

Untersuchungen der Nachweiswahrscheinlichkeiten
und Meßgenauigkeiten von Teilchenspuren in der
zentralen Spurenkammer von H1.

Thomas Eckel

Diplomarbeit am
II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

Juli 1994

Abstract

This report describes the investigation of the tagging efficiency and resolution of the measurement of pions with the central jet chamber of the H1-Detector at the electron-proton collider HERA.

The studies are based on the Monte Carlo simulation of pions with a transverse momentum in the range 50 MeV/c to 1000 MeV/c. The differences in tagging efficiency and resolution between positive and negative pions are described and their sources investigated. The effects of energy loss due to ionisation and multiple scattering on the track parameters are investigated. The energy loss affects the measurement of the momentum, the azimuthal angle, and the distance of closest approach of the tracks, and can be corrected for. Multiple scattering effects are included in the resolution of the track parameters.

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt die Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten von Pionen in der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors am Elektron - Proton - Speicherring HERA.

Diese Untersuchung basiert auf Monte-Carlo-Simulationen und deckt einen Impulsbereich von 50 MeV/c bis 1000 MeV/c ab. Die Unterschiede zwischen positiven und negativen Pionen werden beschrieben und die Ursachen der Unterschiede untersucht. Es wird die Wirkung des Ionisationsverlustes und der Vielfachstreuung auf die Spurparameter untersucht. Der Ionisationsverlust wirkt neben der Impulsmessung auch auf den Azimutalwinkel φ und den dichtesten Abstands zum Ursprung d_{ca} . Die Wirkungen des Ionisationsverlustes können berechnet und korrigiert werden. Die Wirkung der Vielfachstreuung geht in die Abschätzung der Meßgenauigkeit mit ein.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	4
1 Das Experiment	6
1.1 Der HERA-Speicherring	6
1.2 Der H1-Detektor	7
1.3 Die zentrale Spurenkammer	10
1.4 Funktionsweise einer Driftkammer	12
1.5 Analyse der Signale	12
2 Rekonstruktion und Parametrisierung	14
2.1 Rekonstruktion	14
2.2 Parametrisierung	14
2.3 Die Glucksternformel	17
3 Die Monte-Carlo-Simulation	19
3.1 Zur Arbeitsweise der Simulation	19
4 Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten	21
4.1 Die Zuordnung von Teilchen und Spur	21
4.2 Das Verfahren zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten	23
4.3 Die Nachweiswahrscheinlichkeiten von Pionen	24
4.4 Die Bestimmung der Meßfehler des Transversalimpulses	30
4.5 Ursachen der geringeren Effektivität bei positiven Pionen	32

5	Einflüsse physikalischer Effekte auf die Spurparameter	36
5.1	Energieverlust durch Ionisation	36
5.1.1	Auswirkungen auf die Krümmung	36
5.1.2	Auswirkungen auf die Spurparameter d_{ca} und φ	41
5.2	Die Effekte der Vielfachstreuung	50
5.3	Die Quotienten <i>Meßwert/Meßfehler</i> der Spurparameter d_{ca} und φ . . .	53
	Zusammenfassung	56
	Anhang	57
A	Die Struktur der verwendeten Daten	57
B	Die Materie des Detektors	60
C	Das Korrekturprogramm TRKPHS	62
	Literaturverzeichnis	64
	Danksagung	66

Einleitung

Am Deutschen -Elektronen -Synchoton DESY wurde 1990 die Speicherringanlage HERA fertiggestellt. Diese Anlage speichert Elektronen bei einer Energie von etwa 30 GeV und Protonen bei einer Energie von etwa 820 GeV. An den zwei Wechselwirkungspunkten, am H1- und am ZEUS-Detektor werden Protonen und Elektronen zur Kollision gebracht. Dabei entsteht eine Schwerpunktennergie von etwa 300 GeV. Diese Energie ermöglicht z.B. die Untersuchung der Quark- und Gluonenstruktur des Protons in einem Energiebereich, der um Größenordnungen über dem Energiebereich vergleichbarer vergangener Experimente liegt. Die Energie der HERA-Experimente ermöglichen eine Untersuchung der Struktur des Protons (Größe 10^{-15} m) mit einer Auflösung von 10^{-18} m. Das Elektron wird dabei als Sonde verwendet.

Für den Nachweis der Teilchen wurden an den Wechselwirkungspunkten die Detektoren H1 und ZEUS gebaut. Durch die Kinematik des Streuprozesses ist eine asymmetrische Bauweise der Detektoren notwendig. Hauptbestandteile der beiden Detektoren sind Spurenkammern und Kalorimeter.

Diese Arbeit entstand im Rahmen der H1-Kollaboration und beschäftigt sich mit den Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten der zentralen Spurenkammer. Da es kein perfektes Meßgerät gibt, wird die Spurenkammer nicht jedes Teilchen aus den Streuprozessen nachweisen, und die Messungen der Teilcheneigenschaften sind mit Ungenauigkeiten behaftet. Diese Arbeit soll untersuchen, wie groß die Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßfehler sind und von welchen Parametern sie abhängen. Insbesondere ist der minimale Impuls, bei dem noch Teilchen nachgewiesen werden können und der Unterschied zwischen positiven und negativen Teilchen untersucht worden.

Eine weitere Untersuchung beschäftigt sich mit den Einflüssen physikalischer Effekte auf die Spurparameter. Ein Teilchen verliert auf dem Weg durch die Kammer durch Ionisation Energie und wird durch Vielfachstreuung abgelenkt. Beides verändert die Spurparameter in systematischer oder statistischer Weise. Diese Effekte können abgeschätzt und im Falle des Ionisationsverlustes korrigiert werden. Das Ergebnis ist ein Programm, welches diese Korrekturen vornimmt.

Als Basis dieser Untersuchungen dienten Daten, die bei einer Monte-Carlo-Simulation generiert worden sind.

Kapitel 1 beschreibt das Experiment als Rahmenprojekt. Hierbei werden auf den Speicherring, die Komponenten des H1-Detektors und die Funktionsweise der Spurenkammer eingegangen.

Kapitel 2 beschäftigt sich kurz mit der Rekonstruktion der Meßdaten und beschreibt die Parametrisierung der Teilchenspuren.

Kapitel 3 geht kurz auf die Monte-Carlo-Simulation ein und beschreibt die eigens für diese Untersuchung angelegte GVEC-Bank.

Kapitel 4 untersucht die Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten der Spuren und geht auf die Unterschiede zwischen positiven und negativen Teilchen ein.

Kapitel 5 beschreibt die Einflüsse physikalischer Effekte auf die Spurparameter und vergleicht die Meßergebnisse mit und ohne Korrektur.

Die Ergebnisse werden abschließend noch einmal zusammengefaßt.

Kapitel 1

Das Experiment

In diesem Kapitel werden die Anlagen von HERA, der Aufbau des H1 Experiments sowie die Funktionsweise der zentralen Spurenkammer erläutert.

1.1 Der HERA-Speicherring

In der Speicherringanlage HERA werden Protonen mit einer Energie von 820 GeV und in entgegengesetzter Richtung Elektronen mit einer Energie von 26.7 GeV gespeichert. Die Protonen und die Elektronen werden jeweils in zwei weitgehend unabhängigen Speicherringen geführt.

Die Speicherringanlage HERA befindet sich 10 bis 20 Meter unter der Erde und hat einen Umfang von 6.3 km. Die Ringanlage wurde von 1984 bis 1990 gebaut. Seit 1992 werden in HERA Protonen und Elektronen gespeichert und in den Experimenten H1 und ZEUS Daten genommen.

In den Linearbeschleunigern werden freie Elektronen und Protonen erzeugt, in den umgebauten Speicherringanlagen DESY und PETRA vorbeschleunigt und mit einer Energie von 14 GeV bei Elektronen und 40 GeV bei Protonen in HERA eingeschossen, wo sie auf die Endenergie beschleunigt werden (siehe auch Abb. 1.1). Um die beschleunigten Protonen auf die Kreisbahn von HERA zu zwingen (Krümmungsradius 797m), ist ein Magnetfeld von 5 Tesla erforderlich. Dieses Magnetfeld wird mit supraleitenden Magnetspulen erzeugt. Um die Magnete auf 4.3 Kelvin zu kühlen, werden sie mit flüssigem Helium umspült, welches in der größten Kälteanlage Europas auf dem DESY-Gelände verflüssigt wird.

Für den 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.

In den Hallen Nord und Süd in den Teilchendetektoren H1 und ZEUS werden die Ringe zusammengeführt und Elektron und Proton alle 96 ns zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktenenergie beträgt bei diesen Ereignissen $\sqrt{s} = 301 \text{ GeV}$.

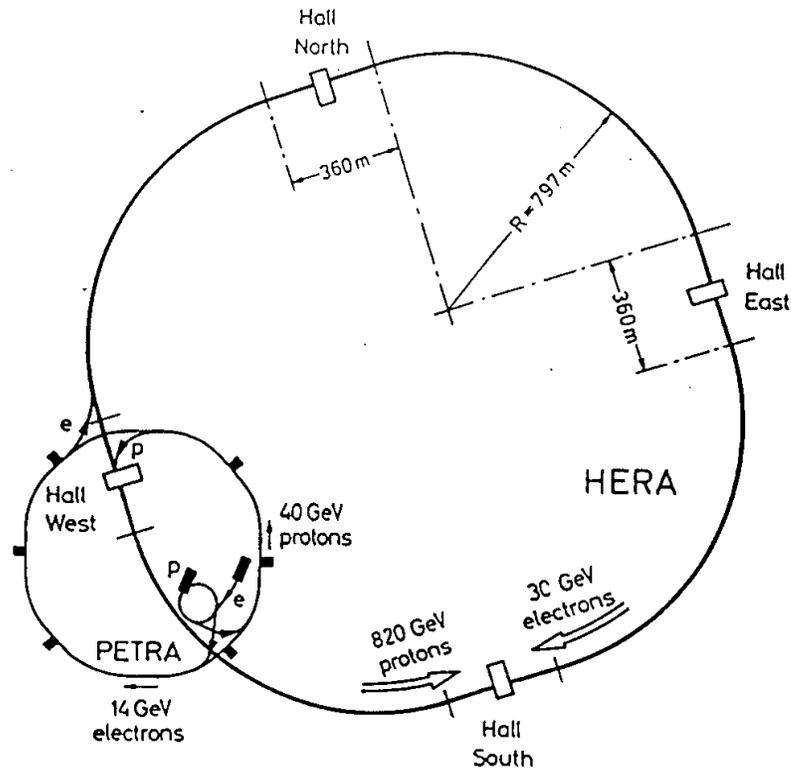


Abbildung 1.1: Speicherringe bei DESY (aus [Wol86])

1.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor (siehe auch Abb. 1.2 und [H1C93]) dient dem Nachweis der bei der Kollision gestreuten oder erzeugten Teilchen. Dafür versucht man den gesamten Raumwinkelbereich von 4π mit verschiedenen Detektorkomponenten möglichst vollständig abzudecken. Da die Protonen einen wesentlich größeren Impuls als die Elektronen haben, ist der Detektor in Protonenrichtung (Vorwärtsrichtung) viel besser ausgerüstet.

Der Spurendetektor

Der Spurendetektor dient der Bestimmung des Winkels und des Impulses geladener Teilchen.

Der Spurendetektor ist zylinderförmig und besteht aus drei mechanisch unabhängigen Teilen; dem Vorwärts - Spurendetektor, dem zentralen Spurendetektor (CJC, CIZ und COZ: Driftkammern; sowie CIP und COP: Proportionalkammern) und der Rückwärts - Vieldraht - Proportionalkammer.

HERA Experiment H1

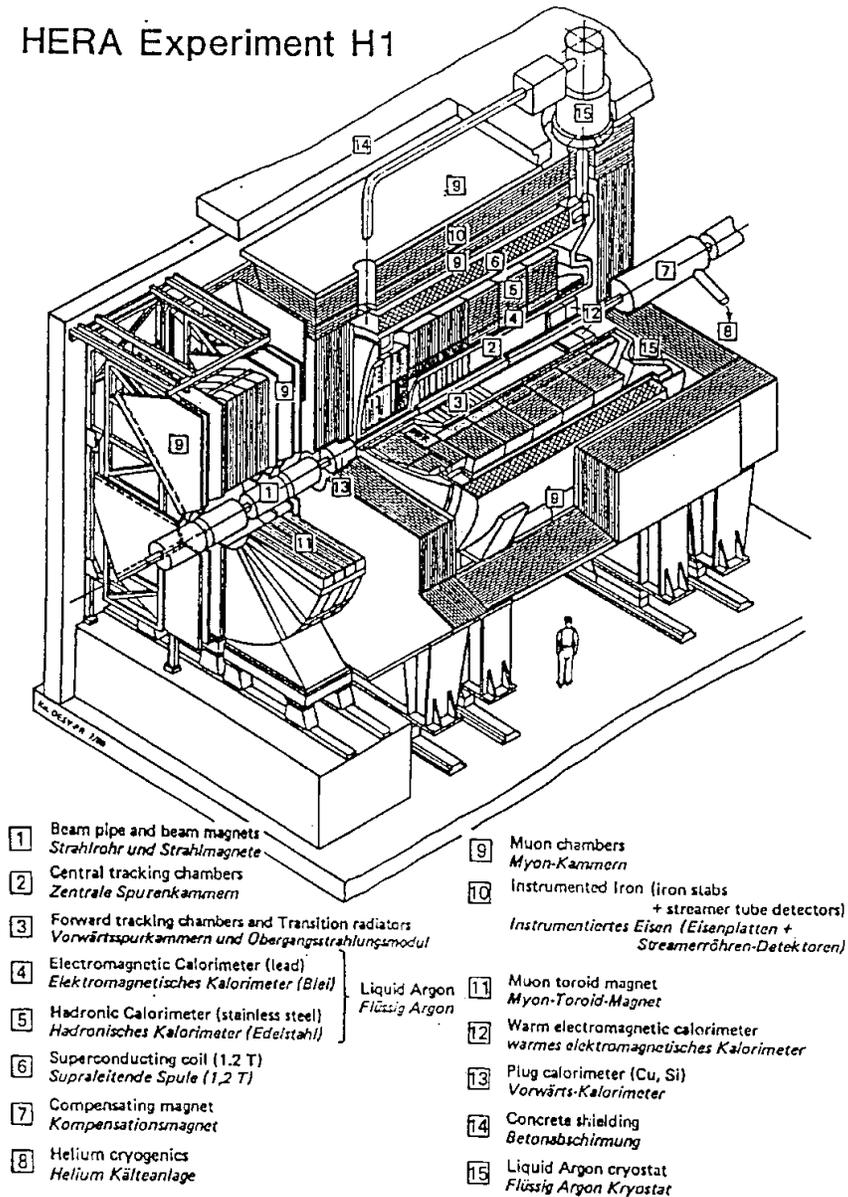


Abbildung 1.2: Der H1 Detektor (aus [H1C89])

Der zentrale Spurendetektor deckt einen Polarwinkelbereich von $25^\circ \leq \vartheta \leq 155^\circ$ ab. Die zentrale Spurenkammer (CJC) mißt über die Driftzeit die $r\varphi$ -Koordinaten¹ eines Teilchens sehr genau. Die z -Koordinaten² des Teilchens werden sehr viel ungenauer durch Ladungsteilung bestimmt. Für eine genaue Messung der z -Koordinate sind die Z-Kammern (CIZ,COZ) vorgesehen. Die Proportionalkammern (CIP,COP) liefern ein promptes Triggersignal und eine schnelle Rekonstruktion des Vertex. Die Reihenfolge von innen nach außen sind: innere Proportionalkammer(CIP), innere Z-Kammer(CIZ), zentrale Spurenkammer innerer Ring(CJC1), äußere Proportionalkammer(COP), äußere Z-Kammer(COZ), zentrale Spurenkammer 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 Übergangsstrahlungsdetektoren ermöglichen eine Elektron-Pion-Trennung im Winkelbereich $5^\circ < \vartheta < 15^\circ$. Die Proportionalkammern dienen als Trigger im Vorwärtsbereich.

Die Rückwärts-Vieldraht-Proportionalkammer(BPC) weist das Elektron eines Ereignisses mit kleinem Impulsübertrag Q^2 nach. Die Ortsauflösung beträgt dabei 2 mm.

Das Kalorimeter

Das Kalorimeter dient der Bestimmung der Energie geladener wie neutraler Teilchen. Die zu untersuchenden Teilchen bilden im Material des Kalorimeter sog. Schauer. Die charakteristischen Längen dieser Schauer werden bei Elektronen und Photonen (elektromagnetischer Schauer) in Strahlungslängen und bei hadronischen Schauern in Absorptionslängen angegeben.

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(BEMC) abgedeckt.

Das hadronische Kalorimeter

Als Absorbermaterial wird im hadronischen Kalorimeter Edelstahl verwendet. Das Auslesemedium ist wie beim elektromagnetischen Kalorimeter flüssiges Argon. Für hadronische Spuren mit sehr kleinen Winkeln ($0.7^\circ \leq \vartheta \leq 4^\circ$) ist ein Kupfer-Silizium-Sandwich (Plug-Kalorimeter) installiert.

¹die $r\varphi$ -Koordinaten spannen eine Ebene auf, die senkrecht zur Strahlrichtung steht.

²die z -Achse steht parallel zu Strahlrichtung

Die supraleitende Spule

Das elektromagnetische Kalorimeter, das hadronische Kalorimeter und der Spurendetektor sind von einer supraleitenden Solenoidspule umgeben, die ein zur Strahlrichtung paralleles Magnetfeld von 1.2 Tesla erzeugt. Die Spule hat einen Innenradius von 260 cm und einen Außenradius von 304 cm und ist 575 cm lang.

Das instrumentierte Eisen

Das instrumentierte Eisen ermöglicht die Rückführung des magnetischen Flusses. Daneben dient es als äußerste Absorptionsschicht des Hadronischen Kalorimeters (tail catcher). Dafür befinden sich im instrumentierten Eisen Streamerkammern. Diese dienen auch dazu Myonen nachzuweisen.

Die Myonenkammern

Die äußersten aktiven Komponenten des Detektors 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.

1.3 Die zentrale Spurenkammer

Die zentrale Spurenkammer (CJC³) ist vom *Jet*-Driftkammertyp. Sie zeichnet sich durch große Driftbereiche (maximale Driftstrecke ca. 4.5 cm) und einer großen Zahl von Meßpunkten aus. Die 2640 Signaldrähte verlaufen parallel zum Strahlrohr (siehe Abb. 1.3). Die zentrale Spurenkammer besteht aus den beiden Ringen CJC1 und CJC2. Bis auf ihre Größe und die Anzahl der Drähte unterscheiden sich die Kammern in keinem wesentlichen Punkt.

Aus der Meßgenauigkeit der Driftzeit erhält man eine $r\varphi$ -Auflösung von $\sigma_{r\varphi} = 170\mu\text{m}$. Die z -Koordinate wird durch Ladungsteilung am Draht bestimmt und erreicht eine Auflösung von 2.2 cm.

Die innere Kammer ist in 30 Segmente (Zellen), die äußere Kammer in 60 Segmente geteilt. Diese Segmente sind um ca. 30° gegenüber der radialen Richtung geneigt.

³Central-Jet-Chamber

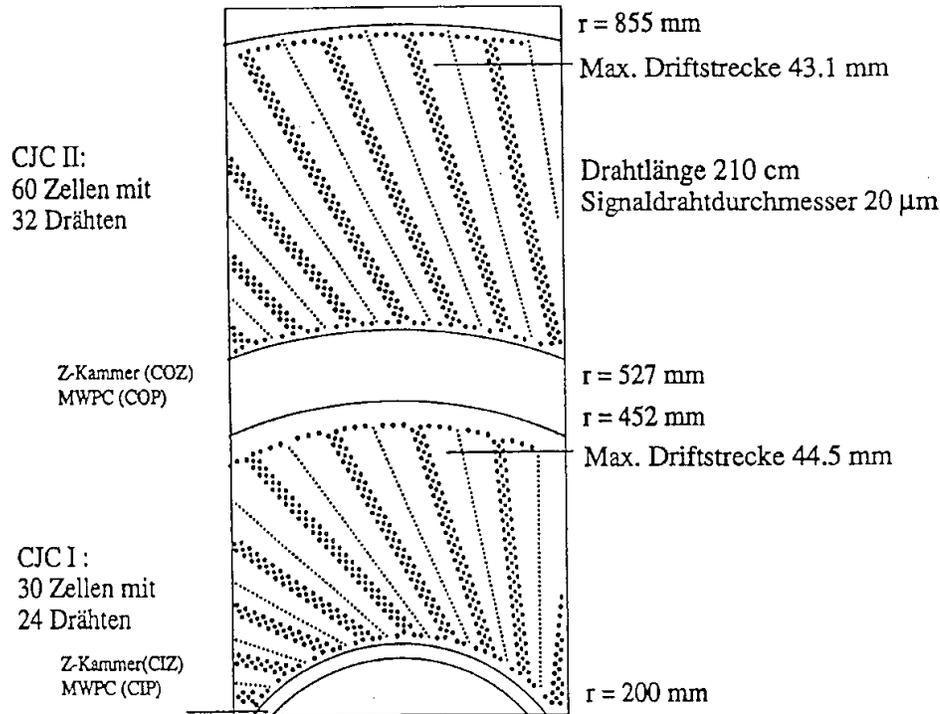


Abbildung 1.3: Die zentrale Spurenkammer ($r\varphi$ -Ebene). Die $r\varphi$ -Ebene liegt senkrecht zum Strahlrohr. (Aus [Lin92])

Dieser Aufbau hat einige Vorteile:

- Es erfolgt näherungsweise eine Kompensation des Lorentzwinkels⁴, d.h. die Driftrichtung der freien Elektronen ist annähernd senkrecht zur Spur hochenergetischer Teilchen. Dadurch wird die Ortsauflösung verbessert.
- Viele Teilchen schneiden mehrere Signaldrahtebenen. Die Links-Rechts-Ambiguität, d.h. die Mehrdeutigkeit bei der Zuordnung der Signale links oder rechts vom Signaldraht, wird dadurch vermieden.

Die Signaldrähte sind um $150\mu\text{m}$ alternierend versetzt (*Staggering*). Die elektrische Abstoßung der Signaldrähte wirkt in Richtung der Versetzung und verstärkt sie damit. Dadurch sind die Drahtpositionen genauer definiert. Ohne *Staggering* wäre die Richtung der auf die Drähte wirkenden Kräfte nicht vorherbestimmbar.

Daneben hilft die Versetzung auch, die Rechts-Links-Ambiguität aufzulösen: Die Spiegelspuren zeichnen sich geometriebedingt durch die doppelt alternierende Versetzung von $300\mu\text{m}$ aus. Dadurch paßt die rekonstruierte Spiegelspur weniger gut zu den Meßpunkten als die richtige Spur und kann verworfen werden.

⁴Winkel zwischen Driftrichtung der Elektronen und Richtung des Feldes

1.4 Funktionsweise einer Driftkammer

Eine Driftkammer dient der Orts- und Impulsmessung bewegter geladener Teilchen. Eine Driftkammer gliedert sich in zwei Bereiche mit unterschiedlichen Aufgaben: Der größere Teil wird vom Driftbereich eingenommen. Hier ist das elektrische Feld homogen. Im Gasverstärkungsbereich um die Signaldrähte (Anoden) wächst das elektrische Feld mit $E \propto 1/r$ stark an. Das Kammervolumen besteht aus einer Gasmischung, meistens aus einem Edelgas und einer Komponente Kohlenwasserstoff. In der zentralen Driftkammer von H1 besteht das Kammervolumen aus einer Mischung von 50% Argon und 50% Ethan.

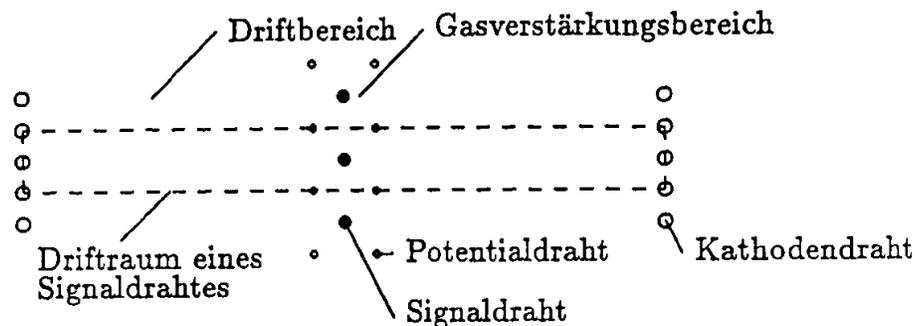


Abbildung 1.4: Schematischer Aufbau einer Driftkammer (aus [Lin92])

Geladene Teilchen ionisieren entlang ihrer Flugbahn durch das Kammergas die Gasmoleküle. Die dadurch entstehenden freien Ladungen werden vom homogenen elektrischen Feld im Driftbereich auf den positiv geladenen Signaldraht (Anode) hin beschleunigt. Die Elektronen verlieren durch die Zusammenstöße mit den Gasmolekülen so viel Energie, daß sich nach kurzer Zeit eine konstante Driftgeschwindigkeit einstellt.

Erreichen die Elektronen den Gasverstärkungsbereich, so werden die Elektronen so stark beschleunigt, daß die Zusammenstöße mit Molekülen diese ionisieren und weitere freie Elektronen freisetzen. Auf diese Weise wächst die Elektronenanzahl lawinenartig an, so daß eine meßbare Ladung auf dem Signaldraht deponiert wird.

1.5 Analyse der Signale

Der vom Signaldraht kommende Impuls hat einen steilen Anstieg und eine flache abfallende Flanke. Das Signal wird von der Elektronik (Flash ADC's) digitalisiert. Zunächst wird das Pulsmaximum bestimmt. Der Zeitpunkt, an dem die ansteigende Flanke 50% des Pulsmaximums erreicht ($t_{50\%}$), wird durch Interpolation bestimmt. Aus diesem Parameter wird die Driftzeit der Elektronen bestimmt. Aus der Driftzeit läßt sich mit

linearisierte Amplitude

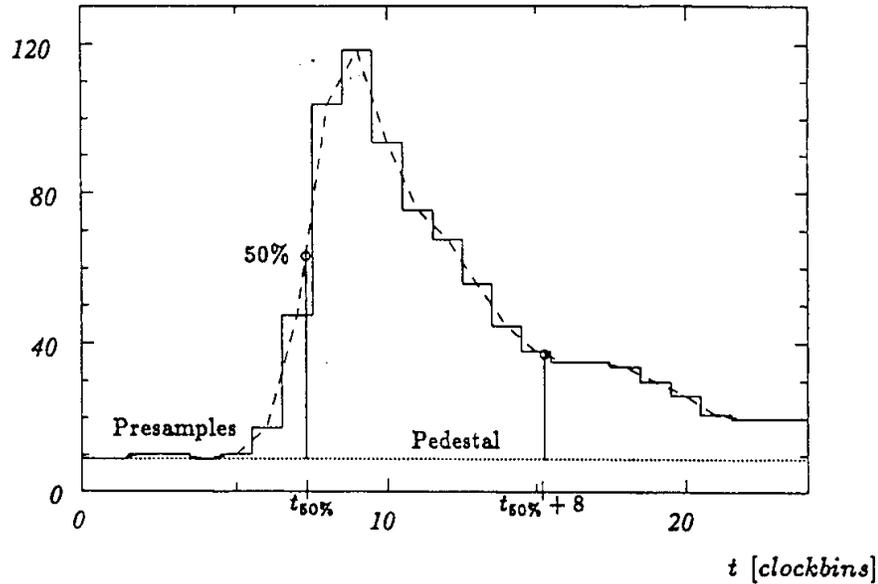


Abbildung 1.5: Typische Signalpulsform, wie sie vom Signaldraht kommt (aus [Pre92]). Ein Clockbin ist die Taktlänge der Uhr der Flash ADC's und ist 9.6 ns lang.

Hilfe der Driftgeschwindigkeit die Driftlänge bestimmen. Diese Driftlänge ist vorzeichenlos und kann nicht unterscheiden ob der Teilchendurchgang links oder rechts vom Signaldraht erfolgte. Die Drahtnummer und die Driftlänge werden in der *CRJE-Bank*⁵ abgespeichert.

⁵Die bei den verschiedenen Rechenschritten ermittelten Werte, werden in sogenannten BOS-Banken (Bank-Organisation-System) abgelegt, deren Namen vier Buchstaben lang sind. Siehe auch Anhang A

Kapitel 2

Rekonstruktion und Parametrisierung von Teilchenspuren

2.1 Rekonstruktion

Die Spurrekonstruktion hat die Aufgabe, aus den ermittelten Driftlängen Teilchenspuren zu bilden. Die Rekonstruktion gibt die Spurparameter und die Kovarianzmatrix aus.

Da die Lage der Signaldrähte und die Driftrichtung bekannt sind, kann aus der Driftlänge die x - y -Koordinate des Teilchendurchganges des Hits¹ berechnet werden. Die Kurve, die durch zum gleichen Teilchen gehöriger Hits gelegt werden kann, ist eine Spur.

Der erste Schritt der Rekonstruktion besteht darin, innerhalb einer Zelle nach Hit-Tripeln zu suchen. Hit-Tripel sind drei Hits, die von benachbarten Signaldrähten stammen. Sind alle Tripel bestimmt, so faßt man benachbarte Tripel zu einem Doppeltripel mit vier Hits zusammen. So entstehen Ketten von Tripeln, die der Länge nach sortiert werden. Die endgültigen Spurparameter werden durch einen abschließenden Spurfitt bestimmt.

2.2 Parametrisierung

Geladene Teilchen, die die Spurenkammer durchqueren, bewegen sich angenähert auf der Bahn einer Spirale, deren Symmetrieachse parallel zur z -Achse ist. Denn das Magnetfeld in der Kammer, welches parallel zur z -Achse des Detektors steht, lenkt die Teilchen aufgrund der Lorentz-Kraft ab. Die Projektion in die $r\varphi$ -Ebene ist dementsprechend ein Kreis. Dieser Kreis erfüllt in Polarkoordinaten (r, φ) die Gleichung (aus [Kar91]):

¹Als Hit bezeichnet man den am einzelnen Signaldraht gemessenen Datensatz (siehe Anhang A, CRJE-Bank

$$\frac{1}{2}\kappa(r^2 + d_{ca}^2) - (1 + \kappa d_{ca})r \sin(\varphi_{spur} - \varphi) + d_{ca} = 0 \quad (2.1)$$

Die Spurparameter in der $r\varphi$ -Ebene sind:

$$\begin{aligned} \kappa &= \text{Krümmung der Spur (vorzeichenbehaftet)} \\ d_{ca} &= \text{kürzester Abstand vom Ursprung (vorzeichenbehaftet)} \\ \varphi_{spur} &= \text{Winkel zwischen Spur und } x\text{-Achse am } d_{ca} \quad (-180^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ) \end{aligned}$$

Die Projektion in der $S_{r\varphi z}$ -Ebene² sind Geraden:

Die Spurparameter in der $S_{r\varphi z}$ -Ebene sind:

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

Der Krümmungsradius $1/\kappa$ ist proportional zum Transversalimpuls $p_t = p \cdot \sin \vartheta$. Die Umrechnung der Parameter κ , d_{ca} und φ in den Radius R und den Mittelpunkt (x_0, y_0) des Kreises in der $r\varphi$ -Projektion geht wie folgt:

$$R = 1/\kappa \quad (2.2)$$

$$x_0 = \left(d_{ca} - \frac{1}{\kappa}\right) \cos\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right) \quad (2.3)$$

$$y_0 = \left(d_{ca} - \frac{1}{\kappa}\right) \sin\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right) \quad (2.4)$$

Bezugspunkt der Parameter ist immer der Punkt des kürzesten Abstandes vom Ursprung. Die Parameter κ und d_{ca} sind vorzeichenbehaftet. Die Krümmung κ ist umgekehrt proportional zum Transversalimpuls des Teilchens. Das Vorzeichen von κ ist entgegengesetzt zum Ladungsvorzeichen des Teilchens. Der Transversalimpuls läßt sich aus der Krümmung folgendermaßen berechnen:

$$p_t = \frac{-1 \cdot 10^{-11} c \cdot B}{\kappa} \quad (2.5)$$

Hierbei ist

c die Lichtgeschwindigkeit in m/s,

B die Magnetfeldstärke in Tesla,

κ die Krümmung in 1/cm,

p_t der Transversalimpuls in GeV/c.

² $S_{r\varphi} = S_{ry}$ ist die Bogenlänge der in die $r\varphi$ -Ebene projizierten Teilchenspur

	$d_{ca} > 0$	$d_{ca} < 0$
$\kappa > 0$		
$\kappa < 0$		

Abbildung 2.1: Skizze zur Erläuterung der Vorzeichenkonvention von κ und d_{ca} (aus [Pre92])

Das Vorzeichen von d_{ca} in Bezug auf das Vorzeichen von κ kann gemäß der Abbildung 2.1 bestimmt werden. Dort ist zu erkennen, daß das d_{ca} , wenn nur die Krümmungsrichtung das Vorzeichen ändert, sein Vorzeichen beibehält.

Die spezielle Vorzeichenkonvention wurde aus folgendem Grund gewählt: Man erhält bei Spuren hochenergetischer Teilchen eine sehr kleine Krümmung κ . Die Meßgenauigkeit kann bei solchen Spuren zu einer Fehlbestimmung des Vorzeichens von κ führen. Die Vorzeichenkonvention sorgt dafür, daß das d_{ca} nicht ebenfalls das Vorzeichen wechselt.

Neben der Bestimmung der Spurparameter werden bei der Rekonstruktion auch die Meßungenauigkeiten und Korrelationen der Spurparameter berechnet. Die Meßungenauigkeiten und Korrelationen werden durch eine Fehlerfortpflanzungsrechnung bestimmt, welche auf der Meßungenauigkeit in der Ortsbestimmung der Punkte basiert, durch die die Spur gelegt wird. Die vollständige Kovarianzmatrix hat folgende Form:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{\kappa}^2 & \sigma_{\kappa d_{ca}} & \sigma_{\kappa\varphi} & \sigma_{\kappa Z_0} & \sigma_{\kappa\vartheta} \\ \sigma_{\kappa d_{ca}} & \sigma_{d_{ca}}^2 & \sigma_{d_{ca}\varphi} & \sigma_{d_{ca}Z_0} & \sigma_{d_{ca}\vartheta} \\ \sigma_{\kappa\varphi} & \sigma_{d_{ca}\varphi} & \sigma_{\varphi}^2 & \sigma_{\varphi Z_0} & \sigma_{\varphi\vartheta} \\ \sigma_{\kappa Z_0} & \sigma_{d_{ca}Z_0} & \sigma_{\varphi Z_0} & \sigma_{Z_0}^2 & \sigma_{Z_0\vartheta} \\ \sigma_{\kappa\vartheta} & \sigma_{d_{ca}\vartheta} & \sigma_{\varphi\vartheta} & \sigma_{Z_0\vartheta} & \sigma_{\vartheta}^2 \end{pmatrix}$$

2.3 Die Glucksternformel

Der Fehler bei der Bestimmung von κ wird, wenn die Hits gleichen Abstand voneinander haben, nach [Glu63] durch die Glucksternformel beschrieben:

$$\sigma_{\kappa} = \frac{\epsilon}{L^2} \sqrt{\frac{720}{N+5}} \quad (2.6)$$

Hierbei ist

σ_{κ} der mittlere Fehler von κ ,

ϵ der mittlere Fehler vom Hit,

L die in die $r\varphi$ -Ebene projizierte Länge der Spur,

N die Anzahl der Hits von der Spur.

Dieser Fehler berücksichtigt nur die Meßungenauigkeiten der Hits. Die sich aus der Vielfachstreuung ergebenden Meßungenauigkeiten müssen dazu quadratisch addiert werden (siehe [Rev92]).

Sofern die Formel gültig ist, bedeutet es, daß σ_{κ} von κ unabhängig ist. Für das Verhältnis σ_p zum Impuls p bedeutet das:

$$\sigma_p \propto p^2 \quad \Longleftrightarrow \quad \frac{\sigma_p}{p} = r \cdot p \quad (2.7)$$

Der Proportionalitätsfaktor r gibt die „Güte“ der Driftkammer an.

Wie oben gesagt setzt die Glucksternformel voraus, daß die Hits alle den gleichen Abstand voneinander haben. In der zentralen Spurenkammer sind die Spuren aber zwischen der CJC1 und der CJC2 unterbrochen. Das führt dazu, daß die Glucksternformel ihre

Gültigkeit verliert und den Fehler stark unterschätzt. Besonders groß wird dieser Effekt bei großem κ , also kleinen Impulsen. Die Unabhängigkeit von σ_κ von κ ist also nicht mehr gegeben.

