

Interner Bericht
DESY F32-81/03
Juni 1981

SPURREKONSTRUKTION AM PLUTO-DETEKTOR

von

Cornelia Hein

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek Library
Zugang: Accessions:	8. JULI 1981	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

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

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

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

Spurrekonstruktion am PLUTO - Detektor

Experimentell – physikalische Diplomarbeit

vorgelegt dem
Fachbereich Physik der Gesamthochschule Wuppertal

von
Cornelia Hein
Wuppertal, im April 1981

INHALTSVERZEICHNIS		Seite
I.	Einleitung	1
II.	Motivation und Gliederung	1
III.	Der Pluto Detektor	3
IV.	Prinzip der Spurrekonstruktion	7
V.	Elektromagnetische Wechselwirkungen in Materie	9
V.1	Berechnung des Ionisationsverlustes in Materie	9
V.2	Beschreibung der Coulomb -- Vielfachstreuung	11
V.3	Berechnung des Streuegels für eine Blockgeometrie	13
VI.	Die Konfiguration des PLUTO-Detektors	17
VI.1	Die Detektorgeometrie	17
VI.2	Die Myonkammern	20
VI.3	Der Magnetfeldverlauf im PLUTO - Detektor	22
VII.	Die Spurerkennung im Innendetektor	25
VIII.	Die Spurrekonstruktion ohne Magnetfeld	30
VIII.1	Die Bestimmung der Lage der Myonkammern	30
VIII.2	Methode der Positionsbestimmung	31
VIII.3	Probleme bei der Durchführung	32
IX.	Die Spurrekonstruktion mit Magnetfeld	36
IX.1	Die bisherige Spurrekonstruktion	38
IX.2	Rekonstruktion für Spuren mit $\theta \geq \theta_1$	39
IX.3	Die Wahl des Rückfluss-Parameters	43
IX.4	Rekonstruktion für Spuren mit $\theta < \theta_1$	46
IX.5	Test der Spurrekonstruktion	47
IX.5.1	Test mit Höhenstrahlen	47
IX.5.2	Vergleich des Programmes mit der exakten Extrapolation	48

X	Die verbesserte Spurrekonstruktion	51
X 1	Spuren mit $ \theta > \vartheta_1$	53
X 2	Spuren mit $\vartheta_1 \leq \theta \leq \vartheta_2$	56
X 3	Spuren mit $ \theta < \vartheta_2$	58
X 4	Test der neu entwickelten Spurrekonstruktion	60
X 4.1	Test mit Höhenstrahlen	60
X 4.2	Vergleich des Programmes mit der iterativen Extrapolation	61
XI	Extrapolationsfehler durch Meßungenauigkeiten im Ortsdetektor	64
XI 1	Fehlerquelle für die extrapolierten Koordinaten	64
XI 2	Theorie der Fehlerberechnung	64
XI 3	Der Fehler der extrapolierten Koordinate	66
XII	Die Myonenidentifikation am PLUTO-Detektor	70
XIII	Zusammenfassung	72
Anhang A	Die Coulomb-Vielfachstreuung geladener Teilchen: Der mittlere Streuwinkel	73
Anhang B	Die Verteilungsfunktionen des Streukegels	77
Anhang C	Geometrietabellen des PLUTO-Detektors	79
LITERATURVERZEICHNIS		82
DANKSAGUNG		83

I. EINLEITUNG

Bis zum Jahr 1975 bestand zwischen den bekannten vier Leptonen und den vier Quarks eine Symmetrie, die erst durch die Entdeckung des τ -Leptons zerstört wurde.

Der Nachweis des neuen Leptons zusammen mit dem erwarteten neuen ν_τ führte zu dem Versuch, die bisherige Analogie zwischen den beiden Teilchengruppen durch Hinzufügen eines neuen Quarkdubletts beibehalten zu können.

Die geforderten nachzuweisenden Quarks erhielten die Namen BOTTOM und TOP, wodurch eine gewünschte Äquivalenz formal wiederhergestellt war.

$$\begin{array}{cc}
 (e^-, \nu_e) & (u, d) \\
 (\mu, \nu_\mu) & (s, c) \\
 (\tau, \nu_\tau) & (b, t)
 \end{array}$$

Der erste Schritt ist 1977 gelungen, als man im Ypsilon Meson den ersten gebundenen $b\bar{b}$ -Zustand identifizieren konnte. Diese Entdeckung verstärkte das Bestreben, den Nachweis des t -Quarks u.a. auch am Speicherring PETRA bei DESY bei immer höheren Schwerpunktsenergien erbringen zu können.

Kobayashi und Maskawa geben eine Nachweismöglichkeit der schweren $q\bar{q}$ -Mesonen an [KOB73]. Der Zerfall dieser Mesonen zeichnet sich danach durch einen Anstieg in der Leptonenzahl gegenüber dem Zerfall der leichteren Quarkpaare aus.

Der Anstieg der Leptonenzahl und insbesondere der Myonenzahl in e^+e^- -Annihilations-Ereignissen liefert daher ein Kriterium zur Identifikation neuer schwerer Quarks.

Eine Myonenerkennung wird durch den PLUTO Detektor, der dieser Arbeit zugrunde liegt, ermöglicht. Das Prinzip der Myonenidentifikation wird im folgenden Kapitel beschrieben.

II. MOTIVATION UND GLEDERUNG

Die Vielzahl der bei e^+e^- -Reaktionen erzeugten Teilchen wird im Ortsdetektor des magnetischen PLUTO Detektors, der um den Strahl herumgebaut ist, nachgewiesen. Durch Kammer-signale langs der Teilchenbahn werden die Spuren in diesem Detektorbereich vermessen.

Der sich anschließende Myondetektor ermöglicht die Selektion der Myonen aus der Gesamtheit aller Teilchenbahnen. Diese beruht auf den unterschiedlichen Wechselwirkungen von Myonen und Hadronen in Materie. Als

stark wechselwirkende Teilchen werden Hadronen durch Bildung hadronischer Kaskaden in einer Anordnung von Materieblöcken absorbiert. Myonen dagegen können diese Materieanordnung bei ausreichender Energie durchqueren und werden anschließend in weiteren Ortsdetektoren, den Myonkammern, nachgewiesen. Allen die Tatsache, daß das Teilchen den Absorber durchquert hat, reicht für die Myonenidentifikation noch nicht aus. Auch für Hadronen besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, die Materieanordnung zu durchdringen.

Den Anteil dieser Hadronen kann man reduzieren, wenn man die unterschiedliche Ortsverteilung der Teilchen nach dem Materialdurchgang zur Auswertung heranzieht [MAX81]. Während die Myonen aufgrund der Coulomb-Vielfachstreuung nur innerhalb eines eng begrenzten Kegels aus der Materie austreten, besitzen die aus den hadronischen Schauern austretenden Teilchen eine breite Ortsverteilung nach der Materieanordnung [MAX81].

Durch geeignet gewählte Schnitte (bei PLUTO wird die Myonakzeptanz bei 178θ des Streukegels angesetzt) wird ein guter Kompromiß gefunden, um bei geringem hadronischen Untergrund möglichst viele Myonen zu identifizieren. Daher werden nur die Spuren als Myonen akzeptiert, denen innerhalb des Myonakzeptanzkegels ein Signal der Myonkammern zugeordnet werden kann. Da der Spurverlauf nur durch den Innendetektor, aber nicht durch den Myondetektor hindurch vermessen wird, müssen die Teilchenspuren bis in die Myonkammern rekonstruiert werden.

Die Genauigkeit der Ortsbestimmung eines Teilchendurchganges in diesen Kammern ist durch zwei Faktoren gegeben:

- a) durch die Meßgenauigkeit des Ortsdetektors ('Innendetektor')
- b) durch die Kenntnis der Teilchenbahn vom Ortsdetektor bis in die Myonkammern.

Das Thema dieser Arbeit ist die Rekonstruktion der Teilchenbahn bis in die Myonkammern (Punkt b). Die Schwierigkeit der Spurextrapolation besteht dabei in der richtigen Erfassung des komplizierten Detektormagnetfeldes.

Neben der Bestimmung des Teilchendurchganges in den Myonkammern muß der Akzeptanzkegel der Spur berechnet werden, da die Akzeptanz einer Spur als Myon anhand der Abweichung des gemessenen vom rekonstruierten Ort des Teilchendurchganges entschieden wird. Diese Abweichung entsteht durch die Wechselwirkungen der Teilchen in der Detektormaterie.

Neben der Spurextrapolation wird daher auch der geometrische und impulsabhängige Myonakzeptanzkegel bestimmt. Aus diesen Gründen ist die Arbeit wie folgt gegliedert:

In Kapitel III wird der Aufbau des PLUTO Detektors beschrieben.

Eine Übersicht über das Prinzip der Spurrekonstruktion wird in Kapitel IV gegeben.

Kapitel V befaßt sich mit den Wechselwirkungen der Myonen in der Detektormaterie.

Die spezielle Konfiguration des PLUTO Detektors wird in Kapitel VI behandelt, wo neben der Geometrie des Myondetektors das Magnetfeld beschrieben wird.

Die Spurerkennung und ihre Genauigkeit im Ortsdetektor soll in Kapitel VII behandelt werden. Diese Kenntnis reicht aus, die genaue Lage der Myonkammern in Kapitel VIII zu bestimmen, die für die Myonenidentifikation gebraucht wird.

In Kapitel IX wird die der bisherigen Datenauswertung zugrunde liegende Spurextrapolation beschrieben und getestet. Die Ergebnisse der durchgeführten Tests sind Ausgangspunkt für ein verbessertes Verfahren. Dieses wird in Kapitel X vorgestellt und ebenfalls getestet.

Für dieses neu entwickelte Verfahren werden in Kapitel XI die Extrapolationsfehler aufgrund der Meßungenauigkeiten im Innendetektor bestimmt.

In Kapitel XII wird schließlich die Myonenidentifikation beschrieben unter Berücksichtigung des Coulomb-Streukegels sowie der berechneten Extrapolationsfehler.

Eine Zusammenfassung dieser Arbeit befindet sich in Kapitel XIII.

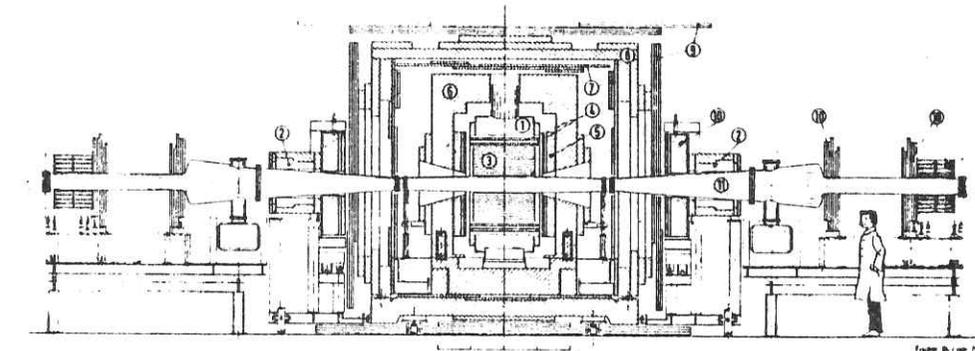
III. DER PLUTO DETEKTOR

Die Anforderungen, die an einen Detektor gestellt werden müssen, sind die Bestimmung der Teilchenart, des Impulses sowie der Ladung. Außerdem muß der Detektor einen möglichst großen Raumwinkel abdecken, um alle durch e^+e^- -Kollisionen entstehenden Teilchen nachweisen zu können.

