einer einjährigen Diplomarbeit gesprengt hätte. Die restliche zur Verfügung stehende Zeit wurde frei zur Entwicklung eines Analyseprogramms für die Daten des FSP. Dieses Programm steht nun zur Auswertung von Teststrahlendaten des FSP zur Verfügung.

Das Programm zum Studium der Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Signaldrähte (oder genauer die Programme, denn es handelt sich um einen Satz von Unterrouتين, die in ein vorhandenes, ebenfalls für den FSP entwickeltes Programmpaket zur Datenreduktion eingebunden worden sind) konnte natürlich nicht mit Hilfe von Daten aus dem FSP entwickelt werden. Hierzu wurden Messungen mit einer 8-Draht-Driftkammer, einem kleineren Prototypen für die CJC, herangezogen. Dies war möglich, da die Analysemethoden der Studie praktisch unabhängig vom speziellen Layout der Driftkammern sind, sofern sie eine gewisse Mindestanzahl von Signaldrähten in einer Ebene besitzen (≥ 6). Sie beziehen sich auf Daten, die mittels eines hochenergetischen ($4 GeV$) Elektronenstrahls gewonnen werden, der am DESY zu Testzwecken zur Verfügung steht. Die Probleme, die bei der Analyse bewältigt werden mußten, waren ebenfalls recht allgemeiner Natur. Zu nennen wäre im wesentlichen das Auftreten von Doppelspuren, die durch die Wechselwirkung der Strahlelektronen mit der Kammerwand aus Aluminium entstehen (Näheres dazu in Abschnitt 4.3.1). Da die Darstellung der Studie in den nun folgenden Abschnitten jedoch stets anhand von Datenmaterial aus der erwähnten 8-Draht-Kammer illustriert wird, ist es zum besseren Verständnis nötig, diese kurz vorzustellen. Für eine detailliertere Beschreibung sei auf die Referenz [22] verwiesen.

Die Testkammer besitzt, wie schon erwähnt, acht in einer Ebene liegende, um $100 \mu m$ gestaggerte Signaldrähte, die sich zwischen zwei Reihen von Potentialdrähten befinden (siehe Abb. 4.1). Dies entspricht der Signal- und Potentialdrahtanordnung in der CJC und dem FSP. Sie befinden sich in einem von Kathodendrähten zu beiden Seiten und von Feldfor-

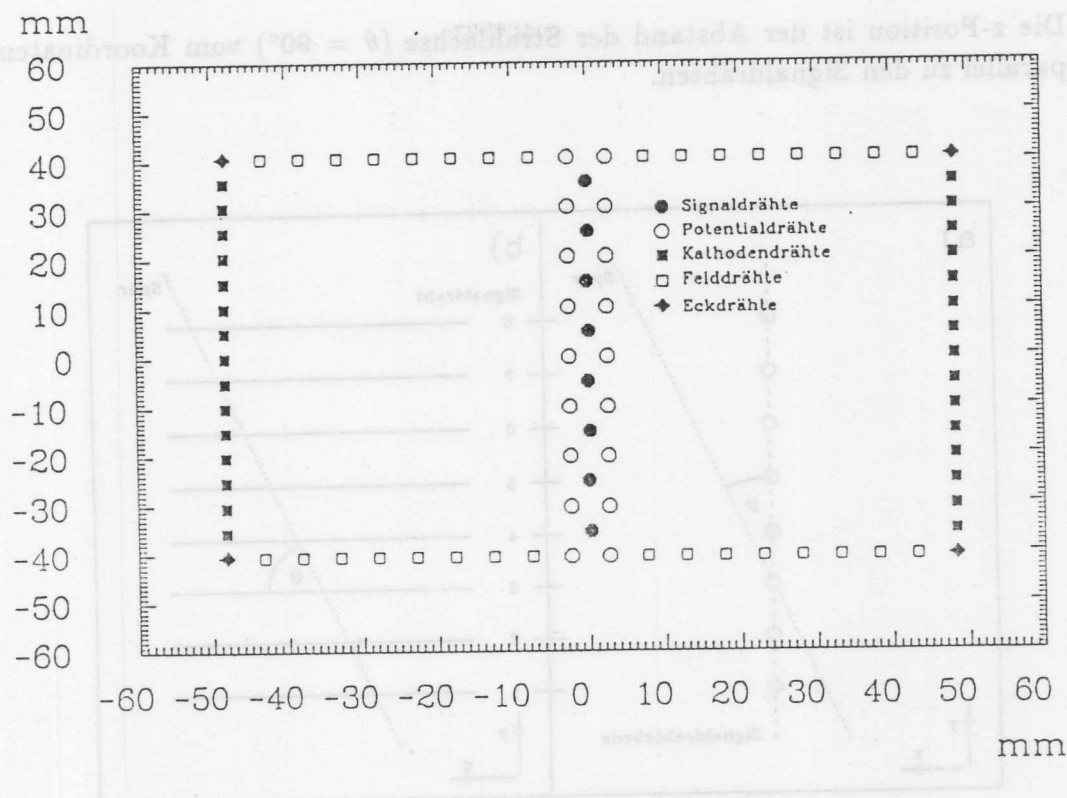


Abbildung 4.1: Anordnung der Drähte in der Testkammer

mungsdrähten (Felldrähten) seitlich begrenzten Driftraum, der Zelle. Die sensitive Länge der Signaldrähte beträgt 1020 mm , der Signaldrahtabstand 10.16 mm (Material: WRe(Au), Durchmesser: $20\text{ }\mu\text{m}$). Die Driftstrecke für die erzeugten Elektronen umfaßt maximal 48.26 mm . Alle Drähte werden an den Kammerenden durch Endwände aus GFK-Material mit Hilfe von H1-CJC-Durchführungen gehalten. (Dies entspricht ebenfalls zumindest teilweise den Bedingungen, wie sie in der CJC und im FSP wiedergefunden werden.) Die gesamte Anordnung befindet sich in einem Aluminiumrohr mit einer Wandstärke von 10 mm , entsprechend etwa 11% einer Strahlungslänge.

Als letztes sei noch eine Anmerkung zur Orientierung des Teststrahles bezüglich der Signaldrahtebene gemacht. Die Orientierung wird in folgender Notation angegeben:

- θ ist der Winkel zwischen der Ebene, die senkrecht auf der Signaldrahtebene steht und in der die Strahlachse liegt, und einem beliebigen Signaldraht. (Siehe Abb. 4.2 a)
- φ ist der Winkel zwischen der Ebene, die die Signaldrahtebene parallel zu den Signaldrähten schneidet und in der die Strahlachse liegt, und der Signaldrahtebene. (Siehe Abb. 4.2 b)
- Die x-Position ist der Abstand der Strahlachse ($\varphi = 0^\circ$) von der Signaldrahtebene. (Der Koordinatenursprung $x = 0\text{ mm}, y = 0\text{ mm}, z = 0\text{ mm}$ befindet sich im Zentrum der Signaldrahtebene.)

- Die z-Position ist der Abstand der Strahlachse ($\theta = 90^\circ$) vom Koordinatenursprung, parallel zu den Signaldrähten.

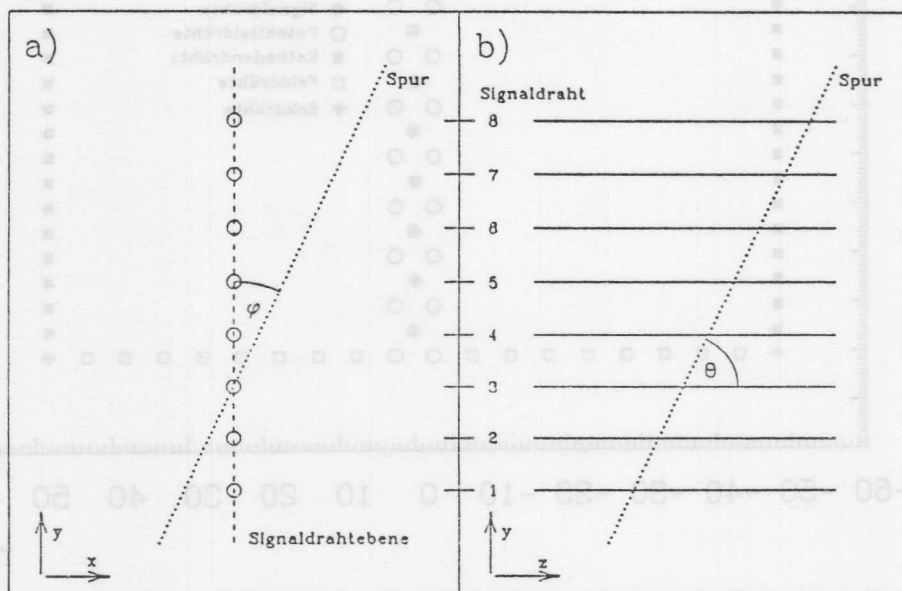


Abbildung 4.2: Orientierung des Teststrahles bezüglich der Signaldrahte ebene

Diese Bezeichnungen für die Orientierung des Strahles (oder der Spur eines ionisierenden Teilchens ohne Einfluß eines Magnetfeldes) ist übertragbar auf die einzelnen Zellen der CJC bzw. des FSP.

4.2 Pulserkennungsalgorithmen

Der erste Schritt zur Datenauswertung ist das Heraussuchen der Signalpulse aus den Rohdaten. In der Regel wird dieser Schritt jeder Datenanalyse vorangestellt, um die Menge der zu verarbeitenden Daten zu reduzieren. Zu diesem Zweck wurde ein Programmpaket geschrieben, das speziell dafür entwickelte Pulserkennungsalgorithmen enthält. Diese sollen nun vorgestellt werden.

4.2.1 Datenreduktion

Um den Vorgang der Datenreduktion besser erläutern zu können, ist ein kurzer Überblick über den Ablauf der Datenauslese der Kammer hilfreich. Sie beginnt bei einem Vorverstärker an den Kammerendwänden. Der vom Signaldraht kommende Strompuls wird in ein Spannungssignal umgewandelt und verstärkt. Das verstärkte Signal läuft über ein Koaxialkabel zu einem FADC-System¹, welches, nachdem es von einem Ereignistrigger gestartet wurde,

¹FADC: Flash Analog Digital Converter

mit der Datenauslese beginnt.

Der FADC digitalisiert in Abständen von 10 ns die Amplitude des einlaufenden Signals und speichert sie in einem 8-bit-Register², das im allgemeinen als "FADC-Bin" oder kurz "Bin" bezeichnet wird. Die Höhe des Signals entspricht dann im Register einer gewissen Anzahl von Einträgen (0 - 255), die man als FADC-Amplitude des Signals bezeichnet. Die Entsprechung zwischen beiden ist nichtlinear, so daß effektiv ein Speicherbereich von 10 bit zur Verfügung steht. Auf der FADC-Platine befinden sich für jeden Auslesekanal 256 solcher Speicher oder Bins. Ein Auslesezyklus umfaßt daher einen Zeitraum von $2.56\text{ }\mu\text{s}$, ausreichend für einige Zentimeter Driftweg der Elektronen. Jeder Signaldraht wird an beiden Kammerenden ausgelesen. Man erhält also bei N_D Driftzellen und N_S Signaldrähten pro Zelle $2 \times 256 \times N_D \times N_S$ FADC-Amplituden pro Ereignis. Dies entspricht einer Datenmenge von $512 \times N_D \times N_S\text{ byte}$. Für den FSP mit drei Driftzellen à 24 Signaldrähten ergeben sich so knapp 40 kB , für die kleinere 8-Draht-Testkammer (siehe Abschnitt 4.1.1) immerhin noch 4 kB pro Ereignis. Die während eines Meßruns genommenen Daten können daher schnell einige hundert Megabyte erreichen. Der größte Teil der Daten besteht jedoch aus Nulleinträgen bzw. dem unvermeidbaren Vorverstärkerrauschen. Als Beispiel sind in Abb. 4.3 die FADC-Amplituden aus der kleinen 8-Draht-Driftkammer dargestellt. In der linken Hälfte

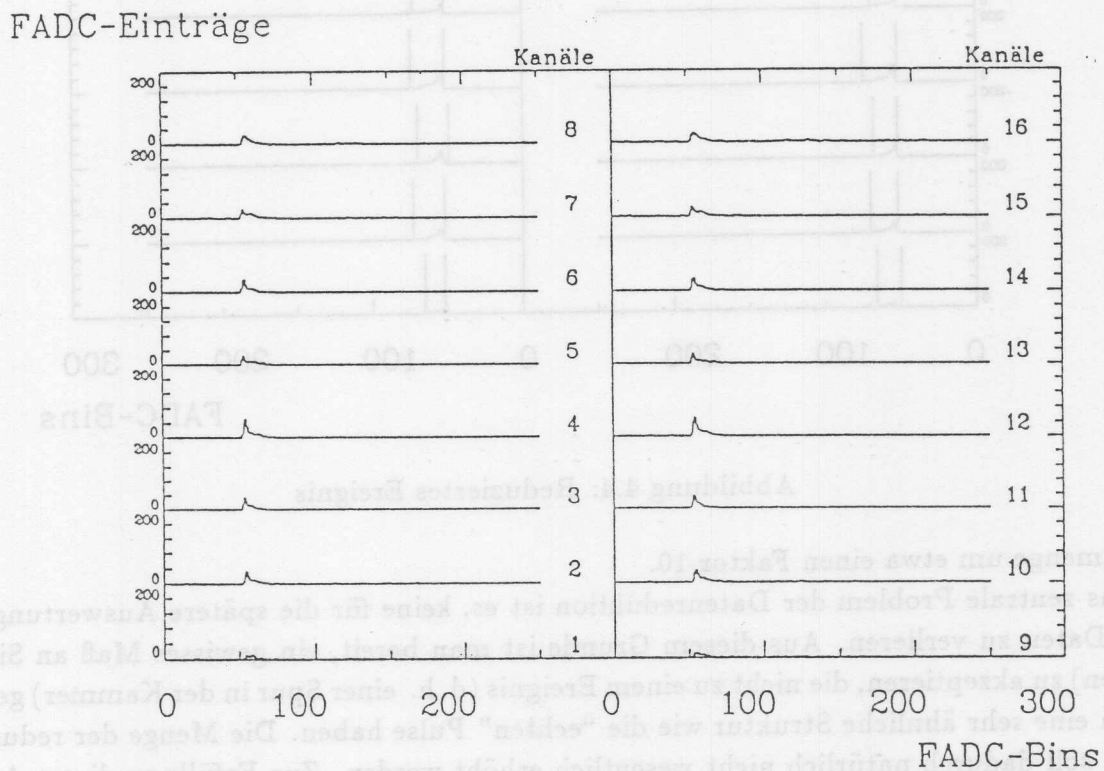


Abbildung 4.3: Signalpulse und Rauschuntergrund

der Abbildung sind die Signale der acht Drähte gezeigt, wie sie von der linken Ausleseseite gesehen werden, rechts entsprechend die rechte Ausleseseite. Die Drahtnummern laufen von unten nach oben von 1 bis 8 für die linke und von 9 bis 16 für die rechte Ausleseseite. Diese

²Dynamischer Bereich: 2000 mV

Numerierung ist sinnvoll, da die Daten von beiden Seiten im folgenden stets getrennt behandelt werden. Auf der Abszisse sind die FADC-Bins abgetragen (von 1 bis 250^3), auf der Ordinate die Höhe der Signale in FADC-Einträgen.

Man sieht deutlich, daß der größte Teil der FADC-Daten für weitergehende Untersuchungen unerheblich ist. Ziel der Datenreduktion ist es, nun den *relevanten* Teil abzutrennen und in geeignet geordneter Weise getrennt zu speichern. Welcher Teil als *relevant* betrachtet wird, ist in Abb. 4.4 gezeigt: Die FADC-Amplituden zwischen den senkrechten Balken sollen nach der Datenreduktion lediglich verfügbar bleiben. Man erreicht so eine Verringerung der

FADC-Einträge

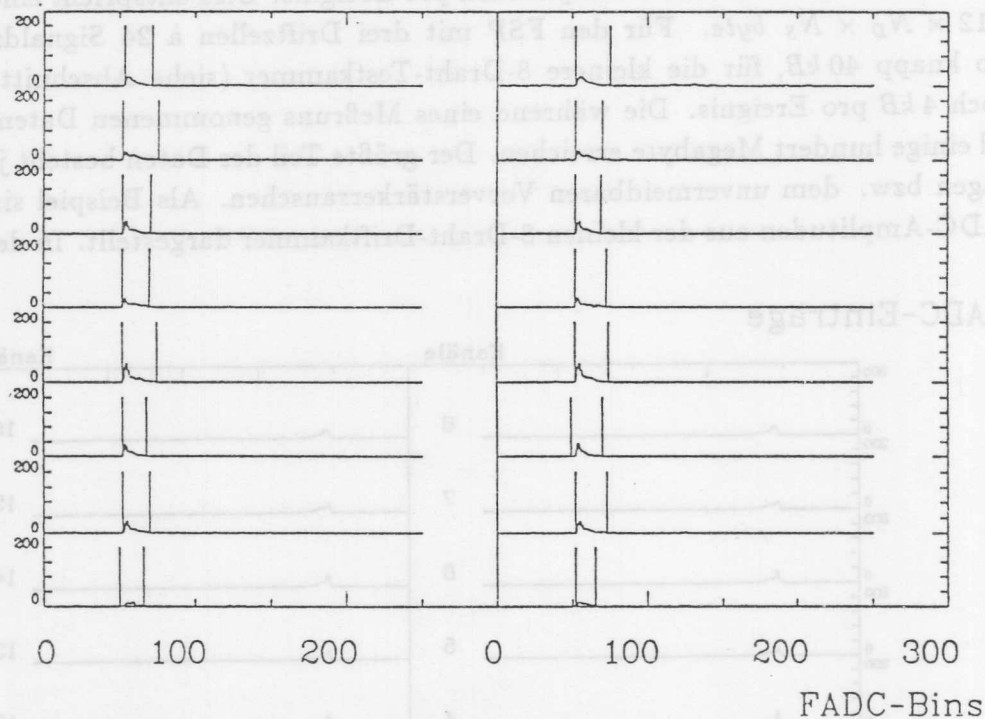


Abbildung 4.4: Reduziertes Ereignis

Datenmenge um etwa einen Faktor 10.

Das zentrale Problem der Datenreduktion ist es, keine für die spätere Auswertung wichtigen Daten zu verlieren. Aus diesem Grunde ist man bereit, ein gewisses Maß an Signalen (Pulsen) zu akzeptieren, die nicht zu einem Ereignis (d. h. einer Spur in der Kammer) gehören, jedoch eine sehr ähnliche Struktur wie die "echten" Pulse haben. Die Menge der reduzierten Daten soll dadurch natürlich nicht wesentlich erhöht werden. Zur Erfüllung dieser Aufgabe wurden spezielle Algorithmen entwickelt⁴, zusammen mit einem Verfahren zur Anpassung des Algorithmus an den zu reduzierenden Datensatz.

³Die restlichen sechs Bins werden üblicherweise weggelassen, da sie oft nur Signale aus der Elektronik enthalten

⁴Diese Algorithmen beruhen zum Teil auf Programmen, die in [18] und [19] Basis der Datenauswertung waren.

4.2.2 Methoden zur Erkennung von Pulsen

Es hat sich in der Praxis gezeigt, daß es keine leicht erkennbaren oder untersuchbaren Charakteristika in den FADC-Amplituden von Pulsen, die zu einem Ereignis in der Kammer gehören, gibt, die zu einer sicheren Unterscheidung von Störungen anderer Art herangezogen werden könnten. Daher ist es sinnvoll, sich bei der Pulserkennung zur Datenreduktion auf Eigenschaften von Pulsen zu beschränken, die es ermöglichen, jene sicher aus dem Untergrundrauschen (siehe Abb. 4.5; der relevante Puls ist wieder durch senkrechte Striche begrenzt) herauszufiltern. Die Pulshöhe des Rauschens ist in der Regel klein und die Länge der Rauschsignale

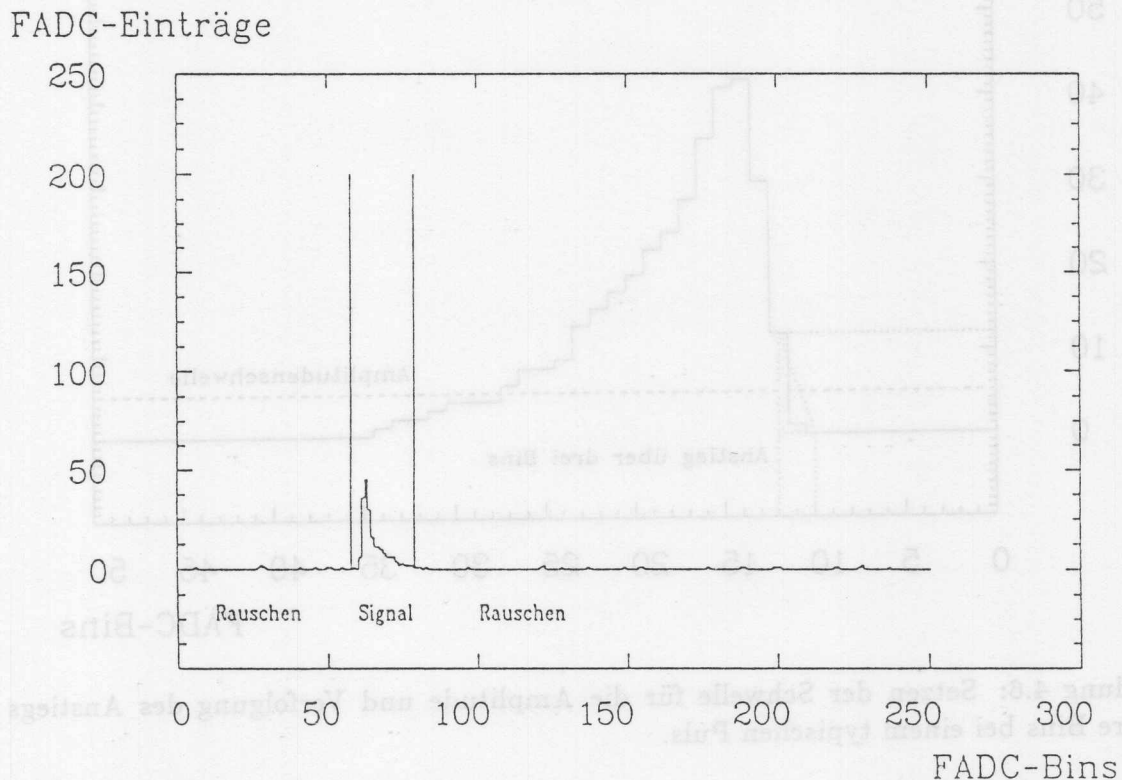


Abbildung 4.5: Signal und Rauschen auf einem Signaldraht

kurz. Es bietet sich daher an, alles das als "Signal" zu definieren, das eine gewisse Schwelle in der Amplitude und eine gewisse Minimallänge überschreitet. Der Algorithmus, der auf diese Definition zurückgreift, wird im weiteren als Schwellenmethode bezeichnet. Diese Methode ist einfach, hinreichend effektiv und vor allen Dingen sehr schnell. Dennoch hat sie den Nachteil, daß bei langsam ansteigenden Pulsen der Anfang des Pulses, der noch unterhalb der Schwelle liegt, unterdrückt wird und verlorengeht. Derartige Pulse treten verhältnismäßig häufig auf. Daher kann diese Methode der Pulserkennung zu einer unzulässigen Beeinträchtigung eines Teils der Daten führen. (Man produziert sich unter Umständen einen Datensatz mit steil ansteigenden Pulsen, was jedoch nicht der Realität entspricht.)