Dividiert man σ_κ durch $\frac{1}{L^2} \sqrt{\frac{720}{N+5}}$, so erhält man die Größe

$$\epsilon = \frac{\sigma_\kappa}{\frac{1}{L^2} \sqrt{\frac{720}{N+5}}},$$

welche den mittleren Fehler eines Hits darstellt. Diese Untersuchung wurde an einem Datensatz von Spuren aus der kosmischen Strahlung gemacht (siehe Abb. 2.2). Die Werte von σ_κ liefert die Spuranpassung.

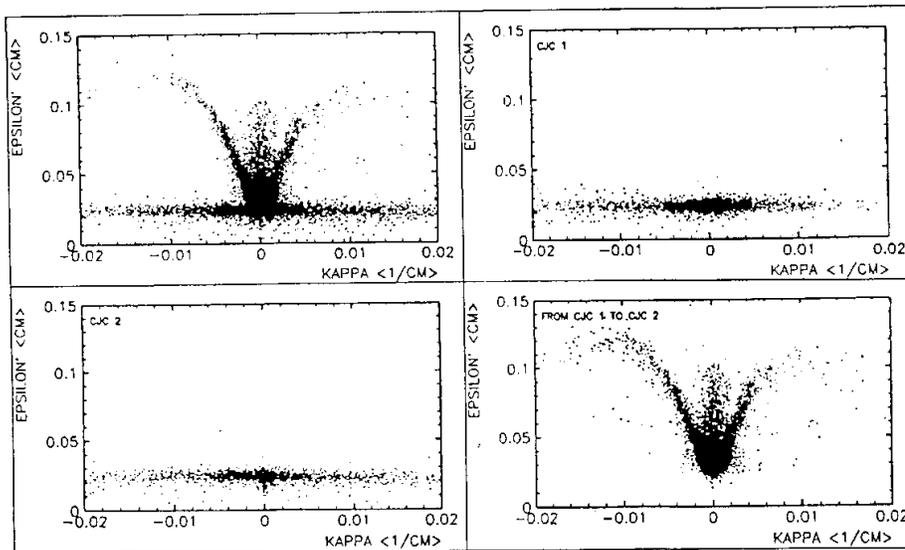


Abbildung 2.2: Untersuchung der Glücksternformel bei Spuren aus der kosmischen Strahlung: Oben links alle Spuren, oben rechts Spuren, die sich nur in der CJC1 befinden, unten links Spuren, die sich nur in der CJC2 befinden und unten rechts nur Spuren, die sowohl die CJC1 als auch die CJC2 durchlaufen. Die Krümmung von 0.02 1/cm entspricht bei einem Magnetfeld von 1.16 Tesla einem Transversalimpuls von 174 MeV/c.

Hier ist zu erkennen, daß bei den Spuren, die sich nur in jeweils einer von beiden Kammern befinden, die Glücksternformel gültig ist. In beiden Fällen ergibt die Rechnung einen konstanten Wert von etwa 0.025 cm. Das ist die Meßgenauigkeit pro Hit, die zur Zeit der Datennahme als Grundlage der Fehlerfortpflanzung bei der Rekonstruktion diente.

Bei den Spuren, die beide Kammern durchlaufen, ergeben sich Werte, die besonders bei großer Krümmung sehr viel größer sind. Darüber hinaus sind sie nicht konstant. Die Bedeutung der drei „Zweige“ ist noch nicht untersucht.

Kapitel 3

Die Erzeugung von Teilchenspuren durch die Monte-Carlo-Simulation

Für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßfehler in der Kammer ist es am günstigsten, wenn das theoretische optimale Meßergebnis, welches bei der fehlerfreien Messung ermittelt würde, bekannt ist. Dadurch kann der erhaltene Meßwert mit dem fehlerfreien Optimalwert verglichen werden.

Für die Untersuchung der Meßfehler in der Driftkammer kann das erreicht werden, indem die Kammer und die Teilchen von einem Computer simuliert werden. Dadurch sind die Werte, wie Impuls, Winkel, Krümmung und Teilchensorte bekannt und können mit den rekonstruierten Werten verglichen werden. Eine genaue Analyse der Nachweiswahrscheinlichkeiten und der Quellen von Meßfehlern ist damit möglich. Alle weiteren Untersuchungen basieren auf simulierten Ereignissen.

Eine Untersuchung auf der Basis von Simulationen kann natürlich nur so genau sein, wie die Simulation selber. Eine Simulation kann aber niemals alle physikalischen Eigenschaften korrekt simulieren. Wie weit sich aus Simulationsexperimenten gewonnene Ergebnisse auf echte Meßdaten übertragen lassen, muß der Vergleich mit Experimenten an real gemessenen Teilchenspuren zeigen.

3.1 Zur Arbeitsweise der Simulation

Der Lebensweg eines Teilchens im Detektor wird schrittweise berechnet. Der Anfangszustand ist bekannt, und daraus wird der Zustand des nächsten Schrittes berechnet. Da die Physik eines Teilchens, welches sich durch Materie bewegt, quantenmechanischer Natur und damit statistisch ist, wird der nächste Schritt der Simulation nach den aus dem Zustand des Teilchens berechneten Wahrscheinlichkeiten durch einen Zufallsgenerator bestimmt.

Die Materie des Detektors wird durch Volumina homogener Materie bestimmter Dichte und chemischer Zusammensetzung nachgebildet (siehe Anhang B). Die Wahrscheinlichkeiten der physikalischen Effekte der Teilchen, wie Energieverlust, Vielfachstreuung,

Zerfall, Zusammenstöße mit Atomkernen und Schauerbildung sind für jede Sorte von Teilchen in dieser Materie bekannt. Der ganze Modelldetektor wird aus solchen Volumina aufgebaut, die sich in den Materialkonstanten unterscheiden.

Die Rekonstruktion unterscheidet nicht zwischen echten Daten und Daten aus der Simulation. Die Hits aus der CRJE-Bank werden in gleicher Weise verwendet.

Da für die weiteren Untersuchungen der genaue Lebenslauf der Teilchen von Bedeutung ist, wurde das Simulationsprogramm dahingehend ergänzt, daß die Orts- und Impulskoordinaten eines jeden Teilchens in jedem Schritt der Simulation mit abgespeichert werden. Dafür wurde eine eigene Bank, die GVEC-Bank angelegt (siehe Anhang A).

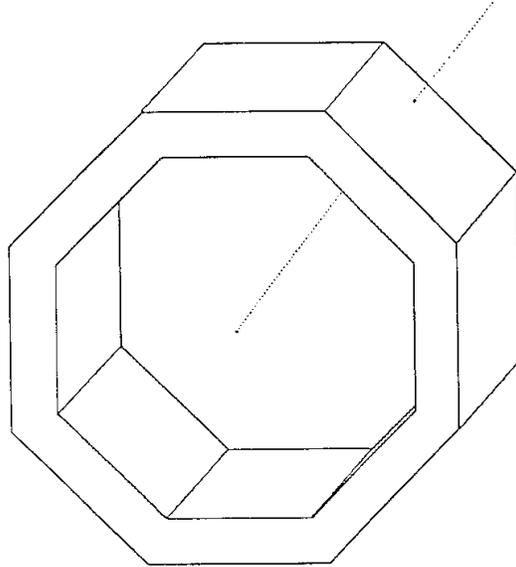


Abbildung 3.1: Eine Detektorkomponente, die durch ein Volumen homogener Materie nachgebildet wird, mit einem Teilchen, welches dieses Volumen durchdringt (gepunktet).

```

===> TRACK      7 STACK NR      0 NTMULT=      1      PION +
      X          Y          Z      NAME      GEKIN      MECHANISM
      0.0259    -0.0017    50.3154    BEAM     21.302MEV    NULL
      1.4247    -1.3413    53.6739    BEAM     21.302MEV    FIEL
      2.5804    -2.8955    57.0325    BEAM     21.302MEV    FIEL
      ...
     -11.3006   -15.1745   108.6416    CIZF     1.579MEV    FIEL LOSS MULS
     -11.2957   -15.1688   108.6439    CIZF     0.000KEV    FIEL LOSS STOP HADR DCAY

```

Auszug aus einem Ausdruck der Simulation. X, Y und Z sind die Koordinaten des Teilchens (π^+). NAME ist der Name des Volumens, GEKIN die kinetische Energie des Teilchens, und MECHANISMS bezeichnet die physikalischen Prozesse.

Kapitel 4

Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Nachweiswahrscheinlichkeiten der Teilchenspuren. Hierfür müssen die generierten Teilchen den rekonstruierten Spuren zugeordnet werden. Bei diesem Verfahren werden gleichzeitig die Nachweiswahrscheinlichkeiten bestimmt. Darüberhinaus bietet die Zuordnung von Teilchen und Spur den genauen Vergleich der Eigenschaften der Teilchen mit den aus der Rekonstruktion bestimmten Werten.

4.1 Die Zuordnung von Teilchen und Spur

Die Zuordnung von Teilchen und Spur geschieht durch Vergleich der Spurparameter. Dafür wird an die bei der Simulation in der GVEC-Bank abgelegten Ortskoordinaten ein Kreis gelegt. Dadurch erhält man dieselben Spurparameter (κ , d_{ca} und φ), wie sie bei der Rekonstruktion in der CJKR-Bank abgelegt werden. Sie können so direkt verglichen werden.

Für die Zuordnung wird zunächst das χ^2 gemäß der Formel

$$\chi^2 = \begin{pmatrix} \kappa^{CJKR} - \kappa^{GVEC} \\ d_{ca}^{CJKR} - d_{ca}^{GVEC} \\ \varphi^{CJKR} - \varphi^{GVEC} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} \sigma_\kappa^2 & \sigma_{\kappa d_{ca}} & \sigma_{\kappa \varphi} \\ \sigma_{\kappa d_{ca}} & \sigma_{d_{ca}}^2 & \sigma_{d_{ca} \varphi} \\ \sigma_{\kappa \varphi} & \sigma_{d_{ca} \varphi} & \sigma_\varphi^2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \kappa^{CJKR} - \kappa^{GVEC} \\ d_{ca}^{CJKR} - d_{ca}^{GVEC} \\ \varphi^{CJKR} - \varphi^{GVEC} \end{pmatrix}$$

für alle Kombinationen von Teilchen mit rekonstruierten Spuren eines Ereignisses berechnet.

Hierbei steht der Index „CJKR“ für die Parameter aus der Rekonstruktion und der Index „GVEC“ für die Parameter, die aus der Kreisanpassung stammen, die durch die in der GVEC-Bank abgelegten Ortskoordinaten bestimmt wurde.

Nach der Bestimmung aller χ^2 eines Ereignisses, wird die Spur mit dem geringsten χ^2 dem Teilchen zugeordnet. Um falsche Zuordnungen zu vermeiden, darf das χ^2 eine

bestimmte Größe nicht überschreiten. Sind alle berechneten χ^2 eines Teilchens größer als dieses maximale χ^2 , so findet keine Zuordnung statt. Bei drei Freiheitsgraden κ , d_{ca} und φ und $\chi^2 = 15$ liegt die Vertrauensgrenze bei 0.998. So ist zu erwarten, daß bei einem maximalen χ^2 von 15:0 99.8% aller Teilchen ihrer Spur zugeordnet werden, sofern diese vorhanden ist.

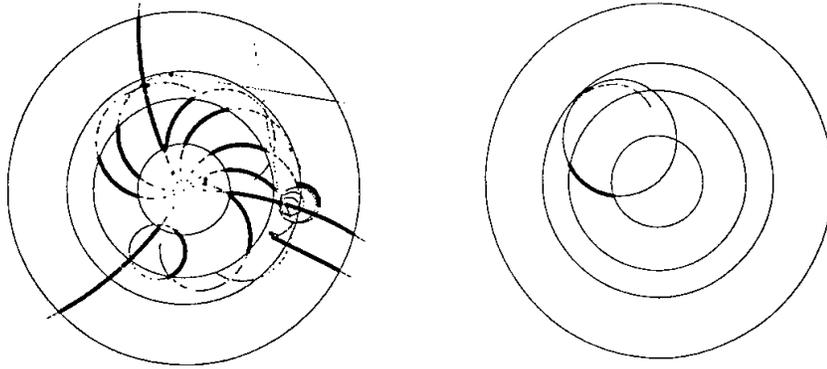


Abbildung 4.1: Nur durch die Punkte, die in der CJC liegen, wird ein Kreis gelegt (Ausnahmen siehe Text!). Die für die Anpassung verwendeten Punkte werden durch fette Punkte dargestellt. Rechts ein Beispiel einer Kreisanpassung. Angegeben sind die Grenzen der Hits in der CJC.

Damit die Zuordnung funktioniert, muß der an die Ortskoordinaten des Teilchens angepaßte Kreis dem entsprechenden rekonstruierten Kreis möglichst ähnlich sein. So ist es sinnvoll, nur durch die Ortskoordinaten einen Kreis zu legen, die in der CJC liegen. Orte, die im Strahlrohr oder in den Z-Kammern liegen, werden für die Anpassung nicht benutzt, es sei denn, das Teilchen dringt genügend in die CJC2 ein. Im letzteren Fall werden auch die Ortskoordinaten verwendet, die zwischen den zentralen Spurenkammern liegen. Punkte in der CJC2 werden nur beachtet, wenn das Teilchen mindestens 5cm in die Kammer eindringt. Abbildung 4.1 zeigt, welche Punkte verwendet werden.

Nicht für alle Teilchen wird eine Kreisanpassung gemacht. Neutrale Teilchen, die ja in der Spurenkammer kein Signal geben, werden davon ausgeschlossen. Gleiches gilt für Teilchen, die die CJC1 gar nicht erreichen oder für die weniger als vier Ortskoordinaten vorliegen.

Für die Spuren aus der Rekonstruktion wird gefordert, daß sie mindestens 10cm lang sind. Bei einer zu kurzen Spur könnte es passieren, daß wegen seiner großen Meßgenauigkeit das daraus resultierende χ^2 so klein wird, daß fälschlicherweise diese Spur statt der richtigen Spur dem Teilchen zugeordnet wird.

Diskussion der Ergebnisse

Bei einem Impuls von 50 MeV/c erreichen keine Pionen die Kammer (siehe Abb. 4.4 und Text weiter unten). Bei einem Impuls von 100 MeV/c liegt die natürliche Effektivität bei 90% und steigt bei weiterer Vergrößerung des Impulses bis 99% bei $\vartheta = 90^\circ$ und $p = 1000$ MeV/c leicht an (siehe Abb. 4.2). Zwischen 50 MeV/c und 100 MeV/c ist ein starker Anstieg der Effektivität zu beobachten. Die Effektivität des steileren Winkels ist stets größer als die Effektivität des flacheren Winkels. Dieser Effekt ist zwischen 50 MeV/c und 100 MeV/c stark ausgeprägt und ist auch bei den größeren Impulsen noch zu beobachten. Zwischen 500 MeV/c und 1000 MeV/c liegt die Differenz noch zwischen 2% und 3%.

Die Effektivität der Kammer und der Rekonstruktion erreicht bei hohen Impulsen unabhängig vom Winkel nahezu 100% (siehe Abb. 4.3). Wie bei der natürlichen Effektivität gibt es einen Bereich, in dem die Effektivität stark anwächst, der zwischen 50 MeV/c und 200 MeV/c liegt. Die starke Abhängigkeit der Effektivität von ϑ in diesem Bereich legt den Schluß nahe, daß die Effektivität weniger vom Impuls p als vom Transversalimpuls $p_t = \sin \vartheta \cdot p$ abhängt. Trägt man die Effektivität gegen den Transversalimpuls auf, kann die Vermutung bestätigt werden (siehe Abb. 4.7 und 4.8).

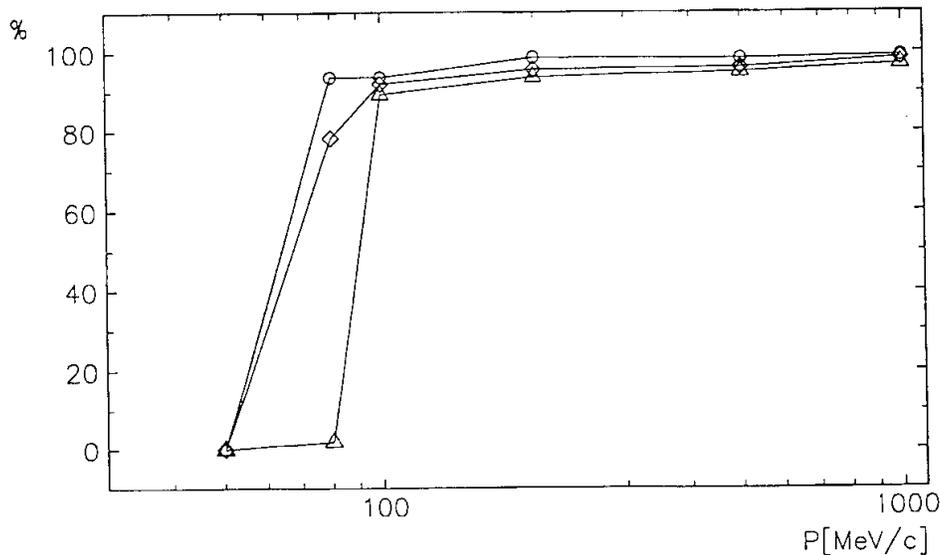


Abbildung 4.2: *Physikalische Effektivität in Abhängigkeit vom Impuls (π^-) unter den Winkeln $\vartheta = 90^\circ$ (Kreise), $\vartheta = 45^\circ$ (Karus) und $\vartheta = 30^\circ$ (Dreiecke).*

Trägt man die natürliche Effektivität gegen den Transversalimpuls auf, so zeigt sich, daß sie im Gegensatz zur Effektivität von Kammer und Rekonstruktion nicht allein vom Transversalimpuls abhängt. So erreichen z.B. bei $p_t = 50$ MeV/c und $\vartheta = 30^\circ$ ($p = 100$ MeV/c) 89.4% der Pionen die Kammer, während bei $p_t = p = 50$ MeV/c und

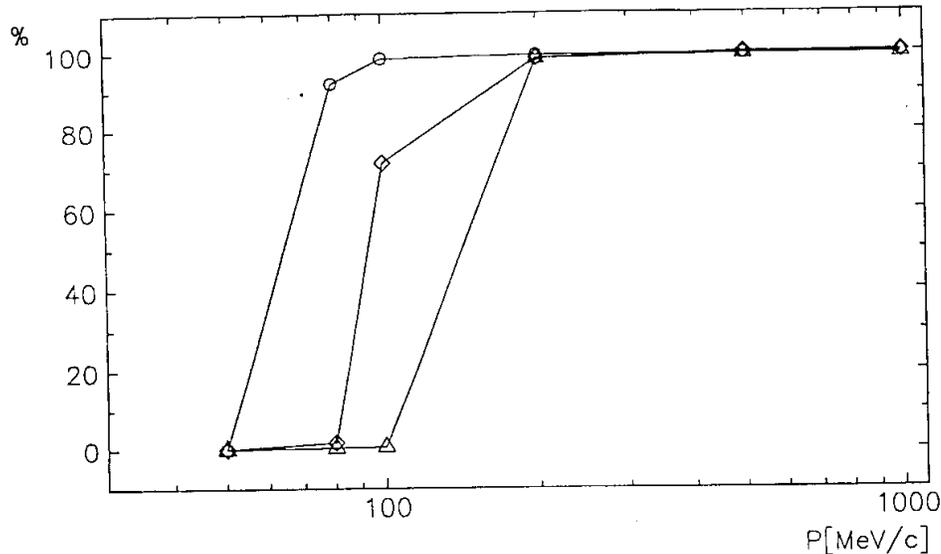


Abbildung 4.3: Effektivität von Kammer und Rekonstruktion in Abhängigkeit vom Impuls(π^-) unter den Winkeln $\vartheta = 90^\circ$ (Kreise), $\vartheta = 45^\circ$ (Karus) und $\vartheta = 30^\circ$ (Dreiecke).

$\vartheta = 90^\circ$ keine einzige Spur in die Kammer eindringt (siehe Abb. 4.4 Seite 27). Das ist darauf zurückzuführen, daß die Pionen bei 50 MeV/c entweder im Strahlrohr schon zerfallen, oder in der Kammerwand so viel Energie verlieren, daß sie steckenbleiben. Für die Wahrscheinlichkeit im Strahlrohr zu zerfallen oder für den Energieverlust ist der Gesamtimpuls und nicht der Transversalimpuls maßgebend. Der Gesamtimpuls entscheidet über die mittlere freie Weglänge bis zum Zerfall, die sich bei niedrigen Impulsen stark verringert. Ebenso vom Gesamtimpuls abhängig ist der Energieverlust durch Ionisation, die bei kleinen Impulsen stark anwächst. Dieser Effekt ist stärker als die Verlängerung des Weges um den Faktor $1/\sin \vartheta$ durch die Materie.

Der Vergleich zwischen negativen und positiven Pionen zeigt bei der natürlichen Effektivität keine wesentlichen Unterschiede (siehe Abb. 4.5 und 4.6). Der Bereich des Anstieges liegt je nach Winkel zwischen $P_t = 40$ MeV/c und $P_t = 60$ MeV/c. Bei Teilchen mit kleineren Winkeln kommt der Anstieg früher, da der Gesamtimpuls größer ist.

Im Gegensatz zur natürlichen Effektivität unterscheidet sich der Verlauf der Effektivität von Kammer und Rekonstruktion der positiven Pionen von den negativen Pionen deutlich: Die positiven Pionen brauchen größere Transversalimpulse, um nachgewiesen zu werden, als die negativen Pionen (siehe Abb. 4.7 und Abb. 4.8 Seite 29).

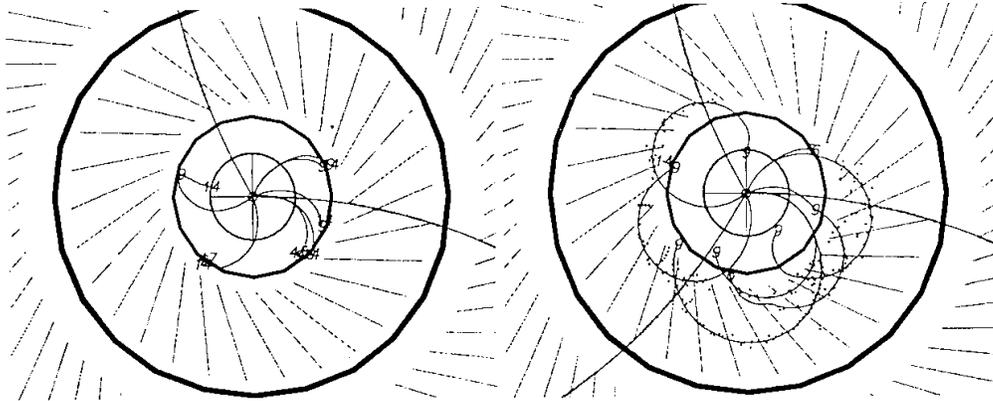


Abbildung 4.4: Spuren negativer Pionen mit $p_t = 50 \text{ MeV}/c$. Links Spuren unter $\vartheta = 90^\circ$ und $p = 50 \text{ MeV}/c$ und rechts Spuren unter $\vartheta = 30^\circ$ und $p = 100 \text{ MeV}/c$. Die langen geraden Spuren sind höherenergetische Myonen.

Bei der Auftragung der Effektivitäten gegen den Transversalimpuls wurde an die Meßwerte die Funktion

$$f(p_t) = \frac{\epsilon_{max}}{2} \cdot [1 + \tanh(\delta \cdot (p_t - p_{t\ 50\%}))] \quad (4.5)$$

angepaßt. Der Anstieg der Effektivität kann so durch die drei Parameter ϵ_{max} , δ und $p_{t\ 50\%}$ beschrieben werden. Der Parameter ϵ_{max} gibt die Effektivität bei $\lim_{p_t \rightarrow \infty}$ an, $p_{t\ 50\%}$ ist der Transversalimpuls p_t , an dem die Effektivität 50% erreicht, und der Parameter δ ist die Steigung der Tangente bei $p_t = p_{t\ 50\%}$.

Die Anpassung ergibt

- für negative Pionen:

$$\begin{aligned} \epsilon_{max} &= (99.6 \pm 0.2)\% \\ \delta &= (0.11 \pm 0.003) \frac{\%}{\text{MeV}/c} \\ p_{t\ 50\%} &= (68.7 \pm 0.24)\text{MeV}/c \end{aligned}$$

- für positive Pionen:

$$\begin{aligned} \epsilon_{max} &= (99.6 \pm 0.2)\% \\ \delta &= (0.09 \pm 0.004) \frac{\%}{\text{MeV}/c} \\ p_{t\ 50\%} &= (80.8 \pm 0.35)\text{MeV}/c. \end{aligned}$$

Der Transversalimpuls, bei der die Effektivität 50% erreicht, liegt bei π^- bei 68.7MeV/c, bei π^+ dagegen erst bei 80.8MeV/c und liegt damit um 12MeV/c höher als bei π^- (siehe Markierung Abb. 4.8).

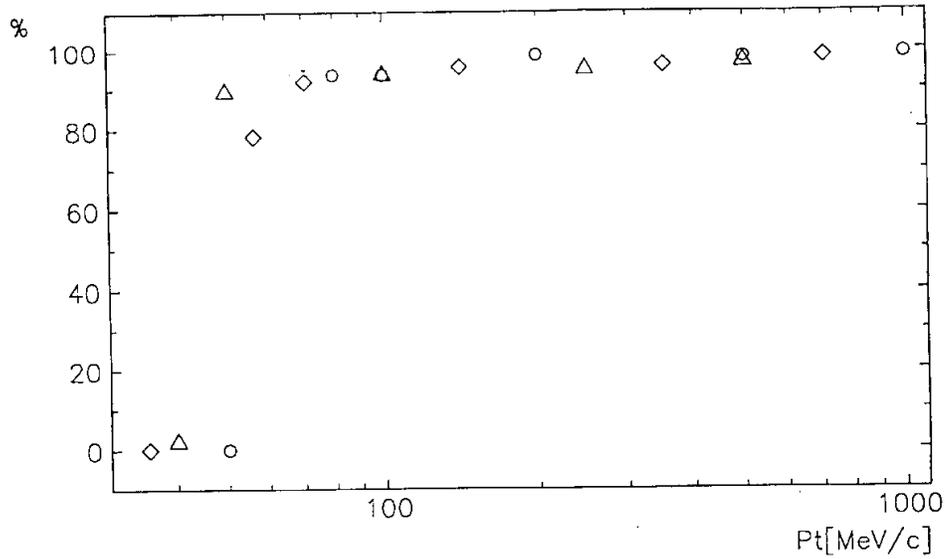


Abbildung 4.5: Natürliche Effektivität in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bei π^- unter den Winkeln $\vartheta = 90^\circ$ (Kreise), $\vartheta = 45^\circ$ (Karus) und $\vartheta = 30^\circ$ (Dreiecke).

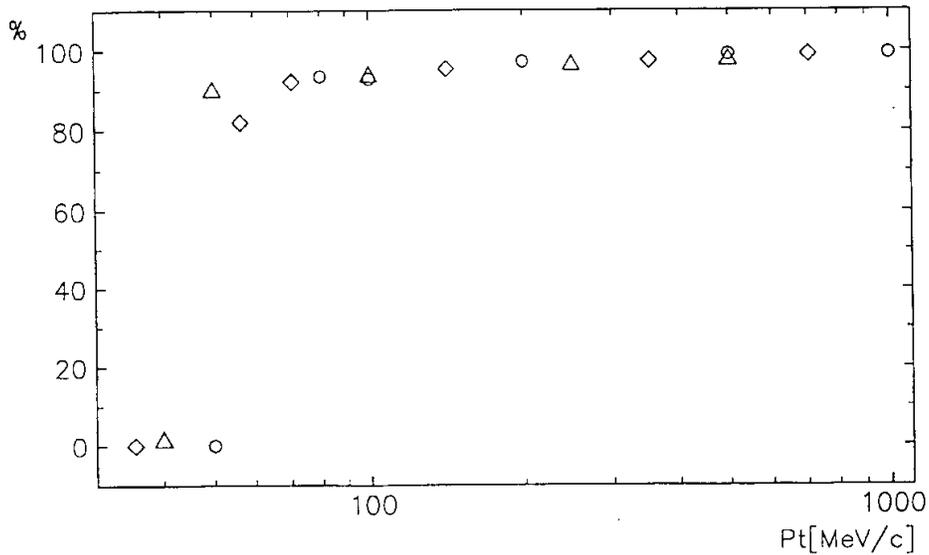


Abbildung 4.6: Natürliche Effektivität in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bei π^+ unter den Winkeln $\vartheta = 90^\circ$ (Kreise), $\vartheta = 45^\circ$ (Karus) und $\vartheta = 30^\circ$ (Dreiecke).

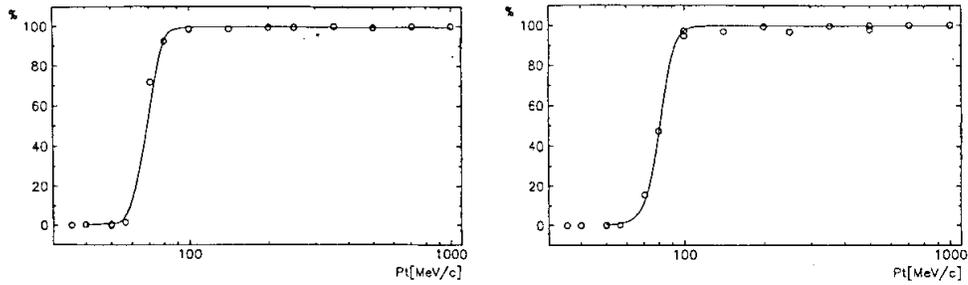


Abbildung 4.7: Effektivität von Kammer und Rekonstruktion in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bei π^- (links) und π^+ (rechts).

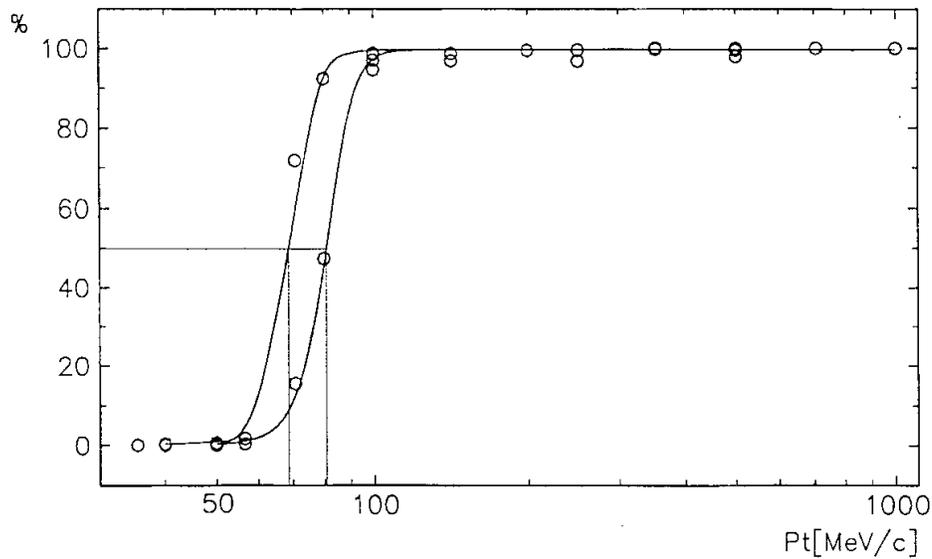


Abbildung 4.8: Effektivität von Kammer und Rekonstruktion in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bei π^- (obere Kurve) und π^+ (untere Kurve). Deutlich ist im Übergangsbereich die geringere Effektivität bei den positiven Pionen sichtbar. (Siehe gestrichelte Markierung bei 50%.)

4.4 Die Bestimmung der Meßfehler des Transversalimpulses

Da der tatsächliche mittlere Transversalimpuls (p_t) des Teilchens in der Kammer bekannt ist — er wird durch Mittelung der Impulse an jedem für die Kreis Anpassung verwendeten Schritt bestimmt — kann die Differenz zur rekonstruierten Transversalimpuls bestimmt werden. Man erhält so die Abweichung zwischen tatsächlichem mittleren Teilchenimpuls und der Rekonstruktion. Histogrammiert man diese Meßfehler, so erhält man eine Gaußverteilung (siehe Abb. 4.9, 100MeV/c, 90°). Eine Anpassung der Gaußkurve an diese Verteilung ermittelt den mittleren Meßfehler σ_{p_t} der Rekonstruktion.

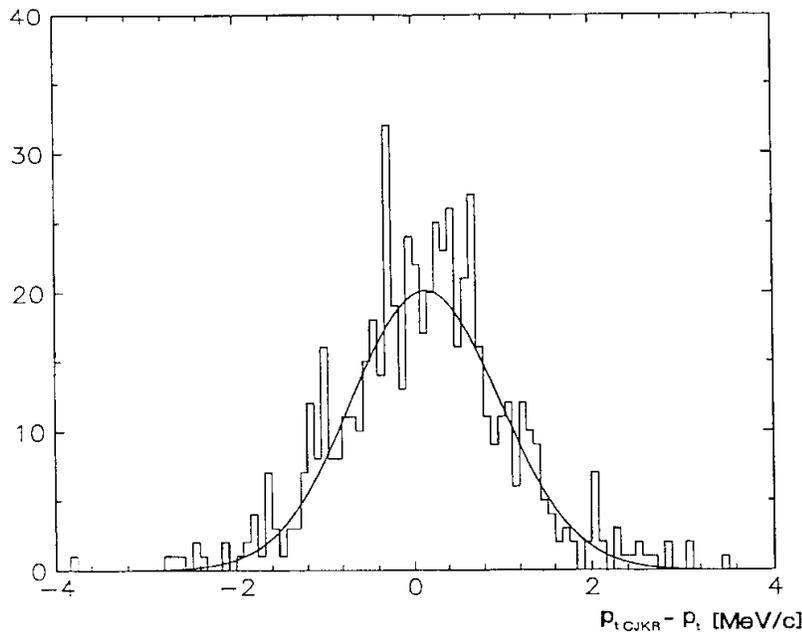
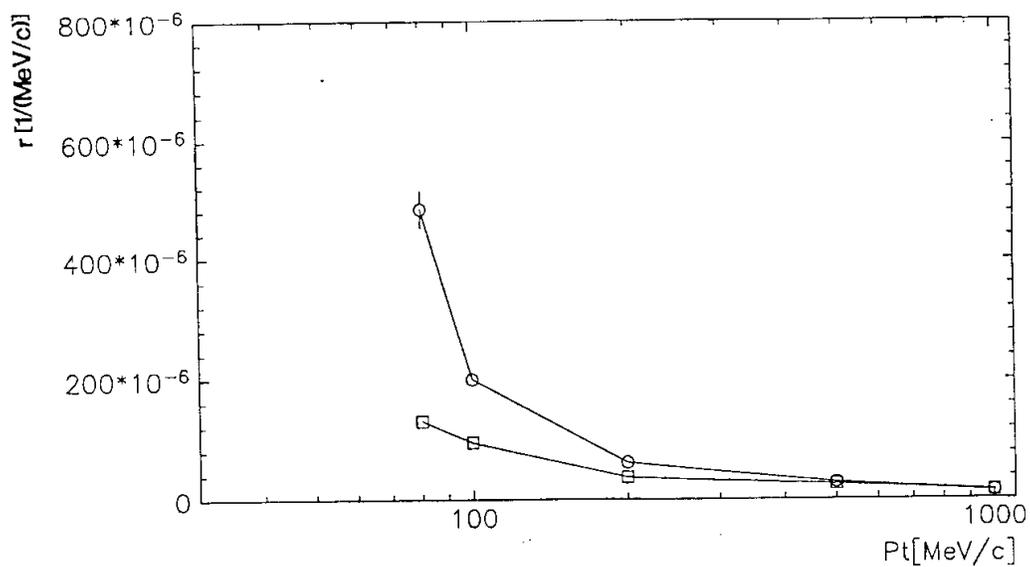
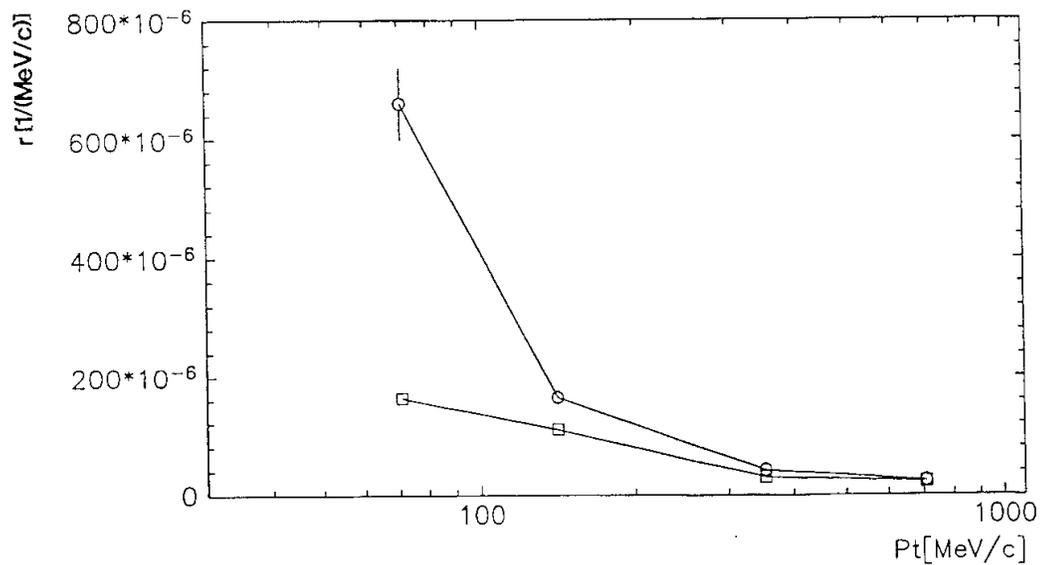


Abbildung 4.9: Histogramm der Meßfehler der Rekonstruktion von p_t .