Mit dem magnetischen Detektor PLUTO, der nahezu den vollen 4π -Raumwinkel überdeckt, ist es möglich, Teilchenimpulse und in beschränktem Maße auch die Teilchenart zu bestimmen.

Eine Ansicht des Detektors längs und senkrecht zur Strahlachse ist aus den Abb. 1a, 1b ersichtlich.

PLUTO bei PETRA



- | | | | |
|------------------------------------|--------------------------|-----------------------------|----------------------|
| 1 Supraleitende Spule | 7 Myon-Kammern | <u>Beteiligte Institute</u> | |
| 2 Kompensationspulen | 8 Hadron-Absorber | RWTH Aachen | Univ. Maryland (USA) |
| 3 Zylindrische Proportionalkammern | 9 Driftkammern | Univ. Bergen (N) | GMS Siegen |
| 4 Zylindrische Schauerzähler | 10 Vorwärts-Spektrometer | DESY Hamburg | GMS Wuppertal |
| 5 Endkappen-Schauerzähler | 11 Vakuumkammern | Univ. Hamburg | |
| 6 Eisenjoch | | | |

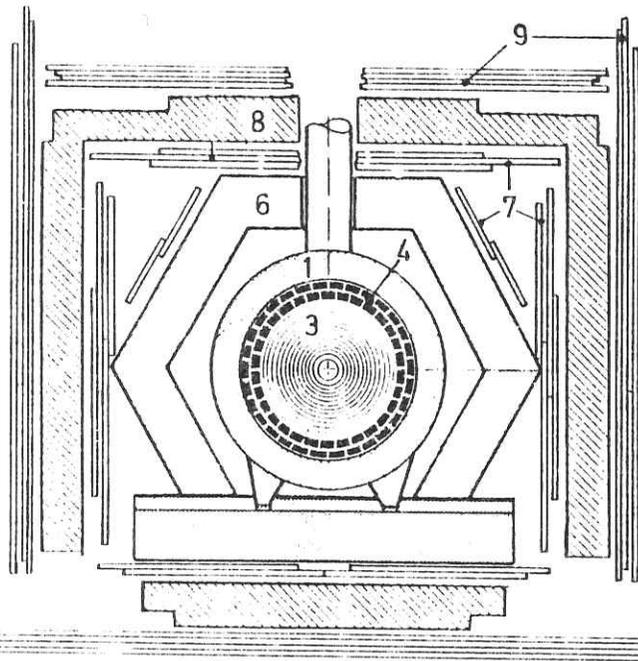


Abb. 1 : Der magnetische Detektor PLUTO bei PETRA :
 (a) : Schnitt parallel zur Strahlachse.
 (b) : Schnitt senkrecht zur Strahlachse.

Vom Wechselwirkungspunkt ausgehend sind in der Ebene senkrecht zur Strahlachse 13 konzentrisch angeordnete Proportionalkammern installiert, in denen geladene Teilchen nachgewiesen werden (die 9. und 10. Kammer sind Driftkammern, die im Proportionalbereich betrieben werden).

Um aus dem Bahnverlauf der Teilchen in diesen Kammern den Teilchenimpuls bestimmen zu können, wird in einer supraleitenden Spule ein nahezu homogenes Magnetfeld über den gesamten Kammerbereich erzeugt. Durch die Spule und das sie umgebende sechseckförmige Eisenjoch wird die Magnetfeldstärke von 1.65 TESLA erreicht. Die Feldlinien verlaufen im Bereich des Innendetektors parallel zur Strahlachse.

Neutrale Teilchen werden in Schauerzählern registriert. Es sind diese ein tonnenförmiger Schauerzähler, der sogenannte 'Barrel', der sich zwischen der 13. Kammer und der Spule befindet, sowie die an den Stirnseiten der Proportionalkammern angebrachten Endkappenschauerzähler. Neben Photonen werden auch Elektronen in diesen Zählern aufgrund der Bildung elektromagnetischer Schauer nachgewiesen.

Senkrecht zur Strahlachse ist zu beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes ein Vorwärtsspektrometer installiert, in denen Elektronen in einem Winkelbereich von 23-260 mrad zur Strahlachse detektiert werden können.

Die Selektion der Myonen aus dem Hadronenspektrum übernimmt der sich an den Ortsdetektor anschließende Myondetektor, der im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

Das Eisenjoch, das die Rückführung des magnetischen Flusses ermöglicht, bildet zusammen mit Barrel und Spule den ersten Teil des Hadronabsorbers. Dieser ermöglicht die Myonenidentifikation.

Beim Einsatz von PLUTO im Energiebereich der DORIS-Energien wurden Hadronen als stark wechselwirkende Teilchen in diesem Eisenblock durch Bildung hadronischer Schauer nahezu vollständig absorbiert. Myonen dagegen erleiden in diesem Materieblock nur elektromagnetische Wechselwirkungen, die in Kapitel V behandelt werden. Der Einfluß der schwachen Wechselwirkung für diese Teilchen kann vernachlässigt werden.

Durch diese unterschiedliche Wirkung des Hadronabsorbers auf die Teilchen wird dieser zum Myonenfilter.

Beim Einsatz des Detektors PLUTO an PETRA und damit entsprechend höheren Teilchenenergien aus e^+e^- -Reaktionen reichte die Eisenblockdicke nicht mehr aus, um die Filtereigenschaft auch für hochenergetische Myonen zu gewährleisten. Diese Schwächung entspricht einer zu geringen Absorption der Hadronen im Materieblock, wodurch diese nun teilweise als Myonen mißgedeutet werden können. Zur Beseitigung dieser störenden Effekte, die in [MAX81] diskutiert werden, wurde der bisherige Hadronabsorber weiter verstärkt. Dabei ist der Ausbau so vorgenommen worden, daß unter jeder Teilchenflugrichtung eine möglichst homogene Materiedicke vorliegt. Dies vereinfacht die Datenauswertung bei der Myonenidentifikation. Wegen verschiedener Randbedingungen wie z.B.

Versorgungszuführungen zum Innendetektor,Hydraulik und Halterungen des Hadronabsorbers, konnte nur begrenzt eine vollständig gleichmäßige Verteilung realisiert werden. Diese ist in Abb.2 gezeigt,wo für im Phasenraum erzeugte Winkel alle im Detektor auftretenden auf Eisen gewichteten Materiedicken aufgetragen sind. Durch diesen zusätzlichen Ausbau steht Hadronen eine im Mittel 103 cm eisenäquivalent dicke Absorberlänge zur Verfügung.

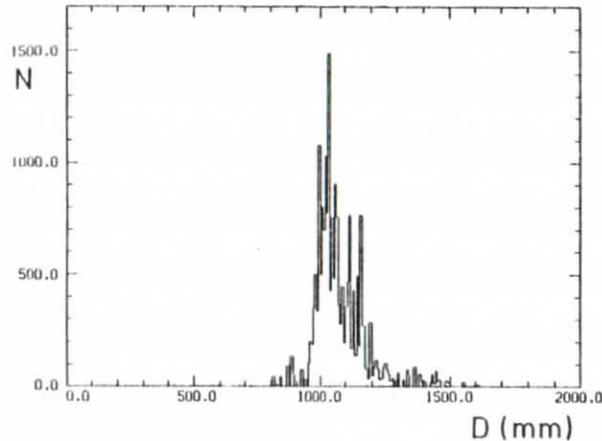


Abb. 2 : Verteilung der Materiedicke D in Eisenäquivalent für alle Winkel

Zum Nachweis von Myonen sind an zwei verschiedenen Stellen des Hadronabsorbers weitere Ortsdetektoren installiert. Die 'Inneren Myonkammern' sind hinter den Außenjochflächen montiert. Diese sind in zwei Lagen parallel übereinander geschichtete Rohrkammern, die im Proportionalbereich betrieben werden [NEU79]. Sie sind geeignet, Myonen mit Impulsen bereits oberhalb ca. 1GeV/c nachzuweisen.

Aus jeder angesprochenen Kammer lässt sich jedoch nur eine Ortskoordinate des Teilchendurchgangs fixieren, da alle Drähte in der Kammer parallel zueinander verlaufen.

Die für diese Arbeit wichtigen "Myonkammern" befinden sich außerhalb des äußeren Hadronabsorbers. Diese in 4 Lagen geschichteten Driftkammern ermöglichen die Ortsbestimmung eines Teilchendurchganges mit einer Genauigkeit von ca. 1 mm. Die Funktionsweise dieser Kammern wird in Kap.VI.2 beschrieben.

Die Detektorbeschreibung ist die Voraussetzung für das Verständnis der Spurrekonstruktion, zu der das folgende Kapitel die prinzipiellen Ideen vermitteln soll.

IV. PRINZIP DER SPURREKONSTRUKTION

Die Teilchenbahnrekonstruktion läßt sich in drei Abschnitten beschreiben. Der erste Bahnteil verläuft in dem Ortsdetektor, wo der Spurverlauf vermessen wird. Die Spurerkennung in diesem Bereich wird in Kapitel VII beschrieben. Danach anschließend durchfliegt das Teilchen Bereiche ohne Ortsdetektoren. Daher muß die Spur durch diese Gebiete hindurch extrapoliert werden. Dabei muß man zwischen Gebieten mit und ohne Magnetfeld unterscheiden.

Im Gegensatz zur Magnetfeldkonfiguration im Innendetektor (s. dazu Kap.VI,VII) liegt in den Gebieten mit Magnetfeld außerhalb des Ortsdetektors ein dreidimensionales ortsabhängiges Feld vor:

$$\begin{aligned} \vec{B}_{in} &= (0, 0, B_z) \\ \vec{B}_a &= (B_x', B_y', B_z') \end{aligned} \quad (IV.1)$$

z = Strahlrichtung

Ohne hier schon auf das spezielle PLUTO-Magnetfeld einzugehen, soll in diesem Kapitel die Bewegung eines geladenen Teilchens in einem mit dem Ort veränderlichen Magnetfeld beschrieben werden. Wegen der Ortsabhängigkeit des Feldes erfolgt die Extrapolation der Teilchenspur iterativ. Die jeweilige Schrittweite wird dabei so gewählt, daß das Magnetfeld auf diesen Intervallen als konstant angesehen werden kann.