Dieser Nachteil kann vermieden werden, indem man anstelle der Amplitude den Anstieg des Pulses betrachtet und hierfür nun eine Schwelle vorgibt. Im weiteren wird dieses als Anstiegsmethode bezeichnet. Es wird also auf das "differenzierte" Signal zurückgegriffen, wobei nicht notwendig die Differenz zweier direkt benachbarter Bins betrachtet werden muß. Im

Gegenteil erhöht das Verfolgen des Anstiegs über mehrere Bins hinweg die Sicherheit, den Pulsbeginn nicht in den Puls hineinzulegen, ohne jedoch das Festlegen des Pulsanfanges für schnell ansteigende Pulse zu beeinträchtigen. In der Abb. 4.6 sind die Prinzipien beider Methoden noch einmal veranschaulicht. Die Abbildungen 4.7 und 4.8 zeigen jeweils den gleichen

FADC-Einträge

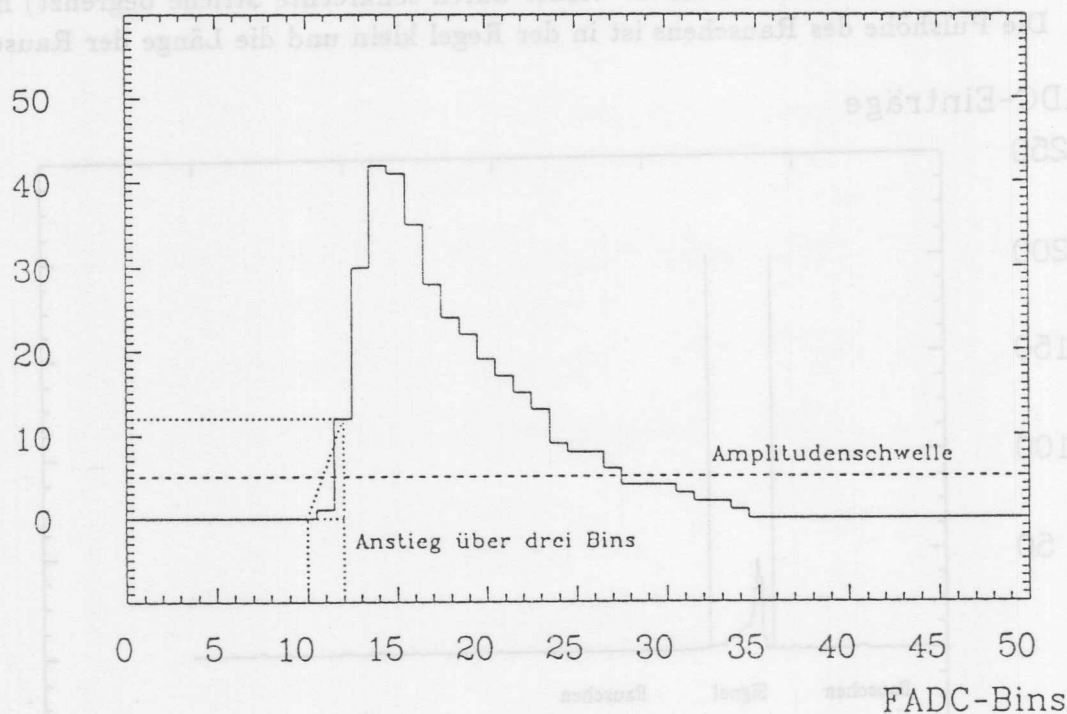


Abbildung 4.6: Setzen der Schwelle für die Amplitude und Verfolgung des Anstiegs über mehrere Bins bei einem typischen Puls.

Puls, einmal mit der einfachen Schwelle (Abb. 4.7) und einmal mit einer Schwelle für den Anstieg über 3 Bins (Abb. 4.8) reduziert. Der vorgegebene Wert für die jeweilige Schwelle betrug in beiden Fällen 5 Einträge. Deutlich ist zu erkennen, daß bei der Anstiegsmethode der Pulsanfang in sicherem Abstand vor dem Puls gesetzt wird, während bei der Schwellenmethode der Pulsanfang oft im Puls selbst liegt. Dieser Unterschied beträgt im Mittel etwa 2 Bins und entspricht bei einer Driftgeschwindigkeit von ca. $50 \frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$ immerhin einer Driftstrecke von rund 1 mm.

4.2.3 Beschreibung der beiden Pulserkennungsalgorithmen

Für beide im vorigen Abschnitt beschriebenen Methoden zur Pulserkennung wurden entsprechende Algorithmen bzw. Programme entwickelt. Sie besitzen beide die gleiche Grundstruktur und unterscheiden sich nur in der Definition des Pulsbeginns. Dies hat den Vorteil, daß weitere Programme mit anderen Definitionen des Pulsbeginns leicht unter Zurückgreifen auf den vorhandenen Quelltext zu erstellen sind und daß alle diese Programme untereinander vergleichbar bleiben.

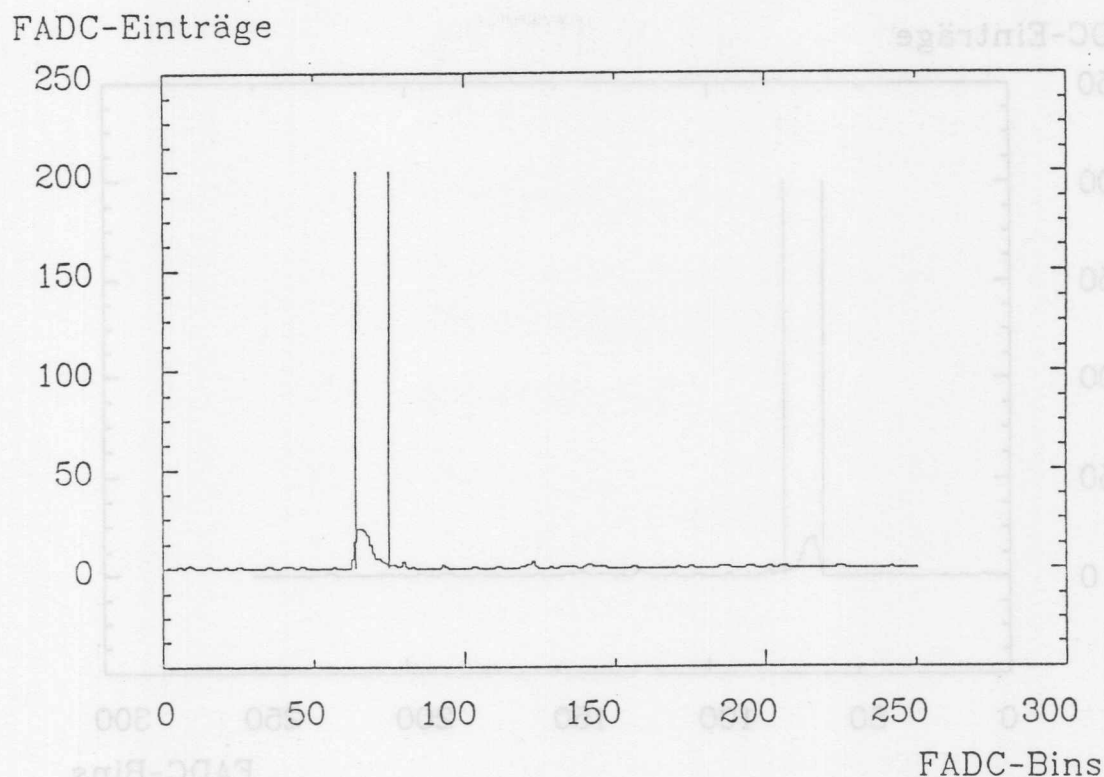


Abbildung 4.7: Datenreduktion mit der Schwellenmethode

Das Strukturdiagramm (Nassie-Schneidermann-Diagramm) in Abb. 4.9 zeigt den Aufbau der obengenannten Grundstruktur. Die 256 FADC-Bins werden innerhalb eines vorgegebenen Intervalls Bin für Bin auf das Kriterium für den Pulsbeginn untersucht. Dies geschieht getrennt für jede Ausleseseite eines Signaldrahtes, so daß sich eine hierarchische Anordnung von Zählschleifen ergibt, die nacheinander die Anzahl der Driftzellen (falls mehrere vorhanden), die Anzahl der Drähte pro Zelle *und* die Anzahl der Ausleseseiten durchlaufen (1 oder 2). In diese eingebettet sind dann die für die Pulssuche eigentlich zuständigen Programmeinheiten, d. h., auf dieser Ebene beginnt das Durchlaufen der FADC-Bins. Der Durchlauf erfolgt in einer bedingten oder sogenannten WHILE-Schleife. Für jedes Bin wird das Kriterium des Pulsbeginns abgefragt und in Abhängigkeit vom Ergebnis der Abfrage die Suche beim nächsten Bin fortgesetzt oder, nach Speichern des gefundenen Anfangsbins, die Suche nach dem Pulsende aufgenommen. Die Suche nach dem Pulsende erfolgt wiederum in einer bedingten Schleife, die in die erste eingebettet ist, und beginnt einige Bins hinter dem gefundenen Anfangsbin (abhängig vom Kriterium für den Pulsanfang). Das Kriterium für ein Pulsende ist in beiden Algorithmen gleich: Es wird einfach eine Schwelle vorgegeben, die die FADC-Amplituden unterschreiten müssen, damit der Puls als beendet betrachtet wird. Diese Schwelle t_e kann, um keine Daten zu verlieren, durchaus sehr niedrig gewählt werden. In der Praxis hat sich ein Wert von 3 Einträgen bewährt.

Im Abfrageblock der bedingten Schleife sind nun die Kriterien der beiden Pulserkennungsalgorithmen einzusetzen. Beide werden nun im folgenden beschrieben:

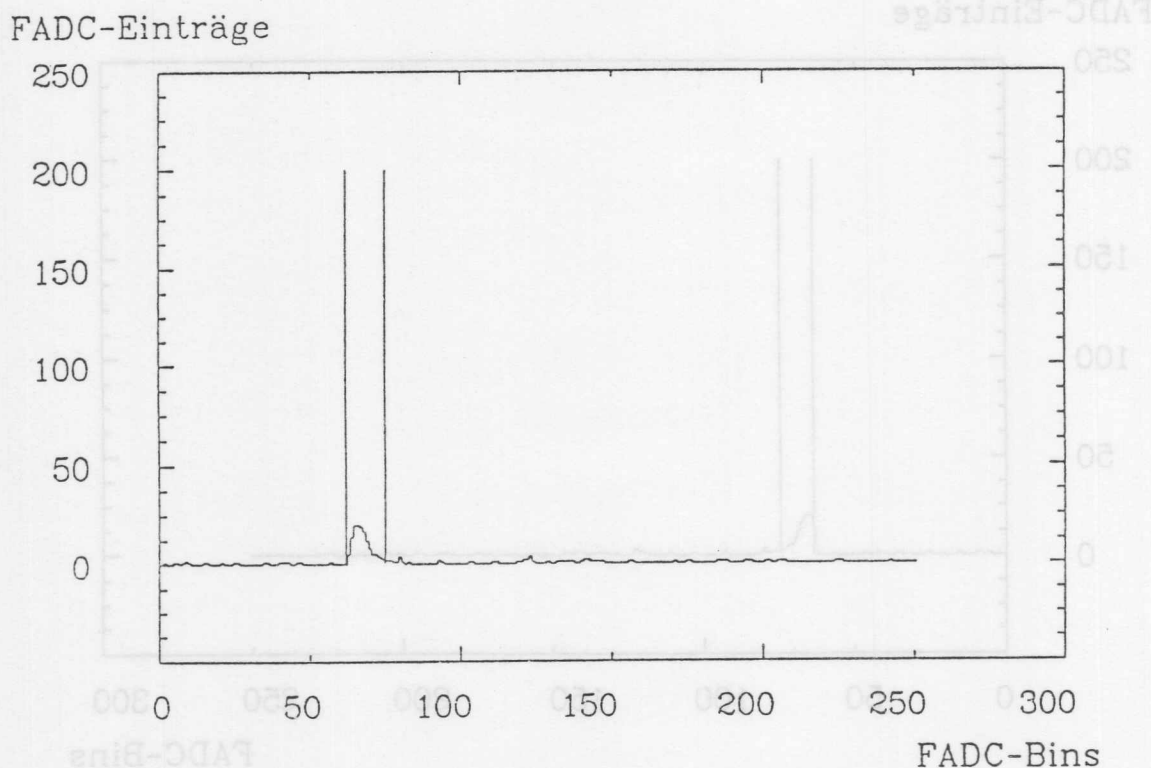


Abbildung 4.8: Datenreduktion mit der Anstiegsmethode

Schwellenmethode: Es wird jeder Inhalt eines FADC-Bins daraufhin überprüft, ob er eine gewisse vorgegebene Schwelle t_b überschritten hat. Weiterhin wird überprüft, ob dieser Wert auch noch eine vorgegebene Anzahl Bins später, als Minimalbreite w des Pulses bezeichnet, überschritten ist. Dies ist in Abb. 4.10 veranschaulicht. Ist die Bedingung erfüllt, wird das Anfangsbin b_b gespeichert, und die Suche nach dem Pulsende wird begonnen. Die Suche nach dem Endbin b_e beginnt dann ein Bin nach dem Anfangsbin zuzüglich der Minimalbreite w , also bei dem Bin $b_b + w + 1$.

Anstiegsmethode: Hier wird jeder Inhalt eines FADC-Bins einem komplizierteren Prüfkriterium unterworfen. Erstens wird der Anstieg des Signals über eine vorgegebene Anzahl von Bins Δb_b verfolgt. Die Differenz Δf zwischen den FADC-Amplituden im letzten und im ersten Bin des betrachteten Bin-Intervalls muß dann größer als eine vorgegebene Schwelle Δf_b sein (siehe Abb. 4.11). Zusätzlich wird auch hier noch eine Minimalbreite w vorgegeben, in deren Bin-Abstand die FADC-Amplitude *absolut* noch über dem Wert Δf_b liegen muß. Dies wurde so eingerichtet, um beim Optimieren des Schwellenwertes (siehe Abschnitt 4.2.4) nur die Abhängigkeit von einem Parameter berücksichtigen zu müssen. Die Breite w muß sinnvollerweise mindestens so groß gewählt werden, daß dieses Bin ($b_b + w$) hinter der Differenz Δb_b der Anstiegsbins liegt (siehe Abb. 4.11). Es ist also stets $w \geq \Delta b_b$ zu wählen. Ist das Anfangsbin b_b eines Pulses gefunden, beginnt, wie im Falle der Schwellenmethode, die Suche nach dem Endbin b_e bei der Binnummer $b_b + w + 1$.

Beide Pulserkennungsroutinen können leicht in das Datenreduktionsprogrammpaket eingefügt (siehe Abschnitt 4.2) und alle obengenannten Parameter können frei gewählt wer-

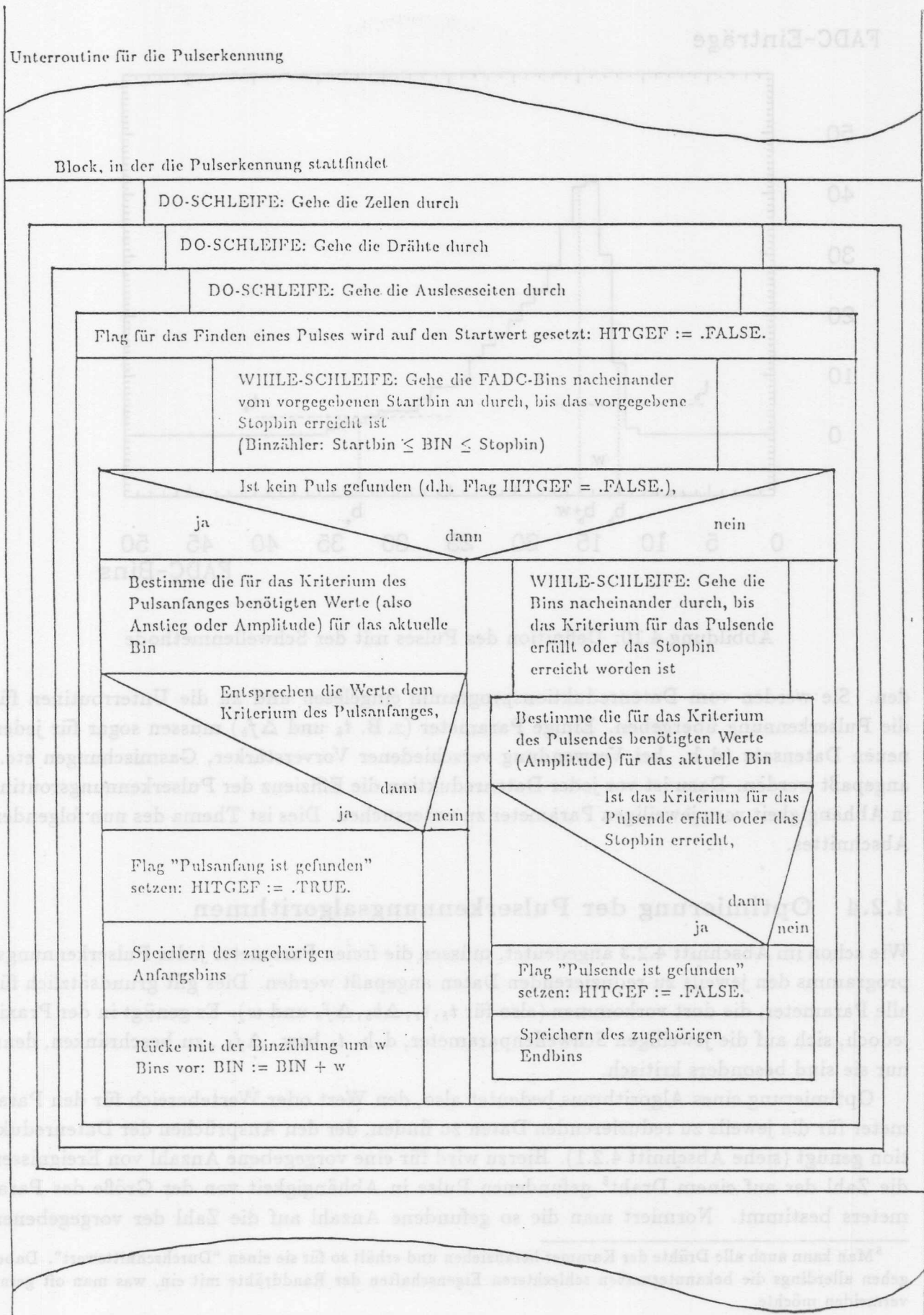


Abbildung 4.9: Grundstruktur der Pulserkennungsalgorithmen (schematische Darstellung)

FADC-Einträge

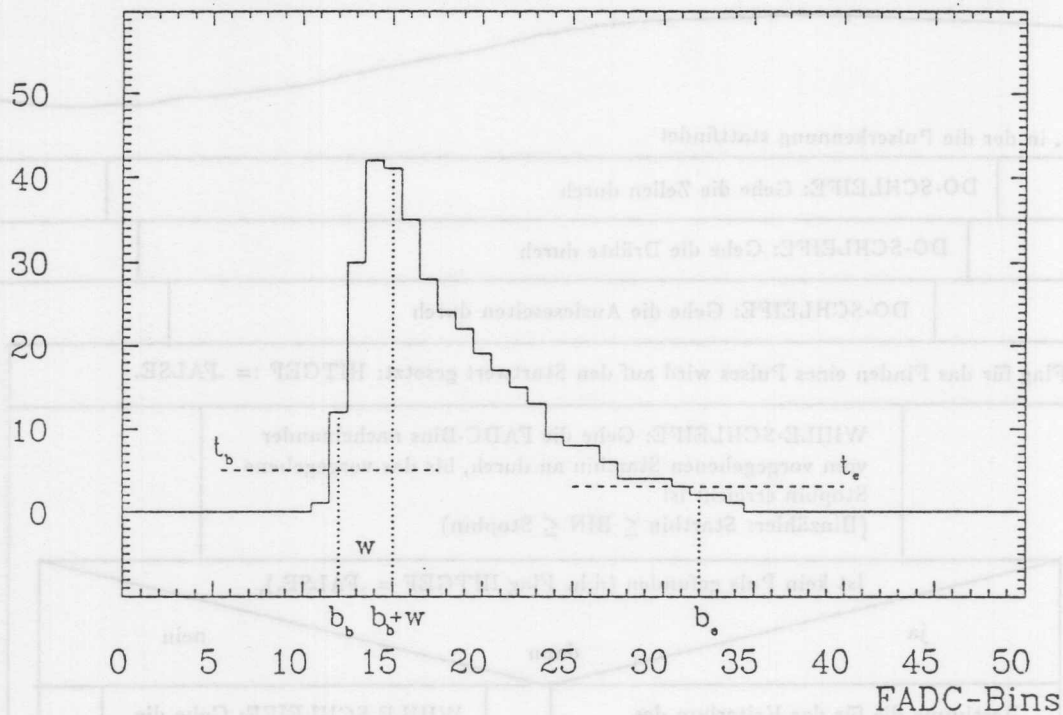


Abbildung 4.10: Definition des Pulses mit der Schwellenmethode

den. Sie werden vom Datenreduktionsprogramm eingelesen und an die Unterroutinen für die Pulserkennung übergeben. Einige Parameter (z. B. t_b und Δf_b) müssen sogar für jeden neuen Datensatz (d. h. bei Verwendung verschiedener Vorverstärker, Gasmischungen etc.) angepaßt werden. Dazu ist vor jeder Datenreduktion die Effizienz der Pulserkennungsroutine in Abhängigkeit vom jeweiligen Parameter zu untersuchen. Dies ist Thema des nun folgenden Abschnittes.

