

Interner Bericht
DESY FH1T-92-04
Oktober 1992

**Z-Kalibration und dE/dx -Kalibration
der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors**

von

S. Prell

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”**

Z-Kalibration und dE/dx -Kalibration
der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors

Diplomarbeit
am II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

von
SÖREN PRELL

19. Oktober 1992

Meiner Mutter

Kurzfassung

Diese Diplomarbeit beschreibt die Kalibration der z -Messung und der dE/dx -Messung der zentralen Spurenkammer CJC des H1-Detektors am Elektron-Proton-Speicherring HERA.

Die Messung der z -Koordinaten einer Teilchenspur erfolgt durch Ladungsteilung. Die durch die Vorkalibration mit Testpulsen erreichte mittlere relative Auflösung von $\sigma_z/L = 5.2\%$ konnte durch eine Einzeldrahtkalibration mit kosmischen Myonen und Elektron-Proton-Kollisionsprodukten auf $\sigma_z/L = 0.9\%$ reduziert werden. Dies entspricht einer absoluten Auflösung von 2 cm.

Der mittlere Ionisationsverlust eines geladenen Teilchens ergibt sich aus den Ladungen, die auf den Signaldrähten deponiert werden. Die erreichte Ionisationsverlustauflösung von $\sigma_{dE/dx} = 10\%$ ermöglicht eine effiziente Teilchenidentifikation.

Abstract

This work describes the calibration of the z - and the dE/dx -measurement of the Central Jet Chamber CJC of the H1-Detector at the Electron-Proton-Storage-Ring HERA.

The z coordinates of particle tracks are determined via charge division. The mean relative z resolution of $\sigma_z/L = 5.2\%$ achieved with testpulse calibration has been reduced to $\sigma_z/L = 0.9\%$ corresponding to 2 cm with a single-wire calibration based on cosmics and data from ep -collisions.

The mean ionisation loss of a charged particle is obtained from the charges deposited on the signal wires. The resolution of $\sigma_{dE/dx} = 10\%$ obtained after calibration allows an efficient particle identification.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	vii
1 Einleitung	1
2 Das Experiment	4
2.1 Das Projekt HERA	4
2.1.1 Der HERA-Speicherring	4
2.1.2 Die Physik mit HERA	6
2.2 Der H1-Detektor	8
2.2.1 Der Spurendetektor	10
2.2.2 Das Kalorimeter	11
2.2.3 Die supraleitende Spule	12
2.2.4 Das instrumentierte Eisen	12
2.2.5 Die Myonenkammern	12
2.3 Die zentrale Spurenkammer	12
2.3.1 Die Geometrie der CJC	13
2.3.2 Die Drähte in der CJC	14
2.3.3 Die Wände der CJC	15
2.3.4 Daten und Betriebsparameter der CJC	15
2.4 Die Z-Kammern	16
2.4.1 Die äußere Z-Kammer	16
2.4.2 Die innere Z-Kammer	18
3 Die Physik einer Driftkammer	19
3.1 Ionisation	20
3.2 Drift und Diffusion	23
3.3 Gasverstärkung	24
4 QT-Analyse und Spurrekonstruktion	26
4.1 Elektronische Datenauslese	26
4.2 QT-Analyse	28
4.3 Spurrekonstruktion	32
4.3.1 Spurrekonstruktion in der CJC	32
4.3.2 Spurrekonstruktion in den Z-Kammern	34
4.3.3 Verbinden der Spuren zwischen CJC und Z-Kammern	35

5	Z-Kalibration	36
5.1	Prinzip der Ladungsteilung	36
5.2	Bestimmung der Drahtparameter g_+/g_- und L_{eff}/L	38
5.2.1	Testpulskalibration	38
5.2.2	Globale Vorkalibration	40
5.2.3	Einzeldrahtkalibration mit Teilchenstrahlung	42
5.2.4	Test der Kalibration durch Monte Carlo Methoden	48
5.3	Ergebnisse der Z-Kalibration	49
5.3.1	Parameterverbesserung durch Constrained Fit	49
5.3.2	Die Kalibrationskonstanten	51
5.3.3	Abhängigkeit der z -Auflösung von verschiedenen Parametern	55
6	dE/dx-Kalibration	61
6.1	Bestimmung des mittleren dE/dx für eine Spur	61
6.2	Bestimmung der Parameter F und f	63
6.3	Ergebnisse der dE/dx-Kalibration	64
6.4	Ausblick	68
7	Zusammenfassung	70
	Anhang	72
A	Phänomenologische Aspekte der kosmischen Höhenstrahlung	72
B	Spurparametrisierung im zentralen Spurendetektor	75
C	Datenstruktur des zentralen Spurendetektors	77
C.1	Die ereignisabhängigen Banken	77
C.2	Die Kalibrationsbanken	81
D	Die Methode der kleinsten Quadrate unter Zwangsbedingungen	85
	Literaturverzeichnis	88
	Danksagung	92

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Speicherringanlage HERA	5
2.2	Das Injektionssystem des HERA-Speicherringes	5
2.3	Feynman-Diagramme für die Elektron-Quark-Streuung	8
2.4	Feynman-Diagramme für die Gluon-Fusionen	8
2.5	Ereignistopologien für die Elektron-Proton-Streuung	9
2.6	Der H1-Detektor (Längsschnitt)	9
2.7	Der H1-Detektor (Querschnitt)	10
2.8	Der Spurendetektor	11
2.9	Ausschnitt aus der zentralen Spurenkammer	14
2.10	Darstellung eines typischen Ereignisses in der CJC	17
3.1	Schematische Darstellung einer Driftkammer	19
3.2	Energieverlustkurve	20
3.3	Vergleich der Energieverlustmodelle	22
3.4	Landau-Verteilungen von Pionen und Elektronen	22
3.5	Driftgeschwindigkeit als Funktion des Driftfeldes	24
4.1	Elektronische Datenauslese der CJC	27
4.2	Isochronen und Driftlinien in der CJC	29
4.3	Typische Signalpulsform	31
5.1	Skizze zur Erläuterung des Ladungsteilungsprinzips	37
5.2	Schematische Darstellung der Testpulsschaltung	39
5.3	Globale Vorkalibration	41
5.4	Kosmisches Myon in der CJC	43
5.5	Einzeldrahtkalibration	44
5.6	Falsche Kalibrationskonstante (g_+/g_-)	48
5.7	Verteilung der Treffer auf die Drähte der CJC (kosmische Myonen) . . .	51
5.8	Verteilung der Treffer auf die Drähte der CJC (ep)	52
5.9	Verteilung der Treffer als Funktion der z -Koordinate (kosmische Myonen)	53
5.10	Verteilung der Treffer als Funktion der z -Koordinate (ep)	54
5.11	z -Auflösung als Funktion von $A_+ + A_-$	56
5.12	Pulsintegralverteilungen (kosmische Myonen und ep)	57
5.13	z -Auflösung als Funktion des Winkels λ	58
5.14	z -Auflösung als Funktion der Integrationslänge	59
5.15	z -Auflösung als Funktion der Driftlänge	60
5.16	Mittelwerte und Standardabweichungen der z -Residuen entlang des Drahtes	60

6.1	$F \cdot f$ der Signaldrähte	66
6.2	Lagenmittel der Eichkonstante f	67
6.3	Energieverlust als Funktion des Impulses für positive Spuren	68
6.4	Energieverlust als Funktion des Impulses für negative Spuren	69
6.5	Pion-Proton-Trennung im Impulsintervall 0.7 – 0.9 GeV/c	69
A.1	Propagation der kosmischen Strahlung durch die Atmosphäre	73
A.2	Impulsspektrum der kosmischen Myonen	74
B.1	Die Spurparameter κ und d_{ca}	76
C.1	Schematische Darstellung der Datenbanken	84

Tabellenverzeichnis

2.1	Einige Betriebsparameter des Speicherringes HERA	7
2.2	Einige Daten der zentralen Spurenkammer	16
5.1	z -Auflösungen für kosmische Myonen und ep -Kollisionen	55
C.1	Der Dateninhalt der HEAD-Bank	78
C.2	Der Dateninhalt der CTKR-Bank	79
C.3	Der Dateninhalt der CTPR-Bank	79
C.4	Der Dateninhalt der CJPR-Bank	80
C.5	Der Dateninhalt der CTSR-Bank	80
C.6	Der Dateninhalt der C_SR-Banken	80
C.7	Der Dateninhalt der CTJX-Bank	81
C.8	Der Dateninhalt der CTYX- und CTZX-Bank	81
C.9	Der Dateninhalt der CR_E-Banken	82
C.10	Der Dateninhalt der C0J8-Bank	82
C.11	Der Dateninhalt der C1J8-Bank	83

”Geistreich nennt man dies Werk? Wir können ja nichts daraus schöpfen!”

”Toren ihr! Wär es denn Geist, fing man in Eimern es auf! Euch ist alles ein Nichts, was man mit Scheffeln nicht misset, was man in Bündel nicht packt, was man in Speichern nicht häuft.”

Goethe und Schiller, Die Sachmänner

Kapitel 1

Einleitung

Seitdem die Physiker damit begonnen haben, die Bausteine der Materie und die Kräfte, die diese zusammenhalten, zu erforschen, ist es ihnen gelungen, in immer kleinere Regionen vorzudringen. Am Anfang dieses Jahrhunderts untersuchte man den Aufbau der Atome (10^{-10} m) und fand heraus, daß diese aus einem positiv geladenen massereichen Kern und einer vergleichsweise leichten Elektronenhülle bestehen. Untersuchungen des Atomkerns (10^{-14} m) ließen in den dreißiger Jahren erkennen, daß dieser wiederum aus kleineren Teilchen (Nukleonen) zusammengesetzt ist — und zwar aus Protonen und Neutronen. Die Nukleonen (10^{-15} m) bestehen jeweils aus drei Quarks, die durch Gluonen, die Überträger der starken Wechselwirkung, zusammengehalten werden. Außerdem konnten neben den stabilen Bausteinen der Materie unzählige kurzlebige Teilchen in Höhenstrahlungsexperimenten nachgewiesen oder mit Hilfe von Beschleunigern erzeugt werden.

Einen weiteren Beitrag zur Erforschung der Materie soll der Elektron-Proton-Speicherring HERA am DESY in Hamburg leisten. Mit ihm ist es möglich, Elektronen auf eine Energie von 30 GeV und Protonen auf eine Energie von 820 GeV zu beschleunigen und die Teilchen dann kollidieren zu lassen. Dabei dient das Elektron als Sonde, um die Struktur des Protons mit einer Auflösung von 10^{-18} m zu untersuchen. Dies geschieht an zwei Wechselwirkungspunkten. Um so viel wie möglich über die Reaktionen in Erfahrung zu bringen, sind um die Wechselwirkungspunkte zwei große Detektoren gebaut — H1 und ZEUS. Da neben so unterschiedlichen Parametern der Reaktionsprodukte wie Energie, Impuls, Ladung und Richtung noch viele andere gemessen werden sollen, bestehen die Detektoren aus vielen einzelnen Komponenten, sogenannten Subdetektoren, die jeweils nur ein oder zwei Parameter mit hoher Genauigkeit messen können. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Eichung eines der Subdetektoren des H1-Detektors, der zentralen Spurenkammer CJC.

Die CJC ist die wichtigste Detektorkomponente, um die Spuren der Reaktionsprodukte in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr genau zu messen. Sie bestimmt die Koordinaten der Spuren mit einer Auflösung von $\sigma_{r\phi} = 150 \mu\text{m}$. Um ein dreidimensionales Bild des Ereignisses zu erhalten, wird auch die Koordinate der Teilchenspuren entlang des Strahlrohres bestimmt. Dazu dienen die Z-Kammern ($\sigma_z = 300 \mu\text{m}$). Im Prinzip ist es so möglich, eine Teilchenspur in allen Raumrichtungen mit hoher Genauigkeit zu vermessen. Bei den Elektron-Proton-Reaktionen, die bei einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 314$ GeV stattfinden, entstehen im allgemeinen sehr viele Teilchen, unter Umständen bis zu 50. Um aus den vielen Spuren ein dreidimensionales Ereignis zu re-

konstruieren, ist es notwendig zu wissen, welche Spuren in der zentralen Spurenkammer zu welchen in den Z-Kammern gehören. Dies ist nur möglich, wenn die CJC eine hinreichend gute z -Auflösung aufweisen kann, so daß die Spuren in ihr eindeutig auf Spuren in den Z-Kammern deuten und die Wahrscheinlichkeit für falsche Zuordnungen hinreichend klein ist. Die zentrale Spurenkammer wurde gebaut, um die $r\phi$ -Koordinate genau zu bestimmen. Dies hat zur Folge, daß die z -Koordinate nicht mit dem Driftkammerprinzip bestimmt werden kann, sondern durch die Ladungsteilungsmethode ermittelt wird. Man erwartet eine Auflösung von etwa $\sigma_z = 2.2$ cm, was einem Prozent der Länge der Kammer entspricht. Mit der Z-Kalibration der CJC beschäftigt sich der erste Teil dieser Arbeit. Die Z-Kammern bestimmen die ϕ -Koordinate durch Ladungsteilung. Um eine Zuordnung zwischen den Spuren zu vereinfachen, sollte diese Messung natürlich auch so gut wie möglich kalibriert sein.

Ein geladenes Teilchen verliert beim Durchqueren des mit Gas gefüllten Volumens der zentralen Spurenkammer durch Ionisation der Gasatome Energie. Dieser Energieverlust ist eine Funktion des Teilchenimpulses und der Teilchenmasse. Verschiedene Teilchen verlieren bei gleichem Impuls unterschiedlich viel Energie. Durch eine Messung des Impulses, der umgekehrt proportional zu der Krümmung der Teilchenspur im Magnetfeld ist, und des Energieverlustes erhält man eine Information über die Masse des Teilchens und ist so in der Lage, dieses zu identifizieren. Mit der Kalibration der Energieverlustmessung beschäftigt sich der zweite Teil der Arbeit.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

Kapitel 2: Das Experiment. Das an die Einleitung anschließende Kapitel enthält eine kurze Erläuterung des Elektron-Proton-Speicherringes HERA und des H1-Detektors. Weiterhin werden die für diese Arbeit wichtigen Detektorkomponenten vorgestellt.

Kapitel 3: Die Physik einer Driftkammer. Im dritten Kapitel werden die physikalischen Phänomene, die beim Betreiben einer Driftkammer eine Rolle spielen (Ionisation, Drift und Gasverstärkung) erklärt.

Kapitel 4: QT-Analyse und Spurrekonstruktion. Das vierte Kapitel schildert, wie man aus den gemessenen Ladungen, die auf den Signaldrähten der zentralen Spurenkammer deponiert werden, die Parameter der komplett in allen Raumrichtungen rekonstruierten Teilchenspuren erhält.

Kapitel 5: Z-Kalibration. In diesem Kapitel wird die Z-Kalibration erklärt. Es umfaßt die Methode der Messung der z -Koordinate (Ladungsteilungsmethode), das Verfahren, mit dem die Kalibrationskonstanten bestimmt werden und die Ergebnisse der Kalibration (Auflösungen, Abhängigkeiten, etc.).

Kapitel 6: dE/dx -Kalibration. Kapitel 6 beschreibt die Messung des Energieverlustes einer Teilchenspur, die Bestimmung der Eichkonstanten für diese Messung und die Ergebnisse der Energieverlustkalibration.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung ab.

Anhang A: Phänomenologische Aspekte der kosmischen Höhenstrahlung. Da einige Messungen zur Kalibration der zentralen Spurenkammer mit Hilfe von Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung durchgeführt werden, wird diese in Anhang A näher erläutert.

Anhang B: Spurparametrisierung im zentralen Spurendetektor. In Anhang B wird die Konvention der Spurparametrisierung im zentralen Spurendetektor dargestellt.

Anhang C: Datenstruktur des zentralen Spurendetektors. Anhang C enthält eine Übersicht der Datenstruktur des zentralen Spurendetektors. Diese beinhaltet sowohl eine Erklärung der einzelnen Datenbanken als auch die inhaltlichen Zusammenhänge zwischen diesen Banken.

Anhang D: Die Methode der kleinsten Quadrate unter Zwangsbedingungen. Im letzten Teil des Anhangs wird die Methode der kleinsten Quadrate unter Zwangsbedingungen erläutert, die benutzt wird, um die Spurparameter für Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung zu verbessern.

Kapitel 2

Das Experiment

In diesem Kapitel wird das Experiment, in dessen Rahmen diese Arbeit erstellt wurde, beschrieben. Es umfaßt einen kurzen Überblick des Forschungsprojektes HERA (2.1) und des H1-Detektors (2.2). Die beiden letzten Abschnitte des Kapitels (2.3 – 2.4) beinhalten Beschreibungen der Detektorkomponenten von H1, mit deren Daten die Z-Kalibration und die dE/dx -Kalibration durchgeführt wurde.

2.1 Das Projekt HERA

In diesem Abschnitt wird das Projekt HERA als technische Großanlage vorgestellt (2.1.1) und erläutert, auf welchen Gebieten der Physik damit in den nächsten Jahren geforscht werden soll (2.1.2).

2.1.1 Der HERA-Speicherring

Am 19. Oktober 1991, fast sechseinhalb Jahre nach Baubeginn, konnten am Elektron-Proton-Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) die ersten Teilchenkollisionen beobachtet werden. Die Protonen hatten eine Energie von 480 GeV, die Elektronen 12 GeV. Der Elektronenring und der Protonenring waren dabei mit jeweils einem Teilchenpaket (*bunch*) gefüllt. Es wurde eine Luminosität von $1.03 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreicht.

Etwas mehr als ein halbes Jahr später, in der Nacht vom 31. Mai auf den 1. Juni 1992 konnten das erste Mal Protonen und Elektronen, mit den vorgesehenen Maximalenergien von 820 GeV bzw. 30 GeV, gespeichert und zur Kollision gebracht werden. Wiederum mit einem Bunch pro Ring konnte eine Luminosität von $1.5 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erzielt werden. Die Schwerpunktenenergie beträgt bei diesen Ereignissen $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$.

Im Forschungsbetrieb sollen im Elektronenring und im Protonenring jeweils 210 Teilchenpakete gespeichert werden, um so die Designluminosität von $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ zu erreichen.

Um Protonen bei einer so großen Energie in den Kurven des 6.3 km langen Speicherringes auf ihrer Bahn zu halten, sind supraleitende Dipolmagnete notwendig, die ein Magnetfeld erzeugen, dessen Stärke mit 4.7 T weit oberhalb der von herkömmlichen Magneten liegt. Beim Elektronenring findet die Supraleitung Anwendung in den für die Beschleunigung auf 30 GeV notwendigen Hochfrequenzresonatoren. Um Supraleitung

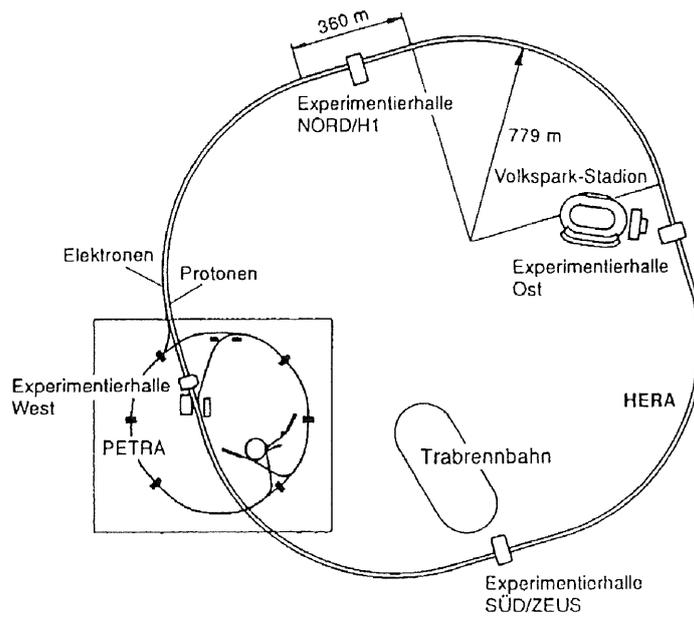


Abbildung 2.1: Die Speicherringanlage HERA mit den Experimenten H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd) [Schm90]

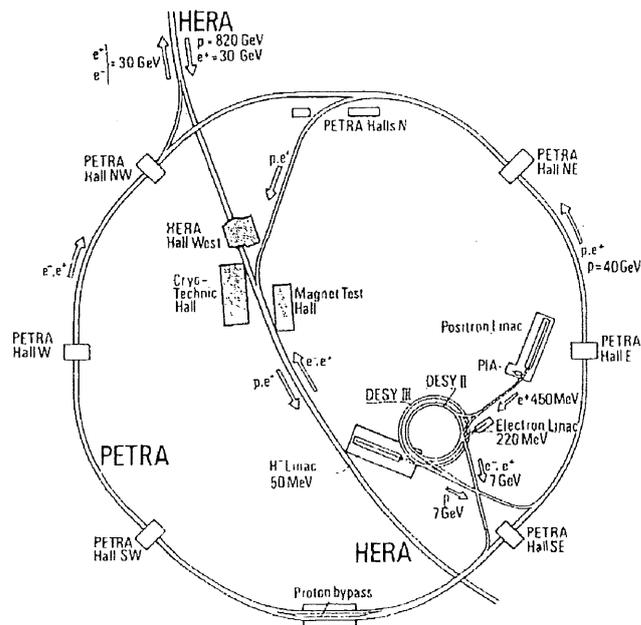


Abbildung 2.2: Das Injektionssystem des HERA-Speicherringes [Wol86]

zu ermöglichen ist eine Betriebstemperatur von 4.2 K erforderlich. Diese Temperatur erreicht man durch Kühlung mit flüssigem Helium, welches in einer speziellen Kühlanlage am DESY hergestellt wird.

Bis die Teilchen ihre Einschußenergie für HERA erreicht haben, müssen sie über ein komplexes System von Vorbeschleunigern (siehe Abbildung 2.2) sukzessive auf höhere Energien gebracht werden. Im H^- -Linearbeschleuniger werden negativ geladene Wasserstoffionen auf 50 MeV beschleunigt. Diese streifen vor ihrem Eintritt in das Synchrotron DESY III ihre Elektronen ab, und werden dann auf 8 GeV beschleunigt, bis sie in PETRA eingeschossen werden. Mit 40 GeV schließlich erfolgt die Injektion der Protonen in HERA. Die Elektronen erhalten von einem Elektronenlinearbeschleuniger über DESY II und PETRA ihre Einschußenergie für HERA von 14 GeV. Genau wie der Speicherring PETRA, mit dem noch Ende 1986 geforscht wurde, waren auch die anderen Vorbeschleuniger vorher eigenständige Forschungsprojekte, die nun im Rahmen des HERA-Projektes sinnvoll weiterverwendet werden können.

Insgesamt waren an der Fertigstellung von HERA zwölf Länder beteiligt. Es wurden in heimischer Industrie gefertigte Bauteile und Fachpersonal (Physiker, Ingenieure, Techniker) zur Verfügung gestellt.

Folgende Institute und Nationen lieferten Bauteile:

- Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg
- Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, INFN, Rom, Italien,
- Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel,
- Centre d'Études Nucléaires, CEN, Saclay, Frankreich
- TRIUMF Laboratory, Vancouver, Kanada,
- Chalk River Nuclear Laboratory, AECL, Chalk River, Kanada,
- Brookhaven National Laboratory, BNL, Upton, USA
- National Institute for High Energy Physics, NIKHEF, Amsterdam, Niederlande,

während aus der Volksrepublik China, Polen, der CSFR, Großbritannien und der ehemaligen DDR Fachleute entsandt wurden [Schm90].

Geforscht werden soll mit den Großdetektoren ZEUS und H1 (siehe Abschnitt 2.2), die in den Hallen Süd bzw. Nord untergebracht sind. Für die Halle Ost sind in einer weiteren Ausbaustufe Experimente zur Erzeugung von polarisierten Elektronen geplant.

2.1.2 Die Physik mit HERA

Das *Standardmodell*, die Vereinigung von starker, elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung, beschreibt die bekannten physikalischen Prozesse zwischen Quarks, Leptonen und Austauschpartikeln. Viele der Vorhersagen des *Standardmodells* konnten in den letzten Jahren an e^+e^- -Collidern (LEP¹, SLC²) überprüft werden. So konnte

¹Large Electron Positron Collider, CERN, Genf

²Stanford Linear Collider, SLAC, Stanford

Parameter	e^- -Ring	p-Ring
Schwerpunktenergie [GeV]	314	
max. Impulsübertrag [GeV^2/c^2]	98400	
Luminosität [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	$1.5 \cdot 10^{31}$	
Zeit zw. Ereignissen [ns]	96	
Umfang [m]	6336	
Krümmungsradius [m]	608	588
Teilchenpakete	210	210
Teilchenzahl	$0.8 \cdot 10^{13}$	$2.1 \cdot 10^{13}$
Teilchenstrom [mA]	60	160
Paketlänge [mm]	30	440
Injektionsenergie [GeV]	14	40
Maximalenergie [GeV]	30	820
Führungsfeld [T]	0.165	4.65

Tabelle 2.1: Einige Betriebsparameter des Speicherringes HERA [Wol86]

zum Beispiel durch die exakte Bestimmung der Z^0 -Breite die Zahl der leichten Neutrinos ($m_\nu \leq \frac{1}{2}m_{Z^0}$) auf drei festgelegt werden [Ste90].

Es gibt jedoch Parameter des *Standardmodells*, die mit e^+e^- -Collidern nur schwer zu bestimmen sind, während sich ein ep -Speicherring dafür anbietet. Einige Fragen, die mit der Hilfe von HERA in dem zur Verfügung stehenden Energiebereich beantwortet werden könnten sind [Wol86]:

- Hängen die Proton-Strukturfunktionen in der Weise vom Quadrat des Impulsübertrages Q^2 ab, wie es das *Standardmodell* voraussagt?
- Existiert das *Higgs*-Boson?
- Existiert das *top*-Quark?
- Existieren über das *Standardmodell* hinaus noch sogenannte *exotische Teilchen* (Leptoquarks, angeregte Quarks oder Leptonen, Squarks, Sleptonen)?

Bei einer tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung im Energiebereich von HERA handelt es sich vorwiegend um eine elastische Elektron-Quark-Streuung (siehe Abbildung 2.3). Das Elektron tauscht mit einem der drei Quarks des Protons, dem *Stromquark*, ein *Eichboson* aus. Die anderen beiden Quarks nehmen an der Reaktion nicht teil (*Zuschauerquarks*). Je nachdem, ob es sich um einen geladenen Strom (CC³) oder einen neutralen Strom (NC⁴) handelt, enthält der Endzustand ein Neutrino oder ein Elektron. Neutrale Ströme werden durch Photonen oder Z^0 -Bosonen übertragen, dies geschieht bei geladenen Strömen durch W^\pm -Bosonen. Die *Jets* der *Zuschauerquarks* verschwinden im Strahlrohr. Bei einem CC-Ereignis mißt man den *Stromjet* und bestimmt die Neutrinorichtung aus der Impulsbilanz, da dieses selbst im Detektor keine Wechselwirkung eingeht. Die Rekonstruktion eines NC-Ereignisses erfolgt über den *Stromjet* und die Elektronspur. Der neben der Elektron-Quark-Streuung wichtigste Prozeß ist

³Charged Current⁴Neutral Current

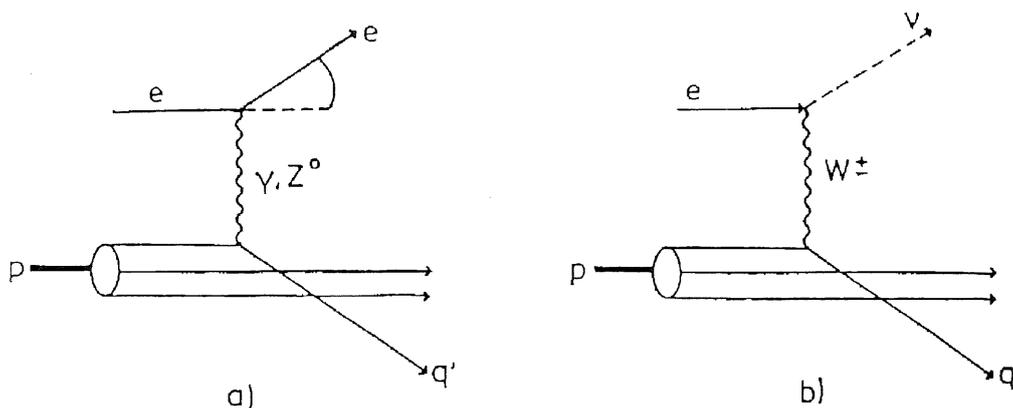


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung für die Elektron-Quark-Streuung: a) neutrale Ströme b) geladene Ströme [Wol86]

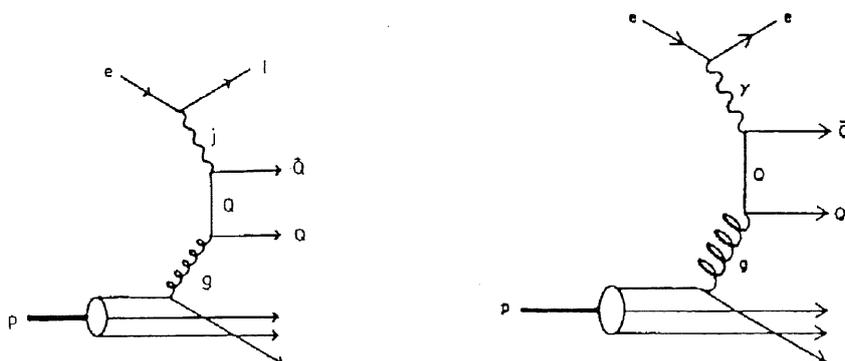


Abbildung 2.4: Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung für die Strom-Gluon-Fusion (links) und die Photon-Gluon-Fusion (rechts) [Wol86]

die Photon-Gluon-Fusion (siehe Abbildung 2.4). Diese Reaktion ist voraussichtlich dominant für die Erzeugung schwerer Quarks.

2.2 Der H1-Detektor

Im Gegensatz zu den Detektoren an Speicherringen, bei denen identische Teilchen, oder Teilchen und Antiteilchen mit gleicher Energie aufeinander geschossen werden, ist der H1-Detektor, wie auch der ZEUS-Detektor, aufgrund der zu erwartenden Ereignistopologien (siehe Abbildung 2.5), stark asymmetrisch gebaut. Da die Protonen einen wesentlich größeren Impuls als die Elektronen haben, ist der H1-Detektor in Protonenrichtung (Vorwärtsrichtung) sehr viel besser ausgerüstet (siehe Abbildung 2.6).

Am Bau des H1-Detektors waren mehr als zwanzig Institute aus mehr als zehn Nationen beteiligt. Eine vollständige Liste findet man in [H1C86].

Die folgenden Abschnitte (2.2.1 – 2.2.5) beschreiben den Aufbau und die Aufgaben der verschiedenen Detektorkomponenten, aus denen sich der H1-Detektor zusammensetzt [H1C86].

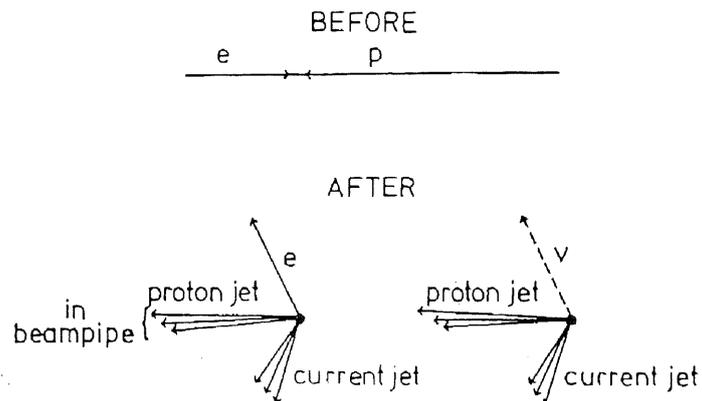


Abbildung 2.5: Ereignistopologien für die Elektron-Proton-Streuung [Wol86]

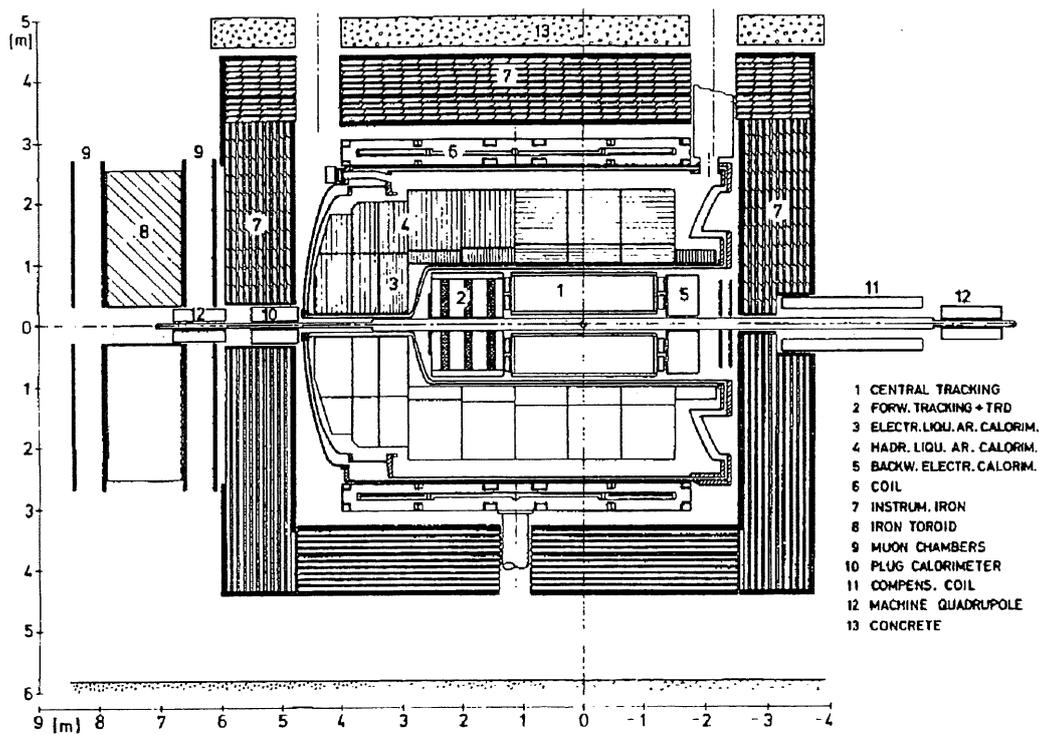


Abbildung 2.6: Der H1-Detektor (Längsschnitt) [Wol86]

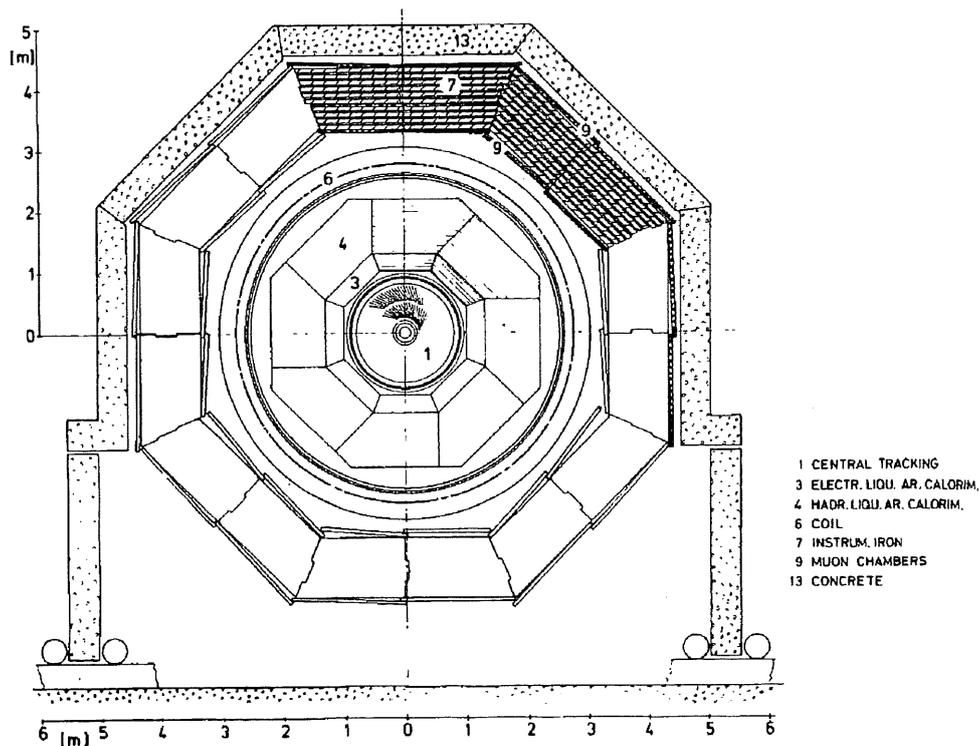


Abbildung 2.7: Der H1-Detektor (Querschnitt) [Wol86]

2.2.1 Der Spurendetektor

Der Spurendetektor des H1-Detektors (siehe Abbildung 2.8) besteht aus drei mechanisch unabhängigen Einheiten; dem Vorwärts-Spurendetektor, dem zentralen Spurendetektor und der Rückwärts-Vieldraht-Proportionalkammer (BMPC⁵)

Der zentrale Spurendetektor besteht aus sechs verschiedenen Kammern und ist sensitiv für Spuren mit einem Polarwinkel θ zwischen 25° und 155° . Die zentrale Spurenkammer (CJC, siehe Abschnitt 2.3) mißt die $r\phi$ -Koordinaten eines Teilchens mit hoher Genauigkeit, während die z -Koordinate durch Ladungsteilung bestimmt wird. Eine genaue Messung der z -Koordinate erhält man durch die Z-Kammern (siehe Abschnitt 2.4). Die Proportionalkammern (CIP⁶, COP⁷) liefern ein promptes Triggersignal und eine schnelle Rekonstruktion des Vertex. Alle Kammern im zentralen Spurendetektor besitzen eigene Gasvolumina und sind von innen nach außen in folgender Reihenfolge angeordnet (siehe Abbildung 2.9) : innere Proportionalkammer (CIP), innere Z-Kammer (CIZ), zentrale Jetkammer, innerer Ring (CJC1), äußere Proportionalkammer (COP), äußere Z-Kammer (COZ), zentrale Jetkammer, äußerer Ring (CJC2).