Die Änderung der Teilchenflugrichtung in diesen Intervallen wird über die Lorentz'schen Bewegungsgleichungen im Magnetfeld wie folgt berechnet:

$$\frac{d(\vec{dr}_i)}{ds} = - \frac{Q}{c} \frac{1}{p} (\vec{dr}_i \times \vec{B})$$

$$\begin{aligned} \vec{dr}_i &= (dx_i, dy_i, dz_i) \\ &= \text{Richtungscosinus am Anfang des Intervalles} \end{aligned}$$

(IV.2)

$$\begin{aligned} \vec{B} &= (B_x(\vec{r}), B_y(\vec{r}), B_z(\vec{r})) \\ s &= \text{Bogenlänge} \\ p &= \text{Impuls des Teilchens} \\ Q &= \text{Ladung des Teilchens} \\ c &= \text{Lichtgeschwindigkeit} \end{aligned}$$

$$d\vec{r}_a = d\vec{r}_1 + \frac{d(d\vec{r}_1)}{ds} \cdot s \quad (IV.2)$$

$$d\vec{r}_a = (dx_a, dy_a, dz_a)$$

= Richtungs-cosinus am Ende des Intervalles

$$\vec{r}_a = \vec{r}_1 + s \cdot (d\vec{r}_a - d\vec{r}_1)$$

\vec{r}_1 = Eintrittsort in das Intervall

\vec{r}_a = Austrittsort aus dem Intervall

Nach der Integration über alle infinitesimalen Intervalle sind der Austrittsort und die Flugrichtung aus dem Feld bekannt.

Die Extrapolation durch das sich anschließende Gebiet ohne Magnetfeld erfolgt geradlinig unter der berechneten Flugrichtung aus dem Magnetfeld.

Die beschriebene iterative Spurrekonstruktion im Magnetfeld, die den Spurverlauf nahezu exakt wiedergibt, ist in der PLUTO Datenanalyse aus CPU-Zeit Gründen nicht anwendbar. Dieses Verfahren wird jedoch zum Test der benutzten Rekonstruktionsverfahren benötigt.

Um Rechenzeit einzusparen, kann in den verwendeten Spurrekonstruktionen das Magnetfeld nur näherungsweise erfasst werden. Das dabei angesetzte Magnetfeldmodell sowie die daraus resultierende Extrapolation wird in den Kapiteln IX und X beschrieben.

Bei der Beschreibung der Teilchenflugbahn bis zu den Myonkammern sind neben dem Magnetfeldeinfluß auch die Wechselwirkungen zu berücksichtigen, denen Myonen in Materie unterliegen. Im Vergleich zu den elektromagnetischen Wechselwirkungen kann der Einfluß der schwachen Wechselwirkung vernachlässigt werden.

Von Interesse für die Myonenidentifikation sind der Energieverlust durch Ionisation sowie die Coulomb-Vielfachstreuung. Die theoretischen Grundlagen für diese Prozesse werden im folgenden Kapitel gelegt.

V. ELEKTROMAGNETISCHE WECHSELWIRKUNGEN IN MATERIE

Es soll in diesem Kapitel vor allem die elastische Streuung geladener Teilchen an den Kernen der Materie behandelt werden, da die Ortsverteilung der Teilchen nach Durchdringen der Materie für die Identifikation eines Myons wichtig ist. Ein Teilchen wird nur dann als Myon akzeptiert, wenn innerhalb der Coulomb-Streuegelbreite eines Teilchens ein Signal in den Myonkammern gefunden wird [MAX81].

Nach der Beschreibung der Coulomb-Vielfachstreuung in einem kompakten Materieblock wird die impulsabhängige Streuegelbreite für eine komplexe Blockstruktur berechnet, wie sie bei PLUTO vorliegt (s. Kap. III, Abb. 1a, b). Dabei muß der Energieverlust durch Ionisation berücksichtigt werden, der daher zunächst behandelt werden soll.

V.1 BERECHNUNG DES IONISATIONSVERLUSTES IN MATERIE

Der Ionisationsverlust beruht auf der Wechselwirkung geladener Teilchen mit den Hüllenelektronen der Atomkerne. Zur Berechnung des Energieverlustes "dE" auf einer infinitesimalen Weglänge "dx" dient die Bethe-Bloch-Formel:

$$\frac{dE}{dx} = z^2 \frac{K(\beta)}{A} \left[\rho(\beta) - \ln(l) - \frac{C}{Z} - \frac{\delta}{2} \right] \left[\frac{\text{Mev}}{\text{g/cm}^2} \right] \quad (V.1.1)$$

$$K(\beta) = 0.307 / \beta^2$$

$$\rho(\beta) = \ln [1.022 \cdot 10^6 \beta^2 / (1 - \beta^2)] - \beta^2$$

z = Ladung des Projektils

Z = Kernladung der Materie

A = Atommassenzahl der Materie

$\beta = v/c$; v = Geschwindigkeit des Projektils, c = Lichtgeschwindigkeit

l = mittleres Ionisationspotential (~ Z · 10 eV)

C = Korrekturfaktor für Abschirmung der Elektronenhülle

δ = Dichtekorrektur

Die Parameter C und δ sind z.B. in [RAN72] zu finden. Abb. 3 zeigt den Ionisationsverlust für Myonen in Abhängigkeit vom Impuls.

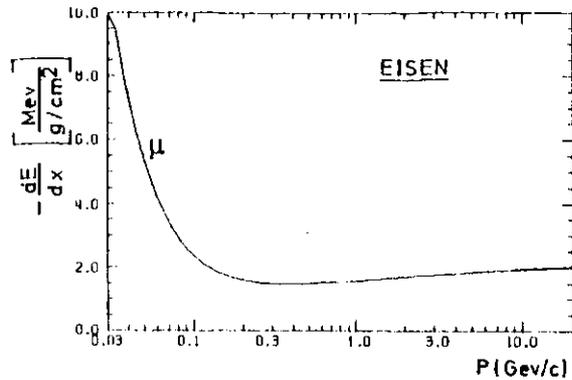


Abb. 3 : Ionisationsverlust $-dE/dx$ für Myonen gegen Impuls p

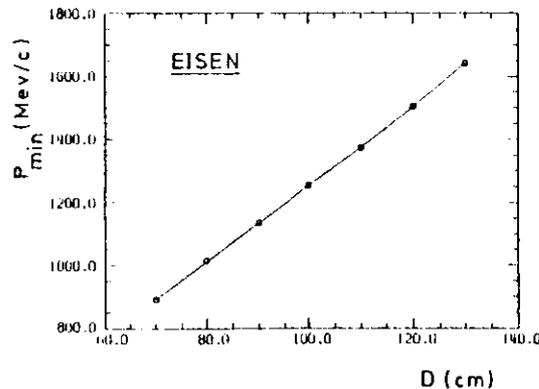


Abb. 4 : Mindestimpuls P_{\min} für Myonen zum Durchdringen des Eisens gegen Eisendicke D .

Aus der Bethe-Bloch-Formel wird die mittlere Reichweite eines Teilchens durch Integration über die Materiedicke "D" bestimmt:

$$R = \int_0^D (-dE/dx) dx \quad (V.12)$$

Die Reichweite liefert direkt den Mindestimpuls, den ein geladenes Teilchen zum Durchdringen des Blockes "D" besitzen muss. Die Kenntnis dieser Grösse ist für die Myonenidentifikation und damit für die Spurextrapolation in die Myonkammern notwendig. Es werden nämlich nur Spuren berücksichtigt, deren Impuls oberhalb des Schwellenwertes für die jeweilige Dicke des Hadronabsorbers liegt (s. Abb. 2). Abb. 4 zeigt den Mindestimpuls in Abhängigkeit von der Materiedicke für Eisen.

V.2 BESCHREIBUNG DER COULOMB - VIELFACHSTREUUNG

Geladene Teilchen unterliegen in Materie wiederholten Rutherfordstreuungen mit den Atomkernen. Diese führen zu ständigen kleinen Richtungsänderungen der Teilchenflugbahn. Weil die Myonmasse etwa 207 mal grösser ist als die Elektronenmasse, kann der Einfluss der Ablenkung beim Durchdringen der Elektronenhülle eines Atoms vernachlässigt werden.

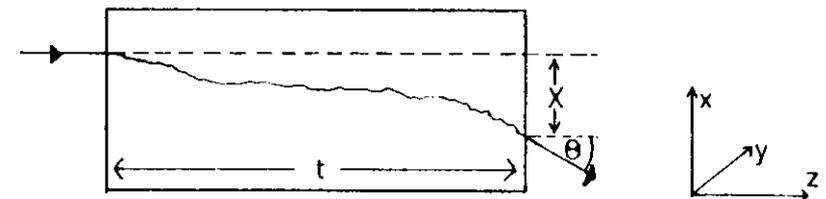


Abb. 5 : Durchgang eines geladenen Teilchens durch Materie

Nach Durchdringen der Materie liegen also Verteilungen in den auftretenden Winkelablenkungen und den lateralen Teilchenversetzungen vor. Zur Beschreibung wird der Vorgang nur zweidimensional betrachtet und in Abb. 5 verdeutlicht.

Als Winkel- und Ortsverteilungen ergeben sich in guter Näherung Gaußfunktionen (s.Anhang B). Die Varianzen der beiden Verteilungen beschreiben den mittleren Ablenkwinkel $\langle \theta \rangle$ sowie die mittlere laterale Versetzung $\langle X \rangle$ der Flugbahn bzgl. des ungestörten Teilchendurchgangs. Mit Hilfe dieser Größen, die auch in Abb.5 veranschaulicht sind, können die Grenzen der Verteilungen definiert werden. Knapp 64% der Teilchen befinden sich hinter dem Materieblock in einer Breite der Varianz $\langle X \rangle$ um den Mittelpunkt der Verteilung herum.

Für eine dünne Materieschicht kann der Ionisationsverlust der Teilchen vernachlässigt werden. Dann ist der mittlere Austrittswinkel durch die folgende Gleichung gegeben:

$$\langle \theta^2 \rangle = \left(\frac{K}{p \cdot \beta} \right)^2 \cdot D \quad (V.2.1)$$

$K = 15 \text{ MeV}/c$
 $p = \text{Impuls} \text{ [MeV}/c]$
 $\beta = p/E$; $E = \text{Energie} \text{ [MeV]}$
 $D = \text{Streudicke in Strahlungslängen}$

Muß der Energieverlust berücksichtigt werden, wie es für die Materiedicke des PLUTO-Hadronabsorbers notwendig ist, so wird die folgende modifizierte Gleichung für den mittleren Ablenkwinkel benutzt, die in Anhang A abgeleitet wird.

$$\langle \theta^2 \rangle = \left(\frac{K}{m_\mu} \right)^2 \cdot D \cdot \frac{\ln [(p_1/p_2) \cdot (1+\gamma_2)/(1+\gamma_1)]}{\gamma_1 + 1/\gamma_1 - (\gamma_2 + 1/\gamma_2)} \quad (V.2.2)$$

$m_\mu = \text{Myonmasse}$
 $p_1, p_2 = \text{Teilchenimpuls vor und nach der Streumaterie}$
 $E_1, E_2 = \text{Energie vor und nach der Streumaterie}$
 $\gamma_{1/2} = E_{1/2} / m_\mu$

Die mittlere laterale Versetzung ist gegeben durch die Gleichung:

$$\langle x^2 \rangle = \langle \theta^2 \rangle \cdot \frac{t^2}{3} \quad (V.2.3)$$

$t = \text{Materiedicke}$

V.3 BERECHNUNG DES STREUEGELS FÜR EINE BLOCKGEOMETRIE

Der Aufbau des PLUTO Hadronabsorbers besteht aus einer Anordnung von Materieblöcken (s.Kap.VI.1), die durch Lufträume voneinander getrennt sind. Die Gleichungen V.2.1-V.2.3 beziehen sich jedoch nur auf die Streuverteilung unmittelbar nach einer kompakten Materieschicht und sollen nun auf eine Blockstruktur übertragen werden.