Um die ermittelten Meßfehler miteinander vergleichen zu können, ist es günstig, sie durch p_t^2 zu dividieren. Man erhält damit den Gütefaktor r der Kammer aus der Gleichung:

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = r \cdot p_t$$

Ein Vergleich zwischen positiven und negativen Pionen zeigt hier, daß der Meßfehler der positiven Pionen bei kleinen Transversalimpulsen den Meßfehler der negativen Pionen übertrifft. Bei Transversalimpulsen kleiner als 100MeV/c ist der Meßfehler der positiven Pionen bis hin zum Faktor drei größer. Abb. 4.10 und Abb. 4.11 zeigen die Gütefaktoren bei verschiedenen p_t und Winkeln ϑ .

Abbildung 4.10: Der Gütefaktor r bei $\vartheta = 90^\circ$ für π^+ (Kreise) und π^- (Quadrate).Abbildung 4.11: Der Gütefaktor r bei $\vartheta = 45^\circ$ für π^+ (Kreise) und π^- (Quadrate).

4.5 Über die Ursachen der geringeren Effektivität und größeren Meßfehler bei positiven Pionen

Die Segmente der Kammer sind gegen die radiale Richtung um 30° geneigt, um den Lorentzwinkel zu kompensieren. Das hat zur Folge, daß die Flugbahn eines positiven Teilchens in gleicher Richtung gekrümmt ist, wie die Segmente geneigt sind. Negative Teilchen, deren Spuren entgegen der Neigungsrichtung gekrümmt sind, durchlaufen im Mittel vier bis fünf Segmente (siehe Abb. 4.12 links). Positive Teilchen durchlaufen dagegen nur eine oder zwei Segmente (siehe Abb. 4.12 rechts).

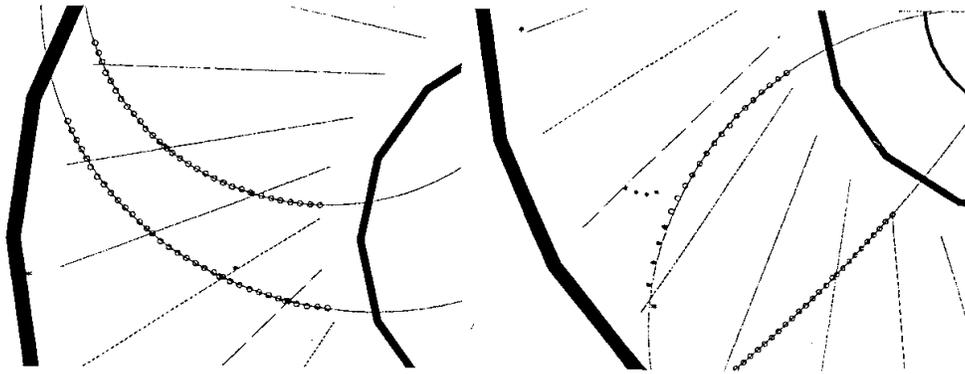


Abbildung 4.12: Spur negativer Teilchen (links). Spur eines positiven Teilchens (rechts obere Spur). Deutlich ist die geringere Spurlänge und Anzahl der Hits (Kreise) zu erkennen. Der Spur nicht zugeordnete Hits werden mit Spiegelhits als Sterne dargestellt

Befindet sich die Spur innerhalb nur eines Segments, so ist die Rechts-Links-Ambiguität eine mögliche Quelle für Ineffektivität. Es kann passieren, daß das Krümmungsvorzeichen falsch ermittelt wird. Diese Möglichkeit ist wegen der Krümmungsrichtung ihrer Spur vor allem bei positiven Teilchen gegeben (Beispiel siehe Abb. 4.13). Eine solche Spiegelspur hat das falsche Ladungsvorzeichen und stellt so keinen Nachweis des ursprünglichen Teilchens dar.

Die Abbildung 4.14 links zeigt positive Pionen, die mit $100\text{MeV}/c$ Impuls unter einem Winkel von $\vartheta = 45^\circ$ generiert worden sind. Eine Spur mit einem so kleinen Transversalimpuls krümmen sich wieder in das Strahlrohr zurück. Die Rekonstruktion ermittelt bei optimaler Effektivität zwei Spuren unterschiedlichen Krümmungsvorzeichens für den auslaufenden und den zurücklaufenden Ast, wobei nur der auslaufende Ast das richtige Ladungsvorzeichen hat. Bei der Rekonstruktion wird bei diesem Teilchen nur der zurücklaufende Ast richtig rekonstruiert (siehe Abb. 4.14 links Pfeile und rechts Spur Nr. 6). Der Ast mit dem richtigen Ladungsvorzeichen ist verloren, und damit kann das Teilchen nicht nachgewiesen werden. Im Gegensatz zu positiven Teilchen wird bei negativen Teilchen der auslaufende Ast gut rekonstruiert und das Teilchen nachgewiesen.

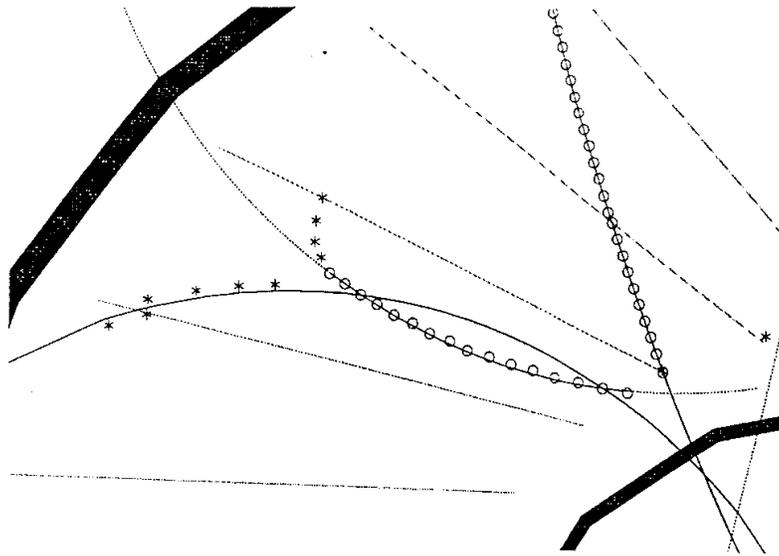


Abbildung 4.13: Spiegelspur (Bildmitte): Statt der tatsächlichen Flugbahn des Teilchens (durchgezogene Linie) wurde die zur Drahtebene symmetrische Spiegelspur rekonstruiert (gestrichelte Linie).

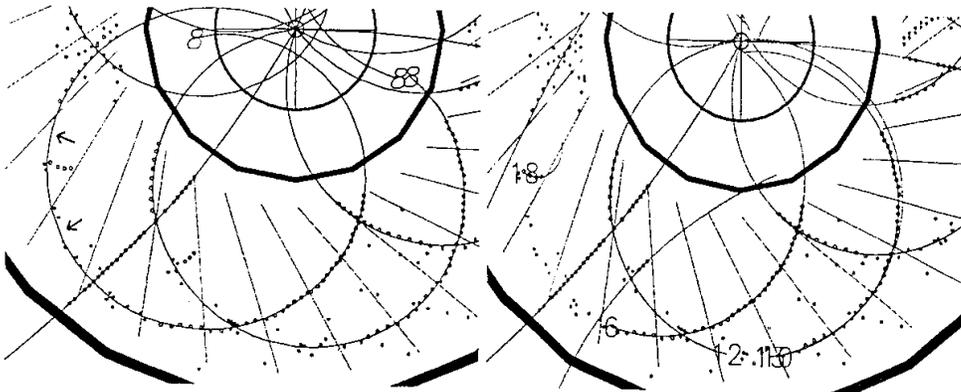


Abbildung 4.14: π^+ -Teilchen mit $p = 100 \text{ MeV}/c$ unter $\vartheta = 45^\circ$ (links) und die daraus rekonstruierten Spuren (rechts).

Die geringere Meßgenauigkeit der positiven Pionen ist darauf zurückzuführen, daß die Spuren positiver Pionen weniger Hits aufweisen als die Spuren negativer Pionen und daß sie kürzer sind (siehe Abb. 4.12, 4.15 und 4.16). Gemäß der Glucksternformel hängt die Meßgenauigkeit von der Länge und der Anzahl der Hits ab.

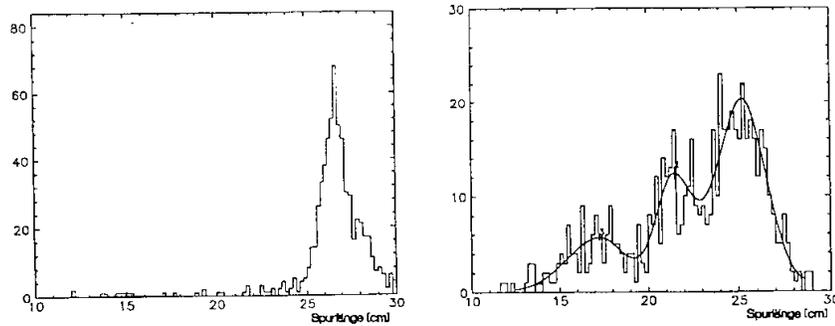


Abbildung 4.15: Die Spurlänge von negativen Pionen (links) und positiven Pionen (rechts). Die Spuren positiver Pionen sind im Mittel kürzer.

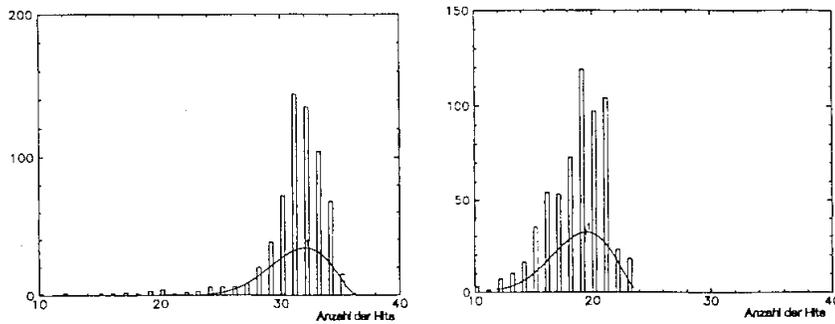


Abbildung 4.16: Die Anzahl der Hits von negativen Pionen (links) und von positiven Pionen (rechts). Die Spuren positiver Pionen haben im Mittel weniger Hits.

Die Meßgenauigkeit der Krümmung und damit des Transversalimpulses in Abhängigkeit von der Spurlänge und der Anzahl der Hits wird von der Glucksternformel beschrieben. Eine Umformung der Glucksternformel ergibt:

$$\left(\frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2} \right)_{\text{Gluckst}} = \frac{\epsilon}{10^{-11} c \cdot B \cdot L^2} \sqrt{\frac{720}{N+5}} \quad (4.6)$$

Hierbei ist

$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t}$ der Gütefaktor der Spur,

ϵ der mittlere Fehler vom Hit in cm,

c die Lichtgeschwindigkeit in m/s,

B die Magnetfeldstärke in Tesla,

L die in die $r\varphi$ -Ebene projizierte Länge der Spur in cm.

N die Anzahl der Hits von der Spur.

Der so ermittelte Gütefaktor wird in folgendem Quotienten verwendet ($p_{t_{\text{CJRR}}}$ ist der aus der Rekonstruktion ermittelte Impuls):

$$\frac{(p_{t_{\text{CJRR}}} - p_t)/p_t^2}{\left(\frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2}\right)_{\text{Gluckst}}} \quad (4.7)$$

Die Eintragung dieses Quotienten jeder Spur in ein Histogramm ergäbe eine Verteilung der Breite eins mit Mittelwert null, wenn die Ungenauigkeit der Hits die einzige Fehlerquelle wäre. Da die Glucksternformel die Vielfachstreuung nicht berücksichtigt, ist die Verteilung breiter. Trotzdem kann diese Rechnung zeigen, ob die großen Unterschiede in den Meßgenauigkeiten zwischen π^- und π^+ in den kürzeren Spuren und der geringeren Anzahl der Hits bei positiven Pionen begründet liegen. Die Breiten der Verteilungen ergeben

für $p_t = 80 \text{ MeV}/c$, $\vartheta = 90^\circ$:

und π^- : 2.5 ± 0.2

und π^+ : 2.7 ± 0.1

für $p_t = 100 \text{ MeV}/c$, $\vartheta = 90^\circ$:

und π^- : 2.1 ± 0.08

und π^+ : 1.2 ± 0.04

für $p_t = 100 \text{ MeV}/c$, $\vartheta = 45^\circ$:

und π^- : 3.8 ± 0.3

und π^+ : 2.7 ± 0.1 .

Hier sind die Breiten bei π^+ nicht größer als bei π^- . Die geringere Meßgenauigkeit positiver Spuren muß also als Effekt der kürzeren Spurlänge und der geringeren Anzahl der Hits angesehen werden.

Kapitel 5

Einflüsse physikalischer Effekte auf die Spurparameter

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den physikalischen Effekten beim Durchlaufen der Teilchen durch die Kammer, die zur Vergrößerung der statistischen und systematischen Fehler beitragen. Das Ergebnis der Arbeit ist ein Programm (siehe Anhang C), welches diese Fehlerquellen abschätzt und gegebenenfalls korrigiert.

5.1 Energieverlust durch Ionisation

5.1.1 Auswirkungen auf die Krümmung

Geladene Teilchen, also alle Teilchen, die in der Driftkammer gemessen werden können, ionisieren die Atome der Materie, durch die sie fliegen. Durch die Ionisation verliert das Teilchen laufend Energie, was sich durch einen Verlust an Impuls bemerkbar macht. Der Impuls des Teilchens in der Kammer liegt etwas unter dem Anfangsimpuls am Vertex. Da man sich für den Impuls am Vertex interessiert, wird dieser Impuls ohne Korrektur systematisch unterschätzt (siehe Abb. 5.1).

Der mittlere Energieverlust des Teilchens pro Längeneinheit ist von der Geschwindigkeit des Teilchens und der Art der Materie abhängig und wird durch die Bethe-Bloch-Formel (aus [Rev92]) beschrieben:

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (5.1)$$

Hierbei ist

m_e die Elektronenmasse,

r_e der klassische Elektronenradius,

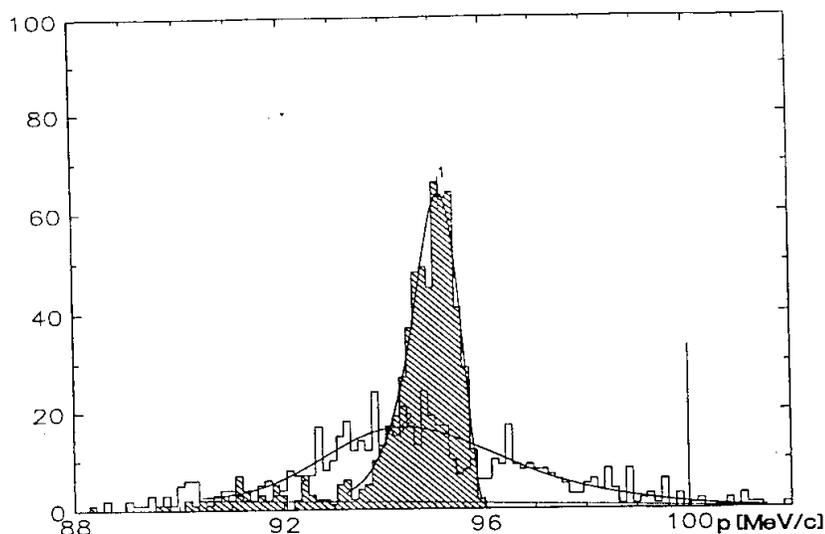


Abbildung 5.1: Rekonstruierte (weiß) und tatsächliche (schraffiert, Definition siehe Kap. 4.4) Impulsverteilung von $100 \text{ MeV}/c \pi^+$. Durch den Energieverlust liegt das Maximum dieser Verteilungen einige MeV/c unter dem Anfangsimpuls von $100 \text{ MeV}/c$ (Markierung). $\vartheta = 90^\circ$

z Ladung des Teilchens in Einheiten von e ,

$\beta = v/c$ des Teilchens,

$\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$,

N_0 die Avogadrozahl,

Z und A Ladungs- und Massenzahl der Atome des Materials,

x die Dicke der durchquerten Schicht (in g cm^{-2}),

I bezeichnet ein effektives Ionisationspotential, gemittelt über alle Elektronen, das ungefähr $16Z^{0.9} \text{ eV}$ beträgt.

Da man den Impuls des Teilchens kennt, ist es sinnvoll, den differentiellen Energieverlust als Funktion von p anzugeben. Des Weiteren ist es bequem, die Konstanten auszurechnen (siehe auch Abb. 5.2):

$$\frac{dE}{dx} = 0.3071 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1} \frac{z^2(p^2 + m^2)}{p^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left(\frac{p^2/m^2}{15.7 \cdot 10^{-6} Z^{0.9}} \right) - \frac{p^2}{p^2 + m^2} \right] \quad (5.2)$$

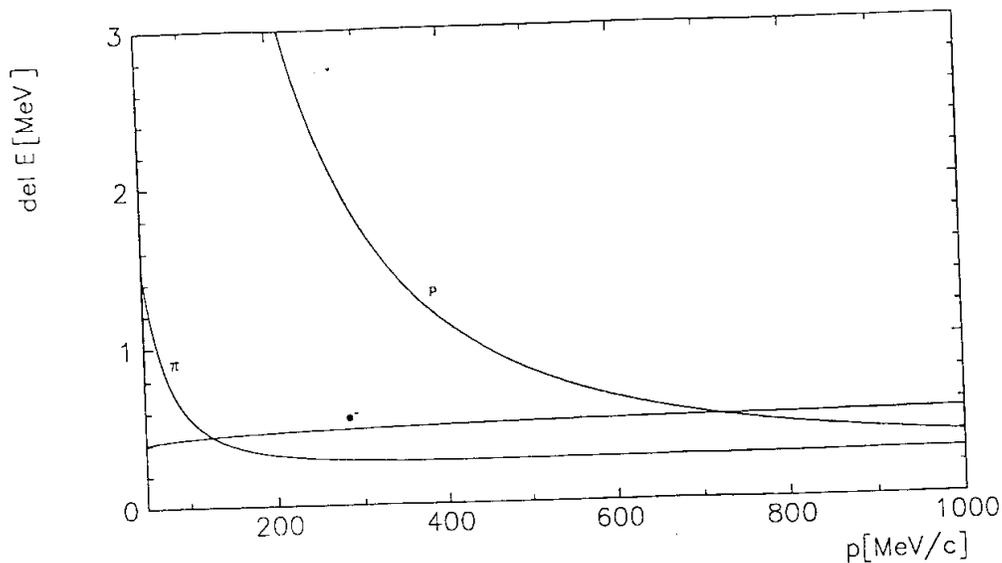


Abbildung 5.2: Mittlerer Energieverlust nach Bethe-Bloch von Elektronen, Pionen und Protonen beim Durchgang durch 1mm Carbonfiber ($\rho = 1.5\text{g/cm}^3$).

Hierbei ist

$m[\text{MeV}/c^2]$ die Masse des Teilchens,

z und $p[\text{MeV}/c]$ Ladung und Impuls des Teilchens,

Z und A Ladungs und Massenzahl der Atome des Materials,

x die Dicke der durchquerten Schicht (in g cm^{-2}).

Der Energieverlust tritt hauptsächlich an den Wänden der Spurenkammern auf. Das Gas in der Kammer trägt nur zu einem geringen Teil zum Energieverlust bei. So kann man den Impuls innerhalb der Kammer als konstant annehmen und dem Teilchen beim Durchgang durch die Kammerwände einen definierten mittleren Energieverlust zuordnen. Da das Material und die Ausmaße der Kammerwände bekannt sind (siehe Anhang B), kann der mittlere Energieverlust mit der Bethe-Bloch-Formel berechnet werden. Über die Masse des Teilchens muß man eine Annahme machen.

Geht die Spur durch die äußere Z-Kammer, so verliert das Teilchen zweimal Energie. So kann man sagen, daß eine lange Spur, die durch beide Spurenkammern CJC1 und CJC2 geht, für jede Kammer einen eigenen Impuls hat. In der CJC1 hat das Teilchen den Impuls p_1 und in der CJC2 hat das Teilchen den Impuls p_2 . Den mittleren Impuls erhält man, indem man die Impulse gewichtet mittelt.

$$p = \frac{l_1^4 p_1 + l_2^4 p_2}{l_1^4 + l_2^4} \quad (5.3)$$

Hierbei sind

l_1 und l_2 die Spurlängen der Spur in CJC1 und CJC2

p_1 und p_2 die mittleren Impulse der Spur in CJC1 und CJC2

p der mittlere Impuls der gesamten Spur

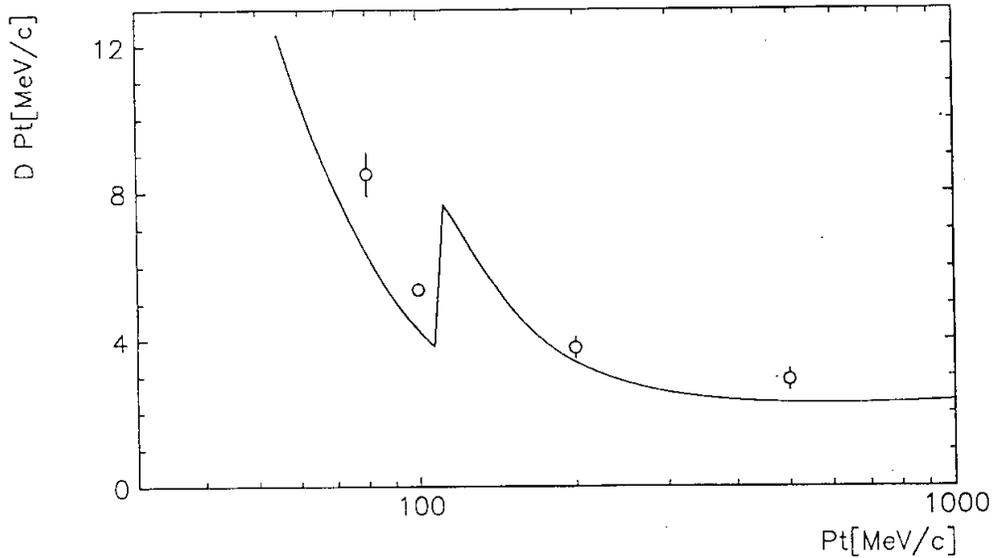


Abbildung 5.3: Die berechnete Impulskorrektur bei $\vartheta = 90^\circ$ Pionen. Die Unstetigkeit tritt auf, weil die Spur, wenn sie die CJC2 erreicht, durch die äußere Z-Kammer muß und zusätzlich Energie verliert. Die aus der Messung (Monte-Carlo) ermittelten Impulsverluste sind mit Kreisen eingetragen.

Die Gewichtung nach der vierten Potenz der Spurlänge trägt der Tatsache Rechnung, daß der Meßfehler von p mit dem Quadrat der Spurlänge abnimmt.

Wenn man annimmt, daß der Impulsverlust im Verhältnis zum Gesamtimpuls des Teilchens klein ist, vereinfacht sich die Berechnung des Energieverlustes, indem man Schichten gleichen Materials innerhalb einer Einheit (Material vor der CJC1 und vor der CJC2) zusammenfaßt. Addiert man den Impulsverlust auf den rekonstruierten Impuls auf, so verschiebt sich die etwa gaußförmige Verteilung um den mittleren Impuls in der Kammer auf den Anfangsimpuls (Abb. 5.4). Die Breite der Verteilung ergibt sich aus der

Faltung der Impulsverteilung – eine verzerrte Landauverteilung – und der Unsicherheit aus der Rekonstruktion.

Die Impulskorrektur ist bei niedrigen Impulsen und schweren Teilchen von Bedeutung, wenn die Teilchen nicht mehr minimalisierend sind und der Impulsverlust die Größenordnung der Impulsauflösung erreicht. Bei leichten Teilchen mit hohem Impuls, wo die Impulskorrektur klein und die Impulsauflösung schlecht ist, wird die Korrektur bedeutungslos.

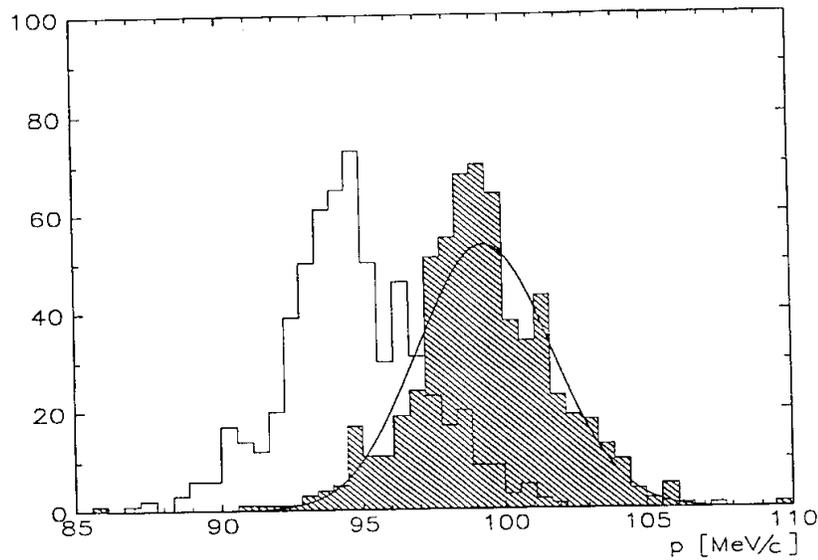


Abbildung 5.4: Die Rekonstruierte Impulsverteilung vor (weiß) und nach der Korrektur (schraffiert) für Pionen mit $p = 100 \text{ MeV/c}$ und $\vartheta = 90^\circ$.

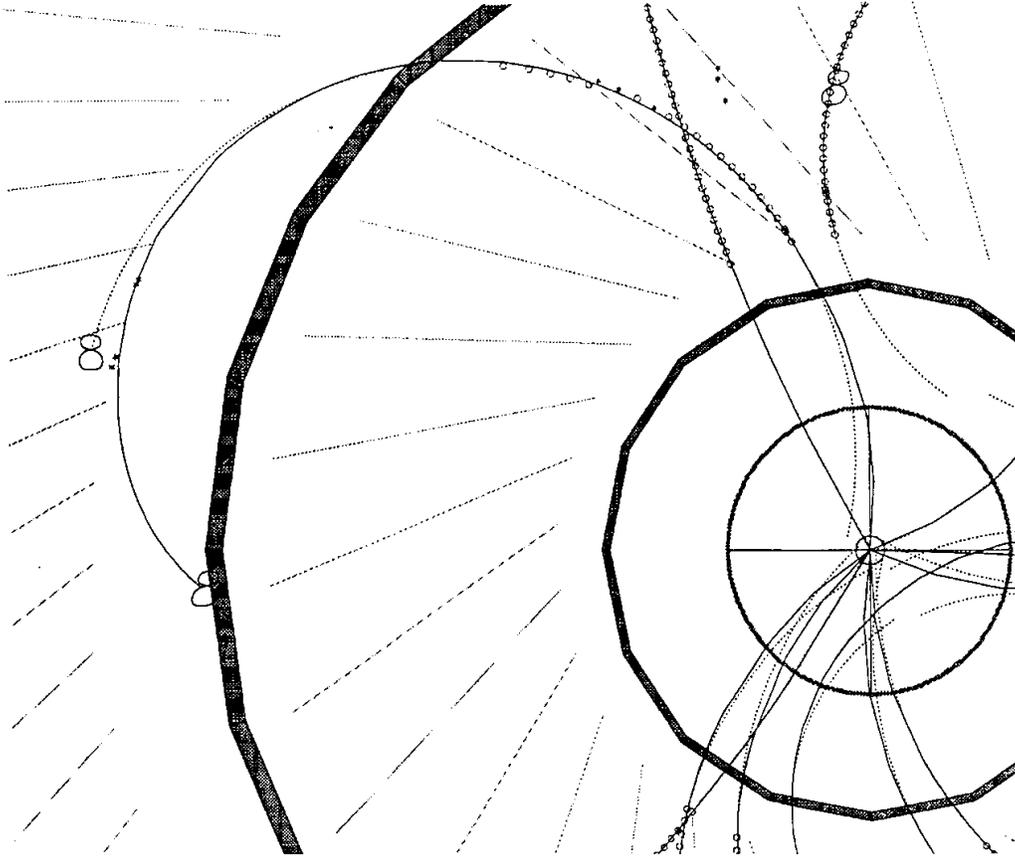


Abbildung 5.5: Auswirkungen des Impulsverlustes auf d_{ca} und φ : Durch den Impulsverlust an der Kammerwand wird die Teilchenspur (durchgezogen) falsch in das Strahlrohr extrapoliert (gestrichelt). Dadurch wird sowohl das d_{ca} als auch das φ falsch ermittelt.

5.1.2 Auswirkungen auf die Spurparameter d_{ca} und φ

Da das Teilchen beim Durchdringen der Wände der Spurenkammer an Impuls verliert, entspricht die Krümmung der Spur in der Spurenkammer nicht der Krümmung der Teilchenspur im Strahlrohr. Infolgedessen wird die Spur falsch in das Strahlrohr extrapoliert. Das Teilchen scheint von einem anderen Ort zu kommen und in einem anderen Winkel abgestrahlt worden zu sein. Je nach Ladung des Teilchens ergibt es eine Verschiebung von φ und d_{ca} in positive oder negative Richtung.

Wenn man den Impulsverlust abschätzen kann, kann geometrisch diese Verschiebung von φ und d_{ca} berechnet werden:

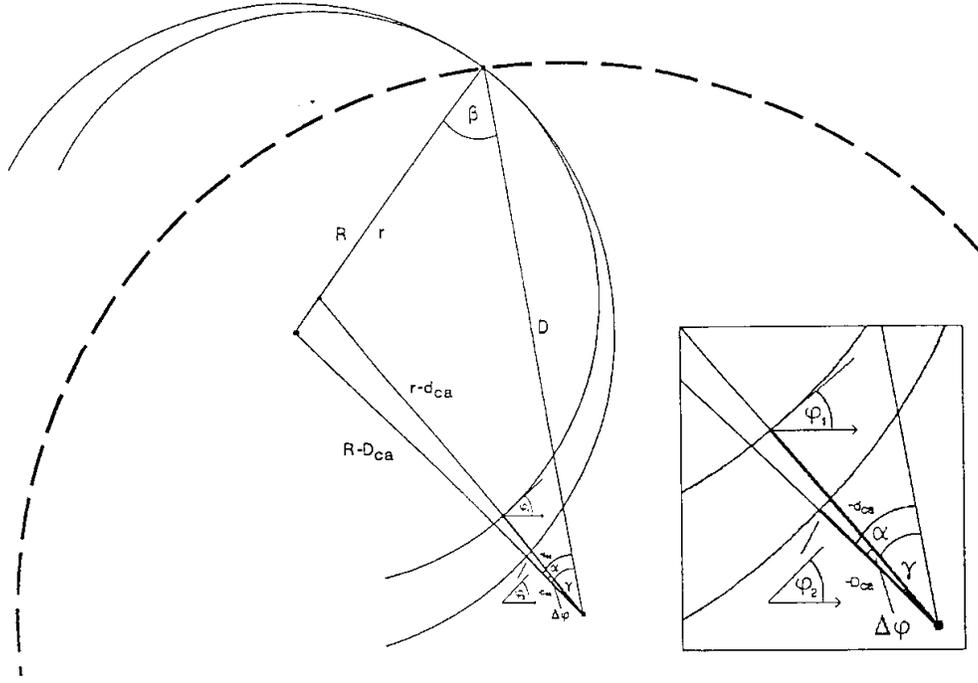


Abbildung 5.6: Theoretisches Modell: Der gesamte Impulsverlust sei an der Kammerwand (Radius D , gestrichelt) angenommen. Durch den Impulsverlust an der Kammerwand wechselt die Bahn des Teilchens vom größeren auf den kleineren Kreis. Nach der Vorzeichenkonvention ist das d_{ca} in diesem Fall negativ.

Der Mittelpunkt des Spurkreises, der Ort des Impulsverlustes und der Mittelpunkt der Kammer bilden ein Dreieck (siehe Abb.5.1.2 Seite 41). Die Längen und Winkel der Dreiecke lassen sich mit Sinus- und Cosinussatz berechnen:

Cosinussatz:

$$(r - d_{ca})^2 = D^2 + r^2 - 2Dr \cos \beta \iff \cos \beta = \frac{D^2 + r^2 - (r - d_{ca})^2}{2Dr} \quad (5.4)$$

$$(R - D_{CA})^2 = D^2 + R^2 - 2DR \cos \beta \iff D_{CA} = R \pm \sqrt{D^2 + R^2 - 2DR \cos \beta} \quad (5.5)$$

Sinussatz:

$$\sin \gamma = \frac{r \sin \beta}{r - d_{ca}} \quad \text{und} \quad \sin \alpha = \frac{R \sin \beta}{R - D_{CA}} \quad (5.6)$$

$$\Delta \varphi = \alpha - \gamma \quad (5.7)$$

Mit $r = 1/\kappa$ und unter Berücksichtigung der Vorzeichenkonvention erhält man:

$$\cos \beta = \frac{D^2 + \left(\frac{1}{\kappa}\right)^2 - \left(\frac{1}{\kappa} - d_{ca}\right)^2}{2D \left(\frac{1}{\kappa}\right)} \quad (5.8)$$

$$D_{CA} = \frac{1}{\kappa} - \frac{\kappa}{|\kappa|} \sqrt{D^2 + \left(\frac{1}{\kappa}\right)^2 - 2D \left(\frac{1}{\kappa}\right) \cos \beta} \quad (5.9)$$

$$\sin \gamma = \frac{\left(\frac{1}{\kappa}\right) \sin \beta}{\left(\frac{1}{\kappa}\right) - d_{ca}} \quad \text{und} \quad \sin \alpha = \frac{\left(\frac{1}{\kappa}\right) \sin \beta}{\left(\frac{1}{\kappa}\right) - D_{CA}} \quad (5.10)$$

$$\Delta\varphi = \frac{\kappa}{|\kappa|} (\alpha - \gamma) \quad (5.11)$$

Im Folgenden werden die Gleichungen auf ihre mathematischen Eigenschaften untersucht:

Die Funktion $\cos \beta(\kappa, d_{ca})$:

Der $\cos \beta$ ist bei $d_{ca} = 0$ für $-2/D \leq \kappa \leq 2/D$ definiert. Bei größeren Beträgen von κ wird der Durchmesser des Spurkreises kleiner als der Radius des Strahlrohrs D . Der $\cos \beta$ erstreckt sich über einen Wertebereich von $[-1, 1]$. Das entspricht einem Winkel von $[0^\circ, 180^\circ]$. Sobald das κ negativ wird, liegt der Winkel β außerhalb des Dreiecks.