Der Vorwärts-Spurendetektor besteht aus drei hintereinander angeordneten Modulen, von denen jedes aus einer planaren Driftkammer, einer Vieldraht-Proportionalkammer, einer radialen Driftkammer und einem Übergangsstrahlungsdetektor zusammengesetzt ist. Die Driftkammern liefern die Spurparameter und die

⁵Backward Multiwire Proportionalchamber

⁶Central Inner Proportional Chamber

⁷Central Outer Proportional Chamber

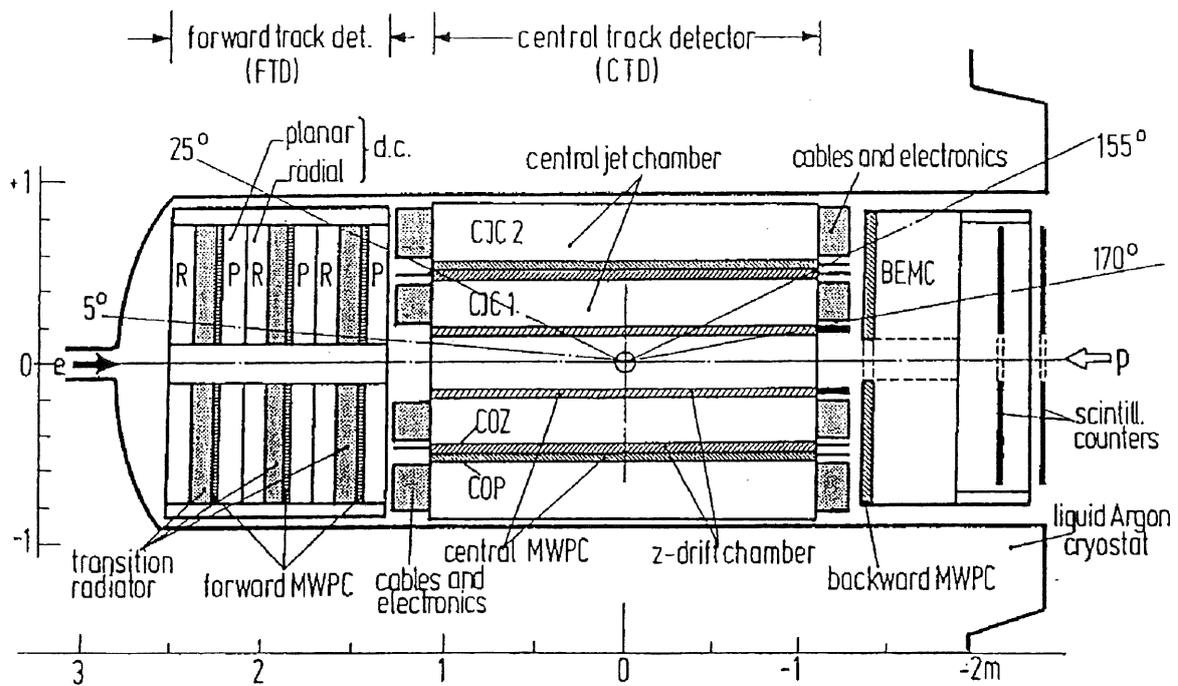


Abbildung 2.8: Der Spurendetektor [Bue87]

Übergangstrahlungsdetektoren ermöglichen eine Elektron-Pion-Trennung im Winkelbereich $5^\circ < \theta < 15^\circ$. Die Proportionalkammern dienen als Trigger im Vorwärtsbereich.

Die BMPC weist das einzelne Elektron eines Ereignisses mit kleinem Impulsübertrag Q^2 nach. Die Ortsauflösung dabei beträgt 2 mm.

2.2.2 Das Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter

Im Zentral- und Vorwärtsbereich besteht das elektromagnetische Kalorimeter aus alternierenden Lagen von 2.4 mm dicken Bleiplatten als Absorbermedium und 3.0 mm dickem Flüssig-Argon als Auslesemedium. Der Rückwärtsbereich wird von einem Blei-Szintillator-Sandwich (BEMC⁸) abgedeckt. Es kann für Elektronen eine relative Energieauflösung von $\frac{\sigma(E)}{E} \leq \frac{10\%}{\sqrt{E}}$ erreicht werden.

Das hadronische Kalorimeter

Als Absorbermaterial wird im hadronischen Kalorimeter Edelstahl verwendet, während das Auslesematerial Argon mit dem des elektromagnetischen Kalorimeters identisch ist. Die relative Energieauflösung beträgt für Hadronen $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{55\%}{\sqrt{E}}$. Für hadronische Spuren mit sehr kleinem Winkel ($0.7^\circ \leq \theta \leq 4^\circ$) ist ein Kupfer-Silikon-Sandwich (*Plug-Kalorimeter*) installiert. Es soll den Gesamttransversalimpuls der Hadronen, die nahe des Strahlrohres emittiert werden, möglichst genau messen. Dabei wurde mehr Wert

⁸Backward Electromagnetic Calorimeter

auf die Winkelauflösung von $\sigma_\theta \leq 0.3^\circ$, als auf die Energieauflösung von $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}}$ gelegt.

2.2.3 Die supraleitende Spule

Das elektromagnetische und das hadronische Flüssig-Argon-Kalorimeter und der Spurendetektor sind von einer supraleitenden Solenoidspule umgeben, die ein axiales zur Strahlrichtung paralleles Magnetfeld von 1.2 T erzeugt. Die Spule hat einen inneren Radius von 260 cm und einen äußeren Radius von 304 cm. Ihre Länge beträgt 575 cm.

2.2.4 Das instrumentierte Eisen

Durch das instrumentierte Eisen wird eine Rückführung des magnetischen Flusses ermöglicht. Zu dem dient es als äußerste Absorptionsschicht des hadronischen Kalorimeters (*tail catcher*). Im instrumentierten Eisen befindliche Streamerkammern sind in der Lage, Myonen nachzuweisen und zu identifizieren.

2.2.5 Die Myonenkammern

Die äußersten aktiven Detektorkomponenten sind die Myonenkammern. Sie liegen zwischen dem instrumentierten Eisen und der Betonabschirmung. Bis auf den Vorwärtsbereich handelt es sich um drei Lagen Driftkammern. Im Vorwärtsbereich sind zusätzlich vier Driftkammerlagen und ein Myonenspektrometer installiert.

2.3 Die zentrale Spurenkammer

Die zentrale Spurenkammer (CJC⁹) besteht aus den beiden Ringen CJC1 und CJC2, die in diesem Abschnitt beschrieben werden. Bis auf die Größe und die Anzahl der Drähte unterscheiden sich die Kammern in keinem wesentlichen Punkt.

Um die Teilchenspuren eines Ereignisses so genau wie möglich messen zu können, wurden hohe Anforderungen an die Ortsauflösung der zentralen Spurenkammer (CJC) gestellt.

Die Designwerte laut [Bue89] sind:

- eine $r\phi$ -Auflösung von $\sigma_{r\phi} = 100 \mu\text{m}$,
- eine Doppelspurauflösung von $\approx 2.5 \text{ mm}$,
- eine z -Auflösung von $\sigma_z = 22 \text{ mm}$,
- eine Energieverlustauflösung von $\sigma_{\frac{dB}{dx}} = 6 \%$,
- dünne End- und Zylinderwände ($\leq 0.15X_0$ bzw. $\leq 0.01X_0$), um Photonkonversion und Vielfachstreuung zu vermeiden.

⁹Central Jet Chamber

2.3.1 Die Geometrie der CJC

Die Umriss der Kammern CJC1 und CJC2 entsprechen denen von Hohlzylindern. Das heißt, die Kammern decken den gesamten ϕ -Bereich von 0 bis 2π ab. In θ ist die CJC1 sensitiv für Spuren zwischen 10° und 170° , während die CJC2 nur Spuren zwischen 25° und 155° erfassen kann.

Die CJC1 besteht aus 30 Zellen mit je 24 Drähten, in der CJC2 sind es 60 Zellen mit jeweils 32 Drähten. Die Drähte sind parallel zur Strahlrichtung gespannt. Die Signaldrahtebenen sind nicht radial angeordnet, sondern im Mittel um einen Winkel von 30° geneigt. Diese Neigung hat gegenüber der radialen Anordnung einige Vorteile:

1. Im Magnetfeld driften die Elektronen nicht mehr parallel zu den elektrischen Feldlinien. Vielmehr stellt sich durch die *Lorentzkraft* ein konstanter Winkel (*Lorentzwinkel*) zwischen dem elektrischen Feld und der Driftichtung der Elektronen ein. Dieser Winkel wird durch die Neigung der Zellen fast vollständig ausgeglichen, so daß die Elektronen senkrecht zu den Spuren hochenergetischer Teilchen driften. Dies führt zu einer verbesserten Ortsauflösung in der $r\phi$ -Ebene.
2. Hochenergetische Teilchen kreuzen wenigstens einmal jeweils in der CJC1 und in der CJC2 die Signaldrahtebene. An diesen Punkten wird die Driftzeit Null und hängt nicht von der Driftgeschwindigkeit ab. Deshalb ist es möglich, mit den aufgezeichneten Daten die Kammer zu kalibrieren, wobei der Durchgang des Teilchens durch eine Signaldrahtebene den Zeitnullpunkt der Driftzeit t_0 bestimmt. Durch diese Methode kann der Teilchendurchgang mit einer Genauigkeit von ≈ 2 ns bestimmt werden.

Dies erlaubt eine Unterscheidung von Spuren aus aufeinanderfolgenden Ereignissen (*bunch crossings*), da Spuren mit einem falschen t_0 einen Versatz an den Signaldrahtebenen erfahren. Diese Unterscheidungsmöglichkeit ist notwendig, da die Zeit zwischen zwei Ereignissen (96 ns) wesentlich geringer ist, als die maximale Driftzeit in einer Zelle ($\approx 1 \mu\text{s}$).

3. Jede Spur durchquert in mehreren Zellen Bereiche, in denen das Driftfeld homogen ist. Systematische Effekte bei der Driftzeitmessung, die vorwiegend aus den stark inhomogenen Feldern in der Nähe der Signal- und Kathodendrähte resultieren, kompensieren sich, da ihr Vorzeichen beim Kreuzen der Signal- und Kathodendrahtebenen wechselt.
4. Die Driftzeit, die man als Meßergebnis einer Driftkammer erhält, ist vorzeichenlos und sagt somit nichts über die Drift-Richtung der Elektronen aus. Zu jeder Spur erhält man dadurch bei der Rekonstruktion eine Spiegelspur (Rechts-Links-Ambiguität, siehe Abbildung 2.10). Aufgrund der für die CJC gewählten Geometrie durchdringen hochenergetische Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, immer mindestens zwei benachbarte Zellen. Spur und Spiegelspur unterscheiden sich dadurch, daß die Spiegelspur keine Fortsetzung in der Nachbarzelle hat, und daß ihr Ursprung nicht im Wechselwirkungspunkt liegt. Dadurch kann die Spiegelspur leicht identifiziert und verworfen werden.

5. Die Driftelektronen einer Spur eines hochenergetischen Teilchens erreichen benachbarte Drähte mit einer Zeitdifferenz von 100 ns. Dies reduziert die elektronische Beeinflussung (*cross-talk*) der Signale untereinander.

Auch für kurze Spurstücke, das heißt für solche, die nicht über eine Zellgrenze hinausgehen, ist es möglich, die Rechts-Links-Ambiguität aufzulösen. Die Signaldrähte sind um $150\ \mu\text{m}$ alternierend aus der Signaldrahtebene verschoben. Dies führt dazu, daß bei der Spiegelspur aufeinanderfolgende Treffer¹⁰ den doppelten Versatz von $300\ \mu\text{m}$ aufweisen.

Das *staggering* hat zusätzlich den Vorteil, daß die Drahtposition genauer bekannt ist. Die Signaldrähte stoßen sich elektrostatisch in Richtung der Versetzung ab und verstärken sie noch. Ohne *staggering* wäre die Richtung der Abstoßung unbekannt.

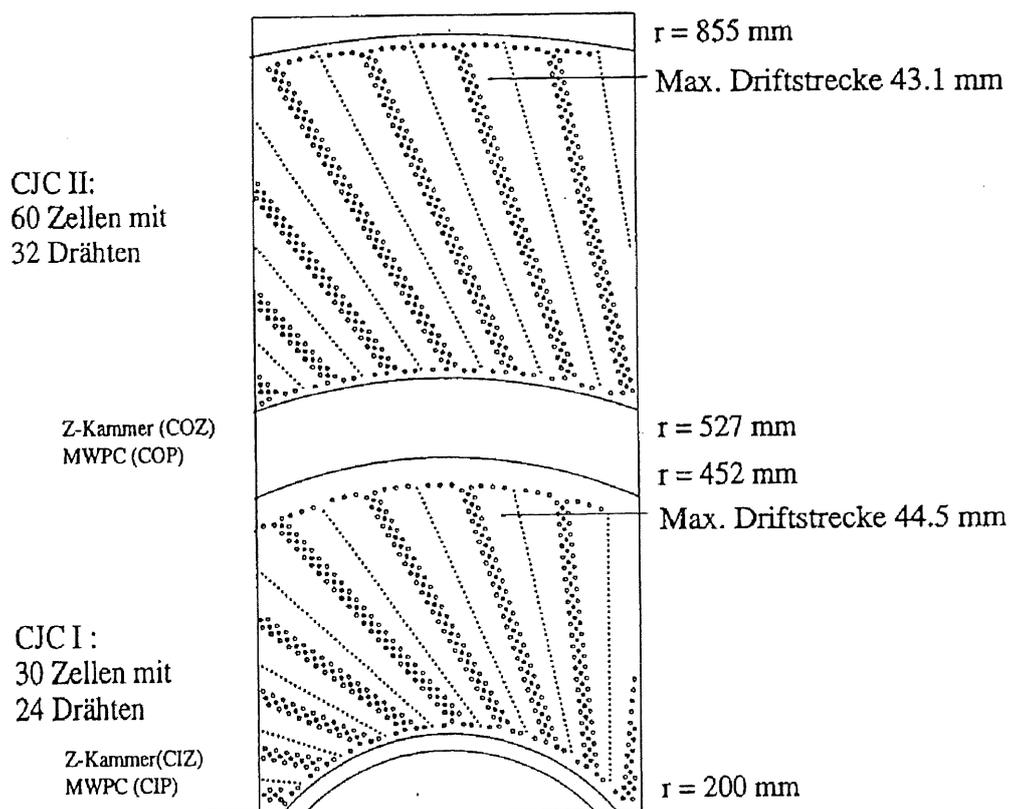


Abbildung 2.9: Ausschnitt aus der zentralen Spurenkammer [Lin91]

2.3.2 Die Drähte in der CJC

In der CJC gibt es vier verschiedene Arten von Drähten: Signal-, Potential-, Feld- und Kathodendrähte.

Die Signaldrähte bestehen aus goldplattiertem Wolfram mit einem Anteil von 3% Rhenium. Bis auf den ersten und letzten Draht in jeder Zelle beträgt ihr Durchmesser

¹⁰Obwohl die Signaldrähte im allgemeinen nicht direkt getroffen werden, sondern die ionisierenden Teilchen nur den Driftraum des betreffenden Signaldrahtes durchqueren, wird dies hier und im folgenden stets mit Treffer bezeichnet.

20 μm . Die beiden Randdrahnte haben einen Durchmesser von 25 μm und damit einen geringeren Widerstand. Diese Eigenschaft hat zur Folge, daß ihre Ortsauflösung in $r\phi$ und z schlechter wird. Die Durchmesser der Signaldrahnte sind so gewählt, daß bei optimalem Driftfeld die für die Gasverstärkung notwendige Feldstärke erreicht wird.

Benachbarte Signaldrahnte werden durch je zwei Potentialdrahnte getrennt, wodurch die Oberflächenfeldstärke der Signaldrahnte reduziert wird. Dies verhindert einen vorzeitigen Verschleiß der Kammer durch Ablagerung auf den Drahnten (*ageing*). Außerdem wird so das Übersprechen zwischen zwei Drahnten (*cross talk*) um einen Faktor 2 verringert, im Gegensatz zu einem einzigen Potentialdraht.

Um an den Rändern der Kammern CJC1 und CJC2 lokale Feldstorungen so gering wie möglich zu halten, werden sie durch Felddrahnte nach außen elektrostatisch abgeschirmt.

Insgesamt besteht die CJC aus 2640 Signaldrahnten, 5460 Potentialdrahnten und 900 Felddrahnten; hinzu kommen 5370 Kathodendrahnte. Wegen der oben erwähnten Effekte wurden die Durchmesser der Potential-, Feld- und Kathodendrahnte so groß wie möglich gewählt; namentlich 127 μm , 180 μm , und 500 μm .

2.3.3 Die Wände der CJC

An die Wände der CJC wurden zwei wichtige Forderungen gestellt:

- eine geringe Materialbelegung, um eine Beeinflussung des Experiments durch das Anschauern von Teilchen zu verhindern,
- eine große mechanische Festigkeit, um der Zugspannung der 14370 Drahnte stand zu halten.

Aus diesen Gründen bestehen die Endwände der CJC aus 10 mm dickem mit Glasfiberverstarktem Kunststoff (**GfK**). Dies Material zeichnet sich zusätzlich durch sehr gute Isolationseigenschaften aus. Die Seitenwände der CJC bestehen aus 1 mm dickem mit Carbonfiberverstarktem Kunststoff (**CfK**).

2.3.4 Daten und Betriebsparameter der CJC

Zur Zeit wird die CJC aus Sicherheitsgründen mit dem Driftkammergas $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4$ (89:10:1) betrieben, da durch ein bis jetzt nicht lokalisiertes Leck ständig Gas aus der Kammer entweicht. Es ist jedoch vorgesehen, die CJC, sobald das Gasleck gefunden und verschlossen ist, mit einem anderen Gas zu betreiben. Dabei handelt es sich um ein Argon-Ethan-Gemisch (50:50) mit geringen Zusätzen (im ppm Bereich) von Wasser und/oder Alkohol.

Die Kammer wird mit leichtem Überdruck (≈ 1050 hPa) betrieben, um Schwankungen des Atmosphärendrucks zu kompensieren. Diese hätten zwar keinen Einfluß auf die Driftgeschwindigkeit, würden aber die Gasverstärkung und damit die auf dem Draht deponierte Ladung verändern.

In der Tabelle 2.2 sind einige der Daten der CJC zusammengefaßt.

Parameter	CJC1	CJC2	CJC1+2
Signaldrähte	720	1920	2640
Potentialdrähte	1500	3960	5460
Felddrähte	300	600	900
Kathodendrähte	1470	3900	5370
Σ aller Drähte	3990	10380	14370
Zellen	30	60	90
Drähte pro Zelle:			
Signaldrähte	24	32	—
Potentialdrähte	50	66	—
Felddrähte	10	10	—
Kathodendrähte	49	65	—
innerer Radius [cm]	20.35	52.70	—
äußerer Radius [cm]	45.40	84.30	—
aktive radiale Länge [cm]	22.45	29.60	52.05
max. Driftlänge [mm]	44.5	43.1	—
Signaldrahtabstand [mm]	5.08	5.08	—
Länge in z -Richtung [cm]	220.0	220.0	—
Gasvolumen [m ³]	1.14	3.08	4.22
mittlere Zellneigung	30°	30°	—

Tabelle 2.2: Einige Daten der zentralen Spurenkammer [Bue89]

2.4 Die Z-Kammern

Die Z-Kammern, äußere Z-Kammer (COZ¹¹) und innere Z-Kammer (CIZ¹²), haben eine z -Auflösung von $\sigma_z = 350 \mu\text{m}$ bzw. $320 \mu\text{m}$ und eine Doppelspurauflösung von 3 mm. Die COZ befindet sich radial 47 cm von der Strahlachse entfernt und liegt zwischen CJC1 und CJC2, während sich die CIZ in 17 cm Entfernung vom Teilchenstrahl noch innerhalb der CJC1 befindet.

2.4.1 Die äußere Z-Kammer

Die COZ besteht aus 24 gleichartigen Ringen mit je vier Signaldrähten, die zu einem 24-eckigen Polygon zwischen CJC1 und CJC2 gespannt sind. Die Kammer ist 220 cm lang, 3 cm dick und hat eine Materialbelegung $\leq 1.5 \%X_0$.

Aufgrund der Kammergröße beträgt die maximale Driftlänge 4.6 cm, was die Driftzeit auf $1 \mu\text{s}$ beschränkt.

Die Signaldrähte haben einen Durchmesser von $127 \mu\text{m}$ und einen Abstand von 6 mm voneinander. Sie sind nicht wie in der CJC gegeneinander versetzt. Die Unterscheidung zwischen Spur und Spiegelspur erfolgt durch die Forderung nach einem Vertexdurchgang. Dies ist problematisch für Spuren mit einem Polarwinkel $\theta \approx 90^\circ$.

Der Bereich eines Drahtes, an dem die Ausleseelektronik sitzt, hat eine viel geringere Effizienz als die übrigen Drahtabschnitte. Um nicht einen ganzen Winkelbereich nicht

¹¹Central Outer Z-Chamber

¹²Central Inner Z-Chamber

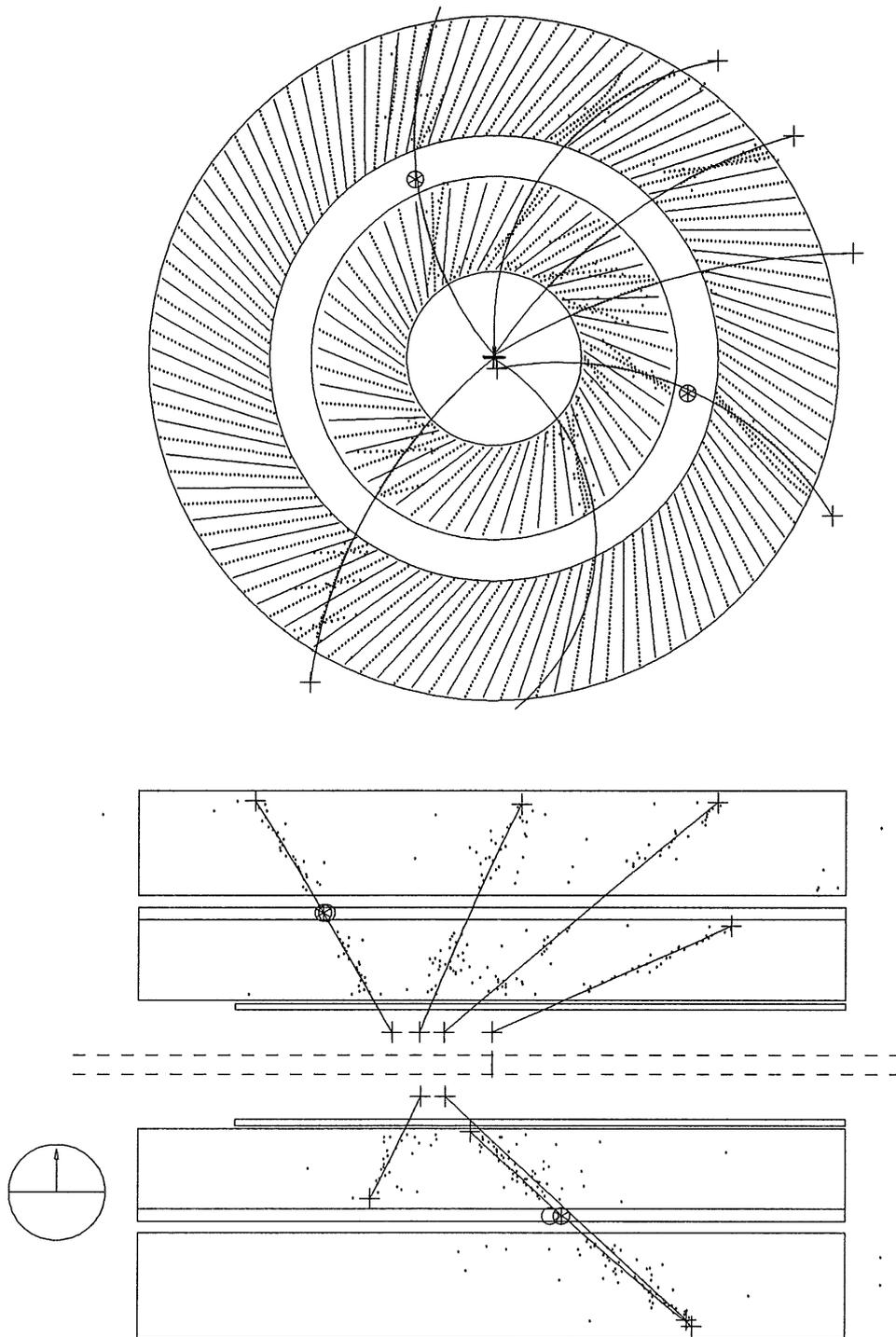


Abbildung 2.10: Spuren eines typischen Ereignisses (Nr. 35348, Run 30990) im zentralen Spurendetektor in der $r\phi$ -Ebene (oben) und in der rz -Ebene (unten). Man erkennt sechs Spuren in der CJC und die in den einzelnen Zellen symmetrisch zur Signaldrahtebene liegenden Spiegelspuren.

auslesen zu können, sind die Ausleseregionen der verschiedenen Ringe in ϕ verteilt. Für Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung ist also bei bestimmten z -Werten eine geringere

Effizienz zu erwarten.

2.4.2 Die innere Z-Kammer

Die CIZ ist ähnlich wie die COZ konstruiert. Sie besteht aus fünfzehn 12 cm breiten Ringen und hat somit eine Länge von 180 cm. Die Drähte sind zu einem 16-seitigen Polygon gespannt. Die CIZ ist 2.6 cm dick und die maximale Driftlänge in der Kammer beträgt 6.0 cm. Die Materialbelegung ist ähnlich gering, wie in der äußeren Z-Kammer.

Eine optimale Ortsauflösung erhält man, wenn die Teilchenspur senkrecht zur Driftrichtung liegt. Um der Asymmetrie der erwarteten Ereignisse Rechnung zu tragen, wurden die Signaldrahtebenen in der CIZ um 45° in Strahlrichtung gedreht, so daß die beste z -Auflösung bei $\theta = 60^\circ$ bzw. 120° liegt. Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist die Aufhebung der Rechts-Links-Ambiguität. Durch den Verlauf der elektrischen Feldlinien wird nur auf drei der vier Drähte Ladung deponiert. Je nachdem ob die ersten oder die letzten drei Drähte getroffen wurden, kann man Spur und Spiegelspur unterscheiden. Der Nachteil dieser Methode ist die ungleiche Verteilung der Ladung auf die getroffenen Drähte. 60 % der Ladung werden auf dem äußeren Draht deponiert, während die beiden inneren jeweils nur 20 % erhalten. Um diesen Effekt zu kompensieren, wird die Gasverstärkung für die inneren Drähte erhöht. Dadurch wird die CIZ stark anfällig gegenüber Spannungsschwankungen. Eine Abweichung des Quotienten Kathodendrahtspannung durch Potentialdrahtspannung im Prozentbereich führt dazu, daß auf den inneren Drähten überhaupt keine Ladung mehr deponiert wird und so eine Spurerkennung nicht mehr möglich ist.

Kapitel 3

Die Physik einer Driftkammer

Eine Driftkammer dient in erster Linie der Ortsmessung bewegter geladener Teilchen. Eine spezielle Anordnung von mehreren Driftkammerlagen erlaubt eine Rekonstruktion der Teilchenspuren, aus deren Krümmungen man bei angelegtem Magnetfeld die Teilchenimpulse erhält. Gleichzeitig kann mit einer Driftkammer eine Energieverlustmessung durchgeführt werden, die eine Teilchenidentifikation ermöglicht. Gegenüber anderen Detektoren ist es mit dem Driftkammerprinzip möglich, innerhalb eines großen Volumens Teilchendurchgänge mit hoher Orts- und Zeitaufösung und geringer Totzeit bei relativ niedrigen Kosten zu messen.

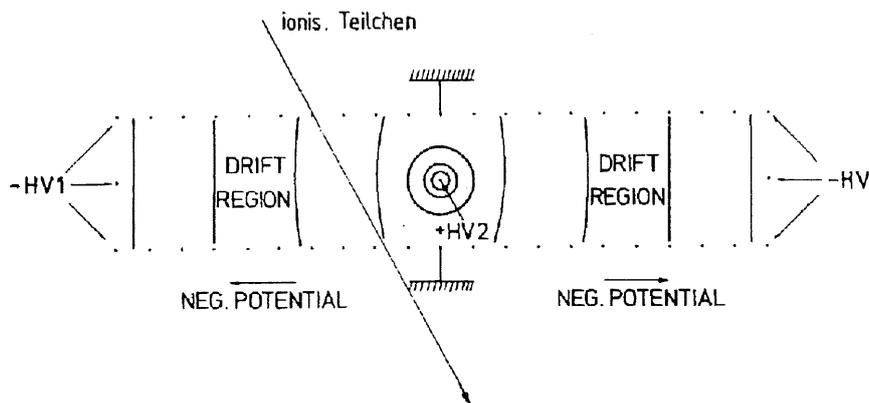


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung einer einfachen Driftkammer mit einem Signaldraht [Kle87]

Driftkammern bestehen im wesentlichen aus einem mit Gas gefüllten Volumen und einer bestimmten Anordnung von Signal-, Potential- und Kathodendrähten (siehe Abbildung 3.1). Zwischen den Signaldrähten und den Kathodendrähten liegt eine Hochspannung an, während die Potentialdrähte dafür sorgen, daß sich in der Driftkammer zwei Bereiche mit unterschiedlichen elektrischen Feldern bilden. Die Gasverstärkungszone macht einen relativ kleinen Bereich der Driftkammer um den Signaldraht aus, während der größere Teil von der Driftregion ausgefüllt wird. In der Driftregion erzeugen die Potentialdrähte ein weitgehend homogenes elektrisches Feld. In der Gasverstärkungszone herrscht ein radialsymmetrisches elektrisches Feld um den Signaldraht.

Ein geladenes Teilchen, das die Driftregion durchquert, ionisiert das Kammergas in der Nähe seiner Spur (3.1). Die Elektronen driften in Richtung Signaldraht, während

sich die positiven Ionenrumpfe zu den Kathodendrähten hinbewegen. Wegen der kontinuierlichen Beschleunigung der Elektronen durch das elektrische Feld und dem Energieverlust durch elastische Stöße mit den Gasatomen stellt sich bei der Elektronendrift nach kurzer Zeit eine konstante Driftgeschwindigkeit ein (3.2). Im Gasverstärkungsbereich gewinnen die Elektronen zwischen den Stößen soviel Energie, daß sie andere Gasatome ionisieren können. Dies hat ein lawinenartiges Anwachsen der Elektronenzahl zur Folge, so daß auf dem Signaldraht eine meßbare Ladung deponiert werden kann (3.3).

3.1 Ionisation

Die Wechselwirkung, die ein geladenes Teilchen beim Durchdringen eines Mediums mit diesem eingeht, ist fast ausschließlich elektromagnetischer Natur und kann auf drei unterschiedliche Arten erfolgen. Das Teilchen kann Čherenkov-Licht emittieren, Übergangsstrahlung verursachen (sofern es sich um ein inhomogenes Medium handelt) oder die Atome des Mediums ionisieren. Durch die Wechselwirkungen erleidet das Teilchen einen Energieverlust, wobei der größte Teil der Energie durch Ionisation abgegeben wird.

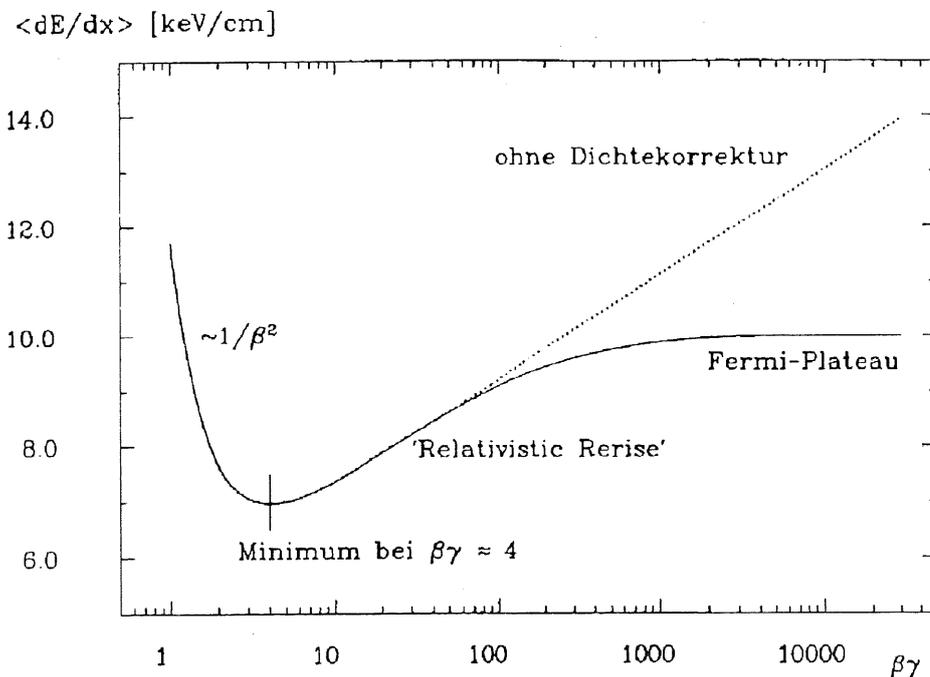


Abbildung 3.2: Theoretisch berechnete Energieverlustkurve für ein Argon/Methan/Isobutan-Gemisch (88.7:8.5:2.8) aus [Amb86]

In Abbildung 3.2 ist der mittlere Energieverlust durch Ionisation als Funktion des Parameters $\beta\gamma$ ($= p/m$) dargestellt. In dieser Darstellung ist die Energieverlustkurve unabhängig von der Masse des Teilchens. Man erkennt in der Abbildung folgende charakteristische Bereiche:

1. Bei kleinem $\beta\gamma$ ein Abfall der Kurve proportional zu $1/\beta^2$.

2. Ein relatives Minimum bei $\beta\gamma \approx 4$.
3. Ein relativistischer Wiederanstieg, der auf die Tatsache zurückzuführen ist, daß das transversale elektrische Feld des Teilchens proportional zu γ ist [Jac81].
4. Eine Sättigung des mittleren Energieverlustes im sogenannten Fermi-Plateau. Ursache dafür ist die Polarisierung des Mediums durch das Transversalfeld des Teilchens. Durch die Polarisierung wird das Feld abgeschirmt (Dichteeffekt). Die Sättigung setzt ein, wenn das transversale Feld die gleiche Größenordnung hat, wie die Abstände zwischen den Atomen des Mediums. Bei festen Medien ist der Wiederanstieg aus diesem Grund viel kleiner ($\approx 10\%$) als bei Gasen, bei denen das Verhältnis zwischen Minimum und Plateau etwa 50% beträgt.

Eine klassische Herleitung des mittleren Energieverlustes als Funktion des Teilchenimpulses lieferte zuerst Bohr im Jahr 1913 [Boh13]. Einige Jahre später berechneten Bethe und Bloch das Problem quantenmechanisch und gelangten zu der nach ihnen benannten Bethe-Bloch-Formel [Bloc33],[Per87]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A z^2 e^4 Z}{mv^2 A} \left[\ln \left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (3.1)$$

In dieser Formel ist m die Elektronmasse, z die Ladung und v die Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens, $\beta = v/c$, N_A die Avogadrokonstante. Z ist die Ordnungszahl und A die Massenzahl der Atome des Mediums und I das effektive Ionisationspotential ($I \approx 10Z$ eV). dE ist die im Medium der Massenbelegung dx durch Ionisation deponierte Energie.

Neben der experimentell bestätigten Unabhängigkeit des mittleren Energieverlustes als Funktion von $\beta\gamma$ von der Masse des Teilchens sagt die Bethe-Bloch-Gleichung nach dem Minimum einen unbegrenzten Anstieg der Kurve voraus (siehe Abbildung 3.2).

Ein erweitertes Modell, welches im Gegensatz zu dem von Bethe und Bloch den Dichteeffekt und Schaleneffekte der Atome durch Korrekturterme berücksichtigt, liefert bessere Ergebnisse [Erm77],[Ster52]. Nichtsdestoweniger ist eine Abweichung des Modells im Bereich des relativistischen Wiederanstiegs und der Sättigung von den gemessenen Werten zu erkennen (siehe Abbildung 3.3).

Wesentlich bessere Ergebnisse liefert das Photon-Absorptions-Ionisations-Modell (PAIM), welches zur Berechnung des Energieverlustes Photonabsorptionsquerschnitte σ_γ benutzt. Diese Absorptionsquerschnitte wurden mit Hilfe von Synchrotronstrahlungsexperimenten gemessen und sind gut bekannt. Eine ausführliche Herleitung des Modells findet sich in [All80].

Bei einem festen $\beta\gamma$ erhält man für den Energieverlust dE/dx keine gaußförmige Verteilung um Mittelwert, sondern eine Landau-Verteilung. Diese ist asymmetrisch mit Ausläufern zu hohen Werten, die durch Stöße mit kleinem Stoßparameter und großem Energieübertrag (δ -Elektronen) verursacht werden (siehe Abbildung 3.4). Die Energie der δ -Elektronen ist groß genug, so daß diese selbst wieder Atome ionisieren können (Sekundärionisation). Dadurch kommt es zur Ausbildung von Elektronenclustern. Die starke Asymmetrie der dE/dx -Verteilung tritt jedoch nur bei dünnen Schichten auf. Bei großen Ionisationsstrecken wird die Verteilung immer gaußförmiger.

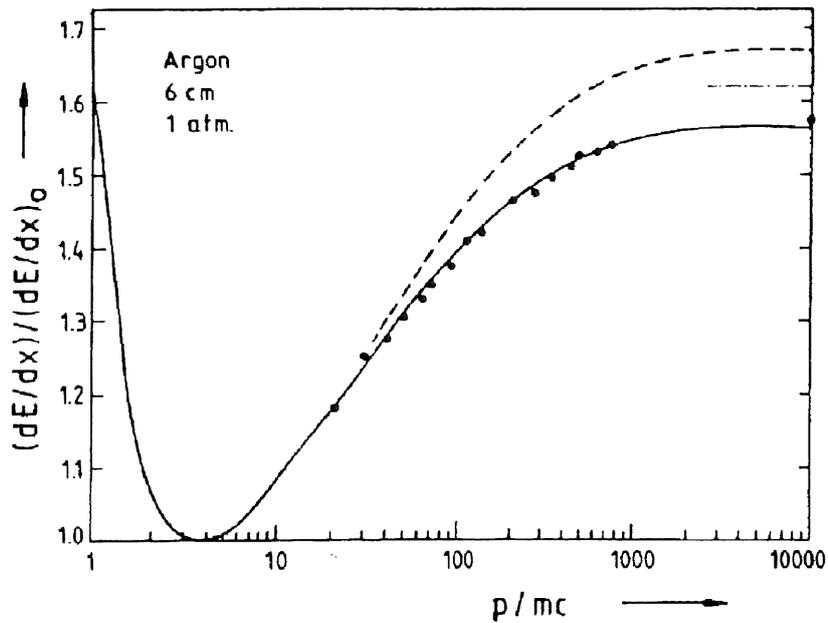


Abbildung 3.3: Vergleich der berechneten Energieverlustkurven mit den von Lehraus gemessenen Werten [Leh78]: Sternheimer (gestrichelt) und Ermilova (strichpunktiert) mit erweitertem Bethe-Bloch-Modell [Ster52],[Erm77] und Allison und Cobb (durchgezogen) mit PAI-Modell [All80]

Einträge (normiert)

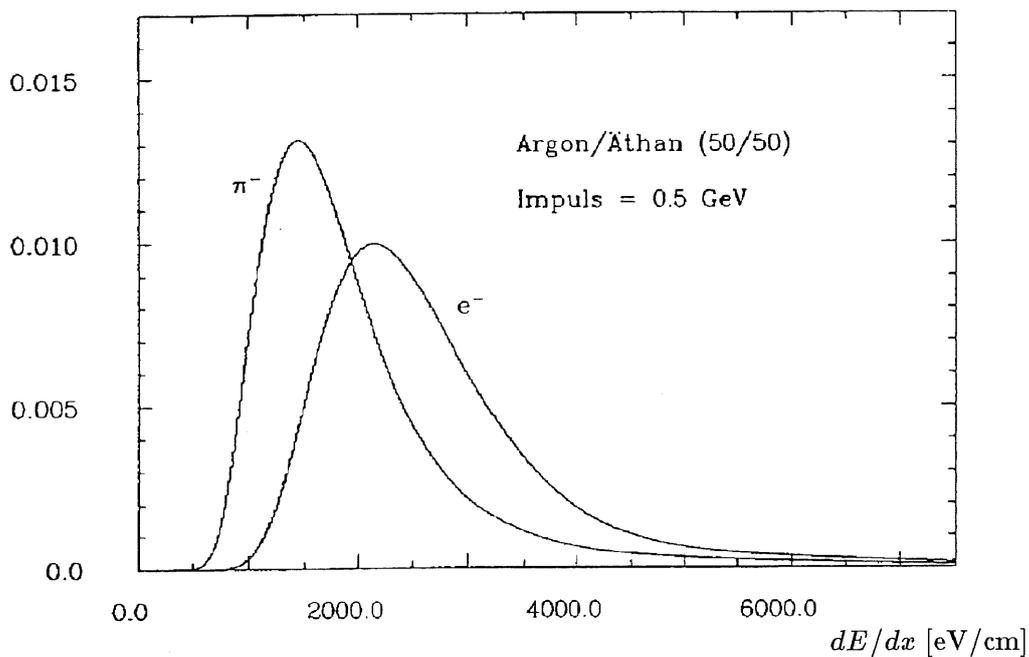


Abbildung 3.4: Nach dem PAI-Modell berechnete Landau-Verteilungen von Pion und Elektron bei einem Impuls von $p = 0.5$ GeV und einer Schichtdicke von $dx = 1.0$ cm [Vic88]

3.2 Drift und Diffusion

Die neben den Signal- und Kathodendrähten vorhandenen Potentialdrähte unterteilen die Driftzelle in einen relativ großen Driftraum und eine kleinere Gasverstärkungszone. Außerdem erzeugen sie im Driftraum ein weitgehend homogenes elektrisches Feld \vec{E}_{Drift} (Driftfeld).