Dazu wird die Geometrie der Materie durch die Größen S, S_i, t_i in Abb.6 erfasst.

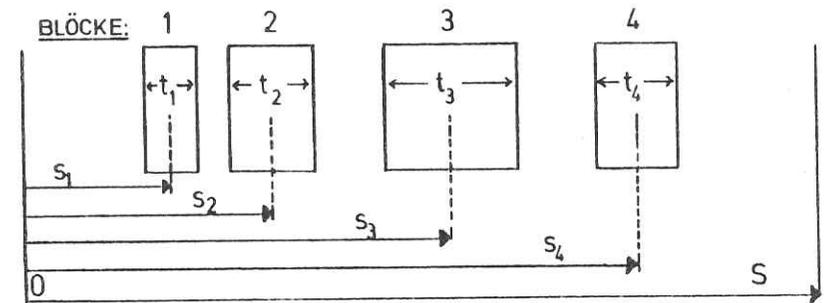


Abb. 6 : Definition der Größen, die zur Berechnung des Streuegels für eine Materiegeometrie benötigt werden.

Es soll zunächst nur ein Materieblock der obigen Geometrie betrachtet werden. Bei Einteilung dieses Materieblockes in weitere Materiestreifen erhält man die laterale Versetzung in der Entfernung "S" vom Ausgangspunkt durch Summation der Streubeiträge aller einzelnen Streifen. Die Summation geht in eine Integration über, wenn der Block genügend fein unterteilt wird.

Die Gleichung für die laterale Versetzung unmittelbar nach einem Block sieht dann wie folgt aus (vgl. auch Glgn. V.2.3, V.2.2)

$$\langle X_i^2 \rangle = A \int_0^{t_i} t_i'^2 / X_{0i} dt_i' \quad (V.3.1)$$

$$A = \left(\frac{K}{m_\mu} \right)^2 \frac{\ln \left[\frac{(p_1/p_2)(1+\gamma_2)/(1+\gamma_1)}{\gamma_1 + 1/\gamma_1 - (\gamma_2 + 1/\gamma_2)} \right]}$$

$K = 15 \text{ MeV/c}$
 $m_\mu = \text{Myonmasse}$
 $p_1, p_2 = \text{Teilchenimpuls vor und nach der Streumaterie}$
 $t_i = \text{Materiedicke des } i\text{-ten Blockes}$
 $X_{0i} = \text{Strahlungslänge für den } i\text{-ten Block}$

Mit der verwendeten Koordinatenbezeichnung befindet sich der i -te Materieblock der Dicke t_i in dem Intervall $[S - S_i - t_i/2, S - S_i + t_i/2]$. Damit läßt sich Glg. V.3.1 folgendermaßen schreiben:

$$\langle X_i^2 \rangle = \frac{A}{X_{0i}} \int_{-t_i/2}^{t_i/2} [(S - S_i) - t_i']^2 dt_i' \quad (V.3.2)$$

In dieser Notation beschreibt $\langle X_i \rangle$ jetzt auch die Versetzung in beliebiger Entfernung S vom betrachteten Materieblock

Das Integral hat die folgende Lösung:

$$\langle X_i^2 \rangle = \frac{A}{X_{0i}} [S^2 t_i + S_i^2 t_i - 2 S S_i t_i + t_i^3 / 12] \quad (V.3.3)$$

Diese Gleichungen gelten für jeden einzelnen Materieblock der Anordnung aus Abb. 6. Um die Verteilung zu erhalten, die von allen i Materieblöcken gebildet wird, müssen nun alle Einzelbeiträge summiert werden. Die Summation ist möglich, da die Streuprozesse in den Blöcken voneinander unabhängig sind.

Die laterale Versetzung an dem Ort $x=S$ verursacht durch n Materieblöcke wird daher wie folgt berechnet:

$n = \text{Anzahl der Materieblöcke}$

$$\langle X^2 \rangle = \sum_{i=1}^n \langle X_i^2 \rangle$$

$$= \frac{A}{\sum X_{0i}} [S^2 \sum t_i + \sum S_i^2 t_i - 2 S \sum S_i t_i + \sum t_i^3 / 12]$$

$$= \langle \theta^2 \rangle \cdot [(S - \langle L_i \rangle)^2 + L_q^2] \quad (V.3.4)$$

$$L_i = \frac{\sum S_i t_i / X_{0i}}{\sum t_i / X_{0i}} = \langle S_i \rangle$$

$$L_q^2 = \langle S_i \rangle^2 + \langle S_i^2 \rangle + t_i^2 / 12$$

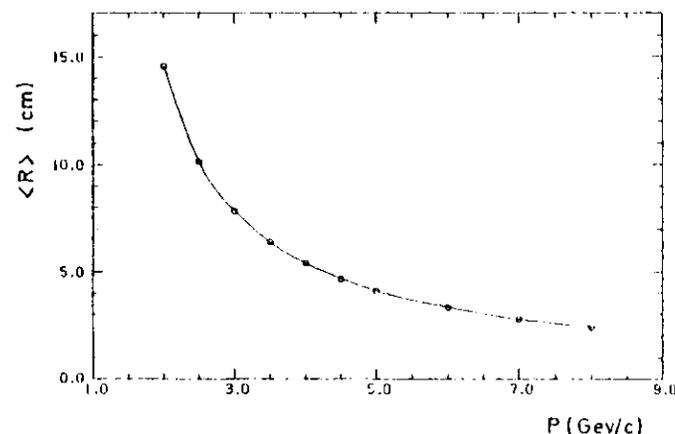


Abb. 7 : Mittlere laterale Versetzung $\langle R \rangle$ für Myonen für eine feste PLUTO Geometrie.
 $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ (vgl. Abb. 5)

Dabei bezieht sich $\langle \theta \rangle$ ebenfalls auf alle i Blöcke wie aus Glg.V.3.4 erkennbar ist. Jedoch ist $\langle \theta \rangle$ nicht von der Geometrie, sondern nur von der gesamten Materiedicke abhängig. Die laterale Versetzung nach einer Materieanordnung wird also durch das Produkt eines rein geometrischen Faktors mit dem zugehörigen mittleren Ablenkwinkel gebildet.

Die Impulsabhängigkeit der nach Glg.V.3.4 berechneten lateralen Versetzung für eine feste PLUTO-Geometrie (s.Kap.VI.1) ist in Abb.7 dargestellt.

Zur Myonenidentifikation (s.Kap.II) muß für jede in der PLUTO-Analyse erkannte Spur die Streukegelbreite nach Glg.V.3.4 berechnet werden. Die Blockstruktur des Hadronabsorbers, die in Glg.V.3.4 eingeht, ist abhängig vom Flugwinkel des Teilchens. Die Größen S, L_1, L_2, t_i müssen daher für die komplexe PLUTO-Geometrie in Abhängigkeit von der Teilchenflugrichtung bekannt sein.

Dazu wird die Konfiguration des PLUTO-Detektors im folgenden Kapitel eingehend behandelt. Darunter fällt ebenfalls die Analyse des PLUTO-Magnetfeldes, dessen Kenntnis für die Spurrekonstruktion notwendig ist (s.Kap.IV).

VI. DIE KONFIGURATION DES PLUTO-DETEKTORS

VI.1 DIE DETEKTORGEOMETRIE

Zur Beschreibung des Aufbaus wird ein kartesisches Koordinatensystem zugrunde gelegt, dessen Achsen durch Abb.8 definiert werden:

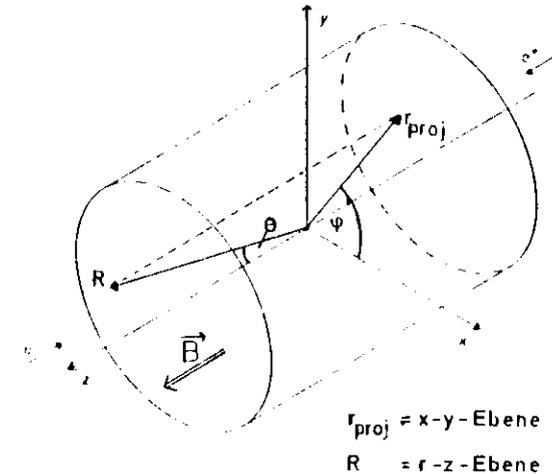


Abb. 8 : Definition des PLUTO - Koordinatensystems

Wegen der Detektorsymmetrie können Polarkoordinaten benutzt werden, deren Parametrisierung ebenfalls aus Abb.8 ersichtlich ist.

Der Bereich in der r-z Ebene kann wegen der Strahlzuführungen auf $\theta > 25^\circ$ beschränkt bleiben, da der Winkelbereich $\theta < 25^\circ$ materiefrei ist (s.Abb.1a), und deshalb keine Myonenidentifikation möglich ist.

Eine Vermessung des Detektors in seinen einzelnen Komponenten führt zu einer genauen Bestimmung der Materiedicke in Abhängigkeit des θ und φ -Winkels. Die Materiedicke wurde bzgl. φ in 5° und bzgl. $\cos(\theta)$ in 0.05 Schritten tabelliert. Diese Analyse wurde von T. Azemoon und R.G. Glasser für den Innendetektor bis einschließlich Eisenjoch und für den äußeren Hadronabsorber getrennt durchgeführt.