Im allgemeinen Fall $d_{ca} \neq 0$ ist der Definitionsbereich: $\frac{-2}{D-d_{ca}} \leq \kappa \leq \frac{2}{D+d_{ca}}$. Damit deckt der Definitionsbereich alle in der Spurenkammer auftretenden Werte von κ und d_{ca} ab.

Siehe auch Abb.5.7 Seite 44 bis Abb.5.10 Seite 46.

Die Funktion $D_{ca}(\kappa, \cos \beta)$:

Das d_{ca} macht bei $\cos \beta = 0$ und $\kappa = 0$ einen Vorzeichenwechsel. Ist $\cos \beta \neq 0$, verschiebt sich die Nullstelle für $\kappa > 0$ entsprechend $\kappa_0 = \sqrt{1 - 2D \cos \beta \kappa + D^2 \kappa^2}$. Die Gleichung ist bezüglich einer gleichzeitigen Vorzeicheninversion aller Parameter ($\kappa \rightarrow -\kappa, \cos \beta \rightarrow -\cos \beta, d_{ca} \rightarrow -d_{ca}$) symmetrisch (Siehe Abb.5.11 Seite 46).

Berechnet man den Betrag Δd_{ca} , um den sich das d_{ca} bei einer Variation von κ verschiebt, in Bezug zu einer Spur mit festem κ , so ist der Betrag, um den sich das d_{ca} verschiebt, stark von dem Impuls des Teilchens der festen Spur abhängig. Bei kleinem Impuls reagiert die Verschiebung des d_{ca} viel empfindlicher als bei großem Impuls. (Siehe Abb.5.12 und 5.13 Seite 47. Wenn ein Teilchen mit $p = 0.1 \text{ GeV}/c$ $5 \text{ MeV}/c$ Impuls verliert (Pfeil), dann ist das d_{ca} um -0.37 cm verschoben.)

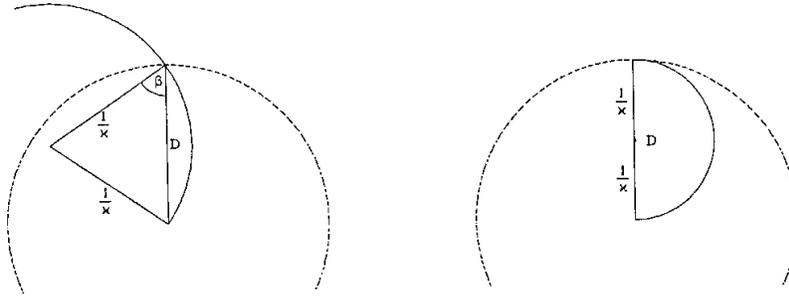


Abbildung 5.7: Bei $d_{ca} = 0$ und positiven κ ist $0 \leq \beta \leq 90^\circ$ d.h.: $\cos \beta > 0$ (links).
Bei $\kappa = 2/D$ ist $\beta = 0$ und $\cos \beta = 1$. Größer kann κ also nicht werden (rechts).

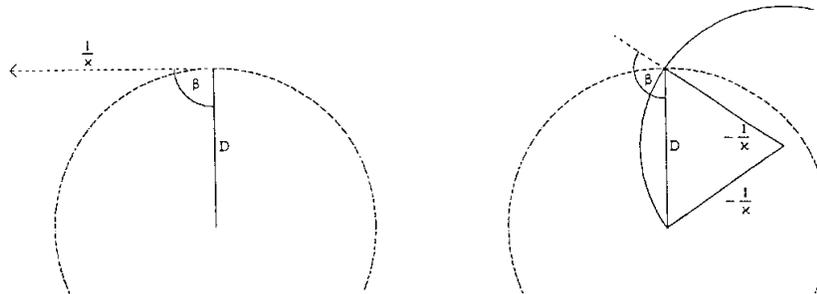


Abbildung 5.8: Ist $\kappa = 0$ (gerade Spur), dann ist $\beta = 90^\circ$ und $\cos \beta = 0$ (links).
Ist das κ negativ, so liegt β außerhalb des Dreiecks und zwischen 90° und 180° , $\cos \beta < 0$ (rechts).

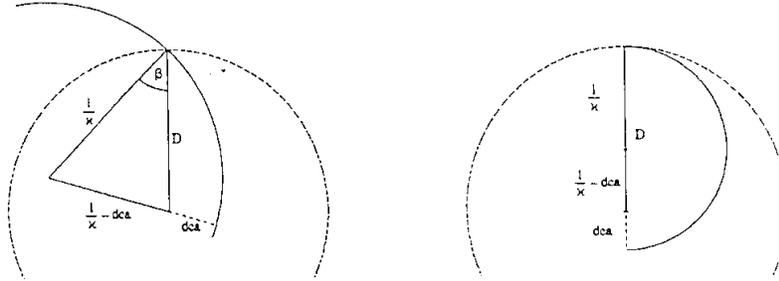


Abbildung 5.9: $d_{ca} > 0$ (links und rechts).

Der Grenzfall mit $\cos \beta = 1$: Aus der Geometrie folgt $\frac{-2}{D-d_{ca}} \leq \kappa \leq \frac{2}{D+d_{ca}}$ (rechts).

Die Funktion $\sin \gamma(\kappa, d_{ca})$:

Der $\sin \gamma$ ist im Definitionsbereich von $\cos \beta$ positiv und liegt im Intervall $[0, 1]$ d.h.: $0^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$. Da der $\sin \gamma$ bezüglich einer Vorzeicheninversion ($\kappa \rightarrow -\kappa, d_{ca} \rightarrow -d_{ca}$) symmetrisch ist, geht die Vorzeicheninformation von κ und d_{ca} verloren. Sie muß bei der Winkeldifferenz $\Delta \varphi$ nachträglich eingefügt werden.

Ähnlich wie die Verschiebung vom d_{ca} ist auch die Verschiebung von φ bei großer Krümmung empfindlicher. Das Vorzeichen von $\Delta \varphi$ ist dem von Δd_{ca} entgegengesetzt.

Erwartungswerte von Δd_{ca} und $\Delta \varphi$ im Experiment

Aus dem nach Bethe-Bloch zu erwartenden Energieverlust können die zu erwartenden Verschiebungen von d_{ca} und φ berechnet werden (siehe Abb. 5.16 und 5.17 Seite 49). Diese Voraussage kann nur höchstens so genau sein, wie es das vorhergesagte Δp vorgibt. Bei großen Impulsen gehen Δd_{ca} und $\Delta \varphi$ gegen Null. Bei kleinen Impulsen wachsen die Korrekturen stark an. Ist $\vartheta = 90^\circ$, so beträgt bei $p = 200 \text{ MeV}$ $\Delta d_{ca} -0.075 \text{ cm}$, bei $p = 50 \text{ MeV}$ ist Δd_{ca} schon -2.4 cm . $\Delta \varphi$ liegt in diesem Intervall von p zwischen $\Delta \varphi = 0.5^\circ$ und $\Delta \varphi = 11.5^\circ$.

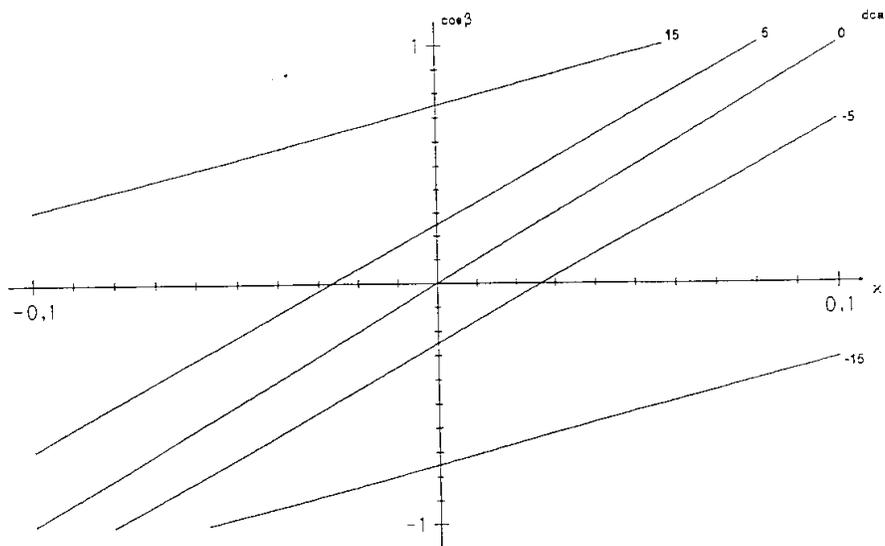


Abbildung 5.10: $\cos \beta$ als Funktion von κ für verschiedene Werte von d_{ca} ($D = 20$).

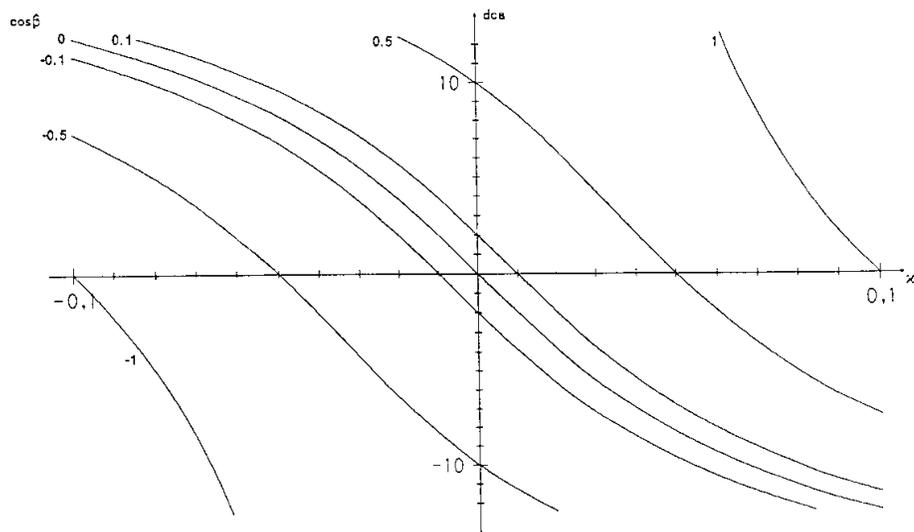


Abbildung 5.11: d_{ca} als Funktion von κ für verschiedene Werte von $\cos \beta$ ($D = 20$).

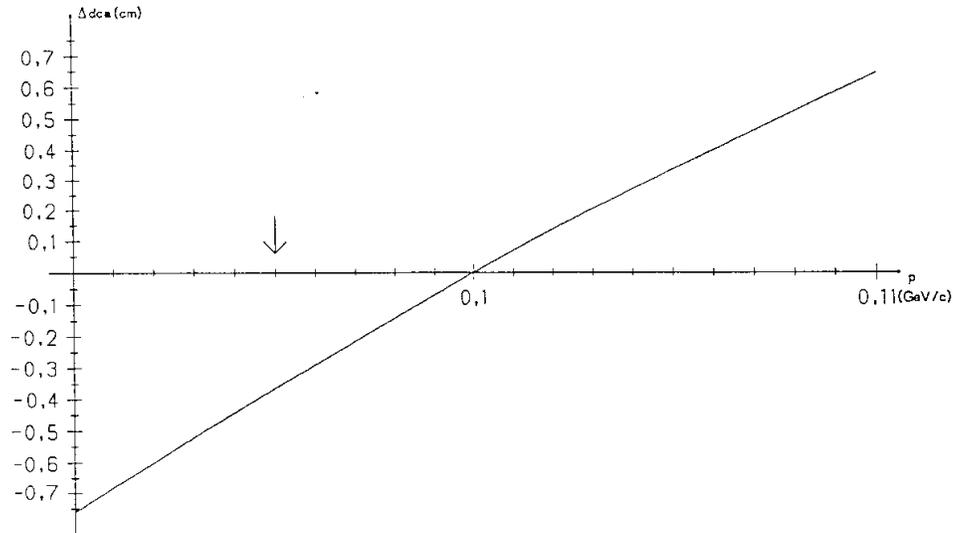


Abbildung 5.12: Verschiebung des d_{ca} einer Spur in Bezug zu einer Spur mit $0.1 \text{ GeV}/c$ Impuls und $d_{ca} = 0$ ($D = 20 \text{ cm}$). Der Pfeil markiert einen Impulsverlust von $5 \text{ MeV}/c$.

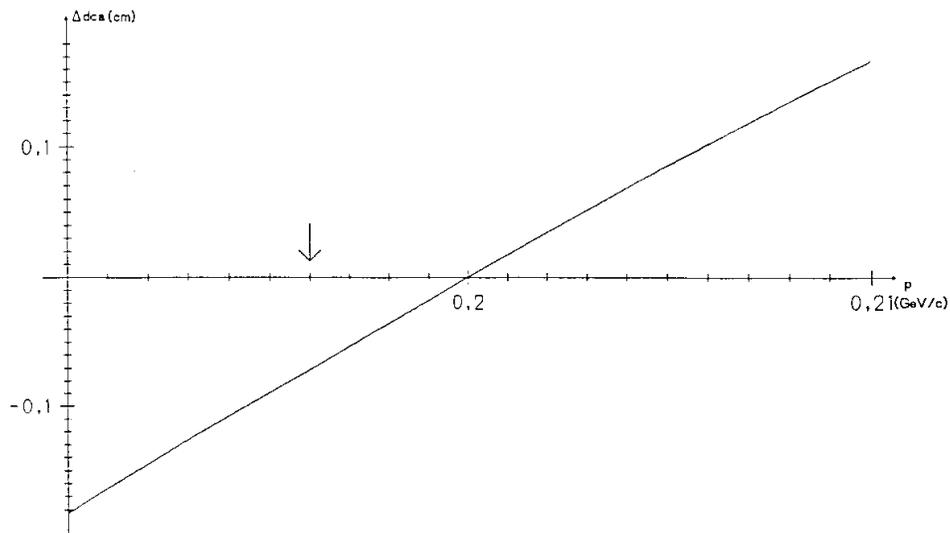


Abbildung 5.13: Verschiebung des d_{ca} einer Spur in Bezug zu einer Spur mit $0.2 \text{ GeV}/c$ Impuls und $d_{ca} = 0$ ($D = 20 \text{ cm}$). Der Pfeil markiert einen Impulsverlust von $4 \text{ MeV}/c$.

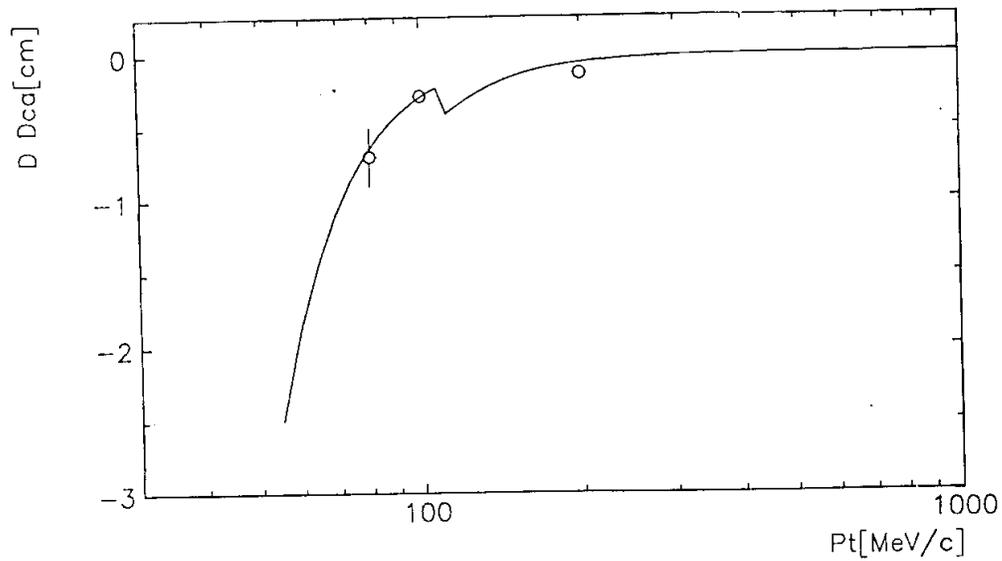


Abbildung 5.16: Berechneter Wert von Δd_{ca} in Abhängigkeit von p bei π^+ . Die aus der Messung (Monte-Carlo) ermittelten Werte sind durch Kreise eingetragen.

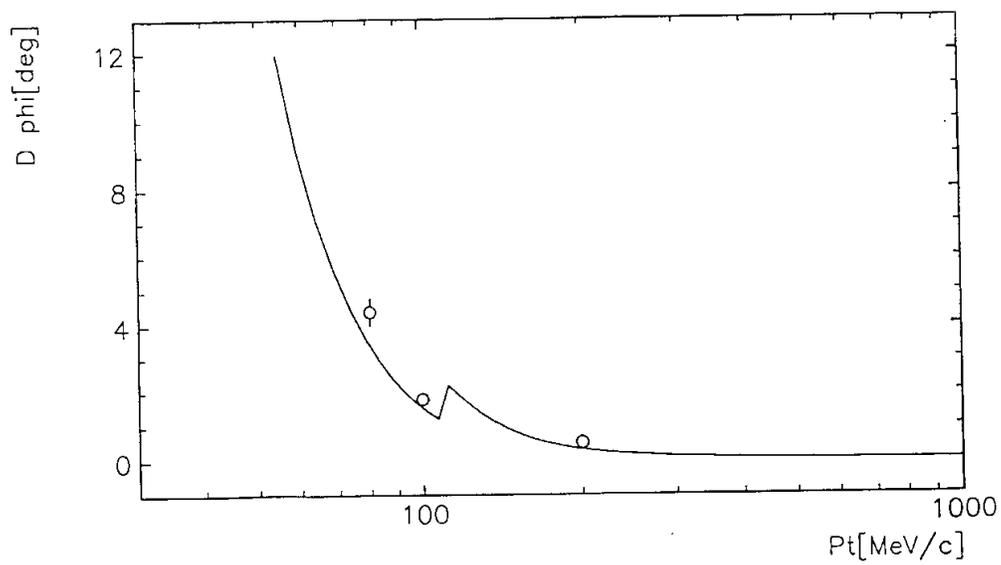


Abbildung 5.17: Berechneter Wert von $\Delta\phi$ in Abhängigkeit von p bei π^+ . Die aus der Messung (Monte-Carlo) ermittelten Werte sind durch Kreise eingetragen.

Untersuchungen der Nachweiswahrscheinlichkeiten
und Meßgenauigkeiten von Teilchenspuren in der
zentralen Spurenkammer von H1.

Thomas Eckel

Diplomarbeit am
II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

Juli 1994

Abstract

This report describes the investigation of the tagging efficiency and resolution of the measurement of pions with the central jet chamber of the H1-Detector at the electron-proton collider HERA.

The studies are based on the Monte Carlo simulation of pions with a transverse momentum in the range 50 MeV/c to 1000 MeV/c. The differences in tagging efficiency and resolution between positive and negative pions are described and their sources investigated. The effects of energy loss due to ionisation and multiple scattering on the track parameters are investigated. The energy loss affects the measurement of the momentum, the azimuthal angle, and the distance of closest approach of the tracks, and can be corrected for. Multiple scattering effects are included in the resolution of the track parameters.

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt die Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten von Pionen in der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors am Elektron - Proton - Speicherring HERA.

Diese Untersuchung basiert auf Monte-Carlo-Simulationen und deckt einen Impulsbereich von 50 MeV/c bis 1000 MeV/c ab. Die Unterschiede zwischen positiven und negativen Pionen werden beschrieben und die Ursachen der Unterschiede untersucht. Es wird die Wirkung des Ionisationsverlustes und der Vielfachstreuung auf die Spurparameter untersucht. Der Ionisationsverlust wirkt neben der Impulsmessung auch auf den Azimutalwinkel φ und den dichtesten Abstands zum Ursprung d_{ca} . Die Wirkungen des Ionisationsverlustes können berechnet und korrigiert werden. Die Wirkung der Vielfachstreuung geht in die Abschätzung der Meßgenauigkeit mit ein.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	4
1 Das Experiment	6
1.1 Der HERA-Speicherring	6
1.2 Der H1-Detektor	7
1.3 Die zentrale Spurenkammer	10
1.4 Funktionsweise einer Driftkammer	12
1.5 Analyse der Signale	12
2 Rekonstruktion und Parametrisierung	14
2.1 Rekonstruktion	14
2.2 Parametrisierung	14
2.3 Die Glucksternformel	17
3 Die Monte-Carlo-Simulation	19
3.1 Zur Arbeitsweise der Simulation	19
4 Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten	21
4.1 Die Zuordnung von Teilchen und Spur	21
4.2 Das Verfahren zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten	23
4.3 Die Nachweiswahrscheinlichkeiten von Pionen	24
4.4 Die Bestimmung der Meßfehler des Transversalimpulses	30
4.5 Ursachen der geringeren Effektivität bei positiven Pionen	32

INHALTSVERZEICHNIS	3
<hr/>	
5 Einflüsse physikalischer Effekte auf die Spurparameter	36
5.1 Energieverlust durch Ionisation	36
5.1.1 Auswirkungen auf die Krümmung	36
5.1.2 Auswirkungen auf die Spurparameter d_{ca} und φ	41
5.2 Die Effekte der Vielfachstreuung	50
5.3 Die Quotienten <i>Meßwert/Meßfehler</i> der Spurparameter d_{ca} und φ . . .	53
Zusammenfassung	56
Anhang	57
A Die Struktur der verwendeten Daten	57
B Die Materie des Detektors	60
C Das Korrekturprogramm TRKPHS	62
Literaturverzeichnis	64
Danksagung	66

Einleitung

Am Deutschen -Elektronen -Synchoton DESY wurde 1990 die Speicherringanlage HERA fertiggestellt. Diese Anlage speichert Elektronen bei einer Energie von etwa 30 GeV und Protonen bei einer Energie von etwa 820 GeV. An den zwei Wechselwirkungspunkten, am H1- und am ZEUS-Detektor werden Protonen und Elektronen zur Kollision gebracht. Dabei entsteht eine Schwerpunktennergie von etwa 300 GeV. Diese Energie ermöglicht z.B. die Untersuchung der Quark- und Gluonenstruktur des Protons in einem Energiebereich, der um Größenordnungen über dem Energiebereich vergleichbarer vergangener Experimente liegt. Die Energie der HERA-Experimente ermöglichen eine Untersuchung der Struktur des Protons (Größe 10^{-15} m) mit einer Auflösung von 10^{-18} m. Das Elektron wird dabei als Sonde verwendet.

Für den Nachweis der Teilchen wurden an den Wechselwirkungspunkten die Detektoren H1 und ZEUS gebaut. Durch die Kinematik des Streuprozesses ist eine asymmetrische Bauweise der Detektoren notwendig. Hauptbestandteile der beiden Detektoren sind Spurenkammern und Kalorimeter.

Diese Arbeit entstand im Rahmen der H1-Kollaboration und beschäftigt sich mit den Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten der zentralen Spurenkammer. Da es kein perfektes Meßgerät gibt, wird die Spurenkammer nicht jedes Teilchen aus den Streuprozessen nachweisen, und die Messungen der Teilcheneigenschaften sind mit Ungenauigkeiten behaftet. Diese Arbeit soll untersuchen, wie groß die Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßfehler sind und von welchen Parametern sie abhängen. Insbesondere ist der minimale Impuls, bei dem noch Teilchen nachgewiesen werden können und der Unterschied zwischen positiven und negativen Teilchen untersucht worden.

Eine weitere Untersuchung beschäftigt sich mit den Einflüssen physikalischer Effekte auf die Spurparameter. Ein Teilchen verliert auf dem Weg durch die Kammer durch Ionisation Energie und wird durch Vielfachstreuung abgelenkt. Beides verändert die Spurparameter in systematischer oder statistischer Weise. Diese Effekte können abgeschätzt und im Falle des Ionisationsverlustes korrigiert werden. Das Ergebnis ist ein Programm, welches diese Korrekturen vornimmt.

Als Basis dieser Untersuchungen dienten Daten, die bei einer Monte-Carlo-Simulation generiert worden sind.

Kapitel 1 beschreibt das Experiment als Rahmenprojekt. Hierbei werden auf den Speicherring, die Komponenten des H1-Detektors und die Funktionsweise der Spurenkammer eingegangen.

Kapitel 2 beschäftigt sich kurz mit der Rekonstruktion der Meßdaten und beschreibt die Parametrisierung der Teilchenspuren.

Kapitel 3 geht kurz auf die Monte-Carlo-Simulation ein und beschreibt die eigens für diese Untersuchung angelegte GVEC-Bank.

Kapitel 4 untersucht die Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten der Spuren und geht auf die Unterschiede zwischen positiven und negativen Teilchen ein.

Kapitel 5 beschreibt die Einflüsse physikalischer Effekte auf die Spurparameter und vergleicht die Meßergebnisse mit und ohne Korrektur.

Die Ergebnisse werden abschließend noch einmal zusammengefaßt.

Kapitel 1

Das Experiment

In diesem Kapitel werden die Anlagen von HERA, der Aufbau des H1 Experiments sowie die Funktionsweise der zentralen Spurenkammer erläutert.

1.1 Der HERA-Speicherring

In der Speicherringanlage HERA werden Protonen mit einer Energie von 820 GeV und in entgegengesetzter Richtung Elektronen mit einer Energie von 26.7 GeV gespeichert. Die Protonen und die Elektronen werden jeweils in zwei weitgehend unabhängigen Speicherringen geführt.

Die Speicherringanlage HERA befindet sich 10 bis 20 Meter unter der Erde und hat einen Umfang von 6.3 km. Die Ringanlage wurde von 1984 bis 1990 gebaut. Seit 1992 werden in HERA Protonen und Elektronen gespeichert und in den Experimenten H1 und ZEUS Daten genommen.

In den Linearbeschleunigern werden freie Elektronen und Protonen erzeugt, in den umgebauten Speicherringanlagen DESY und PETRA vorbeschleunigt und mit einer Energie von 14 GeV bei Elektronen und 40 GeV bei Protonen in HERA eingeschossen, wo sie auf die Endenergie beschleunigt werden (siehe auch Abb. 1.1). Um die beschleunigten Protonen auf die Kreisbahn von HERA zu zwingen (Krümmungsradius 797m), ist ein Magnetfeld von 5 Tesla erforderlich. Dieses Magnetfeld wird mit supraleitenden Magnetspulen erzeugt. Um die Magnete auf 4.3 Kelvin zu kühlen, werden sie mit flüssigem Helium umspült, welches in der größten Kälteanlage Europas auf dem DESY-Gelände verflüssigt wird.

Für den 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.

In den Hallen Nord und Süd in den Teilchendetektoren H1 und ZEUS werden die Ringe zusammengeführt und Elektron und Proton alle 96 ns zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktenenergie beträgt bei diesen Ereignissen $\sqrt{s} = 301 \text{ GeV}$.

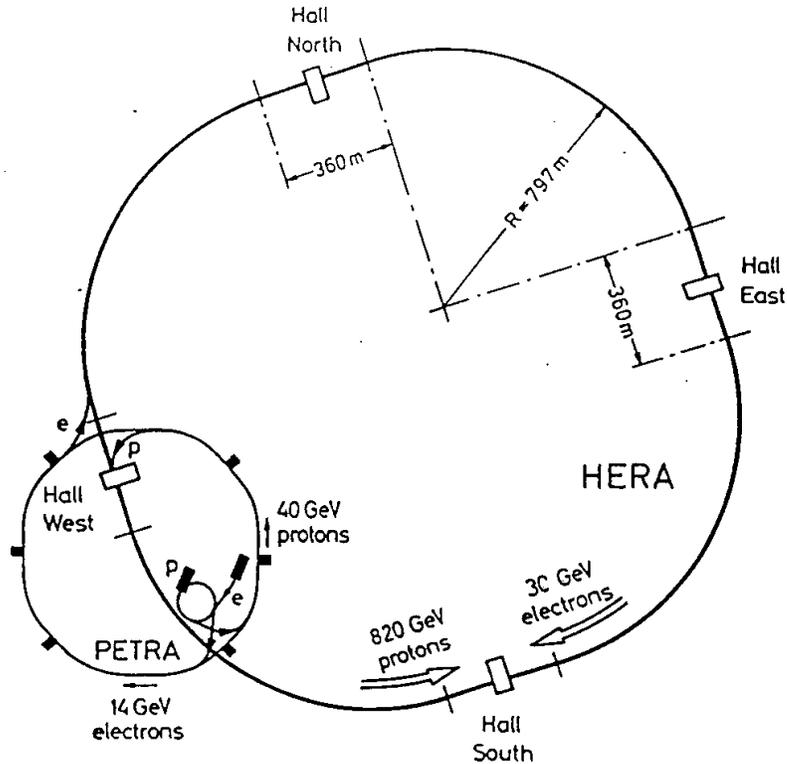


Abbildung 1.1: Speicherringe bei DESY (aus [Wol86])

1.2 Der H1-Detektor

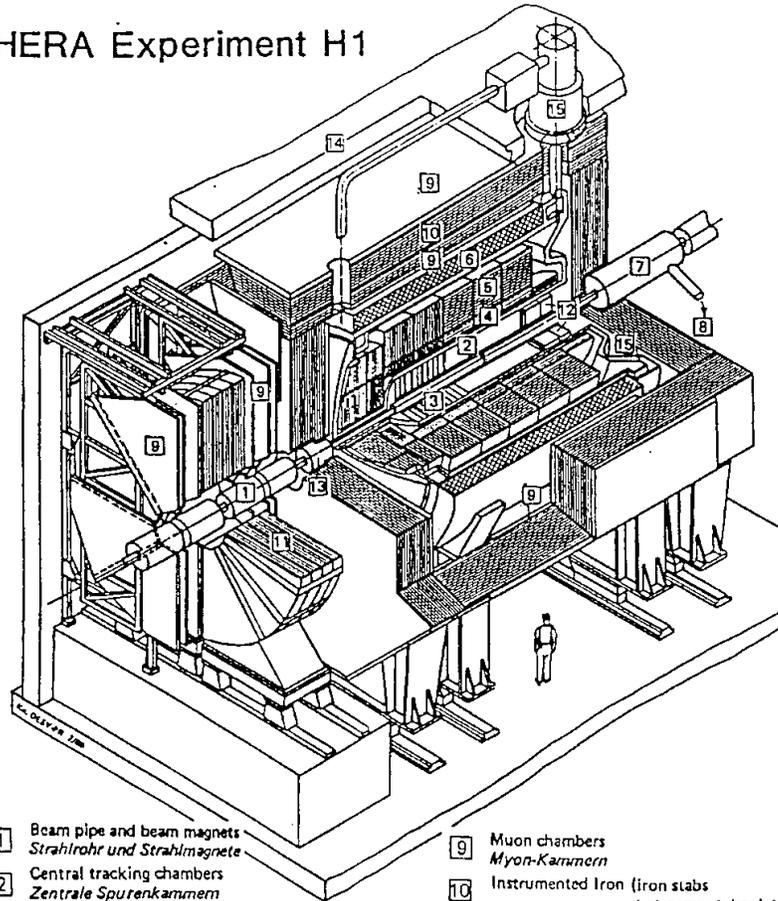
Der H1-Detektor (siehe auch Abb. 1.2 und [H1C93]) dient dem Nachweis der bei der Kollision gestreuten oder erzeugten Teilchen. Dafür versucht man den gesamten Raumwinkelbereich von 4π mit verschiedenen Detektorkomponenten möglichst vollständig abzudecken. Da die Protonen einen wesentlich größeren Impuls als die Elektronen haben, ist der Detektor in Protonenrichtung (Vorwärtsrichtung) viel besser ausgerüstet.

Der Spurendetektor

Der Spurendetektor dient der Bestimmung des Winkels und des Impulses geladener Teilchen.

Der Spurendetektor ist zylinderförmig und besteht aus drei mechanisch unabhängigen Teilen; dem Vorwärts - Spurendetektor, dem zentralen Spurendetektor (CJC, CIZ und COZ: Driftkammern; sowie CIP und COP: Proportionalkammern) und der Rückwärts - Vieldraht - Proportionalkammer.

HERA Experiment H1



- | | | | |
|---|---|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets
<i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i> | 9 | Muon chambers
<i>Myon-Kammern</i> |
| 2 | Central tracking chambers
<i>Zentrale Spurenkammern</i> | 10 | Instrumented Iron (iron slabs
+ streamer tube detectors)
<i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +
Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators
<i>Vorwärtspurkammern und Übergangstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet
<i>Myon-Toroid-Magnet</i> |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)
<i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i> | 12 | Warm electromagnetic calorimeter
<i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i> |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)
<i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i> | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)
<i>Vorwärts-Kalorimeter</i> |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)
<i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i> | 14 | Concrete shielding
<i>Betonabschirmung</i> |
| 7 | Compensating magnet
<i>Kompensationsmagnet</i> | 15 | Liquid Argon cryostat
<i>Flüssig Argon Kryostat</i> |
| 8 | Helium cryogenics
<i>Helium Kälteanlage</i> | | |

Abbildung 1.2: Der H1 Detektor (aus [H1C89])

Der zentrale Spurendetektor deckt einen Polarwinkelbereich von $25^\circ \leq \vartheta \leq 155^\circ$ ab. Die zentrale Spurenkammer (CJC) mißt über die Driftzeit die $r\varphi$ -Koordinaten¹ eines Teilchens sehr genau. Die z -Koordinaten² des Teilchens werden sehr viel ungenauer durch Ladungsteilung bestimmt. Für eine genaue Messung der z -Koordinate sind die Z-Kammern (CIZ, COZ) vorgesehen. Die Proportionalkammern (CIP, COP) liefern ein promptes Triggersignal und eine schnelle Rekonstruktion des Vertex. Die Reihenfolge von innen nach außen sind: innere Proportionalkammer (CIP), innere Z-Kammer (CIZ), zentrale Spurenkammer innerer Ring (CJC1), äußere Proportionalkammer (COP), äußere Z-Kammer (COZ), zentrale Spurenkammer 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 Übergangsstrahlungsdetektoren ermöglichen eine Elektron-Pion-Trennung im Winkelbereich $5^\circ < \vartheta < 15^\circ$. Die Proportionalkammern dienen als Trigger im Vorwärtsbereich.

Die Rückwärts-Vieldraht-Proportionalkammer (BPC) weist das Elektron eines Ereignisses mit kleinem Impulsübertrag Q^2 nach. Die Ortsauflösung beträgt dabei 2 mm.

Das Kalorimeter

Das Kalorimeter dient der Bestimmung der Energie geladener wie neutraler Teilchen. Die zu untersuchenden Teilchen bilden im Material des Kalorimeter sog. Schauer. Die charakteristischen Längen dieser Schauer werden bei Elektronen und Photonen (elektromagnetischer Schauer) in Strahlungslängen und bei hadronischen Schauern in Absorptionslängen angegeben.

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 Auslesemmedium. Der Rückwärtsbereich wird von einem Blei-Szintillator-Sandwich (BEMC) abgedeckt.

Das hadronische Kalorimeter

Als Absorbermaterial wird im hadronischen Kalorimeter Edelstahl verwendet. Das Auslesemmedium ist wie beim elektromagnetischen Kalorimeter flüssiges Argon. Für hadronische Spuren mit sehr kleinen Winkeln ($0.7^\circ \leq \vartheta \leq 4^\circ$) ist ein Kupfer-Silizium-Sandwich (Plug-Kalorimeter) installiert.

¹die $r\varphi$ -Koordinaten spannen eine Ebene auf, die senkrecht zur Strahlrichtung steht.

²die z -Achse steht parallel zu Strahlrichtung

Die supraleitende Spule

Das elektromagnetische Kalorimeter, das hadronische Kalorimeter und der Spurendetektor sind von einer supraleitenden Solenoidspule umgeben, die ein zur Strahlrichtung paralleles Magnetfeld von 1.2 Tesla erzeugt. Die Spule hat einen Innenradius von 260 cm und einen Außenradius von 304 cm und ist 575 cm lang.

Das instrumentierte Eisen

Das instrumentierte Eisen ermöglicht die Rückführung des magnetischen Flusses. Daneben dient es als äußerste Absorptionsschicht des Hadronischen Kalorimeters (tail catcher). Dafür befinden sich im instrumentierten Eisen Streamerkammern. Diese dienen auch dazu Myonen nachzuweisen.

Die Myonenkammern

Die äußersten aktiven Komponenten des Detektors 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.