Bei der Ionisation werden die Gasatome in Elektronen und Ionenrümpfe separiert. Das Driftfeld beschleunigt die Elektronen in Richtung Signaldraht und die Ionenrümpfe zu den Kathodendrähten hin. Die im Vergleich zu den Elektronen relativ trägen Ionenrümpfe werden zur Messung nicht verwandt und im folgenden nicht weiter betrachtet.

Die Elektronen driften mit annähernd konstanter Geschwindigkeit \vec{v}_{Drift} zur Gasverstärkungszone, da sich nach einer kurzen Beschleunigungsphase Energiezufuhr durch das Driftfeld und Energieabgabe durch Stöße mit den Gasatomen kompensieren. Bei Kenntnis der Driftgeschwindigkeit \vec{v}_{Drift} ist es möglich, aus der Zeitdifferenz zwischen Primärionisation t_0 und Eintritt in die Gasverstärkungszone t_1 bzw. Nachweis am Signaldraht die Driftstrecke der Elektronen zu berechnen:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_{Drift}(t) dt . \quad (3.2)$$

Bei einer konstanten Driftgeschwindigkeit vereinfacht sich die obige Gleichung zu einer linearen Beziehung:

$$x = v_{Drift}(t_1 - t_0) . \quad (3.3)$$

Typische Werte für eine Driftkammer sind $v_{Drift} \approx 50 \mu\text{m/ns}$, $E_{Drift} \approx 1 \text{ kV/cm}$. Mit ihnen lassen sich Ortsauflösungen in der Größenordnung von $\approx 100 \mu\text{m}$ erreichen.

Für kleine elektrische Feldstärken ist $v_{Drift} \propto E_{Drift}$. Erhöht man das elektrische Feld, so durchläuft die Driftgeschwindigkeit v_{Drift} ein flaches Maximum (Plateau), um danach wieder abzufallen (siehe Abbildung 3.5). Dieses Phänomen beruht auf dem Ramsauer-Effekt. In diesem Energiebereich entspricht die Wellenlänge der Elektronen gerade den Durchmessern der Elektronenbahnen in Edelgasen, was quantenmechanische Interferenzeffekte zur Folge hat. Diese Interferenzen führen zu einer starken Variation des Stoßquerschnittes mit der Elektronenenergie. Um die Driftgeschwindigkeit v_{Drift} relativ unabhängig von Schwankungen des elektrischen Feldes zu machen, werden die meisten Driftkammern im Bereich des Plateaus betrieben.

Legt man zu dem Driftfeld noch ein magnetisches Feld an, um aus der Krümmung der Teilchenspur den Impuls des Teilchens zu bestimmen, so wirkt auf die Elektronen die Lorentzkraft:

$$\vec{F}_{Lor} = -e(\vec{E}_{Drift} + \vec{v} \times \vec{B}) . \quad (3.4)$$

Dies hat zur Folge, daß die Driftrichtung jetzt nicht mehr parallel zu den elektrischen Feldlinien liegt, sondern sich ein konstanter Winkel zwischen dem Driftfeld \vec{E}_{Drift} und der Bewegungsrichtung der Elektronen einstellt. Dieser Winkel wird Lorentzwinkel α_{Lor} genannt. Zerlegt man die Teilchengeschwindigkeit in eine Kreisbewegung und eine translatorische Bewegung mit der Driftgeschwindigkeit \vec{v}_{Drift} , so wird klar, daß v_{Drift} auch vom Magnetfeld abhängig ist (siehe Abbildung 3.5).

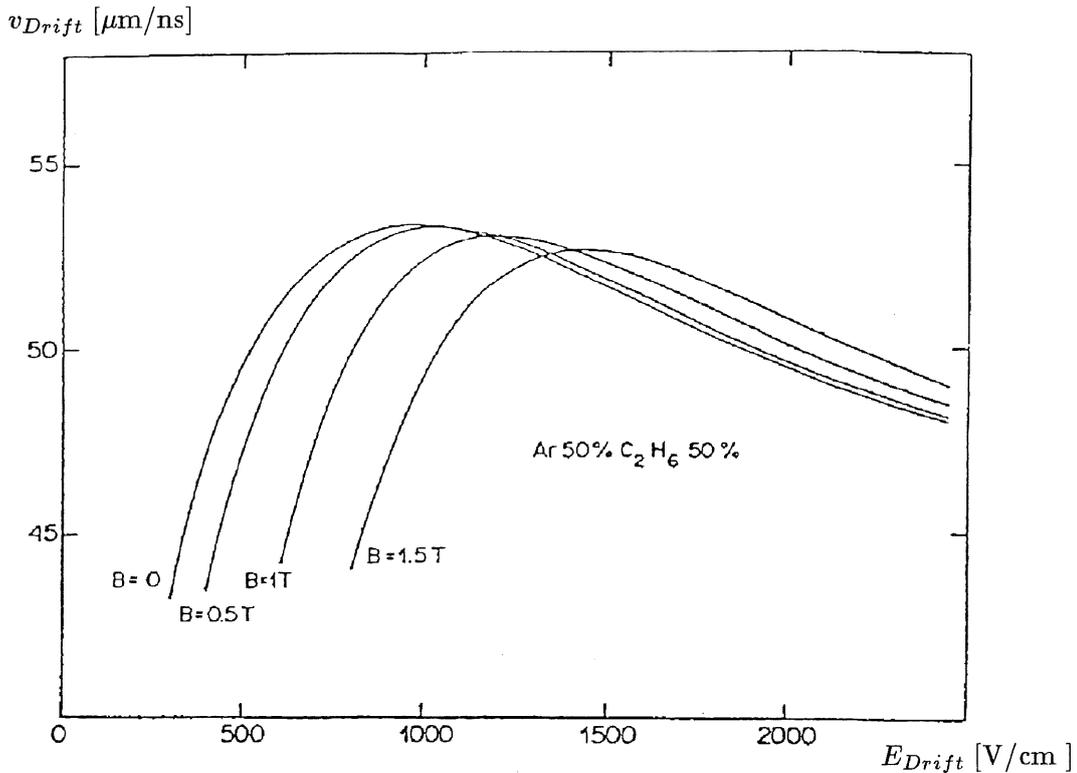


Abbildung 3.5: Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom angelegten Driftfeld bei unterschiedlichen magnetischen Feldstärken [Pei84]

Während ihrer Drift zum Signaldraht zerfließen die Elektronencluster aufgrund von Diffusion. Für eine zur Zeit $t = 0$ punktförmige Ladungsverteilung am Ursprung erhält man in einem feldfreien Gas zur Zeit t die Dichteverteilung

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx, \quad (3.5)$$

wobei D der Diffusionskoeffizient ist. D ist temperatur- und gasabhängig. Die Standardabweichung der Dichteverteilung beträgt

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt}. \quad (3.6)$$

Bei angelegtem elektrischen und magnetischen Feld wird die Diffusion anisotrop. Die Dichteverteilung läßt sich dann nicht mehr so einfach wie in Gleichung 3.5 darstellen.

3.3 Gasverstärkung

Der Bereich um den Signaldraht, in dem annähernd ein radialsymmetrisches elektrisches Feld herrscht, wird Gasverstärkungszone genannt. Der Betrag der elektrischen Feldstärke ist in diesem Bereich proportional zu $1/r$. Durch das Ansteigen der Feldstärke in der Nähe des Drahtes erhalten die Elektronen mehr Energie als sie durch elastische Stöße verlieren. Ihre Energie reicht aus, um andere Gasatome zu ionisieren, deren Elektronen nach einer kurzen Beschleunigung wiederum zur Ionisation fähig sind. So entsteht eine Elektronenlawine, deren Ladung ausreicht, um auf dem Signaldraht nachgewiesen zu werden.

Der Gasverstärkungsfaktor ist das Verhältnis von auf dem Draht deponierter Ladung und bei der Primärionisation freigesetzter Ladung. Driftkammern werden im allgemeinen im Proportionalbereich betrieben, wobei der Proportionalbereich als Bereich von elektrischer Feldstärke und Druck definiert ist, in dem der Gasverstärkungsfaktor konstant ist. Das heißt, daß die auf dem Draht deponierte Ladung proportional zur Primärionisation ist. Erst dadurch ist eine Energieverlustmessung und damit eine Teilchenidentifikation mit Hilfe der Driftkammer möglich. Um Gasverstärkungsfaktoren von $10^4 - 10^6$ im Proportionalbereich zu erreichen, ist es notwendig, sehr dünne Signaldrähte ($\varnothing 20 - 50 \mu\text{m}$) zu verwenden.

Kapitel 4

QT-Analyse und Spurrekonstruktion

In diesem Kapitel wird der Weg beschrieben, wie man aus den Rohdaten, nämlich den auf den Signaldrähten deponierten Ladungen, die vollständig rekonstruierten Teilchenspuren erhält. Das Kapitel ist in drei Abschnitte gegliedert. Der erste (4.1) enthält die elektronische Datenauslese, mit deren Hilfe die gemessenen Spannungen an den Signaldrähten in digitalisierte Signalpulse umgeformt werden. Der zweite Abschnitt (4.2) beschreibt die QT-Analyse, die aus den Pulsen die essentiellen Parameter Driftzeit und Pulsintegral berechnet. Abschließend wird im letzten Teil (4.3) der Mechanismus der Spurrekonstruktion erklärt. Er berechnet aus den einzelnen Treffern auf den Signaldrähten die Parameter der Teilchenspuren.

4.1 Elektronische Datenauslese

Die Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Darstellung der elektronischen Datenauslese der CJC, die in diesem Abschnitt kurz beschrieben wird. Eine ausführliche Beschreibung findet man in [Ste92].

Die Signaldrähte und die angrenzenden Potentialdrähte dienen als differentielle Eingänge der Verstärker. Die geerdeten Potentialdrähte sind direkt mit den Verstärkern verbunden, während die auf positiver Hochspannung gehaltenen Signaldrähte über Kondensatoren an die Verstärker gekoppelt sind.

Die Eingangsimpedanz der Verstärker beträgt 200Ω , wobei dieser Wert ein Kompromiß zwischen idealer Signalbestimmung und optimaler Anwendung der Methode der Ladungsteilung ist. Der beste Wert für die Signalbestimmung beträgt $\approx 400 \Omega$, während die Qualität der Ladungsteilungsmethode mit abnehmender Eingangsimpedanz wächst (siehe Abschnitt 5.1). Die Verstärker liefern bipolare Ausgangssignale, welche ohne weiter verstärkt werden zu müssen über Multi-Koaxialkabel zu den FADCs (flash-analog-to-digital-converter) geleitet werden. Die FADCs digitalisieren die analogen Signale während der Datennahme im 104 MHz -Takt¹. Dieser Takt ist zur *bunch crossing*-Frequenz des HERA-Speicherringes von 10.4 MHz synchronisiert. Die FADCs haben eine Auflösung von 8 Bit und eine nicht-lineare Kennlinie. Der Vorteil einer nicht-

¹ $1 \text{ clockbin} \hat{=} 9.6 \text{ ns}$

linearen Charakteristik ist, daß der relative Digitalisierungsfehler schon bei etwa 10% der maximalen Eingangsspannung auf etwa 1.5% abgefallen ist und von da ab konstant bleibt. Ein vergleichbarer linear arbeitender FADC würde erst bei $\approx 36\%$ der maximalen Spannung dieses Niveau erreichen. Jeder FADC verfügt über einen dynamischen Speicher von 256 Byte, in dem die Digitalisierungen der letzten $2.5 \mu\text{s}$ gespeichert werden. Dieser Aufnahmeprozeß wird im Augenblick eines Triggersignals angehalten und der Inhalt aller FADC-Speicher in einen Scanner-Speicher kopiert. Dort werden die abgespeicherten Daten von einer elektronischen Einheit nach Signalpulsen abgesucht. Als Pulsanfang sind zwei aufeinanderfolgende Digitalisierungs-Bins definiert, die einen bestimmten Schwellenwert überschreiten. Pulsende sind die ersten beiden Bins nach dem Pulsstart, die unter einer bestimmten Schwelle liegen. Die Adressen innerhalb des Scanner-Speichers, an denen sich Pulse befinden (Anfang und Ende), werden zusätzlich in den Scanner-Speicher geschrieben, so daß die anschließende QT-Analyse zuerst diese Adressen lesen kann und dann nur die an den entsprechenden Positionen liegenden Digitalisierungen auszulesen braucht (+ 6 Bins vor dem Pulsstart zur Pedestalbestimmung). Durch dieses Verfahren wird die einzulesende Datenmenge von 1.35 MByte (alle Digitalisierungen aller FADCs) auf etwa 4.5 kByte/Spur (Adressen + Digitalisierungen an diesen Adressen) reduziert. Dies bedeutet selbst für Ereignisse mit 20 Spuren eine Da-

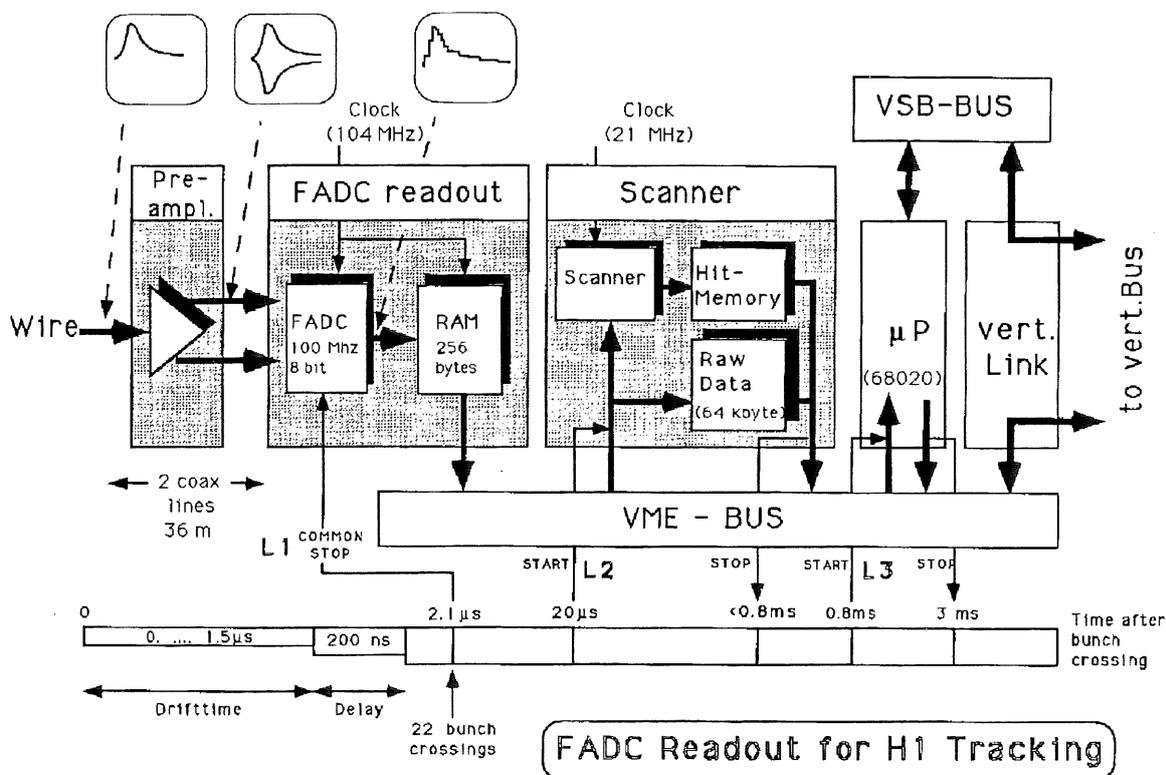


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der elektronischen Datenauslese der zentralen Spurenkammer [Ste92]

tenreduktion um einen Faktor 15. Für Ereignisse, die durch kosmische Myonen erzeugt werden, beträgt die Reduktion sogar einen Faktor 150.

4.2 QT-Analyse

Eine weitere Reduzierung der Daten auf ein Fünftel liefert die QT-Software. Sie berechnet aus den digitalisierten Pulsen die für die Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation essentiellen Parameter: Pulsanfang und Ladungsintegral. Aus dem Pulsanfang erhält man über die Driftgeschwindigkeit den Abstand der Teilchenspur vom Signaldraht. Aus den Pulsintegralen ergibt sich die Koordinate des Teilchendurchganges entlang des Drahtes und die auf dem Draht deponierte Ladung.

Die QT-Analyse läuft in sieben Schritten ab, von denen die ersten drei für jedes Drahtende getrennt durchgeführt werden, während die übrigen die Informationen der beiden Drahtenden kombinieren. Die einzelnen Schritte werden in den folgenden Abschnitten erläutert. Zur Veranschaulichung der Vorgehensweise ist in Abbildung 4.3 ein typischer Signalpuls dargestellt.

1. Linearisierung

Die FADCs haben eine nichtlineare Kennlinie. Damit die Einträge in den einzelnen Bins trotzdem proportional zu der auf dem Draht deponierten Ladung sind, müssen die Digitalisierungen mit Hilfe einer Konversionstabelle linearisiert werden.

2. Treffersuche

Ein Signalpuls wird als solcher identifiziert, wenn er ein Bin enthält, für das die folgenden beiden Kriterien zutreffen:

$$\begin{aligned} D_{i+1} - D_{i-1} &> S1 \\ D_i + D_{i-2} - 2D_{i-1} &> S2 \end{aligned} .$$

D_i ist der linearisierte Bineintrag im i -ten Bin. Die S_i sind zu optimierende Schwellenwerte, deren Zahlenwerte momentan 18 bzw. 12 betragen. Das erste Kriterium erfordert eine Mindesthöhe des Pulses und ist an die mittlere Pulsanstiegszeit von ≈ 18 ns angepaßt. In dieser Zeit wächst der Puls von 20% auf 80% seines Maximums. Die zweite Bedingung erfordert eine konvexe Pulsform im Bereich der ersten Bins. Ein weiteres Kriterium, welches kurz aufeinanderfolgende Pulse trennen soll, wird auf den zweiten und jeden weiteren Puls angewandt:

$$D_{max}/D_{min} > S3 \text{ .}$$

In dieser Beziehung ist D_{max} der größte Bineintrag des betreffenden Pulses und D_{min} das davorliegende relative Minimum. $S3$ beträgt zur Zeit 1.3.

3. Pedestalbestimmung

Die Digitalisierungen aller Bins werden jeweils um einen Offsetwert von 10 erhöht. Der Mittelwert aus den sechs Bineinträgen vor dem Pulsstart (*presamples*) dient als Pedestal für den gesamten Puls und ist bei der Driftzeit- und Pulsintegralbestimmung von den Bineinträgen des Pulses zu subtrahieren.

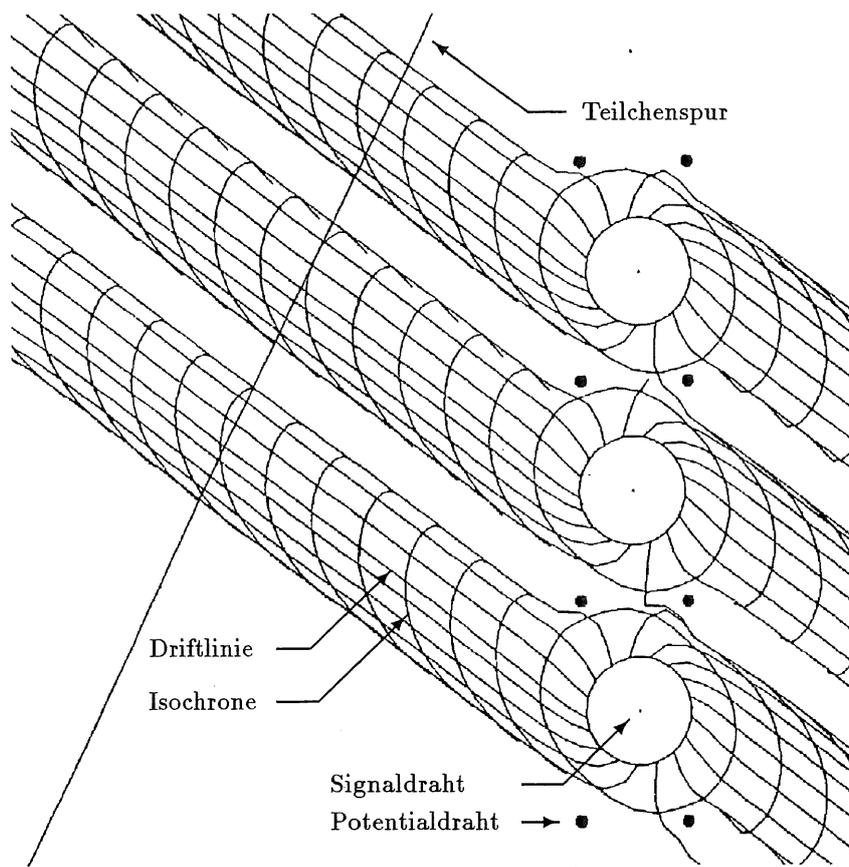


Abbildung 4.2: Driftzelle der CJC mit Driftlinien und Isochronen

4. Kombination der Pulse von beiden Drahtenden

Zwei Pulse auf einem Draht an unterschiedlichen Drahtenden werden einander zugeordnet, wenn ihre Anstiegsflanken (*leading edge*) nicht mehr als 2 *clockbins* auseinanderliegen. Die *leading edge* eines Pulses ist definiert als Bin i , für das die Größe $D_{i+1} - D_{i-1}$ maximal wird. Eine Zuordnung findet auch statt, wenn der Abstand der Anstiegsflanken mehr als 2 *clockbins* beträgt, aber die Bereiche der beiden Pulse zwischen Anstiegsflanke und Pulsmaximum überlappen. Dies ist insbesondere für sehr kleine Pulse mit großer Anstiegszeit der Fall. Treffer, die nur auf einer Seite des Drahtes nachgewiesen werden, müssen ein zusätzliches Kriterium erfüllen, um gespeichert zu werden:

$$D_{max} > S4 .$$

Dieses Kriterium ($S4 = 40$) erlaubt eine Bestimmung defekter Hardware für den Fall, daß Drähte ausschließlich einseitig ausgelesen werden. Einseitige Treffer auf intakten Drähten rühren von sehr kleinen Pulsen, Fluktuationen auf der abfallenden Flanke oder δ -Elektronen her. Der Verlust dieser Impulse ist vernachlässigbar, da sie aufgrund ihrer geringen Amplitude ohnehin von minderer Qualität sind. Im allgemeinen reichen die guten Treffer aus, um die Spurparameter zu bestimmen.

5. Bestimmung der Driftzeit

In Abbildung 4.3 erkennt man den charakteristischen steilen Anstieg und die dazu relativ flach abfallende Flanke nach dem Maximum. Der Anstieg rührt von den ersten

Elektronen her, die den Signaldraht erreichen. Die Ursache für das gleichzeitige Ankommen relativ vieler Elektronen sind die annähernd halbkreisförmigen Isochronen (Linien gleicher Driftzeit, siehe Abbildung 4.2). Eine relativ große Ionisationsstrecke tangential zu den Isochronen entfällt auf die ersten Bins eines Pulses. Je größer der Winkel der Teilchenspur zu den Isochronen wird, desto weniger Elektronen erreichen in dem zugehörigen Zeit-Bin den Signaldraht. So ist es zu verstehen, daß Fluktuationen in der Ionisation sich kaum im Anstieg des Pulses bemerkbar machen, sondern größere Effekte nur auf der abfallenden Flanke zu beobachten sind. Aus diesem Grund liefern die ersten Elektronen, die den Draht erreichen, die genaueste Information zur Bestimmung der Driftzeit.

Dabei wird zuerst das Pulsmaximum D_{max} bestimmt. Anschließend berechnet man den Zeitpunkt $t_{50\%}$, der der halben Höhe des Pulses entspricht, durch lineare Interpolation. Zusätzlich wird die maximale Steigung S_{max} des Pulses normiert auf das Pulsmaximum berechnet:

$$t_{50\%}^{\pm} = t_i^{\pm} + \frac{0.5 - D_i^{\pm}/D_{max}^{\pm}}{S_{max}^{\pm}} \cdot 9.6 \text{ ns} \quad (4.1)$$

$$S_{max}^{\pm} = \frac{\max(D_{i+1}^{\pm} - D_i^{\pm})}{D_{max}^{\pm}} \quad (4.2)$$

Die Indices \pm beziehen sich auf die beiden Drahtenden an der positiven bzw. negativen z -Seite. Aus dem Mittelwert der beiden Zeiten auf halber Höhe des Maximums $T_{50\%} = \frac{1}{2}(t_{50\%}^+ + t_{50\%}^-)$ und dem Mittelwert der Steigungen $S_{50\%} = \frac{1}{2}(S_{max}^+ + S_{max}^-)$ bestimmt man die Zeit zu 10% der Pulshöhe, was in etwa der Ankunftszeit der ersten Elektronen auf dem Draht entspricht:

$$t = T_{50\%} - \frac{0.4}{S_{50\%}} \cdot 9.6 \text{ ns} \quad (4.3)$$

6. Bestimmung der Pulsintegrale

Ein mittlerer Puls dauert vom Anstieg bis zum Wiederabfall auf das Pedestal ≈ 200 ns (20 *clockbins*). Um das Pulsintegral mit dem niedrigst möglichen relativen Fehler zu messen, ist eine geeignete Integrationslänge zu wählen. Sie beträgt im Augenblick 8 *clockbins*. Eine zu kurze Integrationslänge würde die Genauigkeit reduzieren, da nur ein sehr kleiner Teil des Pulses erfaßt werden würde, wohingegen eine längere Integrationslänge Fehler aufgrund von niedrigen Einträgen in den letzten Bins und Pedestalfluktuationen vergrößern würde. Der Integrationsstart ist die $t_{50\%}$ -Marke des entsprechenden Pulses. Von da ab wird die geometrische Fläche unter dem Puls bis zur $(t_{50\%} + n \cdot 9.6$

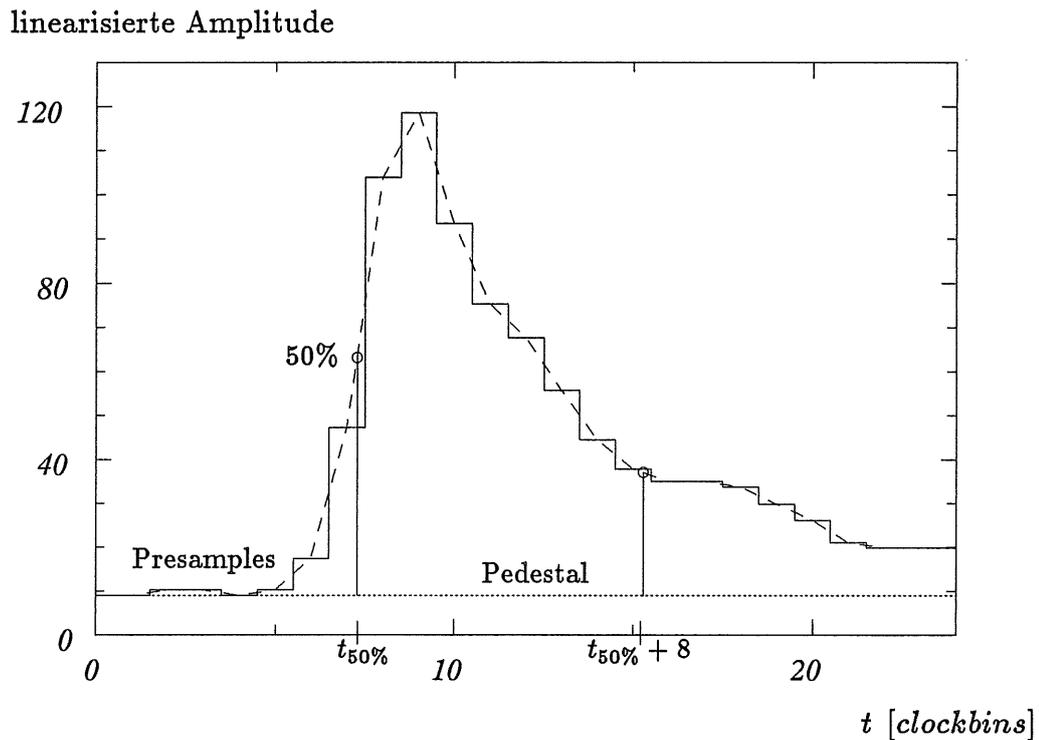


Abbildung 4.3: Typische Signalpulsform

ns)-Marke berechnet. Zur Zeit beträgt die Integrationslänge $n = 8$ clockbins:

$$\begin{aligned}
 A_{\pm} = & (t_1^{\pm} - t_{50\%}^{\pm}) \left[D_0^{\pm} + \left(1 - \frac{(t_1^{\pm} - t_{50\%}^{\pm})}{2 \cdot 9.6 \text{ ns}} \right) (D_1^{\pm} - D_0^{\pm}) \right] \\
 & + \frac{D_1^{\pm} + D_8^{\pm}}{2} + \sum_{i=2}^7 D_i^{\pm} \\
 & + (t_{50\%}^{\pm} - t_0^{\pm}) \left[D_9^{\pm} + \left(1 - \frac{(t_{50\%}^{\pm} - t_0^{\pm})}{2 \cdot 9.6 \text{ ns}} \right) (D_8^{\pm} - D_9^{\pm}) \right].
 \end{aligned}$$

7. Pulssubtraktion für nachfolgende Pulse

Um einen Puls, der auf der abfallenden Flanke eines anderen beginnt, richtig zu berechnen, ist es notwendig, die Bineinträge, die dem ersten Puls zuzuordnen sind, von dem folgenden zu subtrahieren. Dazu muß eine Standardpulsform in Größe und Phase an den ersten Puls angepaßt werden. Zur Phasen Anpassung dient die $t_{50\%}$ -Marke. Die Pulsgröße wird an das letzte Bin vor dem Beginn des zweiten Pulses angeglichen. Nach der Subtraktion des ersten Pulses wird der zweite Puls wie gewöhnlich in der oben beschriebenen Weise behandelt. Ein Parameter, der stark von der Güte dieser Methode abhängt, ist die Doppelspurauflösung. Je nachdem wie dicht zwei Treffer zeitlich auf

einem Signaldraht liegen können, um noch getrennt zu werden, ist es möglich räumlich nahe beieinander liegende Teilchenspuren zu separieren.

4.3 Spurrekonstruktion

Die QT-Analysen der einzelnen Driftkammern des zentralen Spurendetektors liefern die für die Ereignisrekonstruktion notwendigen Driftzeiten und Pulsintegrale der einzelnen Treffer. Um aus diesen Informationen in allen Raumrichtungen gut definierte Teilchenspuren rekonstruieren zu können, geht man in mehreren Schritten vor. Zunächst werden die Spuren in der CJC rekonstruiert (4.3.1). Anschließend sucht man nach Spursegmenten in den Z-Kammern (4.3.2). Der letzte Schritt besteht dann darin, daß man die Spuren aus der CJC mit denen aus den Z-Kammern verbindet (4.3.3), um die bestmögliche Auflösung der Spurparameter zu erhalten.

Die Rekonstruktion in der CJC wird von dem Programm CJCREC durchgeführt. Es benutzt als Eingabe die Hitbank CRJE. Es liefert die Spurbank CJKR, die Pointer-to-Pointer-Bank CJPR, und die Pointer-to-Hit-Bank CTJX. Die Spursegmente der Z-Kammern werden mit Hilfe der Programme CIZREC und COZREC rekonstruiert. Sie verwenden die Daten der Banken CRYE bzw. CRZE. CIZREC liefert die Spursegmentbank CYSR und die Pointer-to-Hit-Bank CTYX, während COZREC die Spursegmentbank CZSR und die Pointer-to-Hit-Bank CTZX ausgibt. Zusätzlich greifen alle drei Rekonstruktionsprogramme auf Geometrie- und Kalibrationsbanken zu.

Die abschließende Verbindung (Link) zwischen den Spuren in den einzelnen Kammern wird vom Programm CTLINK durchgeführt. Es benutzt die Einträge der Spurbzw. Spursegmentbanken CJKR, CZSR und CYSR, um daraus die Spurbank CTKR zu bilden.

Die Banken und deren Verbindungen untereinander sind im Anhang C beschrieben. Dort wird jedoch genau wie bei der nachfolgenden Beschreibung der Rekonstruktion nicht auf Details eingegangen, sondern nur die für die z bzw. dE/dx -Kalibration wichtigen Punkte erläutert.

4.3.1 Spurrekonstruktion in der CJC

Die Aufgabe der Spurrekonstruktion ist es, aus den gemessenen Driftzeiten der einzelnen Treffer Teilchenspuren zu bilden, das heißt ihre Parameter und deren Fehlermatrix anzugeben. Dabei werden die Driftzeiten zunächst in Koordinaten in der $r\phi$ -Ebene umgeformt. Anschließend werden die Treffer in einer einzelnen Zelle zu Spurstückchen zusammengefaßt. Danach kombiniert man Spurstückchen aus benachbarten Zellen innerhalb des gleichen Ringes der CJC. Der letzte Schritt besteht darin, Spurstückchen aus den beiden Ringen miteinander zu kombinieren.

Um aus den einzelnen Treffern auf den Drähten der CJC eine Spur rekonstruieren zu können, ist es notwendig, die Driftzeit t , die man aus der QT-Analyse erhält, in einen Ort in der $r\phi$ -Ebene zu transformieren. Mit Hilfe der Gleichung 4.4 läßt sich die Driftzeit t zunächst in eine Driftlänge l_{Drift} umformen. Dazu müssen allerdings die Größen T_{CJC} , $t_0(Draht)$ und v_{Drift} bekannt sein.

$$l_{Drift} = (t - \underbrace{(T_0 + T_{FTDC})}_{T_{CJC}} + t_0(Draht)) \cdot v_{Drift} \quad (4.4)$$

Die Driftgeschwindigkeit v_{Drift} wird der globalen Kalibrationsbank der C0J8 entnommen, während man den Zeitoffset $t_0(Draht)$ aus der C1J8-Bank erhält. Diese Bank enthält die drahtabhängigen Kalibrationskonstanten. T_{CJC} ist ein Offset, der den Zeitpunkt des Ereignisses berücksichtigt. Er wird in der momentan gültigen Version der Software zuerst durch Bestimmen der minimalen Driftlänge angenähert und zu einem späteren Zeitpunkt der Rekonstruktion auf seinen endgültigen Wert korrigiert. Es ist jedoch vorgesehen, ein T_0 aus dem *bunch crossing* zu bestimmen, da dieses Verfahren bei gut definierten Teilchenstrahlen die größere Genauigkeit liefert. Die Summation einer Konstante, die das Triggertiming berücksichtigt (T_{FTDC}), würde es dann erübrigen, den Zeitoffset mit Hilfe der Software zu berechnen.

Bei Driftstrecken, die kürzer als der halbe Abstand zwischen zwei Signaldrähten sind, wird eine Nahdrahtkorrektur² durchgeführt. Diese Korrektur berücksichtigt, daß die Elektronen in diesem Bereich radial zum Signaldraht driften, während sie sich außerhalb auf den Driftlinien bewegen.

Da die $r\phi$ -Koordinaten der Signaldrähte und die Driftvektoren in deren Umgebung bekannt sind, ist es möglich, den Ort des Teilchendurchganges zu berechnen. Aufgrund der vorzeichenlosen Driftlänge besteht jedoch noch eine Ambiguität. Man kann zu diesem Zeitpunkt noch nicht entscheiden, ob der Teilchendurchgang auf der rechten oder linken Seite des Signaldrahtes erfolgte.

Der erste Schritt der Rekonstruktion besteht darin, daß innerhalb einer Zelle der CJC nach sogenannten Hit-Tripeln gesucht wird. Ein Tripel besteht aus drei Treffern, die auf drei direkt aufeinander folgenden Drähten liegen. Werden auf einem Draht mehrere Treffer registriert, so berechnet man aus allen möglichen Kombinationen von zwei Treffern auf den beiden äußeren Drähten erwartete Driftlängen für den mittleren Draht. Diese Driftlängen vergleicht man mit den tatsächlich gemessenen. Liegt die Differenz innerhalb der zulässigen Fehler, wird das Tripel abgespeichert. Dabei kann ein Hit durchaus mehreren Tripeln zugeordnet werden. Mit Hilfe des *staggering* ist es nun möglich, die Vorzeichen der Driftlängen zu bestimmen.

Hat man alle Tripel einer Zelle bestimmt, faßt man jeweils zwei benachbarte Tripel zu einem Doppeltripel (4 Hits) zusammen. Unter der Annahme, daß alle 4 Treffer einem Teilchen zuzuordnen sind, wird ein χ^2 -Fit durchgeführt. Es entstehen Ketten von Tripeln, die der Länge nach sortiert werden. Diese Spurstückchen werden mit einem speziellen Minimierungsalgorithmus ohne explizite Parametrisierung [Blo92a] gefittet. Wird innerhalb eines Spurstückchens ein Knick bemerkt, so wird die Spur an dieser Stelle wieder aufgebrochen, um die Minimierung zu verbessern. Ein solcher Fall kann z.B. eintreten, wenn die Treffer dieses Spurstückchens nicht zum selben Teilchen gehören, sondern zwei verschiedenen Spuren zuzuordnen sind. An dieser Stelle der Rekonstruktion sind die Richtungen der Spurstückchen schon so gut bekannt, daß der Winkel zwischen ihnen und den entsprechenden Signaldrahtebenen berechnet werden kann. Mit diesem Winkel werden die einzelnen Driftlängen korrigiert, da jetzt die Stellen auf den Isochronen bekannt sind, an denen diese von den Teilchenspuren tangiert werden.