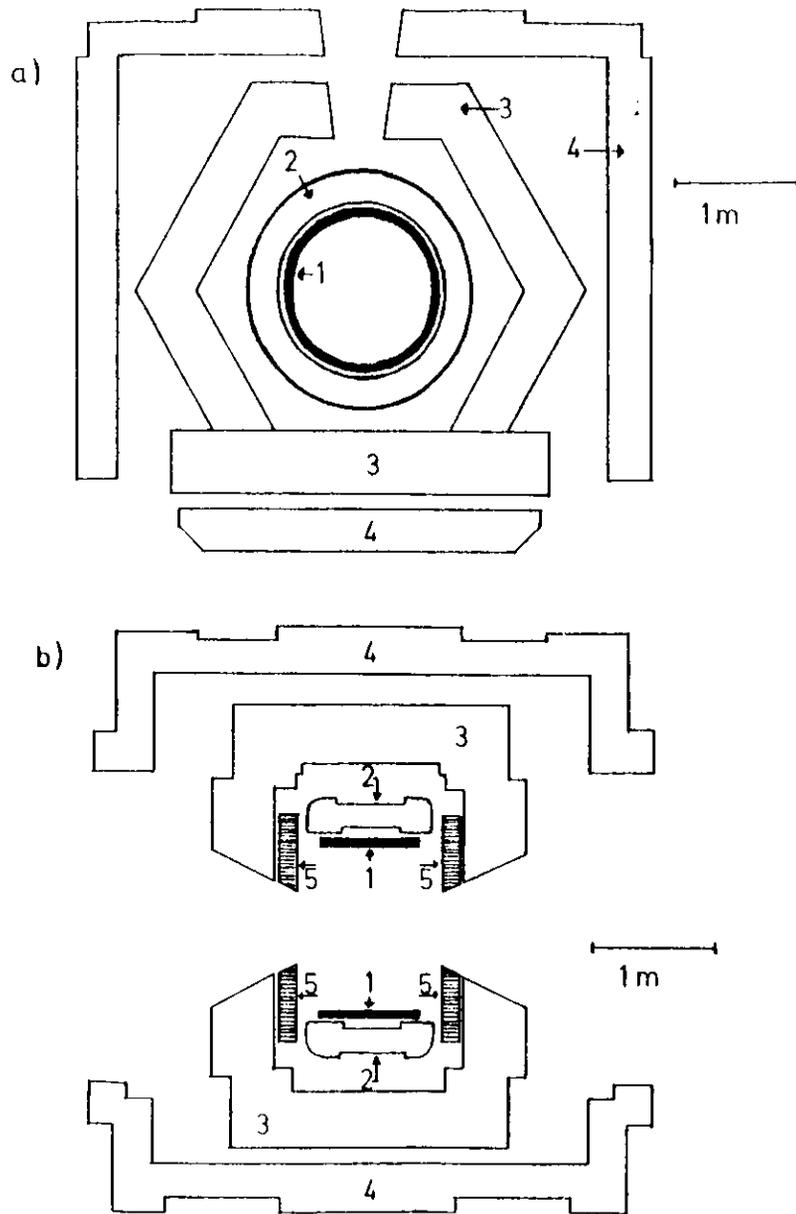


Abb. 9 : Geometrie der PLUTO - Materie in der x - y - Ebene (a) und der y - z - Ebene (b) .
 (1) Barrel
 (2) Spule
 (3) Rückflußjoch
 (4) äußerer Hadronabsorber
 (5) Endkappenzähler

Eine Überarbeitung dieser Überlegungen führte zu einer genaueren Aufspaltung in die folgenden Komponenten:

Barrel , Endkappenzähler , Spule , Joch , Hadronabsorber

Die Materiedicke jedes einzelnen Blockes wird zur Vereinheitlichung in Eisenäquivalent angegeben. Die Ergebnisse sind in Tabellen im Anhang 7 zusammengefasst. Die Werte dieser Tabellen sind außerdem in der Abb 9 graphisch dargestellt. Weiterhin sind die geometrischen Größen l_1 und l_2 aufgelistet, die zur Berechnung des Coulomb-Streukegels für die jeweilige Geometrie, die das Teilchen sieht, benötigt wird (s.Glg.V.3.4)

Da die Materiedicke vom Winkel abhängt, ändert sich neben dem Coulomb-Streukegel auch der Mindestimpuls für Myonen, um den Detektor unter jeder Flugrichtung durchqueren zu können.

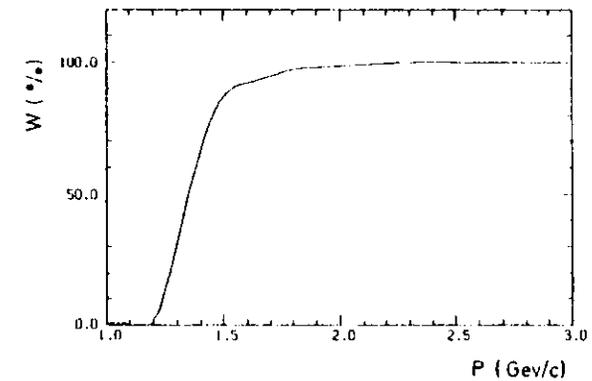


Abb. 10 : Wahrscheinlichkeit w für Myonen, die Driftkammern unabhängig vom Flugwinkel zu erreichen als Funktion ihres Impulses p

Zur Bestimmung des Mindestimpulses wurde die Abhängigkeit der Durchdringungswahrscheinlichkeit der Teilchen bei verschiedenen Impulsen untersucht und dabei über alle im Phasenraum erzeugte Flugwinkel gemittelt.

Abb 10 zeigt, daß aufgrund der nahezu homogenen Materieverteilung des Detektors (s.Abb 2) alle Spuren mit einem Impuls oberhalb 2 GeV/c für die Myonenidentifikation herangezogen werden können, da dann eine 100%-ige Durchdringungswahrscheinlichkeit auch für die stärkste Dicke gegeben ist. Ob

dann auch wirklich alle Teilchen mit entsprechenden Impulsen in den Driftkammern nachgewiesen werden, hängt von der Ansprechwahrscheinlichkeit der Myonkammern ab. Eine entsprechende Untersuchung [LAUB1] ergab für die Myonkammern eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 86% bei der Forderung nach mindestens 3 angesprochenen Kammern

Wegen der Wichtigkeit der Myonkammern für die Myonenidentifikation soll ihre Funktionsweise im folgenden Kapitel beschrieben werden.

VI.2 DIE MYONKAMMERN

Um den Teilchendurchgang in den Myonkammern möglichst präzise bestimmen zu können, werden Driftkammern als Detektoren verwendet, die sich durch eine hohe Ortsauflösung auszeichnen.

Die prinzipielle Wirkungsweise dieser Kammern ähnelt derjenigen von Proportionalkammern. Bei den letzteren wird ein Potential zwischen Signaldraht und Kathode aufgebaut. Das Kammer-volumen wird mit einem leicht ionisierbaren Gas gefüllt. Abb. 11 zeigt die Anordnung und Maße der PLUTO Myonkammern

Durchquert nun ein geladenes Teilchen den Kammer-raum, so bilden sich längs der Teilchenbahn Ionenpaare aus, die zur Kathode wandern, während die frei werdenden Elektronen zum Signaldraht hin beschleunigt werden und dort abfließen können

Bei entsprechend starkem Feld können die Elektronen in unmittelbarer Nähe des Signaldrahtes Sekundärelektronen auslösen. Diese Gasverstärkung ermöglicht es überhaupt, am Draht ein meßbares Signal zu erzeugen.

Erstrebenswert ist es nun, aus dem Signal den genauen Ort des Teilchendurchgangs rekonstruieren zu können. Der minimale Abstand der Teilchenspur vom Draht ist mit Kenntnis der Driftgeschwindigkeit wie folgt zu berechnen.

$$x = \int_{t=t_0}^{t=t_1} v \, dt \quad (VI 2.1)$$

t_0 : Zeitpunkt der Primärionenenerzeugung

t_1 : Zeitpunkt, wo Elektronen am Signaldraht registriert werden

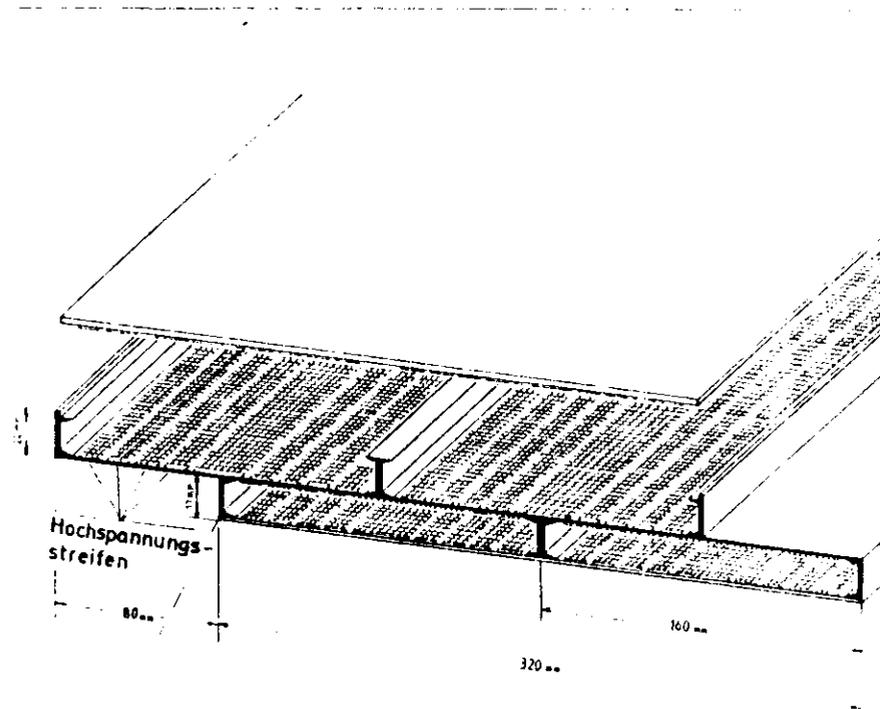


Abb. 11 : Schnitt durch die großflächigen Driftkammern (" Myonkammern ") des PLUTO - Detektors

Unter Kenntnis der Driftgeschwindigkeit kann durch eine Driftzeitmessung der Ort des Teilchendurchgangs mit einer Genauigkeit < 1 mm bestimmt werden.

Der mathematisch einfachste und für den Experimentator am besten auszunutzende ist der Fall, daß die Driftgeschwindigkeit keine Funktion der Feldstärke oder des Druckes ist, sondern über den gesamten Drift-raum konstant. Dann gilt:

$$x = v \cdot (t_1 - t_0) \quad (VI 2.2)$$

Da die Myonkammern sehr große Flächen überdecken müssen (s Abb.1), und gleichzeitig große Driftwege bei gleichbleibend hoher Ortsauflösung realisierbar sind, eignet sich der Einsatz von Driftkammern.

Wegen niedriger Teilchenzahlraten ist die Größe der Driftwege aus der zeitlichen Begrenzung zweier (Teilchenstrahl-) Bunch Wechselwirkungslängen auf 8 cm gewählt worden (s Abb 11). Die Zeitinformationen von zehn Drähten konnten dabei gleichzeitig mit einem TDC gemessen werden.

Die Faktoren, die zu einer Begrenzung in der Genauigkeit der Ortsauflösung führen, sind in [KRA81] erläutert.