1.3 Die zentrale Spurenkammer

Die zentrale Spurenkammer (CJC³) ist vom *Jet*-Driftkammertyp. Sie zeichnet sich durch große Driftbereiche (maximale Driftstrecke ca. 4.5 cm) und einer großen Zahl von Meßpunkten aus. Die 2640 Signaldrähte verlaufen parallel zum Strahlrohr (siehe Abb. 1.3). Die zentrale Spurenkammer besteht aus den beiden Ringen CJC1 und CJC2. Bis auf ihre Größe und die Anzahl der Drähte unterscheiden sich die Kammern in keinem wesentlichen Punkt.

Aus der Meßgenauigkeit der Driftzeit erhält man eine $r\varphi$ -Auflösung von $\sigma_{r\varphi} = 170\mu\text{m}$. Die z -Koordinate wird durch Ladungsteilung am Draht bestimmt und erreicht eine Auflösung von 2.2 cm.

Die innere Kammer ist in 30 Segmente (Zellen), die äußere Kammer in 60 Segmente geteilt. Diese Segmente sind um ca. 30° gegenüber der radialen Richtung geneigt.

³Central-Jet-Chamber

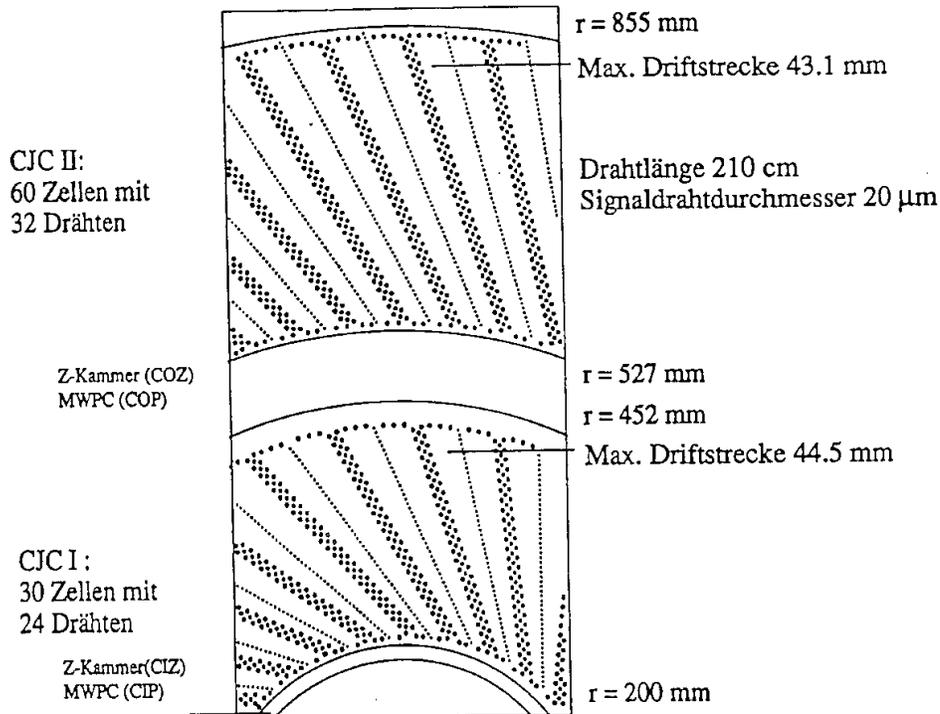


Abbildung 1.3: Die zentrale Spurenkammer ($r\varphi$ -Ebene). Die $r\varphi$ -Ebene liegt senkrecht zum Strahlrohr. (Aus [Lin92])

Dieser Aufbau hat einige Vorteile:

- Es erfolgt näherungsweise eine Kompensation des *Lorentzwinkels*⁴, d.h. die Driftrichtung der freien Elektronen ist annähernd senkrecht zur Spur hochenergetischer Teilchen. Dadurch wird die Ortsauflösung verbessert.
- Viele Teilchen schneiden mehrere Signaldrahtebenen. Die Links-Rechts-Ambiguität, d.h. die Mehrdeutigkeit bei der Zuordnung der Signale links oder rechts vom Signaldraht, wird dadurch vermieden.

Die Signaldrähte sind um $150 \mu\text{m}$ alternierend versetzt (*Staggering*). Die elektrische Abstoßung der Signaldrähte wirkt in Richtung der Versetzung und verstärkt sie damit. Dadurch sind die Drahtpositionen genauer definiert. Ohne *Staggering* wäre die Richtung der auf die Drähte wirkenden Kräfte nicht vorherbestimmbar.

Daneben hilft die Versetzung auch, die Rechts-Links-Ambiguität aufzulösen: Die Spiegelspuren zeichnen sich geometriebedingt durch die doppelt alternierende Versetzung von $300 \mu\text{m}$ aus. Dadurch paßt die rekonstruierte Spiegelspur weniger gut zu den Meßpunkten als die richtige Spur und kann verworfen werden.

⁴Winkel zwischen Driftrichtung der Elektronen und Richtung des Feldes

1.4 Funktionsweise einer Driftkammer

Eine Driftkammer dient der Orts- und Impulsmessung bewegter geladener Teilchen. Eine Driftkammer gliedert sich in zwei Bereiche mit unterschiedlichen Aufgaben: Der größere Teil wird vom Driftbereich eingenommen. Hier ist das elektrische Feld homogen. Im Gasverstärkungsbereich um die Signaldrähte (Anoden) wächst das elektrische Feld mit $E \propto 1/r$ stark an. Das Kammervolumen besteht aus einer Gasmischung, meistens aus einem Edelgas und einer Komponente Kohlenwasserstoff. In der zentralen Driftkammer von H1 besteht das Kammervolumen aus einer Mischung von 50% Argon und 50% Ethan.

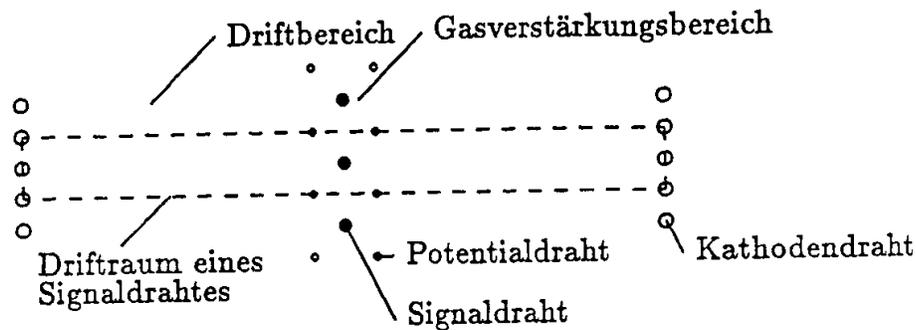


Abbildung 1.4: Schematischer Aufbau einer Driftkammer (aus [Lin92])

Geladene Teilchen ionisieren entlang ihrer Flugbahn durch das Kammergas die Gasmoleküle. Die dadurch entstehenden freien Ladungen werden vom homogenen elektrischen Feld im Driftbereich auf den positiv geladenen Signaldraht (Anode) hin beschleunigt. Die Elektronen verlieren durch die Zusammenstöße mit den Gasmolekülen so viel Energie, daß sich nach kurzer Zeit eine konstante Driftgeschwindigkeit einstellt.

Erreichen die Elektronen den Gasverstärkungsbereich, so werden die Elektronen so stark beschleunigt, daß die Zusammenstöße mit Molekülen diese ionisieren und weitere freie Elektronen freisetzen. Auf diese Weise wächst die Elektronenanzahl lawinenartig an, so daß eine meßbare Ladung auf dem Signaldraht deponiert wird.

1.5 Analyse der Signale

Der vom Signaldraht kommende Impuls hat einen steilen Anstieg und eine flache abfallende Flanke. Das Signal wird von der Elektronik (Flash ADC's) digitalisiert. Zunächst wird das Pulsmaximum bestimmt. Der Zeitpunkt, an dem die ansteigende Flanke 50% des Pulsmaximums erreicht ($t_{50\%}$), wird durch Interpolation bestimmt. Aus diesem Parameter wird die Driftzeit der Elektronen bestimmt. Aus der Driftzeit läßt sich mit

linearisierte Amplitude

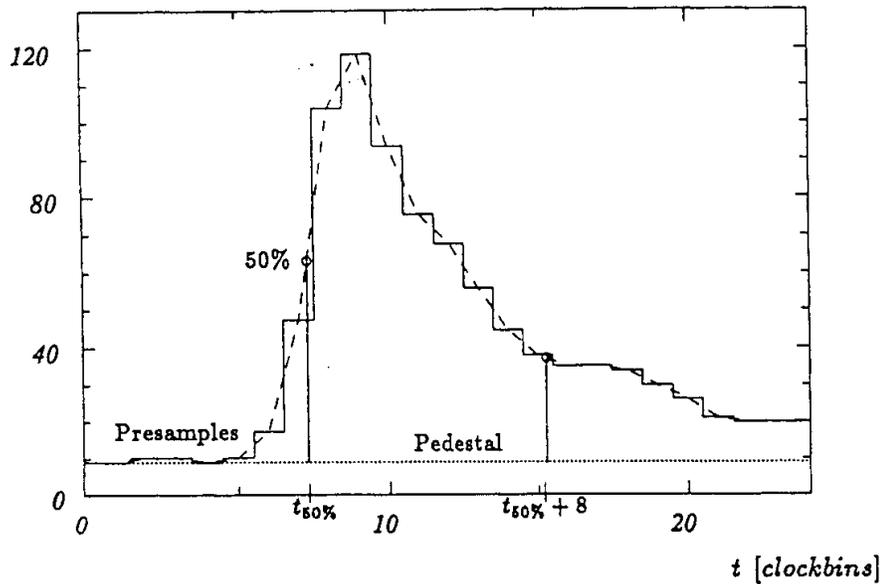


Abbildung 1.5: Typische Signalpulsform, wie sie vom Signaldraht kommt (aus [Pre92]). Ein Clockbin ist die Taktlänge der Uhr der Flash ADC's und ist 9.6 ns lang.

Hilfe der Driftgeschwindigkeit die Driftlänge bestimmen. Diese Driftlänge ist vorzeichenlos und kann nicht unterscheiden ob der Teilchendurchgang links oder rechts vom Signaldraht erfolgte. Die Drahtnummer und die Driftlänge werden in der *CRJE-Bank*⁵ abgespeichert.

⁵Die bei den verschiedenen Rechenschritten ermittelten Werte, werden in sogenannten BOS-Banken (Bank-Organisation-System) abgelegt, deren Namen vier Buchstaben lang sind. Siehe auch Anhang A

Kapitel 2

Rekonstruktion und Parametrisierung von Teilchenspuren

2.1 Rekonstruktion

Die Spurrekonstruktion hat die Aufgabe, aus den ermittelten Driftlängen Teilchenspuren zu bilden. Die Rekonstruktion gibt die Spurparameter und die Kovarianzmatrix aus.

Da die Lage der Signaldrähte und die Driftrichtung bekannt sind, kann aus der Driftlänge die x - y -Koordinate des Teilchendurchganges des Hits¹ berechnet werden. Die Kurve, die durch zum gleichen Teilchen gehöriger Hits gelegt werden kann, ist eine Spur.

Der erste Schritt der Rekonstruktion besteht darin, innerhalb einer Zelle nach Hit-Tripeln zu suchen. Hit-Tripel sind drei Hits, die von benachbarten Signaldrähten stammen. Sind alle Tripel bestimmt, so faßt man benachbarte Tripel zu einem Doppeltripel mit vier Hits zusammen. So entstehen Ketten von Tripeln, die der Länge nach sortiert werden. Die endgültigen Spurparameter werden durch einen abschließenden Spurfit bestimmt.

2.2 Parametrisierung

Geladene Teilchen, die die Spurenkammer durchqueren, bewegen sich angenähert auf der Bahn einer Spirale, deren Symmetrieachse parallel zur z -Achse ist. Denn das Magnetfeld in der Kammer, welches parallel zur z -Achse des Detektors steht, lenkt die Teilchen aufgrund der Lorentz-Kraft ab. Die Projektion in die $r\varphi$ -Ebene ist dementsprechend ein Kreis. Dieser Kreis erfüllt in Polarkoordinaten (r, φ) die Gleichung (aus [Kar91]):

¹Als Hit bezeichnet man den am einzelnen Signaldraht gemessenen Datensatz (siehe Anhang A, CRJE-Bank

$$\frac{1}{2}\kappa(r^2 + d_{ca}^2) - (1 + \kappa d_{ca})r \sin(\varphi_{spur} - \varphi) + d_{ca} = 0 \quad (2.1)$$

Die Spurparameter in der $r\varphi$ -Ebene sind:

$$\begin{aligned} \kappa &= \text{Krümmung der Spur (vorzeichenbehaftet)} \\ d_{ca} &= \text{kürzester Abstand vom Ursprung (vorzeichenbehaftet)} \\ \varphi_{spur} &= \text{Winkel zwischen Spur und } x\text{-Achse am } d_{ca} \quad (-180^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ) \end{aligned}$$

Die Projektion in der $S_{r\varphi}z$ -Ebene² sind Geraden:

Die Spurparameter in der $S_{r\varphi}z$ -Ebene sind:

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

Der Krümmungsradius $1/\kappa$ ist proportional zum Transversalimpuls $p_t = p \cdot \sin \vartheta$. Die Umrechnung der Parameter κ , d_{ca} und φ in den Radius R und den Mittelpunkt (x_0, y_0) des Kreises in der $r\varphi$ -Projektion geht wie folgt:

$$R = 1/\kappa \quad (2.2)$$

$$x_0 = \left(d_{ca} - \frac{1}{\kappa}\right) \cos\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right) \quad (2.3)$$

$$y_0 = \left(d_{ca} - \frac{1}{\kappa}\right) \sin\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right) \quad (2.4)$$

Bezugspunkt der Parameter ist immer der Punkt des kürzesten Abstandes vom Ursprung. Die Parameter κ und d_{ca} sind vorzeichenbehaftet. Die Krümmung κ ist umgekehrt proportional zum Transversalimpuls des Teilchens. Das Vorzeichen von κ ist entgegengesetzt zum Ladungsvorzeichen des Teilchens. Der Transversalimpuls läßt sich aus der Krümmung folgendermaßen berechnen:

$$p_t = \frac{-1 \cdot 10^{-11} c \cdot B}{\kappa} \quad (2.5)$$

Hierbei ist

c die Lichtgeschwindigkeit in m/s,

B die Magnetfeldstärke in Tesla,

κ die Krümmung in 1/cm,

p_t der Transversalimpuls in GeV/c.

² $S_{r\varphi} = S_{xy}$ ist die Bogenlänge der in die $r\varphi$ -Ebene projizierten Teilchenspur

	$d_{ca} > 0$	$d_{ca} < 0$
$\kappa > 0$		
$\kappa < 0$		

Abbildung 2.1: Skizze zur Erläuterung der Vorzeichenkonvention von κ und d_{ca} (aus [Pre92])

Das Vorzeichen von d_{ca} in Bezug auf das Vorzeichen von κ kann gemäß der Abbildung 2.1 bestimmt werden. Dort ist zu erkennen, daß das d_{ca} , wenn nur die Krümmungsrichtung das Vorzeichen ändert, sein Vorzeichen beibehält.

Die spezielle Vorzeichenkonvention wurde aus folgendem Grund gewählt: Man erhält bei Spuren hochenergetischer Teilchen eine sehr kleine Krümmung κ . Die Meßungenauigkeit kann bei solchen Spuren zu einer Fehlbestimmung des Vorzeichens von κ führen. Die Vorzeichenkonvention sorgt dafür, daß das d_{ca} nicht ebenfalls das Vorzeichen wechselt.

Neben der Bestimmung der Spurparameter werden bei der Rekonstruktion auch die Meßungenauigkeiten und Korrelationen der Spurparameter berechnet. Die Meßungenauigkeiten und Korrelationen werden durch eine Fehlerfortpflanzungsrechnung bestimmt, welche auf der Meßungenauigkeit in der Ortsbestimmung der Punkte basiert, durch die die Spur gelegt wird. Die vollständige Kovarianzmatrix hat folgende Form:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{\kappa}^2 & \sigma_{\kappa d_{ca}} & \sigma_{\kappa\varphi} & \sigma_{\kappa Z_0} & \sigma_{\kappa\vartheta} \\ \sigma_{\kappa d_{ca}} & \sigma_{d_{ca}}^2 & \sigma_{d_{ca}\varphi} & \sigma_{d_{ca}Z_0} & \sigma_{d_{ca}\vartheta} \\ \sigma_{\kappa\varphi} & \sigma_{d_{ca}\varphi} & \sigma_{\varphi}^2 & \sigma_{\varphi Z_0} & \sigma_{\varphi\vartheta} \\ \sigma_{\kappa Z_0} & \sigma_{d_{ca}Z_0} & \sigma_{\varphi Z_0} & \sigma_{Z_0}^2 & \sigma_{Z_0\vartheta} \\ \sigma_{\kappa\vartheta} & \sigma_{d_{ca}\vartheta} & \sigma_{\varphi\vartheta} & \sigma_{Z_0\vartheta} & \sigma_{\vartheta}^2 \end{pmatrix}$$

2.3 Die Glucksternformel

Der Fehler bei der Bestimmung von κ wird, wenn die Hits gleichen Abstand voneinander haben, nach [Glu63] durch die Glucksternformel beschrieben:

$$\sigma_{\kappa} = \frac{\epsilon}{L^2} \sqrt{\frac{720}{N+5}} \quad (2.6)$$

Hierbei ist

σ_{κ} der mittlere Fehler von κ ,

ϵ der mittlere Fehler vom Hit,

L die in die $r\varphi$ -Ebene projizierte Länge der Spur,

N die Anzahl der Hits von der Spur.

Dieser Fehler berücksichtigt nur die Meßungenauigkeiten der Hits. Die sich aus der Vielfachstreuung ergebenden Meßungenauigkeiten müssen dazu quadratisch addiert werden (siehe [Rev92]).

Sofern die Formel gültig ist, bedeutet es, daß σ_{κ} von κ unabhängig ist. Für das Verhältnis σ_p zum Impuls p bedeutet das:

$$\sigma_p \propto p^2 \quad \iff \quad \frac{\sigma_p}{p} = r \cdot p \quad (2.7)$$

Der Proportionalitätsfaktor r gibt die „Güte“ der Driftkammer an.

Wie oben gesagt setzt die Glucksternformel voraus, daß die Hits alle den gleichen Abstand voneinander haben. In der zentralen Spurenkammer sind die Spuren aber zwischen der CJC1 und der CJC2 unterbrochen. Das führt dazu, daß die Glucksternformel ihre

Gültigkeit verliert und den Fehler stark unterschätzt. Besonders groß wird dieser Effekt bei großem κ , also kleinen Impulsen. Die Unabhängigkeit von σ_κ von κ ist also nicht mehr gegeben.

Dividiert man σ_κ durch $\frac{1}{L^2} \sqrt{\frac{720}{N+5}}$, so erhält man die Größe

$$\epsilon = \frac{\sigma_\kappa}{\frac{1}{L^2} \sqrt{\frac{720}{N+5}}},$$

welche den mittleren Fehler eines Hits darstellt. Diese Untersuchung wurde an einem Datensatz von Spuren aus der kosmischen Strahlung gemacht (siehe Abb. 2.2). Die Werte von σ_κ liefert die Spuranpassung.

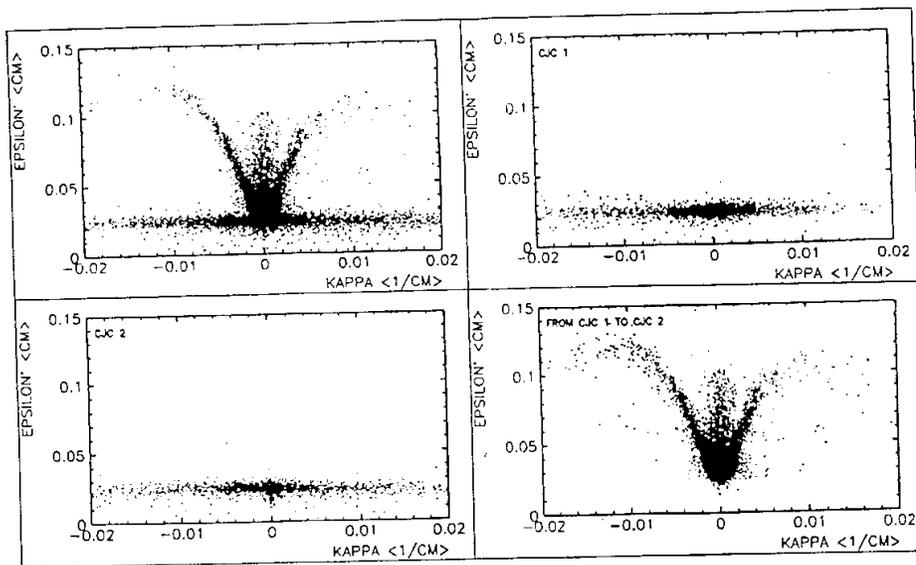


Abbildung 2.2: Untersuchung der Glücksternformel bei Spuren aus der kosmischen Strahlung: Oben links alle Spuren, oben rechts Spuren, die sich nur in der CJC1 befinden, unten links Spuren, die sich nur in der CJC2 befinden und unten rechts nur Spuren, die sowohl die CJC1 als auch die CJC2 durchlaufen. Die Krümmung von 0.02 1/cm entspricht bei einem Magnetfeld von 1.16 Tesla einem Transversalimpuls von 174 MeV/c.

Hier ist zu erkennen, daß bei den Spuren, die sich nur in jeweils einer von beiden Kammern befinden, die Glücksternformel gültig ist. In beiden Fällen ergibt die Rechnung einen konstanten Wert von etwa 0.025 cm. Das ist die Meßungenauigkeit pro Hit, die zur Zeit der Datennahme als Grundlage der Fehlerfortpflanzung bei der Rekonstruktion diene.

Bei den Spuren, die beide Kammern durchlaufen, ergeben sich Werte, die besonders bei großer Krümmung sehr viel größer sind. Darüber hinaus sind sie nicht konstant. Die Bedeutung der drei „Zweige“ ist noch nicht untersucht.

Kapitel 3

Die Erzeugung von Teilchenspuren durch die Monte-Carlo-Simulation

Für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßfehler in der Kammer ist es am günstigsten, wenn das theoretische optimale Meßergebnis, welches bei der fehlerfreien Messung ermittelt würde, bekannt ist. Dadurch kann der erhaltene Meßwert mit dem fehlerfreien Optimalwert verglichen werden.

Für die Untersuchung der Meßfehler in der Driftkammer kann das erreicht werden, indem die Kammer und die Teilchen von einem Computer simuliert werden. Dadurch sind die Werte, wie Impuls, Winkel, Krümmung und Teilchensorte bekannt und können mit den rekonstruierten Werten verglichen werden. Eine genaue Analyse der Nachweiswahrscheinlichkeiten und der Quellen von Meßfehlern ist damit möglich. Alle weiteren Untersuchungen basieren auf simulierten Ereignissen.

Eine Untersuchung auf der Basis von Simulationen kann natürlich nur so genau sein, wie die Simulation selber. Eine Simulation kann aber niemals alle physikalischen Eigenschaften korrekt simulieren. Wie weit sich aus Simulationsexperimenten gewonnene Ergebnisse auf echte Meßdaten übertragen lassen, muß der Vergleich mit Experimenten an real gemessenen Teilchenspuren zeigen.

3.1 Zur Arbeitsweise der Simulation

Der Lebensweg eines Teilchens im Detektor wird schrittweise berechnet. Der Anfangszustand ist bekannt, und daraus wird der Zustand des nächsten Schrittes berechnet. Da die Physik eines Teilchens, welches sich durch Materie bewegt, quantenmechanischer Natur und damit statistisch ist, wird der nächste Schritt der Simulation nach den aus dem Zustand des Teilchens berechneten Wahrscheinlichkeiten durch einen Zufallsgenerator bestimmt.

Die Materie des Detektors wird durch Volumina homogener Materie bestimmter Dichte und chemischer Zusammensetzung nachgebildet (siehe Anhang B). Die Wahrscheinlichkeiten der physikalischen Effekte der Teilchen, wie Energieverlust, Vielfachstreuung,

Zerfall, Zusammenstöße mit Atomkernen und Schauerbildung sind für jede Sorte von Teilchen in dieser Materie bekannt. Der ganze Modelldetektor wird aus solchen Volumina aufgebaut, die sich in den Materialkonstanten unterscheiden.

Die Rekonstruktion unterscheidet nicht zwischen echten Daten und Daten aus der Simulation. Die Hits aus der CRJE-Bank werden in gleicher Weise verwendet.

Da für die weiteren Untersuchungen der genaue Lebenslauf der Teilchen von Bedeutung ist, wurde das Simulationsprogramm dahingehend ergänzt, daß die Orts- und Impulskoordinaten eines jeden Teilchens in jedem Schritt der Simulation mit abgespeichert werden. Dafür wurde eine eigene Bank, die GVEC-Bank angelegt (siehe Anhang A).

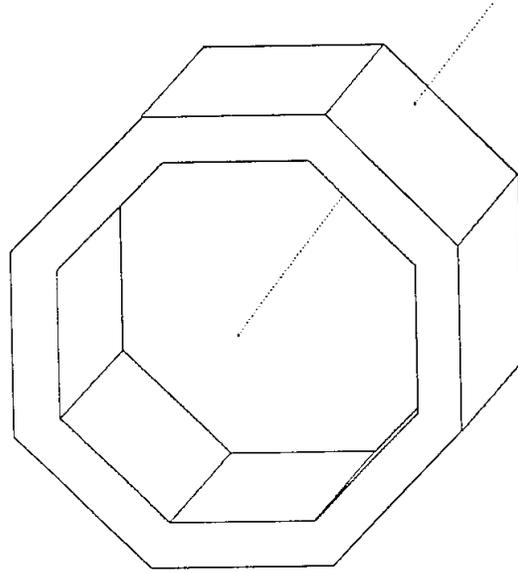


Abbildung 3.1: Eine Detektorkomponente, die durch ein Volumen homogener Materie nachgebildet wird, mit einem Teilchen, welches dieses Volumen durchdringt (gepunktet).

```

===> TRACK      7 STACK NR      0 NTMULT=      1      PION +
      X          Y          Z      NAME      GEKIN  MECHANISM
      0.0259    -0.0017    50.3154  BEAM     21.302MEV  NULL
      1.4247    -1.3413    53.6739  BEAM     21.302MEV  FIEL
      2.5804    -2.8955    57.0325  BEAM     21.302MEV  FIEL
      ...
     -11.3006   -15.1745   108.6416  CIZF     1.579MEV  FIEL LOSS MULS
     -11.2957   -15.1688   108.6439  CIZF     0.000KEV  FIEL LOSS STOP HADR DCAY

```

Auszug aus einem Ausdruck der Simulation. X, Y und Z sind die Koordinaten des Teilchens (π^+). NAME ist der Name des Volumens, GEKIN die kinetische Energie des Teilchens, und MECHANISMS bezeichnet die physikalischen Prozesse.

Kapitel 4

Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Nachweiswahrscheinlichkeiten der Teilchenspuren. Hierfür müssen die generierten Teilchen den rekonstruierten Spuren zugeordnet werden. Bei diesem Verfahren werden gleichzeitig die Nachweiswahrscheinlichkeiten bestimmt. Darüberhinaus bietet die Zuordnung von Teilchen und Spur den genauen Vergleich der Eigenschaften der Teilchen mit den aus der Rekonstruktion bestimmten Werten.

4.1 Die Zuordnung von Teilchen und Spur

Die Zuordnung von Teilchen und Spur geschieht durch Vergleich der Spurparameter. Dafür wird an die bei der Simulation in der GVEC-Bank abgelegten Ortskoordinaten ein Kreis gelegt. Dadurch erhält man dieselben Spurparameter (κ , d_{ca} und φ), wie sie bei der Rekonstruktion in der CJKR-Bank abgelegt werden. Sie können so direkt verglichen werden.

Für die Zuordnung wird zunächst das χ^2 gemäß der Formel

$$\chi^2 = \begin{pmatrix} \kappa^{CJKR} - \kappa^{GVEC} \\ d_{ca}^{CJKR} - d_{ca}^{GVEC} \\ \varphi^{CJKR} - \varphi^{GVEC} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} \sigma_\kappa^2 & \sigma_{\kappa d_{ca}} & \sigma_{\kappa \varphi} \\ \sigma_{\kappa d_{ca}} & \sigma_{d_{ca}}^2 & \sigma_{d_{ca} \varphi} \\ \sigma_{\kappa \varphi} & \sigma_{d_{ca} \varphi} & \sigma_\varphi^2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \kappa^{CJKR} - \kappa^{GVEC} \\ d_{ca}^{CJKR} - d_{ca}^{GVEC} \\ \varphi^{CJKR} - \varphi^{GVEC} \end{pmatrix}$$

für alle Kombinationen von Teilchen mit rekonstruierten Spuren eines Ereignisses berechnet.

Hierbei steht der Index „CJKR“ für die Parameter aus der Rekonstruktion und der Index „GVEC“ für die Parameter, die aus der Kreisanpassung stammen, die durch die in der GVEC-Bank abgelegten Ortskoordinaten bestimmt wurde.

Nach der Bestimmung aller χ^2 eines Ereignisses, wird die Spur mit dem geringsten χ^2 dem Teilchen zugeordnet. Um falsche Zuordnungen zu vermeiden, darf das χ^2 eine

bestimmte Größe nicht überschreiten. Sind alle berechneten χ^2 eines Teilchens größer als dieses maximale χ^2 , so findet keine Zuordnung statt. Bei drei Freiheitsgraden κ , d_{ca} und φ und $\chi^2 = 15$ liegt die Vertrauensgrenze bei 0.998. So ist zu erwarten, daß bei einem maximalen χ^2 von 15:0 99.8% aller Teilchen ihrer Spur zugeordnet werden, sofern diese vorhanden ist.

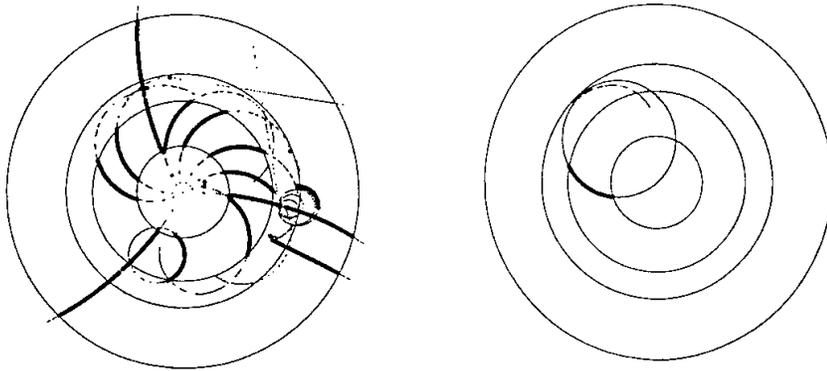


Abbildung 4.1: Nur durch die Punkte, die in der CJC liegen, wird ein Kreis gelegt (Ausnahmen siehe Text!). Die für die Anpassung verwendeten Punkte werden durch fette Punkte dargestellt. Rechts ein Beispiel einer Kreisanpassung. Angegeben sind die Grenzen der Hits in der CJC.

Damit die Zuordnung funktioniert, muß der an die Ortskoordinaten des Teilchens angepaßte Kreis dem entsprechenden rekonstruierten Kreis möglichst ähnlich sein. So ist es sinnvoll, nur durch die Ortskoordinaten einen Kreis zu legen, die in der CJC liegen. Orte, die im Strahlrohr oder in den Z-Kammern liegen, werden für die Anpassung nicht benutzt, es sei denn, das Teilchen dringt genügend in die CJC2 ein. Im letzteren Fall werden auch die Ortskoordinaten verwendet, die zwischen den zentralen Spurenkammern liegen. Punkte in der CJC2 werden nur beachtet, wenn das Teilchen mindestens 5cm in die Kammer eindringt. Abbildung 4.1 zeigt, welche Punkte verwendet werden.

Nicht für alle Teilchen wird eine Kreisanpassung gemacht. Neutrale Teilchen, die ja in der Spurenkammer kein Signal geben, werden davon ausgeschlossen. Gleiches gilt für Teilchen, die die CJC1 gar nicht erreichen oder für die weniger als vier Ortskoordinaten vorliegen.

Für die Spuren aus der Rekonstruktion wird gefordert, daß sie mindestens 10cm lang sind. Bei einer zu kurzen Spur könnte es passieren, daß wegen seiner großen Meßungengenauigkeit das daraus resultierende χ^2 so klein wird, daß fälschlicherweise diese Spur statt der richtigen Spur dem Teilchen zugeordnet wird.

Diskussion der Ergebnisse

Bei einem Impuls von 50 MeV/c erreichen keine Pionen die Kammer (siehe Abb. 4.4 und Text weiter unten). Bei einem Impuls von 100 MeV/c liegt die natürliche Effektivität bei 90% und steigt bei weiterer Vergrößerung des Impulses bis 99% bei $\vartheta = 90^\circ$ und $p = 1000$ MeV/c leicht an (siehe Abb. 4.2). Zwischen 50 MeV/c und 100 MeV/c ist ein starker Anstieg der Effektivität zu beobachten. Die Effektivität des steileren Winkels ist stets größer als die Effektivität des flacheren Winkels. Dieser Effekt ist zwischen 50 MeV/c und 100 MeV/c stark ausgeprägt und ist auch bei den größeren Impulsen noch zu beobachten. Zwischen 500 MeV/c und 1000 MeV/c liegt die Differenz noch zwischen 2% und 3%.

Die Effektivität der Kammer und der Rekonstruktion erreicht bei hohen Impulsen unabhängig vom Winkel nahezu 100% (siehe Abb. 4.3). Wie bei der natürlichen Effektivität gibt es einen Bereich, in dem die Effektivität stark anwächst, der zwischen 50 MeV/c und 200 MeV/c liegt. Die starke Abhängigkeit der Effektivität von ϑ in diesem Bereich legt den Schluß nahe, daß die Effektivität weniger vom Impuls p als vom Transversalimpuls $p_t = \sin \vartheta \cdot p$ abhängt. Trägt man die Effektivität gegen den Transversalimpuls auf, kann die Vermutung bestätigt werden (siehe Abb. 4.7 und 4.8).

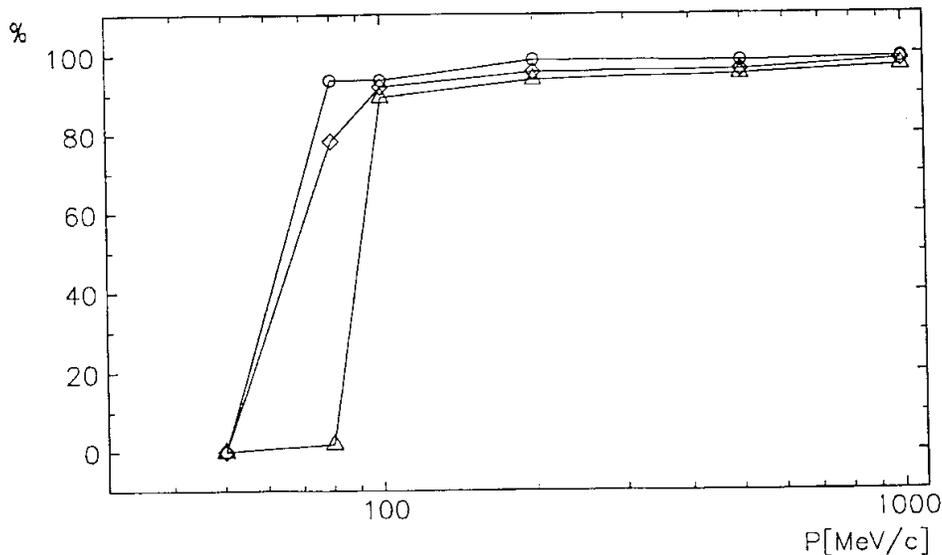


Abbildung 4.2: *Physikalische Effektivität in Abhängigkeit vom Impuls (π^-) unter den Winkeln $\vartheta = 90^\circ$ (Kreise), $\vartheta = 45^\circ$ (Karus) und $\vartheta = 30^\circ$ (Dreiecke).*

Trägt man die natürliche Effektivität gegen den Transversalimpuls auf, so zeigt sich, daß sie im Gegensatz zur Effektivität von Kammer und Rekonstruktion nicht allein vom Transversalimpuls abhängt. So erreichen z.B. bei $p_t = 50$ MeV/c und $\vartheta = 30^\circ$ ($p = 100$ MeV/c) 89.4% der Pionen die Kammer, während bei $p_t = p = 50$ MeV/c und

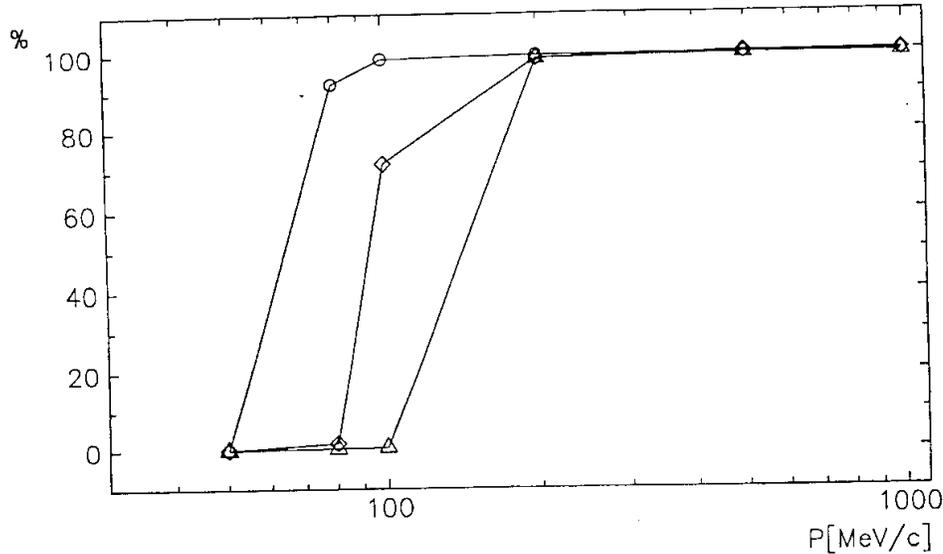


Abbildung 4.3: Effektivität von Kammer und Rekonstruktion in Abhängigkeit vom Impuls(π^-) unter den Winkeln $\vartheta = 90^\circ$ (Kreise), $\vartheta = 45^\circ$ (Karus) und $\vartheta = 30^\circ$ (Dreiecke).