Sind alle Spurstückchen innerhalb einer Zelle bestimmt, so versucht man diese und die aus der Nachbarzelle miteinander zu kombinieren. Dazu wird das Verfahren der konformen Abbildung verwandt, wobei die $r\phi$ -Koordinaten der Treffer in geeignete kom-

²close wire correction

plexe Variablen transformiert werden³. In dieser Darstellung bilden Spuren, die in der $r\phi$ -Ebene durch den Ursprung gehen, Geraden. Spuren, die nicht durch den Ursprung gehen, erscheinen auch in der komplexen Abbildung als Kreise, können aber durch Parabeln angenähert werden. Können zwei Spurstückchen zu einer Spur verbunden werden, so werden deren Parameter in der $r\phi$ -Ebene durch einen Kreisfit bestimmt. Danach wird das endgültige T_{CJC} berechnet. Ein falscher Wert macht sich durch einen Versatz der Spuren an den Signaldrahtebenen bemerkbar. Außerdem wird die Driftgeschwindigkeit überprüft. Sollte sie nicht mehr mit dem von der C0J8-Bank gelieferten Wert übereinstimmen, ist ein Versatz an den Kathodendrahtebenen zu beobachten.

Die gefundenen Spuren werden der Länge nach sortiert. Da ihre Parameter bekannt sind, ist es möglich, sie in andere Zellen zu extrapolieren und die Driftlängen der dort erwarteten Treffer zu berechnen. Ausgehend von der längsten Spur werden die Treffer, deren Driftlängen in der Nähe der berechneten liegen, dieser Spur zugeordnet und stehen für andere Spuren nicht mehr zur Verfügung.

Anschließend werden noch die Spurstückchen aus den beiden Ringen der CJC verbunden. Hierbei wird allerdings eine Abweichung der Spurparameter zugelassen, um dem Effekt der Vielfachstreuung Rechnung zu tragen.

Die endgültigen Spurparameter erhält man durch einen abschließenden Spurfit. Die Spurparameter der $r\phi$ -Ebene (κ , ϕ und d_{ca}) werden durch einen Kreisfit gewonnen, während man die Parameter der rz -Ebene (θ und z_0) aus einem Geradenfit erhält. Eine Definition der Spurparameter ist in Anhang B zu finden.

4.3.2 Spurrekonstruktion in den Z-Kammern

In den Z-Kammern werden wie in der CJC Spurstückchen rekonstruiert. Die Verfahren sind ähnlich dem zuvor beschriebenen, weisen aber nicht dessen Komplexität auf. Dies liegt daran, daß in der äußeren Z-Kammer maximal vier Drähte von einer Teilchenspur getroffen werden können. In der inneren Z-Kammer sind es sogar nur drei.

Aufgrund der geringeren Spurlänge, im Vergleich zu den Spuren der zentralen Jetkammer, sind die Parameter der Z-Kammer-Spursegmente wesentlich ungenauer bestimmt. Die Drähte der COZ weisen kein *staggering* auf (siehe Abschnitt 2.4.1). Daher kann die Ambiguität eines Spursegmentes nur durch Zuordnen einer Spur der CJC aufgelöst werden. Die Anordnung der Drähte in der CIZ (siehe Abschnitt 2.4.2) verhindert zwar eine Ambiguität, sie hat aber den Nachteil, daß sobald ein Treffer übersehen wird, das χ^2 des Spurfits identisch Null ist. Dadurch kann dieses Spurstückchen nicht mit der CJC verbunden werden, da es nicht vom Programm CTLINK akzeptiert wird, welches die Verbindungen herstellt (siehe Abschnitt 4.3.3).

Die Parameter der Spurstückchen sind r , ϕ , z und dz/dr . Die drei ersten sind die Spurkoordinaten am innersten gemessenen Treffer des Spursegments. dz/dr ist die Steigung der Spur ($\cot \theta = dz/dr$) in der rz -Ebene des Detektors. z und dz/dr bestimmt man durch einen Geradenfit mit Hilfe von Driftzeiten, während man ϕ durch die Ladungsteilungsmethode erhält. Aus ϕ und der Geometrie der Drähte (Polygonzug) läßt sich r berechnen.

³Es wird die Transformation $w = 1/z$ benutzt.

4.3.3 Verbinden der Spuren zwischen CJC und Z-Kammern

Die zentrale Jetkammer mißt die $r\phi$ -Koordinaten mit Hilfe des Driftkammerprinzips mit einer hohen Genauigkeit, während sie die z -Koordinaten nur mit minderer Auflösung durch das Ladungsteilungsprinzip feststellen kann. Die Z-Kammern dagegen bestimmen den Ort eines Treffers in der rz -Ebene sehr genau, können die $r\phi$ -Koordinate jedoch nur relativ schlecht angeben. Um aber die Teilchenspuren in allen Raumkoordinaten so genau wie möglich zu bestimmen, müssen die Spurstückchen in den Z-Kammern den Spuren in der CJC eindeutig zugeordnet werden.

Die Zuordnung zwischen Spuren der CJC und den Z-Kammern macht das Programm CTLINK. Es rechnet für jede geeignete Verbindung einer Spur aus der CJC mit einem Spurstück aus einer der Z-Kammern ein χ^2 aus. In dieses χ^2 gehen die Koordinaten, deren Fehler und Korrelationen der CJC-Spur und des Z-Kammer-Spursegmentes ein.

Kann ein Link erfolgreich durchgeführt werden, so werden die neuen Spurparameter durch einen Fit bestimmt. Sie sind in der rz -Ebene wesentlich genauer als die der CJKR-Bank und werden mit ihren Standardabweichungen und Korrelationen in die CTKR-Bank eingetragen.

Damit überhaupt ein Link versucht wird, muß jedes Spurstückchen mindestens drei Treffer haben, damit die Fehler seiner Parameter definiert sind. Das bedeutet, sobald ein Treffer auf einem Draht der inneren Z-Kammer nicht detektiert wird, kann das zugehörige Spursegment nicht gelinkt werden, was zu einer Ineffizienz des Spurlinks führt. Aus diesem Grund ist ein abgewandelter Algorithmus geplant, der nicht mehr auf der Basis von Spursegmenten arbeitet, sondern die gemessenen Treffer in den Z-Kammern direkt verwendet.

Kapitel 5

Z-Kalibration

In diesem Kapitel werden die Methode und die Ergebnisse der Z-Kalibration dargestellt. Der erste Abschnitt (5.1) erklärt das der Messung der z -Koordinate zu Grunde liegende Prinzip der Ladungsteilung. Im zweiten Teil (5.2) wird gezeigt, wie man aus den Meßpunkten die Kalibrationskonstanten berechnet. Abschließend werden in Abschnitt 5.3 die wichtigsten Ergebnisse der Eichung (Auflösungen, Abhängigkeiten, etc.) gezeigt.

5.1 Prinzip der Ladungsteilung

In der CJC wird die z -Koordinate eines Teilchendurchganges mit der Ladungsteilungsmethode bestimmt. Dazu betrachtet man die Signaldrähte als elektrische Leiter, deren Enden auf der gleichen positiven Hochspannung liegen. Bringt man auf einen solchen Leiter eine negative Ladungsmenge, so wird sich diese aufteilen und zu den Drahtenden hinbewegen. Das Prinzip der Ladungsteilung ist im wesentlichen eine Anwendung des Ohmschen Gesetzes. Es besagt, daß der Quotient der Teilladungen an den Leiterenden Q_+/Q_- gleich dem Inversen des Quotienten der entsprechenden Leiterwiderstände R_-/R_+ ist. Bei einem uniformen Leiter ist dieser Quotient gleich dem Quotienten der zugehörigen Leiterabschnitte (siehe Abbildung 5.1 und Gleichung 5.1). Durch Umstellen von Gleichung 5.1 erhält man Gleichung 5.2, nach der sich die z -Koordinate eines Teilchendurchganges aus den Ladungen an den Leiterenden ergibt:

$$\frac{Q_+}{Q_-} = \frac{R_-}{R_+} = \frac{\frac{L}{2} + (z - z_0)}{\frac{L}{2} - (z - z_0)} \quad (5.1)$$

$$\Rightarrow z = z_0 + \frac{L}{2} \cdot \frac{Q_- - Q_+}{Q_- + Q_+} \quad (5.2)$$

Es existieren zwei verschiedene Ausbreitungsmechanismen, die dazu beitragen können, daß sich die Ladungen zu den Drahtenden hinbewegen: elektrische Diffusion und elektromagnetische Wellenausbreitung. Welcher der beiden Mechanismen überwiegt, hängt von der Größe des Anodendrahtwiderstandes R_{Draht} ab. Ist er größer als der kritische Widerstand R_{crit}^1 , so überwiegt die Diffusion; ist er kleiner, die Wellen-

¹ $R_{\text{crit.}} = 2\pi\sqrt{L/C}$

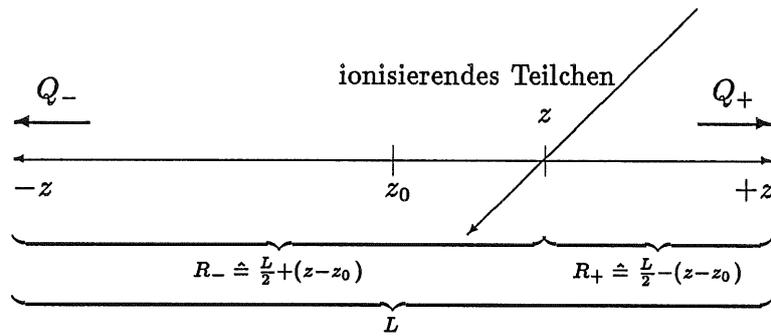


Abbildung 5.1: Skizze zur Erläuterung des Ladungsteilungsprinzips

ausbreitung. Sind die Widerstände gleich, so tragen beide Effekte zur Ladungsbewegung bei. Für die Signaldrähte der CJC sind R_{Draht} und $R_{\text{crit.}}$ etwa gleich groß. Es konnte theoretisch gezeigt werden, daß das Prinzip der Ladungsteilung für beide Propagationsmechanismen seine Gültigkeit behält [Rad79].

Wenn, wie in der CJC, viele Drähte parallel dicht nebeneinander gespannt sind, so sind einem Anodendraht neben einem Ohmschen Widerstand R auch eine Induktivität L und eine Kapazität C zuzuordnen. Das Prinzip der Ladungsteilung ist jedoch unabhängig von diesen Größen. Gleichung 5.2 gilt auch, wenn $L(z)$ und $C(z)$ ortsabhängige Parameter sind. Aus diesem Grunde werden diese Größen nicht weiter betrachtet. Mit dem Parameter L ist im folgenden stets die Anodendrahtlänge gemeint.

Sind die Anodendrähte nicht direkt mit der Ausleseelektronik verbunden, sondern sind Koppelkondensatoren und Verstärker vorgeschaltet, so muß berücksichtigt werden, daß diese Bauteile selbst Widerstände für die ankommenden Ladungen darstellen. Damit eine gute z -Auflösung erreicht werden kann, sollte das Verhältnis von Gesamtwiderstand (Summe aus Drahtwiderstand, Kondensatorwiderständen und Verstärkerwiderständen) zu Drahtwiderstand so klein wie möglich sein. Die Widerstände der Kondensatoren und Verstärker sind unabhängig von der z -Position auf dem Draht, was zur Folge hat, daß sich die Widerstände in Gleichung 5.1 um einen konstanten Wert vergrößern. Dadurch wird das Ladungsverhältnis Q_-/Q_+ für einen festen z -Wert reduziert und so die z -Messung ungenauer. Der Draht erscheint länger. Dies kann durch das Einführen einer effektiven Drahtlänge L_{eff} berücksichtigt werden, die sich folgendermaßen aus den einzelnen Widerständen berechnet:

$$\left(\frac{L_{\text{eff}}}{L}\right) = \frac{(R_{\text{Draht}} + 2R_C) + 2R_{\text{Verst.}}}{R_{\text{Draht}}} \quad (5.3)$$

Der Grund, warum der Drahtwiderstand nicht beliebig erhöht wird, um die z -Messung zu verbessern, ist, daß damit auch die Anstiegszeit der Pulse wächst und so die Messung der $r\phi$ -Koordinate verschlechtert würde.

Die nach der Digitalisierung berechneten Pulsintegrale A_+ und A_- sind das Produkt aus tatsächlicher Ladung und Verstärkungsfaktor:

$$\begin{aligned} A_+ &= g_+ \cdot Q_+ \\ A_- &= g_- \cdot Q_- \end{aligned} \quad (5.4)$$

Setzt man die Gleichungen 5.4 in 5.2 ein, so erhält man nach einigen Umformungen die Gleichung 5.5, in der nur der Quotient der beiden Verstärkungsfaktoren auftritt:

$$z_{CJC} = z_0 + \frac{L}{2} \cdot \left(\frac{L_{eff}}{L} \right) \cdot \frac{1 - \frac{A_-}{A_+} \cdot \left(\frac{g_+}{g_-} \right)}{1 + \frac{A_-}{A_+} \cdot \left(\frac{g_+}{g_-} \right)} \quad (5.5)$$

(L_{eff}/L) und (g_+/g_-) sind die beiden Kalibrationskonstanten, die für jeden Signaldraht der CJC zu bestimmen sind.

Bei einer optimalen Kalibration wurden unter vergleichbaren Bedingungen (Gasverstärkung, Widerstände der einzelnen Komponenten, etc.) z -Auflösungen von $\sigma_z/L = 0.5\% - 2\%$ erreicht [Barb81],[Rad78].

5.2 Bestimmung der Drahtparameter g_+/g_- und L_{eff}/L

Um eine optimale z -Auflösung zu erhalten, ist es erforderlich, für jeden der 2640 Drähte der zentralen Jetkammer die Parameter (g_+/g_-) und (L_{eff}/L) zu bestimmen. Da die 5280 Verstärker (zwei je Draht) alle gleicher Bauart sind, ist zu erwarten, daß das Verstärkungsverhältnis (g_+/g_-) im Mittel etwa 1 beträgt. Der Parameter (L_{eff}/L) berechnet sich nach Gleichung 5.3. Aus den bekannten Widerständen des Signaldrahtes und der Verstärker, der Kapazitäten der Koppelkondensatoren und einer Abschätzung der Frequenz eines Signalpulses läßt sich eine erste, sehr grobe Näherung der effektiven Drahtlänge angeben: $(L_{eff}/L) \approx 2$. Diese recht ungenaue Abschätzung soll nicht durch aufwändige Berechnungen verbessert werden. Statt dessen werden die (L_{eff}/L) durch die Kalibration bestimmt.

Die Eichung der Parameter (g_+/g_-) und (L_{eff}/L) wird in drei Schritten durchgeführt: Testpulskalibration (5.2.1), globale Vorkalibration (5.2.2) und Einzeldrahtkalibration (5.2.3). Die Bestimmung der Parameter mit Hilfe von Testpulsen liefert die ersten Näherungen für (g_+/g_-) und (L_{eff}/L) . Der Wert für (L_{eff}/L) ist jedoch systematisch zu klein. Aus diesem Grund wird bei der globalen Vorkalibration ein Faktor bestimmt, mit dem die (L_{eff}/L) aller Drähte multipliziert werden, um eine bessere Näherung zu erhalten. Die endgültigen Kalibrationskonstanten werden dann bestimmt, indem man die mit der CJC gemessenen z -Werte mit denen der Z-Kammern vergleicht.

5.2.1 Testpulskalibration

Mit dem in der CJC verwendeten FADC-System F1001 ist es möglich, zwischen den Koppelkondensatoren und den Verstärkern Testpulse auf die Signaldrähte zu bringen. Dies kann wahlweise an der positiven oder negativen z -Seite erfolgen.

Die Testpulse werden vom FADC-System erzeugt und bei einer Injektion an der negativen z -Seite mit einer Verzögerung DP_- zum Eingang des Verstärkers P_- geleitet. Ein Teil des Signals wird verstärkt und erreicht nach einer weiteren Verzögerung D_- den FADC. Der andere Teil des Signals wird durch die zwei Koppelkondensatoren und den Draht abgeschwächt und erreicht nach einer Laufzeit ΔT den Verstärker P_+ . Nach der Verstärkung und einer Verzögerung D_+ erreicht auch dieser Teil wieder den FADC. Umgekehrt verhält es sich bei einer Injektion am anderen Drahtende.

Der Parameter $(L_{eff}/L)'$ läßt sich unter Anwendung des Ladungsteilungsprinzips allein aus dem Abschwächungsfaktor b des Drahtes berechnen:

$$\left(\frac{L_{eff}}{L}\right)' = \frac{1+b}{1-b} . \quad (5.10)$$

Es ist jedoch zu beachten, daß die Injektionspunkte außerhalb der Koppelkondensatoren liegen und diese so zum Drahtwiderstand beitragen:

$$\left(\frac{L_{eff}}{L}\right)' = \frac{(R_{Draht} + 2R_C) + 2R_{Verst.}}{R_{Draht} + 2R_C} . \quad (5.11)$$

Die ionisierenden Teilchen treffen den Draht jedoch zwischen den Verstärkern, so daß nur der Leiter der Länge L zum Drahtwiderstand beiträgt. Die Testpulskalibration liefert also einen systematisch zu kleinen Wert für die effektive Drahtlänge.

Außerdem ist mit Hilfe der Testpulskalibration eine Bestimmung der absoluten Verstärkung der Signaldrähte ($g_+ \cdot g_-$) bis auf eine freie Normierungskonstante möglich. Unter der Annahme, daß bei der Testpulskalibration auf jeden Draht die gleiche Ladungsmenge gegeben wird, erhält man Gleichung 5.12. Die absolute Verstärkung geht in die gesamte auf einem Signaldraht deponierte Ladung ein (siehe Gleichung 5.27) und ist somit eine wichtige Kalibrationskonstante für die Energieverlustmessung²:

$$(g_+ \cdot g_-) = const. \cdot [(A_+)_{P_+} + (A_+)_{P_-}] \cdot [(A_-)_{P_+} + (A_-)_{P_-}] . \quad (5.12)$$

5.2.2 Globale Vorkalibration

Die Testpulskalibration liefert einen systematisch zu kleinen Wert für die effektive Drahtlänge $(L_{eff}/L)'$, mit der Konsequenz, daß wenn man diese Kalibrationskonstante in Gleichung 5.5 einsetzt, auch die Größe $|z_{CJC} - z_0|$ systematisch zu klein berechnet wird. Aus den Gleichungen 5.3 und 5.11 wird deutlich, daß sich die Kalibrationskonstanten (L_{eff}/L) und $(L_{eff}/L)'$ nur um einen konstanten Faktor c unterscheiden:

$$\left(\frac{L_{eff}}{L}\right) = c \cdot \left(\frac{L_{eff}}{L}\right)' \quad \text{mit} \quad c = \frac{R_{Draht} + 2R_C}{R_{Draht}} . \quad (5.13)$$

Bis auf geringfügige, drahtabhängige Abweichungen sollten die c 's der einzelnen Drähte gleich groß sein. Und da die (L_{eff}/L) ohnehin individuell durch die Einzeldrahtkalibration bestimmt werden, wird durch die globale Vorkalibration nur ein mittleres $\langle c \rangle$ berechnet. Dies ist notwendig, um auch in den Randbereichen der CJC eine akzeptable Linkeffizienz zu den Z-Kammern zu erhalten.

Das $\langle c \rangle$ wird folgendermaßen bestimmt: Man sucht alle Spuren in der CJKR-Bank, die ihren Anfangspunkt in der CJC1 und ihren Endpunkt in der CJC2 haben, und interpoliert ihre z -Koordinate für den Radius der äußeren Z-Kammer. Anschließend bildet man alle Kombinationen von CJC-Spuren mit COZ-Spursegmenten und trägt in einem Scatterplot die Differenz der z -Koordinaten gegen die z -Koordinate der CJC auf (siehe Abbildung 5.3).

²Genaugenommen enthält die Einzeldrahtkalibrationsbank der CJC nicht die Konstante ($g_+ \cdot g_-$). Statt dessen wird g_+ aufgeteilt in eine globale und eine drahtabhängige Größe. Diese beiden Werte werden zusammen mit dem Verstärkungsverhältnis (g_+/g_-) abgespeichert (siehe Abschnitt 5.2.3 und Anhang C).

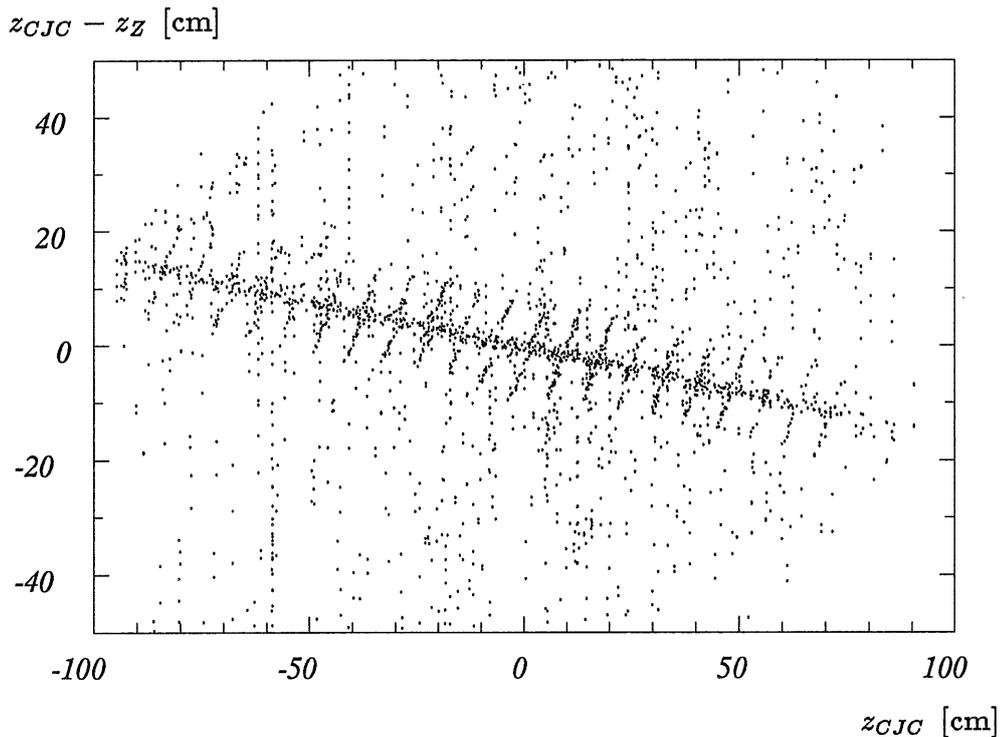


Abbildung 5.3: Eine falsche effektive Drahtlänge (L_{eff}/L) führt dazu, daß die mit der CJC gemessene z -Koordinate systematisch von der mit den Z-Kammern gemessenen abweicht. Aus der Größe der Abweichung wird durch die globale Vorkalibration der richtige Wert bestimmt.

Das breite Band, welches sich über den gesamten z_{CJC} -Bereich zieht, besteht aus korrekten Spur-Spursegment-Kombinationen. Aus der Steigung dieses Bandes berechnet sich $\langle c \rangle \approx 1.17$. Das $(L_{eff}/L)'$ aus der Testpulskalibration ist also etwa 17% zu klein. Multipliziert man die $(L_{eff}/L)'$ mit dem so gemessenen $\langle c \rangle$ und wiederholt den Plot, so ist das Band nun parallel zur Abszisse. Würden die mit Hilfe von Testpulsen bestimmten (g_+/g_-) eine systematische Abweichung aufweisen, so wäre das Band gegen den Ursprung versetzt (siehe Abschnitt 5.2.3). Dies ist erwartungsgemäß nicht der Fall.

Die kurzen Bänder, die das oben beschriebene Band in einem relativ stumpfen Winkel schneiden, rühren von CJC-Spuren her, die mit der Spiegelspur des richtigen Z-Kammer-Spursegmentes kombiniert wurden. Sie sind periodisch in z mit den Positionen der COZ-Signaldrähte. Die übrigen Punkte entstehen, wenn eine Kombination zwischen einer CJC-Spur und einem COZ-Spursegment gebildet wird, das zu einer anderen CJC-Spur gehört. Je mehr Teilchenspuren ein Ereignis enthält, desto schlechter ist das Verhältnis von richtigen zu falschen Verbindungen aufgrund der steigenden Anzahl kombinatorischer Möglichkeiten. Aus diesem Grund wurde die globale Vorkalibration mit kosmischen Myonen durchgeführt. Kommt es doch einmal vor, daß ein Ereignis sehr viel mehr als zwei Spuren aufweist, so ist dies an schmalen, bei festen z_{CJC} -Werten liegenden Bändern zu erkennen.

Die freien Ecken links oben und rechts unten in der Abbildung sind eine Folge des begrenzten sensitiven Bereichs der COZ. Die äußere Z-Kammer erstreckt sich von $z_Z = -110$ cm bis $z_Z = +110$ cm, was erklärt, warum in den erwähnten Bereichen keine

Einträge zu finden sind.

5.2.3 Einzeldrahtkalibration mit Teilchenstrahlung

Das Ziel der Einzeldrahtkalibration ist es, die Eichkonstanten (g_+/g_-) und (L_{eff}/L) so zu bestimmen, daß das mit Gleichung 5.5 berechnete z_{CJC} im Mittel mit der wahren z -Koordinate des Teilchendurchganges auf dem entsprechenden Draht übereinstimmt. Eine sehr genaue Messung der z -Koordinate liefern die Z-Kammern. Man nutzt dies aus, indem man für die Kalibration nur Teilchenspuren verwendet, die mit mindestens zwei Z-Kammer-Segmenten verbunden sind. Diese sind dann in der rz -Ebene gut definiert, so daß man die z -Koordinaten für die getroffenen Drähte berechnen kann. An diese Werte werden dann die mit der CJC gemessenen Koordinaten angepaßt.

Beste Bestimmung der z -Position

Bei der Vorkalibration wurde die z -Information der äußeren Z-Kammer verwendet, um eine globale Korrektur an den (L_{eff}/L) der einzelnen Signaldrähte durchzuführen. Die Einzeldrahtkalibration bedient sich der Information beider Z-Kammern, um mit ihrer Hilfe für jeden Treffer auf einem Signaldraht eine sehr genaue z -Koordinate z_Z zu erhalten. Dies ist der Fall, wenn der Treffer einer Teilchenspur zugeordnet ist, die in z gut definiert ist, das heißt die Spur muß jeweils eine Verbindung zur inneren und äußeren Z-Kammer haben.

Die Einzeldrahtkalibration wird sowohl mit kosmischen Myonen als auch mit Reaktionsprodukten aus Elektron-Proton-Kollisionen durchgeführt. Die Kalibration mit Myonen hat den Vorteil, daß man weiß, daß die beiden Spuren eines Ereignisses einem einzigen Teilchen zuzuordnen sind (siehe Abbildung 5.4). Aufgrund der Definition der Spurparameter (siehe Anhang B) bestehen zwischen denen der beiden Spuren einfache Zusammenhänge. Mit diesen Zwangsbedingungen und den bekannten Kovarianzmatrizen der Spurparameter ist es möglich, mit der Methode der kleinsten Quadrate die Spurparameter der Teilchenspuren wesentlich zu verbessern (siehe Anhang D). Außerdem kann die Statistik erhöht werden, da es jetzt ausreicht, wenn beide Spuren zusammen mindestens zwei Z-Kammer-Verbindungen haben. Allerdings wird die Methode nicht angewandt, wenn die beiden Spuren keine Verbindung zur äußeren Z-Kammer haben. Durch den kurzen Abstand der beiden Segmente in der inneren Z-Kammer würde eine Fehlverbindung zu relativ großen Fehlern der z -Positionen führen. Mit Hilfe der verbesserten Spurparameter ist es möglich, für jeden getroffenen Signaldraht die z -Koordinate des Teilchendurchganges mit hoher Genauigkeit zu berechnen.

Ein Nachteil der Kalibration mit kosmischen Myonen ergibt sich jedoch aus dem Umstand, daß diese durch die innere Proportionalkammer CIP getriggert werden. Die CIP besteht aus zwei Kreisbogensegmenten ober- und unterhalb des Strahlrohres, die jeweils einen Winkel von etwa 90° abdecken. Dies hat zur Folge, daß die CJC nicht gleichmäßig durch die vorzugsweise senkrecht von oben kommenden Myonen ausgeleuchtet wird. Um auch für die seitlichen Drähte der CJC die Kalibrationskonstanten zu bestimmen, wird eine Kalibration mit Reaktionsprodukten aus Elektron-Proton-Kollisionen durchgeführt. Für die daraus resultierenden Spuren ist es dann allerdings notwendig, zu fordern, daß sie jeweils eine Verbindung zur inneren und äußeren Z-Kammer haben.

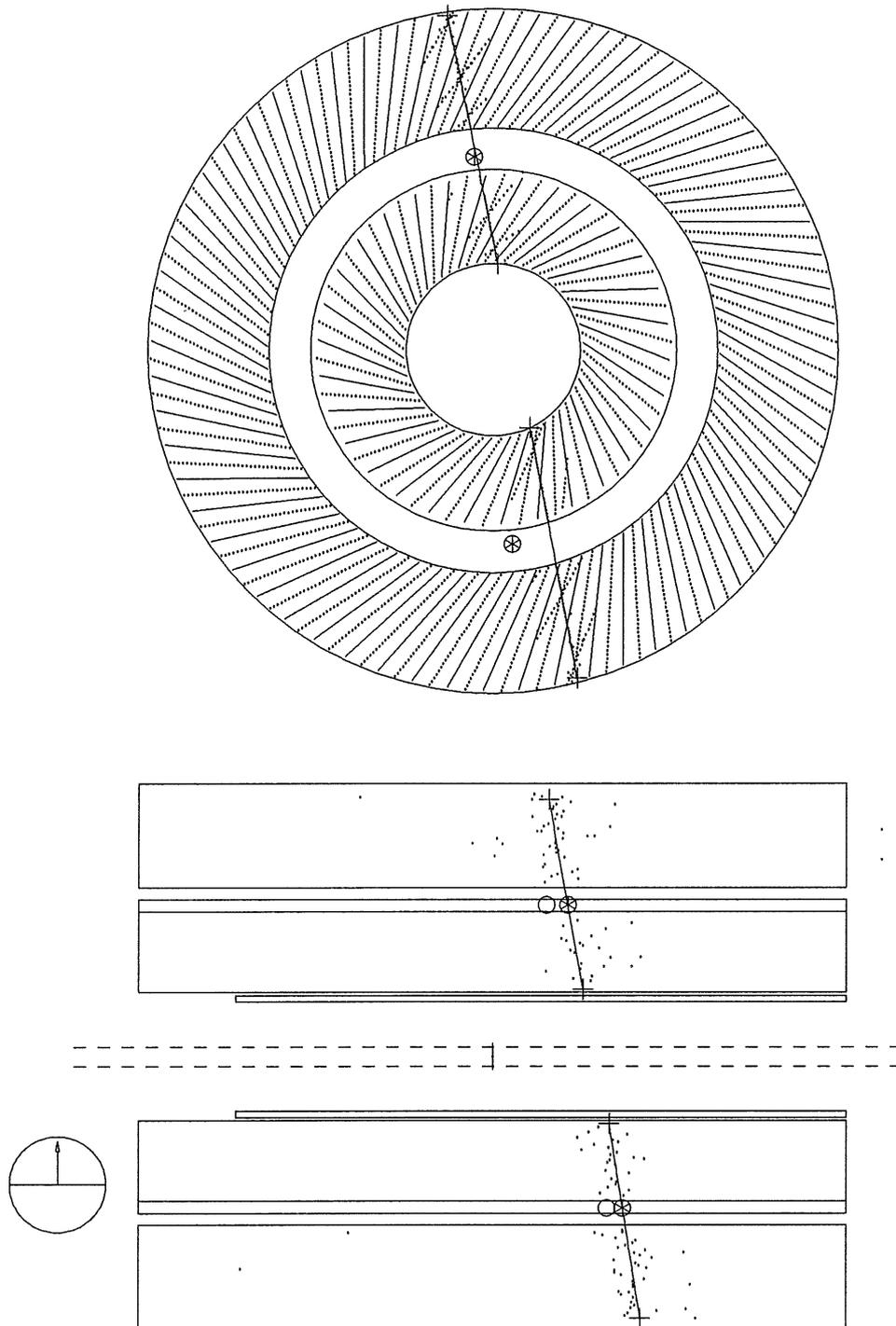


Abbildung 5.4: Ein typisches Myon der kosmischen Höhenstrahlung im zentralen Spurendetektor (Nr. 25131, Run 23715). Es hinterläßt zwei Spuren. Jeder der beiden Spuren wurde ein COZ-Spursegment zugeordnet. Da in der COZ der Winkel ϕ mit der Ladungsteilungsmethode bestimmt wird, ist es nicht ungewöhnlich, daß das untere Spursegment relativ weit entfernt von der CJC-Spur ist. Deutlich sind die Spiegelspuren in den Zellen der CJC zu erkennen. Spuren und Spiegelspuren in der COZ sind durch Kreise gekennzeichnet. Der ausgefüllte Kreis entspricht einer erfolgreichen Zuordnung.

Verfahren zur Bestimmung von (g_+/g_-) und (L_{eff}/L)

Im folgenden Abschnitt wird die Methode beschrieben, mit der die individuellen Eichkonstanten (g_+/g_-) und (L_{eff}/L) für jeden der 2640 Signaldrähte berechnet werden — insgesamt 5280 Werte. Das Verfahren wird unabhängig auf die Meßpunkte eines jeden Signaldrahtes angewandt.

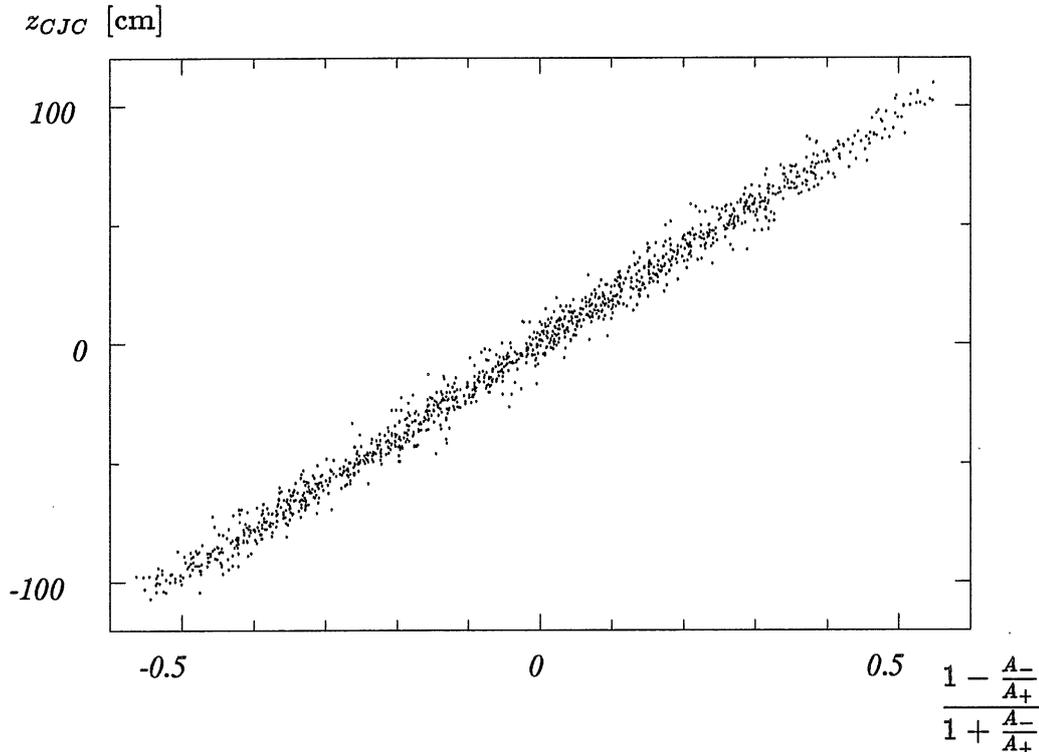


Abbildung 5.5: 1886 Meßpunkte für einen typischen Draht aus denen nach dem oben beschriebenen Verfahren die Kalibrationskonstanten $(g_+/g_-) = 0.996$ und $(L_{eff}/L) = 1.777$ berechnet werden. Mit diesen Werten ergibt sich für den Draht eine z -Auflösung von $\sigma_z = 4$ cm.

Wenn die Kalibrationskonstanten (g_+/g_-) und (L_{eff}/L) richtig bestimmt sind, sollte die gemessene z -Koordinate z_{CJC} eines Teilchendurchganges im Mittel mit der aus den Z-Kammern berechneten z_Z übereinstimmen:

$$\langle z_{CJC} - z_Z \rangle = 0 . \quad (5.14)$$

Trägt man in ein Koordinatensystem die z_Z -Werte gegen die z_{CJC} -Werte auf, so erhält man ein gerades Band durch den Ursprung mit einer 45°-Steigung. Bei falschen Parametern hat das Band eine andere Steigung, einen Versatz gegen den Ursprung und aufgrund der nichtlinearen Beziehung zwischen z_{CJC} und (g_+/g_-) auch eine Krümmung (siehe Abbildung 5.6). Es wäre aber möglich einen Funktionsfit, zum Beispiel mit der Methode der kleinsten Quadrate, anzuwenden, um die beiden Eichkonstanten zu bestimmen. Dieses Verfahren hätte allerdings einen Nachteil. Wollte man nicht eine komplizierte Gewichtungsfunktion einführen, so wäre es notwendig alle Meßpunkte während des Fits abzuspeichern. Das wären selbst bei einem mittelgroßen Run³ kosmischer Myo-

³Mit Run bezeichnet man eine Anzahl von aufeinanderfolgenden Ereignissen, die unter denselben äußeren Bedingungen gemessen wurden (Magnetfeld, Teilchenenergien, etc.).

nen schon mehr als 2 Millionen Werte.