4.2.4 Optimierung der Pulserkennungsalgorithmen

Wie schon im Abschnitt 4.2.3 angedeutet, müssen die freien Parameter jedes Pulserkennungsprogramms den jeweils zu reduzierenden Daten angepaßt werden. Dies gilt grundsätzlich für alle Parameter, die dort vorkommen (also für t_b , t_e , Δb_b , Δf_b und w). Es genügt in der Praxis jedoch, sich auf die jeweiligen Schwellenparameter, d. h. t_b bzw. Δf_b , zu beschränken, denn nur sie sind besonders kritisch.

Optimierung eines Algorithmus bedeutet also, den Wert oder Wertebereich für den Parameter für die jeweils zu reduzierenden Daten zu finden, der den Ansprüchen der Datenreduktion genügt (siehe Abschnitt 4.2.1). Hierzu wird für eine vorgegebene Anzahl von Ereignissen die Zahl der auf einem Draht⁵ gefundenen Pulse in Abhängigkeit von der Größe des Parameters bestimmt. Normiert man die so gefundene Anzahl auf die Zahl der vorgegebenen

⁵Man kann auch alle Drähte der Kammer heranziehen und erhält so für sie einen "Durchschnittswert". Dabei gehen allerdings die bekanntermaßen schlechteren Eigenschaften der Randdrähte mit ein, was man oft gerne vermeiden möchte.

FADC-Einträge

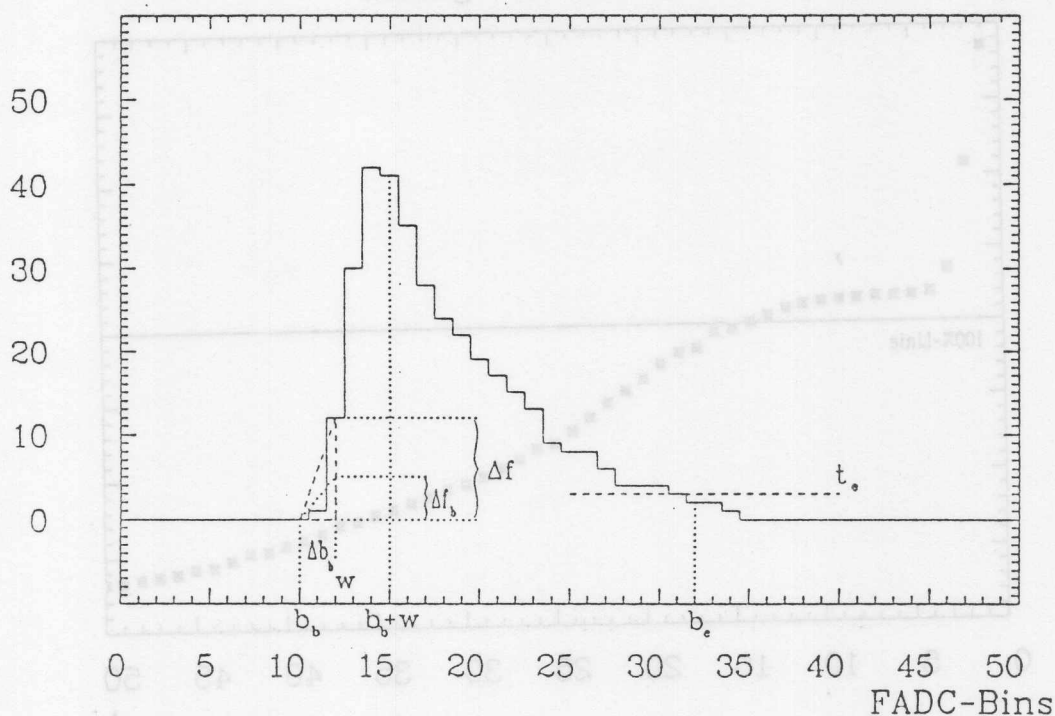
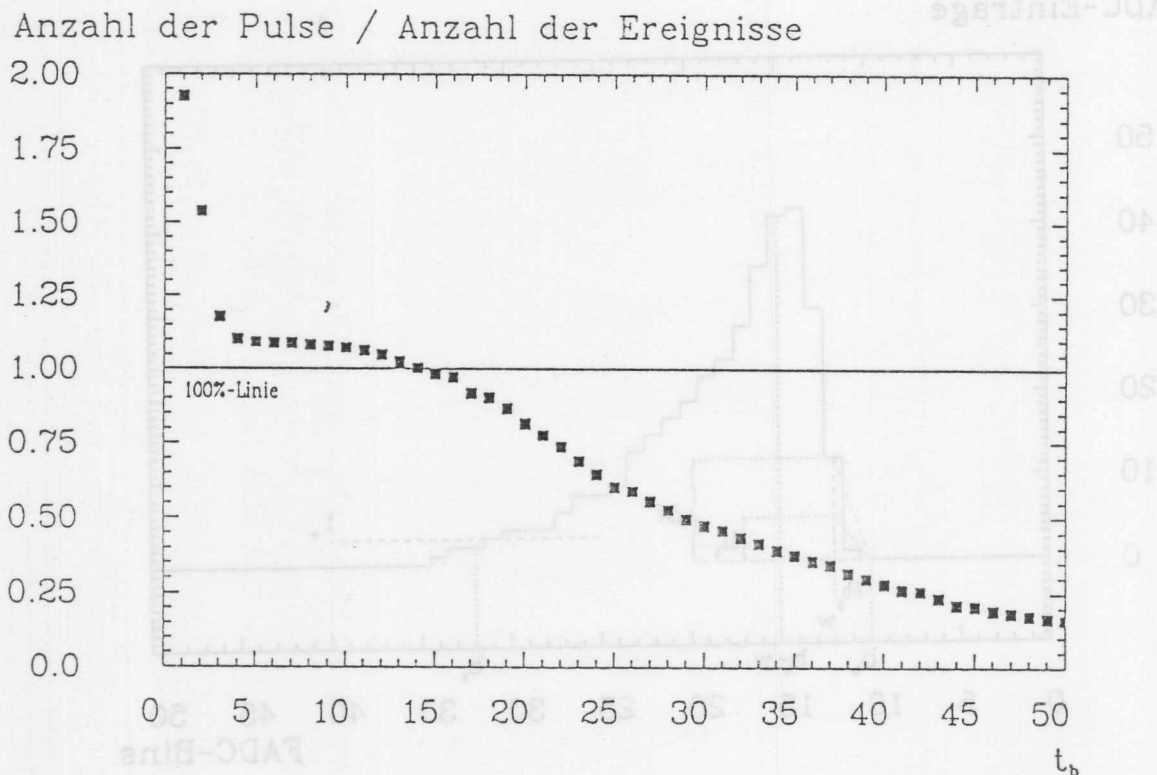


Abbildung 4.11: Definition des Pulses mit der Anstiegsmethode

Ereignisse und trägt sie über dem Wert des Parameters in einem Diagramm ab, erhält man eine für den Parameter *und* den Pulserkennungsalgorithmus charakteristische Kurve, die als Parametercharakteristik oder kurz Charakteristik bezeichnet wird.

In Abb. 4.12 ist eine solche Charakteristik für die Schwellenmethode, in Abb. 4.13 für die Anstiegsmethode gezeigt. Die Charakteristiken werden für jeweils 800 getriggerte Ereignisse aufgenommen, die durchgezogene Linie im Diagramm entspricht diesem Wert, d. h. dem theoretischen Idealwert von einem Puls pro Ereignis auf dem Draht (100 %-Linie). Deutlich ist in beiden Fällen ein Plateau zu erkennen, in dem die Anzahl der gefundenen Pulse geringfügig über dem Idealwert liegt. Dies ist hauptsächlich auf das Auftreten von Doppel- oder sogar Mehrfachspuren in der Kammer zurückzuführen. Sie entstehen in der Regel durch Wechselwirkungen der Strahlelektronen mit der Kammerwand. Ein geringerer Beitrag wird δ -Elektronen und Störungen in der Kammer (spontane Entladungen) zugeschrieben. Ein weiterer Störeffekt, das Vorverstärkerrauschen, wird, wie zu erwarten (siehe Abschnitt 4.2.2), erst bei kleinen Schwellenwerten deutlich erkennbar. Ein kleinerer Schwellenparameter entspricht ja in beiden Fällen einer kleineren FADC-Amplitude. Man sieht jedoch sehr gut, daß die Anstiegsmethode nicht so empfindlich auf dieses Rauschen reagiert wie die Schwellenmethode.

Mit weiter wachsendem Schwellenwert (t_b bzw. Δf_b) beginnt die Anzahl der gefundenen Pulse kontinuierlich zu fallen. Nach dem oben Gesagten heißt das, daß die Pulserkennungsroutine bei diesen Parametereinstellungen beginnt, "relevante" (d. h. zu Teilchen in der Kammer gehörende) Pulse zu unterdrücken. Man beginnt, Informationen über das Ereignis zu

Abbildung 4.12: Charakteristik für t_b , Gasmischung: Ar/C_2H_6 50/50

verlieren.

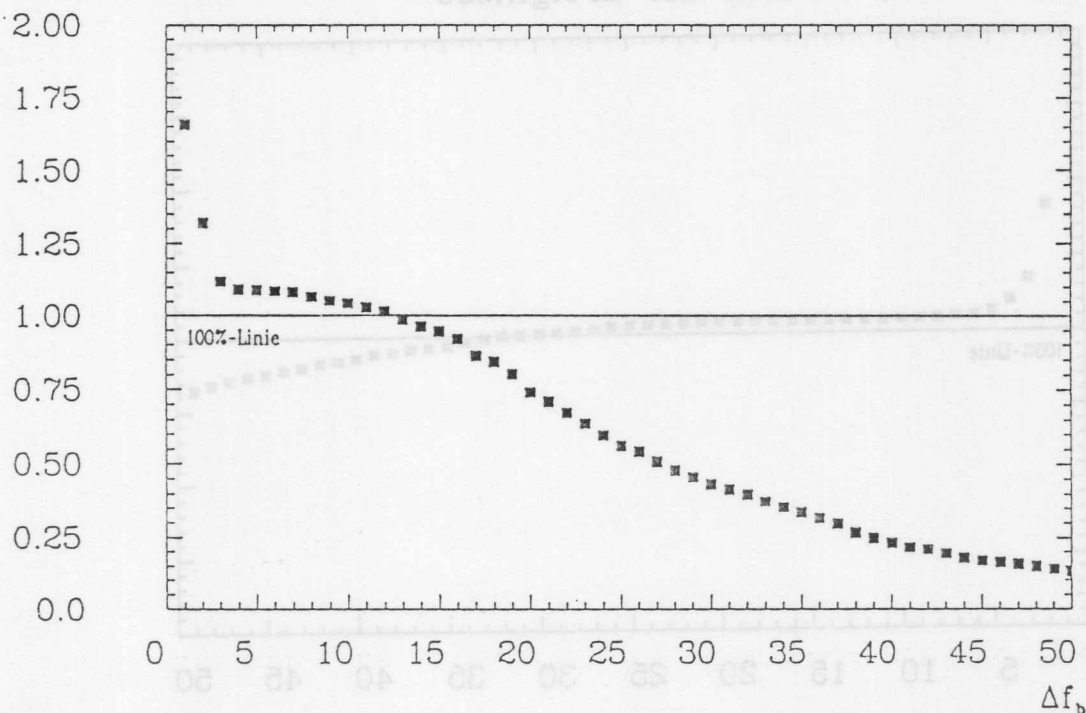
Der optimale Arbeitsbereich für den Schwellenparameter eines Pulserkennungsalgorithmus ist also das Plateau in der Charakteristik. Das heißt, daß z. B. im Falle der Anstiegsmethode (Abb. 4.13) für Δf_b ein Bereich von 4 bis 10 FADC-Einträgen zu empfehlen ist. Dies ist jedoch sehr stark abhängig von verschiedenen anderen Größen wie Gasmischung, Vorverstärker etc. Die Charakteristik aus Abb. 4.13 wurde aus Daten, die mit einer Gasmischung Ar/C_2H_6 50/50⁶ genommen wurden, gewonnen. In Abb. 4.14 ist die Charakteristik ebenfalls für den Anstiegsparameter Δf_b gezeigt, die sich bei dem Gas Xe/C_2H_6 50/50⁷ bei gleichem Vorverstärker ergab. (Der Haupteffekt dürfte aus der Anpassung des Gasverstärkungsfeldes an das Gasgemisch resultieren, um in beiden Fällen die gleiche Gasverstärkung zu erreichen. Das Feld betrug bei Ar/C_2H_6 $550 \frac{V}{mm}$ und bei Xe/C_2H_6 $635 \frac{V}{mm}$ in $500 \mu m$ Abstand vom Signaldraht.) Es zeigt sich ein zwar qualitativ ähnlicher Verlauf, jedoch ist das Plateau erstaunlich viel breiter. Es umfaßt in etwa den Bereich von 6 bis 25 FADC-Einträgen für Δf_b . Ein Anzeichen dafür, daß die Pulse im Durchschnitt höher sind und steiler ansteigen als in der Ar/C_2H_6 -Mischung.

Abschließend ist festzustellen, daß die Schwellenparameter eines Pulserkennungsalgorithmus (hier t_b und Δf_b) optimiert werden müssen, um eine zufriedenstellende Datenreduktion zu erreichen. Dies muß im Prinzip für jeden zu reduzierenden Datensatz neu durchgeführt

⁶Dies ist nicht die genaue Angabe der Gasmischung, der noch kleinere Mengen Alkohol und Wasser beigelegt sind. Die korrekte Angabe der Mischung ist: 49.75 % Ar , 49.75 % C_2H_6 , 0.5 % C_2H_5OH , 100 vpm H_2O

⁷Hier gilt ähnliches wie beim Ar/C_2H_6 . Die korrekte Angabe ist: 49.75 % Xe , 49.75 % C_2H_6 , 0.5 % C_2H_5OH , 100 vpm H_2O

Anzahl der Pulse / Anzahl der Ereignisse

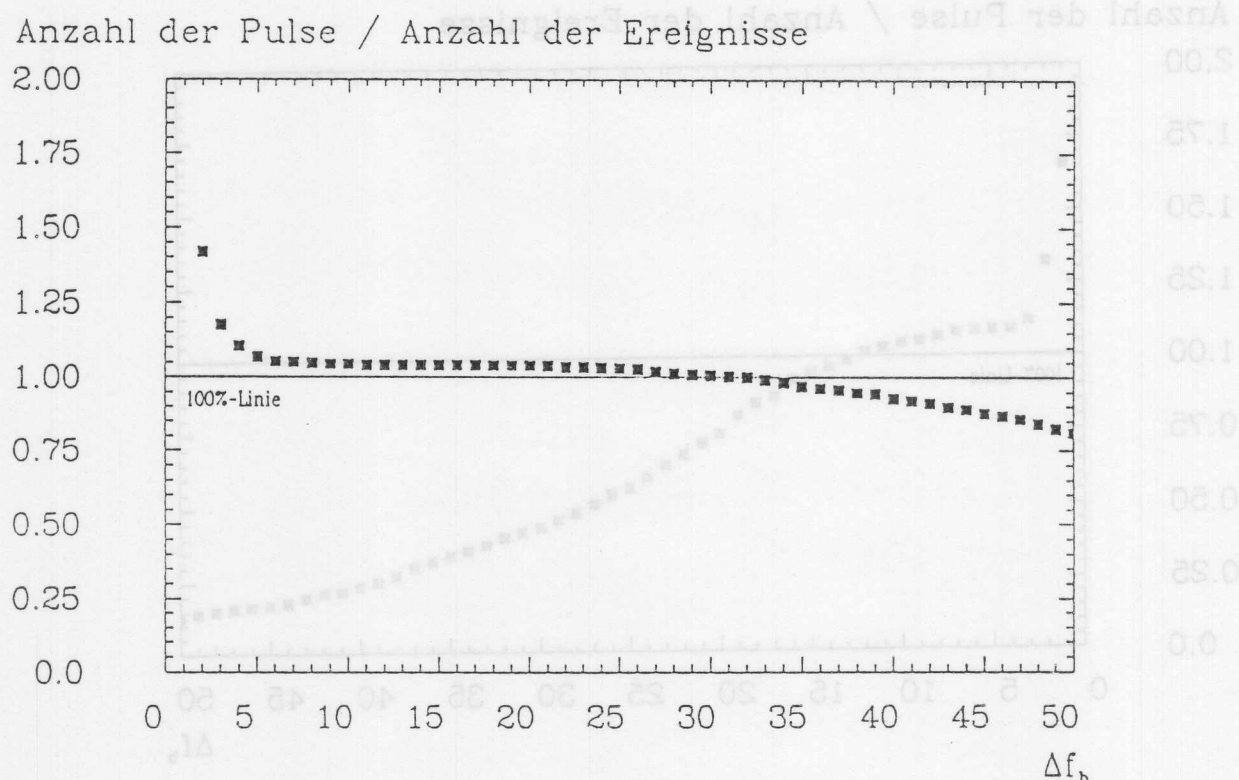
Abbildung 4.13: Charakteristik für Δf_b , Gasmischung: Ar/C_2H_6 50/50

werden, wenn die Betriebsparameter der Driftkammer (Vorverstärker, Gas, etc.) geändert wurden. Dies kann durch Erstellen der sogenannten Parametercharakteristik erfolgen. Der optimale Schwellenwert ist aus dem Parameterbereich des Plateaus zu wählen⁸. Bei allen folgenden Untersuchungen (und bei allen Datenreduktionen für andere Auswertungen, siehe z. B. [4]) wurde die Anstiegsmethode zur Pulserkennung benutzt. Ihre Vorteile gegenüber der Schwellenmethode liegen in der geringeren Empfindlichkeit gegenüber dem Vorverstärkerrauschen und, was besonders wichtig ist und schon erwähnt wurde, in der korrekten Festsetzung des Pulsbeginns (siehe Abschnitt 4.2.2).

4.3 Bestimmung der Einzeldrahteffizienz

Nachdem nun die Methoden für eine sichere Pulserkennung vorgestellt worden sind, die die Basis für jede weitere Untersuchung darstellen, soll nun die Vorgehensweise der eigentlichen Effizienzstudie vorgestellt werden. Im ersten Abschnitt wird erläutert, was unter der Einzeldrahteffizienz exakt zu verstehen ist, in dem folgenden Abschnitt wird dann die Methode zu ihrer Bestimmung dargelegt. Abschließend werden dann einige Ergebnisse, die mit Daten aus der schon mehrfach erwähnten 8-Draht-Testkammer ermittelt wurden, präsentiert.

⁸Es gibt Fälle, in denen das Plateau nur schwach ausgeprägt oder gar nicht vorhanden ist. Dennoch läßt sich auch hier ein guter Schwellenwert finden, der dann zwischen dem Anstieg der Charakteristik durch das Vorverstärkerrauschen und dem abfallenden Bereich unter der 100%-Linie liegt. In Anlehnung an die Charakteristiken mit Plateau sollte er etwa 10% über der 100%-Linie liegen.