$\vartheta = 90^\circ$ keine einzige Spur in die Kammer eindringt (siehe Abb. 4.4 Seite 27). Das ist darauf zurückzuführen, daß die Pionen bei 50 MeV/c entweder im Strahlrohr schon zerfallen, oder in der Kammerwand so viel Energie verlieren, daß sie steckenbleiben. Für die Wahrscheinlichkeit im Strahlrohr zu zerfallen oder für den Energieverlust ist der Gesamtimpuls und nicht der Transversalimpuls maßgebend. Der Gesamtimpuls entscheidet über die mittlere freie Weglänge bis zum Zerfall, die sich bei niedrigen Impulsen stark verringert. Ebenso vom Gesamtimpuls abhängig ist der Energieverlust durch Ionisation, die bei kleinen Impulsen stark anwächst. Dieser Effekt ist stärker als die Verlängerung des Weges um den Faktor $1/\sin \vartheta$ durch die Materie.

Der Vergleich zwischen negativen und positiven Pionen zeigt bei der natürlichen Effektivität keine wesentlichen Unterschiede (siehe Abb. 4.5 und 4.6). Der Bereich des Anstieges liegt je nach Winkel zwischen $P_t = 40$ MeV/c und $P_t = 60$ MeV/c. Bei Teilchen mit kleineren Winkeln kommt der Anstieg früher, da der Gesamtimpuls größer ist.

Im Gegensatz zur natürlichen Effektivität unterscheidet sich der Verlauf der Effektivität von Kammer und Rekonstruktion der positiven Pionen von den negativen Pionen deutlich: Die positiven Pionen brauchen größere Transversalimpulse, um nachgewiesen zu werden, als die negativen Pionen (siehe Abb. 4.7 und Abb. 4.8 Seite 29).

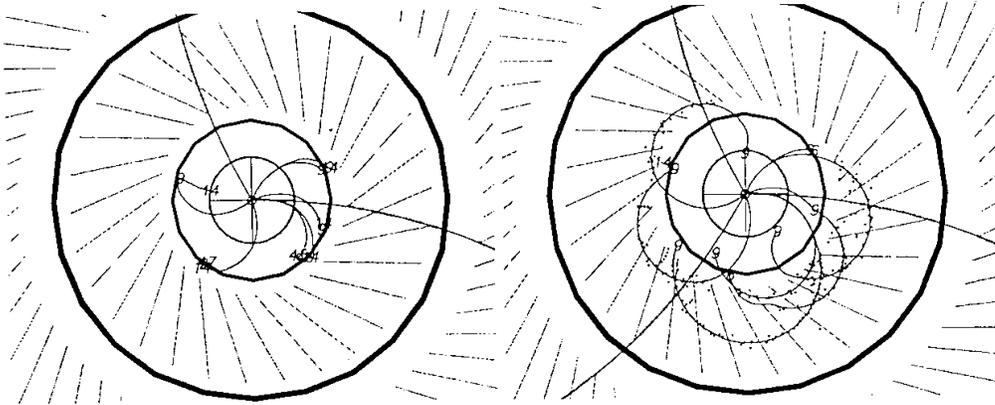


Abbildung 4.4: Spuren negativer Pionen mit $p_t = 50 \text{ MeV}/c$. Links Spuren unter $\vartheta = 90^\circ$ und $p = 50 \text{ MeV}/c$ und rechts Spuren unter $\vartheta = 30^\circ$ und $p = 100 \text{ MeV}/c$. Die langen geraden Spuren sind höherenergetische Myonen.

Bei der Auftragung der Effektivitäten gegen den Transversalimpuls wurde an die Meßwerte die Funktion

$$f(p_t) = \frac{\epsilon_{max}}{2} \cdot [1 + \tanh(\delta \cdot (p_t - p_{t50\%}))] \quad (4.5)$$

angepaßt. Der Anstieg der Effektivität kann so durch die drei Parameter ϵ_{max} , δ und $p_{t50\%}$ beschrieben werden. Der Parameter ϵ_{max} gibt die Effektivität bei $\lim_{p_t \rightarrow \infty}$ an, $p_{t50\%}$ ist der Transversalimpuls p_t , an dem die Effektivität 50% erreicht, und der Parameter δ ist die Steigung der Tangente bei $p_t = p_{t50\%}$.

Die Anpassung ergibt

- für negative Pionen:

$$\begin{aligned} \epsilon_{max} &= (99.6 \pm 0.2)\% \\ \delta &= (0.11 \pm 0.003) \frac{\%}{\text{MeV}/c} \\ p_{t50\%} &= (68.7 \pm 0.24) \text{MeV}/c \end{aligned}$$

- für positive Pionen:

$$\begin{aligned} \epsilon_{max} &= (99.6 \pm 0.2)\% \\ \delta &= (0.09 \pm 0.004) \frac{\%}{\text{MeV}/c} \\ p_{t50\%} &= (80.8 \pm 0.35) \text{MeV}/c. \end{aligned}$$

Der Transversalimpuls, bei der die Effektivität 50% erreicht, liegt bei π^- bei $68.7 \text{ MeV}/c$, bei π^+ dagegen erst bei $80.8 \text{ MeV}/c$ und liegt damit um $12 \text{ MeV}/c$ höher als bei π^- (siehe Markierung Abb. 4.8).

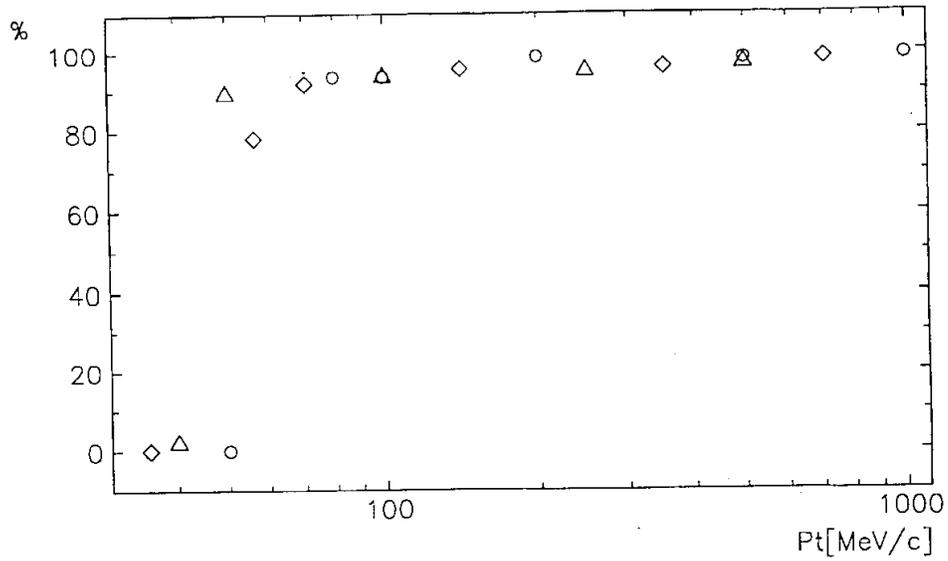


Abbildung 4.5: Natürliche Effektivität in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bei π^- unter den Winkeln $\vartheta = 90^\circ$ (Kreise), $\vartheta = 45^\circ$ (Karus) und $\vartheta = 30^\circ$ (Dreiecke).

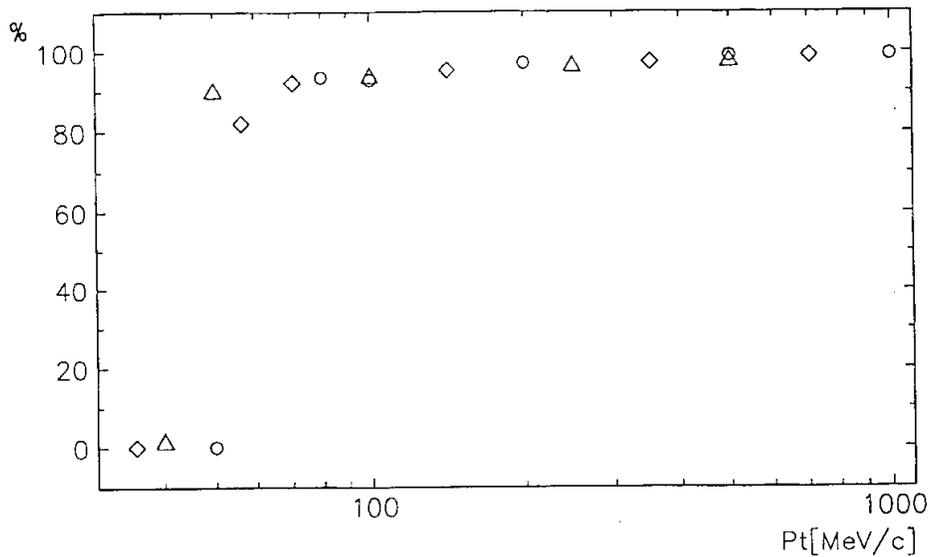


Abbildung 4.6: Natürliche Effektivität in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bei π^+ unter den Winkeln $\vartheta = 90^\circ$ (Kreise), $\vartheta = 45^\circ$ (Karus) und $\vartheta = 30^\circ$ (Dreiecke).

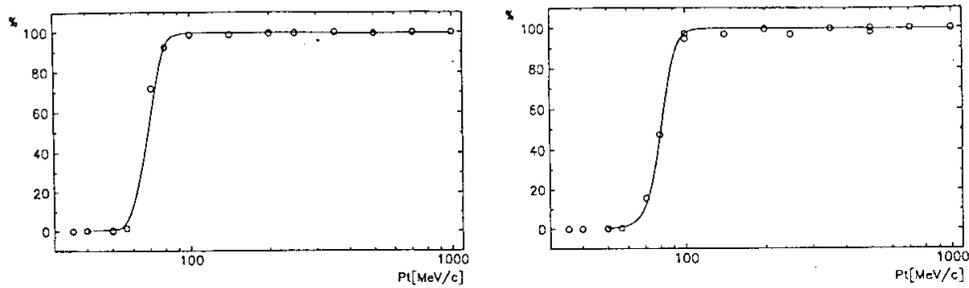


Abbildung 4.7: Effektivität von Kammer und Rekonstruktion in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bei π^- (links) und π^+ (rechts).

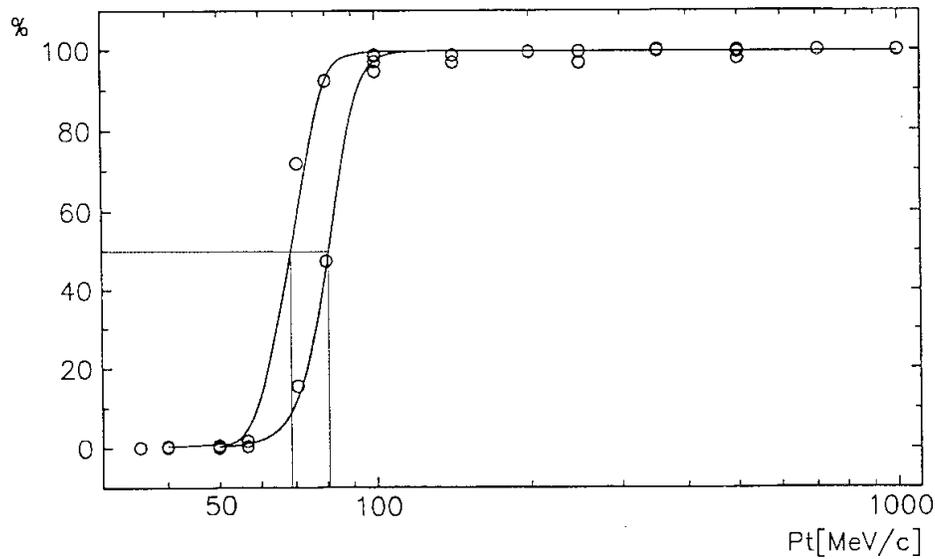


Abbildung 4.8: Effektivität von Kammer und Rekonstruktion in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bei π^- (obere Kurve) und π^+ (untere Kurve). Deutlich ist im Übergangsbereich die geringere Effektivität bei den positiven Pionen sichtbar. (Siehe gestrichelte Markierung bei 50%.)

4.4 Die Bestimmung der Meßfehler des Transversalimpulses

Da der tatsächliche mittlere Transversalimpuls (p_t) des Teilchens in der Kammer bekannt ist — er wird durch Mittelung der Impulse an jedem für die Kreis Anpassung verwendeten Schritt bestimmt — kann die Differenz zur rekonstruierten Transversalimpuls bestimmt werden. Man erhält so die Abweichung zwischen tatsächlichem mittlerem Teilchenimpuls und der Rekonstruktion. Histogrammiert man diese Meßfehler, so erhält man eine Gaußverteilung (siehe Abb. 4.9, 100MeV/c, 90°). Eine Anpassung der Gaußkurve an diese Verteilung ermittelt den mittleren Meßfehler σ_{p_t} der Rekonstruktion.

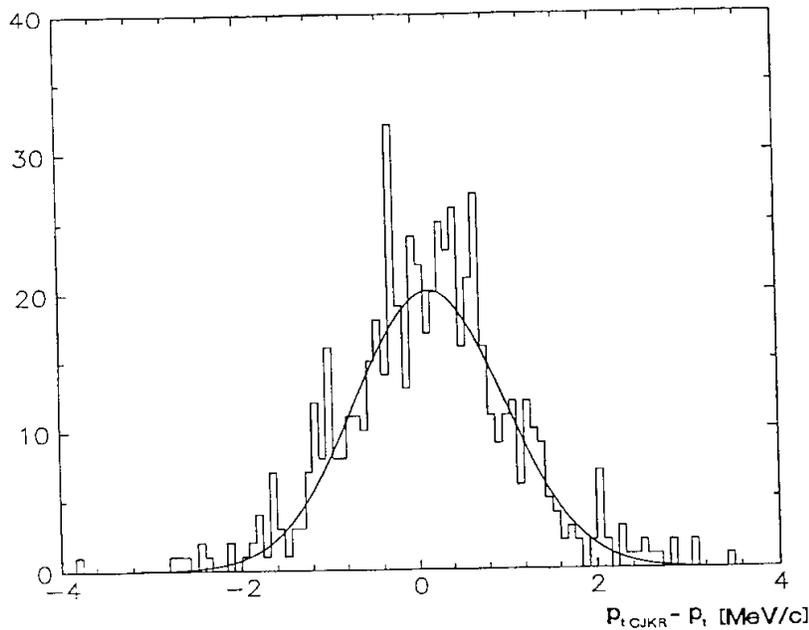
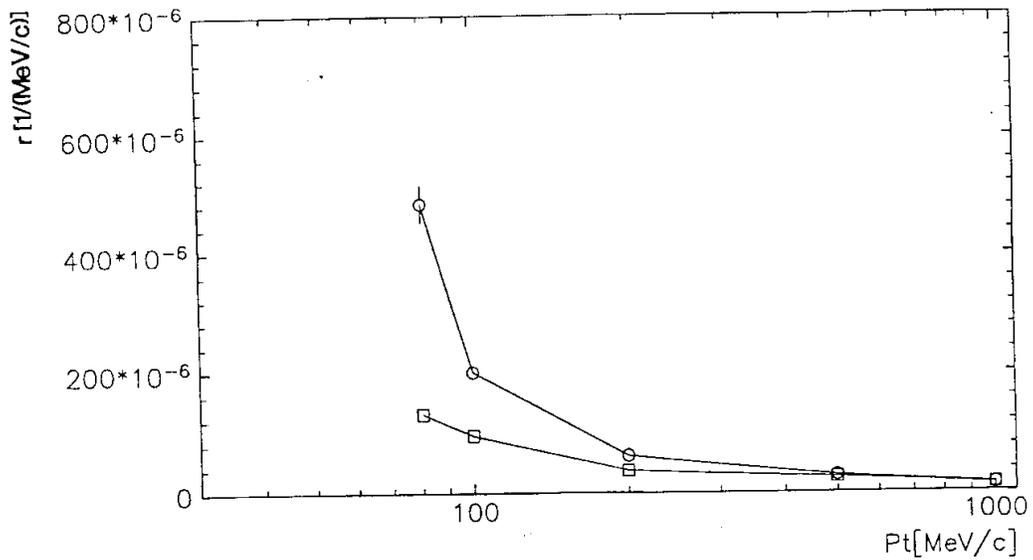
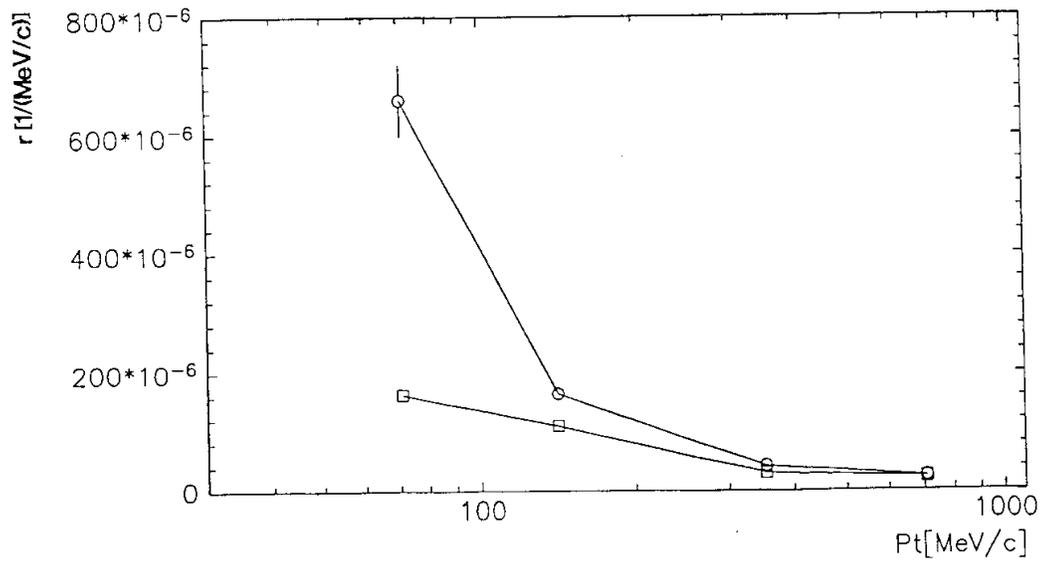


Abbildung 4.9: *Histogramm der Meßfehler der Rekonstruktion von p_t .*

Um die ermittelten Meßfehler miteinander vergleichen zu können, ist es günstig, sie durch p_t^2 zu dividieren. Man erhält damit den Gütefaktor r der Kammer aus der Gleichung:

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = r \cdot p_t$$

Ein Vergleich zwischen positiven und negativen Pionen zeigt hier, daß der Meßfehler der positiven Pionen bei kleinen Transversalimpulsen den Meßfehler der negativen Pionen übertrifft. Bei Transversalimpulsen kleiner als 100MeV/c ist der Meßfehler der positiven Pionen bis hin zum Faktor drei größer. Abb. 4.10 und Abb. 4.11 zeigen die Gütefaktoren bei verschiedenen p_t und Winkeln ϑ .

Abbildung 4.10: Der Gütefaktor r bei $\vartheta = 90^\circ$ für π^+ (Kreise) und π^- (Quadrate).Abbildung 4.11: Der Gütefaktor r bei $\vartheta = 45^\circ$ für π^+ (Kreise) und π^- (Quadrate).

4.5 Über die Ursachen der geringeren Effektivität und größeren Meßfehler bei positiven Pionen

Die Segmente der Kammer sind gegen die radiale Richtung um 30° geneigt, um den Lorentzwinkel zu kompensieren. Das hat zur Folge, daß die Flugbahn eines positiven Teilchens in gleicher Richtung gekrümmt ist, wie die Segmente geneigt sind. Negative Teilchen, deren Spuren entgegen der Neigungsrichtung gekrümmt sind, durchlaufen im Mittel vier bis fünf Segmente (siehe Abb. 4.12 links). Positive Teilchen durchlaufen dagegen nur eine oder zwei Segmente (siehe Abb. 4.12 rechts).

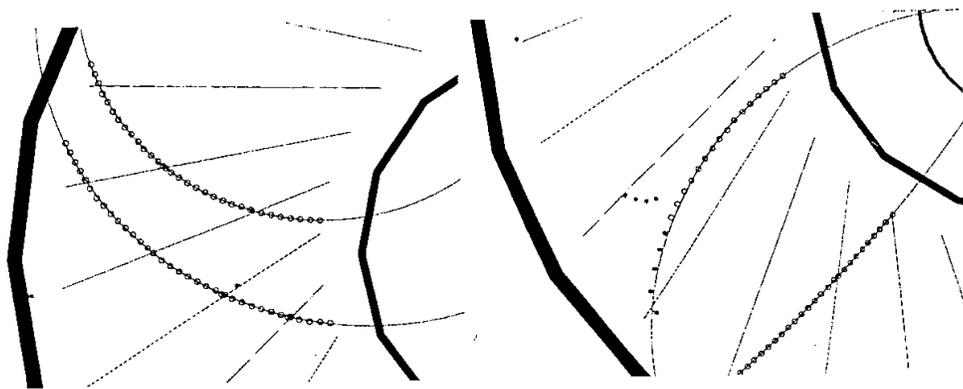


Abbildung 4.12: Spur negativer Teilchen (links). Spur eines positiven Teilchens (rechts obere Spur). Deutlich ist die geringere Spurlänge und Anzahl der Hits (Kreise) zu erkennen. Der Spur nicht zugeordnete Hits werden mit Spiegelhits als Sterne dargestellt

Befindet sich die Spur innerhalb nur eines Segments, so ist die Rechts-Links-Ambiguität eine mögliche Quelle für Ineffektivität. Es kann passieren, daß das Krümmungsvorzeichen falsch ermittelt wird. Diese Möglichkeit ist wegen der Krümmungsrichtung ihrer Spur vor allem bei positiven Teilchen gegeben (Beispiel siehe Abb. 4.13). Eine solche Spiegelspur hat das falsche Ladungsvorzeichen und stellt so keinen Nachweis des ursprünglichen Teilchens dar.

Die Abbildung 4.14 links zeigt positive Pionen, die mit $100\text{MeV}/c$ Impuls unter einem Winkel von $\vartheta = 45^\circ$ generiert worden sind. Eine Spur mit einem so kleinen Transversalimpuls krümmen sich wieder in das Strahlrohr zurück. Die Rekonstruktion ermittelt bei optimaler Effektivität zwei Spuren unterschiedlichen Krümmungsvorzeichens für den auslaufenden und den zurücklaufenden Ast, wobei nur der auslaufende Ast das richtige Ladungsvorzeichen hat. Bei der Rekonstruktion wird bei diesem Teilchen nur der zurücklaufende Ast richtig rekonstruiert (siehe Abb. 4.14 links Pfeile und rechts Spur Nr. 6). Der Ast mit dem richtigen Ladungsvorzeichen ist verloren, und damit kann das Teilchen nicht nachgewiesen werden. Im Gegensatz zu positiven Teilchen wird bei negativen Teilchen der auslaufende Ast gut rekonstruiert und das Teilchen nachgewiesen.

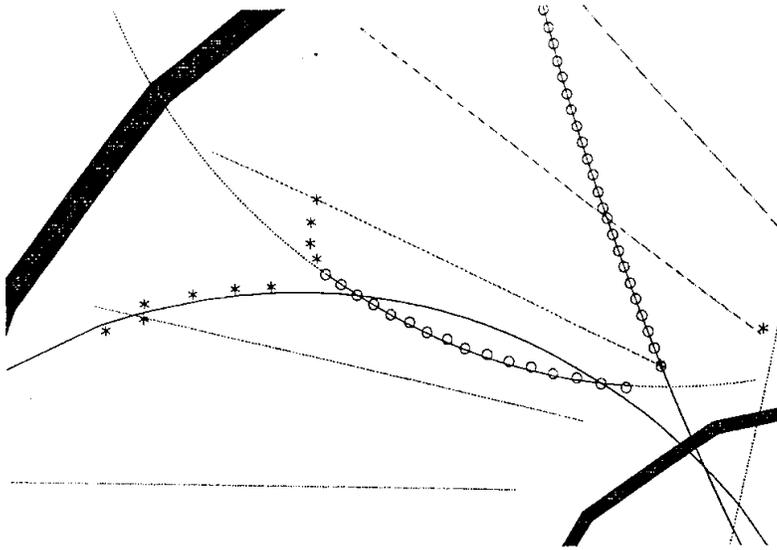


Abbildung 4.13: *Spiegelspur (Bildmitte): Statt der tatsächlichen Flugbahn des Teilchens (durchgezogene Linie) wurde die zur Drahtebene symmetrische Spiegelspur rekonstruiert (gestrichelte Linie).*

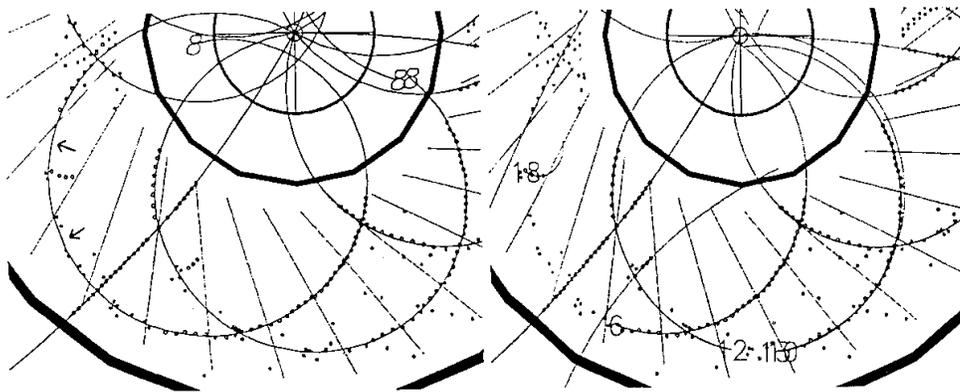


Abbildung 4.14: π^+ -Teilchen mit $p = 100 \text{ MeV}/c$ unter $\vartheta = 45^\circ$ (links) und die daraus rekonstruierten Spuren (rechts).

Die geringere Meßgenauigkeit der positiven Pionen ist darauf zurückzuführen, daß die Spuren positiver Pionen weniger Hits aufweisen als die Spuren negativer Pionen und daß sie kürzer sind (siehe Abb. 4.12, 4.15 und 4.16). Gemäß der Glücksternformel hängt die Meßgenauigkeit von der Länge und der Anzahl der Hits ab.

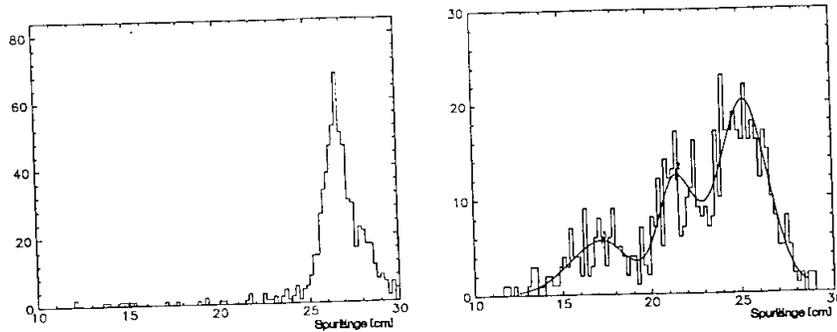


Abbildung 4.15: Die Spurlänge von negativen Pionen (links) und positiven Pionen (rechts). Die Spuren positiver Pionen sind im Mittel kürzer.

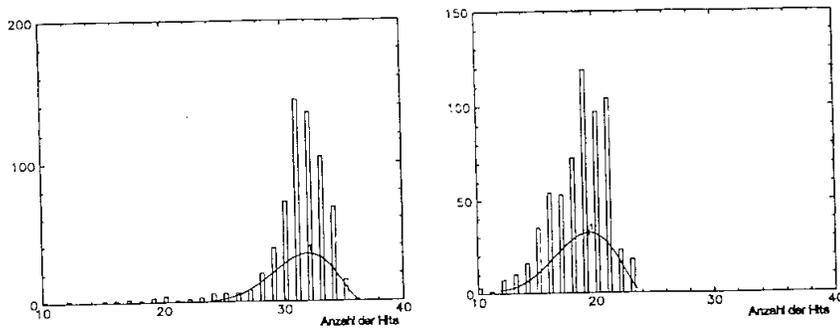


Abbildung 4.16: Die Anzahl der Hits von negativen Pionen (links) und von positiven Pionen (rechts). Die Spuren positiver Pionen haben im Mittel weniger Hits.

Die Meßgenauigkeit der Krümmung und damit des Transversalimpulses in Abhängigkeit von der Spurlänge und der Anzahl der Hits wird von der Glücksternformel beschrieben. Eine Umformung der Glücksternformel ergibt:

$$\left(\frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2} \right)_{\text{Glückst}} = \frac{\epsilon}{10^{-11} c \cdot B \cdot L^2} \sqrt{\frac{720}{N + 5}} \quad (4.6)$$

Hierbei ist

$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2}$ der Gütefaktor der Spur,

ϵ der mittlere Fehler vom Hit in cm,

c die Lichtgeschwindigkeit in m/s,

B die Magnetfeldstärke in Tesla,

L die in die $r\varphi$ -Ebene projizierte Länge der Spur in cm.

N die Anzahl der Hits von der Spur.

Der so ermittelte Gütefaktor wird in folgendem Quotienten verwendet ($p_{t\text{GJKR}}$ ist der aus der Rekonstruktion ermittelte Impuls):

$$\frac{(p_{t\text{GJKR}} - p_t)/p_t^2}{\left(\frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2}\right)_{\text{Gluckst}}} \quad (4.7)$$

Die Eintragung dieses Quotienten jeder Spur in ein Histogramm ergäbe eine Verteilung der Breite eins mit Mittelwert null, wenn die Ungenauigkeit der Hits die einzige Fehlerquelle wäre. Da die Glucksternformel die Vielfachstreuung nicht berücksichtigt, ist die Verteilung breiter. Trotzdem kann diese Rechnung zeigen, ob die großen Unterschiede in den Meßgenauigkeiten zwischen π^- und π^+ in den kürzeren Spuren und der geringeren Anzahl der Hits bei positiven Pionen begründet liegen. Die Breiten der Verteilungen ergeben

für $p_t = 80 \text{ MeV}/c$, $\vartheta = 90^\circ$:

und π^- : 2.5 ± 0.2

und π^+ : 2.7 ± 0.1

für $p_t = 100 \text{ MeV}/c$, $\vartheta = 90^\circ$:

und π^- : 2.1 ± 0.08

und π^+ : 1.2 ± 0.04

für $p_t = 100 \text{ MeV}/c$, $\vartheta = 45^\circ$:

und π^- : 3.8 ± 0.3

und π^+ : 2.7 ± 0.1 .

Hier sind die Breiten bei π^+ nicht größer als bei π^- . Die geringere Meßgenauigkeit positiver Spuren muß also als Effekt der kürzeren Spurlänge und der geringeren Anzahl der Hits angesehen werden.

Kapitel 5

Einflüsse physikalischer Effekte auf die Spurparameter

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den physikalischen Effekten beim Durchlaufen der Teilchen durch die Kammer, die zur Vergrößerung der statistischen und systematischen Fehler beitragen. Das Ergebnis der Arbeit ist ein Programm (siehe Anhang C), welches diese Fehlerquellen abschätzt und gegebenenfalls korrigiert.

5.1 Energieverlust durch Ionisation

5.1.1 Auswirkungen auf die Krümmung

Geladene Teilchen, also alle Teilchen, die in der Driftkammer gemessen werden können, ionisieren die Atome der Materie, durch die sie fliegen. Durch die Ionisation verliert das Teilchen laufend Energie, was sich durch einen Verlust an Impuls bemerkbar macht. Der Impuls des Teilchens in der Kammer liegt etwas unter dem Anfangsimpuls am Vertex. Da man sich für den Impuls am Vertex interessiert, wird dieser Impuls ohne Korrektur systematisch unterschätzt (siehe Abb. 5.1).

Der mittlere Energieverlust des Teilchens pro Längeneinheit ist von der Geschwindigkeit des Teilchens und der Art der Materie abhängig und wird durch die Bethe-Bloch-Formel (aus [Rev92]) beschrieben:

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (5.1)$$

Hierbei ist

m_e die Elektronenmasse,

r_e der klassische Elektronenradius,

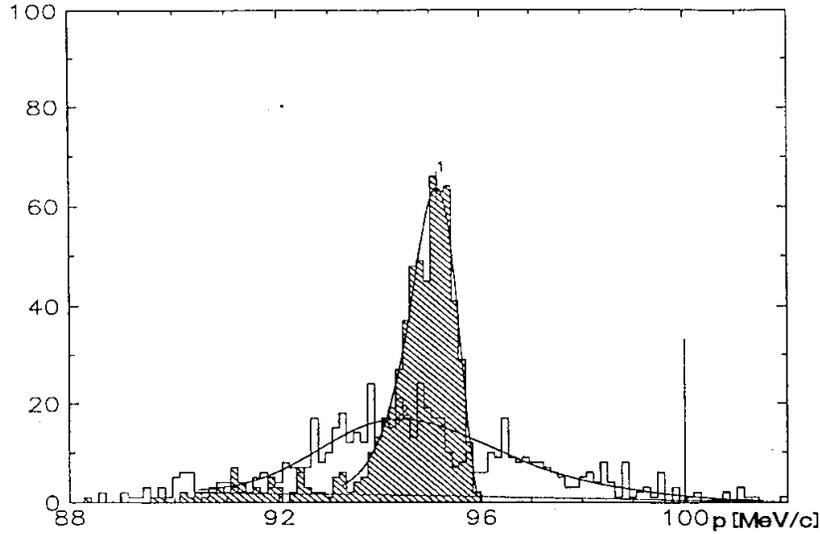


Abbildung 5.1: Rekonstruierte (weiß) und tatsächliche (schraffiert, Definition siehe Kap. 4.4) Impulsverteilung von $100 \text{ MeV}/c \pi^+$. Durch den Energieverlust liegt das Maximum dieser Verteilungen einige MeV/c unter dem Anfangsimpuls von $100 \text{ MeV}/c$ (Markierung). $\vartheta = 90^\circ$

z Ladung des Teilchens in Einheiten von e ,

$\beta = v/c$ des Teilchens,

$\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$,

N_0 die Avogadrozahl,

Z und A Ladungs- und Massenzahl der Atome des Materials,

x die Dicke der durchquerten Schicht (in g cm^{-2}),

I bezeichnet ein effektives Ionisationspotential, gemittelt über alle Elektronen, das ungefähr $16Z^{0.9}$ eV beträgt.