Jede der 246 Kammern besteht aus 2-8 Drifträumen, die in 4 Ebenen angeordnet sind. Das Problem der links-rechts Doppeldeutigkeit in den Koordinaten längs und senkrecht zum Signaldraht ist durch die gegeneinander versetzte Anordnung der 1. und 2. bzw. 3. und 4. Kammer Ebene gelöst. Die Drähte der 3. und 4. Kammer verlaufen senkrecht zu denen der ersten beiden Lagen, um eine zweite Kammerkoordinate längs des Drahtes bestimmen zu können.

Durchquert ein geladenes Teilchen die Driftkammer, so wird i. a. mindestens ein Signaldraht angesprochen. Diese Information wird in speziellen Datenbanken gespeichert, die dann weiter ausgewertet werden können. So sind die Nummern (1-246) bzw. die ausgemessenen Kammerkoordinaten, die angesprochenen Drahtnummern und die zugehörige Driftzeitinformation festgehalten.

VL3 DER MAGNETFELDVERLAUF IM PLUTO - DETEKTOR

Die Flugbahn der Teilchen im Detektor wird durch das vorhandene Magnetfeld bestimmt, da die Lorentzkraft auf die Teilchen wirkt. Die richtige Spur-Extrapolation setzt somit eine Kenntnis über den Verlauf der Feldlinien voraus. Umfangreiche Rechnungen von Wolf [WOL80] führten zur Bestimmung des in Abb. 12 dargestellten Magnetfeldes.

Wegen der aus Abb. 1 ersichtlichen φ -Symmetrie des Detektors in der x-y-Ebene (bis auf geringfügige Abweichungen wegen Zuleitungen bzw. Halterungen) werden nur die y- bzw. z-Komponente des Magnetfeldvektors gegen die Koordinaten selbst aufgetragen. Aus der Symmetrie folgt ein radialer Feldverlauf in der x-y-Ebene, so daß die x-Komponente aus der y-Komponente bestimmt werden kann. Die Symmetrie entlang der z-Achse (s Abb. 1a) ermöglicht eine weitere Einschränkung auf nur eine Detektorhälfte bezüglich der z-Achse.

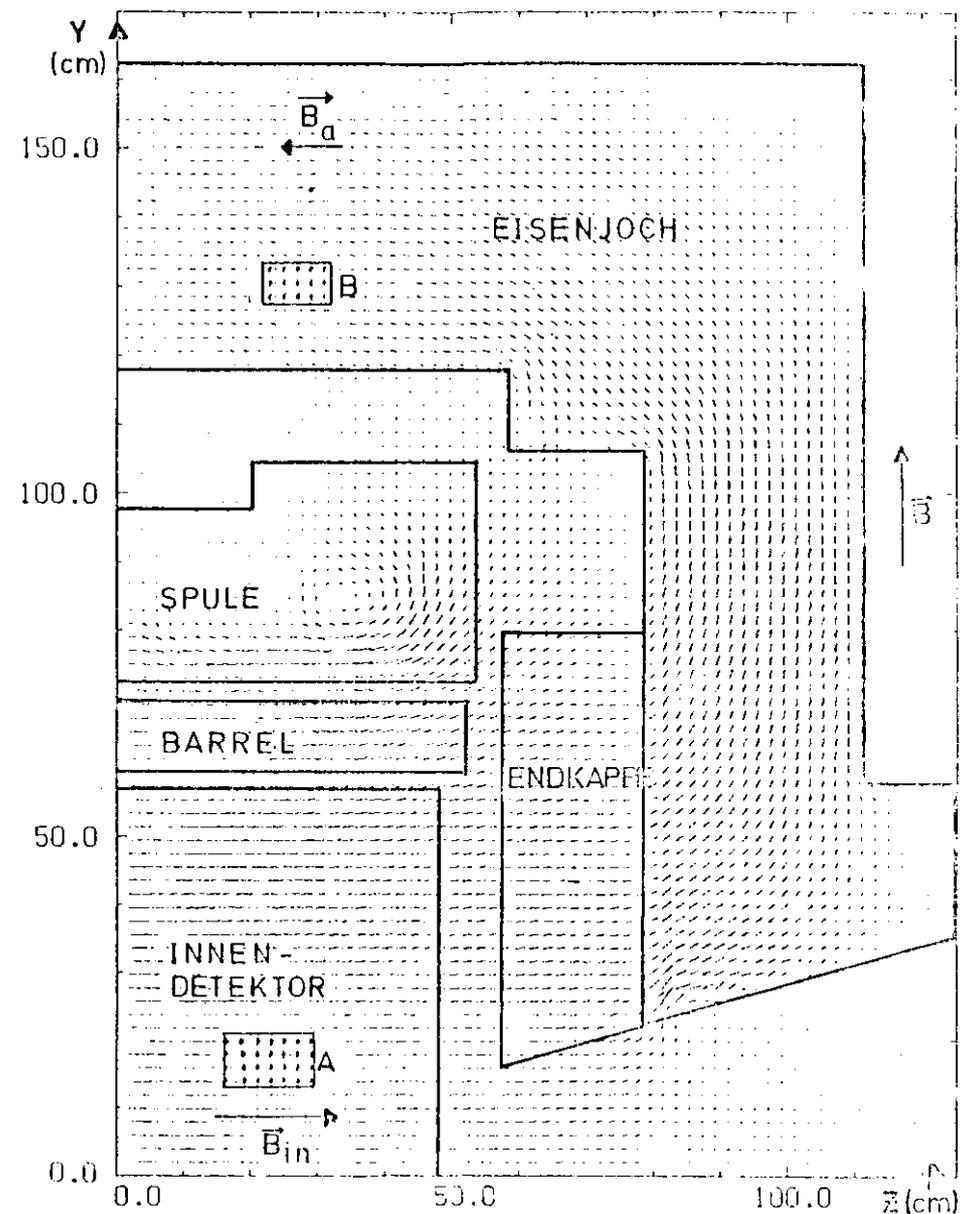


Abb. 12 : PLUTO - Magnetfeld in der y - z - Ebene
Die Pfeillänge ist ein Maß für die magnetische Induktion \vec{B} .

Die Darstellung des Magnetfeldverlaufes wurde so gewählt, daß die Pfeillänge die Stärke des Magnetfeldes wiedergibt, wobei die Pfeillänge im Innendetektor der vollen Feldstärke von 1.65 TESLA entspricht, und die Richtung den Feldfluß andeuten soll. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Pfeilspitzen nur in zwei ausgewählten Ausschnitten A und B eingezeichnet.

Weiterhin ist aus Abb 12 die Geschlossenheit der Feldlinien als Folge der Maxwell'schen Gesetze zu erkennen. Durch das Eisenjoch wird ein vollständiges Rückfließen der Magnetfeldlinien erreicht, da es als Ferromagnet dem Feld praktisch keinen Widerstand entgegenbringt. Als Maß für die Stärke des Feldes dient der Vektor der magnetischen Induktion.

Das nahezu homogene Feld des Innendetektors $\vec{B}_{in} = (0,0,B_z=1.65 \text{ TESLA})$ (s. Kap III) setzt sich fast unverändert in z-Richtung bis zur Innenkante des Joches und in y-Richtung bis in etwa ein Drittel Tiefe der Spule fort. Von der z-Jochinnenkante aus werden die Feldlinien im Joch in die positive y-Richtung abgelenkt. Dabei ist der unterste Jochbereich durch ein Magnetfeld mit drei nicht verschwindenden Komponenten ausgezeichnet. Daran anschließend laufen die Feldlinien fast parallel zur y-Achse. In diesem Bereich kann das Magnetfeld daher als Radialfeld $\vec{B} = (B_x, B_y, 0)$ interpretiert werden. Im oberen Jochteil liegt schließlich wieder ein zu z-paralleler und dem Innenfeld entgegengerichteter Feldlinienverlauf vor. Die Feldstärke ist hier etwa nur noch halb so groß wie im Innendetektor: $\vec{B}_a = (0,0,-B_z/2)$ (s. Kap X)

Zwischen dem Ende des Innenfeldes bis zur Innenkante des oberen Jochteils liegt ein nahezu feldfreier Bereich vor. Der materiefreie Bereich unterhalb des Joches ist, wie in Kap. III beschrieben, für die Myonidentifikation unwichtig. Das Magnetfeld endet an den Jochaußenkanten, d.h. der Raum von dort bis in die Myonkammern ist magnetfeldfrei.

Die Kenntnis des PLUTO-Magnetfeldes ermöglicht nun die Rekonstruktion von Teilchenspuren von ihrem Entstehungsort (Wechselwirkungspunkt) aus bis in die Myonkammern. Wie bereits in Kap. IV beschrieben wurde, erfolgt die Spurrekonstruktion in drei Etappen:

- a) Im Innendetektor werden die Spuren durch Meßsignale erkannt.
- b) Daran anschließend verlaufen die Teilchenspuren bis zur Außenkante des Joches durch ein Magnetfeld ohne Ortsdetektoren. Demzufolge müssen die Spuren durch dieses Gebiet rekonstruiert werden. Die Grundlage hierzu bildet die im Innendetektor erkannte Spur.
- c) Im feldfreien Bereich verläuft die Teilchenbahn geradlinig.

Im folgenden Kapitel wird zunächst die Spurerkennung im Innendetektor (Punkt a) behandelt.

VII. DIE SPURERKENNUNG IM INNENDETEKTOR

Nach der Beschreibung der PLUTO-Geometrie und des Magnetfeldes erfolgt in diesem Kapitel die Beschreibung von Teilchenbahnen im Innendetektor, die durch das dortige Magnetfeld (s. Kap. VI.3) bestimmt werden. Diese gemessenen Bahnen bilden die Grundlage für die spätere Spurextrapolation in die Myonkammern.

Der Innendetektor zeichnet sich durch einen längs der z-Achse nahezu homogenen Magnetfeldverlauf aus (Kap. VI.3). Für Teilchenbahnen resultiert daraus, daß nur die zu z-senkrechten Komponenten der Lorentzkraft

$$\vec{F} = \frac{q}{c} \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{VII.1})$$

- q = Ladung des Teilchens
- c = Lichtgeschwindigkeit
- \vec{v} = Geschwindigkeit des Teilchens
- \vec{B} = magnetische Induktion

die Bewegung bestimmen. Die Trajektorie einer solchen Bahn ist eine Schraubenlinie. Durch Projektion dieser dreidimensionalen Flugbahn in die x-y Ebene und r-z Ebene wird sie durch einen Kreis und einen geradlinigen Anteil beschrieben.

Zur Spurerkennung in dem Detektorbereich der Proportionalkammern wird somit in den beiden Ebenen eine entsprechende Anpassung an die Kammerensignale vorgenommen. Diese Kreis- bzw. Geradenanpassung wird in einem von G. Franke entwickeltem Fortran-Programm 'PLUTOPAT' durchgeführt. Der Programmablauf ist z.B. in {BUR77, GER77} beschrieben.