Abbildung 4.14: Charakteristik für Δf_b , Gasmischung: Xe/C_2H_6 50/50

4.3.1 Definition der Einzeldrahteffizienz

Im allgemeinen werden Studien zur Ansprechwahrscheinlichkeit der Signaldrähte in Vieldrahtdriftkammern mit Hilfe eines äußeren Triggersystems durchgeführt. Jedes von diesem System registrierte Ereignis wird als Ursache für die von den Drähten zu registrierenden Signale angenommen. Dies bedeutet jedoch, daß jedem getriggertem Ereignis exakt ein ionisierendes Teilchen entsprechen muß. Es genügt dann lediglich zu überprüfen, ob in diesem Fall ein Puls, dessen Amplitude eine gewisse Schwelle überschreiten muß, in der Datennahme-Elektronik für den jeweiligen Draht auch erscheint. Der Quotient aus der Anzahl der gezählten Pulse und der Anzahl der getriggerten Ereignisse ergibt dann einfach die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des betrachteten Drahtes. Dieses Verfahren ist aber sowohl bei der Testkammer als auch beim FSP nicht durchführbar. Zwar wird auch hier ein äußeres Triggersystem (dessen genauere Beschreibung in Referenz [4] zu finden ist) benutzt, es dient jedoch im wesentlichen dazu, die FADC's für die Datenauslese zu starten. Zu häufig entspricht nämlich ein getriggertes Ereignis mehr als einer Teilchenspür in der Driftkammer. Ursache hierfür ist die elektromagnetische Wechselwirkung (Bremsstrahlung) der Elektronen des Teststrahles mit dem Material der Kammerwand. Denn diese wird von den Elektronen durchflogen, nachdem sie den Trigger passiert haben, und erst dann treten sie in das sensitive Volumen der Kammer ein. Durch Sekundärprozesse (Photoionisation, Comptoneffekt, Paarbildung) kann durch das so erzeugte Bremsstrahlungsphoton ein weiteres Elektron oder e^+e^- -Paar erzeugt werden. Im Driftraum der Kammer treten so Doppel- oder sogar Mehrfachspuren auf. Ein typisches Beispiel für ein solches Ereignis ist in Abb. 4.15 gezeigt. Man sieht sehr gut, daß die Pulse

FADC-Einträge

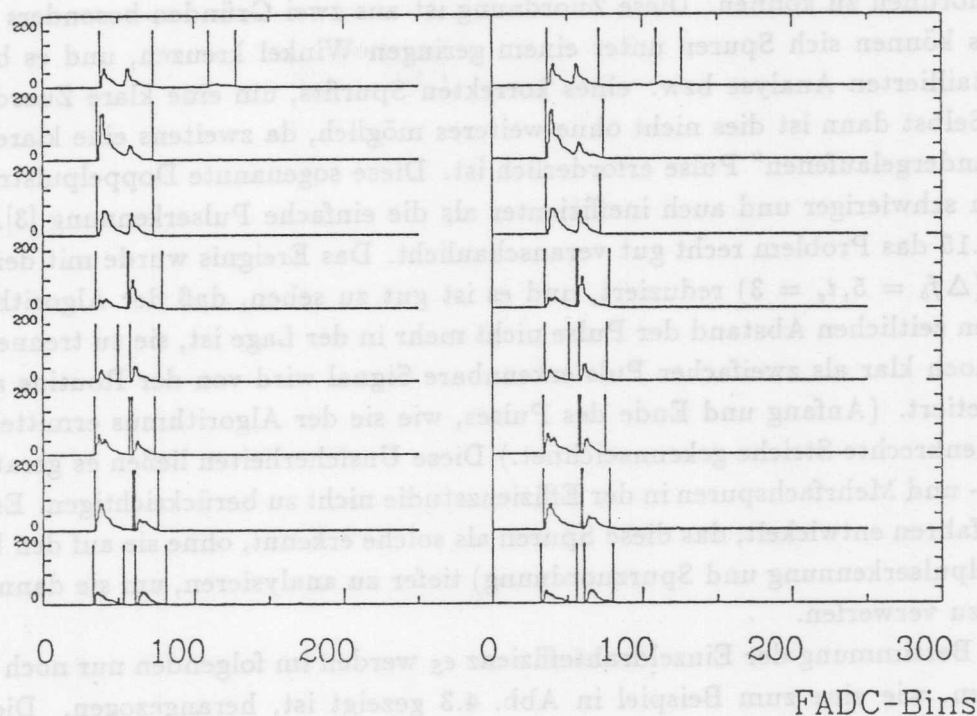


Abbildung 4.15: Doppelspur

dieser Spuren dicht beieinanderliegen und teilweise sogar ineinanderlaufen. Dies ist dadurch bedingt, daß durch den hohen Impuls des einfallenden primären Elektrons und der sekundär erzeugten Teilchen die auftretenden Streuwinkel im Laborsystem sehr klein bleiben. Die Ionisation des Kammorgases findet zwar an klar getrennten, aber doch dicht beieinanderliegenden Punkten statt. Eine anfängliche klare räumliche Trennung bedeutet jedoch keine deutliche Trennung im Bereich der FADC-Bins. Diese Beeinträchtigung ergibt sich aus der Tatsache, daß die zeitliche Entwicklung des Signals im wesentlichen durch die verschiedenen Ankunftszeiten der Elektronen am Anodendraht bestimmt ist, da die Teilchenbahn die Isochronen im Driftbereich schneidet (vergl. hierzu Abb. 1.6). Die Ankunftszeiten der Primärelektronen zweier direkt nebeneinanderliegender Spuren können sich daher überlappen. Solche Spuren sind für Studien zur Einzeldrahteffizienz ungeeignet, treten jedoch relativ häufig in einer gegebenen Anzahl getriggertter Ereignisse auf. Dies ist abhängig von der Materialbelegung, die die Strahlelektronen durchdringen müssen, und ein Maß hierfür ist die Strahlungslänge X_0 . Die Wände der 8-Draht-Testkammer bestehen aus Aluminium ($X_0 = 8.9 \text{ cm}$) mit einer Stärke von 10 mm entsprechend etwa 11% einer Strahlungslänge. Der FSP dagegen besitzt zwar nur eine 5 mm dicke Außenwand, die jedoch aus Stahl ($X_0^{Fe} = 1.76 \text{ cm}$) besteht und damit einer Belegung von etwa 28% einer Strahlungslänge entspricht. Untersuchungen der Daten der Testkammer haben gezeigt, daß rund 4% der getriggertten Ereignisse aus solchen nicht verwendbaren Spuren bestehen, beim FSP wird ein dementsprechend größerer Beitrag erwartet.

Die mangelnde Eignung solcher Spuren zur Effizienzanalyse resultiert aus der aufgrund

der obengenannten Gründe auftretenden Schwierigkeit, die Signalpulse sicher einer Teilchenspurspur zuzuordnen zu können. Diese Zuordnung ist aus zwei Gründen besonders problematisch. Erstens können sich Spuren unter einem geringen Winkel kreuzen, und es bedarf dann einer detaillierten Analyse bzw. eines korrekten Spurfits, um eine klare Zuordnung zu erreichen. Selbst dann ist dies nicht ohne weiteres möglich, da zweitens eine klare Trennung der "ineinandergelaufenen" Pulse erforderlich ist. Diese sogenannte Doppelpulstrennung ist wesentlich schwieriger und auch ineffizienter als die einfache Pulserkennung [3]. Man sieht in Abb. 4.15 das Problem recht gut veranschaulicht. Das Ereignis wurde mit der Schwellenmethode ($\Delta f_b = 5, t_e = 3$) reduziert, und es ist gut zu sehen, daß der Algorithmus ab einem gewissen zeitlichen Abstand der Pulse nicht mehr in der Lage ist, sie zu trennen. Das für das Auge noch klar als zweifacher Puls erkennbare Signal wird von der Routine als ein einziger interpretiert. (Anfang und Ende des Pulses, wie sie der Algorithmus ermittelt, sind wieder durch senkrechte Striche gekennzeichnet.) Diese Unsicherheiten ließen es geraten erscheinen, Doppel- und Mehrfachspuren in der Effizienzstudie nicht zu berücksichtigen. Es wurde darum ein Verfahren entwickelt, das diese Spuren als solche erkennt, ohne sie auf den beiden Ebenen (Doppelpulserkennung und Spurzuordnung) tiefer zu analysieren, um sie dann für die weitere Studie zu verwerfen.

Zur Bestimmung der Einzeldrahteffizienz ϵ_S werden im folgenden nur noch "gerade" Einzelspuren, wie eine zum Beispiel in Abb. 4.3 gezeigt ist, herangezogen. Die Bezeichnung "gerade" ist hier so zu verstehen, daß die Spuren im Bild der FADC-Bins keine Neigung aufweisen, also die Pulse nahezu (bis auf geringfügige Schwankungen) übereinanderliegen. In der Driftkammer bedeutet das, daß alle durch Ionisation erzeugten Elektronen den gleichen Driftweg und damit die gleiche Driftzeit zur Anode besitzen. Dies ist erfüllt für alle wirklich geraden Spuren (also ohne ein Magnetfeld in der Kammer), die unter einem prinzipiell beliebigen Winkel θ , jedoch mit $\varphi = 0^\circ$ das sensitive Volumen kreuzen. Diese Restriktion ist nicht zwingend notwendig, stellt jedoch eine für die nun im folgenden zu besprechende Analyse eine praktische Vereinfachung dar. Sie ist aber keine wesentliche Einschränkung. Als Definition der Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_S eines einzelnen Signaldrahtes wird nun folgendes festgelegt:

Definition: Die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_S eines einzelnen Signaldrahtes ist die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Signalpuls, der zu einer im obengenannten Sinne geraden Einzelspur gehört, vom Signaldraht registriert wird.

Wie dieser idealen Definition in der Analyse zur Bestimmung der Einzeldrahteffizienz nun entsprochen werden kann, wird in dem nun folgenden Abschnitt dargelegt.

4.3.2 Methode zur Bestimmung der Einzeldrahteffizienz

Die Studie zur Bestimmung der Einzeldrahteffizienz untergliedert sich in drei Abschnitte: der 1. Vorstudie, der 2. Vorstudie und der eigentlichen Effizienzbestimmung. In der 1. Vorstudie wird für einen gegebenen Datensatz (in der Regel umfaßt dieser 800 getriggerte Ereignisse) ein Bereich von FADC-Bins festgelegt, innerhalb dessen sich alle Pulse befinden, die zu Elektronen aus dem Teststrahl gehören. Die 2. Vorstudie dient dann dazu, innerhalb dieses Bereiches von FADC-Bins für jedes einzelne Ereignis einen weiteren Bereich von Bins festzulegen, der

nur die Pulse einer geraden Einzelspur enthalten kann. Durch Vergleichen der Anzahl der Pulse, die sich im ersten Bereich befinden, mit der Anzahl der Pulse, die sich im zweiten Bereich befinden, kann dann in der dritten Stufe, der Effizienzbestimmung, entschieden werden, ob es sich um eine Einzelspur handelt. Nur wenn dies der Fall ist, wird sie zur Bestimmung der Einzeldrahteffizienz verwendet. Die 16 Auslesekanäle der Testkammer werden dabei im folgenden stets als statistisch unabhängige Informationsquellen behandelt. Auf der Ebene der physikalischen Prozesse in der Driftkammer ist dies natürlich nicht korrekt. Der sich am Signaldraht entwickelnde Puls wird jedoch von zwei unabhängigen Auslesesystemen registriert, und eine solche Betrachtungsweise erlaubt es somit, deren Einflüsse zu erkennen und von den Vorgängen in der Kammer zu trennen.

1. *Vorstudie:* Diese erste Stufe dient dazu, die Daten für die beiden nachfolgenden in geeigneter Weise aufzubereiten. Ziel ist es, den Bereich der FADC-Bins festzulegen, in dem die Pulse, die zu Teilchen aus dem Teststrahl gehören, nur auftreten können. Der Teststrahl besitzt Durchmesser von 2 – 3 cm, kann jedoch mit Hilfe einer geschickten Triggeranordnung auf eine effektive Breite von rund 1 cm reduziert werden. Bei der Messung mit dem Strahl versucht man dann möglichst genau, einen definierten Abstand in x (x-Position) zwischen der Signaldrahtebene und dem Mittelpunkt des Strahlquerschnittes (bzw. der Strahlachse) einzustellen (siehe dazu auch [4]). Die x-Position aller von Elektronen aus dem Strahl erzeugten Spuren ($\varphi = 0^\circ$) variiert dann in einem Bereich von ± 0.5 cm um diesen Wert.⁹ Dies spiegelt sich natürlich wider in der Verteilung der Anfangsbins aller durch den Pulserkennungsalgorithmus im Datensatz gefundenen Pulse. In Abb. 4.16 ist eine solche Verteilung mit einer eingestellten x-Position von -27.5 mm für 800 Ereignisse gezeigt. Das Histogramm enthält die Einträge für die Anfangsbins der Signale von *allen* 16 Auslesekanälen. Man sieht deutlich, wie sich das der Strahlposition entsprechende Maximum über einem gleichverteilten Untergrund von Störsignalen erhebt. Ist dieser Untergrund nicht zu hoch im Verhältnis zum Maximum, so wird dann in guter Näherung der Mittelwert \bar{b}_b aller Einträge den Mittelpunkt des Strahls repräsentieren. Ähnliches gilt für die mittlere quadratische Abweichung der Einträge, das r.m.s.¹⁰ Sie wird bei geraden Spuren nur durch die Verteilung der Strahlelektronen und Schwankungen in der durch den Pulserkennungsalgorithmus grob bestimmten Driftzeit bestimmt.

Mittelwert und r.m.s. können nun herangezogen werden, um einen Bereich in den FADC-Bins festzulegen, den sogenannten Strahlkanal, von dem man annimmt, daß alle Pulse, deren Ursache Strahlelektronen sind, in ihm beginnen und alle Pulsanfänge, die außerhalb liegen, auf andere Ursachen zurückzuführen sind. In der weiteren Analyse werden nur noch Pulse aus dem Strahlkanal benutzt. Die Position des Strahlkanals ergibt sich aus dem Mittelwert \bar{b}_b der Verteilung der Anfangsbins, seine Grenzen bestimmen sich aus einem Vielfachen N_1 ihrer r.m.s., d. h., der Strahlkanal wird durch die Randbins $\bar{b}_b \pm N_1 \times r.m.s.$ festgelegt. Die Größe des Faktors N_1 muß ebenfalls aus der Verteilung ermittelt werden. Man wählt ihn so, daß die Randbins des Kanals außerhalb des durch den Strahl hervorgerufenen Maximums zu liegen kommen, wie in Abb. 4.16 veranschaulicht. Es hat sich allerdings für fast alle in der Praxis

⁹Diese Angabe entspricht der Breite auf der halben Höhe der Verteilung der x-Positionen aller Spuren einer eingestellten Sollposition (FWHM = Full Width Half Maximum).

¹⁰r.m.s. = root mean square

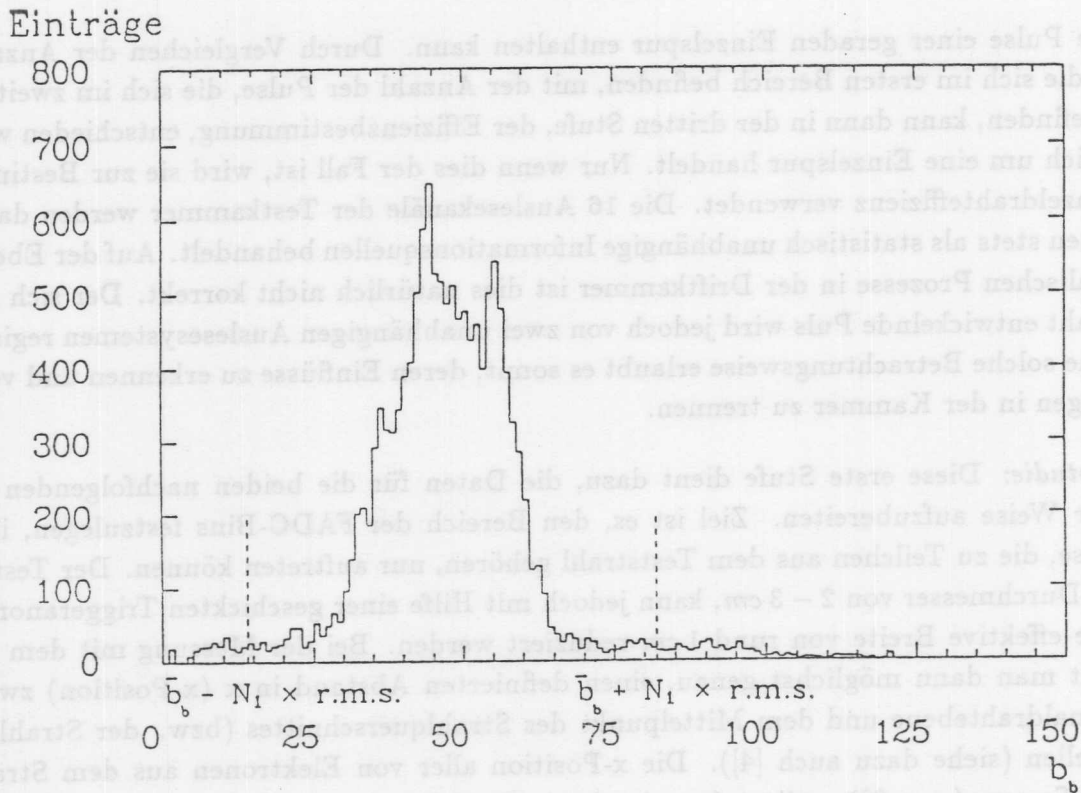


Abbildung 4.16: Anfangsbinsverteilung

auf tretenden Verteilungen, für die die in Abb. 4.16 gezeigte durchaus typisch ist, ein Wert von $N_1 = 2.0$ bewährt. Wie der Strahlkanal die FADC-Bins der 16 Auslesekanäle in zwei Bereiche trennt, ist in Abb. 4.17 zu sehen. Nur die in dem durch die gestrichelte Linie begrenzten Bereich auftretenden Pulsanfänge (wieder durch den jeweils ersten senkrechten Strich bei einem Puls gekennzeichnet) werden für die 2. Vorstudie benutzt, der Rest wird verworfen. Man sorgt dafür, daß Anfangsbins, die weit vom Strahlmittelpunkt bzw. \bar{b}_b entfernt liegen und damit auch weit weg von den Pulsanfängen einer Spur, die weitere Analyse nicht mehr beeinflussen können.

2. *Vorstudie:* In ganz ähnlicher Weise, wie in der 1. Vorstudie, wird nun für *jedes* einzelne Ereignis ein Bereich von Bins festgelegt, der nur die Pulsanfänge enthält, die zu einer geraden Einzelspur gehören. Dieser Bereich wird als Spurkanal bezeichnet. Um seine Position und Breite zu bestimmen, wird für jedes Ereignis der Mittelwert \bar{B}_b (Spurmittelwert) aller Anfangsbins B_b der Pulse, die in dem Strahlkanal liegen, gebildet, er bestimmt die Position des Strahlkanals. Anschließend werden die Differenzen $\bar{B}_b - B_b$ zwischen den jeweiligen Anfangsbins und dem Spurmittelwert berechnet und histogrammiert, wobei das Histogramm die Daten *aller* 800 betrachteten Ereignisse enthält. Man erhält dann eine eng um den Wert 0 konzentrierte Verteilung, deren Breite, wiedergegeben durch das r.m.s., zur Bestimmung der Ausdehnung des Spurkanals benutzt wird (siehe Abb. 4.18). Auch hier wird wieder ein Vielfaches N_2 der r.m.s. verwendet, d. h., der Spurkanal ist durch folgende Randbins definiert: $\bar{B}_b \pm N_2 \times r.m.s.$ Der Faktor N_2 ist wie zuvor wieder abhängig von der Verteilung der Dif-

FADC-Einträge

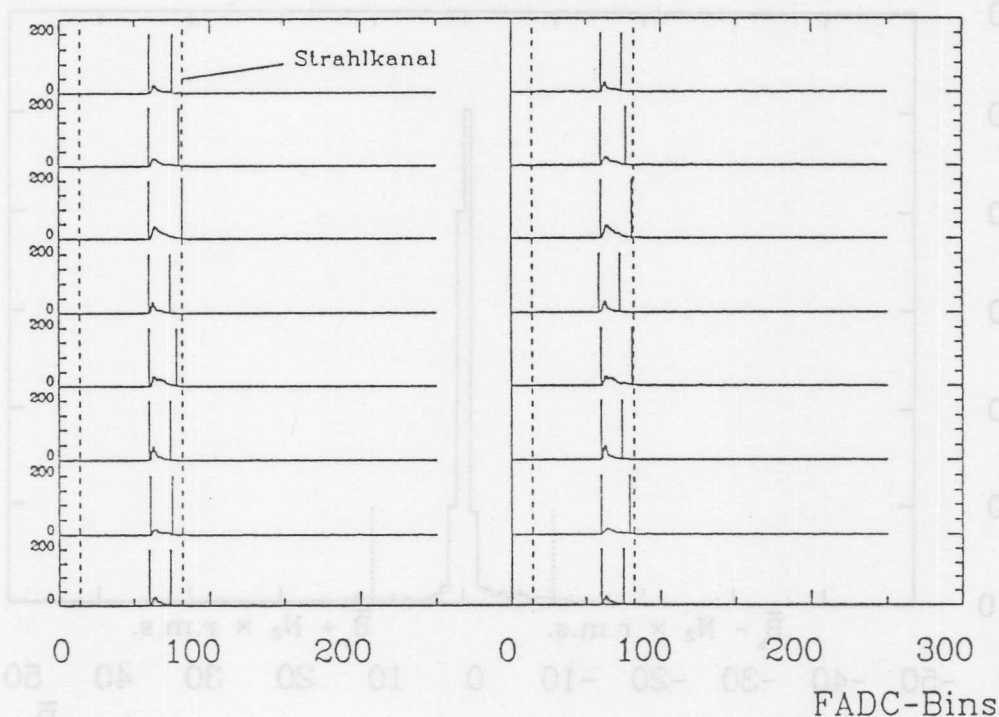


Abbildung 4.17: Festlegung des Strahlkanals

ferenzen selbst. Er ist jedoch wesentlich empfindlicher. Ein Wert von $N_2 = 2.0$ hat sich zwar ebenfalls in vielen Fällen bewährt, ist allerdings nicht so allgemein anwendbar. Oft ist man gezwungen, den Wert kleiner, meist etwa halb so groß, zu wählen. Nach welchen Kriterien man dies tut, wird erst in der Beschreibung der letzten Stufe, der Effizienzbestimmung, erläutert werden.

Man erhält also einen Bereich von Bins innerhalb des Strahlkanals (siehe Abb. 4.19), dessen Position für jede Spur eine andere ist, dessen Breite jedoch für *alle* Spuren durch die Verteilung der Differenzen festgelegt wird. Es liegt dem die Überlegung zugrunde, daß für einfache gerade Spuren der Mittelwert \bar{B}_b in etwa der Position aller Anfangsbins der Pulse des Ereignisses entspricht. Dies gilt allerdings nur in guter Näherung, wenn Störpulse, die nicht zur Spur gehören, nicht weit entfernt von den Spurpulsen auftreten. Dies ist der Grund, warum Pulse außerhalb des Strahlkanals nicht mehr berücksichtigt werden. Störpulse innerhalb des Strahlkanals dagegen verschieben den Mittelwert nur unwesentlich. Diese Verteilung soll allein durch die Differenzen, die sich bei Einzelspuren ergeben, dominiert sein, und nur eine geringfügige Verbreiterung durch die im Verhältnis zu den Einzelspuren seltenen Doppel- oder Mehrfachspuren wird in Kauf genommen. Für letztere ist nämlich die obige Annahme nicht mehr gültig. Ihr Spurmittelwert \bar{B}_b repräsentiert nicht die Werte aller Anfangsbins im Strahlkanal, sondern ist nur der Mittelwert von sehr unterschiedlichen Werten von Anfangsbins. (Im "Idealfall" einer ausgeprägten Doppelspur ist es der Mittelwert zweier Häufungswerte.) Wird die Breite des Spurkanals jedoch über die Differenzenverteilung der Einzelspuren dominiert, so fällt eine signifikante Anzahl von Pulsen zwar noch innerhalb des

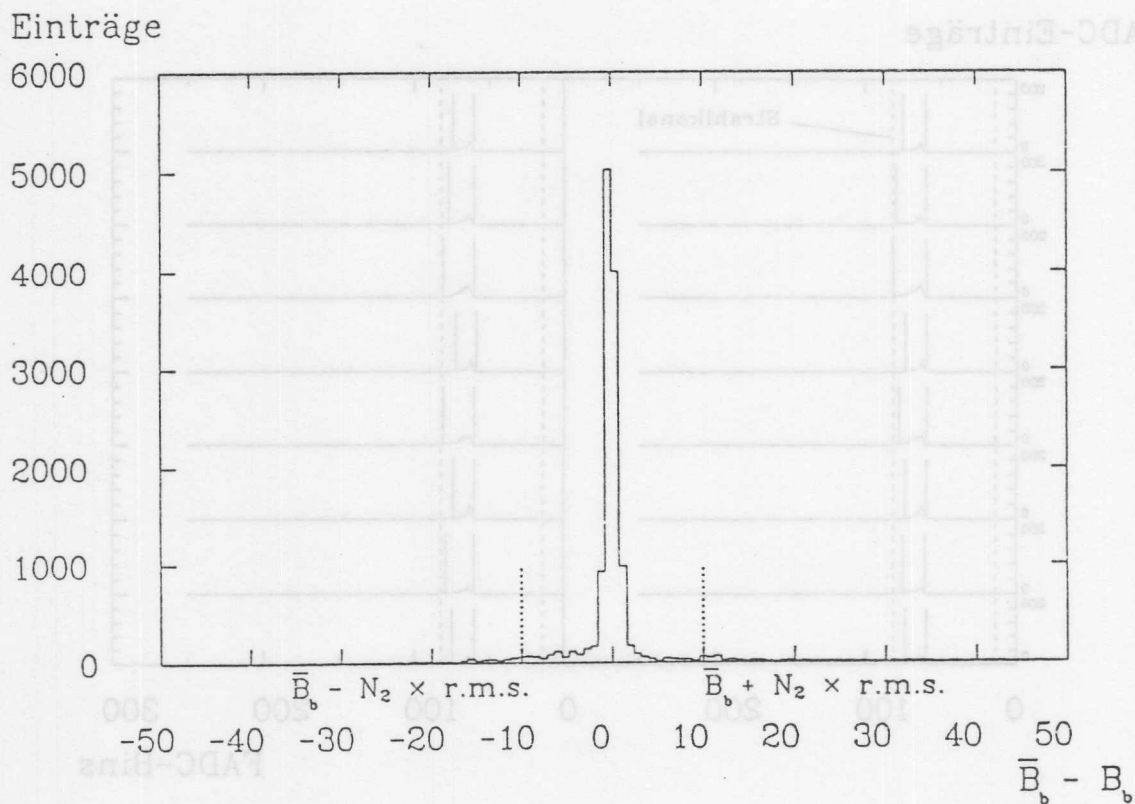


Abbildung 4.18: Verteilung der Differenzen $\bar{B}_b - B_b$

Strahlkanals, aber außerhalb des Spurkanals. Das Verhältnis

$$\frac{\text{Anzahl der Pulse im Spurkanal}}{\text{Anzahl der Pulse im Strahlkanal}} \quad (4.1)$$

kann dann als Kriterium für das Auftreten von Doppelspuren benutzt werden, um diese Ereignisse aus der Effizienzbestimmung zu beseitigen.