Da man den Impuls des Teilchens kennt, ist es sinnvoll, den differentiellen Energieverlust als Funktion von p anzugeben. Des Weiteren ist es bequem, die Konstanten auszurechnen (siehe auch Abb. 5.2):

$$\frac{dE}{dx} = 0.3071 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1} \frac{z^2(p^2 + m^2)}{p^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left(\frac{p^2/m^2}{15.7 \cdot 10^{-6} Z^{0.9}} \right) - \frac{p^2}{p^2 + m^2} \right] \quad (5.2)$$

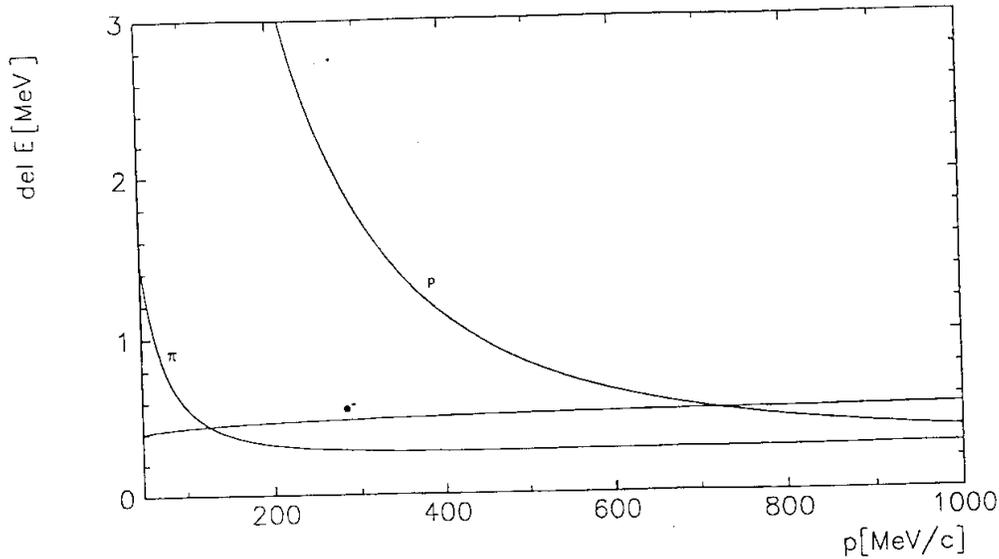


Abbildung 5.2: Mittlerer Energieverlust nach Bethe-Bloch von Elektronen, Pionen und Protonen beim Durchgang durch 1mm Carbonfiber ($\rho = 1.5\text{g/cm}^3$).

Hierbei ist

$m[\text{MeV}/c^2]$ die Masse des Teilchens,

z und $p[\text{MeV}/c]$ Ladung und Impuls des Teilchens,

Z und A Ladungs und Massenzahl der Atome des Materials,

x die Dicke der durchquerten Schicht (in g cm^{-2}).

Der Energieverlust tritt hauptsächlich an den Wänden der Spurenkammern auf. Das Gas in der Kammer trägt nur zu einem geringen Teil zum Energieverlust bei. So kann man den Impuls innerhalb der Kammer als konstant annehmen und dem Teilchen beim Durchgang durch die Kammerwände einen definierten mittleren Energieverlust zuordnen. Da das Material und die Ausmaße der Kammerwände bekannt sind (siehe Anhang B), kann der mittlere Energieverlust mit der Bethe-Bloch-Formel berechnet werden. Über die Masse des Teilchens muß man eine Annahme machen.

Geht die Spur durch die äußere Z-Kammer, so verliert das Teilchen zweimal Energie. So kann man sagen, daß eine lange Spur, die durch beide Spurenkammern CJC1 und CJC2 geht, für jede Kammer einen eigenen Impuls hat. In der CJC1 hat das Teilchen den Impuls p_1 und in der CJC2 hat das Teilchen den Impuls p_2 . Den mittleren Impuls erhält man, indem man die Impulse gewichtet mittelt.

$$p = \frac{l_1^4 p_1 + l_2^4 p_2}{l_1^4 + l_2^4} \quad (5.3)$$

Hierbei sind

l_1 und l_2 die Spurlängen der Spur in CJC1 und CJC2

p_1 und p_2 die mittleren Impulse der Spur in CJC1 und CJC2

p der mittlere Impuls der gesamten Spur

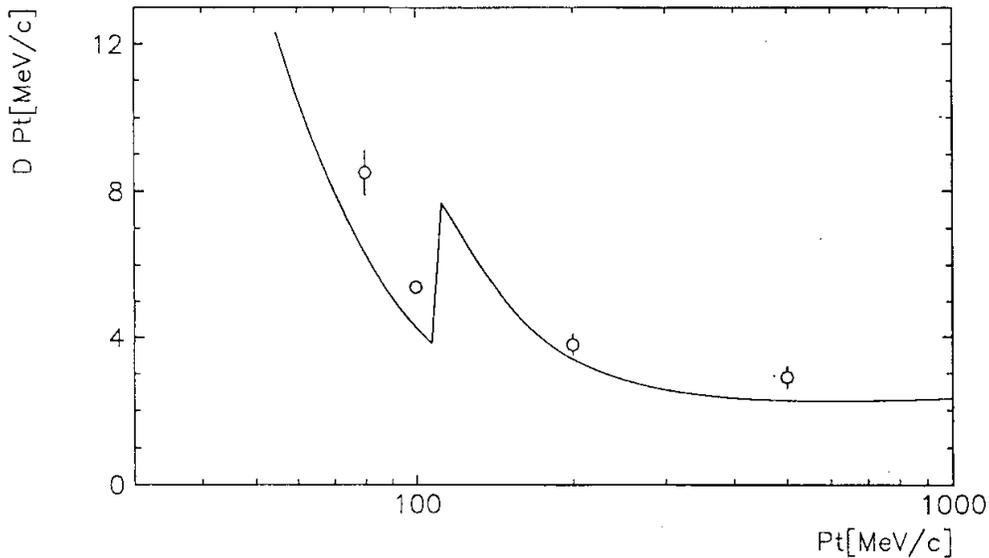


Abbildung 5.3: Die berechnete Impulskorrektur bei $\vartheta = 90^\circ$ Pionen. Die Unstetigkeit tritt auf, weil die Spur, wenn sie die CJC2 erreicht, durch die äußere Z-Kammer muß und zusätzlich Energie verliert. Die aus der Messung (Monte-Carlo) ermittelten Impulsverluste sind mit Kreisen eingetragen.

Die Gewichtung nach der vierten Potenz der Spurlänge trägt der Tatsache Rechnung, daß der Meßfehler von p mit dem Quadrat der Spurlänge abnimmt.

Wenn man annimmt, daß der Impulsverlust im Verhältnis zum Gesamtimpuls des Teilchens klein ist, vereinfacht sich die Berechnung des Energieverlustes, indem man Schichten gleichen Materials innerhalb einer Einheit (Material vor der CJC1 und vor der CJC2) zusammenfaßt. Addiert man den Impulsverlust auf den rekonstruierten Impuls auf, so verschiebt sich die etwa gaußförmige Verteilung um den mittleren Impuls in der Kammer auf den Anfangsimpuls (Abb. 5.4). Die Breite der Verteilung ergibt sich aus der

Faltung der Impulsverteilung – eine verzerrte Landauverteilung – und der Unsicherheit aus der Rekonstruktion.

Die Impulskorrektur ist bei niedrigen Impulsen und schweren Teilchen von Bedeutung, wenn die Teilchen nicht mehr minimalionisierend sind und der Impulsverlust die Größenordnung der Impulsauflösung erreicht. Bei leichten Teilchen mit hohem Impuls, wo die Impulskorrektur klein und die Impulsauflösung schlecht ist, wird die Korrektur bedeutungslos.

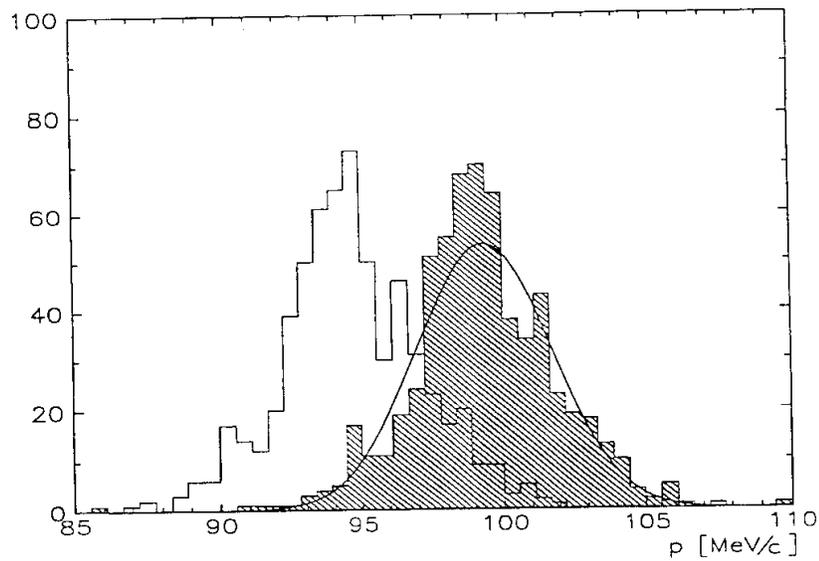


Abbildung 5.4: Die Rekonstruierte Impulsverteilung vor (weiß) und nach der Korrektur (schraffiert) für Pionen mit $p = 100 \text{ MeV/c}$ und $\vartheta = 90^\circ$.

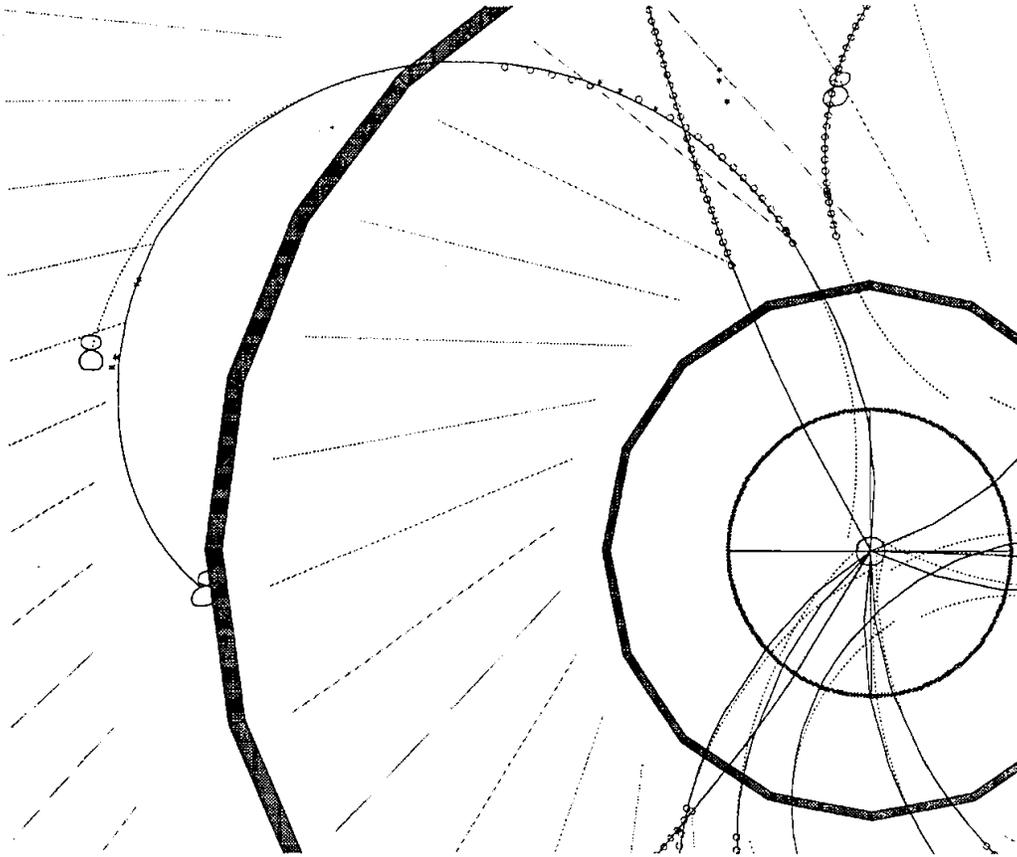


Abbildung 5.5: Auswirkungen des Impulsverlustes auf d_{ca} und φ : Durch den Impulsverlust an der Kammerwand wird die Teilchenspur (durchgezogen) falsch in das Strahlrohr extrapoliert (gestrichelt). Dadurch wird sowohl das d_{ca} als auch das φ falsch ermittelt.

5.1.2 Auswirkungen auf die Spurparameter d_{ca} und φ

Da das Teilchen beim Durchdringen der Wände der Spurenkammer an Impuls verliert, entspricht die Krümmung der Spur in der Spurenkammer nicht der Krümmung der Teilchenspur im Strahlrohr. Infolgedessen wird die Spur falsch in das Strahlrohr extrapoliert. Das Teilchen scheint von einem anderen Ort zu kommen und in einem anderen Winkel abgestrahlt worden zu sein. Je nach Ladung des Teilchens ergibt es eine Verschiebung von φ und d_{ca} in positive oder negative Richtung.

Wenn man den Impulsverlust abschätzen kann, kann geometrisch diese Verschiebung von φ und d_{ca} berechnet werden:

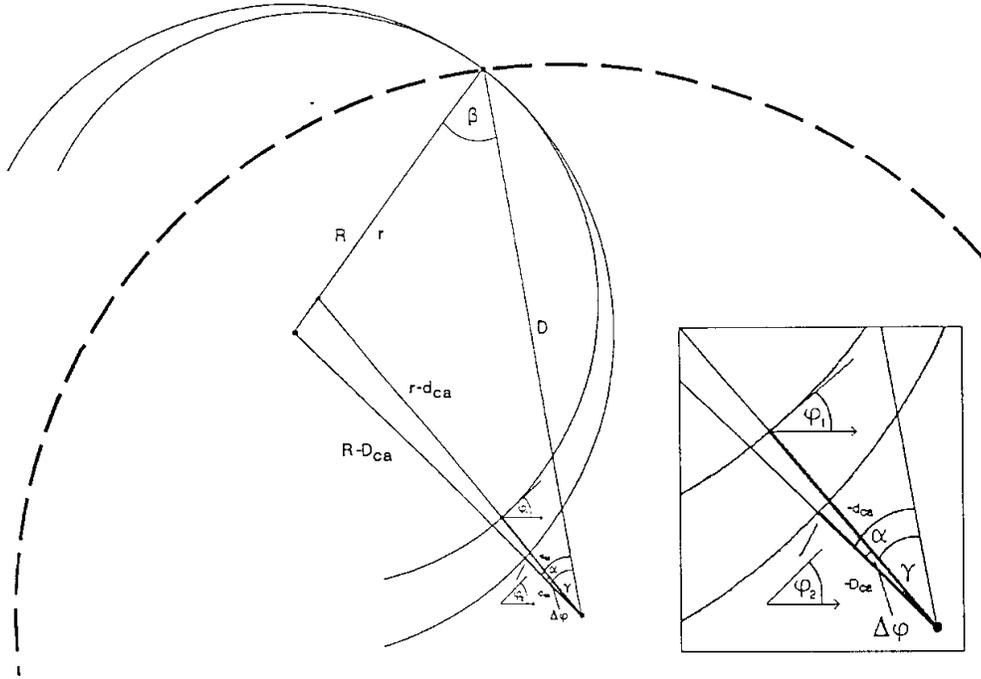


Abbildung 5.6: *Theoretisches Modell: Der gesamte Impulsverlust sei an der Kammerwand (Radius D , gestrichelt) angenommen. Durch den Impulsverlust an der Kammerwand wechselt die Bahn des Teilchens vom größeren auf den kleineren Kreis. Nach der Vorzeichenkonvention ist das d_{ca} in diesem Fall negativ.*

Der Mittelpunkt des Spurkreises, der Ort des Impulsverlustes und der Mittelpunkt der Kammer bilden ein Dreieck (siehe Abb.5.1.2 Seite 41). Die Längen und Winkel der Dreiecke lassen sich mit Sinus- und Cosinussatz berechnen:

Cosinussatz:

$$(r - d_{ca})^2 = D^2 + r^2 - 2Dr \cos \beta \iff \cos \beta = \frac{D^2 + r^2 - (r - d_{ca})^2}{2Dr} \quad (5.4)$$

$$(R - D_{CA})^2 = D^2 + R^2 - 2DR \cos \beta \iff D_{CA} = R \pm \sqrt{D^2 + R^2 - 2DR \cos \beta} \quad (5.5)$$

Sinussatz:

$$\sin \gamma = \frac{r \sin \beta}{r - d_{ca}} \quad \text{und} \quad \sin \alpha = \frac{R \sin \beta}{R - D_{CA}} \quad (5.6)$$

$$\Delta \varphi = \alpha - \gamma \quad (5.7)$$

Mit $r = 1/\kappa$ und unter Berücksichtigung der Vorzeichenkonvention erhält man:

$$\cos \beta = \frac{D^2 + \left(\frac{1}{\kappa}\right)^2 - \left(\frac{1}{\kappa} - d_{ca}\right)^2}{2D \left(\frac{1}{\kappa}\right)} \quad (5.8)$$

$$D_{CA} = \frac{1}{\kappa} - \frac{\kappa}{|\kappa|} \sqrt{D^2 + \left(\frac{1}{\kappa}\right)^2 - 2D \left(\frac{1}{\kappa}\right) \cos \beta} \quad (5.9)$$

$$\sin \gamma = \frac{\left(\frac{1}{\kappa}\right) \sin \beta}{\left(\frac{1}{\kappa}\right) - d_{ca}} \quad \text{und} \quad \sin \alpha = \frac{\left(\frac{1}{\kappa}\right) \sin \beta}{\left(\frac{1}{\kappa}\right) - D_{CA}} \quad (5.10)$$

$$\Delta \varphi = \frac{\kappa}{|\kappa|} (\alpha - \gamma) \quad (5.11)$$

Im Folgenden werden die Gleichungen auf ihre mathematischen Eigenschaften untersucht:

Die Funktion $\cos \beta(\kappa, d_{ca})$:

Der $\cos \beta$ ist bei $d_{ca} = 0$ für $-2/D \leq \kappa \leq 2/D$ definiert. Bei größeren Beträgen von κ wird der Durchmesser des Spurbereiches kleiner als der Radius des Strahlrohrs D . Der $\cos \beta$ erstreckt sich über einen Wertebereich von $[-1, 1]$. Das entspricht einem Winkel von $[0^\circ, 180^\circ]$. Sobald das κ negativ wird, liegt der Winkel β außerhalb des Dreiecks.

Im allgemeinen Fall $d_{ca} \neq 0$ ist der Definitionsbereich: $\frac{-2}{D-d_{ca}} \leq \kappa \leq \frac{2}{D+d_{ca}}$. Damit deckt der Definitionsbereich alle in der Spurenkammer auftretenden Werte von κ und d_{ca} ab.

Siehe auch Abb.5.7 Seite 44 bis Abb.5.10 Seite 46.

Die Funktion $D_{ca}(\kappa, \cos \beta)$:

Das d_{ca} macht bei $\cos \beta = 0$ und $\kappa = 0$ einen Vorzeichenwechsel. Ist $\cos \beta \neq 0$, verschiebt sich die Nullstelle für $\kappa > 0$ entsprechend $\kappa_0 = \sqrt{1 - 2D \cos \beta \kappa + D^2 \kappa^2}$. Die Gleichung ist bezüglich einer gleichzeitigen Vorzeicheninversion aller Parameter ($\kappa \rightarrow -\kappa, \cos \beta \rightarrow -\cos \beta, d_{ca} \rightarrow -d_{ca}$) symmetrisch (Siehe Abb.5.11 Seite 46).

Berechnet man den Betrag Δd_{ca} , um den sich das d_{ca} bei einer Variation von κ verschiebt, in Bezug zu einer Spur mit festem κ , so ist der Betrag, um den sich das d_{ca} verschiebt, stark von dem Impuls des Teilchens der festen Spur abhängig. Bei kleinem Impuls reagiert die Verschiebung des d_{ca} viel empfindlicher als bei großem Impuls. (Siehe Abb.5.12 und 5.13 Seite 47. Wenn ein Teilchen mit $p = 0.1 \text{ GeV}/c$ $\bar{5} \text{ MeV}/c$ Impuls verliert (Pfeil), dann ist das d_{ca} um -0.37 cm verschoben.)

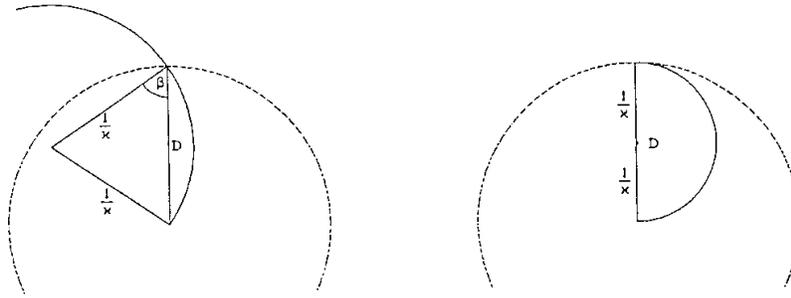


Abbildung 5.7: Bei $d_{ca} = 0$ und positiven κ ist $0 \leq \beta \leq 90^\circ$ d.h.: $\cos \beta > 0$ (links).
Bei $\kappa = 2/D$ ist $\beta = 0$ und $\cos \beta = 1$. Größer kann κ also nicht werden (rechts).

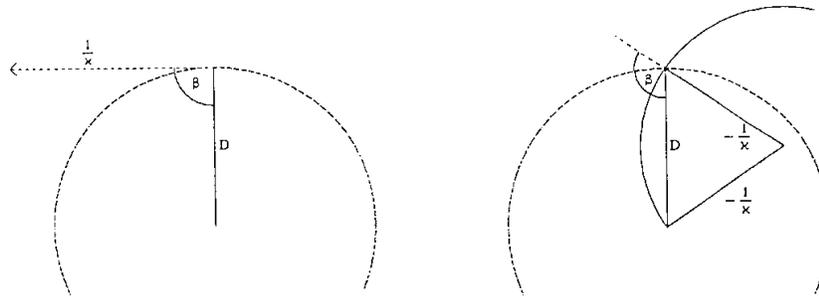


Abbildung 5.8: Ist $\kappa = 0$ (gerade Spur), dann ist $\beta = 90^\circ$ und $\cos \beta = 0$ (links).
Ist das κ negativ, so liegt β außerhalb des Dreiecks und zwischen 90° und 180° , $\cos \beta < 0$ (rechts).

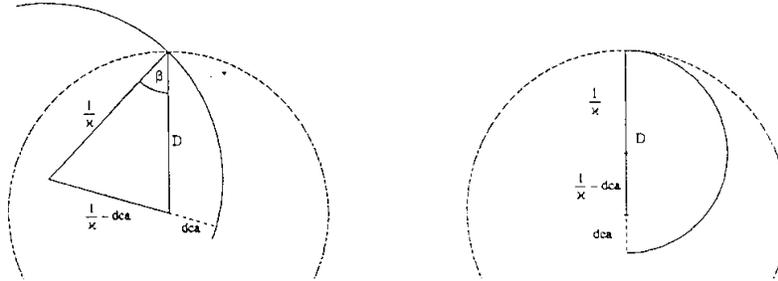


Abbildung 5.9: $d_{ca} > 0$ (links und rechts).

Der Grenzfall mit $\cos \beta = 1$: Aus der Geometrie folgt $\frac{-2}{D-d_{ca}} \leq \kappa \leq \frac{2}{D+d_{ca}}$ (rechts).

Die Funktion $\sin \gamma(\kappa, d_{ca})$:

Der $\sin \gamma$ ist im Definitionsbereich von $\cos \beta$ positiv und liegt im Intervall $[0, 1]$ d.h.: $0^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$. Da der $\sin \gamma$ bezüglich einer Vorzeicheninversion ($\kappa \rightarrow -\kappa, d_{ca} \rightarrow -d_{ca}$) symmetrisch ist, geht die Vorzeicheninformation von κ und d_{ca} verloren. Sie muß bei der Winkeldifferenz $\Delta \varphi$ nachträglich eingefügt werden.

Ähnlich wie die Verschiebung vom d_{ca} ist auch die Verschiebung von φ bei großer Krümmung empfindlicher. Das Vorzeichen von $\Delta \varphi$ ist dem von Δd_{ca} entgegengesetzt.

Erwartungswerte von Δd_{ca} und $\Delta \varphi$ im Experiment

Aus dem nach Bethe-Bloch zu erwartenden Energieverlust können die zu erwartenden Verschiebungen von d_{ca} und φ berechnet werden (siehe Abb. 5.16 und 5.17 Seite 49). Diese Voraussage kann nur höchstens so genau sein, wie es das vorhergesagte Δp vorgibt. Bei großen Impulsen gehen Δd_{ca} und $\Delta \varphi$ gegen Null. Bei kleinen Impulsen wachsen die Korrekturen stark an. Ist $\vartheta = 90^\circ$, so beträgt bei $p = 200 \text{ MeV}$ $\Delta d_{ca} -0.075 \text{ cm}$, bei $p = 50 \text{ MeV}$ ist Δd_{ca} schon -2.4 cm . $\Delta \varphi$ liegt in diesem Intervall von p zwischen $\Delta \varphi = 0.5^\circ$ und $\Delta \varphi = 11.5^\circ$.

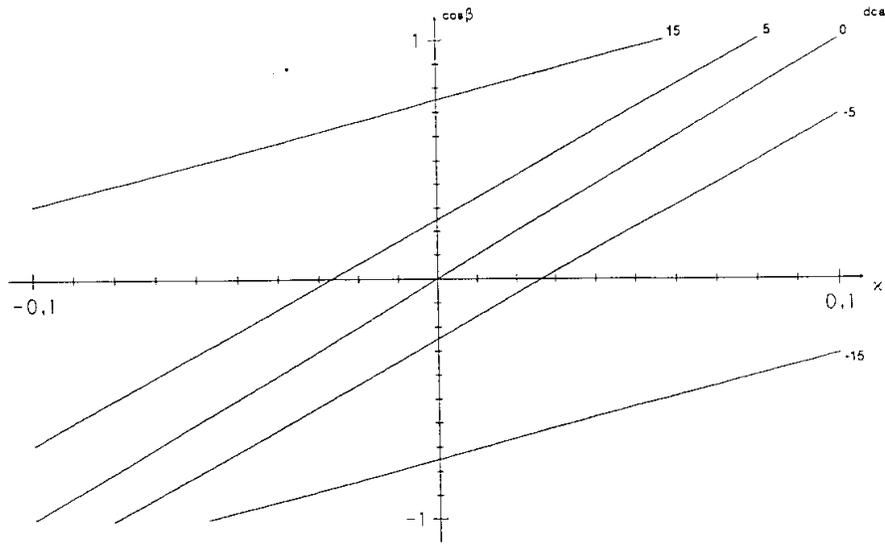


Abbildung 5.10: $\cos \beta$ als Funktion von κ für verschiedene Werte von d_{ca} ($D = 20$).

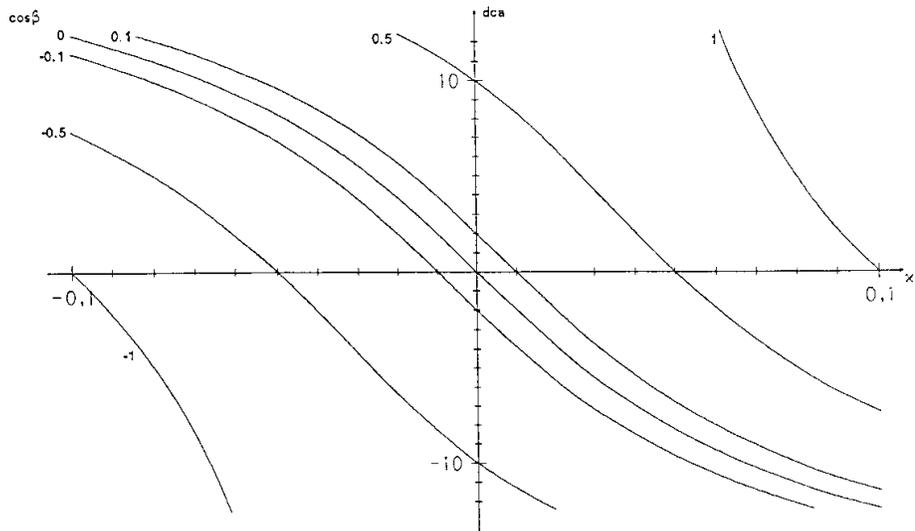


Abbildung 5.11: d_{ca} als Funktion von κ für verschiedene Werte von $\cos \beta$ ($D = 20$).

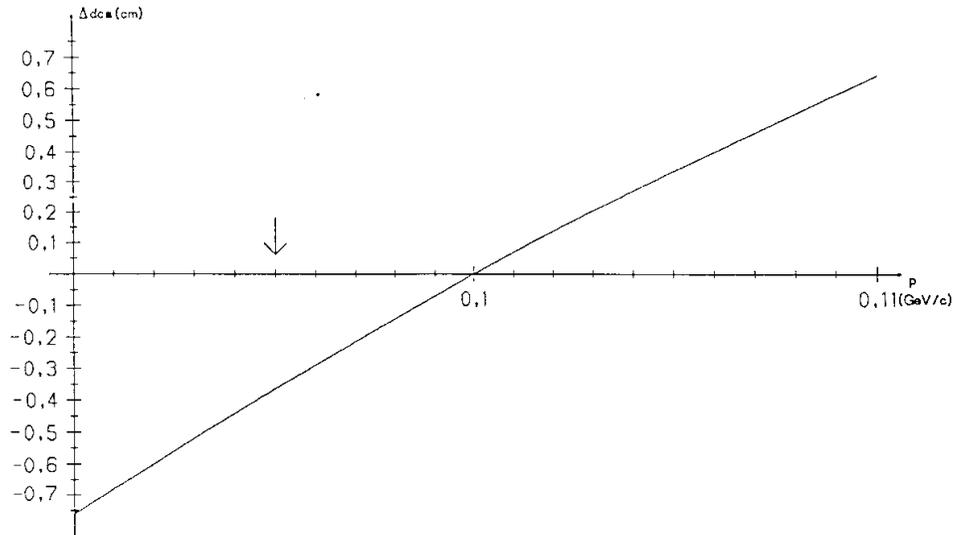


Abbildung 5.12: Verschiebung des d_{ca} einer Spur in Bezug zu einer Spur mit $0.1 \text{ GeV}/c$ Impuls und $d_{ca} = 0$ ($D = 20 \text{ cm}$). Der Pfeil markiert einen Impulsverlust von $5 \text{ MeV}/c$.

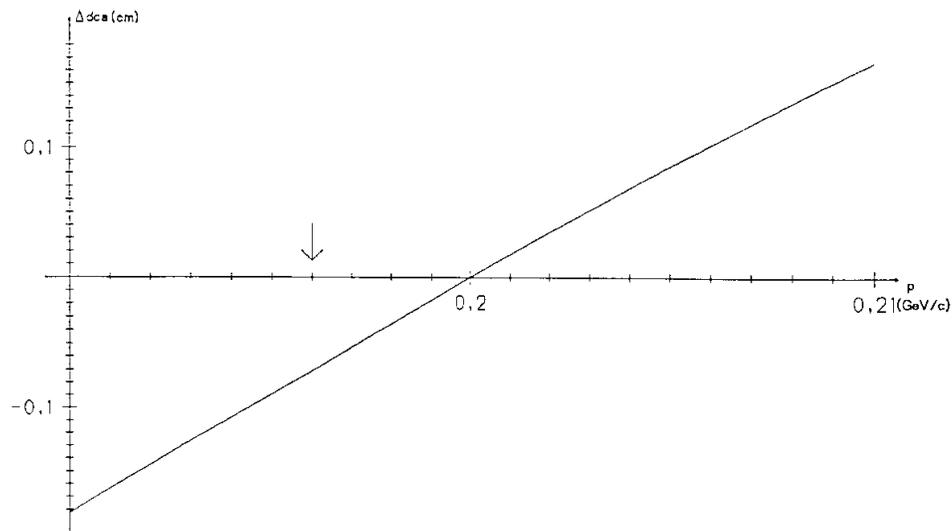


Abbildung 5.13: Verschiebung des d_{ca} einer Spur in Bezug zu einer Spur mit $0.2 \text{ GeV}/c$ Impuls und $d_{ca} = 0$ ($D = 20 \text{ cm}$). Der Pfeil markiert einen Impulsverlust von $4 \text{ MeV}/c$.

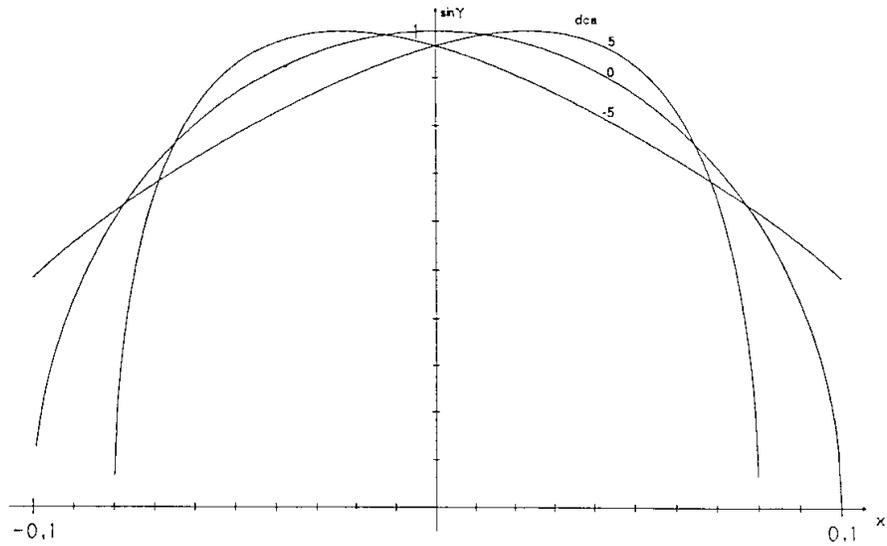


Abbildung 5.14: $\sin \gamma$ als Funktion von κ für verschiedene Werte von d_{ca} ($D = 20\text{cm}$).

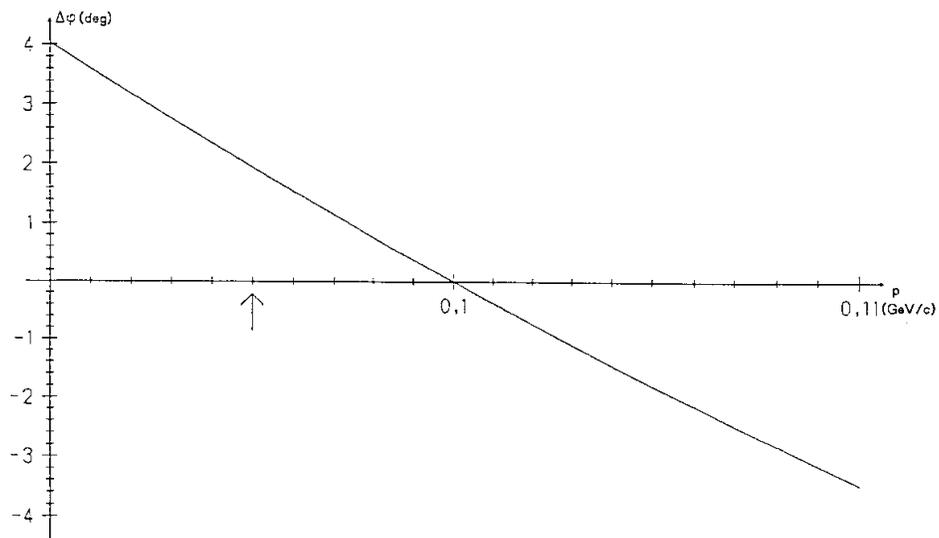


Abbildung 5.15: Verschiebung von φ einer Spur in Bezug zu einer Spur mit $0.1\text{GeV}/c$ Impuls ($D = 20\text{cm}$). Der Pfeil markiert einen Impulsverlust von $5 \text{ MeV}/c$.