Ist eine Anpassung in beiden Ebenen möglich, so gehen aus dem Programmablauf die zur Spurbeschreibung verwendeten Parameter als Resultat hervor, die durch die Abb. 13a, b erläutert werden und in der Datenbank 'GEOM' erfasst sind.

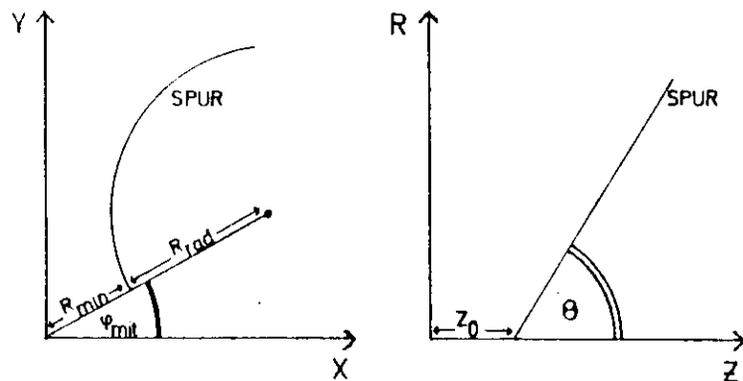


Abb. 13 · SPURPARAMETER IM PLUTO - KOORDINATENSYSTEM
 (a) Ebene senkrecht zum Magnetfeld (x - y - Ebene)
 (b) r - z - Ebene , $r = \sqrt{x^2 + y^2}$

WWP	Wechselwirkungspunkt
R_{min}	Abstand der Spur vom WWP in der x-y Ebene
Z_0	Abstand der Spur vom WWP in der r-z Ebene
R_{rad}	Radius der Spur im Innendetektor
$\kappa = 1/R_{rad}$	Spurkrümmung in der x-y Projektion
φ_{mit}	Kreismitelpunktswinkel
θ	Neigungswinkel der Spur zur z-Achse
$\Delta_{zs} = dz/ds$	Steigung in z , s=Spurlänge in der x-y Ebene
sign	Ladungsvorzeichen der Spur

Neben diesen Größen werden ebenfalls die Fehler der Spurparameter sowie die Korrelationen der Parameter, die in derselben Ebene liegen, berechnet. Die Korrelationen z.B. zwischen dem Z_0 - und R_{min} -Wert und allen anderen entsprechend gebildeten Wertepaaren werden auf Null gesetzt.

KOVARIANZEN	Bedeutung	
C_{kk}	Fehlerquadrat in Krümmung κ	
C_{rr}	R_{min}	
C_{pp}	φ_{mit}	
C_{dd}	Δ_{zs}	
C_{zz}	Z_0	
C_{kr}	Kovarianzen zwischen	$\kappa - R_{min}$
C_{kp}		$\kappa - \varphi_{mit}$
C_{rp}		$R_{min} - \varphi_{mit}$
C_{zd}		$Z_0 - \Delta_{zs}$

N_y Anzahl der in x-y benutzten Kammersegmente = 3
 N_z Anzahl der in r-z benutzten Kammersegmente = 2

Die Größen N_y und N_z geben die Anzahl der Freiheitsgrade in beiden Ebenen an, d.h. die Überbestimmung der Anpassung.

Abb. 14 dient zur Veranschaulichung der Spurerkennung in der x-y Ebene am Beispiel eines hadronischen Ereignisses.

Mit Hilfe der Spurparameter lassen sich für jede Spur an beliebiger Stelle des Innendetektors sowohl die Impulskomponenten als auch die Ortskoordinaten der Teilchenspur bestimmen.

Die Komponenten des Teilchenimpulses in der x-y Projektion (Transversalimpuls p_t) läßt sich aus der Spurkrümmung berechnen und ist der Tangentenvektor der Bahn. Der Wert der magnetischen Induktion ist ca. 1.65 TESLA. Die Komponente in z-Richtung ist aus p_t bestimmbar:

$$p_t = 3 \cdot 10^{-4} \cdot B \cdot R_{rad} ; \quad p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

$$p_z = -\text{sign} \cdot \Delta_{zs} \cdot p_t \tag{VII.2}$$

$$[p_t] = [p_z] = \text{GEV}/c$$

$$[B] = \text{TESLA}$$

$$[R_{rad}] = \text{MM}$$

$$[\text{sign}] = \pm e \quad (\text{Ladung des Teilchens})$$

Die Koordinaten des Spuranfangspunktes sind (s Abb 13a) :

$$x = R_{min} \cdot \cos \varphi_{mit}$$

$$y = R_{min} \cdot \sin \varphi_{mit}$$

$$z = Z_0 \tag{VII.3}$$

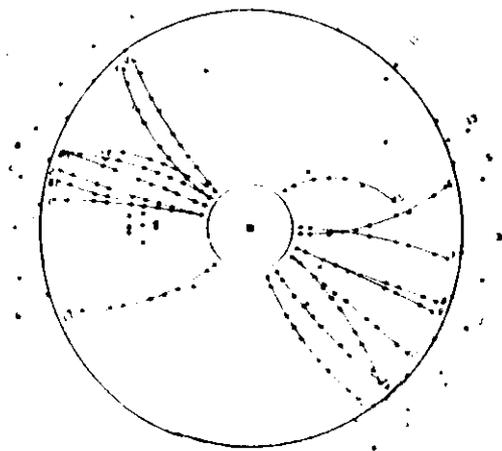


Abb. 14 Hadronisches Ereignis in der x-y Ebene : die Punkte sind die Signale der Proportionalkammern des Innendetektors (KAP. III), an die Kreise angepasst werden. Die Zahlen sind ein Maß für die vorhandene neutrale Energie.

Die kartesischen Richtungskosinus an diesem Punkt werden aus den Impulskomponenten unter Berücksichtigung des Ladungsvorzeichens ermittelt:

$$\begin{aligned} dx &= -\text{sign} \sin\theta \sin \varphi_{\text{mit}} \\ dy &= \text{sign} \sin\theta \cos \varphi_{\text{mit}} \\ dz &= \cos\theta \end{aligned} \quad (\text{VII 4})$$

Alle zur Spurextrapolation bis in die Myonkammern notwendigen Parameter sind in diesem Kapitel bereitgestellt worden.

Da dieser Sparteil die Grundlage für die weitere Rekonstruktion bildet, ist die Genauigkeit der Spurerkennung im Innendetektor für die Myonenerkennung sehr wesentlich. Es müssen daher aus den angegebenen Kovarianzen die Unsicherheiten für den Austrittsort der Teilchen aus dem Innendetektor berechnet werden.

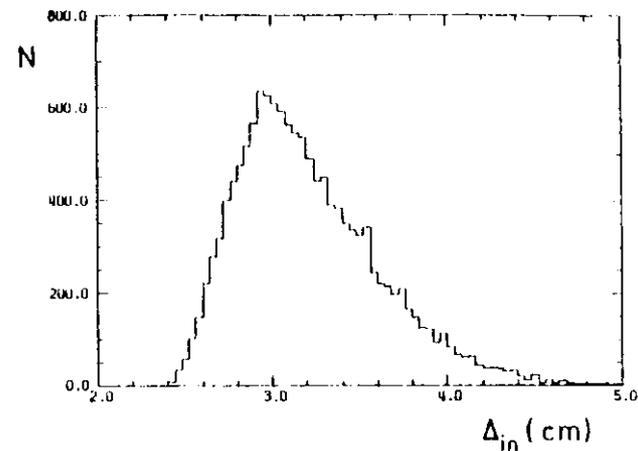


Abb. 15 : "Fehlerellipse" Δ_{in} der Spuren am Austrittsort aus dem Innendetektor

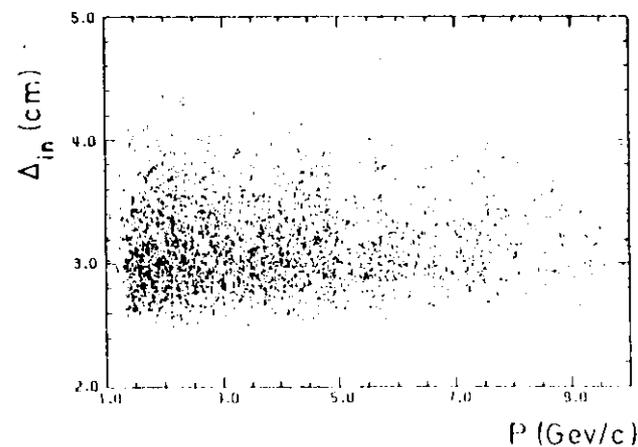


Abb. 16 : "Fehlerellipse" Δ_{in} gegen Teilchenimpuls p.

In Abb.15 ist dieser Fehler Δ_m für alle Impulse dargestellt. Er ergibt sich aus den Fehlern der Austrittskoordinaten x,y,z wie folgt:

$$\Delta_m = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} \quad (\text{VI.5})$$

Der mittlere Fehler beträgt $\langle \Delta_m \rangle \sim 3.2 \pm 0.4$ cm, d.h. der mittlere Fehler pro Koordinate beträgt nicht mehr als $\sim 1-1.5$ cm. Eine impulsabhängige Darstellung dieser Fehlerellipse erübrigt sich, da nach Abb.16 keine Korrelation dieser Fehler mit dem Impuls vorliegt.

Es ist wünschenswert, diese Genauigkeit auch in der sich anschließenden Rekonstruktion der Spur in die Myonkammern zu erreichen.

VIII. DIE SPURREKONSTRUKTION OHNE MAGNETFELD

VIII.1 DIE BESTIMMUNG DER LAGE DER MYONKAMMERN

Die Spurerkennung im Innendetektor ist, wie in Kap.13 erwähnt, die Grundlage für die eigentliche Rekonstruktion der Teilchenbahn in die Myonkammern. Der einfachste Fall der Extrapolation ergibt sich bei ausgeschaltetem Magnetfeld. Bei der PLUTO-Analyse hadronischer Ereignisse liegt dieser Fall nicht vor, da ohne Magnetfeld keine Impulsbestimmung möglich ist.

Mit Hilfe von Spuren, die ohne Magnetfeld aufgenommen wurden, können jedoch die Positionen der Myonkammern bestimmt werden. Diese werden zur exakten Bestimmung der Trefferkoordinaten bei einem Teilchendurchgang benötigt.

Dieser einfachste Fall der Spurrekonstruktion soll daher am Anwendungsbeispiel der Bestimmung der Lage der Myonkammern beschrieben werden.

Die Breite der impulsabhängigen Streukegelverteilung (Kap.V) ist ein wichtiges Entscheidungsmerkmal für die Myonenidentifikation. Dabei wird die Ortsverteilung für ein Teilchen mit der Differenz aus extrapolierten- und Trefferkoordinate der Myonkammern verglichen (Kap.II). Diese Methode ist jedoch nur dann sinnvoll, wenn die Trefferkoordinate genau bekannt ist.