Effizienzbestimmung: In diesem letzten Teil der Analyse wird die Bestimmung der Einzeldrahteffizienz vorgenommen. Nachdem der Datensatz die ersten beiden Vorbereitungsstufen passiert hat, werden nun die Doppelspuren herausortiert und die verbliebenen Einzelspuren zur Berechnung der Einzeldrahteffizienz ϵ_s verwertet. Die Abtrennung der Doppelspuren geschieht auf folgende Weise: Für jedes Ereignis wird die Anzahl N_T der Pulsanfänge im Spurkanal und die Anzahl N_B der Pulsanfänge im Strahlkanal ermittelt, wobei die Werte N_1 und N_2 fest vorgegeben sind, z.B. $N_1 = 2.0$ und $N_2 = 2.0$. Um als Einzelspur akzeptiert zu werden, muß das Wertepaar (N_T, N_B) jedes Ereignisses gewissen Bedingungen genügen, die sich am besten in folgendem Diagramm (Spurdiagramm) veranschaulichen lassen (siehe Abb. 4.20). Auf der Abszisse ist N_T abgetragen, auf der Ordinate N_B , so daß jedes Ereignis einem Punkt im Diagramm entspricht. Nur wenn sie jedoch in einem bestimmtem Bereich im Diagramm auftreten, werden sie als Einzelspuren der weiteren Analyse zugeführt. Dieser Bereich ergibt sich auf folgende Weise:

FADC-Einträge

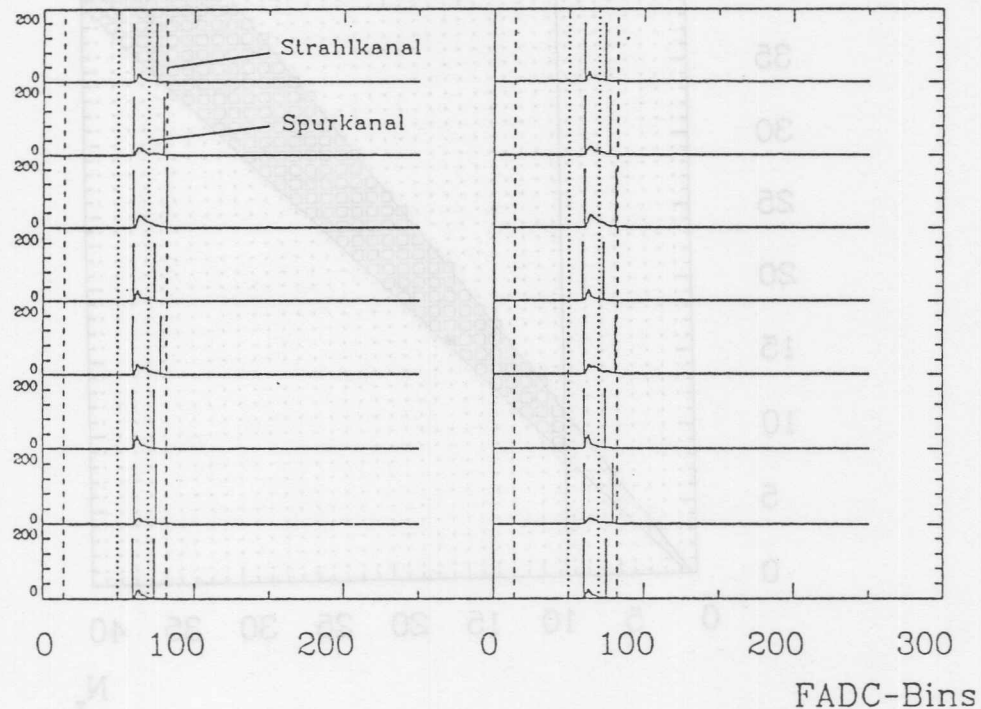


Abbildung 4.19: Festlegung des Spurkanals

1. *Bedingung*: Die Anzahl N_B der Pulse im Strahlkanal muß größer oder gleich der Anzahl N_T der Pulse im Spurkanal sein.

$$N_B \geq N_T \quad (4.2)$$

Dies ist im eigentlichen Sinne keine Bedingung, sondern ergibt sich aus der einfachen Tatsache, daß die Pulse im Spurkanal selbstverständlich auch im Strahlkanal liegen. Diesem entspricht die Diagonale im Diagramm. Nur alle Spuren *oberhalb* dieser Diagonalen werden akzeptiert.

2. *Bedingung*: Die Anzahl N_T der im Spurkanal gefundenen Pulse muß größer als 8 sein¹¹.

$$N_T > 8 \quad (4.3)$$

D. h., daß mehr als die Hälfte der Datenauslesekanäle angesprochen haben muß. (Es bedeutet nicht unbedingt, daß die Hälfte der Signaldrähte angesprochen hat!) Dies entspricht der senkrechten Linie im Diagramm. Alle Ereignisse, die *rechts* davon erscheinen, werden akzeptiert. Damit soll sichergestellt werden, daß sich im Strahlkanal überhaupt Pulse eines Ereignisses befinden.

3. *Bedingung*: Das Verhältnis der Anzahl N_T der Pulse im Spurkanal zu der Anzahl N_B der Pulse im Strahlkanal muß größer als $\frac{3}{4}$ sein.

$$\frac{N_T}{N_B} > \frac{12}{16} = \frac{3}{4} \quad (4.4)$$

¹¹Bzw. allgemeiner: N_T muß größer sein als die halbe Anzahl der Auslesekanäle.

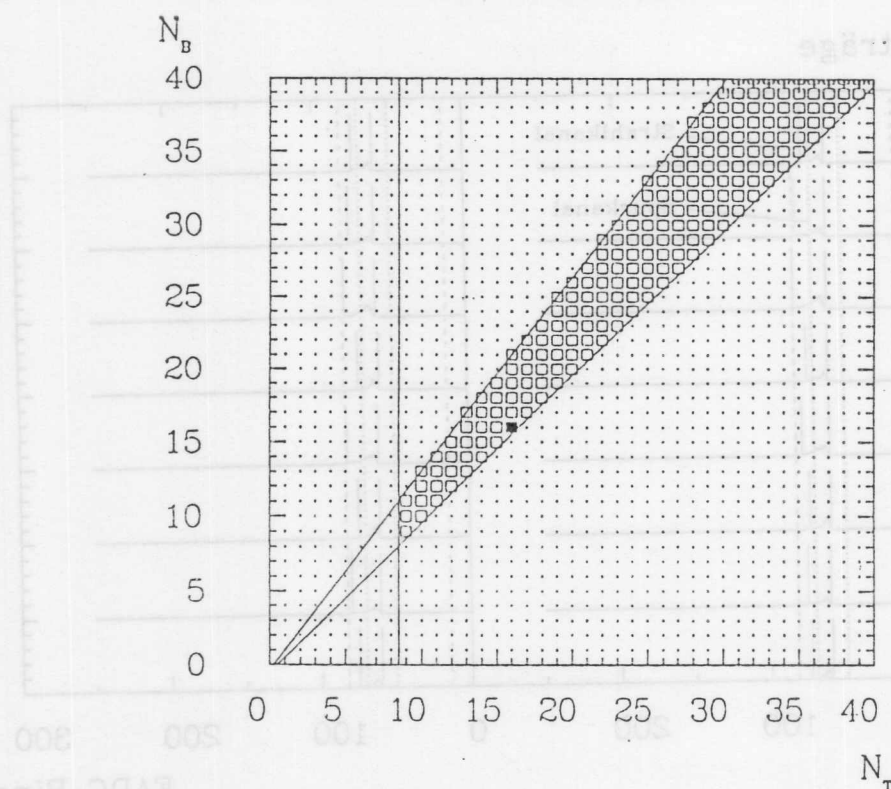


Abbildung 4.20: Spurdiagramm

Dies entspricht der Linie oberhalb der Diagonalen. Alle Ereignisse, die *unterhalb* dieser Linie auftreten, werden akzeptiert. Hierdurch wird die Selektion der Doppelspuren erreicht, denn nur für diese Spuren ist N_B aus den obengenannten Gründen soviel größer als N_T , daß sie diese Bedingung nicht mehr erfüllen können. Der Wert $\frac{3}{4}$ ist allerdings mit einer gewissen Willkür behaftet, hat sich jedoch in der Praxis bewährt. Motiviert wurde er durch folgende Überlegung: Liegen bei einer Spur 16 Pulse im Spurkanal und vier weitere im Strahlkanal, so ist dies schon mit einer gewissen Sicherheit eine Doppelspur. (Sie könnte vom Pulserkennungsalgorithmus nur schlecht getrennt worden sein.) Berücksichtigt man weiterhin, daß die Signaldrähte auch noch eine gewisse Ineffizienz besitzen können, die dazu führt, daß sich nur 12 Pulse im Spurkanal befinden, ergibt sich für die Anzahl der Pulse im Strahlkanal 16, unter Beibehaltung obiger Annahme. Das Verhältnis ist dann genau $\frac{12}{16} = \frac{3}{4}$. Solche Spuren sollen aber schon verworfen werden¹². Da zur Effizienzbestimmung jedoch nur Pulse im Spurkanal der verbleibenden Spuren betrachtet werden, stellt diese Bedingung keine kritische Beeinflussung der Analyse dar.

Aus den verbliebenen akzeptierten Spuren (der Bereich, in dem sie im Diagramm auftauchen dürfen ist in Abb. 4.20 mit kleinen Kästchen gekennzeichnet) wird nun die Effizienz ϵ_S eines Drahtes oder korrekter eines Auslesekanals auf recht einfache Weise bestimmt. Man bestimmt für den Auslesekanal K die Anzahl $N_P(K)$ der akzeptierten Spuren, bei denen im Spurkanal in diesem Auslesekanal *mindestens* ein Pulsanfang gefunden wird, und teilt diesen

¹²Auch diese Überlegung läßt sich wie die Bedingung 2 verallgemeinern.

Wert durch die gesamte Anzahl N_A der akzeptierten Spuren, also

$$\epsilon_S(K) = \frac{N_P(K)}{N_A} \quad (4.5)$$

Abb. 4.21 zeigt das Ergebnis einer solchen Analyse. (Ergebnisse, die mit Hilfe dieser Methode aus Daten der 8-Draht-Testkammer erhalten wurden, werden ausführlich im Abschnitt 4.3.3 erläutert.) ϵ_S ist über den Nummern der Auslesekanäle abgetragen (1–8 entsprechen der

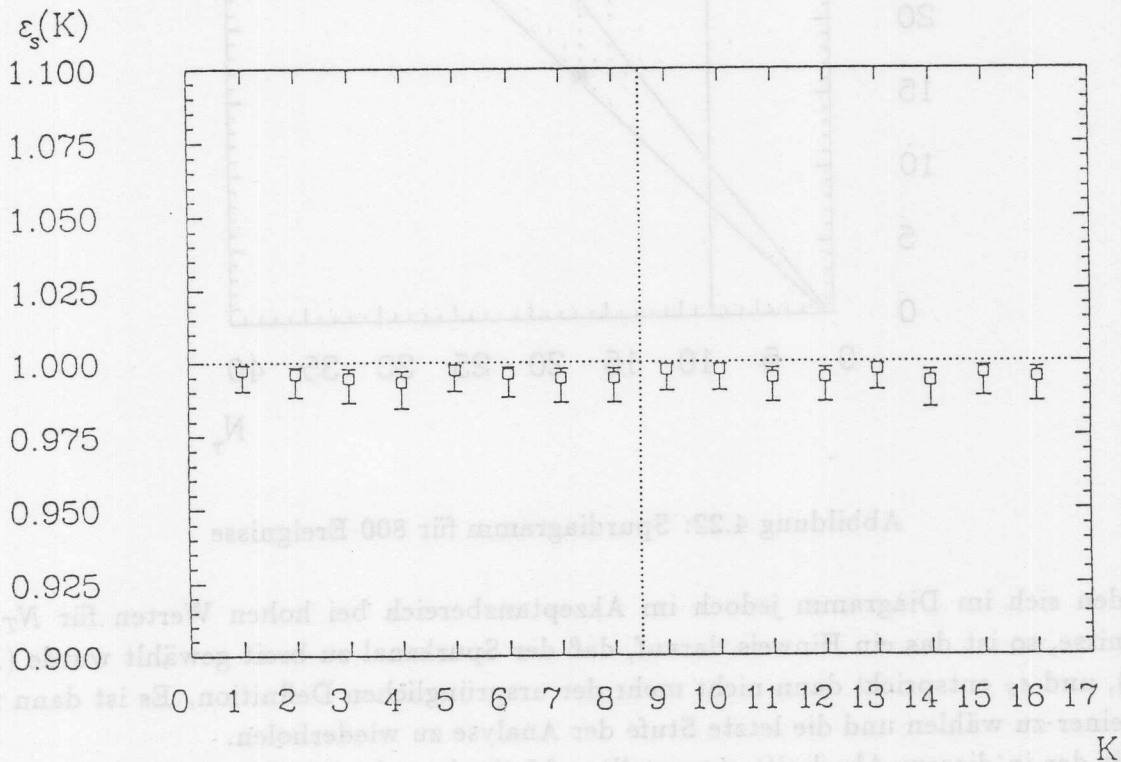


Abbildung 4.21: Darstellung der Einzeldrahteffizienz

linken Ausleseseite der Drähte 1–8, 9–16 entsprechen der rechten Ausleseseite der gleichen Drähte). Die Fehlerangaben in der Abb. 4.21 entsprechen den Vertrauensintervallen einer Binominalverteilung für ϵ_S bei einer Konfidenzzahl von 95% (siehe dazu Anhang A).

Zur Kontrolle der Analyse wird das Wertepaar (N_T, N_B) für jedes Ereignis in das Spurdigramm eingetragen. Dies ist für den Datensatz, dem die Abb. 4.21 zugrunde liegt, in Abb. 4.22 dargestellt. Die Fläche der Quadrate im Bild ist proportional zu der Anzahl der Ereignisse, die bei diesem Wertepaar ermittelt wurden. Klar zu erkennen ist, daß Einzelspuren mit jeweils 16 Pulsen im Spurkanal dominieren. Um diesen Punkt gruppieren sich Ereignisse mit zusätzlichen Pulsen im Strahlkanal und vor allen Dingen diejenigen Spuren, die zu der in Abb. 4.21 sichtbaren Ineffizienz beitragen. Links oben im Diagramm befinden sich schließlich die erkannten und verworfenen Doppel- und Mehrfachspuren wieder.

Das Spurdigramm ist eine notwendige Hilfe zur Kontrolle der Interpretierbarkeit der Einzeldrahteffizienz. Aus einer Verteilung, wie sie in Abb. 4.22 zu sehen ist, ergeben sich keine Probleme, und die Angaben für ϵ_S geben die wirkliche Effizienz der Drähte wieder.

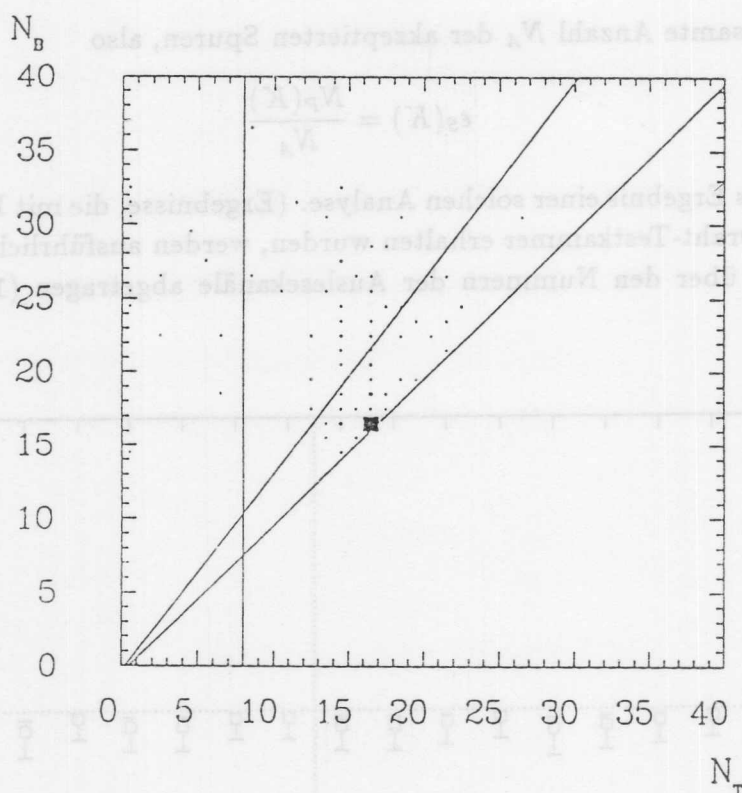


Abbildung 4.22: Spurdiagramm für 800 Ereignisse

Befinden sich im Diagramm jedoch im Akzeptanzbereich bei hohen Werten für N_T viele Ereignisse, so ist das ein Hinweis darauf, daß der Spurkanal zu breit gewählt wurde (N_2 zu groß!), und ϵ_S entspricht dann nicht mehr der ursprünglichen Definition. Es ist dann nötig, N_2 kleiner zu wählen und die letzte Stufe der Analyse zu wiederholen.

Mit der in diesem Abschnitt vorgestellten Methode steht ein sicheres Werkzeug zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Signaldrähte zur Verfügung, das es erlaubt, eine Driftkammer ohne speziellen Triggeraufbau zu überwachen. Dazu können die Daten, die zu anderen Zwecken (etwa Bestimmung der Ortsauflösung) genommen wurden, herangezogen werden, so daß der Meßaufwand nicht erhöht wird. Gleichzeitig wird dabei die Qualität der Daten selbst überprüft, was für ihre Auswertung nicht ohne Belang ist. Ergebnisse von Effizienzstudien sollen nun im letzten Abschnitt vorgestellt werden.

4.3.3 Bestimmung der Einzeldrahteffizienz einer Testkammer

Die im Laufe mehrerer Meßperioden am Teststrahl mit der 8-Draht-Testkammer gesammelten Daten sollten zur Bestimmung der Orts- und Energieauflösung in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern (verschiedene Gasmischungen, Vorverstärker etc.) dienen. Sie standen jedoch auch für die Effizienzstudien zur Verfügung, die die eben genannten Auswertearbeiten begleitet und unterstützt haben [4]. Die hier vorgestellten Ergebnisse stellen aufgrund der Begrenztheit des zur Verfügung stehenden Raumes nur einen kleinen Ausschnitt des gesamten Untersuchungsprogramms dar, sind jedoch besonders im Hinblick auf ähnliche Analysen beim FSP von besonderem Interesse. Sie wurden aus Daten der Driftkammer ermittelt, die unter

folgenden Bedingungen genommen wurden:

- Die Kammer war mit folgender Gasmischung gefüllt:
49.75 % Ar, 49.75 % C_2H_6 , 0.5 % C_2H_5OH , 100 vpm H_2O
- Die Signale wurden mit dem Vorverstärker H1 high gain mit einer Anstiegszeit von 16 ns und einem Verstärkungsfaktor von $100 \frac{mV}{\mu A}$ gemessen.
- Das Driftfeld betrug $1000 \frac{V}{cm}$.
- Das Gasverstärkungsfeld in 500 μm Abstand vom Signaldraht betrug $550 \frac{V}{mm}$.
- Die Energie der Elektronen des Teststrahls betrug 4 GeV.

Die Pulserkennungsroutine (Anstiegsmethode) arbeitete nach Berücksichtigung der entsprechenden Charakteristiken mit folgenden Parameterwerten:

$$\Delta f_b = 5$$

$$\Delta b_b = 3$$

$$w = 3$$

$$t_e = 3$$

Die Parameter zur Definition der Breite der Kanäle in der Effizienzstudie, N_1 und N_2 , waren, wenn es nicht explizit anders erwähnt wird, beide auf den Wert 2.0 gesetzt.