Im Gegensatz dazu wird ein iteratives Verfahren angewandt. Und zwar paßt man nicht direkt die z_{JC} -Daten an die z_Z -Daten an, sondern subtrahiert statt dessen z_0 schon von z_Z , und legt dann einen Geradenfit der Form

$$y = a \cdot x + b \quad (5.15)$$

an die Messwerte x und y an, um die Parameter a und b zu bestimmen. Die Größen für diesen Fit x , y , a und b entsprechen den folgenden Termen:

$$\underbrace{z_Z - z_0}_y = \underbrace{\frac{L}{2} \cdot \left(\frac{L_{eff}}{L}\right)}_a \cdot \underbrace{\frac{1 - \frac{A_-}{A_+} \cdot \left(\frac{g_+}{g_-}\right)}{1 + \frac{A_-}{A_+} \cdot \left(\frac{g_+}{g_-}\right)}}_x + \underbrace{\Delta z}_b \quad (5.16)$$

Das y in dieser Gleichung ist bekannt und als Startwert für das Verstärkungsverhältnis wird $(g_+/g_-)_0 = 1.0$ gesetzt. Aus dem Parameter a erhält man nach dem Fit sofort die effektive Drahtlänge:

$$a = \frac{L}{2} \cdot \left(\frac{L_{eff}}{L}\right) \quad \Rightarrow \quad \left(\frac{L_{eff}}{L}\right) = 2 \cdot \frac{a}{L} \quad (5.17)$$

Bemerkt man einen Versatz gegen den Ursprung b , so ist dies ein Anzeichen dafür, daß der momentane Wert für $(g_+/g_-)_i$ korrigiert werden muß. Aus dem Δz läßt sich folgendermaßen ein korrigiertes Verstärkungsverhältnis $(g_+/g_-)_{i+1}$ berechnen:

$$\left(\frac{g_+}{g_-}\right)_{i+1} = \left(\frac{g_+}{g_-}\right)_i + \Delta \left(\frac{g_+}{g_-}\right)_i \quad \text{mit} \quad \Delta \left(\frac{g_+}{g_-}\right)_i = \left(\frac{\partial z_Z}{\partial \left(\frac{g_+}{g_-}\right)_i}\right)^{-1} \cdot \Delta z \quad (5.18)$$

$$\Delta \left(\frac{g_+}{g_-}\right)_i = -\frac{2}{L} \cdot \left(\frac{L_{eff}}{L}\right)^{-1} \cdot \frac{\left(1 + \frac{A_-}{A_+} \cdot \left(\frac{g_+}{g_-}\right)_i\right)^2}{2 \cdot \frac{A_-}{A_+}} \cdot \Delta z \quad (5.19)$$

Das Δz wird an der Stelle $x = 0$ gemessen, an der $A_- = A_+$ ist. Setzt man diese Beziehung in 5.19 ein, so erhält man als Korrektur auf das Verstärkungsverhältnis:

$$\Delta \left(\frac{g_+}{g_-}\right)_i = -\frac{1}{L} \cdot \left(\frac{L_{eff}}{L}\right)^{-1} \cdot \left(1 + \left(\frac{g_+}{g_-}\right)_i\right)^2 \cdot \Delta z \quad (5.20)$$

Der große Vorteil eines linearen Fits mit der Methode der kleinsten Quadrate ist, daß sich die gesuchten Parameter analytisch ohne Iterationen aus den Meßpunkten berechnen lassen. Ebenso leicht läßt sich die Kovarianzmatrix der Parameter bestimmen. Ihre Elemente sind allesamt Summen aus Produkten der Meßwerte. Da die Ergebnisse eines Least-Square-Fit sehr anfällig gegen Meßpunkte sind, die weit entfernt von der wahren Kurve liegen, werden immer die 10 schlechtesten von 100 verworfen. Dies ist wörtlich zu nehmen, und ist nicht identisch mit den 10 schlechtesten Prozent, da aus Speicherplatzgründen immer nach 100 eingelesenen Meßwerten entschieden wird, welche verworfen werden. Dies geht relativ schnell und erfordert kein neues Durchlaufen der Meßwerte, da ihre Beiträge zu den Matrixelementen einfach wieder subtrahiert werden

können. Der begrenzte Speicherplatz stellt damit selbst für die datenreichsten Runs kein Problem mehr dar.

So wird bei dieser Methode nicht innerhalb des Fits iterativ vorgegangen, sondern die Ergebnisse des Geradenfits dienen als Eingangswerte für den nächsten Durchlauf. Nach etwa 3 Durchläufen sind die Parameter mit der geforderten Genauigkeit bestimmt. Daraus ergibt sich auch der Nachteil dieses Verfahrens. Für jede Iteration müssen alle Meßwerte durchlaufen werden. Damit ist es nicht möglich, eine z-Kalibration parallel zur Datennahme (*online*) durchzuführen. Dies ist jedoch von minderer Bedeutung, da die Eichkonstanten innerhalb größerer Zeiträume relativ stabil sind. (g_+/g_-) und (L_{eff}/L) sind praktisch unabhängig von äußeren Einflüssen (z.B. Luftdruck, Temperatur, etc.), so daß es ausreicht, eine Kalibration pro Runperiode (entspricht etwa einer Woche Datennahme) durchzuführen.

Strenggenommen erhält man durch die beschriebene Methode ein systematisch zu kleines (L_{eff}/L). Dies resultiert daraus, daß die Meßwerte für den Fit wesentlich größere Fehler in der Horizontalen haben als in der Vertikalen, und daß an die Meßpunkte die in Abschnitt 5.3.2 aufgezählten Schnitte angelegt werden. Um eine Fehlkalibration zu verhindern, wird vor dem Fit eine Koordinatentransformation durchgeführt und nach dem Fit aus den Fitparametern auf die relevanten Größen zurückgerechnet. Man isoliert x in Gleichung 5.15:

$$y = a \cdot x + b \quad \Leftrightarrow \quad x = c \cdot y + d , \quad (5.21)$$

und bestimmt durch den Fit die Parameter $c = 1/a$ und $d = -b/a$. Aus c ergibt sich die effektive Drahtlänge:

$$c = \frac{2}{L} \cdot \left(\frac{L_{eff}}{L} \right)^{-1} \quad \Rightarrow \quad \left(\frac{L_{eff}}{L} \right) = \frac{2}{Lc} . \quad (5.22)$$

Δz läßt sich durch Umformen aus d berechnen:

$$d = -\frac{2}{L} \cdot \left(\frac{L_{eff}}{L} \right)^{-1} \cdot \Delta z \quad \Rightarrow \quad \Delta z = -\frac{L}{2} \cdot \left(\frac{L_{eff}}{L} \right) \cdot d . \quad (5.23)$$

Setzt man Δz in Gleichung 5.20 ein, so erhält man jetzt als Korrektur des Verstärkungsverhältnisses:

$$\Delta \left(\frac{g_+}{g_-} \right)_i = \frac{\left(1 + \left(\frac{g_+}{g_-} \right)_i \right)^2}{2} \cdot d . \quad (5.24)$$

Konsequenz falscher Kalibrationskonstanten

Bestimmt man für einen Signaldraht die effektive Länge (L_{eff}/L) falsch, so führt dies dazu, daß die Gerade $z_{CJC}(z_Z)$ eine von Eins abweichende Steigung hat. Je nachdem wie groß die Abweichung ist, verläuft die Gerade flacher oder steiler. Sie geht aber nach wie vor durch den Ursprung. Teilchendurchgänge in der Mitte der Kammer ($z \approx 0$) bleiben von einer solchen Fehlkalibration fast unbeeinflusst, im Gegensatz zu denen bei großen $|z|$ -Werten. Diese werden systematisch zu weit außen bzw. innen gemessen, abhängig davon, ob (L_{eff}/L) zu groß oder zu klein bestimmt wurde (siehe auch Abbildung 5.3).

Ein falsches Verstärkungsverhältnis $(g_+/g_-) + \delta(g_+/g_-)$ bewirkt in erster Näherung eine Verschiebung der Geraden. Für $\delta(g_+/g_-) > 0$ wird die mit der CJC gemessenen Z-Koordinate kleiner sein als die durch die Z-Kammern gemessenen, während es sich bei einem negativen $\delta(g_+/g_-)$ umgekehrt verhält. Da z_{CJC} nicht linear von (g_+/g_-) abhängt, bekommt das Band z_{CJC} außerdem eine leichte Krümmung. Diese ist jedoch bei einer Abweichung $\delta(g_+/g_-)/(g_+/g_-) \leq 10\%$ gegen die Verschiebung vernachlässigbar (siehe Abbildung 5.6).

Ein falsches $z_0 + \delta z_0$ bewirkt ausschließlich eine Verschiebung der Geraden $z_{CJC}(z_Z)$. So kann eine kleine Abweichung δz_0 vom richtigen Wert z_0 durch ein $\delta(g_+/g_-)$ korrigiert werden, sofern die Gerade dadurch nicht zu stark gekrümmt wird:

$$z_{CJC} \approx (z_0 + \delta z_0) + \frac{L}{2} \cdot \left(\frac{L_{eff}}{L} \right) \cdot \frac{1 - \frac{A_-}{A_+} \cdot \left(\left(\frac{g_+}{g_-} \right) + \delta \left(\frac{g_+}{g_-} \right) \right)}{1 + \frac{A_-}{A_+} \cdot \left(\left(\frac{g_+}{g_-} \right) + \delta \left(\frac{g_+}{g_-} \right) \right)} \quad (5.25)$$

$$\text{mit} \quad \delta \left(\frac{g_+}{g_-} \right) = \frac{\left(\sqrt{\frac{A_+}{A_-}} + \frac{g_+}{g_-} \cdot \sqrt{\frac{A_-}{A_+}} \right)^2}{\frac{L}{\delta z_0} \cdot \left(\frac{L_{eff}}{L} \right) - \frac{A_-}{A_+} \cdot \left(\frac{g_+}{g_-} \right) - 1} \quad (5.26)$$

Man würde in diesem Fall eine falsche Bestimmung der Kammermitte durch falsche Verstärkungsfaktoren der Verstärker ausgleichen. Solange keine Krümmung bemerkbar ist, hätte dieses Verfahren keine Auswirkung auf die z -Messung des Teilchendurchganges. Da z_0 eine globale Konstante ist, würde man eine Fehlbestimmung unmittelbar daran erkennen, daß der Mittelwert der Verstärkungsverhältnisse $\langle (g_+/g_-) \rangle \neq 1$ ist.

Für typische Werte der Kalibrationskonstanten $(g_+/g_-) = 1.0$ und $(L_{eff}/L) = 1.8$ erhält man in der Mitte der Kammer ($A_+ = A_-$) für ein $\delta z_0 = 5$ cm ein $\delta(g_+/g_-) = 0.05$.

Neben einem systematischen Fehler in der z -Messung hat ein falsches (g_+/g_-) , was wie gerade gezeigt auch Folge eines falschen z_0 sein kann, noch einen weiteren unerwünschten Effekt. Die auf dem Draht deponierte Ladung wird z -abhängig. Die Gesamtladung ist die Summe, der an den beiden Drahtenden gemessenen Einzellaadungen Q_{\pm} . Diese berechnen sich aus den Gleichungen 5.4. Unter Verwendung des Verstärkungsverhältnisses (g_+/g_-) und der absoluten Verstärkung $(g_+ \cdot g_-)$ ergibt sich:

$$\begin{aligned} Q &= Q_+ + Q_- \\ &= \frac{1}{\sqrt{g_+ \cdot g_-}} \left(\frac{A_+}{\sqrt{\left(\frac{g_+}{g_-} \right)}} + A_- \cdot \sqrt{\left(\frac{g_+}{g_-} \right)} \right) \end{aligned} \quad (5.27)$$

Berechnet man die Ladung Q nicht mit dem korrekten (g_+/g_-) -Wert, sondern mit einem $(g_+/g_-) + \delta(g_+/g_-)$, so werden die Pulsintegrale A_{\pm} unterschiedlich berücksichtigt und damit die Ladung Q z -abhängig:

$$Q(z) = \frac{1}{\sqrt{g_+ \cdot g_-}} \left(\frac{A_+}{\sqrt{\left(\frac{g_+}{g_-} \right) + \delta \left(\frac{g_+}{g_-} \right)}} + A_- \cdot \sqrt{\left(\frac{g_+}{g_-} \right) + \delta \left(\frac{g_+}{g_-} \right)} \right) \quad (5.28)$$

Eine Fehlkalibration von $\delta(g_+/g_-)/(g_+/g_-)$ von 5% führt dazu, daß dieselbe auf dem Draht deponierte Ladung $\approx 3\%$ größer gemessen wird, wenn sie bei $z = -100$ cm statt bei $z = +100$ cm injiziert wird.

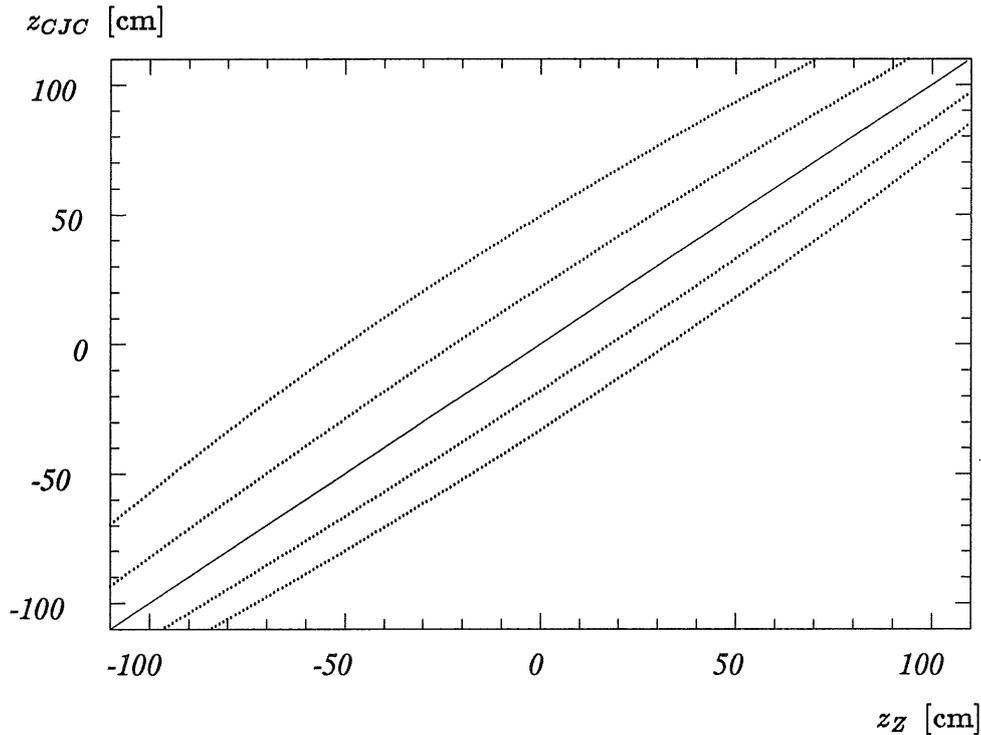


Abbildung 5.6: Fehlberechnung der z -Koordinate z_{CJC} aufgrund einer falschen Eichkonstante (g_+/g_-): Ist (g_+/g_-) korrekt bestimmt (durchgezogene Kurve), so gilt $z_{CJC} = z_Z$. Bei einer Abweichung erhält man verschobene, leicht gekrümmte Kurven (gepunktet: von oben nach unten $\delta(g_+/g_-)/(g_+/g_-) = -40\%$, -20% , $+20\%$ und $+40\%$).

Das Produkt ($g_+ \cdot g_-$) wird jedoch in keine Kalibrationsbank eingetragen. Für eine schnelle Berechnung der Gesamtladung während der Spurrekonstruktion wäre es nachteilig, jedesmal die Wurzeln aus (g_+/g_-) und ($g_+ \cdot g_-$) ziehen zu müssen. Statt dessen wird $\sqrt{(g_+/g_-)}$ vor die Klammer in Gleichung 5.27 geholt. Der Term vor der Klammer wird dann aufgeteilt in eine drahtabhängige Kalibrationskonstante f und eine globale Kalibrationskonstante F , die für beide Ringe der CJC unterschiedliche Werte annimmt:

$$Q = \frac{1}{\underbrace{\sqrt{g_+ \cdot g_-}}_{g_+ = F \cdot f} \sqrt{\left(\frac{g_+}{g_-}\right)}} \left(A_+ + A_- \cdot \left(\frac{g_+}{g_-}\right) \right) \quad (5.29)$$

Das Problem der z -Abhängigkeit der Ladung bleibt natürlich bestehen.

5.2.4 Test der Kalibration durch Monte Carlo Methoden

Die im vorigen Abschnitt beschriebene Methode zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten wird durch eine Simulationsrechnung mit einem einfachen Modell überprüft.

In dem Modell wird die durch die Z-Kammern gemessene z -Koordinate z_Z normalverteilt mit einem Mittelwert bei -1.3 cm und einer Breite $\sigma = 55.5$ cm generiert. Diese Werte sind die beste Näherung an die Meßpunkte, sofern es sich um kosmische

Myonen handelt (siehe Abbildung 5.9). Das z_{CJC} erhält man, indem $z_Z - z_{CJC}$ mit einer Normalverteilung mit dem Mittelwert Null und der Breite σ_z verschmiert wird. Die Kalibrationskonstanten (g_+/g_-) und (L_{eff}/L) werden vorgegeben, ebenso wie eines der Pulsintegrale $A_- = 500$. Das andere Pulsintegral A_+ wird berechnet:

$$A_+ = A_- \cdot \left(\frac{g_+}{g_-} \right) \cdot \frac{\left(1 + \frac{2}{L} \left(\frac{L_{eff}}{L} \right)^{-1} (z_{CJC} - z_0) \right)}{\left(1 - \frac{2}{L} \left(\frac{L_{eff}}{L} \right)^{-1} (z_{CJC} - z_0) \right)} \quad (5.30)$$

Die Größen A_+ , A_- und z_Z dienen als Meßpunkte für die anschließende Berechnung der Kalibrationskonstanten.

Dieses Modell enthält gegenüber der Realität eine wesentliche Vereinfachung: Die Größe $z_Z - z_{CJC}$ ist nicht rein normalverteilt. Die z -Auflösung der einzelnen Meßpunkte hängt von unterschiedlichen Parametern ab (Größe der Pulsintegrale, Polarwinkel θ , etc.). Dies führt zu einer Überlagerung unterschiedlicher Auflösungen. Die resultierende Verteilung ist höher und schmaler als eine Gauß-Verteilung mit der gleichen Standardabweichung.

Das Modell zeigt, daß das Verfahren innerhalb der Fehlerschranken immer gegen die vorgegebenen Kalibrationskonstanten konvergiert. Dies allerdings nur, sofern die in Abschnitt 5.2.3 erläuterte Koordinatentransformation durchgeführt wird. Ist dies nicht der Fall, erhält man einen systematisch zu kleinen Wert für die effektive Drahtlänge.

Die Genauigkeit, mit der die Kalibrationskonstanten eines Signaldrahtes bestimmt werden können, ist natürlich abhängig von der Einzeldrahtauflösung der z -Koordinate σ_z . Außerdem besteht eine Abhängigkeit von der Anzahl der Meßpunkte. Für das oben beschriebene Modell erhält man folgende Fehler für (g_+/g_-) und (L_{eff}/L):

$$\begin{aligned} \sigma_{(g_+/g_-)} &= c_{(g_+/g_-)} \cdot \frac{\sigma_z}{\sqrt{\text{Einträge}}} \\ \sigma_{(L_{eff}/L)} &= c_{(L_{eff}/L)} \cdot \frac{\sigma_z}{\sqrt{\text{Einträge}}} \end{aligned} \quad (5.31)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } c_{(g_+/g_-)} &= (4.42 \pm 0.05) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \\ c_{(L_{eff}/L)} &= (1.60 \pm 0.01) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \end{aligned} \quad (5.32)$$

Außerdem zeigt die Methode, daß nach zwei Iterationen bereits die optimalen Eichkonstanten gefunden sind und sich unter Berücksichtigung ihrer Fehler nicht mehr signifikant ändern.

5.3 Ergebnisse der Z-Kalibration

5.3.1 Parameterverbesserung durch Constrained Fit

Um für die Z-Kalibration mit Myonen der kosmischen Höhenstrahlung die Spurparameter zu verbessern, wird an die Teilchenspuren eines Ereignisses ein Parameterfit nach der Methode der kleinsten Quadrate mit Zwangsbedingungen (siehe Anhang D) angelegt. Um die Rechenzeit zu minimieren, und um zu verhindern, daß ungenau bestimmte

Spuren gefittet werden, müssen sowohl die Ereignisse als auch die Spuren gewisse Bedingungen erfüllen.

Es werden nur Ereignisse betrachtet, die in der CTKR-Bank zwischen zwei und sechs Spuren enthalten. Bei weniger Einträgen ist ohnehin kein Fit möglich und bei mehr als sechs Spuren handelt es sich selten um ein einziges kosmisches Myon. Vielmehr sind dies Ereignisse mit zusätzlichen Spuren, die durch hochenergetische δ -Elektronen oder aufschauende Myonen erzeugt werden.

Damit die Parameter der rz -Ebene gut definiert sind, wird der Fit nur durchgeführt, wenn die betreffenden Spuren zusammen mindestens zwei Z-Kammer-Verbindungen haben, von denen mindestens einer zu einem COZ-Segment gehören muß. Die Differenz zwischen dem Radius am Spuranfang und am Spurende muß größer als 15 cm sein.

Damit keine Spuren gefittet werden, deren Parameter schon vor dem Fit erkennen lassen, daß sie offensichtlich nicht zusammengehören, wird an jede der fünf Zwangsbedingungen jeweils ein 10σ -Schnitt angelegt. Es wird maximal ein Fit pro Ereignis mit den beiden längsten Spuren der CTKR-Bank durchgeführt, die die erforderlichen Bedingungen erfüllen.

Die folgenden Ergebnisse wurden aus den 46.8k Ereignissen des Runs 23715 gewonnen, von denen 33 % zwischen zwei und sechs Spuren enthielten. Insgesamt konnte 6.4k mal ein Fit erfolgreich durchgeführt werden. Andere Runs liefern äquivalente Ergebnisse.

Von den akzeptierten Ereignissen enthalten $\approx 75\%$ zwei Spuren, $\approx 18\%$ drei Spuren und die übrigen zwischen vier und sechs Spuren. Die mittlere Radiendifferenz zwischen Spuranfang und -ende beträgt ≈ 58.5 cm, was 95% der maximalen Strecke von etwa 62 cm entspricht. Histogrammiert man die Zwangsbedingungen der Spurparameter vor dem Fit, so erhält man Verteilungen mit folgenden Mittelwerten und Standardabweichungen:

$$\begin{array}{rcl}
 \kappa_1 + \kappa_2 & : & (2.8 \pm 8.3) \cdot 10^{-5} \text{cm}^{-1} \\
 |\phi_1 - \phi_2| - \pi & : & (2.2 \pm 4.8) \cdot 10^{-3} \text{rad} \\
 \theta_1 + \theta_2 - \pi & : & (0.8 \pm 1.8) \cdot 10^{-2} \text{rad} \\
 d_{ca,1} + d_{ca,2} & : & (2.2 \pm 10.7) \cdot 10^{-2} \text{cm} \\
 z_{0,1} - z_{0,2} & : & (0.8 \pm 7.8) \cdot 10^{-1} \text{cm}
 \end{array}$$

Für die Mittelwerte und Breiten der Pull-Verteilungen der Spurparameter (siehe Anhang D) ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{array}{rcl}
 p_\kappa & = & 0.01 \pm 1.11 \\
 p_\phi & = & -0.01 \pm 1.09 \\
 p_\theta & = & 0.13 \pm 0.73 \\
 p_{d_{ca}} & = & -0.05 \pm 1.12 \\
 p_{z_0} & = & 0.13 \pm 0.75
 \end{array}$$

In den Pull-Verteilungen spiegeln sich die Korrelationen der Parameter wieder. Für die Spurparameter der $r\phi$ -Ebene erhält man mit Null verträgliche Mittelwerte der Verteilungen, aber um etwa 10% zu große Standardabweichungen, was darauf schließen läßt, daß die Fehler dieser Parameter zu klein angenommen wurden. Die Verteilungen der Spurparameter der S_{yz} -Ebene weisen eine Verschiebung des Mittelwertes und eine zu

kleine Standardabweichung auf. Dies kann Folge eines systematischen Effektes sein, der dadurch hervorgerufen wird, daß unter Umständen qualitativ sehr unterschiedliche Spuren gefittet werden. Die Qualität hängt zum Beispiel stark von der Anzahl der einer Spur zugeordneten Z-Kammer-Spursegmente ab.

5.3.2 Die Kalibrationskonstanten

Die Kalibrationskonstanten (g_+/g_-) und (L_{eff}/L) werden sowohl mit kosmischen Myonen als auch mit Teilchen aus ep -Kollisionen bestimmt. Aus geometrischen Gründen können mit kosmischen Myonen nicht alle Drähte mit der gleichen Genauigkeit geeicht werden, da sie unterschiedlich häufig von den Teilchen getroffen werden (siehe Abbildung 5.7). Aber auch bei den in ϕ symmetrischen ep -Ereignissen werden die Drähte im inneren Ring der CJC häufiger getroffen als die im äußeren (siehe Abbildung 5.8). Dies liegt daran, daß die Treffer in der CJC1 azimuthal auf 30 Zellen verteilt werden und in der CJC2 auf 60. Außerdem kommt es häufig vor, daß Spuren mit kleinem θ gar nicht die CJC2 durchqueren, sondern vorher den zentralen Spurendetektor verlassen. Insbesondere entstehen bei ep -Kollisionen relativ viele Spuren mit kleinem Polarwinkel θ in Protonen-Richtung (positive z -Richtung), was dazu führt, daß die akzeptierten Treffer entlang der Signaldrähte asymmetrisch verteilt sind (siehe Abbildung 5.10). Für die Treffer von kosmischen Myonen ergibt sich näherungsweise eine gaußförmige Verteilung, mit der auch die Treffer für die Simulation der Z-Kalibration generiert werden (siehe Abbildung 5.9).

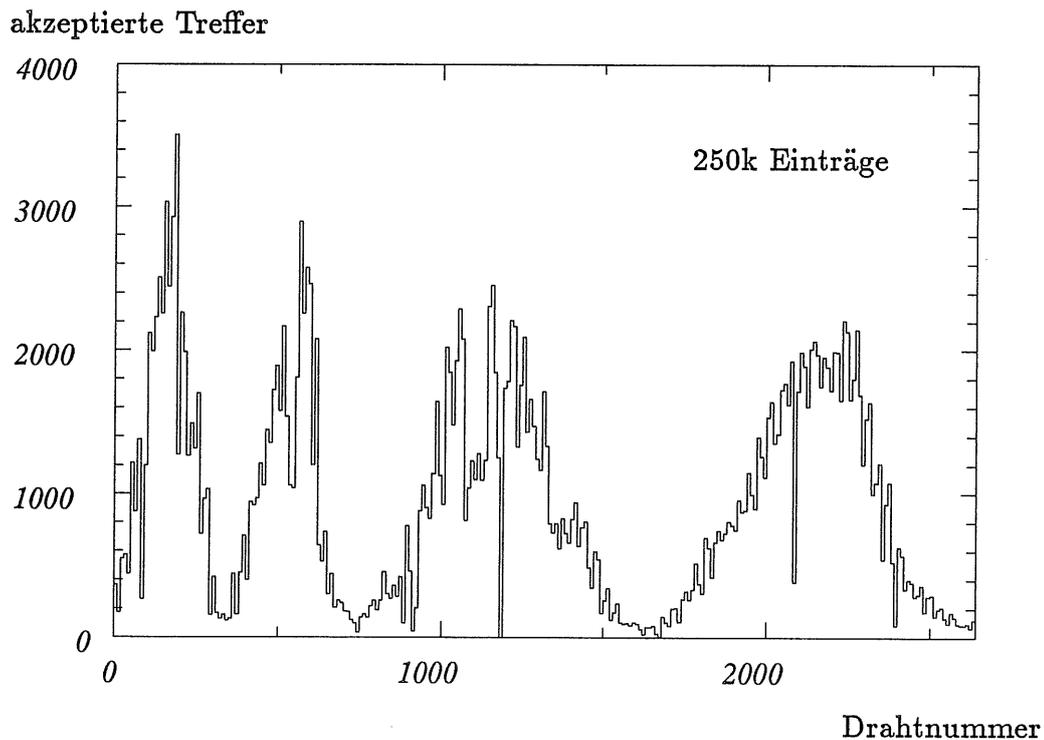


Abbildung 5.7: Verteilung der akzeptierten Treffer auf die 2640 Signaldrähte der CJC für die Runs kosmischer Myonen 23715–23716

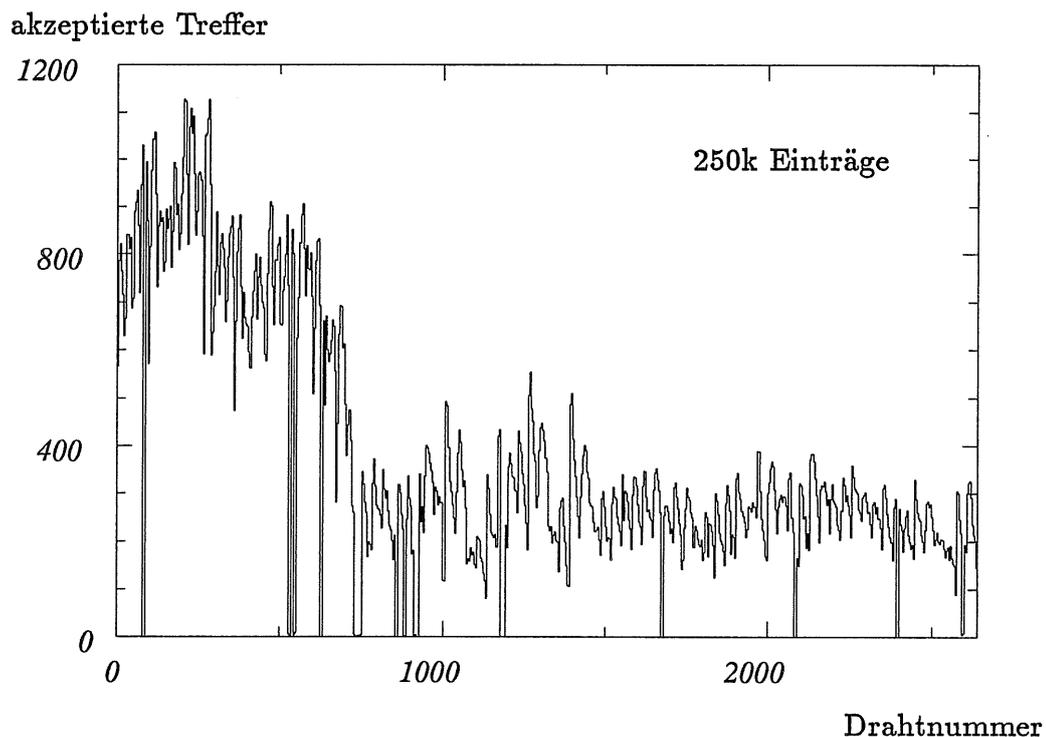


Abbildung 5.8: Verteilung der akzeptierten Treffer auf die 2640 Signaldrähte der CJC für die ep -Runs 27005–27006

Um die Kalibrationskonstanten optimal zu bestimmen, ist es notwendig, auf ungenaue oder systematisch falsche Meßwerte zu verzichten. Aus diesem Grund werden die Meßwerte verworfen, für die einer der folgenden Punkte zutrifft:

- Meßpunkte, die von Testpulsen herrühren. Sie sind an einer relativ hohen Ladung bei festen z_{CJC} -Werten außerhalb des Signaldrahtbereiches zu erkennen.
- Meßpunkte, die nur einseitig ausgelesen sind, das heißt bei denen mindestens eines der beiden Pulsintegrale Null ist.
- Meßpunkte mit sehr geringer Ladung, aufgrund ihrer schlechten z -Auflösung (siehe Abschnitt 5.3.3).
- Meßpunkte mit sehr hoher Ladung, da zu befürchten ist, daß einige *clockbins* der beiden Pulsintegrale in der Sättigung des FADCs gemessen wurden.
- Meßpunkte, deren z -Koordinate z_Z nicht auf dem Signaldraht liegt ($z_Z \leq -112.5$ cm oder $z_Z \geq 107.5$ cm).
- Meßpunkte, bei denen $|z_Z - z_{CJC}| \geq 20$ cm ist, da es sich fast ausschließlich um Treffer handelt, die der falschen Spur zugeordnet sind.
- Meßpunkte, die dichter als 15 cm an einem Drahtende liegen und deren Abweichung $|z_Z - z_{CJC}|$ mehr als 7.5 cm (negative z -Seite) bzw. 12.5 cm (positive z -Seite) beträgt.

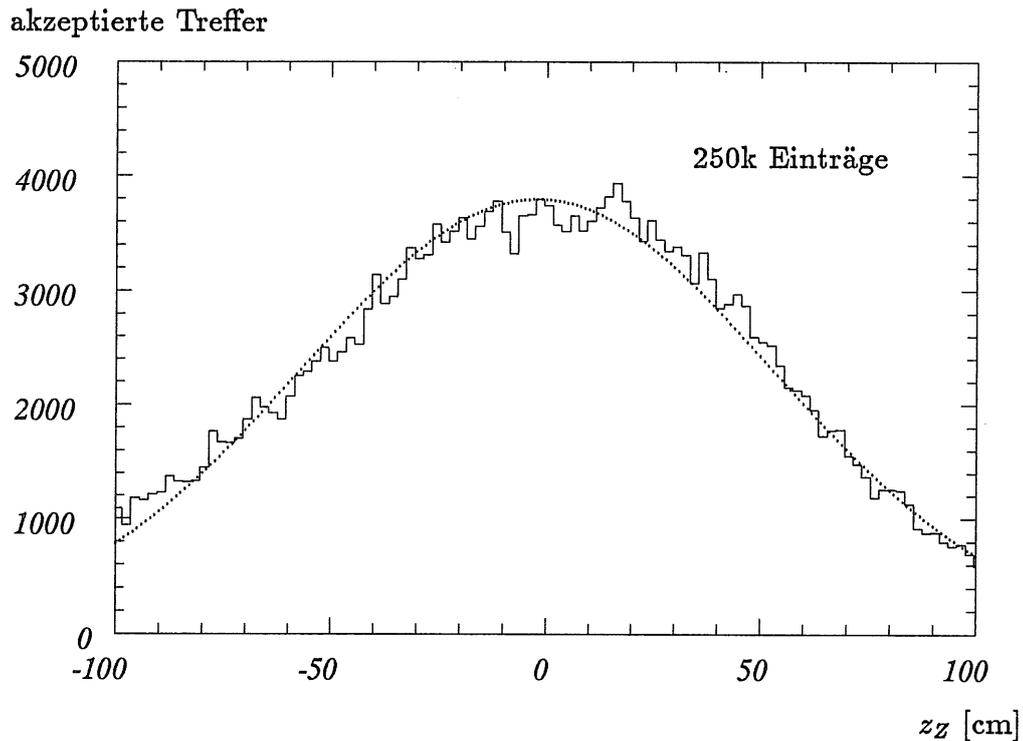


Abbildung 5.9: Verteilung der akzeptierten Treffer als Funktion der z -Koordinate für kosmische Myonen (Runs 23715–23716) und angepaßte Normalverteilung

Die zehn schlechtesten von 100 Meßwerten werden verworfen und gehen somit nicht in die Berechnung der Eichkonstanten ein. Geeicht werden alle Drähte, die mehr als 10 akzeptierte Einträge haben. Signaldrähte, die aufgrund von weniger als 10 Einträgen nicht kalibriert werden können, erhalten ihre Konstanten folgendermaßen:

$$\left(\frac{g_+}{g_-}\right) = \frac{\left\langle \left(\frac{g_+}{g_-}\right) \right\rangle_{\text{Einzeldraht-Kalibration}}}{\left\langle \left(\frac{g_+}{g_-}\right) \right\rangle_{\text{Testpuls-Kalibration}}} \cdot \left(\frac{g_+}{g_-}\right)_{\text{Testpuls-Kalibration}} \quad (5.33)$$

$$\left(\frac{L_{eff}}{L}\right) = \frac{\left\langle \left(\frac{L_{eff}}{L}\right) \right\rangle_{\text{Einzeldraht-Kalibration}}}{\left\langle \left(\frac{L_{eff}}{L}\right) \right\rangle_{\text{Testpuls-Kalibration}}} \cdot \left(\frac{L_{eff}}{L}\right)_{\text{Testpuls-Kalibration}} \quad (5.34)$$

Die ersten und letzten Drähte in jeder Zelle haben einen größeren Durchmesser als die übrigen. Dies führt dazu, daß auch die Kalibrationskonstante (L_{eff}/L) für diese Drähte einen größeren Betrag hat. Aus diesem Grund werden die Konstanten der nicht kalibrierbaren Drähte für die dicken und dünnen Drähte unabhängig voneinander berechnet.

Die Kalibration mit den beiden Runs kosmischer Myonen 23715 und 23716, die zusammen etwa 1100k akzeptierte Treffer enthielten, ergab folgende Werte:

2149 kalibrierte dünne Drähte:

$$\left\langle \left(\frac{g_+}{g_-}\right) \right\rangle = 1.000 \pm 0.014 \quad (5.35)$$

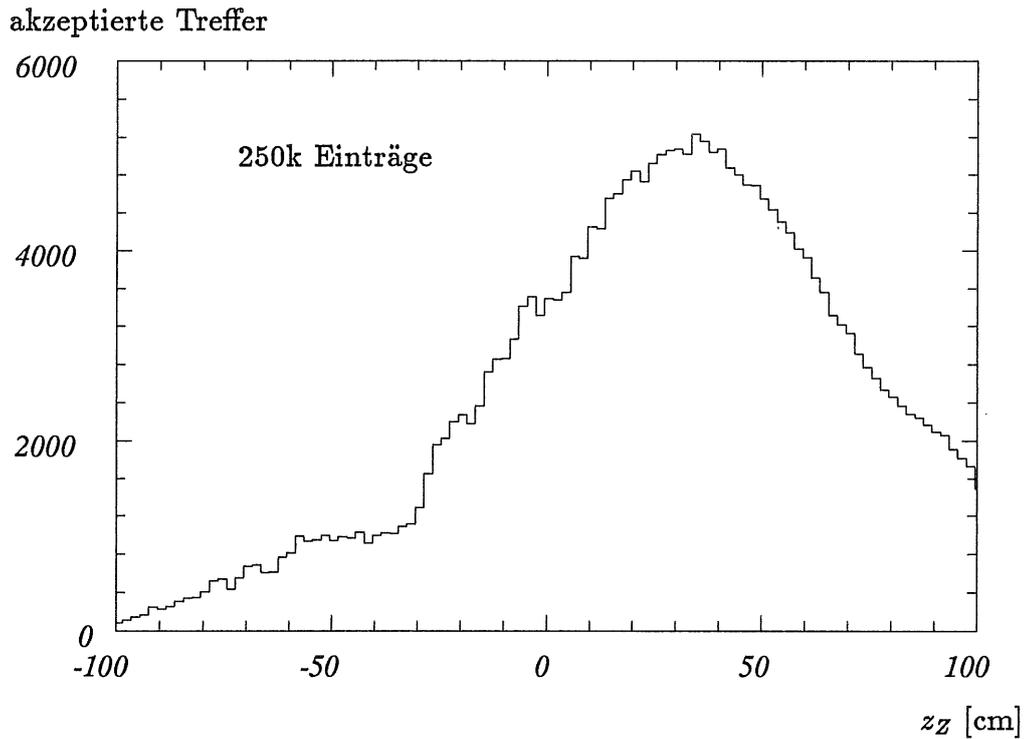


Abbildung 5.10: Verteilung der akzeptierten Treffer als Funktion der z -Koordinate für Elektron-Proton-Kollisionsprodukte

$$\left\langle \left| \left(\frac{L_{eff}}{L} \right) \right| \right\rangle = 1.790 \pm 0.018 , \quad (5.36)$$

153 kalibrierte dicke Drähte:

$$\left\langle \left(\frac{g_+}{g_-} \right) \right\rangle = 1.008 \pm 0.016 \quad (5.37)$$

$$\left\langle \left| \left(\frac{L_{eff}}{L} \right) \right| \right\rangle = 2.205 \pm 0.058 . \quad (5.38)$$

Wie zu erwarten, erhält man durch die Kalibration mit dem ep -Runs 27005–27006, die zusammen rund 255k akzeptierte Treffer enthalten, keine abweichenden Ergebnisse:

2315 kalibrierte dünne Drähte:

$$\left\langle \left(\frac{g_+}{g_-} \right) \right\rangle = 1.002 \pm 0.014 \quad (5.39)$$

$$\left\langle \left| \left(\frac{L_{eff}}{L} \right) \right| \right\rangle = 1.790 \pm 0.023 , \quad (5.40)$$

165 kalibrierte dicke Drähte:

$$\left\langle \left(\frac{g_+}{g_-} \right) \right\rangle = 1.000 \pm 0.016 \quad (5.41)$$

$$\left\langle \left| \left(\frac{L_{eff}}{L} \right) \right| \right\rangle = 2.205 \pm 0.075 . \quad (5.42)$$

Drähte	Kammer	kosmische Myonen	ep -Kollisionen
alle	CJC1+2	3.01	1.97
dick	CJC1+2	15.42	6.26
dünn	CJC1+2	3.00	1.96
	CJC1	4.70	2.20
	CJC2	2.68	1.80

Tabelle 5.1: Die mittlere z -Auflösung σ_z nach der Einzeldrahtkalibration für kosmische Myonen und ep -Kollisionsprodukte für dicke und dünne Drähte. Die Ursachen für die unterschiedlichen Auflösungen werden in Abschnitt 5.3.3 ausführlich erläutert.