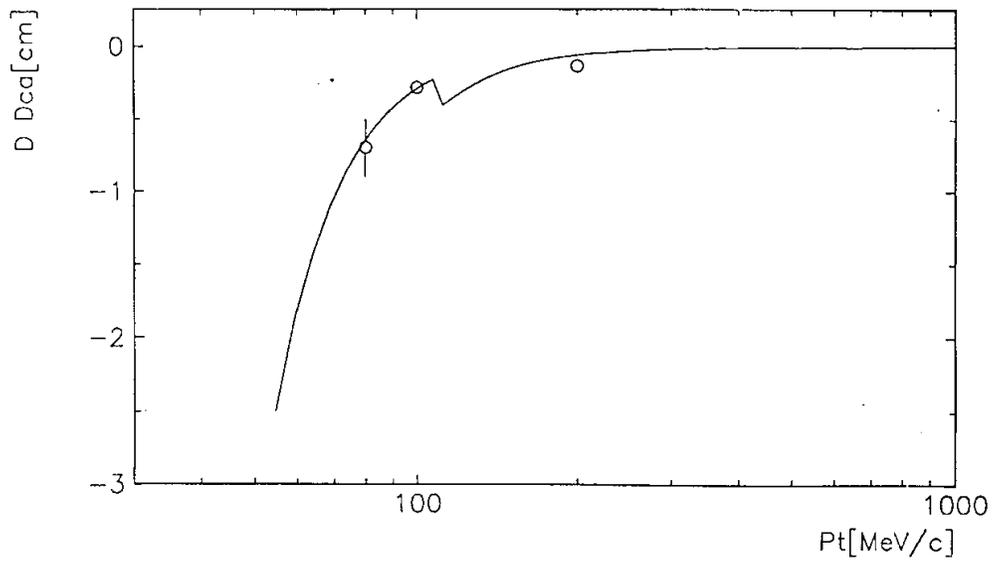


Abbildung 5.16: Berechneter Wert von Δd_{ca} in Abhängigkeit von p bei π^+ . Die aus der Messung (Monte-Carlo) ermittelten Werte sind durch Kreise eingetragen.

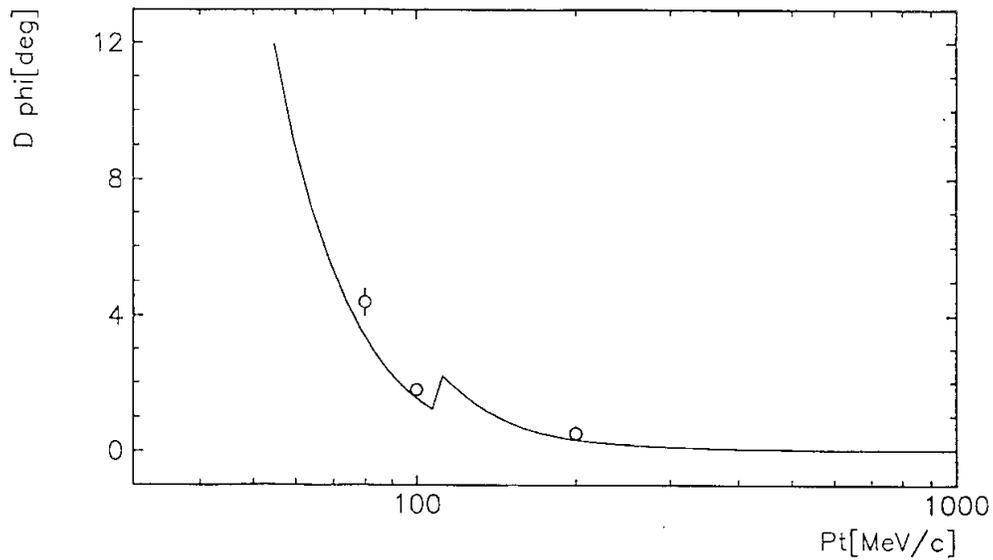


Abbildung 5.17: Berechneter Wert von $\Delta\varphi$ in Abhängigkeit von p bei π^+ . Die aus der Messung (Monte-Carlo) ermittelten Werte sind durch Kreise eingetragen.

5.2 Die Effekte der Vielfachstreuung

Ein Teilchen, welches sich durch Materie bewegt, wird durch die Wechselwirkungen mit den Atomen abgelenkt. Das Teilchen durchläuft also keine glatte Bahn, sondern bewegt sich auf einer unregelmäßigen Schlangenlinie durch die Materie. Dieser Effekt wird um so größer, je dichter die Materie und je leichter und langsamer das Teilchen ist. Durchläuft das Teilchen eine Schicht Materie endlicher Dicke, so wird der Winkel nach Durchlaufen der Materie sich von dem Winkel unterscheiden, den das Teilchen nach Durchlaufen einer Vakuumstrecke hätte. Diese Abweichung ist statistisch, und die Abweichung in einer Ebene kann durch eine Gaußverteilung der Breite θ_0 angenähert werden (aus [Rev92], siehe auch Abb. 5.18).

$$\theta_0 = 13.6 \text{MeV}/c \frac{\sqrt{p^2 + m^2}}{p^2} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (5.12)$$

Hierbei ist

p, m und z Impuls, Masse und Ladung (in Einh. von e) des Teilchens,

x die Dicke der Materieschicht,

X_0 die Strahlungslänge der Materie.

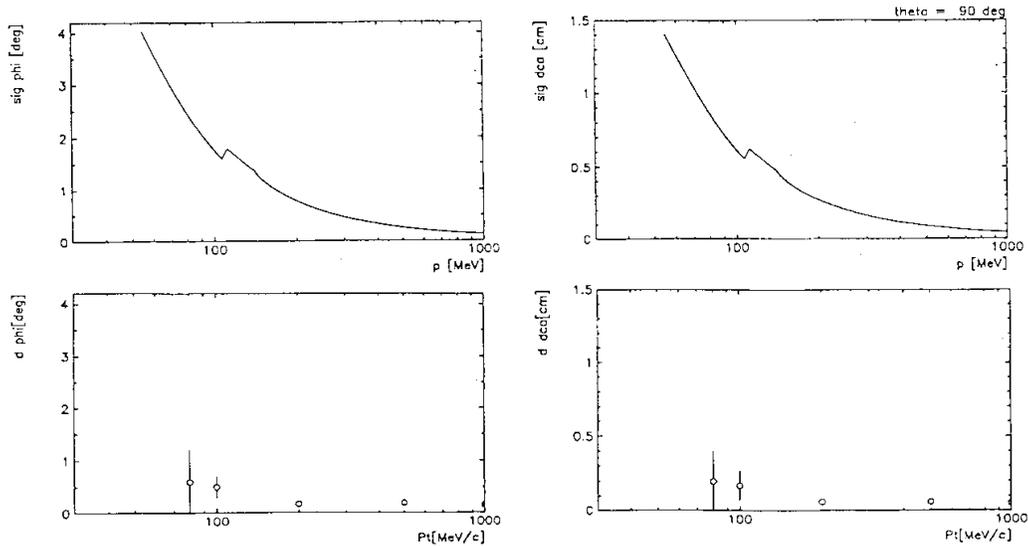


Abbildung 5.18: Erwartungswert von σ_{ϕ} (links) und σ_{dca} (rechts) durch Vielfachstreuung in Abhängigkeit von p ($\vartheta = 90^\circ$). Darunter sind zum Vergleich die bei der Rekonstruktion errechneten Meßfehler eingetragen.

Die Vielfachstreuung wirkt sich direkt auf die Winkel ϑ und φ der Spurparameter und indirekt auf die Parameter Z_0 und d_{ca} aus. Bei diesen Spurparametern ist also eine gaußförmige Verschmierung zu erwarten. Die Genauigkeiten von ϑ und damit verknüpft von Z_0 sind allerdings so gering, daß dort der Effekt der Vielfachstreuung relativ zum Meßfehler keine Rolle spielt. Bei φ und d_{ca} trägt dieser Effekt aber deutlich zur Verbreiterung bei.

Der Streuwinkel $\theta_0 = \sigma_\varphi$ muß quadratisch mit der Winkelungenauigkeit der Rekonstruktion addiert werden. Der Streuwinkel pflanzt sich auf das d_{ca} fort, da das d_{ca} sich aus einer Extrapolation der in der Kammer rekonstruierten Spur in das Strahlrohr berechnet. Unter der Annahme, daß die Streuwinkel klein sind, ist das d_{ca} das Produkt aus σ_φ und dem Radius des Ortes der Streuung. σ_φ und $\sigma_{d_{ca}}$ sind damit proportional. Auch das $\sigma_{d_{ca}}$ muß quadratisch mit der Ungenauigkeit aus der Rekonstruktion addiert werden.

Wie bei der Berechnung des Energieverlustes, wird bei der Abschätzung des Streuwinkels angenommen, daß die Vielfachstreuung fast ausschließlich in den Kammerwänden stattfindet. Auch hier werden Schichten gleichen Materials zusammengefaßt (siehe Anhang ??).

Lange Spuren, die durch beide Kammern durchgehen, erleiden zweimal Vielfachstreuung. Hier wird der resultierende Streuwinkel wie in Abb. 5.19 dargestellt berechnet:

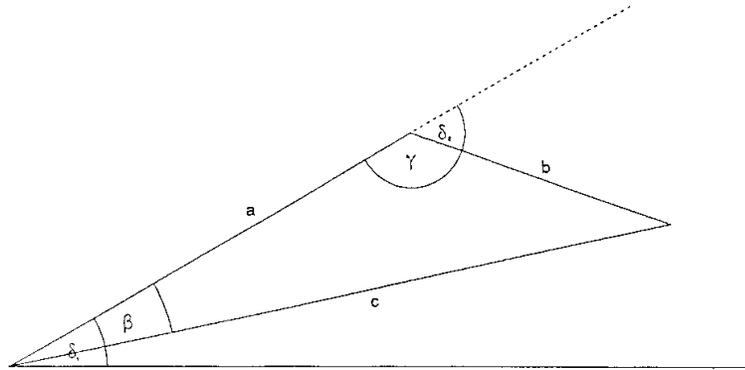


Abbildung 5.19: Vereinfachtes Modell: Die gekrümmten Spuren sind durch Geraden ersetzt. a und b sind die Längen der Teilspuren. Die beiden Streuwinkel sind δ_1 und δ_2 . Der resultierende Streuwinkel ist die quadratische Summe aus δ_1 und β .

Der resultierende Streuwinkel ist die quadratische Summe aus δ_1 und β :

$$\delta = \sqrt{\delta_1^2 + \beta^2} \quad (5.13)$$

Der Winkel β kann mit dem Sinus- und Cosinussatz berechnet werden:

$$\gamma = 180^\circ - \delta_2 \quad (5.14)$$

$$c = \sqrt{a^2 + b^2 - 2ab \cos \gamma} \quad (5.15)$$

$$\beta = \arcsin \left(b \frac{\sin \gamma}{c} \right) \quad (5.16)$$

Die folgenden Grafiken zeigen die Effekte des Energieverlustes und der Vielfachstreuung auf d_{ca} und φ bei 100 MeV Pionen mit $\vartheta = 90^\circ$. Ohne diese Effekte würden die Verteilungen die Mittelwerte $d_{ca} = 0$ und $\varphi = 0^\circ$ haben, und die Breiten wären $\sigma_{d_{ca}} = 0.2$ cm und $\sigma_\varphi = 0.5^\circ$.

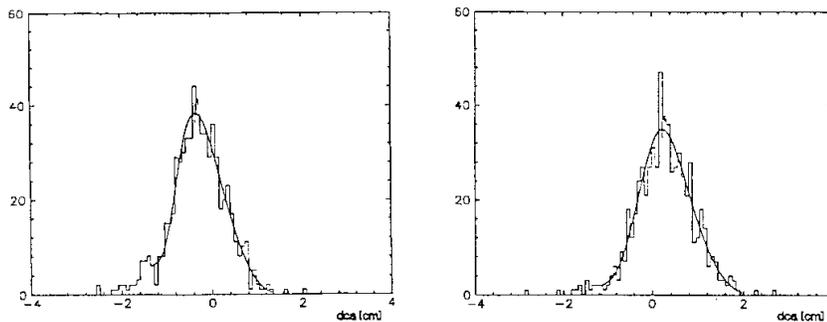


Abbildung 5.20: Die Verteilung des d_{ca} bei π^- (links) und π^+ (rechts).

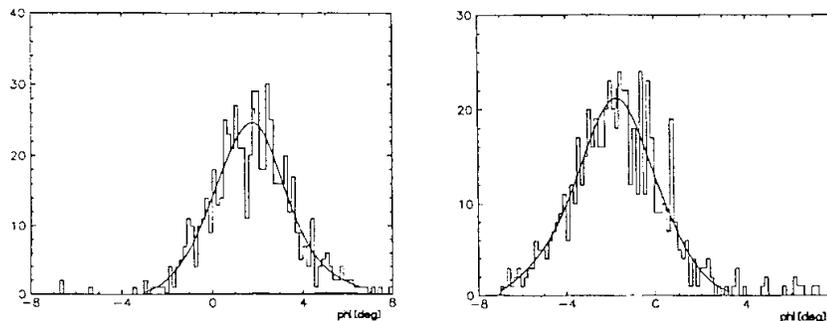


Abbildung 5.21: Die Verteilung des φ bei π^- (links) und π^+ (rechts)

5.3 Die Quotienten *Meßwert/Meßfehler* der Spurparameter d_{ca} und φ

Der Meßwert (rekonstruierter Wert, weil Monte-Carlo) von d_{ca} und φ ist hier mit den Differenzen *rekonstruierter Wert - tatsächlicher Wert* identisch, da die tatsächlichen Werte in beiden Fällen 0 sind. Teilt man die gemessenen Werte durch ihre Meßungenauigkeit und erstellt ein Histogramm, so ist bei korrekter Angabe der Meßungenauigkeit eine Verteilung der Breite 1 mit Mittelwert 0 zu erwarten. Ist die Verteilung breiter als eins, so wird die Ungenauigkeit unterschätzt, ist die Verteilung schmaler, so wird die Ungenauigkeit überschätzt. Die Verschiebung des Mittelwertes deutet einen systematischen Fehler des Meßwertes an. Im Folgenden werden die Quotienten für d_{ca} und φ mit und ohne Korrektur miteinander verglichen.

Die Quotienten berechnen sich:

$$\begin{aligned}
 R_{d_{ca}} &= \frac{d_{ca}}{\sigma_{d_{ca}rec}} && \text{(ohne Korrektur)} \\
 R'_{d_{ca}} &= \frac{d_{ca} - \Delta d_{ca}}{\sqrt{\sigma_{d_{ca}rec}^2 + \sigma_{d_{ca}msc}^2}} && \text{(mit Korrektur)} \\
 R_{\varphi} &= \frac{\varphi}{\sigma_{\varphi rec}} && \text{(ohne Korrektur)} \\
 R'_{\varphi} &= \frac{\varphi - \Delta\varphi}{\sqrt{\sigma_{\varphi rec}^2 + \sigma_{\varphi msc}^2}} && \text{(mit Korrektur)}
 \end{aligned} \tag{5.17}$$

Die Verteilung der Quotienten ist vor der Korrektur sowohl beim d_{ca} wie auch bei φ deutlich breiter als eins (siehe Abb. 5.22 Seite 54 bis Abb. 5.25 Seite 55). Die Fehler werden also in der CJKR-Bank unterschätzt, da die Effekte der Vielfachstreuung nicht berücksichtigt werden. Daß die Maxima der Verteilung nicht bei Null liegen, ist die Folge davon, daß sich der Impulsverlust auf d_{ca} und φ auswirkt. Nach der Korrektur, welche diese Effekte einrechnet, liegt das Maximum bei Null, und die Breite ist annähernd 1. Die statistischen und systematischen Meßungenauigkeiten werden also nach der Korrektur richtig abgeschätzt.

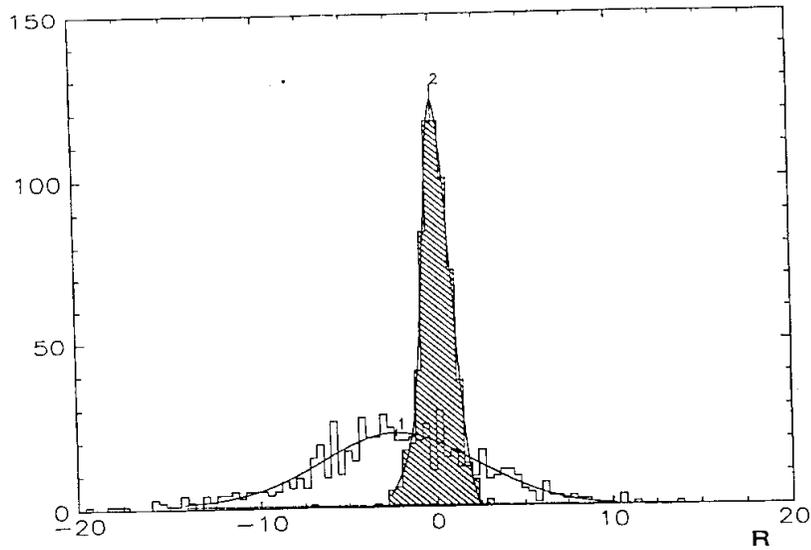


Abbildung 5.22: Die Verteilung von $R_{d_{\pi^-}}$ (ohne Korrektur, weiß) und $R'_{d_{\pi^-}}$ (mit Korrektur, schraffiert) bei π^- ($p = 100 \text{ MeV}/c$, $\vartheta = 90^\circ$).

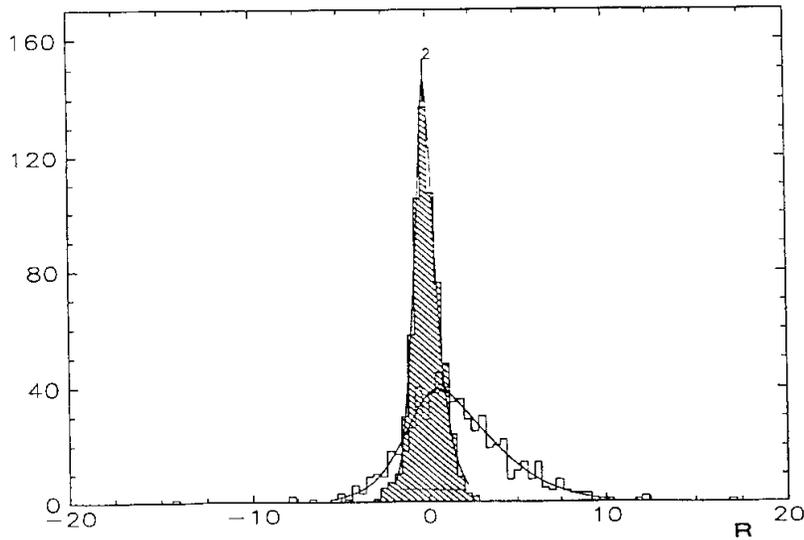


Abbildung 5.23: Die Verteilung von $R_{d_{\pi^+}}$ (ohne Korrektur, weiß) und $R'_{d_{\pi^+}}$ (mit Korrektur, schraffiert) bei π^+ ($p = 100 \text{ MeV}/c$, $\vartheta = 90^\circ$).

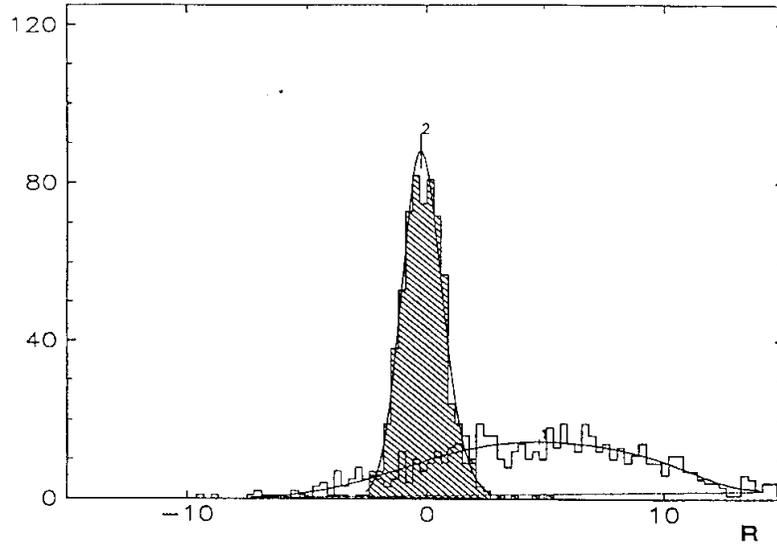


Abbildung 5.24: Die Verteilung von R_φ (ohne Korrektur, weiß) und R'_φ (mit Korrektur, schraffiert) bei π^- ($p = 100\text{MeV}/c$, $\vartheta = 90^\circ$).

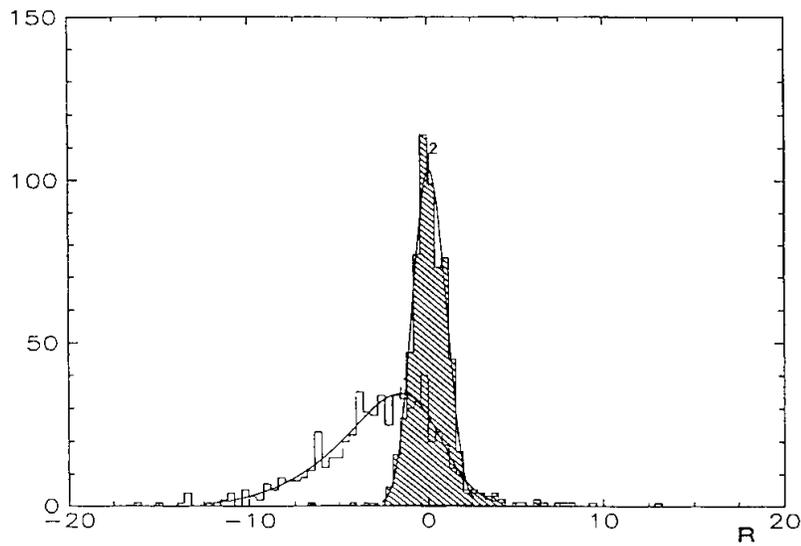


Abbildung 5.25: Die Verteilung von R_φ (ohne Korrektur, weiß) und R'_φ (mit Korrektur, schraffiert) bei π^+ ($p = 100\text{MeV}/c$, $\vartheta = 90^\circ$).

Zusammenfassung

Im Rahmen der H1-Collaboration wurden in Monte-Carlo Studien die Nachweiswahrscheinlichkeiten und die Meßgenauigkeiten von Pionen in der zentralen Spurenkammer untersucht. Darüberhinaus wurde ein Programm entwickelt, welches die Einflüsse physikalischer Effekte auf die Spurparameter wie Energieverlust durch Ionisation und Vielfachstreuung abschätzt und wenn möglich korrigiert (beim Energieverlust).

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen wurden die Nachweiswahrscheinlichkeiten zwischen 50 MeV/c und 1000 MeV/c bestimmt. Es konnte ermittelt werden, daß der Übergangsbereich der Effektivität zwischen 50 MeV/c und 100 MeV/c liegt. Es konnte gezeigt werden, daß die positiven Pionen besonders bei kleinen Impulsen eine geringere Effektivität und Meßgenauigkeit haben und daß dieser Effekt auf die kürzere Spurlänge und die geringere Anzahl der Hits (Meßpunkten) aufgrund der Neigung der Zellen zurückzuführen ist.

Die gemessenen Impulse sind kleiner als die Impulse am Vertex, für die man sich interessiert. Dieser Effekt kann korrigiert werden, wenn man den mittleren Impulsverlust an den Kammerwänden mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel bestimmt. Dafür muß man eine Annahme über die Masse des Teilchens machen. Über die Krümmung verändern die Impulsverluste auch die Spurparameter d_{ca} und φ . Dieser Effekt steigt besonders bei kleinen Impulsen stark an. Wenn der Impulsverlust bekannt ist, kann die Veränderung dieser Spurparameter geometrisch bestimmt und korrigiert werden. Es zeigt sich, daß die aus der Rekonstruktion bestimmten Meßfehler von d_{ca} und φ zu klein sind, da sie die Vielfachstreuung nicht berücksichtigen. Der Betrag der Vielfachstreuung kann abgeschätzt werden und quadratisch zum aus der Rekonstruktion ermittelten Meßfehler addiert werden. So kann die Bestimmung des Meßfehlers verbessert werden.

Anhang A

Die Struktur der verwendeten Daten

Die Daten werden in BOS-Datenbanken [Blo88] gespeichert, die alle dieselbe Struktur haben. Die ersten beiden Einträge enthalten die Anzahl der Spalten und Zeilen der Bank.

Die CRJE-Bank

Die CRJE-Bank ist eine Hitbank. Sie enthält die Daten der Treffer der einzelnen Signaldrähte in der CJC. Diese Daten bilden die Grundlage der Spurrekonstruktion. Die CRJE-Bank hat sechs Spalten. Die Anzahl der Zeilen entspricht der Anzahl der Hits.

CRJE		
Spalte	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>CRJE1 + 2</i>	gepackte Informationen (Integrationslänge, etc.)

Die CJKR-Bank

Die CJKR-Bank enthält die Ergebnisse der Spurrekonstruktion aus den Daten der CRJE-Bank. Die CJKR-Bank hat 25 Spalten. Die Anzahl der Zeilen entspricht der Anzahl der rekonstruierten Teilchenspuren. Die Teilchenspuren werden nach der Länge sortiert abgespeichert.

CJKR		
Spalte	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
21	<i>PCJPR</i>	Pointer zur CJPR-Bank
22	r_e	Radius am Spurende
23-25	dE/dx	Energieverlust mit zwei verschiedenen Methoden berechnet (truncated Mean und $1/\sqrt{x}$) und Anzahl der akzeptierten Treffer

Die Datenbanken GVEC und PART

Zum Vergleich der Daten aus der Spurrekonstruktion in der CJKR-Bank und den in der Monte-Carlo-Simulation generierten wirklichen Eigenschaften der Teilchen wird für diese Experiment eine eigene BOS-Bank angelegt. Da die Menge der Daten dieser Bank sehr umfangreich ist, wurde der Übersicht halber für jedes Teilchen eine neue Banknummer verwendet. Die Teilchen werden in der Reihenfolge ihres Auftretens abgespeichert. Die GVEC-Bank hat 7 Spalten. Die Anzahl der Zeilen entspricht der Anzahl der berechneten Schritte im Monte-Carlo.

GVEC		
Spalte	Inhalt	Bedeutung
1	x	x -Koordinate des Schrittes
2	y	y -Koordinate des Schrittes
3	z	z -Koordinate des Schrittes
4	p_{nx}	normierter Impulsvektor x -Komponente
5	p_{ny}	normierter Impulsvektor y -Komponente
6	p_{nz}	normierter Impulsvektor z -Komponente
7	p	Betrag des Impulses

Zur weiteren Information über das Teilchen wird neben der GVEC-Bank die PART-Bank angelegt. Die Banknummern der GVEC- und der PART-Bank sind für dasselbe Teilchen identisch. Die PART-Bank hat drei Spalten und eine Zeile.

PART		
Spalte	Inhalt	Bedeutung
1	<i>Part. Nr.</i>	Nummer des Teilchens
2	<i>m</i>	Masse des Teilchens in GeV
3	<i>charge</i>	Ladung des Teilchens in Elementarladungen

Anhang B

Die Materie des Detektors

Der Spurendetektor des H1-Detektors ist zylindersymmetrisch aufgebaut. Für die Berechnung der Monte-Carlo-Simulationen und für die Korrekturen der physikalischen Effekte sind fünf Materialien von Bedeutung:

Material	A	Z	Dichte	Strahlungslänge	Absorptionslänge
Luft	14.610	7.000	0.001	$3.04 \cdot 10^3$	$6.75 \cdot 10^4$
Carbonfiber	12.000	6.000	1.500	$2.48 \cdot 10^1$	$7.53 \cdot 10^1$
Argon/Ethan	27.000	12.410	0.002	$8.24 \cdot 10^3$	$3.42 \cdot 10^4$
CIP-Wand	22.348	10.864	0.064	$4.31 \cdot 10^2$	$1.77 \cdot 10^3$
CIZ-Wand	47.450	21.872	0.143	$1.14 \cdot 10^2$	$9.33 \cdot 10^2$

Die Dichten sind in g/cm^{-3} , die Strahlungs- und Absorptionslängen in cm angegeben. Das Material der CIP- und der CIZ-Wand besteht aus einem Gemisch verschieden schwerer Atome. Die angegebenen Werte für A und Z sind gemittelt.

Auf dem Weg vom Vertex zum Beginn der CJC1 muß das Teilchen 0.37 cm Carbonfiber, 0.70 cm CIP-Wand, 0.46 cm CIZ-Wand, 3.34 cm Argon/Ethan und 6.28 cm Luft durchqueren. Auf dem Weg bis zur CJC2 muß es zusätzlich 25.0 cm Argon Ethan (die CJC1), 0.30 cm Carbonfiber, 1.40 cm CIP-Wand, 0.65 cm CIZ-Wand, 4.22 cm Argon Ethan und 1.05 cm Luft durchqueren.

Die Materialbelegung ist von innen nach außen (Angaben in cm):

Radius	Material	Dicke	Detektor
0.00 - 9.20	Vacuum	9.20	
9.20 - 9.42	Carbonfiber	0.22	
9.52 - 15.20	Luft	5.78	
15.20 - 15.40	CIP-Wand	0.20	CIP
15.40 - 16.00	Argon/Ethan	0.60	CIP
16.00 - 16.30	CIP-Wand	0.30	CIP
16.30 - 16.90	Argon/Ethan	0.60	CIP
16.90 - 17.10	CIP-Wand	0.20	CIP
17.10 - 17.35	Luft	0.25	
17.35 - 17.53	CIZ-Wand	0.18	CIZ
17.53 - 19.67	Argon/Ethan	2.14	CIZ
19.67 - 19.95	CIZ-Wand	0.28	CIZ
19.95 - 20.20	Luft	0.25	
20.20 - 20.35	Carbonfiber	0.15	CJC1
20.35 - 45.35	Argon/Ethan	25.00	CJC1
45.35 - 45.50	Carbonfiber	0.15	CJC1
45.50 - 45.66	CIZ-Wand	0.16	COZ
45.66 - 48.31	Argon/Ethan	2.65	COZ
48.31 - 48.80	CIZ-Wand	0.49	COZ
48.80 - 49.35	Luft	0.55	
49.35 - 49.75	CIP-Wand	0.40	COP
49.75 - 50.55	Argon/Ethan	0.80	COP
50.55 - 51.05	CIP-Wand	0.50	COP
51.05 - 51.85	Argon/Ethan	0.80	COP
51.85 - 52.35	CIP-Wand	0.50	COP
52.35 - 52.85	Luft	0.50	
52.85 - 53.00	Carbonfiber	0.15	CJC2
53.00 - ...	Argon/Ethan	...	CJC2

Anhang C

Das Korrekturprogramm TRKPHS

Das in Kapitel 5 genannte Programm wird zur Zeit noch verbessert. Die neueste Version befindet sich auf der DICE2 im Verzeichnis `.../eckel/programs/trkphs/trkphs2.f`. Eine weitere Version ist von Herrn Prof. Blobel überarbeitet worden.

Der Aufruf des Programms lautet:

```
----- ----- - <-- INPUTS
CALL TRKPHS(TRKPAR,PARTPR,B,TPOUT1,TPOUT2,TPOUT3)
----- ----- ----- <-- OUTPUTS
```

Der Eingabeparameter TRKPAR hat sieben Komponenten und beinhaltet die Spurparameter der gemessenen Spur:

TRKPAR(1) = κ , die Krümmung in 1/cm
TRKPAR(2) = φ , der Azimutalwinkel in rad
TRKPAR(3) = ϑ , der Polarwinkel in rad
TRKPAR(4) = d_{ca} , der dichteste Abstand von Ursprung in cm
TRKPAR(5) = z_0 , die z-Koordinate am d_{ca} in cm
TRKPAR(6) = r_a , der Radius am Spuranfang in cm
TRKPAR(7) = r_e , der Radius am Spurende in cm

Der Eingabeparameter PARTPR hat zwei Komponenten und beinhaltet die Eigenschaften des mutmaßlichen Teilchens:

PARTPR(1) = Masse des Teilchens in GeV/c^2
PARTPR(2) = Der Betrag der Ladung (meist 1)

Der Eingabeparameter B ist das Magnetfeld in kGauß.

Der Ausgabeparameter TPOUT1 hat sechs Komponenten und beinhaltet die korrigierten Spurparameter:

$$\begin{aligned} \text{TPOUT1(1)} &= \kappa \\ \text{TPOUT1(2)} &= p_t \\ \text{TPOUT1(3)} &= p \\ \text{TPOUT1(4)} &= \varphi \\ \text{TPOUT1(5)} &= d_{ca} \\ \text{TPOUT1(6)} &= \vartheta \end{aligned}$$

Der Ausgabeparameter TPOUT2 hat drei Komponenten und beinhaltet die Korrekturfaktoren der Spurparameter (gemessener Wert \cdot Korrekturfaktor = korrigierter Wert):

$$\begin{aligned} \text{TPOUT2(1)} &= \text{Korrekturfaktor von } \kappa \\ \text{TPOUT2(2)} &= \text{Korrekturfaktor von } p_t \\ \text{TPOUT2(3)} &= \text{Korrekturfaktor von } p \end{aligned}$$

Der Ausgabeparameter TPOUT3 hat sieben Komponenten und beinhaltet die Korrektursummanden (1-5) der Spurparameter (gemessener Wert $+$ Korrektursummand = korrigierter Wert):

$$\begin{aligned} \text{TPOUT3(1)} &= \text{Korrektursummand von } \kappa \\ \text{TPOUT3(2)} &= \text{Korrektursummand von } p_t \\ \text{TPOUT3(3)} &= \text{Korrektursummand von } p \\ \text{TPOUT3(4)} &= \text{Korrektursummand von } \varphi \\ \text{TPOUT3(5)} &= \text{Korrektursummand von } d_{ca} \end{aligned}$$

Die Komponenten 6 und 7 beinhalten die statistischen Fehler die durch die Vielfachstreuung entstehen:

$$\begin{aligned} \text{TPOUT3(6)} &= \sigma\varphi \\ \text{TPOUT3(7)} &= \sigma d_{ca} \end{aligned}$$

Literaturverzeichnis

- [Blo88] Volker Blobel
The BOS System - Dynamic memory management
DESY Internal Report R1-88-01 (1988)
- [Glu63] R.L.Gluckstern
Uncertainties in track momentum and direction, due to multiple scattering and measurement errors
Nuclear Instruments and Methods 24 (1963) 381-389
- [H1C89] H1 Collaboration
Technical Progress Report
DESY Hamburg (1989)
- [H1C93] H1 Collaboration
The H1 detector at HERA
DESY 93-103 July 1993
- [Kar91] Veikko Karimäki
Fast code to fit circular arcs
Research Institute for High Energy Physics
University of Helsinki
HU-SEFT-1991-10
- [Lin92] Frank Linsel
Untersuchungen zum Einfluß von Druckschwankungen des Kammergases auf den Betrieb der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors
Diplomarbeit Hamburg (1992) DESY Interner Bericht FH1T-92-01
- [Per90] Donald H. Perkins
Hochenergiephysik
Addison-Westley Bonn (1990)
- [Pre92] Sören Prell
Z-Kalibration und dE/dx -Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors
Diplomarbeit Hamburg (1992) DESY Interner Bericht FH1T-92-04

-
- [Rev92] *Review of Particle Properties*
Phys. Rev. D45, 11, 1992
- [Tay88] John R. Taylor
Fehleranalyse
VCH Weinheim (1988)
- [Wol86] G.Wolf
HERA:Physics, Machine and Experiments
DESY Bericht 86-089 (1986)

Danksagung

Ich möchte allen Personen, die mir zum Zustandekommen dieser Arbeit geholfen haben, herzlich danken:

Herrn Prof. Dr. Volker Blobel danke ich für die Aufgabenstellung und die Betreuung der Arbeit.

Herrn Joachim Meyer danke ich für die Beantwortung zahlreicher Fragen zur Monte-Carlo-Simulation und zum Aufbau des Detektors.

Andreas Gellrich danke ich für die vielen Ratschläge bei der Anfertigung der Arbeit.

Meinen Zimmergenossen Frank Linsel, Ulrich Seehausen und Nikolaus Wulff danke ich für die vielen kleinen Hilfestellungen und das angenehme Arbeitsklima.

Für das Korrekturlesen der Arbeit bedanke ich mich bei Frank Linsel, meiner Schwester Almut Tadsen und meinen Eltern Walter und Reina Eckel.

Ich versichere, daß ich die Arbeit nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hinweise selbständig angefertigt habe.

Hamburg, den 3. August 1994

Thomas Eckel