1. *Einzeldrahteffizienz in Abhängigkeit von der x-Position des Strahles bei $\theta = 90^\circ$* : In den Abb. 4.23 bis 4.26 ist die Effizienz $\epsilon_S(K)$ aller Auslesekanäle für die x-Positionen $-47.5 mm$, $-37.5 mm$, $-27.5 mm$, $-22.5 mm$, $-17.5 mm$ und $-12.5 mm$ gezeigt. In allen sechs Abbildungen ist erkennbar, daß die Effizienz der einzelnen Kanäle stets über 98 % liegt. Ein Ergebnis, das für eine sorgfältig hergestellte und gut arbeitende Driftkammer, wie die hier untersuchte Testkammer sie darstellt, nicht sehr verwunderlich ist. Eine gewisse Ausnahme stellt jedoch Abb. 4.23 dar. Hier sinken die Effizienzwerte der Randdrähte (Kanäle 1, 8, 9 und 16) um etwa 2–3 % gegenüber den anderen Werten ab. Der Effekt ist zwar nur klein (man beachte, daß die Skala auf der Ordinate erst bei 90 % beginnt), aber deutlich erkennbar. Der große Abstand des Strahls von 47.5 mm zu den Signaldrähten bedeutet, daß die Strahlelektronen dicht an der Kathodendrahtebene vorbeifliegen (siehe auch Abb. 4.1). Die Homogenität des Driftfeldes ist hier im Randbereich von nicht mehr so guter Qualität. Insbesondere gilt dies für das Gebiet in der Umgebung der Eckdrähte. Hier durch Ionisation erzeugte Elektronen driften nicht unbedingt zu den Signaldrähten, und dies verursacht die beobachtbare Ineffizienz des Drahtes. Der Effekt ist 1 cm weiter innen schon nicht mehr nachweisbar, und der Verlauf von $\epsilon_S(K)$ zeigt mit abnehmendem x keine weiteren Auffälligkeiten dieser Art mehr. Nur eine geringfügige Verbesserung der Effizienzwerte läßt sich noch konstatieren, ein aufgrund der kürzer werdenden Driftwege erwarteter Effekt. Da die Wahrscheinlichkeit für den Einfang von Elektronen durch Verunreinigungen im Gas (insbesondere O_2) mit kleiner werdendem Driftweg abnimmt [12].

2. *Einzeldrahteffizienz in Abhängigkeit von der x-Position des Strahles bei $\theta = 30^\circ$* : In den Abbildungen 4.29, 4.30, 4.31 und 4.32 ist $\epsilon_S(K)$ für die x-Positionen $-42.5 mm$, $-22.5 mm$,

-17.5 mm und -12.5 mm gezeigt. Für die vier Einstellungen gilt in völlig analoger Weise, was für die Abbildungen 4.23 bis 4.29 gesagt wurde. Es fällt jedoch auf, daß bei gleichen x -Positionen (also -22.5 mm , -17.5 mm und -12.5 mm) bei $\theta = 30^\circ$ die Effizienzen besser sind als bei $\theta = 90^\circ$. Dies ist auf die größere Anzahl von primär erzeugten Elektronen zurückzuführen, da die Strecke, die die hochenergetischen Elektronen durch das sensitive Volumen eines Signaldrahtes zurücklegen, durch den niedrigen θ -Winkel vergrößert wird. Der Elektroneneinfang ist also ein weniger stark bemerkbarer Faktor. Interessant an diesen Daten ist jedoch, daß bei ihnen der Spurkanalfaktor N_2 kleiner als 2.0 gewählt werden mußte, um das häufige Auftreten von Doppelspuren zu berücksichtigen. Letztere treten darum so häufig auf, weil bei $\theta = 30^\circ$ die effektive Wandstärke und damit die für Wechselwirkungen der Teststrahlelektronen mit dem Aluminium der Kammerwand zur Verfügung stehende Strecke etwa doppelt so groß ist wie bei $\theta = 90^\circ$. Sie beträgt hier rund 22 % einer Strahlungslänge. N_2 mußte daher auf den Wert 1.0 gesetzt werden. In den Abb. 4.33 und 4.34 ist veranschaulicht, wie dies erfolgreich die Doppelspuren aus der Analyse entfernt. Abb. 4.33 zeigt das Spurdiagramm für $x = -22.5\text{ mm}$ und N_2 . Man erkennt deutlich eine starke Kontamination des Akzeptanzbereiches bei hohen Werten für N_T . Abb. 4.34 zeigt das Spurdiagramm bei der gleichen x -Position, jedoch mit $N_2 = 1.0$. Der Akzeptanzbereich bei hohen N_T ist nun frei von Doppelspuren. Diese finden sich außerhalb wieder im linken oberen Teil des Diagramms. Hier ist klar gezeigt, daß die Effizienzanalyse das vermehrte Auftreten von Vielfachspuren zu berücksichtigen vermag. Im Hinblick auf den FSP ist dies wichtig, da dort schon bei $\theta = 90^\circ$ eine Wandstärke von etwa 28 % einer Strahlungslänge durchdrungen werden muß. (Wandstärke des FSP-Tanks: 5 mm Fe ; siehe hierzu auch Anhang B).

3. Einzeldrahteffizienz in Abhängigkeit von der z -Position bei $\theta = 90^\circ$ und $x = -27.5\text{ mm}$:

Die Abbildungen 4.35 bis 4.37 zeigen die Einzeldrahteffizienz für die z -Positionen 200 mm , 265 mm und 450 mm des Strahls. In diesen drei Abbildungen ist deutlich der Effekt der Trennung der durch die Gasverstärkung auf dem Signaldraht deponierten Ladung durch den Drahtwiderstand sichtbar. Da letzterer proportional zur Länge des Drahtes zwischen Ankunftspunkt des Pulses und dem Drahtende an der Ausleseseite ist, werden die Pulse der linken Ausleseseite im Mittel mit zunehmender z -Position kleiner als die der rechten Ausleseseite. Ein gewisser Teil der Pulse fällt dann für die Pulserkennungsroutine in den Bereich des Rauschens und wird nicht mehr von diesem unterschieden. Es ergibt sich dann eine gewisse Asymmetrie in der Einzeldrahteffizienz zwischen den beiden Ausleseseiten des Signaldrahtes. Besonders gut ist dies in Abb. 4.37 zu erkennen, wo sich der Strahl nur noch $5,1\text{ cm}$ von der rechten Kammerwand entfernt befand.

Ergebnis: Die Methode zur Bestimmung der Einzeldrahteffizienz erlaubt es, die Effekte, die die Effizienz von Signaldrähten beeinträchtigen können, zu ermitteln und zu überwachen. Dies ist anhand einiger Daten, die mit einem kleinen Prototypen genommen wurden, exemplarisch gezeigt worden. Damit steht für den FSP ein wirkungsvolles Mittel zur Kontrolle und Verbesserung seines Betriebes zur Verfügung.