Die Ursache dafür, daß sich auch mit den Meßwerten der Runs 27005 – 27006 nur 94% der 2640 Signaldrähte kalibrieren ließen, sind nicht auslesbare FADCs oder defekte Zellen, deren Signaldrahtspannung reduziert wurde. Mit den Cosmic-Runs 23715–23716 konnten nur 87% der Signaldrähte geeicht werden, obwohl die Anzahl der akzeptierten Meßwerte rund 4 mal so groß war wie bei den erwähnten ep -Runs.

Wie erwartet erhält man für das mittlere Verstärkungsverhältnis $\langle (g_+/g_-) \rangle$ für dicke und dünne Drähte, unabhängig ob Cosmic- oder ep -Runs, den Wert 1.0. Jede Abweichung von diesem Wert würde auf eine Fehlkalibration schließen lassen.

Die Mittelwerte für die effektiven Drahtlängen (dicke und dünne Drähte) liegen in der abgeschätzten Größenordnung und ihr Verhältnis ist mit dem Wert verträglich, den man aufgrund der Widerstände erwartet. Bei der Kalibration stellt man fest, daß einige Signaldrähte negative, aber im Betrag den Erwartungen entsprechende, effektive Drahtlängen haben. Die Ursache für diesen Effekt ist, daß bei der Verkabelung der FADCs die Ausgänge der Drahtenden vertauscht wurden, was auch erklärt, warum immer gerade acht aufeinanderfolgende Drähte, die auf einer FADC-Platine sitzen, davon betroffen sind. Die Güte der z -Messung ist dadurch jedoch nicht beeinträchtigt. Diese Werte gehen mit ihrem Absolutbetrag in die Gleichung 5.34 ein.

5.3.3 Abhängigkeit der z -Auflösung von verschiedenen Parametern

Die Eichkonstanten (g_+/g_-) und (L_{eff}/L) werden nach der in Abschnitt 5.2.3 beschriebenen Methode bestimmt, um die bestmögliche z -Auflösung zu erreichen. Jede Stufe der Kalibration bestimmt die Parameter genauer. So erhält man zum Beispiel für die Meßpunkte der Cosmic-Runs 23715–23716 nach der Testpuls-Kalibration eine mittlere z -Auflösung von $\sigma_z = 11.4$ cm. Diese wird durch die Korrektur der effektiven Drahtlänge (L_{eff}/L) mit Hilfe der globalen Vorkalibration auf $\sigma_z = 3.73$ cm reduziert. Die Einzeldrahtkalibration bewirkt noch einmal eine Verbesserung auf $\sigma_z = 3.00$ cm. Eine Übersicht der mittleren z -Auflösungen nach der Einzeldrahtkalibration für kosmische Myonen und Elektron-Proton-Kollisionsprodukte findet sich in Tabelle 5.1 .

Mittlere Auflösung bedeutet, daß alle akzeptierten Teilchendurchgänge zu dem berechneten Wert beitragen. Die z -Auflösung hängt aber stark von der auf dem Draht deponierten Ladung ab, was zur Folge hat, daß sich unterschiedliche Genauigkeiten für ep - und Cosmic-Runs, dicke und dünne Drähte, und die CJC1 und CJC2 ergeben (siehe unten). Aus den Meßpunkten ergibt sich die folgende Parametrisierung der z -Auflösung als Funktion der Summe der Pulsintegrale (siehe Abbildung 5.11):

dicke Drähte:

$$\sigma_z = (-4.38 \cdot 10^{-3} \cdot (A_+ + A_-) + 13.2) \text{ cm}, \quad (5.43)$$

dünne Drähte:

$$\sigma_z = \left(1.35 + \frac{1.71 \cdot 10^5}{((A_+ + A_-) + 4.27 \cdot 10^2)^{1.53}} \right) \text{ cm}. \quad (5.44)$$

Es ist jedoch zu beachten, daß die lineare Abhängigkeit für die dicken Signaldrähte nicht über das in Abbildung 5.11 dargestellte Intervall $450 < A_+ + A_- < 1750$ hinaus zu extrapolieren ist. Im Gegenteil, es wird für die äußerst seltenen hohen Ladungen auf den dicken Signaldrähten eine ähnliche Charakteristik erwartet, wie für die dünnen. Die höhere Genauigkeit in der z -Koordinate für größere Ladungen hat zwei Ursachen: Rauschladungen auf den Signaldrähten und den Verstärkern und Rundungsfehler der FADCs. Die Ungenauigkeit durch das Rauschen ist umgekehrt proportional zur gemessenen Ladung, während die Einträge in die FADCs der Poisson-Statistik folgen und somit einen Fehler von $\sigma_{Bin} = \sqrt{\text{Einträge}}$ haben. Beides hat zur Folge, daß kleine Ladungen mit einem größeren relativen Fehler behaftet sind als große.

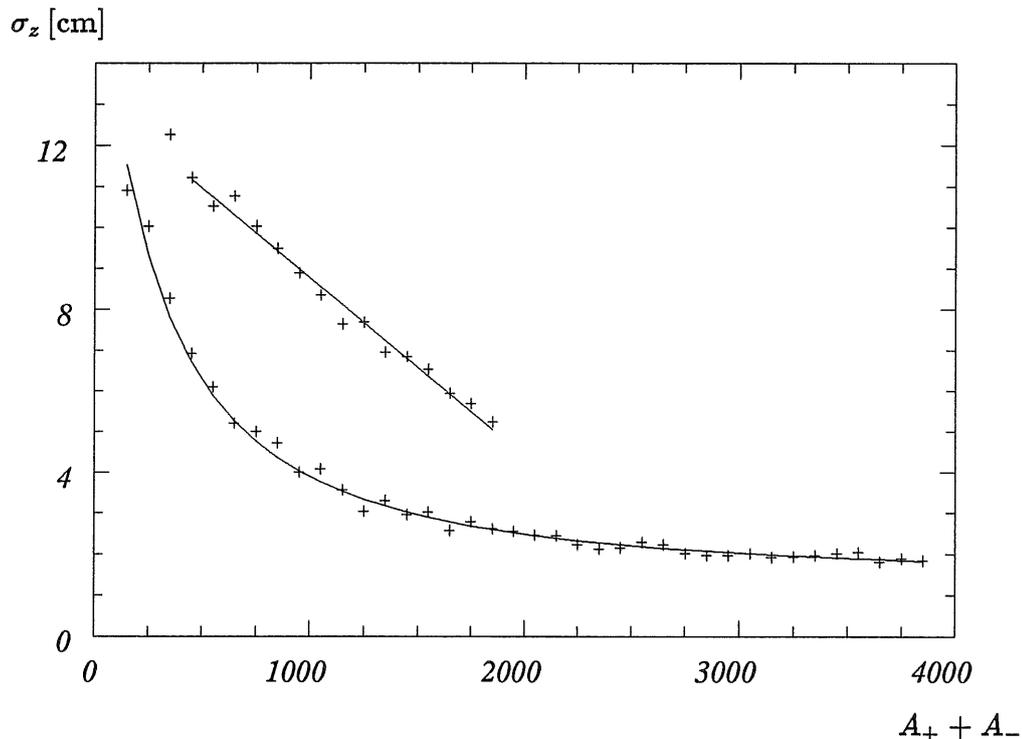


Abbildung 5.11: z -Auflösung als Funktion der Summe der Pulsintegrale für dicke und dünne Signaldrähte: Meßwerte und angepaßte Funktionen.

Der größere Durchmesser der dicken Signaldrähte bewirkt bei gleicher Hochspannung eine Verringerung des Oberflächenfeldes und damit der Gasverstärkung. Liegt das Maximum der Pulsintegral-Verteilung der dicken Drähte bei etwa 550 ± 6 , so ist das der dünnen Drähte mit 955 ± 14 fast doppelt so groß. Die Tatsache, daß die dicken Drähte

bei gleicher Ladung eine schlechtere Auflösung liefern, ist Folge ihres kleineren und damit ungünstigeren Verhältnisses von Signaldrahtwiderstand zu Gesamtwiderstand (siehe Abschnitt 5.1). Diese beiden Phänomene, ungünstiges Verhältnis der Widerstände und geringes Oberflächenfeld, führen dazu, daß die Randdrähte eine sehr viel schlechtere z -Auflösung haben als die dünnen Signaldrähte.

Auch die bessere mittlere z -Auflösung für ep -Ereignisse als für kosmische Myonen läßt sich durch die Ladungsabhängigkeit erklären. Fast alle der Myonen sind minimalionisierend und verlieren somit relativ wenig Energie in der Kammer, während bei den Elektron-Proton-Kollisionen auch Protonen und Deuteronen die CJC durchqueren, die nicht selten auf dem zu $1/\beta^2$ proportionalen Ast der Bethe-Bloch-Kurve liegen. Diese Teilchen erleiden im Mittel einen größeren Energieverlust und liefern somit eine bessere z -Auflösung. Die Mittelwerte der Pulsintegral-Verteilungen unterscheiden sich erheblich. So erhält man für die ep -Ereignisse mit $\langle A_+ + A_- \rangle_{ep} = 2292 \pm 11$ einen fast doppelt so hohen Wert wie für die Myonen $\langle A_+ + A_- \rangle_{cosm} = 1224 \pm 6$. Die Maxima der Verteilungen unterscheiden sich dagegen nicht so stark, da auch bei den ep -Kollisionen hauptsächlich minimalionisierende Teilchen entstehen. Sie liegen bei 510 ± 5 (kosmische Myonen) bzw. 703 ± 8 (ep -Kollisionen, siehe Abbildung 5.12).

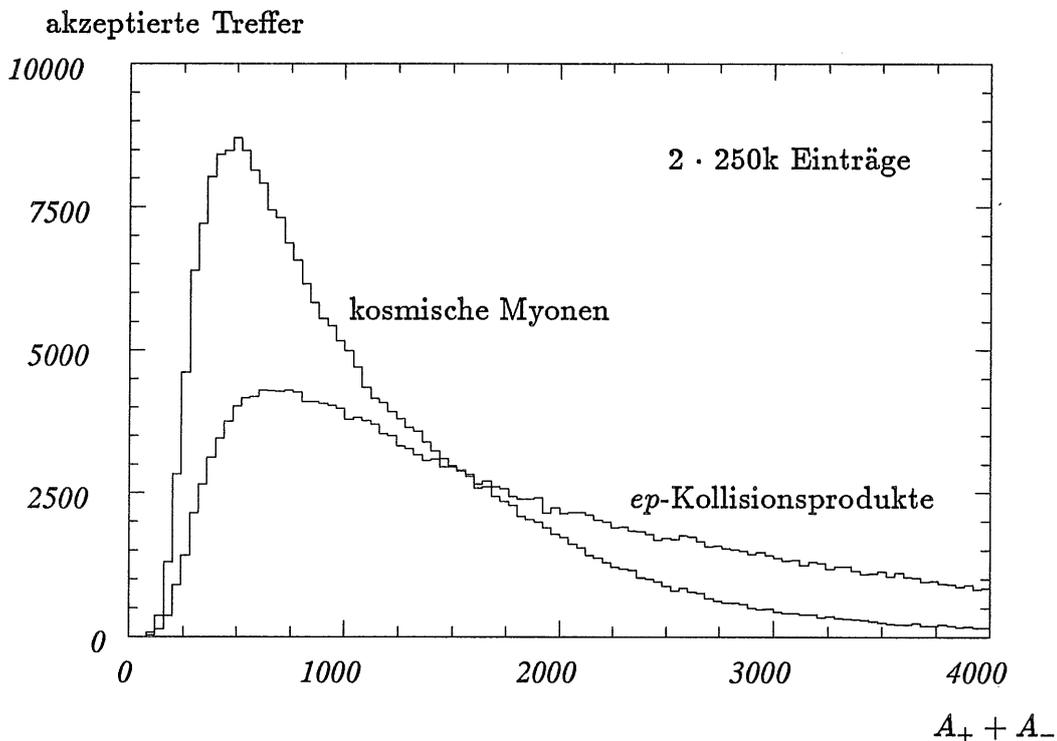


Abbildung 5.12: Verteilung der Summe der Pulsintegrale (CJC1+2, dünne Drähte) der akzeptierten Treffer für Runs aus kosmischen Myonen und Elektron-Proton-Kollisionsprodukten.

Im inneren Ring der CJC ist die Gasverstärkung derzeit nur halb so groß wie im äußeren, so daß die ersten 720 Drähte eine reduzierte z -Auflösung haben. Es ist jedoch nicht möglich, auch bei diesen Drähten die Signaldrahtspannung zu erhöhen. Aufgrund der vielen Spuren, die die zentrale Jetkammer unter einem kleinen Winkel θ durchqueren, würden oft große Ladungsmengen die Signaldrähte erreichen, was dazu führen

würde, daß die FADCs ständig in der Sättigung lägen. Der Unterschied in der Gasverstärkung der beiden Ringe der CJC hat zur Folge, daß die Pulsintegrale im äußeren Ring etwa doppelt so groß sind wie im inneren, die Verteilungen aber die gleiche Form haben. Das Maximum der Pulsintegralverteilung für die dünnen Drähte der CJC1 liegt bei 640 ± 7 , für die der CJC2 bei 1296 ± 13 .

Die z -Auflösung ändert sich auch mit dem Polarwinkel θ , wenn man vom senkrechten Durchgang zu stärker geneigten Teilchenspuren geht (siehe Abbildung 5.13). Dabei spielen zwei gegenläufige Effekte eine Rolle. Zum einen vergrößert sich die in der Zelle zurückgelegte Ionisationsstrecke, was zur Folge hat, daß mehr Elektronen den Signaldraht erreichen und so die Auflösung verbessert wird. Zum anderen erreichen die Elektronen den Signaldraht nicht mehr bei einer festen z -Koordinate, wie es bei $\theta = 90^\circ$ der Fall ist, sondern werden durch die geneigte Teilchenspur verschmiert. Die beste z -Auflösung ergibt sich für einen Winkel von $\lambda = 12.7^\circ$ zwischen der Senkrechten auf die Strahlachse und der Teilchenspur. Sie beträgt für die dünnen Signaldrähte etwa 1.735 cm.

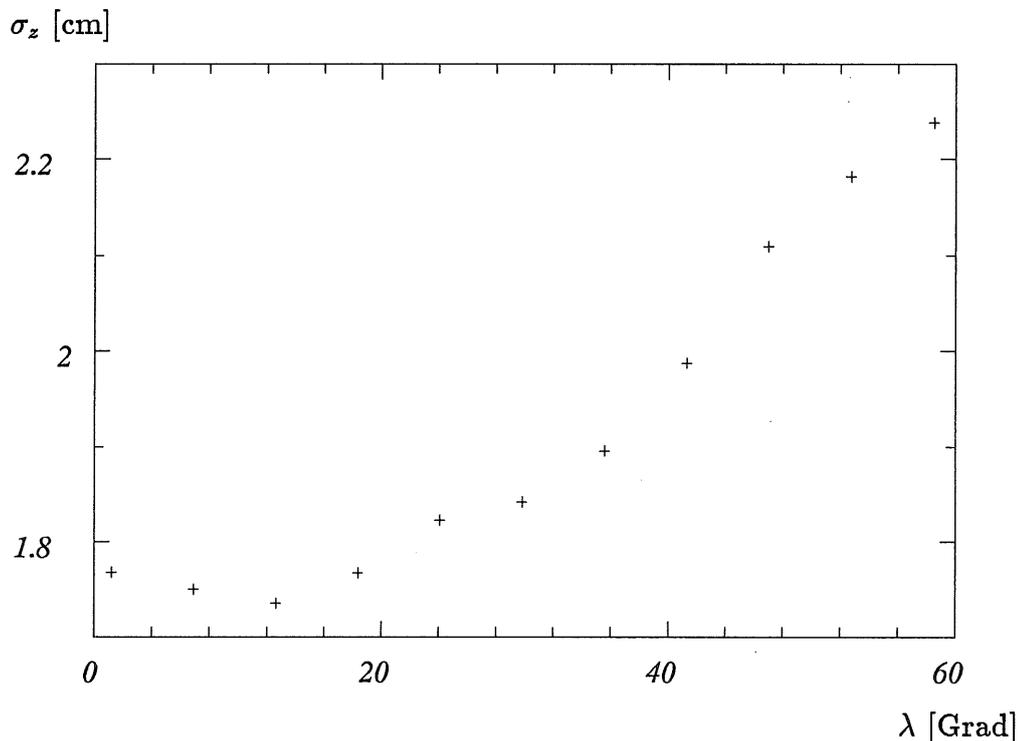


Abbildung 5.13: z -Auflösung als Funktion des Winkels λ der Teilchenspur für die dünnen Signaldrähte.

Auch die Anzahl der *clockbins*, über die integriert wird, um die Pulsintegrale zu berechnen, hat einen Einfluß auf die z -Auflösung. Bei zu kleiner Integrationslänge geht nur ein relativ geringer Teil des Signalpulses in das Pulsintegral ein. Ist die Integrationslänge jedoch viel zu groß, so integriert man zunehmend über Bins mit wenigen FADC-Einträgen, die einen großen relativen Fehler haben. Wie in Abbildung 5.14 zu sehen, ergibt sich eine optimale Integrationslänge bei 6 *clockbins*.

Die z -Auflösung zeigt einen linearen Abfall mit der Entfernung des Teilchendurchganges vom Signaldraht (siehe Abbildung 5.15). Eine Erklärung für diesen Effekt ist,

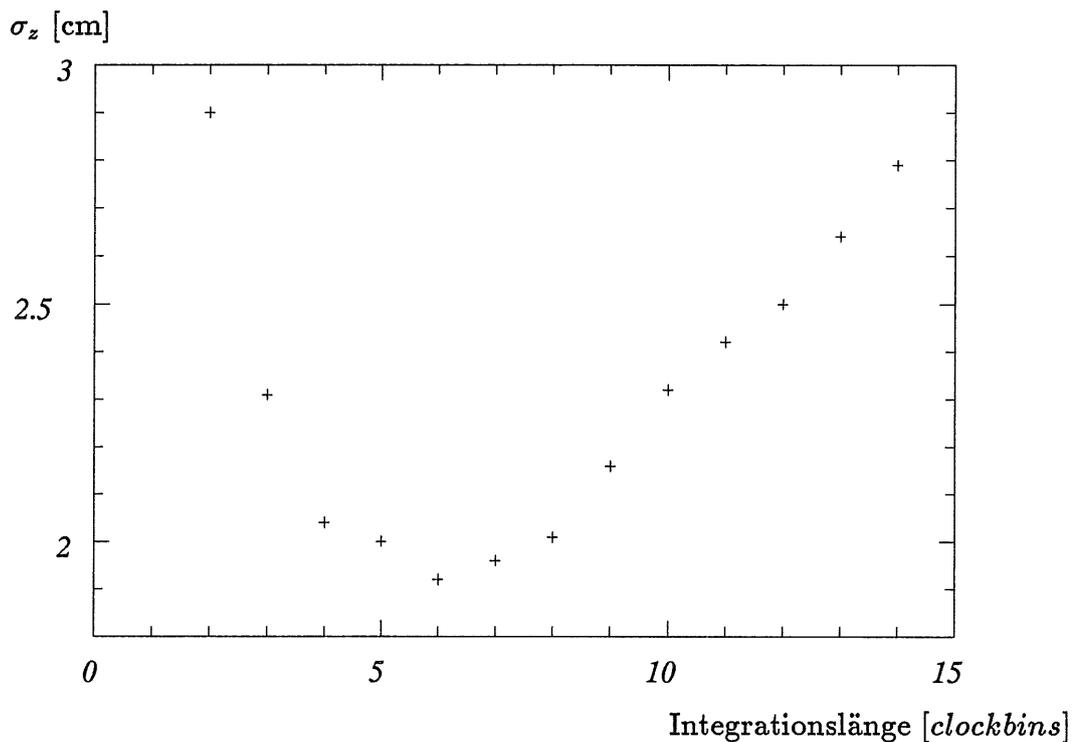


Abbildung 5.14: z -Auflösung als Funktion der Integrationslänge der Pulsintegrale A_{\pm}

daß die zur Zeit verwendete Integrationslänge von 8 *clockbins* größer ist als die optimale von 6 *clockbins*. Mit zunehmender Driftlänge diffundieren die Elektronen auseinander, der Signalpuls wird breiter und füllt somit das Integrationsintervall besser aus.

Wenn die Kalibrationskonstanten (g_+/g_-) und (L_{eff}/L) ohne systematischen Fehler bestimmt werden, so stimmt an jeder Stelle des Signaldrahtes die von der CJC mit Hilfe der Ladungsteilung gemessene z -Koordinate mit der von den Z-Kammern gelieferten überein. Dies ist in Abbildung 5.16 deutlich zu erkennen, in der die Mittelwerte und Standardabweichungen der Verteilungen $z_Z - z_{CJC}$ an den entsprechenden z -Koordinaten eingetragen sind. Weiterhin kann der Abbildung entnommen werden, daß die Auflösung von der Mitte des Drahtes nach außen zu den Drahtenden hin zunehmend schlechter wird. Dies rührt daher, daß bei gleicher Gesamtladung das kleinere Pulsintegral für steigende $|z_{CJC} - z_0|$ -Werte immer schlechter bestimmt wird und somit auch der Quotient A_-/A_+ in Gleichung 5.5 eine größere Ungenauigkeit erhält.

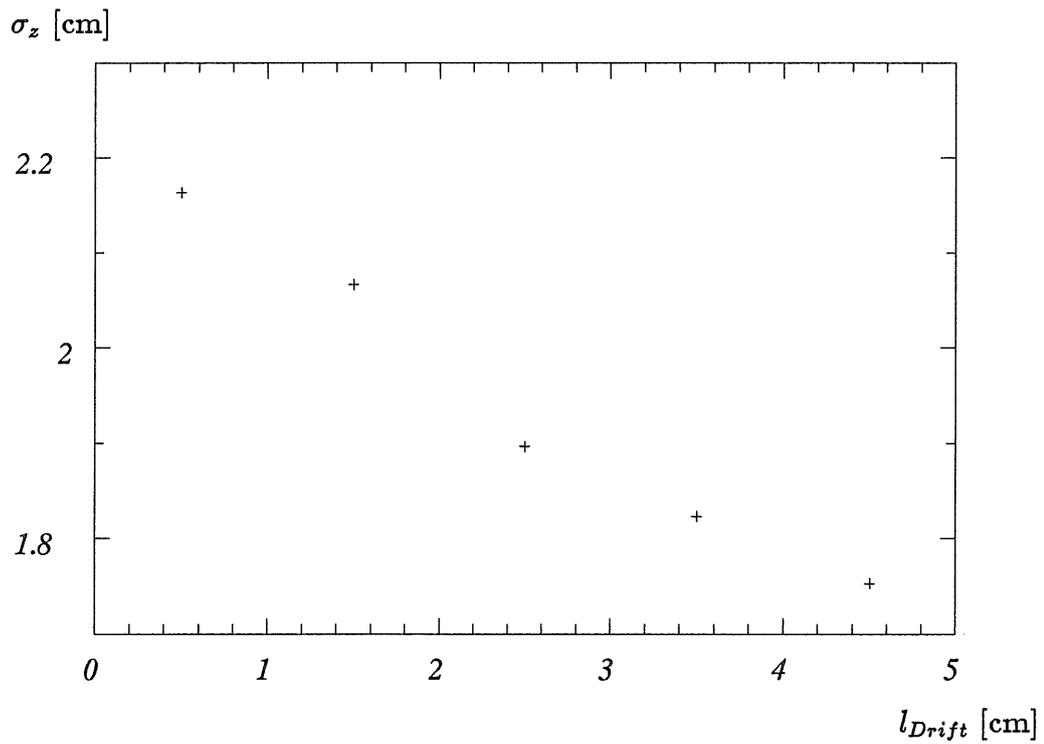


Abbildung 5.15: z -Auflösung als Funktion der Driftlänge

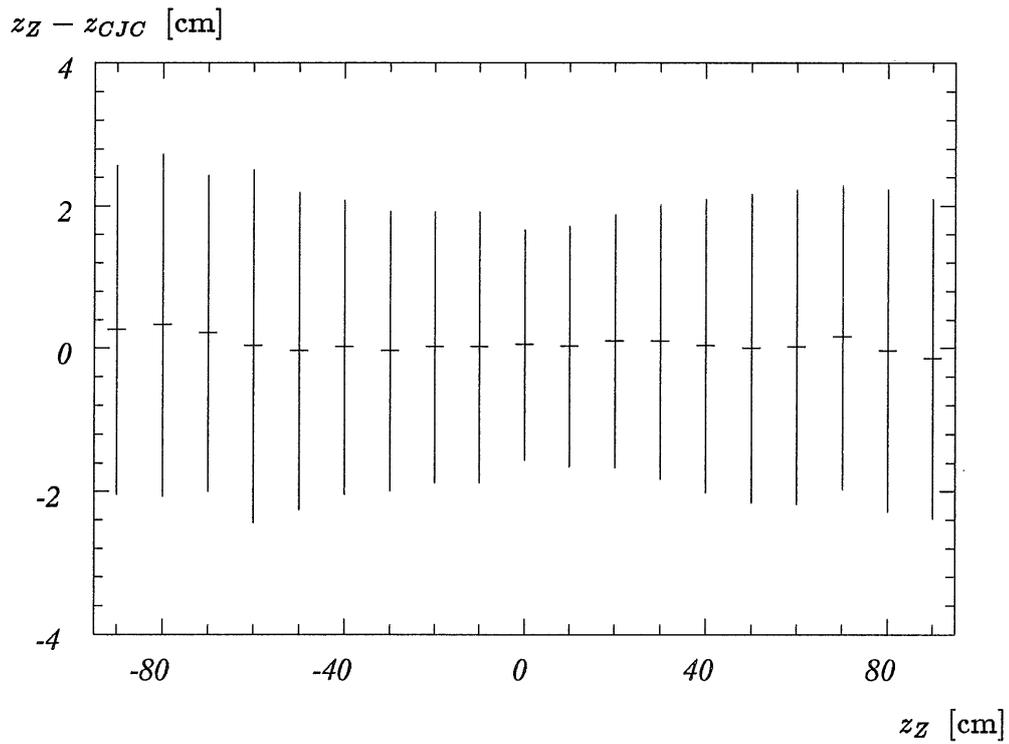


Abbildung 5.16: Mittelwerte der Residuenverteilungen $z_Z - z_{CJC}$ an verschiedenen Positionen entlang des Signaldrahtes (Die vertikalen Fehlerbalken sind hier nicht die Standardabweichungen der Mittelwerte, sondern die Standardabweichungen der Verteilungen).

Kapitel 6

dE/dx-Kalibration

Dieses Kapitel beschreibt die Energieverlustmessung einer Teilchenspur mit der zentralen Jetkammer (6.1), die Bestimmung der dafür notwendigen Kalibrationskonstanten (6.2) und die Ergebnisse der Kalibration (6.3). Der letzte Abschnitt des Kapitels (6.4) gibt einen Ausblick über Möglichkeiten zur Verbesserung der dE/dx -Messung.

6.1 Bestimmung des mittleren dE/dx für eine Spur

Ein elektrisch geladenes Teilchen, das eine dünne Gasschicht durchquert, verliert bei der Ionisation der Gasatome einen Teil seiner Energie. Dieses Phänomen wird durch das PAI-Modell beschrieben (siehe Abschnitt 3.1). In der üblichen Darstellung, in der der Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses aufgetragen wird, zeigen sich mehrere Bänder für die unterschiedlichen Teilchenarten aufgrund ihrer verschiedenen Massen (siehe Abbildung 6.3). So ist es allein mit einer Driftkammer möglich, durch die Bestimmung des Impulses und des Energieverlustes eines Teilchens, dieses in Bereichen, in denen sich die dE/dx -Bänder nicht überlagern, zu identifizieren. Der Energieverlust ist identisch für alle Teilchen, wenn man ihn gegen den Parameter $\beta\gamma$ aufträgt (siehe Abschnitt 3.1).

Die Anzahl der bei der Ionisation freiwerdenden Elektronen ist proportional zur abgegebenen Energie des Teilchens ΔE . Auch die auf einem Signaldraht der CJC nachgewiesene Ladung Q (siehe Gleichung 5.27) unterscheidet sich von dieser Energie nur um einen konstanten Faktor, da die Kammer im Proportionalbereich betrieben wird:

$$\Delta E = \left(\frac{dE}{dx} \right) \cdot \Delta S \propto F \cdot f \cdot \left(A_+ + A_- \cdot \left(\frac{g_+}{g_-} \right) \right) \quad (6.1)$$

Die Massenbelegung ist in einem homogenen Medium proportional zur in der Kammer zurückgelegten Strecke ΔS . Diese entspricht der Bogenlänge der Teilchenspur in der xy -Ebene ΔS_{xy} dividiert durch den Sinus des Polarwinkels θ :

$$\Delta S = \frac{\Delta S_{xy}}{\sin \theta} \quad (6.2)$$

Man erhält also für jeden Treffer auf einem Signaldraht eine Messung der Größe, die direkt proportional dem Energieverlust des Teilchens dE/dx in der Zelle ist:

$$\frac{dE}{dx} \propto \underbrace{F \cdot f}_{1/g_+} \cdot \left(A_+ + A_- \cdot \left(\frac{g_+}{g_-} \right) \right) \cdot \frac{\sin \theta}{\Delta S_{xy}} \quad (6.3)$$

Die Kalibrationskonstanten F und f berücksichtigen die Gasverstärkungen der Signaldrähte und die Verstärkungsfaktoren der Verstärker. Um den unterschiedlichen Gasverstärkungen in den beiden Ringen der CJC Rechnung zu tragen, und um außerdem flexibler auf Änderungen der äußeren Bedingungen (Luftdruck, Hochspannung, etc.) reagieren zu können, wird die Konstante g_+ in zwei Eichkonstanten F und f zerlegt. Die globale Eichkonstante F nimmt unterschiedliche Werte für die CJC1 und die CJC2 an. Sie wird so gewählt, daß die Einzeldrahtkonstante f im Mittel bei 1.0 liegt.

Man ist jedoch nicht so sehr daran interessiert, den genauen dE/dx -Wert einer Spur in keV/cm zu erhalten. Vielmehr ist von Bedeutung bis zu welchen Impulsen es möglich ist, die unterschiedlichen Teilchenarten zu separieren. Aus diesem Grund wird die durch das PAI-Modell vorgegebene Kurve durch den Wert in ihrem Minimum dividiert, so daß dort der normierte Energieverlust im Mittel Eins beträgt. An diese Kurve wird auch die Kalibration angelegt:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{norm} = \frac{\left(\frac{dE}{dx} \right)}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{min}} \quad (6.4)$$

Die auf den einzelnen Signaldrähten deponierten Ladungen dE/dx sind nicht gaußförmig um den Mittelwert verteilt, sondern folgen einer asymmetrischen Landau-Verteilung (siehe Abbildung 3.4). Durch seltene, hohe Einträge kann der Mittelwert für eine Spur stark schwanken. Um trotzdem eine stabile Größe für den mittleren Energieverlust eines Teilchens zu erhalten, gibt es unterschiedliche Möglichkeiten. Zwei von ihnen, die sich durch eine einfache und schnelle Berechnung auszeichnen, sind hier vorgestellt:

1. Truncated Mean-Methode

Bei der Methode des Truncated Mean (beschnittener Mittelwert) werden nicht alle Treffer einer Spur zur Mittelwertbildung des Energieverlustes verwandt. Statt dessen verwirft man einen Teil der Meßwerte. Im allgemeinen werden zwischen 20 bis 40 % der höchsten Einträge verworfen, weil sie eine große Unsicherheit des Mittelwertes bedingen. Zusätzlich ist es möglich einen unteren Schnitt (0–15%) an die Verteilung anzulegen, um zu verhindern, daß außergewöhnlich kleine Meßwerte in die Berechnung eingehen. Diese können zum Beispiel durch falsch zugeordnete Treffer verursacht werden. Die genauen Schnittgrenzen ergeben sich aus der optimalen dE/dx -Auflösung. Da im allgemeinen mehr hohe als niedrige Einträge verworfen werden, liegt der Mittelwert der Truncated Mean-Verteilung $\langle dE/dx \rangle_{trunc}$ niedriger als der der unbeschnittenen Verteilung. Wichtiger ist jedoch, daß die Varianz des Mittelwertes auf etwa ein Drittel der ursprünglichen reduziert wird [Vic88].

2. $1/\sqrt{x}$ -Methode

Eine andere Methode, einen stabilen Mittelwert der dE/dx -Verteilung einer Teilchenspur zu erhalten, ist die $1/\sqrt{x}$ -Methode. Auch hier werden nicht alle Treffer verwandt, sondern einige aus den oben genannten Gründen verworfen. Allerdings nur etwa 5-10%

am unteren sowie am oberen Ende der Verteilung. Für die übrigen bildet man das Mittel der inversen Wurzeln der Einträge¹. Der dE/dx -Wert der Spur ist der Kehrwert dieses Mittels zum Quadrat. Auch diese Methode verringert die Varianz des Mittelwertes, indem sie die großen Gewichte der hohen Einträge reduziert.

Zur Zeit wird der Energieverlust eines Teilchens noch mit beiden genannten Methoden berechnet. Welche der beiden Methoden dann die besseren Ergebnisse liefert, werden die Meßwerte zeigen (siehe Abschnitt 6.3).

6.2 Bestimmung der Parameter F und f

Die Kalibrationskonstanten der dE/dx -Messung F und f werden bestimmt, indem man die gemessenen Werte an die theoretisch mit Hilfe des PAI-Modells berechnete und normierte Energieverlustkurve für Pionen anpaßt.

Dazu werden nur Meßwerte verwandt, die zu Spuren gehören, die einem negativen Teilchen zuzuordnen sind. Und zwar aus dem folgenden Grund: Die meisten der in den ep -Runs entstehenden Teilchen sind Pionen, Protonen, Deuteronen² und Elektronen (vergleiche Abbildung 6.3 und 6.4). Es entstehen nur sehr wenige Anti-Protonen und praktisch keine Anti-Deuteronen. Die wenigen vermeintlichen Anti-Protonen sind größtenteils rückgestreute oder spiralende Protonen. Bei den negativ geladenen Teilchen handelt es sich also fast ausschließlich um Pionen und einige wenige Elektronen. Untergrundstrahlung durch kosmische Myonen erweist sich nicht als störend, da die Massen dieser beiden Teilchen sich nicht sehr stark unterscheiden, und somit die Minima der Energieverlustkurven für beide Teilchenarten dicht beieinander liegen.

Damit der theoretisch erwartete dE/dx -Wert einer Spur berechnet werden kann, muß der Impuls des betreffenden Teilchens bekannt sein. Er berechnet sich folgendermaßen aus den Spurparametern und der z -Komponente des Magnetfeldes am Ursprung:

$$p = \frac{e \cdot B}{|\kappa|} \cdot \sqrt{1 + \tan^2 \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right)} \quad (6.5)$$

wobei alle Größen in SI-Einheiten angegeben sind. Um den Impuls in der für die Hochenergiephysik gebräuchlicheren Einheit GeV/c angeben zu können, braucht man nur den obigen Ausdruck mit $10^{-9}c/e$ zu multiplizieren:

$$p = \frac{10^{-9} \cdot c \cdot B}{|\kappa|} \cdot \sqrt{1 + \tan^2 \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right)} \quad (6.6)$$

Da in die Berechnung des relativen Energieverlustes eines Teilchens der Sinus des Polarwinkels θ der Teilchenspur eingeht (siehe Gleichung 6.3), ist es notwendig, daß die akzeptierten Spuren in der rz -Ebene gut definiert sind. Darum werden nur Spuren verwandt, die entweder mit zwei Z-Kammer-Segmenten verbunden sind, oder mit einem Z-Kammer-Segment verbunden sind, aber dann mindestens 30 Treffer enthalten.

Für die Treffer, die den akzeptierten Spuren zugeordnet sind, wird die Größe

$$\frac{\left(A_+ + A_- \left(\frac{g_+}{g_-} \right) \right) \cdot \sin \theta}{\langle dE/dx \rangle_{norm.} \cdot \Delta S_{xy}}$$

¹Die Methode beruht auf der Beobachtung, daß diese Größe nahezu normalverteilt ist.

²Die Deuteronen entstehen ausschließlich in Strahl-Restgas- und Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen.

für jeden Draht histogrammiert. Erwartungsgemäß genügen die Einträge einer Landau-Verteilung. Die 10 niedrigsten und die 30 höchsten von 100 Einträgen auf jedem Draht werden verworfen. Der Mittelwert der übrigen entspricht dem Kehrwert des Produktes $F \cdot f$ für den Draht. Auch hier wird, wie schon bei der Z-Kalibration, aus Speicherplatzgründen nach jeweils 100 eingelesenen Meßwerten ein temporärer Mittelwert gebildet:

$$F \cdot f = \left\langle \frac{\left(A_+ + A_- \left(\frac{g_+}{g_-} \right) \right) \cdot \sin \theta}{\langle dE/dx \rangle_{norm.}} \cdot \frac{\Delta S_{xy}}{\Delta S_{xy}} \right\rangle_{10\%-70\%}^{-1} \quad (6.7)$$

Man erhält F_1 und F_2 , indem man die Mittelwerte der $F \cdot f$ getrennt für die beiden Ringe der CJC berechnet:

$$F_j = \langle F_j \cdot f_i \rangle \quad \text{mit} \quad j = \begin{cases} 1 & \text{für } i = 0, \dots, 719 \\ 2 & \text{für } i = 720, \dots, 2639 \end{cases} \quad (6.8)$$

In die Berechnung der globalen Eichkonstanten gehen nur die dünnen Signaldrähte ein, deren Gasverstärkung nicht zu sehr vom Mittelwert abweicht (2σ -Schnitt). Die Einzeldrahtkalibrationskonstanten f berechnen sich dann folgendermaßen:

$$f_i = \frac{\langle F_j \cdot f_i \rangle}{F_j} \quad (6.9)$$

Signaldrähte, für die keine Kalibration durchgeführt werden konnte, erhalten ihre individuelle Eichkonstante etwas anders als bei der z -Kalibration. Wurde dort nur zwischen dicken und dünnen Drähten unterschieden, wird jetzt ein lagenabhängiges Mittel gebildet. Eine Lage entspricht einer Gruppe von 30 (in der CJC1) bzw. 60 (in der CJC2) Signaldrähten, die den gleichen Abstand vom Ursprung der xy -Ebene haben. Dies wird gemacht, da die dünnen Signaldrähte, die in der Nähe der Randdrähte liegen, nicht unbeeinflusst von Felddeformationen durch diese Randdrähte bleiben.

6.3 Ergebnisse der dE/dx -Kalibration

Die in diesem Kapitel aufgeführten Ergebnisse der dE/dx -Kalibration beziehen sich auf die Elektron-Proton-Runs 27005–27006, bei denen die Gasverstärkung in der CJC2 doppelt so groß war wie in der CJC1.

Wie schon bei der Z-Kalibration werden ungenaue oder systematisch falsche Meßpunkte verworfen und tragen somit nicht zur Bestimmung der Eichkonstanten bei. Dazu gehören alle Meßwerte, die unter einen der folgenden Punkte fallen:

- Meßpunkte, die von Testpulsen herrühren. Sie sind an einer relativ hohen Ladung bei festen z_{CJC} -Werten außerhalb des Signaldrahtbereiches zu erkennen.
- Meßpunkte, die nur einseitig ausgelesen sind, das heißt bei denen mindestens eines der beiden Pulsintegrale Null ist.
- Meßpunkte, deren Projektion der Ionisationsstrecke in der xy -Ebene kleiner als 0.7 cm ist. So kurze Ionisationsstrecken können nur auftreten, wenn der Teilchendurchgang am Rand des Driftraumes erfolgt.

- Meßpunkte, deren Projektion der Ionisationsstrecke in der xy -Ebene größer als 2.0 cm ist. Eine so große Distanz zwischen Teilchendurchgang und Signaldraht tritt auf, wenn der Winkel zwischen der Spur und der Signaldrahtebene sehr groß ist. Bei einem so großen Winkel erreichen nicht mehr alle Elektronen den Signaldraht innerhalb der Integrationslänge von 8 *clockbins*, wodurch die gemessene Ladung verringert wird.
- Meßpunkte, für die $|z_Z - z_{CJC}| > 3\sigma_z$ ist. Eine schlechte z -Auflösung weist darauf hin, daß die Pulsintegrale A_{\pm} ungenau gemessen sind, oder der Treffer von einer anderen Spur stammt.
- Meßpunkte, deren Driftlänge l_{Drift} kleiner als 5 mm ist. In diesem Fall kreuzen die Teilchenspuren die Gasverstärkungszone und deponieren somit eine geringere Ladung auf dem Draht.
- Meßpunkte, denen ein weiterer Treffer auf dem selben Signaldraht folgt und zwischen denen der Unterschied in der Driftlänge l_{Drift} weniger als 5 mm beträgt.

In Abbildung 6.1 ist das Produkt der Kalibrationskonstanten F und f für alle Signaldrähte dargestellt. Es ist zu erkennen, daß dieses Produkt für die ersten 720 Drähte (CJC1) im Mittel etwa doppelt so groß ist, wie für die übrigen (CJC2). Dies entspricht der Erwartung aufgrund der erhöhten Gasverstärkung im äußeren Ring der CJC. Außerdem erkennt man in der Abbildung, daß es Drähte gibt, die eine deutlich größere Kalibrationskonstante haben als die übrigen. Dabei handelt es sich um die Randdrähte, die aufgrund ihres größeren Durchmessers eine verminderte Gasverstärkung aufweisen. Außerdem fällt auf, daß einige Drähte um die Drahtnummern 1100 und 1350 erhöhte Kalibrationskonstanten haben. Es handelt sich dabei um defekte Zellen der CJC, deren Hochspannung reduziert wurde. Nicht verstanden sind bis jetzt die globalen, sich über mehrere Zellen erstreckenden Schwankungen der Eichkonstanten. Außerdem ist nicht eindeutig klar, warum die Werte für die Drähte zwischen 2250 und 2300 niedriger sind als die übrigen. Eventuell besteht ein Zusammenhang mit einem zur Zeit noch nicht lokalisierten Gasleck in der zentralen Jetkammer.

Aus den Mittelwerten $\langle F \cdot f \rangle$ und der Forderung, daß die f der dünnen Drähte im Mittel Eins betragen sollen, ergeben sich für die globalen Eichkonstanten F_1 und F_2 nach der Kalibration folgende Werte (siehe Abbildung 6.1):

$$\begin{aligned} F_1 &= 0.242 \cdot 10^{-2} \\ F_2 &= 0.115 \cdot 10^{-2} \end{aligned} \quad (6.10)$$

Die Verteilungen der Einzeldrahtkalibrationskonstanten f für die dicken und dünnen Signaldrähte haben folgende Mittelwerte und Breiten:

dicke Drähte:

$$\langle f \rangle = 2.11 \pm 0.17 \quad (6.11)$$

dünne Drähte:

$$\langle f \rangle = 1.00 \pm 0.08 \quad (6.12)$$

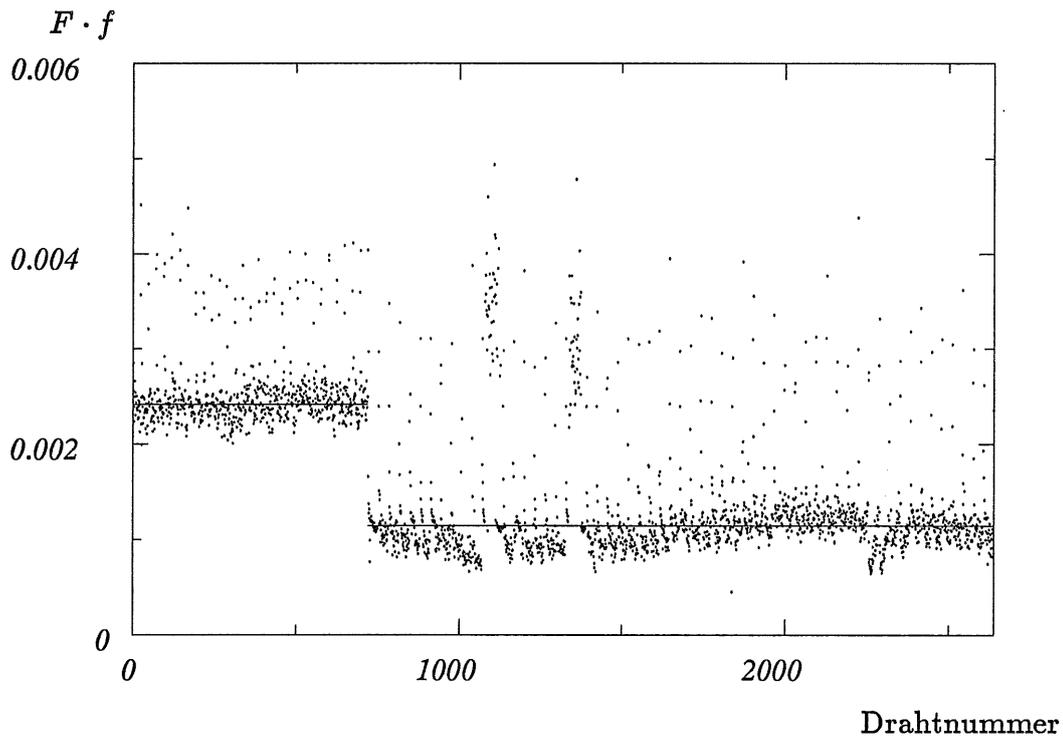


Abbildung 6.1: Das Produkt der Eichkonstanten $F \cdot f$ für die verschiedenen Signaldrähte

Die Mittelwerte der Einzeldrahtkalibrationskonstanten der verschiedenen Signaldrahtlagen sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Besonders gut erkennt man am inneren Rand der CJC2 (Lagen 25-30), daß nicht nur die Randdrähte eine verminderte Gasverstärkung aufweisen, sondern auch die benachbarten Signaldrähte betroffen sind. Aus diesem Grund erhalten die nicht kalibrierten Drähte die mittlere Kalibrationskonstante der zugehörigen Lage $\langle f \rangle_{Lage}$ als Eichkonstante. Für die unbeeinflussten Lagen gilt wie gefordert $\langle f \rangle_{Lage} \approx 1$.

In den Abbildungen 6.3 und 6.4 ist der mittlere Energieverlust für positive bzw. negative Teilchen gegen den Impuls der Teilchen aufgetragen. Es handelt sich dabei um Spuren, die mindestens 25 akzeptierte Treffer und zwei Z-Kammer-Verbindungen, oder mehr als 30 Treffer und eine Z-Kammer-Verbindung, oder mindestens 40 Treffer haben. Deutlich sind in Abbildung 6.3 die Protonen, Deuteronen und positiv geladenen Pionen zu erkennen. Zwischen den Pionen und Protonen könnten einige Spuren von Kaonen erzeugt worden sein. Bei den negativ geladenen Teilchen handelt es sich fast ausschließlich um Pionen (siehe Abbildung 6.4). Es sind jedoch auch einige Spuren zu erkennen, die zu Teilchen mit der Proton- bzw. Kaonmasse gehören. Um sicher zu gehen, daß es sich dabei nicht um rückgestreute oder spiralande Teilchen handelt, müßte man die Spuren genauer untersuchen (z.B. mit einem d_{ca} -Schnitt). Für die beiden Verfahren zur Bestimmung des mittleren dE/dx einer Teilchenspur ergeben sich im Minimum der Energieverlustkurve der Pionen folgende Auflösungen:

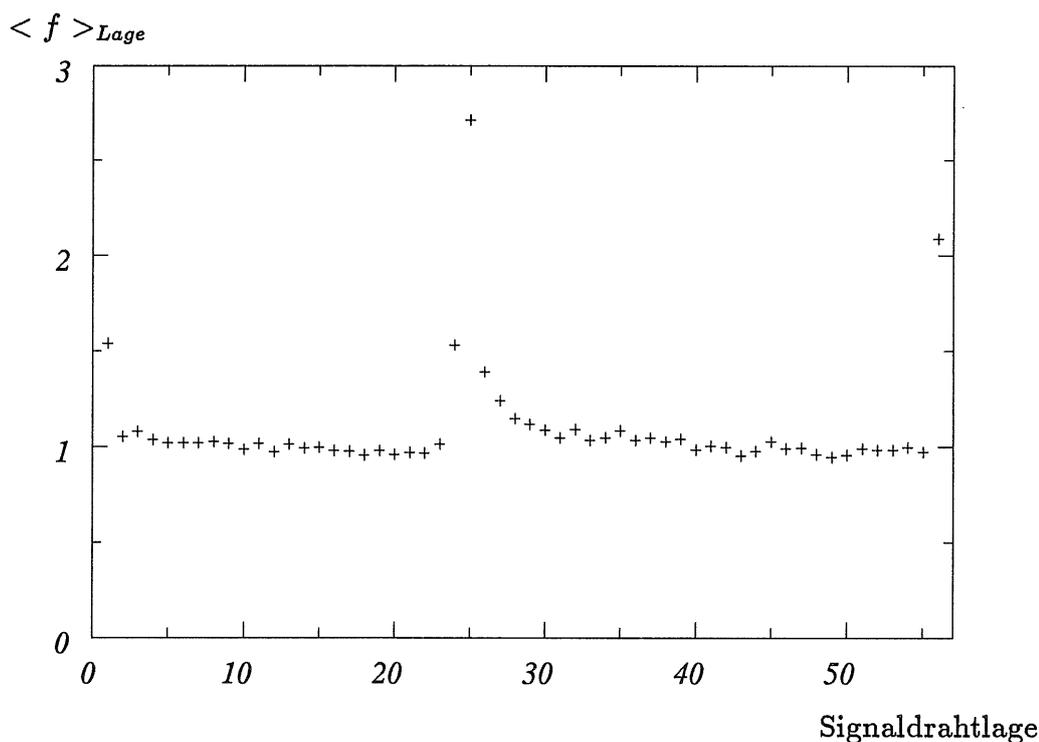


Abbildung 6.2: Mittelwerte der Einzeldrahtkalibrationskonstanten f für die verschiedenen Signaldrahtlagen (CJC1: Lagen 1-24, CJC2: Lagen 25-56)

Truncated Mean-Methode:

$$\left(\frac{\sigma \frac{dE}{dx}}{\frac{dE}{dx}} \right)_{min} = 10.7\% \quad (6.13)$$

$1/\sqrt{x}$ -Methode:

$$\left(\frac{\sigma \frac{dE}{dx}}{\frac{dE}{dx}} \right)_{min} = 11.0\% \quad (6.14)$$

Je mehr Einzelmessungen zur Bestimmung des mittleren Energieverlustes einer Spur beitragen, desto genauer kann dieser Wert berechnet werden. Verschärft man also die Bedingungen, die an die Teilchenspuren gestellt werden, so verringert man damit die Schwankung der dE/dx -Messung, die außer von der Anzahl der akzeptierten Treffer auch noch von der Spurlänge abhängt. Fordert man 5 Treffer mehr für jede Spur, so erhält man mit der Truncated Mean-Methode eine relative Energieverlustauflösung von 9.3 %. Die $1/\sqrt{x}$ -Methode liefert sogar eine Auflösung von 9.2 %. Offensichtlich unterscheiden sich die beiden Verfahren in der Güte kaum voneinander, so daß andere Kriterien (z.B. benötigte Rechenzeit) darüber entscheiden müssen, welches von ihnen schließlich angewandt wird.

In Abbildung 6.5 sind die Energieverluste von Spuren histogrammiert, deren Impuls zwischen 0.7 GeV/c und 0.9 GeV/c liegt. Deutlich erkennt man die Ansammlungen, die den Pionen, Protonen und Deuteronen zuzuordnen sind. In diesem Bereich ist zwar keine hundertprozentige Pion-Proton-Trennung möglich, da sich die Verteilungen überlappen, in jedem Fall erlaubt die erreichte Auflösung jedoch bestimmte Schnitte durchzuführen, um sich somit angereicherte Proben von Ereignissen zu verschaffen, die

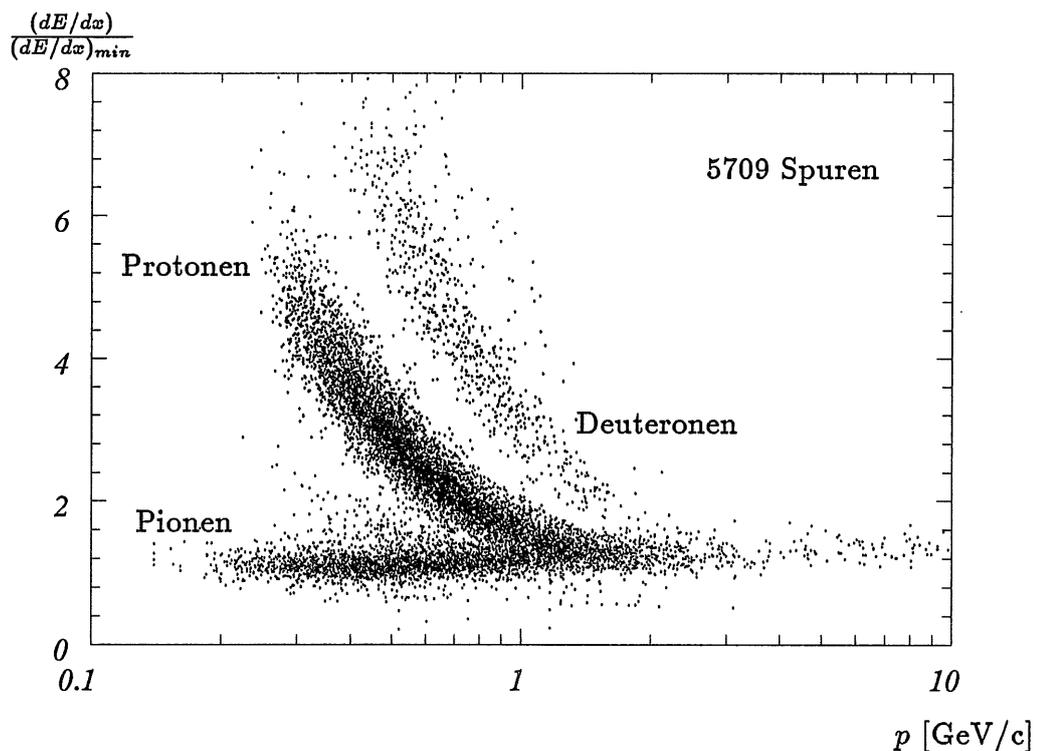


Abbildung 6.3: Mittlerer Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses für 5709 positive Spuren der ep -Runs 27005–27006. Man erkennt die Bänder von Pionen, Protonen und Deuteronen.

gewisse Charakteristiken (z.B. keine Protonen) aufweisen.

6.4 Ausblick

Die erreichte Auflösung des relativen Energieverlustes von $\approx 10\%$, entspricht zur Zeit noch nicht dem Designwert von 6% . Vielleicht ist diese Forderung nicht vollständig zu realisieren, eine Verbesserung der Auflösung durch systematische Untersuchungen ist aber in jedem Fall möglich.

So könnte zum Beispiel das Parametrisieren bestimmter Abhängigkeiten die Auflösungen der einzelnen Meßpunkte verbessern. Zu solchen Abhängigkeiten gehören dE/dx als Funktion der Driftlänge, des Winkels zwischen Signaldrahtebene und Teilchenspur oder des Abstandes zum nächsten Treffer auf dem selben Draht. Außerdem könnten dann einige der bis jetzt aufgrund der angelegten Schnitte verworfenen Meßpunkte zusätzlich zur Bestimmung des Energieverlustes verwandt werden.

Der relative Energieverlust dE/dx hängt stark von äußeren Bedingungen (Luftdruck, Gaszusammensetzung, etc.) ab. Änderungen dieser Größen haben einen geringeren Einfluß auf die Einzeldrahtkonstanten f , die ja im Mittel auf Eins normiert werden, als auf die globalen Parameter F_1 und F_2 . Um schon während der Datennahme eine Information darüber zu erhalten, ob sich die F_i innerhalb des betreffenden Runs signifikant ändern, ist geplant, diese Konstanten ständig durch Programme zu kontrollieren. In einem weiteren Schritt, allerdings erst, wenn die dE/dx -Messung bis ins Detail verstanden ist, könnte die Kalibration sogar parallel zur Datennahme erfolgen.

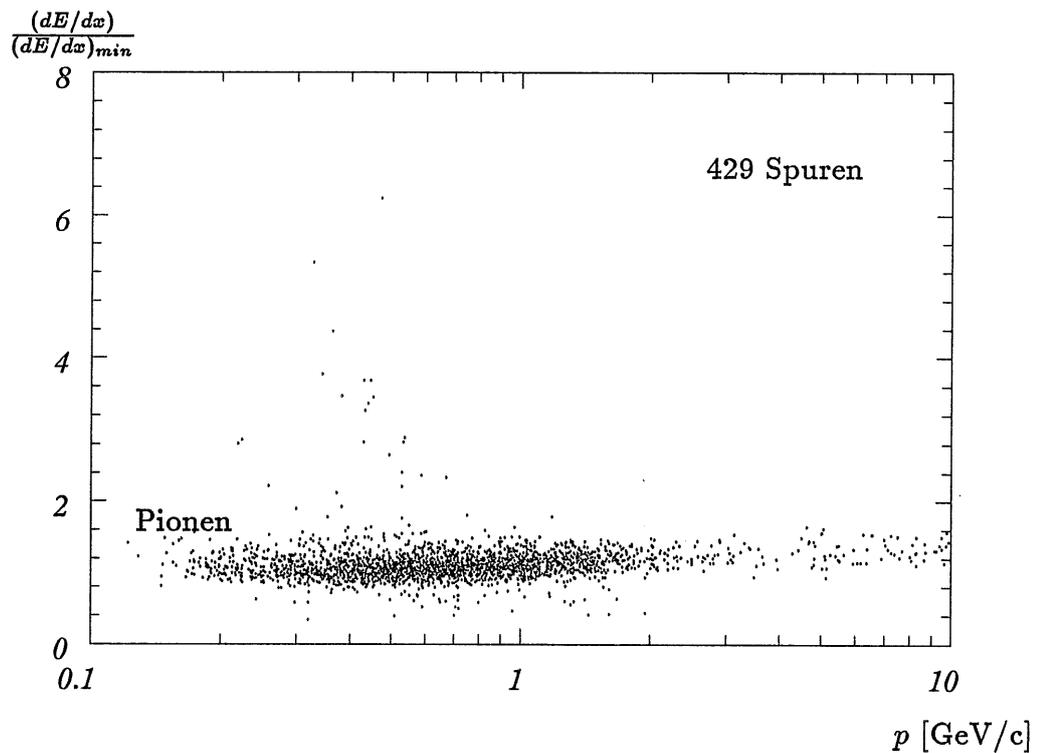


Abbildung 6.4: Mittlerer Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses für 429 negative Spuren der ep -Runs 27005–27006. Bis auf einige Ausnahmen handelt es sich ausschließlich um Pionen.

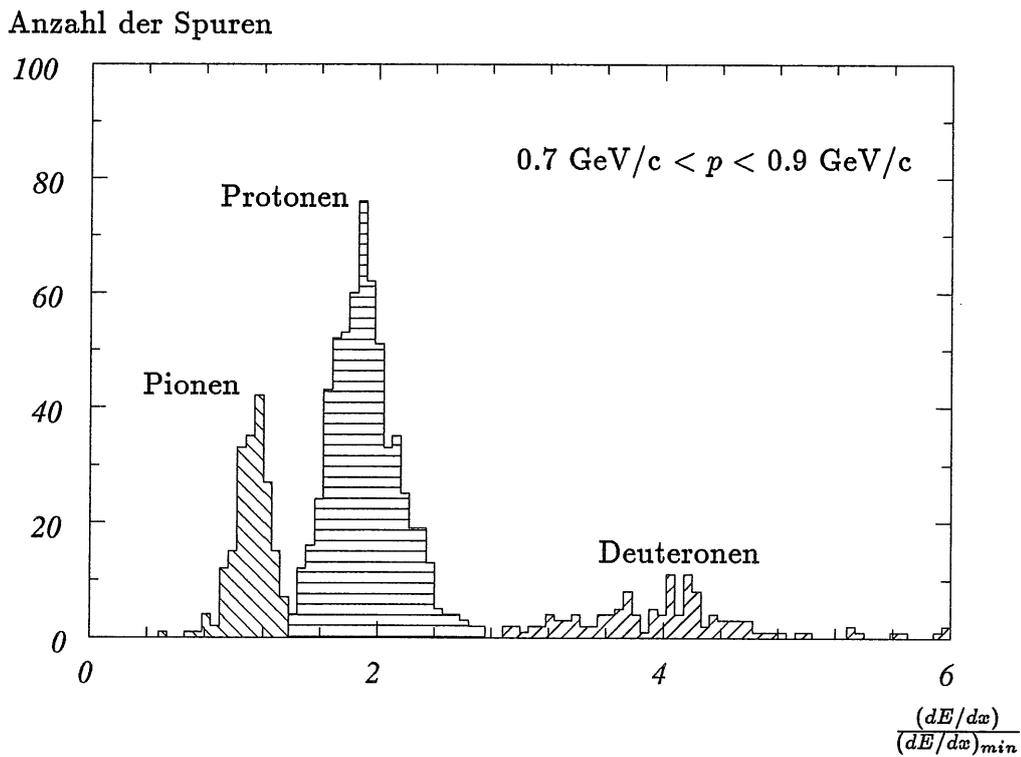


Abbildung 6.5: 940 Spuren mit Impulsen zwischen $0.7 \text{ GeV}/c$ und $0.9 \text{ GeV}/c$ als Funktion des relativen Energieverlustes dE/dx . Man erkennt deutlich, in welchen Bereichen sich die verschiedenen Teilchenarten befinden.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit bestand darin, eine Kalibration der Messung der z -Koordinate und des mittleren Energieverlustes dE/dx für die zentrale Spurenkammer CJC des H1-Detektors am HERA-Speicherring durchzuführen. Die Kalibrationskonstanten wurden mit Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung und mit Daten verschiedener Run-Perioden aus ep -Kollisionen bestimmt. Als Kammergas diente $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4$ (89:10:1). Die Gasverstärkung war in der CJC2 etwa doppelt so groß eingestellt wie in der CJC1.

Unter diesen Bedingungen konnte eine mittlere z -Auflösung pro Treffer von $\sigma_z = 2$ cm für die Reaktionsprodukte der Elektron-Proton-Kollisionen erreicht werden. Dies entspricht 0.9 % der Signaldrahtlänge:

$$\frac{\sigma_z}{L} = 0.9\% . \quad (7.1)$$

Damit liegt die erreichte Auflösung sogar um 0.1 % unter dem berechneten Designwert. Die Messungen ließen eine starke Abhängigkeit der z -Auflösung von der auf dem Draht deponierten Ladung erkennen:

$$\sigma_z = \left(1.35 + \frac{1.71 \cdot 10^5}{((A_+ + A_-) + 4.27 \cdot 10^2)^{1.53}} \right) \text{ cm} . \quad (7.2)$$

Andere Abhängigkeiten (von Teilchenrichtung, Driftlänge, etc.) sind von untergeordneter Bedeutung. Simulationsrechnungen haben gezeigt, daß die erreichte Genauigkeit bei der Messung der z -Koordinate nicht mehr wesentlich durch andere Kalibrationsmechanismen zu optimieren ist. Eine bessere Bestimmung der Kalibrationskonstanten kann nur noch durch eine Verbesserung der Einzeldrahtauflösung erreicht werden, indem Parameter der Hardware (z.B. die Eingangsimpedanzen der Vorverstärker) geändert werden. Dabei ist jedoch zu beachten, daß eine optimale $r\phi$ -Messung stets vorrangig ist.

Auch die Eichkonstanten F und f der Energieverlustmessung wurden mit Hilfe der erstellten Programme für verschiedene Run-Perioden bestimmt. Nach der Kalibration betrug die Auflösung im Minimum der Bethe-Bloch-Kurve:

$$\left(\frac{\sigma \frac{dE}{dx}}{\frac{dE}{dx}} \right)_{min} = 9.2 - 10.7\% , \quad (7.3)$$

je nachdem, welche Qualitätsanforderungen an die Teilchenspuren gestellt wurden. Damit liegt die Auflösung noch deutlich über dem Designwert von 6 % . Um sicher zu

gehen, daß keine Treffer verwandt wurden, die ungenau oder systematisch falsch sind, wurden Schnitte gemacht. So wurden zum Beispiel Treffer mit zu kurzer Driftlänge verworfen¹. Es ist mit der erreichten Genauigkeit möglich, in bestimmten Impulsbereichen eine effiziente Teilchenidentifikation durchzuführen.

Um die dE/dx -Auflösung in Zukunft zu verbessern, müssen Abhängigkeiten des Energieverlustes (z.B. von der Driftlänge) detailliert untersucht und gegebenenfalls parametrisiert werden. Mit diesen Parametrisierungen könnten Korrekturen vorgenommen werden, so daß zur Zeit als kritisch angesehene Treffer nicht mehr verworfen werden müßten.

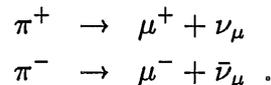
Um äußere Bedingungen bei der Kalibration zu berücksichtigen, sollten die globalen Konstanten F relativ häufig bestimmt werden. Die Einzeldrahtkalibrationskonstanten f ändern sich erfahrungsgemäß kaum, so daß die Kalibration dieser Größen genauso wie die der Eichkonstanten für die z -Messung nur etwa einmal pro Run-Periode durchgeführt werden muß, solange keine Änderungen an der Hardware vorgenommen werden. Es ist für die Zukunft geplant, eine Bestimmung der globalen Kalibrationskonstanten F parallel zur Datennahme durchzuführen.

¹Bei diesen Treffern durchquert das Teilchen die Gasverstärkungszone und deponiert damit eine kleinere Ladung auf dem Signaldraht als man aufgrund des Teilchenimpulses erwartet.

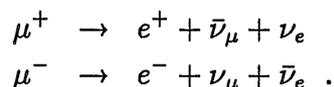
Anhang A

Phänomenologische Aspekte der kosmischen Höhenstrahlung

Die kosmische Höhenstrahlung ist eine auf der Erdoberfläche allzeit verfügbare Teilchenquelle und entsteht dadurch, daß vollständig ionisierte, hochenergetische Kerne¹ aus dem Weltraum (Primärstrahlung) auf die Atome der Erdatmosphäre treffen und mit ihnen wechselwirken. Die Erdatmosphäre entspricht dabei einem Target von 12 Kernwechselwirkungslängen oder 28 Strahlungslängen [Gru84]. Man unterscheidet vier verschiedene Komponenten der kosmischen Höhenstrahlung: die hadronische, die myonische, die elektromagnetische und die Neutrिनokomponente (siehe Abbildung A.1). Die hadronische Komponente entsteht durch starke Wechselwirkung der Primärteilchen mit den Sauerstoff- und Stickstoffkernen der Atmosphäre und besteht größtenteils aus Pionen. Die geladenen Pionen π^\pm zerfallen mit einer Lebensdauer von $2.6 \cdot 10^{-8}$ s in ein Myon und ein Neutrino:



Die Myonen haben eine Lebensdauer von $2.2 \cdot 10^{-6}$ s und können aufgrund ihrer hohen Energie und dem damit verbundenen Effekt der Zeitdilatation die Erdoberfläche erreichen. Sie bilden die myonische Komponente der kosmischen Höhenstrahlung. Einige Myonen zerfallen, bevor sie die Erdoberfläche erreichen, in ein Elektron bzw. Positron, ein Neutrino und ein Antineutrino:



Das dabei erzeugte Elektron bzw. Positron kann durch Bremsstrahlung hochenergetische Photonen erzeugen, die wiederum in ein Elektron und ein Positron konvertieren können. Diese beiden Prozesse führen zur Bildung eines elektromagnetischen Schauers. Ursache eines solchen Schauers kann auch eines der beiden Photonen sein, die beim Zerfall eines neutralen Pions π^0 ($\tau_{\pi^0} = 8.4 \cdot 10^{-17}$ s) entstehen. Diese Schauer bilden die elektromagnetische Komponente der kosmischen Höhenstrahlung. Die Neutrिनokomponente besteht aus den Neutrinos und Antineutrinos, die hauptsächlich in den Zerfällen von Pionen und Myonen entstehen.

¹85% Protonen, 12.5% Alphateilchen und 2.5% Kerne mit $Z \geq 3$

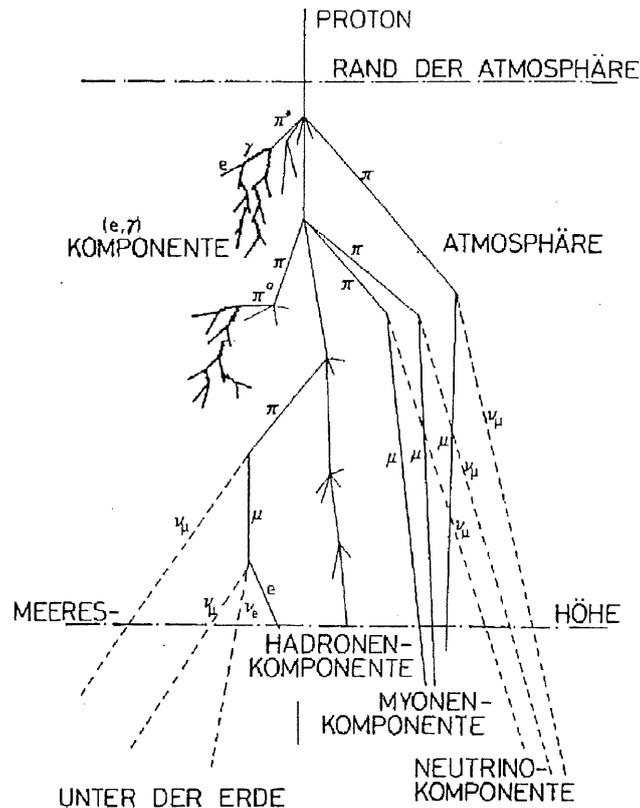


Abbildung A.1: Schematische Darstellung der Propagation der kosmischen Strahlung durch die Atmosphäre [Gru84]

Aufgrund der häufigen Wechselwirkungen unterscheidet sich die kosmische Höhenstrahlung auf Meereshöhe erheblich von der Primärstrahlung. Während die Zusammensetzung der Primärstrahlung im wesentlichen der des Universums entspricht, sind auf Meereshöhe etwa 80% der geladenen Teilchen Myonen, 20% Elektronen und weniger als 1% Hadronen. Die einzigen Teilchen der Höhenstrahlung, die noch 20 m unter der Erdoberfläche in ausreichender Menge nachgewiesen werden können, sind die Myonen. Die Pionen zerfallen aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer, die elektromagnetische Komponente wird vorher absorbiert und die Neutrinos durchdringen den Detektor aufgrund ihres geringen Wirkungsquerschnittes ohne Wechselwirkung.

Auf Meeresebene beträgt die Intensität der kosmischen Myonen etwa $200 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ und ist gemäß der Gleichung A.1 vom Zenitwinkel ϑ abhängig:

$$I_{\mu}(\vartheta) = I_{\mu}(0) \cdot \cos^n \vartheta . \quad (\text{A.1})$$

Der Exponent n dieser Gleichung ist eine impulsabhängige Größe und beträgt im Mittel $\langle n \rangle = 1.85 \pm 0.1$. Für niederenergetische Myonen ist $n \approx 2$, während für die äußerst seltenen Myonen mit $E_{\mu} > 5 \text{ TeV}$ n etwa -1 beträgt. Die Ursache dafür liegt darin, daß die Elternteilchen der Myonen (im wesentlichen Pionen) mit großem Zenitwinkel ϑ lange Strecken in der Atmosphäre zurücklegen und vorwiegend in Neutrinos und hochenergetische Myonen zerfallen. Die Hadronen, die unter kleinem ϑ die Atmosphäre durchdringen, erfahren einen hohen Dichtegradienten und gehen oft Reaktionen ein, bei denen viele niederenergetische Teilchen entstehen, die wiederum häufig in Myonen zer-

fallen. Da der größte Teil der Primärteilchen positiv geladen ist, ist auch das Verhältnis von positiven zu negativen Myonen größer als 1. Es beträgt $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1.28$. Das breite Impulsspektrum der kosmischen Myonen auf Meereshöhe, welches es ermöglicht, diese als Teilchenquelle für Test- und Kalibrationsstudien zu benutzen, ist in Abbildung A.2 dargestellt.

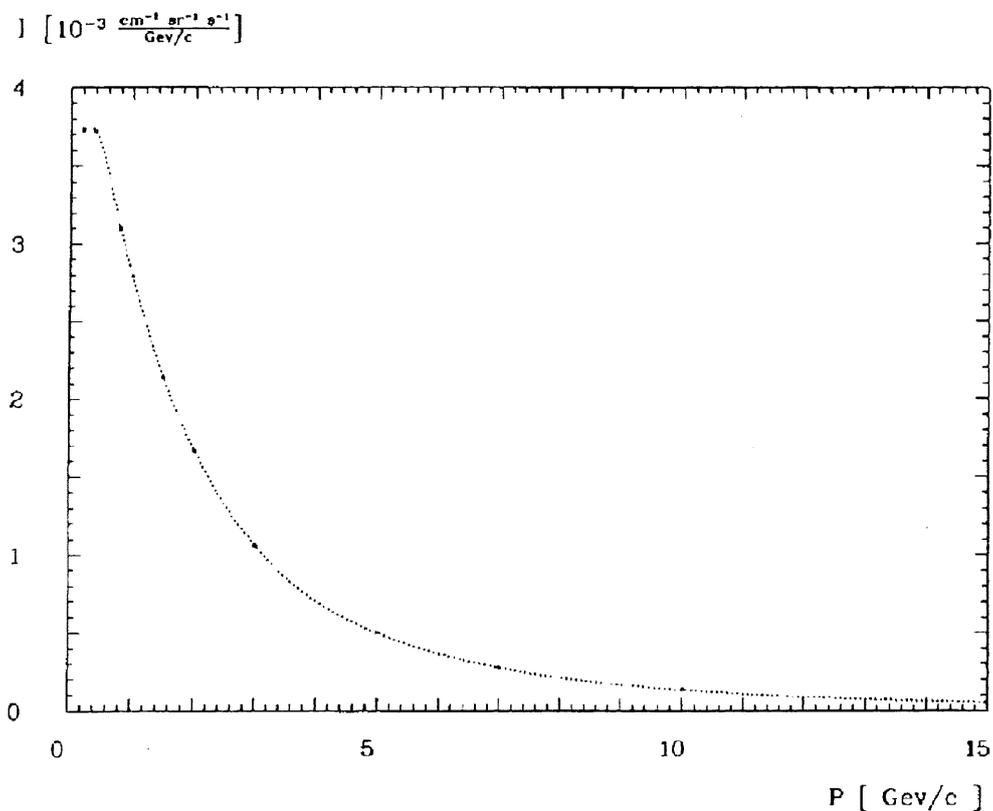


Abbildung A.2: Impulsspektrum der kosmischen Myonen auf Meereshöhe für Impulse $p > 0.2 \text{ GeV/c}$ [Reu88]

Anhang B

Spurparametrisierung im zentralen Spurendetektor

Eine Teilchenspur wird durch fünf Parameter räumlich festgelegt. Diese Parameter werden nach der Spurrekonstruktion in die Spurbanken (CJKR, CTKR) eingetragen. Drei der fünf Größen (κ , d_{ca} und ϕ) bestimmen die Spurrichtung in der xy - bzw. $r\phi$ -Ebene, die beiden übrigen (z_0 und θ) in der $S_{xy}z$ -Ebene¹:

Spurparameter in der $r\phi$ -Ebene:

$$\begin{aligned}\kappa &= \text{Krümmung} \\ d_{ca} &= \text{kürzester Abstand vom Ursprung}^2 \\ \phi &= \text{Winkel zwischen Spur und } x\text{-Achse am } d_{ca}\end{aligned}$$

Spurparameter in der $S_{xy}z$ -Ebene:

$$\begin{aligned}z_0 &= z\text{-Koordinate am } d_{ca} \\ \theta &= \text{Winkel zwischen Spur und } z\text{-Achse am } d_{ca}\end{aligned}$$

Man geht bei der Bestimmung der Parameter einer Teilchenspur und deren Vorzeichen folgendermaßen vor: Die Spur wird in die xy -Ebene projiziert, dort zu einem Kreis vervollständigt und der Punkt auf dem Kreis ermittelt, der dem Ursprung des Koordinatensystems am nächsten liegt. Die Strecke zwischen diesem Punkt und dem Ursprung ist der d_{ca} . Im folgenden wird oft auch der Punkt selbst so genannt. ϕ ist der Azimutwinkel am d_{ca} und liegt zwischen der Kreistangente und der x -Achse. Um die Vorzeichen von κ und d_{ca} zu bestimmen, dreht man die Projektion der Spur so im Koordinatensystem, daß der d_{ca} auf der x -Achse zu liegen kommt, und die Spur sich in positive y -Richtung entwickelt. Danach kann man die Vorzeichen sofort aus Abbildung B.1 ablesen.

Die spezielle Vorzeichenkonvention wurde aus folgendem Grund gewählt. Man erhält bei den steifen Spuren hochenergetischer Teilchen für die Krümmung κ sehr kleine Werte. Mit der oben erläuterten Definition verhindert man, daß bei einer Fehlbestimmung des Vorzeichens von κ , auch d_{ca} ein falsches Vorzeichen bekommt.