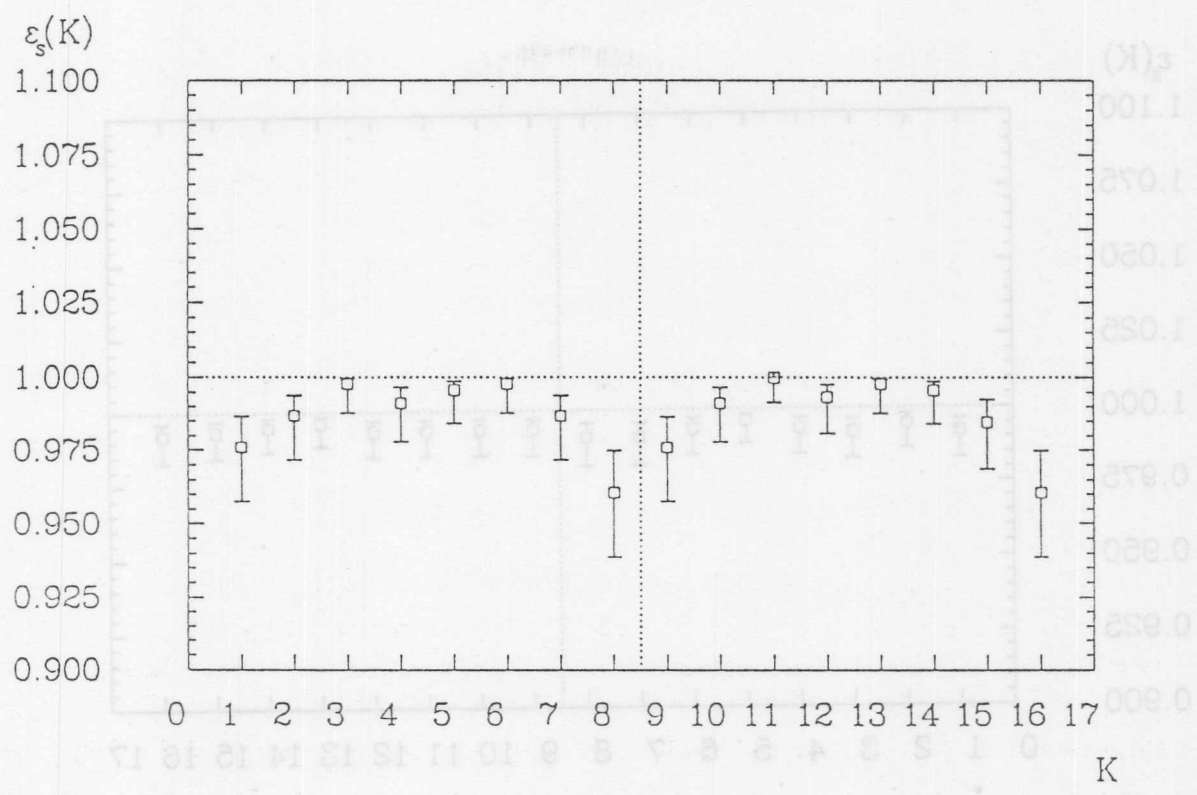


Abbildung 4.23: ϵ_s bei $x = -47.5 \text{ mm}$

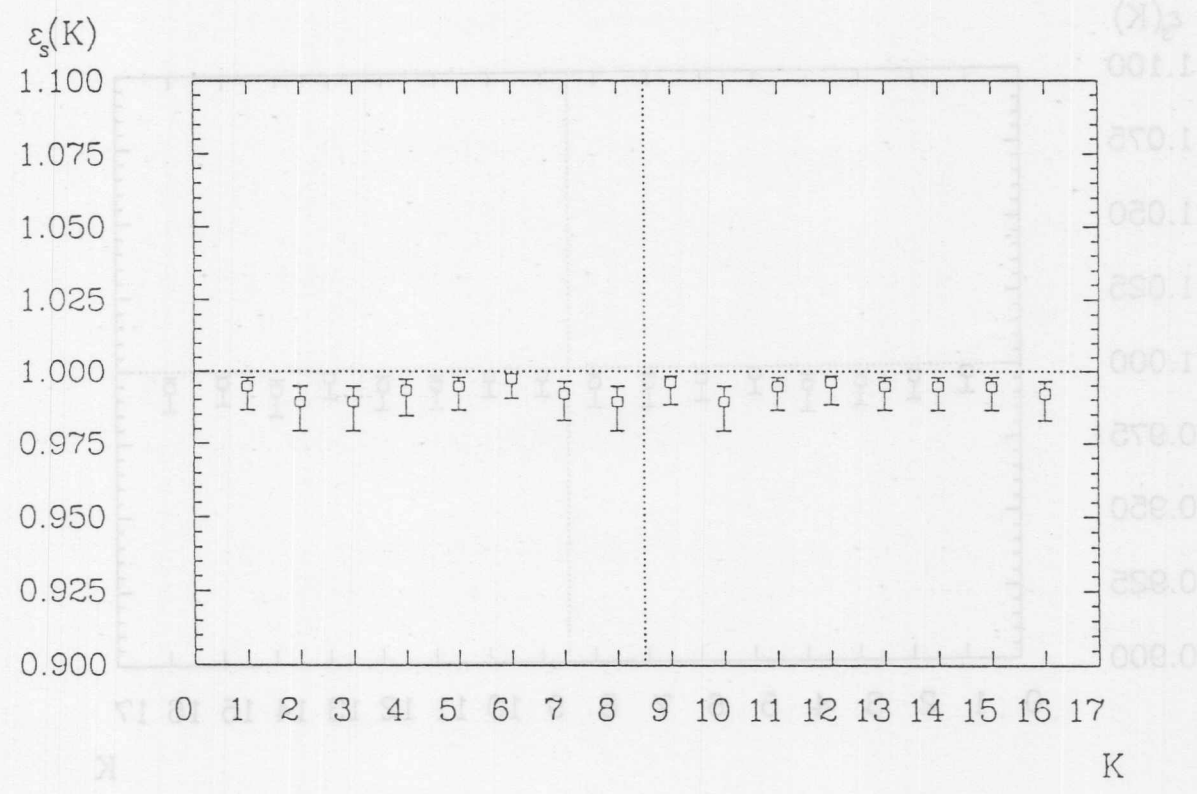


Abbildung 4.24: ϵ_s bei $x = -37.5 \text{ mm}$

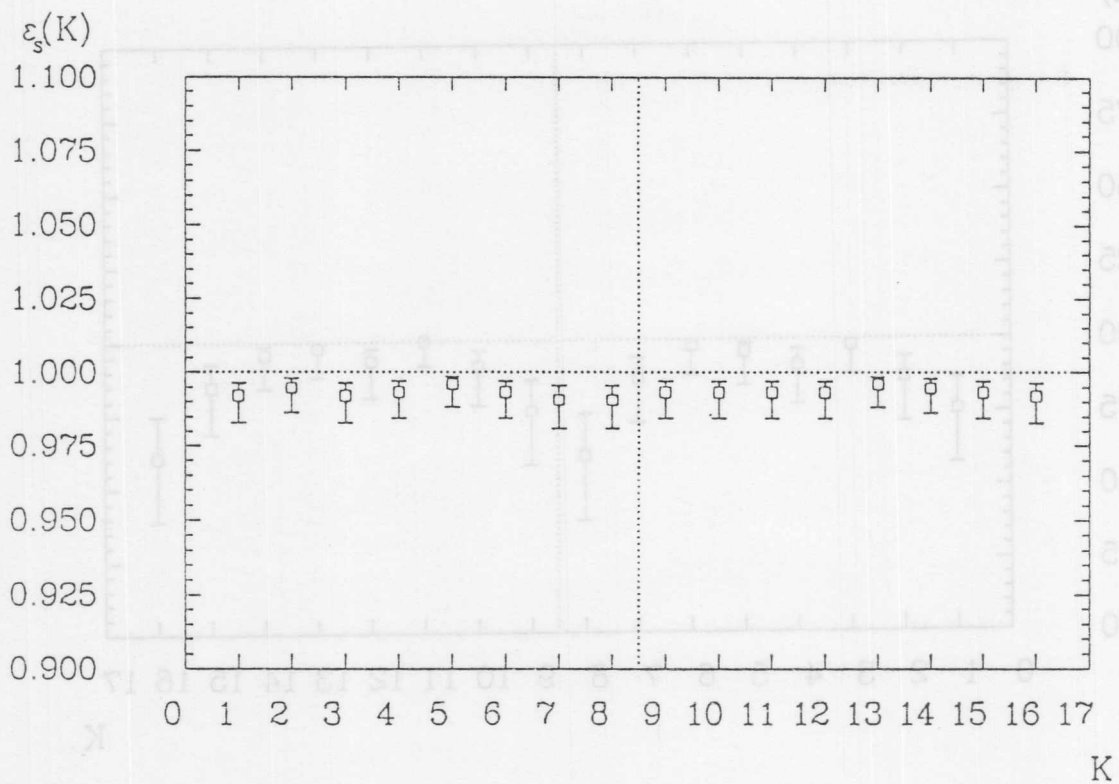


Abbildung 4.25: ϵ_s bei $x = -27.5 \text{ mm}$

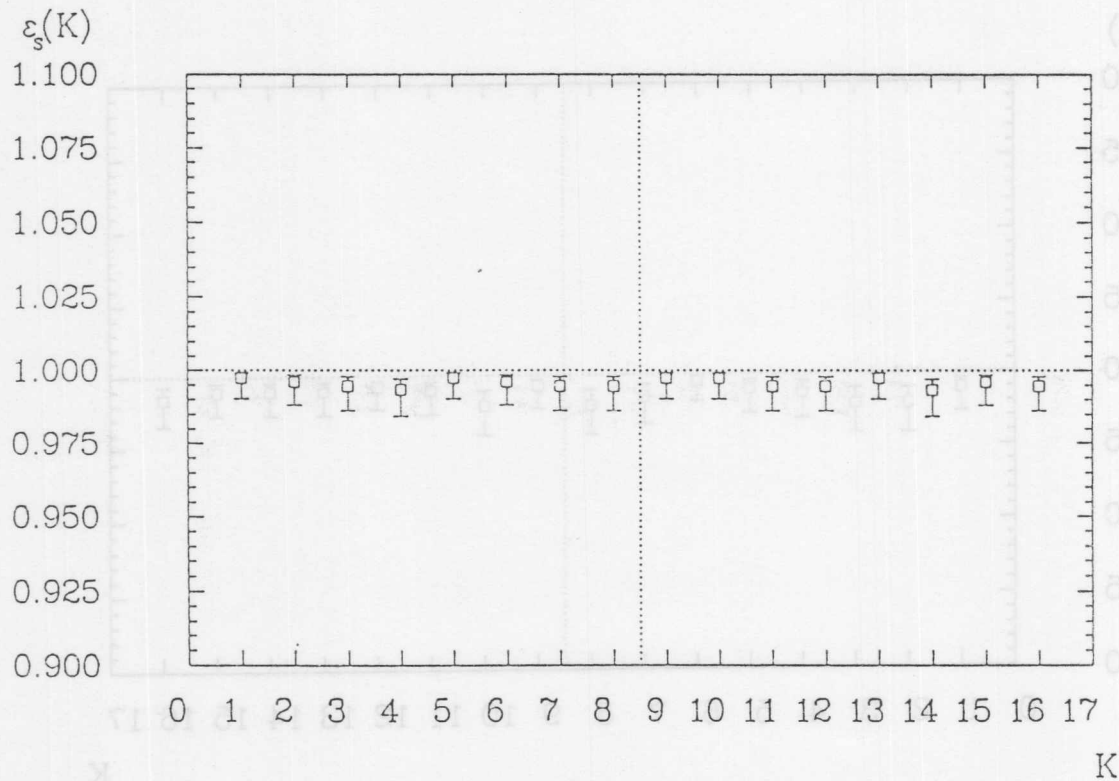


Abbildung 4.26: ϵ_s bei $x = -22.5 \text{ mm}$

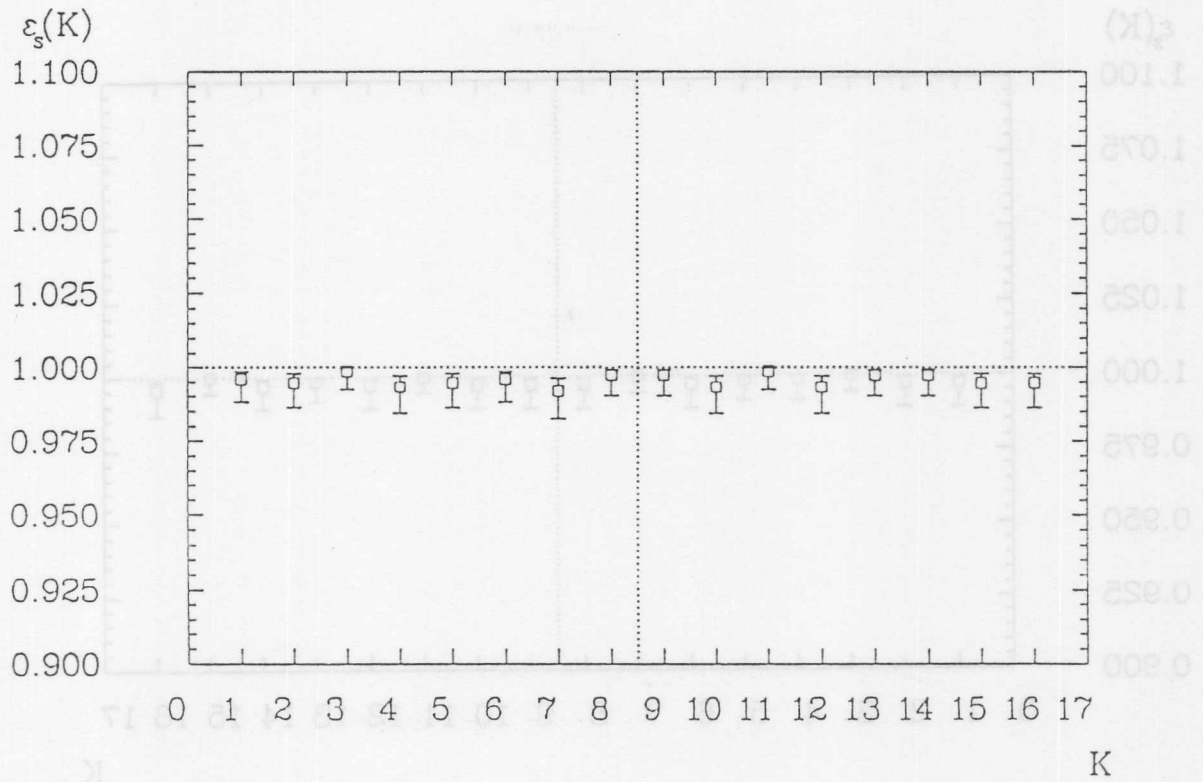


Abbildung 4.27: ϵ_s bei $x = -17.5 \text{ mm}$

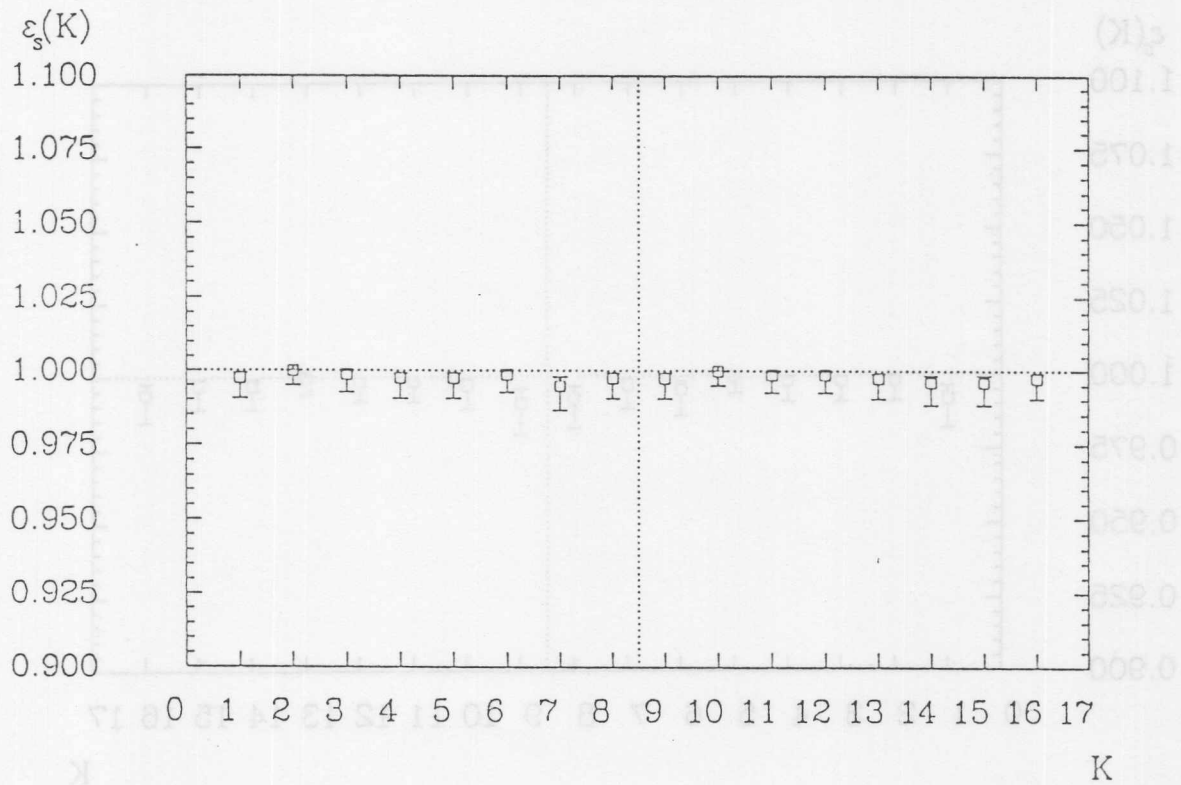


Abbildung 4.28: ϵ_s bei $x = -12.5 \text{ mm}$

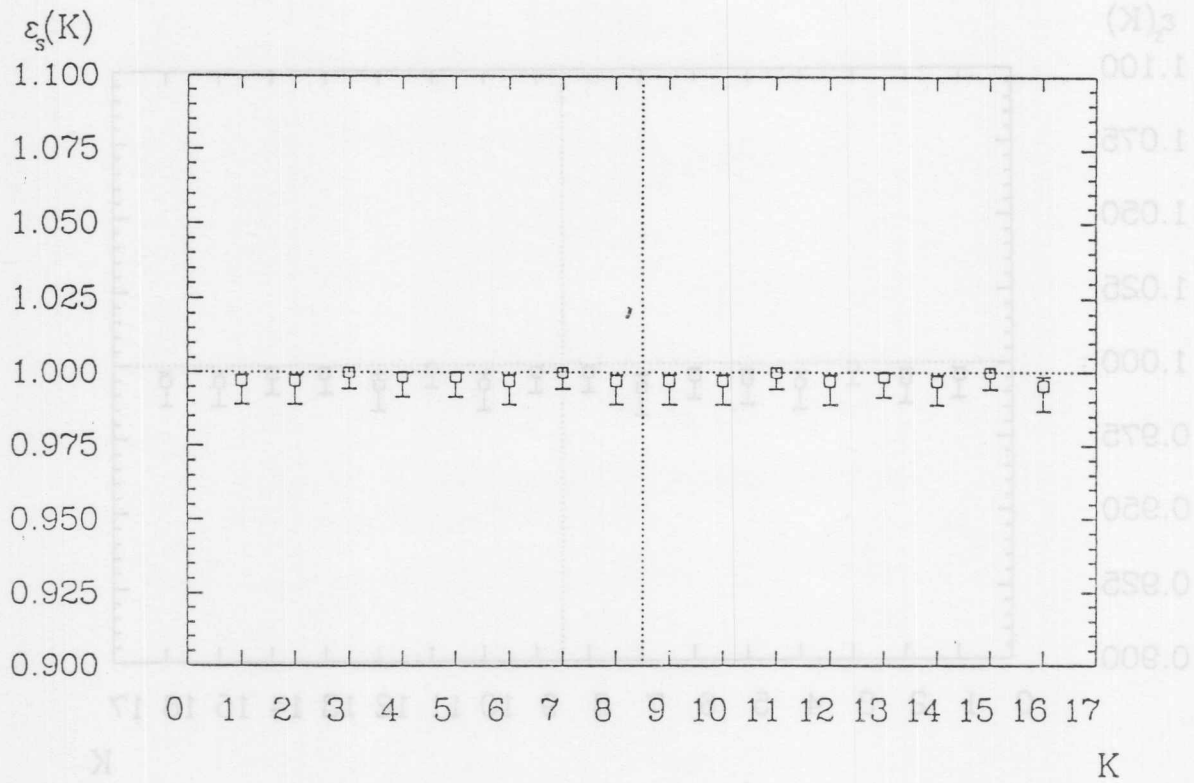


Abbildung 4.29: ϵ_s bei $x = -42.5 \text{ mm}$, $\theta = 30^\circ$

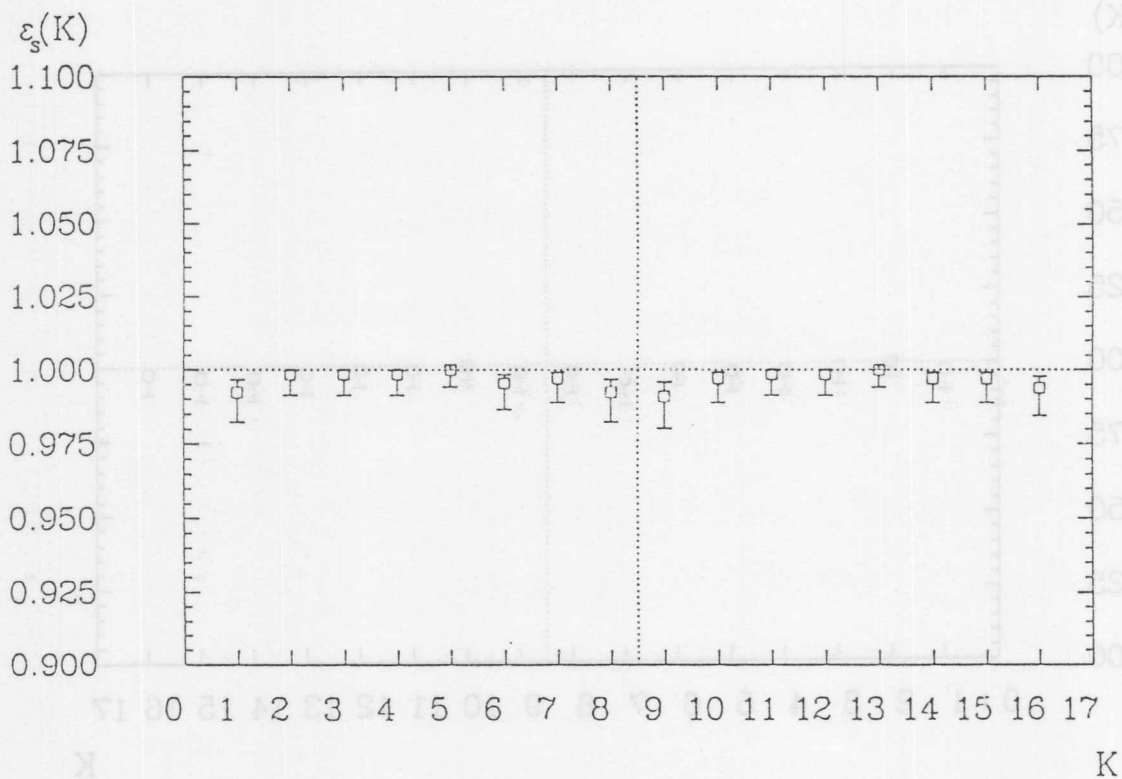


Abbildung 4.30: ϵ_s bei $x = -22.5 \text{ mm}$, $\theta = 30^\circ$

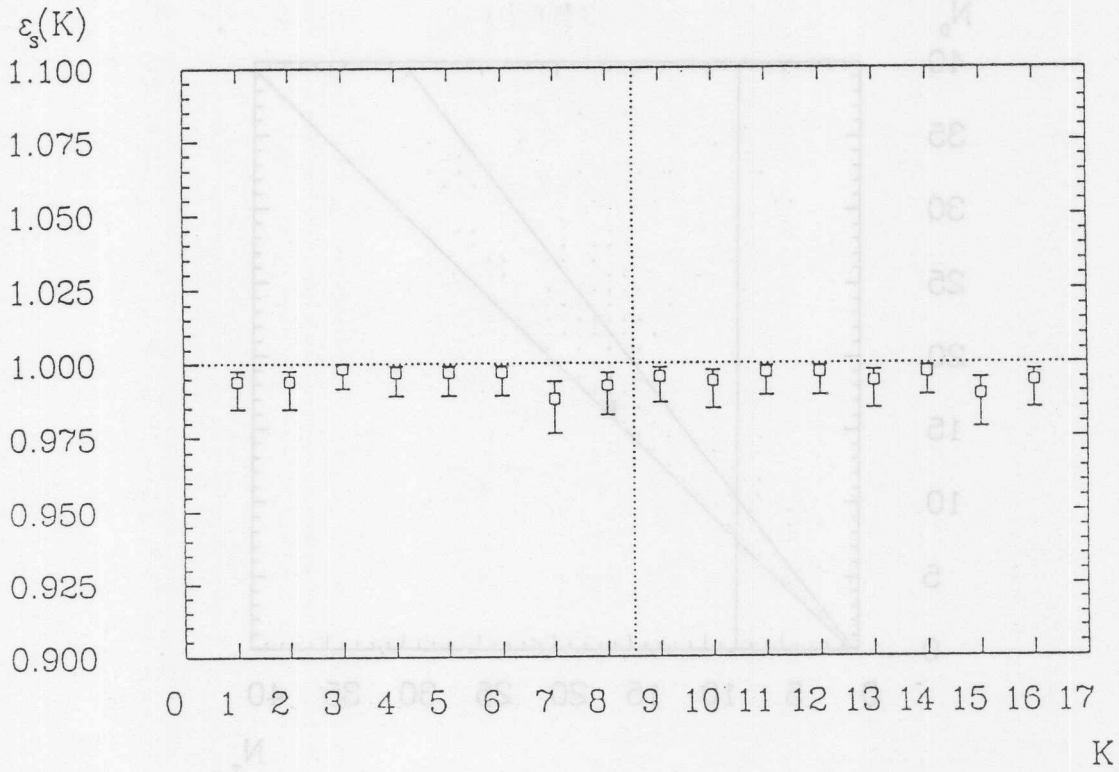


Abbildung 4.31: ϵ_s bei $x = -17.5 \text{ mm}$, $\theta = 30^\circ$

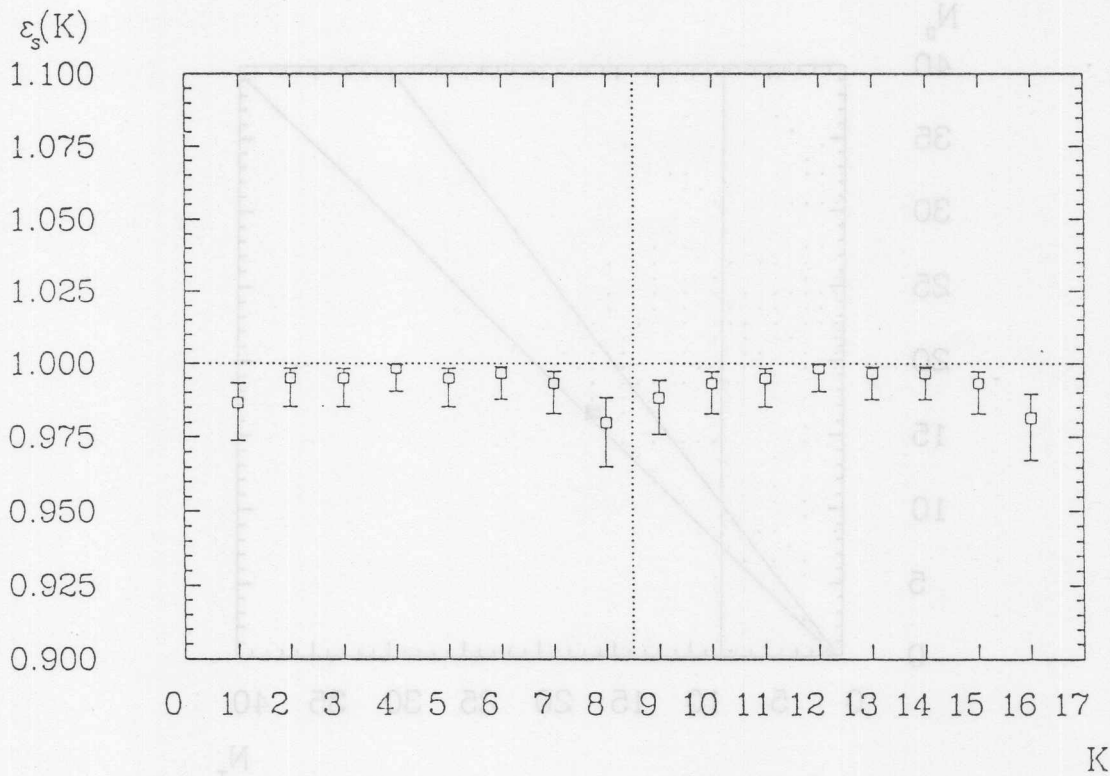


Abbildung 4.32: ϵ_s bei $x = -12.5 \text{ mm}$, $\theta = 30^\circ$

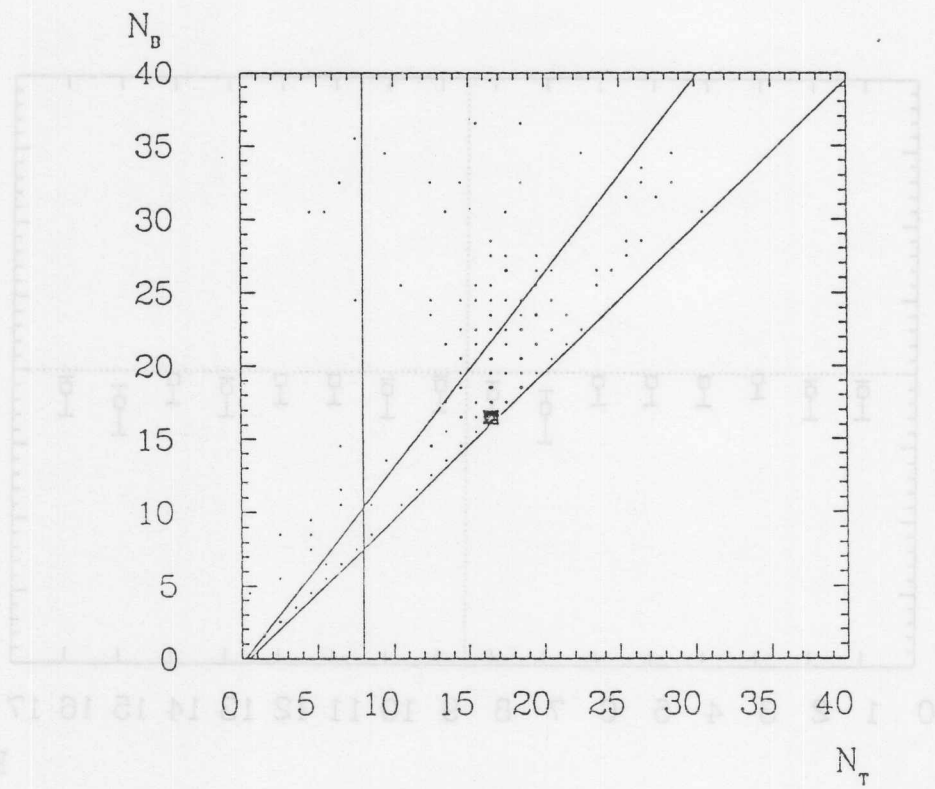


Abbildung 4.33: Spurkanal für $N_2 = 2.0$, $x = -22.5 \text{ mm}$, $\theta = 30^\circ$

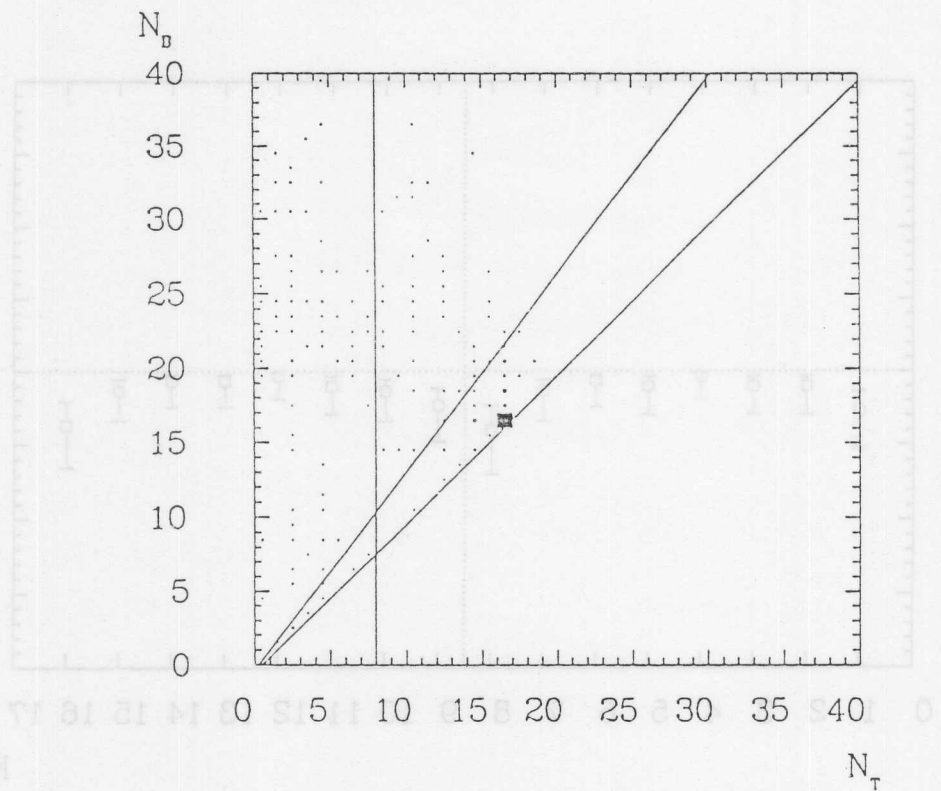


Abbildung 4.34: Spurkanal für $N_2 = 1.0$, $x = -22.5 \text{ mm}$, $\theta = 30^\circ$