¹ S_{xy} ist die Bogenlänge der in die xy -Ebene projizierten Teilchenspur.

²*distance of closest approach*

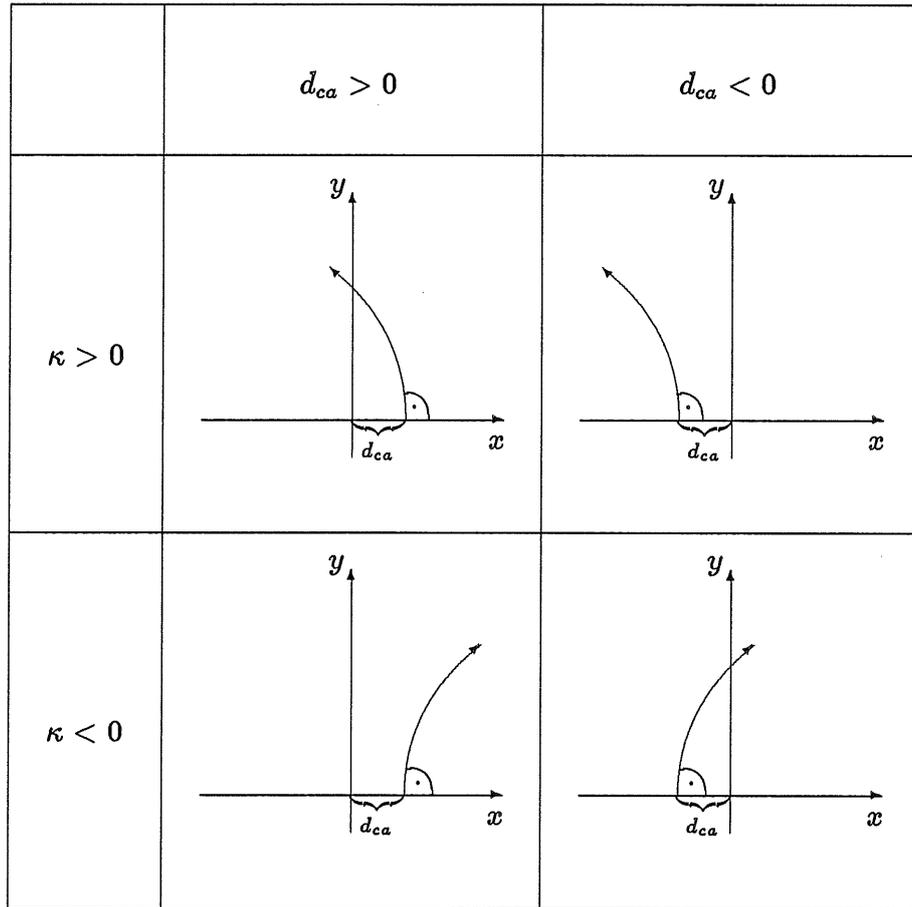


Abbildung B.1: Skizze zur Erläuterung der Vorzeichenkonvention für die Spurparameter κ und d_{ca} [Blo92a]

Die Größe z_0 ist die z -Koordinate der Teilchenspur am d_{ca} . Der Polarwinkel θ ergibt sich aus der Variation der z -Koordinate mit der Bogenlänge bzw. deren Projektion in der xy -Ebene nach der folgenden Gleichung:

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{dz}{dS_{xy}}\right) \quad (\text{B.1})$$

Die Richtung einer Teilchenspur ist immer so definiert, daß sie sich immer vom d_{ca} fortbewegt. Dies trifft für die meisten Teilchenbewegungen in ep -Kollisionen zu, ist jedoch für den einfallenden Zweig kosmischer Myonen oder spiralende Teilchen falsch. Dies führt dazu, daß die Bahnen solcher Teilchen ihren d_{ca} zwischen Anfangs- und Endpunkt haben, und somit in zwei Spuren aufgespalten werden.

Anhang C

Datenstruktur des zentralen Spurendetektors

Der folgende Überblick über die Datenstruktur des zentralen Spurendetektors beschreibt die Datenbanken, die für die z -Kalibration und die dE/dx -Kalibration benötigt wurden und ihre Beziehungen zueinander. Zur Anfertigung dieser Arbeit wurde ausschließlich mit Daten der zentralen Jetkammer und der beiden Z-Kammern gearbeitet. Aus diesem Grund werden Datenbanken anderer Subdetektoren nicht beschrieben.

Es werden zuerst die ereignisabhängigen Banken erklärt (C.1). Dazu gehören die HEAD-Bank, die Spur- bzw. Spursegmentbanken, die Pointer-to-Pointer-, die Pointer-to-Hit- und die Hitbanken. Der inhaltliche Zusammenhang zwischen diesen Banken ist in der Abbildung C.1 graphisch dargestellt. In Abschnitt C.2 werden die Kalibrationsbanken beschrieben, die sowohl globale Konstanten (v_{Drift} , α_{Lor} , etc.) als auch Einzeldrahtkonstanten ((g_+/g_-) , (L_{eff}/L) , etc.) enthalten. Diese Banken ändern sich gewöhnlich nicht über eine relativ große Anzahl von Ereignissen und ihre Inhalte stehen nicht in direktem Zusammenhang zu den ereignisabhängigen Banken. Sie fehlen deshalb in der nachfolgenden Graphik.

Bei den Banken handelt es sich um BOS-Datenbanken [Blo88], die alle dieselbe Struktur haben. Die ersten beiden Einträge enthalten die Spalten- und Zeilenzahl der Bank. Während bei den Kalibrationsbanken die Anzahl der Spalten und Zeilen festgelegt ist, kann letztere bei den ereignisabhängigen Banken variieren. So hat z.B. die CRJE-Bank immer sechs Spalten. Die Zeilenzahl dagegen ist variabel, je nachdem wieviele Einträge eine Bank enthält. Dies entspricht im Fall der CRJE-Bank der Anzahl der gemessenen Treffer in der CJC im betreffenden Ereignis.

Einige Datenbanken der verschiedenen Kammern haben die gleiche Art von Einträgen in ihren Spalten. Um dies zu kennzeichnen, unterscheiden sich ihre Namen nur in einem Buchstaben. Handelt es sich um eine Bank, die Daten der CJC erhält, so ist dies ein J. Bei der inneren Z-Kammer ist es ein Y und bei der äußeren ein Z.

C.1 Die ereignisabhängigen Banken

Die HEAD-Bank

Jedes im H1-Detektor gemessene Ereignis bekommt eine HEAD-Bank. In ihr stehen

der Zeitpunkt des Ereignisses, maschinenabhängige Parameter und Informationen über den Status der Subdetektoren und Trigger. Da die HEAD-Bank in keinem inhaltlichen Zusammenhang zu den anderen Banken steht, fehlt sie in Abbildung C.1.

HEAD		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	<i>NEXP</i>	Experimentnummer (z.Z. nicht benutzt)
2	<i>NRUN</i>	Runnummer
3	<i>NEVT</i>	Ereignisnummer
4	<i>NDAT</i>	Datum
5	<i>NTIM</i>	Uhrzeit
6	<i>NTYP</i>	Typ (z.B. Monte Carlo)
7	p_{e^-}	Elektronenimpuls
8	p_p	Protonenimpuls
9	P	e^- -Polarisation
10	B	Magnetfeld
11-20	TRIG	Trigger- und Subdetektorinformationen

Tabelle C.1: Der Dateninhalt der HEAD-Bank

Die CTKR-Bank

Die CTKR-Bank ist die wichtigste Spurbank des zentralen Spurendetektors. Sie wird vom Programm CTREC nach der Routine CTLINK erzeugt und enthält die Parameter der Teilchenspuren, die im zentralen Spurendetektor gemessen wurden. Das sind CJC-Spuren mit Z-Kammer-Link, sofern eine solche Assoziation möglich war. Jede Teilchenspur in der CTKR-Bank bekommt auch eine Zeile in der CTPR-Bank und einen Pointer PCTPR zu dieser Zeile. Gewöhnlich beginnt eine Spur in der CJC1 und endet in der CJC2. Bei Spuren mit kleinem Impuls kann es jedoch zwischen den beiden Ringen zu Vielfachstreuung kommen, so daß eine einheitliche Parametrisierung nicht möglich ist. In diesem Fall gehören zu einer Spur zwei Spurelemente, die durch einen Pointer PCTKR miteinander verknüpft sind.

Die CJKR-Bank

Die CJKR-Bank ist in ihrer Struktur mit der CTKR-Bank identisch. Inhaltlich unterscheiden sich die beiden Banken dadurch, daß die CJKR-Bank nur die Informationen aus den Treffern der CJC verwendet. Sie wird vom Programm CJCREC erzeugt und enthält die Spurparameter der CJC-Spuren ohne Z-Kammer-Informationen. In Wort 21 steht hier der Pointer zur CJPR-Bank. Diese entspricht der CTPR-Bank vor dem Z-Kammer-Link.

Die CTPR-Bank

Bei der CTPR-Bank handelt es sich um eine Pointer-to-Pointer-Bank. Sie wird nach CTLINK erzeugt und enthält die Information darüber wieviele Treffer einer CTKR-Spur in den einzelnen Subdetektoren gemessen wurden und an welcher Stelle der Pointer-to-

¹ $NHIT = NCJC + 256 \cdot NCIZ + 2048 \cdot NCOZ + 16384 \cdot NBPC$

CTKR		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	κ	Krümmung
2	ϕ	Azimutwinkel
3	θ	Polarwinkel
4	d_{ca}	Abstand vom Ursprung
5	z_0	z -Koordinate am d_{ca}
6	r_a	Radius am Spuranfang
7	<i>TYP</i>	Parametrisierungstyp
8–16	<i>COV</i>	Fehler und Korrelationen der Spurparameter
17+18	χ^2	χ^2 und Anzahl der Freiheitsgrade des Spurfits
19	<i>PCTKR</i>	Pointer zum nächsten Spurelement
20	<i>NHIT</i>	gepackte Anzahl der Treffer ¹
21	<i>PCTPR</i>	Pointer zur CTPR-Bank
22	r_e	Radius am Spurende
23–25	dE/dx	Energieverlust mit zwei unterschiedlichen Methoden berechnet (Truncated Mean und $1/\sqrt{x}$) und Anzahl der akzeptierten Treffer

Tabelle C.2: Der Dateninhalt der CTKR-Bank

Hit-Banken der erste Treffer zu finden ist.

CTPR		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	<i>NCJC</i>	Anzahl der Treffer in der CJC
2	<i>HCJC</i>	Pointer zum ersten Treffer in der CTJX-Bank
3	<i>NCIZ</i>	Anzahl der Treffer in der CIZ
4	<i>HCIZ</i>	Pointer zum ersten Treffer in der CTYX-Bank
5	<i>NCOZ</i>	Anzahl der Treffer in der COZ
6	<i>HCOZ</i>	Pointer zum ersten Treffer in der CTZX-Bank
7-10	—	Anzahl der Treffer in der BPC und in einem zukünftigen Vertexdetektor und Pointer zu entsprechenden Banken ²

Tabelle C.3: Der Dateninhalt der CTPR-Bank

Die CJPR-Bank

Die CJPR-Bank entspricht den ersten beiden Spalten der CTPR-Bank. Jede Spur der CJKR-Bank erhält in dieser Bank eine Zeile. In ihr steht die Information wieviele Treffer dieser Spur vom Programm CJCREC zugeordnet wurden und wo der erste Treffer der Spur zu finden ist.

²Diese Spalten sind nicht in Abbildung C.1 eingetragen, da sie nicht zur z - bzw. dE/dx -Kalibration benötigt wurden.

CJPR		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	<i>NCJC</i>	Anzahl der Treffer in der CJC
2	<i>HCJC</i>	Pointer zum ersten Treffer in der CTJX-Bank

Tabelle C.4: Der Dateninhalt der CJPR-Bank

CTSR

Die CTSR-Bank wird nach dem Z-Kammer-Link erzeugt. Sie ist parallel zur CTPR-Bank. Das heißt eine Spur, die in der i -ten Zeile der CTPR-Bank steht, ist auch in der CTSR-Bank in der i -ten Zeile zu finden. Ist einer Teilchenspur in der CTKR-Bank ein Z-Kammer-Spursegment zugeordnet worden, so findet sich in der entsprechenden Zeile in der CTSR-Bank die Information, an welchen Positionen der CZSR bzw. CYSR-Bank die Spursegmente zu finden sind.

CTSR		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	—	unbenutzt
2	<i>PCIZ</i>	Pointer zur CYSR-Bank
3	<i>PCOZ</i>	Pointer zur CZSR-Bank

Tabelle C.5: Der Dateninhalt der CTSR-Bank

Die CYSR-Bank und die CZSR-Bank

Diese beiden Banken enthalten die Parameter der Z-Kammer-Spursegmente. Sie werden von den Rekonstruktionsprogrammen CIZREC bzw. COZREC erzeugt. Die Parameter r , ϕ und z beziehen sich auf den ersten Treffer des Spursegmentes. dz/dr ist die Steigung der Spur in der rz -Ebene und hängt mit θ über die Beziehung $\theta = \text{arccot}(dz/dr)$ zusammen.

CZSR und CYSR		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	r	Radius
2	ϕ	Azimutwinkel
3	z	z -Koordinate
4	dz/dr	Steigung der Spur
5-8	σ 's	Fehler der Spurparameter
9	χ^2	χ^2 des Spursegmentfits
10	$NHIT_Z^3$	Anzahl der Treffer im Spursegment
11-13	—	Diese Zeilen existieren nur für die CYSR-Bank und enthalten Informationen über Spiegelspuren und angepaßte Treffer.

Tabelle C.6: Der Dateninhalt der C_{SR}-Banken

³ $NHIT_Z = \begin{cases} NCIZ & \text{für die CYSR-Bank} \\ NCOZ & \text{für die CZSR-Bank} \end{cases}$

Die CTJX-Bank

Die CTJX-Bank ist, wie die nachfolgenden CTYX und CTZX-Banken, eine Pointer-to-Hit-Bank. Ein Pointer der CTPR bzw. CJPR-Bank zeigt auf den ersten Treffer einer Spur. Der Pointer PCTJX zeigt auf den nächsten Treffer dieser Spur usw. . Der Pointer des letzten Treffers einer Spur zeigt dann wieder auf den ersten. Die übrigen Einträge beinhalten Trefferinformationen, die erst nach der Rekonstruktion bekannt sind und daher noch nicht in der CRJE-Bank stehen können. Die CTJX-Bank wird von CJCREC bzw. CTREC erzeugt.

CTJX		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	<i>PCTJX</i>	Pointer zum nächsten Treffer der gleichen Spur
2	<i>CTJX1</i>	0 $\hat{=}$ positive Driftlänge 1 $\hat{=}$ negative Driftlänge
3	<i>CTJX2</i>	1 $\hat{=}$ Treffer für dE/dx benutzt 0 $\hat{=}$ Treffer für dE/dx nicht benutzt

Tabelle C.7: Der Dateninhalt der CTJX-Bank

Die CTZX-Bank und die CTYX-Bank

Die CT_X-Banken entsprechen den ersten beiden Spalten der CTJX-Bank. Die dritte Spalte entfällt, da aufgrund der wenigen Treffer in den Z-Kammern keine Energieverlustmessung möglich ist.

CTYX und CTZX		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	<i>PCT_X</i>	Pointer zum nächsten Treffer der gleichen Spur
2	<i>CT_X</i>	0 $\hat{=}$ positive Driftlänge 1 $\hat{=}$ negative Driftlänge

Tabelle C.8: Der Dateninhalt der CTYX- und CTZX-Bank

Die CRJE-, die CRYE- und die CRZE-Bank

Bei den CR_E-Banken handelt es sich um Hitbanken. Sie sind parallel zu den CT_X-Banken und enthalten die Parameter der einzelnen Treffer auf den Signaldrähten der betreffenden Kammern, die schon vor der Spurrekonstruktion bekannt sind.

C.2 Die Kalibrationsbanken

Es gibt zwei Arten von Kalibrationsbanken: globale und drahtabhängige. Jede Kammer hat ihre eigenen Banken. Da bei dieser Arbeit nur Kalibrationskonstanten der CJC bestimmt wurden, werden nur diese Banken beschrieben. Es handelt sich dabei um die globale Kalibrationsbank C0J8 und die Einzeldrahtkalibrationsbank C1J8. Die Banken der inneren Z-Kammer C0Y8-C2Y8 und der äußeren Z-Kammer C0J8 und C1J8 enthalten äquivalente Einträge.

CR_E		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	<i>IWIRE</i>	Drahtnummer
2	l_{Drift}	Driftlänge
3	A_+	Ladungsintegral an der positiven z -Seite
4	A_-	Ladungsintegral an der negativen z -Seite
5+6	<i>CR_E1 + 2</i>	gepackte Informationen (Integrationslänge, etc.)

Tabelle C.9: Der Dateninhalt der CR_E-Banken

Die C0J8-Bank

Die C0J8-Bank besitzt zwanzig Zeilen und eine Spalte. In dieser Arbeit werden die globalen Kalibrationskonstanten F_1 und F_2 bestimmt. Für die mittlere effektive Drahtlänge ist zwar ein Wort reserviert, das aber nicht benutzt wird.

C0J8		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	T_0	Zeitoffset
2	$\langle T_+ - T_- \rangle$	mittlere Zeitdifferenz zwischen den Drahtenden
3+4	F_{1+2}	globale dE/dx -Faktoren für die CJC1+2
5	v_{Drift}	Driftgeschwindigkeit
6	α_{Lor}	Lorentzwinkel
7	$\langle \Delta T \rangle$	mittlere Signalausbreitungszeit über einen Draht
8	$\langle L_{eff}/L \rangle$	mittlere effektive Drahtlänge
9	$L/2$	halbe Drahtlänge
10	z_0	z -Nullpunkt der CJC
11-16	<i>CWC</i>	Konstanten für die Nahdrahtkorrektur
17	r_{Feld}	Radius bei dem das radiale elektrische Feld in ein konstantes übergeht
18-20	—	unbenutzt

Tabelle C.10: Der Dateninhalt der C0J8-Bank

Die C1J8-Bank

Die Einzeldrahtkalibrationsbank enthält insgesamt 26400 Einträge. Das sind für jeden Signaldraht zehn. Mit Hilfe der z -Kalibration werden die Größen (g_+/g_-) und (L_{eff}/L) bestimmt. Aus der dE/dx -Kalibration erhält man f .

⁴Die Indices \pm beziehen sich auf die positive bzw. negative z -Seite

C1J8		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	t_0	Zeitoffset
2	$T_+ - T_-$	Zeitdifferenz zwischen den Drahtenden
3	g_+/g_-	relative Verstärkung
4	f	dE/dx -Eichfaktor
5	(L_{eff}/L)	effektive Drahtlänge
6	$\frac{1}{2}(\delta x_+ + \delta x_-)$	δx_{\pm} und δy_{\pm} sind die horizontalen bzw. vertikalen Abweichungen von der nominellen Drahtposition ⁴
7	$\frac{1}{2}(\delta y_+ + \delta y_-)$	
8	ΔT	mittlere Signalausbreitungszeit über einen Draht
9	$\frac{1}{2}(\delta x_+ - \delta x_-)$	
10	$\frac{1}{2}(\delta y_+ - \delta y_-)$	

Tabelle C.11: Der Dateninhalt der C1J8-Bank

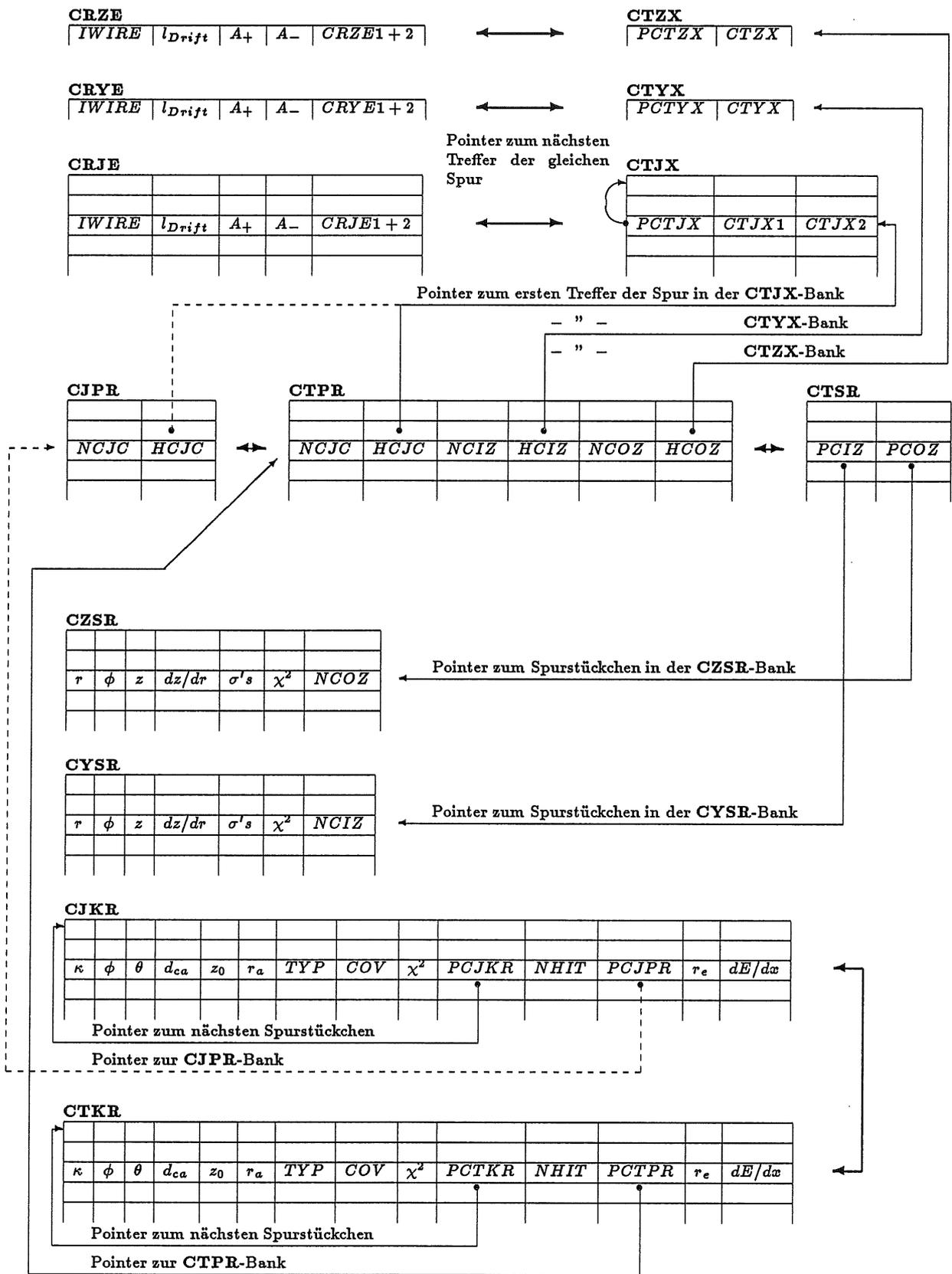


Abbildung C.1: Schematische Darstellung der inhaltlichen Zusammenhänge zwischen den ereignisabhängigen Datenbanken des zentralen Spurendetektors: Parallele Banken sind mit dicken Pfeilen verbunden. Banken die Pointer zu anderen Banken enthalten, sind mit diesen durch dünne Pfeile verbunden. Gestrichelte Linien verknüpfen die Banken, die schon nach CJCREC existieren.

Anhang D

Die Methode der kleinsten Quadrate unter Zwangsbedingungen

Wenn man Meßgrößen hat, deren Fehler bekannt sind und die gewissen Zwangsbedingungen (Constraints) unterliegen, ist es oft möglich mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate die Fehler der Meßgrößen zu verkleinern. Bei der Anwendung auf das Problem, die Spurparameter zweier Spuren eines einzigen Teilchens besser zu bestimmen, handelt es sich um lineare Constraints ohne unbekannte Variable. Dieser Fall wird allgemein beschrieben. Es wird jedoch die Anwendung auf das besagte Problem erläutert.

Im allgemeinen hat man n Meßgrößen $y_i, i = 1, \dots, n$, die ohne systematischen Fehler gemessen werden:

$$E(y_i) = \bar{y}_i \quad i = 1, \dots, n \quad . \quad (\text{D.1})$$

Die Kovarianzmatrix der Parameter $V(y)$ ist bekannt und die Meßgrößen y_i unterliegen m Zwangsbedingungen der Form:

$$f_k(\bar{y}) = 0 \quad k = 1, \dots, m \quad . \quad (\text{D.2})$$

Im aktuellen Problem haben wir 10 Meßgrößen. Dies sind die 2×5 Spurparameter der beiden Spuren, deren Kovarianzmatrix zunächst folgendes Aussehen hat:

$$V(y) = \begin{pmatrix} V(y_1) & 0 \\ 0 & V(y_2) \end{pmatrix} \quad . \quad (\text{D.3})$$

Die Untermatrizen $V(y_i)$ sind die symmetrischen Kovarianzmatrizen der beiden ungefitzten Spuren. Die Elemente der anderen beiden Untermatrizen sind alle Null, da vor dem Fit die Spurparameter der beiden Spuren formal unabhängig voneinander sind. Die Kovarianzmatrizen sind identisch aufgebaut und haben folgende Struktur:

$$V(y_i) = \begin{pmatrix} \sigma_{\kappa_i \kappa_i} & \sigma_{\kappa_i \phi_i} & \sigma_{\kappa_i \theta_i} & \sigma_{\kappa_i d_{ca,i}} & \sigma_{\kappa_i z_{0,i}} \\ \sigma_{\phi_i \kappa_i} & \sigma_{\phi_i \phi_i} & \sigma_{\phi_i \theta_i} & \sigma_{\phi_i d_{ca,i}} & \sigma_{\phi_i z_{0,i}} \\ \sigma_{\theta_i \kappa_i} & \sigma_{\theta_i \phi_i} & \sigma_{\theta_i \theta_i} & \sigma_{\theta_i d_{ca,i}} & \sigma_{\theta_i z_{0,i}} \\ \sigma_{d_{ca,i} \kappa_i} & \sigma_{d_{ca,i} \phi_i} & \sigma_{d_{ca,i} \theta_i} & \sigma_{d_{ca,i} d_{ca,i}} & \sigma_{d_{ca,i} z_{0,i}} \\ \sigma_{z_{0,i} \kappa_i} & \sigma_{z_{0,i} \phi_i} & \sigma_{z_{0,i} \theta_i} & \sigma_{z_{0,i} d_{ca,i}} & \sigma_{z_{0,i} z_{0,i}} \end{pmatrix} \quad i = 1, 2 \quad (\text{D.4})$$

Die Zwangsbedingungen ergeben sich aus dem Wissen, daß die beiden Spuren dem selben Teilchen zuzuordnen sind, und der Definition der Spurparameter (siehe Anhang B):

$$\begin{aligned}
\kappa_1 + \kappa_2 &= 0 \\
|\phi_1 - \phi_2| - \pi &= 0 \\
\theta_1 + \theta_2 - \pi &= 0 \\
d_{ca,1} + d_{ca,2} &= 0 \\
z_{0,1} - z_{0,2} &= 0 .
\end{aligned} \tag{D.5}$$

Nun werden die Meßgrößen y_i im allgemeinen die Constraints nicht exakt erfüllen. Durch eine Korrektur ist es jedoch möglich, daß die Werte nach dem Constrained Fit $\hat{y}_i = y_i + \Delta y_i$ die Bedingungen erfüllen. Die Methode der kleinsten Quadrate verlangt, daß die Summe der gewichteten Quadrate

$$S(y) = \Delta \vec{y}^T W(y) \Delta \vec{y} \quad \text{mit } W = V(y)^{-1} \tag{D.6}$$

minimal wird, wobei $W(y)$ die Gewichtungsmatrix der Spurparameter ist. $\Delta \vec{y}$ ist die Korrektur auf den Vektor der Meßgrößen \vec{y}_m . Um das Minimum zu finden, bedient man sich der Methode der Lagrange-Multiplikatoren und definiert eine Funktion, die für die korrekte Lösung lokale Extrema als Funktion von \vec{y} und $\vec{\lambda}$ aufweist:

$$L(y) = S(y) + 2 \sum_{k=1}^m \lambda_k f_k(y) . \tag{D.7}$$

Durch partielles Differenzieren und Lösen eines gekoppelten Gleichungssystems nähert man sich bei nichtlinearen Constraints der Lösung iterativ. In unserem Fall erhält man jedoch schon nach dem ersten Schritt das Ergebnis:

$$\begin{aligned}
\hat{\vec{y}} &= (W^{-1} - W^{-1} B^T (B W^{-1} B^T)^{-1} B) \vec{y}_m \\
&\quad + (B W^{-1} B^T)^{-1} B W^{-1} B \vec{y}_m \\
&\quad - (B W^{-1} B^T)^{-1} B W^{-1} \vec{f} .
\end{aligned} \tag{D.8}$$

In der vorherigen Gleichung ist B die Matrix, die die partiellen Ableitungen der Zwangsbedingungen nach den Meßgrößen enthält:

$$B_{kj} = \frac{\partial f_k}{\partial y_j} . \tag{D.9}$$

Außerdem erhält man die Kovarianzmatrix der neuen Spurparameter:

$$V(\hat{y}) = V(y) - W^{-1} B^T (B W^{-1} B^T)^{-1} B W^{-1} . \tag{D.10}$$

Diese besteht jetzt nicht mehr aus vier Untermatrizen, von denen zwei Null sind, sondern enthält jetzt auch an diesen Stellen von Null verschiedene Einträge. Die Subtraktion des Terms $W^{-1} B^T (B W^{-1} B^T)^{-1} B W^{-1}$ bewirkt, daß die Diagonalelemente, die die Fehler der Parameter enthalten, kleiner werden, was ja gerade das Ziel dieses Fits war.

Bei normalverteilten Variablen und linearen Zwangsbedingungen ist der Erwartungswert für $L(y)$ gleich der Zahl der Constraints:

$$E(L) = m, \tag{D.11}$$

wobei $L(y)$ χ^2 -verteilt ist mit m Freiheitsgraden. Eine andere Möglichkeit, statistisch die Richtigkeit des Modells zu prüfen, bieten die Pull-Verteilungen der einzelnen Parameter. Der Pull der i -ten Variable ist definiert als

$$p_i = \frac{\Delta y_i}{\sqrt{V(y)_{ii} - V(\hat{y})_{ii}}}. \tag{D.12}$$

Trägt man die Pulls einer Variablen aus mehreren Fits in ein Histogramm ein, so erhält man bei richtiger Hypothese eine Standard-Gauß-Verteilung mit dem Mittelwert Null und der Breite $\sigma = 1$. Sind die Werte um einen Punkt ungleich Null verteilt, läßt das auf einen einseitigen Zug der Variablen schließen. Die Ursache dafür kann zum Beispiel ein systematischer Fehler in der Messung sein. Ist die Breite der Verteilung größer oder kleiner als Eins, so wurde der Fehler der Variablen $V(y)_{ii}$ zu klein bzw. zu groß angenommen. Ein falsches Element in der Kovarianzmatrix führt jedoch dazu, daß auch die Pulls der anderen Variablen beeinflusst werden, da sie über die Constraints verknüpft sind.

Literaturverzeichnis

- [All80] W.W.M. Allison and J.H. Cobb
Relativistic charged particle identification by energy loss
Annual review of nuclear and particle science, Volume 30 (1980)
- [Amb86] K. Ambrus
Suche nach abnormal ionisierenden Teilchen bei JADE
Dissertation Hamburg (1986)
- [Bae89] H. Bärwolff et al.
Performance of the H1 Outer z-Drift Chamber
Nucl. Instrum. Methods A283 (1989), S. 467-470
- [Barb81] G. C. Barbarino et al.
Measurement of the Second Coordinate in a Drift Chamber using the Charge Division Method
Nucl. Instrum. Methods 179 (1981), S. 353-355
- [Bar82] S. Bartalucci et al.
Test of a Drift Chamber with Second Coordinate Readout by Charge Division
Nucl. Instrum. Methods 192 (1982), S. 223-230
- [Ber92] G. Bernardi
Tracking Reconstruction Banks, Modules and Reprocessing
H1-Software Note No. 34 (1992), Interne H1-Dokumentation
- [Bin82] D. M. Binnie
Charge Division and Precision Timing in a Drift Chamber
Nucl. Instrum. Methods 192 (1982), S. 231-233
- [Blo81] V. Blobel
Methoden der Datenanalyse in der Hochenergiephysik
DESY Interner Bericht F14-81-01 (1981)
- [Blo88] V. Blobel
The BOS System - Dynamic memory management
DESY Internal Report R1-88-01 (1988)
- [Blo92] V. Blobel
Look - a system for data analysis
Look-Manual, Version 1.13 (1992), Interne H1-Dokumentation

- [Blo92a] V. Blobel
Persönliche Mitteilung (1992)
- [Bloc33] F. Bloch
Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie
Annalen der Physik, Folge 5, Band 16 (1933)
- [Boh13] N. Bohr
Philos. Mag. 25 (1913), S. 10-31
- [Bue87] J. Bürger et al.
Technical Progress Report: The Central Jet Chamber of the H1-Detector at HERA
H1-Tracking Note No. 9 (1987), Interne H1-Dokumentation
- [Bue89] J. Bürger et al.
The Central Jet Chamber of the H1 Experiment
Nucl. Instrum. Methods A279 (1989), S. 217-222
- [Erm77] V.C. Ermilova et al.
Fluctuations and the most probable values of relativistic charged particle energy loss in thin gas layers
Nucl. Instrum. Methods 145 (1977), S. 555-563
- [Gru84] C. Grupen
Neuigkeiten aus der Physik der kosmischen Strahlung
Universität Siegen, Si-84-7 (1984)
- [H1C86] H1-Collaboration
Technical Proposal for the H1-Detector
DESY Hamburg (1986)
- [H1C90] H1-Collaboration
Technical Progress Report
DESY Hamburg (1990)
- [Jac81] J.D. Jackson
Klassische Elektrodynamik
Berlin, de Gruyter, 2. Auflage (1981)
- [Kle87] K. Kleinknecht
Detektoren für Teilchenstrahlung
Stuttgart, B.G. Teubner, 2. Auflage (1987)
- [Kos87] P. Kostka
Outer Z Chamber for the H1-Detektor at HERA
IfH der AdW der DDR, Berlin-Zeuthen, DDR (1987)
- [Leh78] I. Lehraus et al.
Performance of a large scale multilayer ionization detector and its use for

- measurements of the relativistic rise in the momentum range of 20–110 GeV/c*
Nucl. Instrum. Methods 153 (1978), S. 347-355
- [Lin91] F. Linsel
Untersuchungen zum Einfluß von Druckschwankungen des Kammergases auf den Betrieb der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors
Diplomarbeit Hamburg (1991)
DESY Interner Bericht FH1T-92-01
- [Mey91] C.A. Meyer
Central Inner Z-Drift Chamber Online and Offline Reconstruction Software
H1-Tracking Note No. 27 (1991), Interne H1-Dokumentation
- [Pei84] A. Peisert and F. Sauli
Drift and Diffusion of Electrons in Gases: A Compilation
CERN 84-08 (1984)
- [Per87] D.H. Perkins
Introduction to High Energy Physics
Menlo Park, Addison-Wesley, 3. Edition (1987)
- [Phy92] *Review of Particle Properties*
Particle Data Group (1992)
- [Rad78] V. Radeka et al.
Second Coordinate Readout in Drift Chambers by Charge Division
IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-25, No. 1 (1978)
- [Rad79] V. Radeka et al.
Charge Dividing Mechanism on Resistive Elektrode in Position-Sensitive Detectors
IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-26, No. 1 (1979)
- [Reu88] R. Reumann
Aufbau und Test eines Szintillatortriggersystems für Driftkammern
Diplomarbeit Hamburg (1988)
DESY Interner Bericht F14-88-01
- [San91] H. Sand
Test und Inbetriebnahme der zentralen Spurenkammer von H1
Diplomarbeit Hamburg (1991)
DESY Interner Bericht FH1T-91-02
- [Schm90] P. Schmüser
Zur Fertigstellung von HERA
Phys. Bl. 46 (1990), Nr. 12, S. 470-474
- [Schu89] G.A. Schuler
Perspectives on Physics at HERA
DESY 89-075 (1989)

- [Ste90] P. Steffen et al.
Calibration with Testpulse Data
H1-Tracking Note No. 22 (1990), Interne H1-Dokumentation
- [Ste90a] P. Steffen et al.
Determination of Hit Coordinates from QT-Data
H1-Tracking Note No. 23 (1990), Interne H1-Dokumentation
- [Ste92] P. Steffen et al.
Performance of the Central Jet Chamber of the H1-Detector at HERA
To be published in Nucl. Instrum. Methods.
- [Ste90] J. Steinberger
The number of families
Proceedings of the ESO-CERN Topical Workshop on LEP and the Universe
(1990), CERN-TH. 5709/90
- [Ster52] R.M. Sternheimer
The Density Effect for the Ionization Loss in Various Materials
Physical Review, Volume 88, No. 4 (1952), S. 851-859
- [Wol86] G. Wolf
HERA: Physics, Machine and Experiments
DESY 86-089 (1986)
- [Vic88] R. Vick
Untersuchungen zur e/π -Trennung in der H1-Jetkammer
Diplomarbeit Hamburg (1988)

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei all denen bedanken, die mit ihrer Unterstützung zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. V. Blobel für die Aufgabenstellung, die Betreuung der Arbeit und das Schreiben des Erstgutachtens. Er ermöglichte es mir, durch die Wahl des Themas einen Einblick in das interessante Gebiet der Hochenergiephysik zu nehmen.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. H. Spitzer für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. J. Harjes für die Betreuung der Arbeit und seine ständige Diskussionsbereitschaft. Darüber hinaus war es nicht zuletzt die von ihm geschaffene freundschaftliche Atmosphäre, die ein effektives Arbeiten ermöglicht hat.

Den Herren Dr. H. Fenner und O. Podobrin danke ich für ihre Unterstützung während meiner ersten Tagen und Wochen am DESY.

Außerdem bedanke ich mich bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe FH1T für die Ratschläge und die gute Arbeitsatmosphäre, die ich in dieser Gruppe erfahren habe. Der Dank gilt insbesondere unserer Squash-Gruppe, die es mir einmal in der Woche ermöglichte, wenigstens einen physischen Abstand von meiner Arbeit zu bekommen.

Für das Korrekturlesen der Arbeit bedanke ich mich bei Herrn Dr. J. Harjes, Frau H. Brandt und Frau K. Brandt.

Ich bedanke mich bei meiner Mutter Frau Heidi Sanden, die jederzeit meine Berufswahl akzeptiert hat, obwohl Alternativen manchmal günstiger erschienen.

Außerdem bedanke ich mich bei meinem Onkel Herrn Horst Prell, der mir die Gewissheit gab, in der Lage zu sein, mein Studium problemlos zu beenden.

Mein Dank gilt auch Herrn Bernd Brandt, der sich stets von mir über den Fortgang der Arbeit unterrichten ließ. Obwohl er als Nicht-Physiker nicht alle Details nachvollziehen konnte, regte er mich durch seine Fragen an, gewisse Dinge auch aus anderer Perspektive zu betrachten.

Ganz besonders aber bedanke ich mich bei meiner Verlobten Frau Konstanze Brandt für ihr Verständnis für mein oft recht zeitintensives Engagement am DESY.