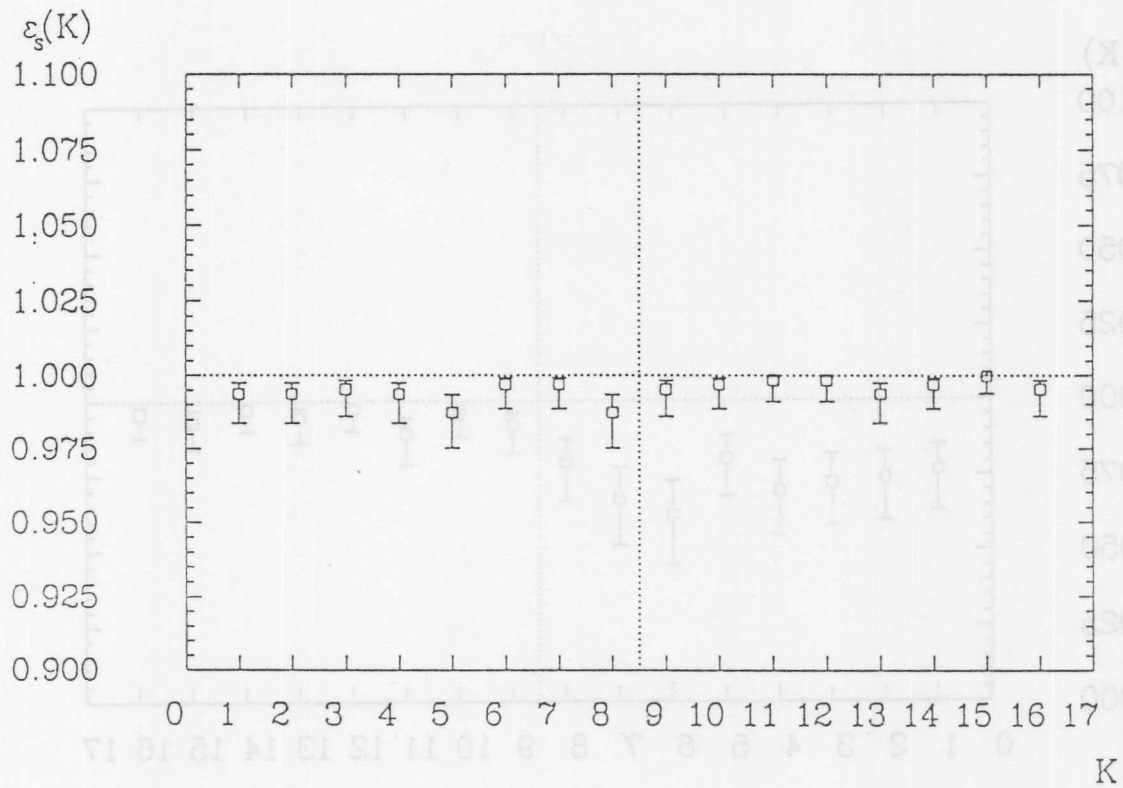


Abbildung 4.35: ϵ_s bei $z = 200$ mm

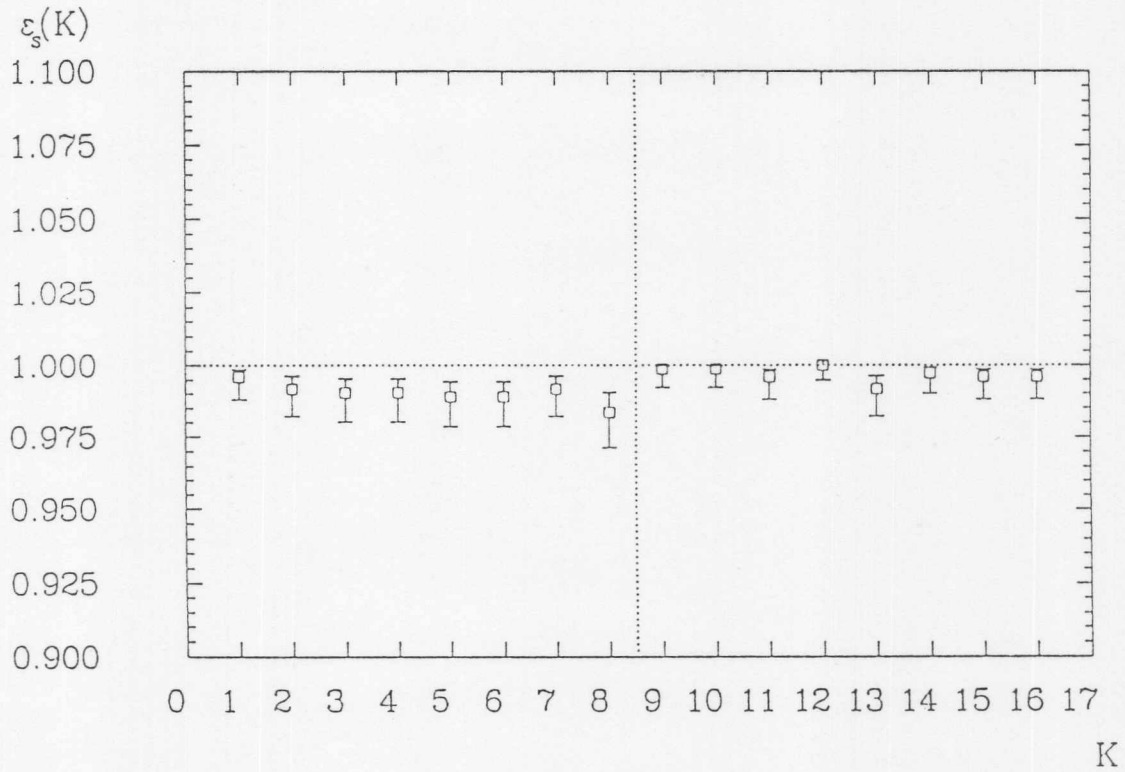


Abbildung 4.36: ϵ_s bei $z = 265$ mm

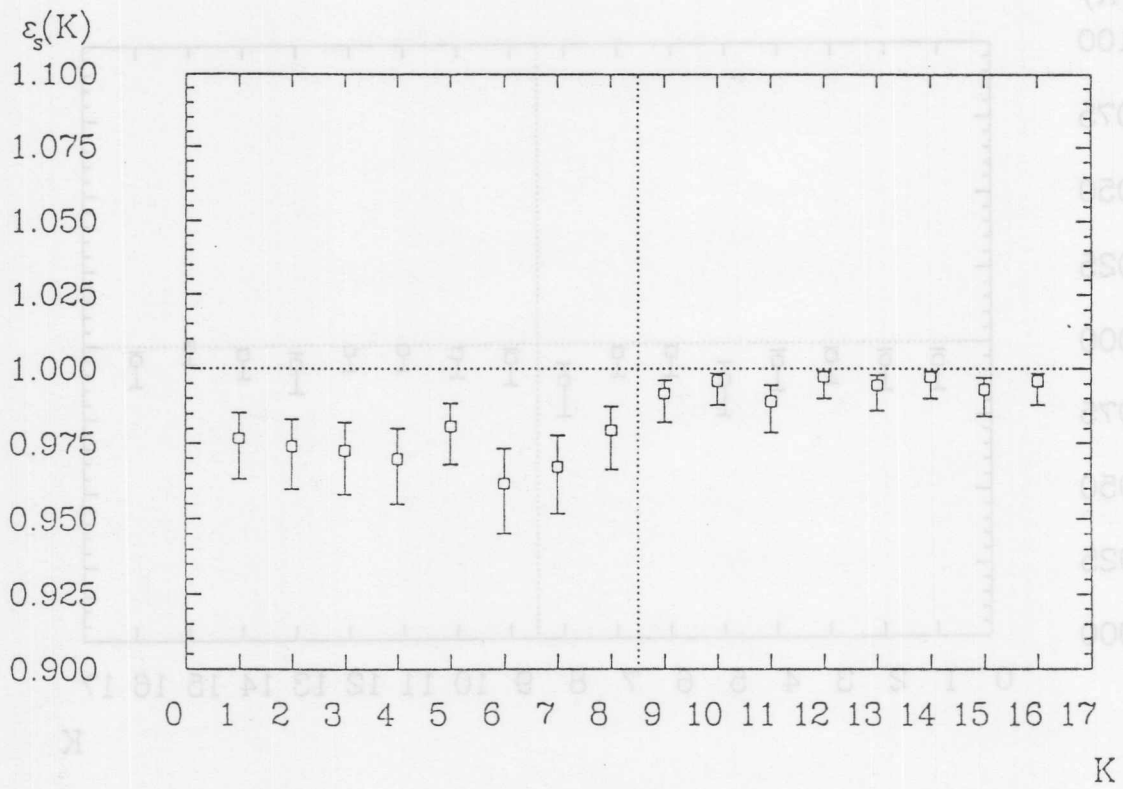


Abbildung 4.37: ϵ_s bei $z = 450$ mm

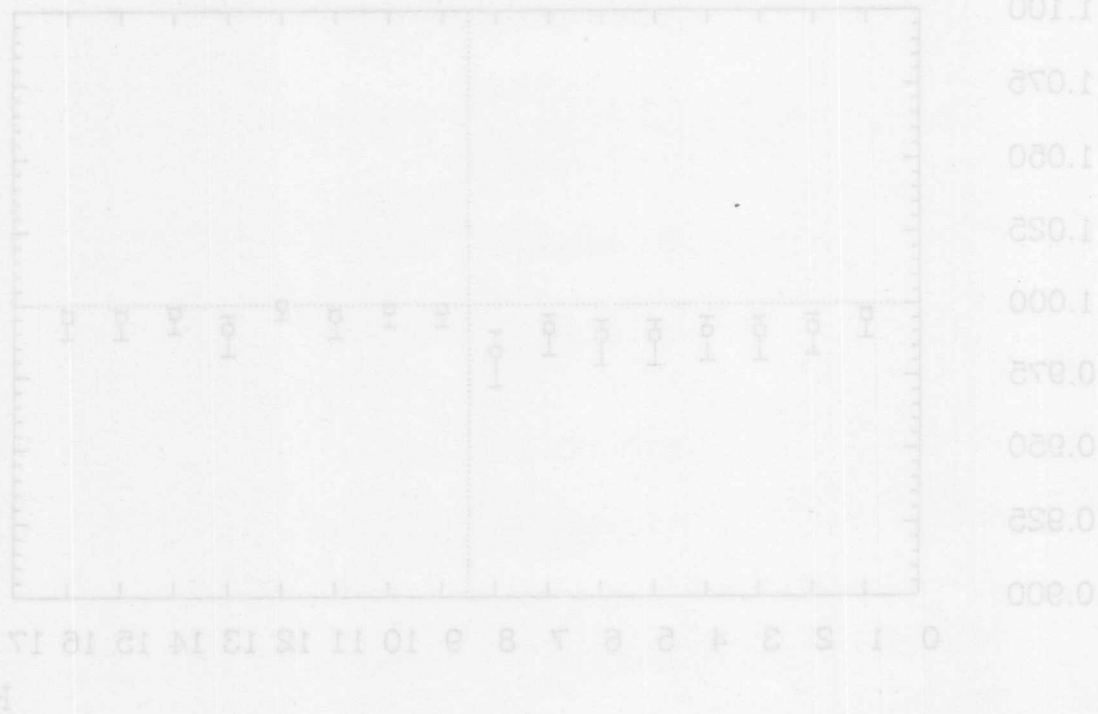


Abbildung 4.38: ϵ_s bei $z = 500$ mm

Zusammenfassung

Anhang A

Parallel zur Planung und Fertigung der zentralen Jetkammer des Detektors H1 wurde die Entwicklung eines 1:1-Modells (Full-Size-Prototyp, FSP) dieser Kammer vorangetrieben. Dabei wurden Studien zum Bau eines wesentlichen Teils seiner Komponenten (Endwände) und zur Vorbereitung seines späteren Betriebs durchgeführt.

Die Studien zum Aufbau der Endwände des Prototyps umfaßten Tests zur Hochspannungsfestigkeit. Dabei sollte sowohl das Verhalten der Sandwichstruktur der Endplatten aus Platinen und GFK-Material als auch die Festigkeit der Multilayer-Platine für die Spannungszuführung unter Hochspannung untersucht werden. Hierzu wurde ein spezielles Testverfahren entwickelt, daß es erstmals ermöglichte, reproduzierbare und aussagekräftige Messungen zum Hochspannungsverhalten des neuartigen Layouts zu erhalten. Mit Hilfe des Verfahrens konnte umfangreiches Datenmaterial über die Stärke der unter Spannung auftretenden "normalen" Leckströme gesammelt werden, welches als Referenz für ähnliche Messungen an den Endplatten der CJC herangezogen werden kann. Sowohl schwerwiegende Mängel (Spannungsdurchschläge) als auch geringe Störungen (erhöhte Leckströme) konnten bei der Untersuchung der Endplatten sicher erkannt werden. Weiterhin konnte der Nachweis geführt werden, daß es möglich ist, Spannungsdurchbrüche im Bereich der Multilayer-Platine zufriedenstellend zu reparieren; ein weiteres im Hinblick auf die Fertigung der CJC wichtiges Ergebnis.

Im Rahmen der Vorbereitungen zum Betrieb des Full-Size-Prototypen bestand Bedarf nach einem Verfahren, mit dessen Hilfe es möglich sein sollte, Aussagen über die Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Signaldrähte zu erhalten, ohne auf die Vorgaben eines äußeren Triggersystems zurückgreifen zu müssen. Die dazu benötigten Daten wurden mit einem am DESY zur Verfügung stehenden Elektronen-Teststrahl genommen. Die Elektronen des Strahls durchdringen dabei die Kammerwände, und die Wechselwirkung mit dem Wandmaterial führt zu einem häufigen Auftreten von Doppelspuren, die keine Aussagen über die Ansprechwahrscheinlichkeit zulassen, aber von einem äußeren Triggersystem nicht ohne weiteres unterdrückt werden können. Es wurde daher ein Algorithmus zur Doppelspurerkennung entwickelt, mit dessen Hilfe solche Spuren aus der Datenanalyse beseitigt werden können. Aus den verbleibenden Spuren wurden dann Aussagen über die Ansprechwahrscheinlichkeit der Drähte abgeleitet. Anhand von Daten, die mit einer kleinen Testkammer genommen wurden, konnten die dazu benötigten Algorithmen und Programme entwickelt werden. Dabei wurde der Nachweis geführt, daß eine hinreichend sichere Doppelspurerkennung erreichbar ist, und daß die Aussagen über die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Signaldrähte die in einer Kammer zu Ineffizienzen führenden Effekte widerspiegeln. Mit dem Analyseverfahren läßt sich daher der Betrieb des FSP (und von anderen Testkammern) kontrollieren, ohne einen speziellen Triggeraufbau zu benötigen.

Anhang A

A.1 Bestimmung des Konfidenzintervalls für $\epsilon_S(K)$

Die Registrierung eines Pulses im Spurkanal entspricht einem Ereignis mit der Erfolgswahrscheinlichkeit p . Das Experiment wird $n = N_A$ mal unabhängig voneinander ausgeführt, und die Anzahl der Erfolge $k = N_P(K)$ ist binominalverteilt. $\epsilon_S(K) = \frac{k}{n} = \frac{N_P(K)}{N_A}$ ist der erwartungstreue Schätzwert für p . Das Vertrauensintervall

$$p_1 < p < p_2 \quad (\text{A.1})$$

ergibt sich für große n ($n > 100$) aus den Wurzeln folgender quadratischer Gleichung (nach [8]):

$$(n + c^2) p^2 - (2k + c^2) p + \frac{k^2}{n} = 0 \quad (\text{A.2})$$

Der Parameter c ist abhängig von der gewählten Konfidenzzahl γ . Er ist hier für einige Werte von γ tabelliert:

γ	0.900	0.950	0.990	0.999
c	1.645	1.960	2.576	3.291

Auflösung der Gleichung A.2 nach p ergibt dann für die Grenzen des Vertrauensintervalls:

$$p_{1(2)} = \frac{1}{2} \frac{2k + c^2}{n + c^2} \mp (+) \sqrt{\frac{4k(n - k) + nc^2}{4(n + c^2)^2 n}} \quad (\text{A.3})$$

Anhang B

B.1 Berechnung der Materialbelegung durch die Tankwände der Testkammer

Die effektive Wandstärke der Testkammer variiert mit der x -Position und dem θ -Winkel des Teststrahls. Damit ändert sich auch die Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen der Strahlenelektronen mit dem Material der Kammerwand. (Ein Maßstab dafür ist die Strahlungslänge X_0 .) Die effektive Wandstärke d_{eff} soll nun in Abhängigkeit von x und θ bestimmt werden.

Die Abhängigkeit der x -Position wird von der Krümmung der Kammerwand hervorgerufen (siehe Abb. B.1):

Sei

- R - innerer Kammerradius
- d_0 - Stärke der Kammerwand
- x - Position des Strahls ($\theta = 0$)
- $d_{eff}(x)$ - effektive Stärke der Kammerwand in Abhängigkeit von x

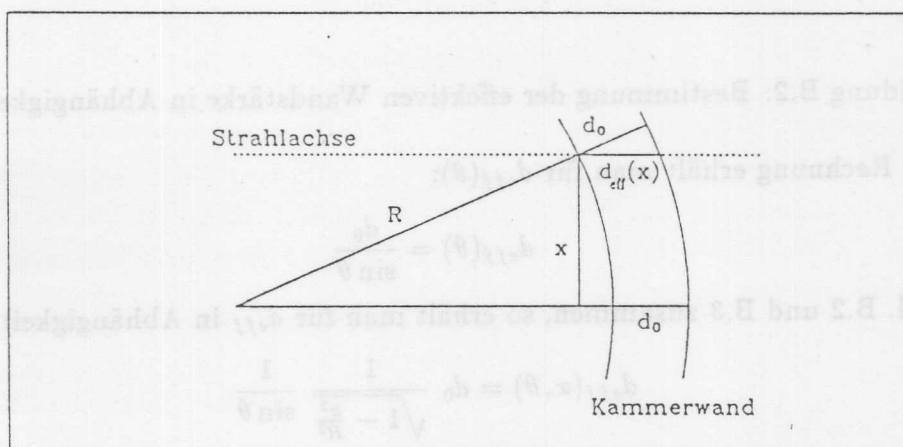


Abbildung B.1: Bestimmung der effektiven Wandstärke in Abhängigkeit von x

Nach kurzer Rechnung erhält man für $d_{eff}(x)$:

$$d_{eff}(x) = \sqrt{(R + d_0)^2 - x^2} - \sqrt{R^2 - x^2} \quad (\text{B.1})$$

Für $\frac{d_0}{R}, \frac{x}{R} \ll 1$ ergibt sich dann in guter Näherung:

$$d_{eff}(x) = \frac{d_0}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{R^2}}} \quad (\text{B.2})$$

Abhängigkeit vom θ -Winkel (siehe Abb. B.2):

Sei

- d_0 - Stärke der Kammerwand
- θ - Neigung der Strahlachse ($\varphi = 0^\circ$) in der x-z-Ebene
- $d_{eff}(\theta)$ - effektive Stärke der Kammerwand in Abhängigkeit von θ

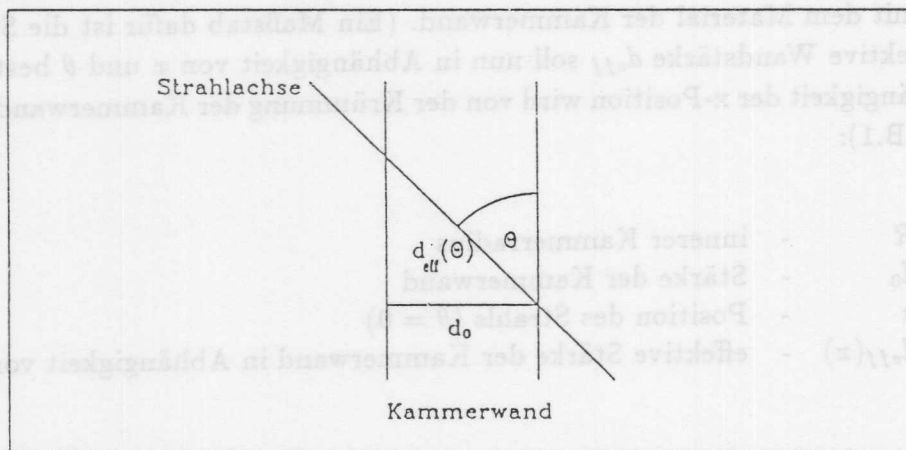


Abbildung B.2: Bestimmung der effektiven Wandstärke in Abhängigkeit von θ

Nach kurzer Rechnung erhält man für $d_{eff}(\theta)$:

$$d_{eff}(\theta) = \frac{d_0}{\sin \theta} \quad (\text{B.3})$$

Faßt man Gl. B.2 und B.3 zusammen, so erhält man für d_{eff} in Abhängigkeit von x und θ :

$$d_{eff}(x, \theta) = d_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{R^2}}} \frac{1}{\sin \theta} \quad (\text{B.4})$$

In Tabelle B.1 sind für einige x-Positionen und zwei θ -Winkel die effektiven Wandstärken nach Gl. B.4 bestimmt. Die Werte sind sowohl in cm als auch % einer Strahlungslänge für Aluminium angegeben (alle Werte sind gerundet). Für die Testkammer gilt:

$$\begin{aligned} R &= 130 \text{ mm} \\ d_0 &= 10 \text{ mm} \\ X_0^{Al} &= 89 \text{ mm} \end{aligned}$$

$\frac{x}{mm}$	$\theta = 90^\circ$	$\theta = 30^\circ$
-47.5	1.07 cm/12.1 %	2.15 cm/24.1 %
-37.5	1.04 cm/11.7 %	2.09 cm/23.9 %
-27.5	1.02 cm/11.5 %	2.05 cm/23.0 %
-22.5	1.02 cm/11.4 %	2.03 cm/22.8 %
-17.5	1.01 cm/11.3 %	2.02 cm/22.7 %
-12.5	1.00 cm/11.3 %	2.01 cm/22.6 %
-0.0	1.00 cm/11.2 %	2.00 cm/22.5 %

Tabelle B.1: Effektive Wandstärken der Testkammer

Man erkennt, daß die Abhängigkeit von der x-Position gering ist und der Haupteffekt durch die Drehung in θ hervorgerufen wird. Diese Verhältnisse werden beim FSP bezüglich der x-Abhängigkeit (die jeweilige Signaldrahtebene als Bezugsebene vorausgesetzt) aufgrund des größeren Tankradius ($R = 340\text{ mm}$) besser. Allerdings besteht die Tankwand (der Stärke $d_0 = 5\text{ mm}$) aus einer Eisenlegierung ($X_0^{Fe} = 17.6\text{ mm}$), sie entspricht etwa 28 % einer Strahlungslänge.

Literaturverzeichnis

- [1] H 1 Collaboration, *Technical Proposal for the H 1-Detector*, Hamburg (1986)
- [2] H 1 Collaboration, *Technical Progress Report*, Hamburg (1987)
- [3] C. Jahnke, *persönliche Mitteilungen*, DESY (1988/89)
- [4] K. Johannsen, *Messungen zur Ortsauflösung an einem Prototyp für die H1-Jetkammer mit unterschiedlichen Gasmischungen und Vorverstärkern*, Diplomarbeit Hamburg (1989)
- [5] D. Kind, *Einführung in die Hochspannungsversuchstechnik*, Vieweg (1985)
- [6] D. Kind, H. Kärner, *Hochspannungsisoliertechnik*, Vieweg (1982)
- [7] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner (1987)
- [8] E. Kreyszig, *Statistische Methoden und ihre Anwendungen*, Vandenhoeck & Ruprecht (1979)
- [9] R. D. Peccei, *Proceedings of the HERA workshop*, Hamburg (1987)
- [10] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley (1982)
- [11] E. Phillipow, *Taschenbuch der Elektronik, Band 1*, VEB Verlag Technik (1968)
- [12] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09 (1977)
- [13] E. Schenuit, *persönliche Mitteilungen*, DESY (1988/89)
- [14] M. Schernau, *persönliche Mitteilungen*, DESY (1989)
- [15] W. Schmidt, *persönliche Mitteilungen*, BICC-VERO ELECTRONICS GmbH (1988)
- [16] P. Schmüser, *Suche nach den kleinsten Bausteinen der Materie und den zwischen ihnen wirkenden Kräften*, überarbeiteter Nachdruck aus unihh/1985, PR-Abteilung DESY (1987)
- [17] Stesalit AG Kunststoffwerke, CH-4249 Zullwil/SO, (1988)
- [18] M. Schulz, *Aufbau und Test von Prototypen für eine hochauflösende Jetkammer*, Diplomarbeit Hamburg (1988)

- [19] R. Vick, *Untersuchung zur e/π -Trennung in der H1-Jetkammer*, Diplomarbeit Hamburg (1988)
- [20] A. H. Walenta, J. Heintze and B. Schürlein, *Nuclear Instrum. Methods* 92, 373 (1971)
- [21] P. Waloschek, *HERA - nächster Schritt ins Innere des Protons*, *atomwirtschaft*, 347, (Juli 1988)
- [22] G. Westerkamp, *Aufbau und Test eines Prototypen für die zentrale Jetkammer des Detektors H1*, Diplomarbeit Hamburg (1988)
- [23] G.-G. Winter, *persönliche Mitteilungen*, DESY (1988)
- [24] G. Wolf, *HERA: Physics, Machine and Experiments*, DESY preprint 86-089 (1986)

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit trugen eine Vielzahl von Personen bei, die ich nicht allesamt hier aufzählen kann. Den namentlich nicht erwähnten sei damit an dieser Stelle gedankt.

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. Spitzer für das interessante Thema, die Fürsprache und Unterstützung, die ich von ihm erhalten habe. Mein besonderer Dank gilt Herrn E. Schenuit und Herrn Dr. G.-G. Winter. Ohne ihre ständige Hilfsbereitschaft wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen, und in vielen freundschaftlichen Diskussionen haben sie zum Konzept dieser Arbeit beigetragen.

Gleichfalls bedanken möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Gruppe F14/FH1T, die ich mit Fragen, insbesondere bei Problemen mit dem Rechnersystem, stets behelligen durfte. Die hervorragende Arbeitsatmosphäre, die ich bei ihnen genossen habe, stellt eine der angenehmsten Erfahrungen im Verlaufe meiner Arbeit dar.

Mein Dank gilt auch Herrn U. Kühnel für die Einweisung in Bau und Funktionsweise der Hochspannungstestmimik. Ebenso möchte ich mich bei den Herren B. Beyer und J. Haar für die gute Zusammenarbeit und ihre Hilfsbereitschaft während der Hochspannungstests bedanken.