Durch den Kammerbau (s.Kap.VI.2) sind die Positionen der Signaldrähte relativ zum Kammermittelpunkt bekannt. Ungenauigkeiten gibt es jedoch durch die Bestimmung der Koordinaten dieser Kammermittelpunkte im PLUTO-Koordinatensystem. Sie wurden durch Ausmessen nach Beendigung der Montage auf dem Hadronabsorber ermittelt und müssen nun auf ihre Genauigkeit überprüft und gegebenenfalls korrigiert werden.

Die genaue Kenntnis der Koordinaten ist nicht nur für die Myonenidentifikation wichtig, sondern auch zur Überprüfung der in den Kapiteln IX,X beschriebenen Spurextrapolationsprogramme.

VIII.2 METHODE DER POSITIONSBESTIMMUNG

Zur Bestimmung der Positionen der Myonkammern muß die Teilchenbahn exakt bekannt sein und dabei insbesondere die extrapolierte Koordinate.

Bisher ist nur der Bahnausschnitt im Innendetektor in Kapitel VII beschrieben worden, der aber auch schon Ungenauigkeiten in den Spurparametern enthält. Um den Einfluß dieser Meßfehler zu unterdrücken, und außerdem Unsicherheiten bei der Berücksichtigung des Magnetfeldes zu vermeiden, werden zur Positionsbestimmung der Kammerlage Höhenstrahlen benutzt, die ohne Magnetfeld aufgenommen sind. Die Bahn dieser Myonen verläuft geradlinig durch den Detektor und wird nur durch die Vielfachstreuung unter Berücksichtigung des Energieverlustes durch Ionisation beeinflusst.

Bei geradliniger Extrapolation der innen erkannten Höhenstrahlspur ist somit die Extrapolationskoordinate in den Myonkammern genau bekannt. Die Differenz dieser berechneten Koordinate mit der Signaldrahtkoordinate der angesprochenen Kammer gibt die Streukegelbreite wieder. Für jede Kammer wird diese Differenz über alle zugehörigen Signaldrähte gebildet. Der gegen Null verschobene Mittelwert Δ_{01} dieser Gaußverteilung (s.Abb.17) ist die Abweichung der ausgemessenen Kammerkoordinate von der richtigen Position.

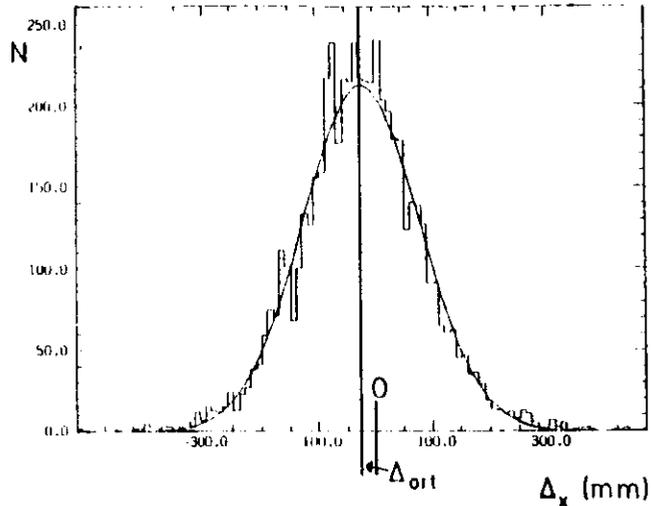


Abb. 17 : Streuungverteilung Δ_x für eine Myonkammer mit angepaßter Gaußfunktion Δ_{ort} = Abweichung der vermessenen von der richtigen Kammerkoordinate.

VIII.3 PROBLEME BEI DER DURCHFÜHRUNG

Die Auswertung der durch kosmische Strahlen gesetzten Kammersignale erfolgt im Innendetektor auf die gleiche Weise wie für die aus e^+e^- Reaktionen stammenden Teilchenspuren

Da das Spurerkennungsprogramm 'PLUTOPAT' (s.Kap.VII) vom Detektormittelpunkt aus nach Spuren sucht, erscheinen kosmische Spuren im Innendetektor als zwei zueinander kollineare Bahnen. Das Programm unterscheidet dabei nicht zwischen Daten bei ein- bzw. ausgeschaltetem Magnetfeld. Das bedeutet, daß auch an Höhenstrahlen ohne Magnetfeld im Innendetektor Kreise (x-y Ebene) bzw. Geraden (r-z-Ebene) angepasst werden.

Nach den Überlegungen aus den Kap IV und VI.3 würden diese Spuren ohne Magnetfeld vom Austrittsort aus dem Innendetektor und mit der dortigen Austrittsrichtung bis in die Myonkammern geradlinig extrapoliert.

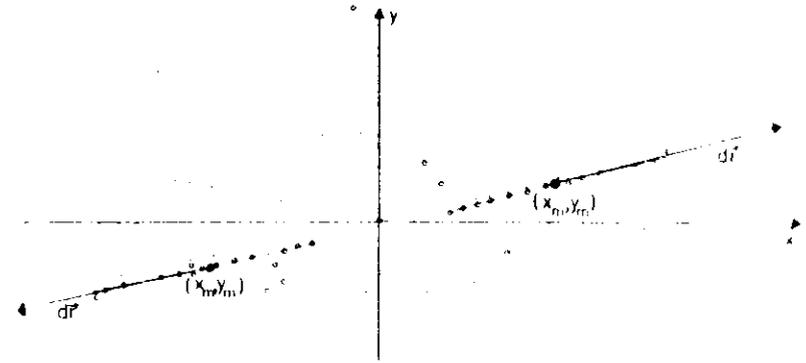


Abb. 18 : Kosmisches Myon im PLUTO-Innendetektor bei ausgeschaltetem Magnetfeld. Die Tangente an der Mitte des "Kreishogens" ist die beste Lösung zur geradlinigen Extrapolation in die Myonkammern

Da der reale Teilchenbahnverlauf im Innendetektor nicht mit dem angepaßten übereinstimmt, stellt der Austrittsort aus dem Innendetektor jedoch keine zuverlässige Grundlage für die weitere Extrapolation dar. Aus einfachen Geometriegründen folgt daher als Wahl für den besten Ausgangspunkt der Extrapolation der Mittelpunkt der erkannten Spur. Diese Überlegung wird durch Abb.18 verdeutlicht. Von diesem Mittelpunkt aus mit den dort ermittelten Richtungskosinus erzielt man zuverlässige Extrapolationsergebnisse für die eigentlich geradlinig verlaufende Teilchenbahn.

Für die Positionsbestimmung der Myonkammern müssen zusätzliche Kriterien von den Höhenstrahlen erfüllt sein. Um eine möglichst schnelle Streuungsbreite zur Bestimmung der Mittelpunktverschiebung zu erhalten, werden niedrige Teilchenimpulse ausgeschlossen. Jedoch ist eine Impulsbestimmung aus der Kenntnis der Kreisradien (s.Kap.VII) nicht möglich, da ohne Magnetfeld die Radien keine physikalische Bedeutung besitzen.

Eine Impulsauswahl wird daher nur auf indirektem Weg erzielt: Myonen, die den Detektor vollständig durchqueren und somit bei Ein- und Austritt aus dem Detektor Myonkammern ansprechen, besitzen einen Mindestimpuls von etwa 2.6 GeV/c wie für die zweifache Materiedicke des Hadronabsorbers aus Abb.4 ersichtlich ist. Es werden daher nur solche Höhenstrahlen zur

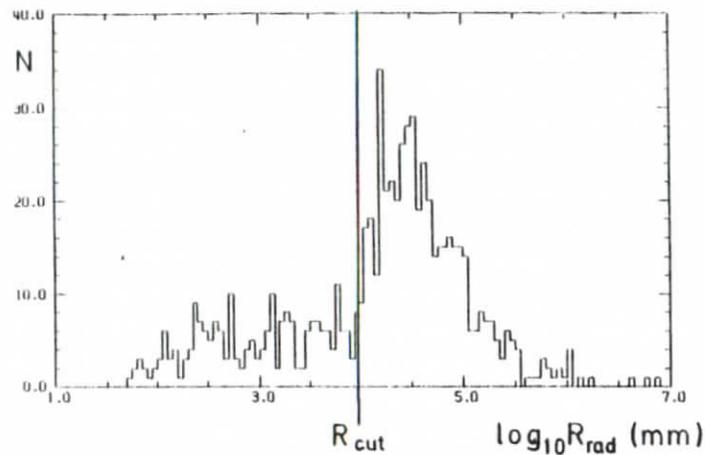


Abb.19 : Kreisradien für kosmische Myonen ohne Magnetfeld, wie sie an die geradlinig verlaufenden Bahnen angepasst werden. Alle Spuren mit $R_{rad} > R_{cut}$ werden zur Justierung benutzt.

Positionsbestimmung benutzt, die den gesamten Detektor durchquert haben.

Damit der angepasste Kreisabschnitt möglichst gut verträglich mit der geradlinigen Spur wird, werden für die Bestimmung der Lage der Myonkammern nur Radien zugelassen, deren Wert oberhalb des in Abb.19 eingezeichneten Mindestwertes R_{cut} liegt.

Nach der beschriebenen Datenselektion standen etwa 21000 kosmische Spuren zur Verfügung. Dabei wurde darauf geachtet, daß genügend viele der benutzten Höhenstrahlen unter kleinen Neigungswinkeln zur Strahlachse auf den Detektor auftreffen, sodaß nicht nur für die oben und unten liegenden Myonkammern ("top, bottom"-Kammern) eine ausreichende Statistik vorliegt.

Die beschriebene Bestimmung der Kammerpositionen erzielte Verbesserungen der ausgemessenen Kammerkoordinaten um etwa 1-1.5 cm. Die Ergebnisse sind in den Abb.20 und 21 dargestellt. In allen folgenden Kapiteln werden diese korrigierten Koordinaten benutzt.

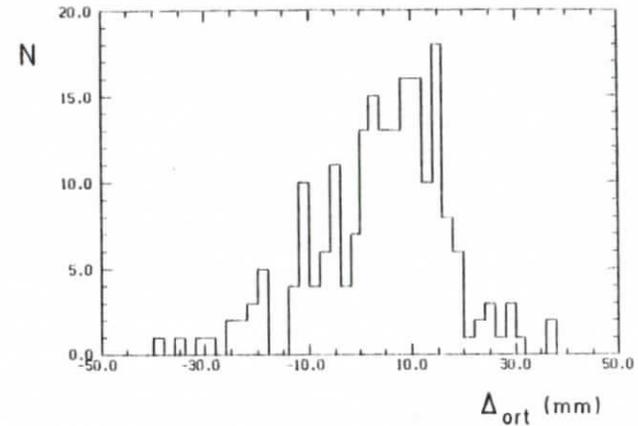


Abb. 20 : Abweichung der Kammerkoordinaten Δ_{ort} vom ausgemessenen Wert für alle Kammern

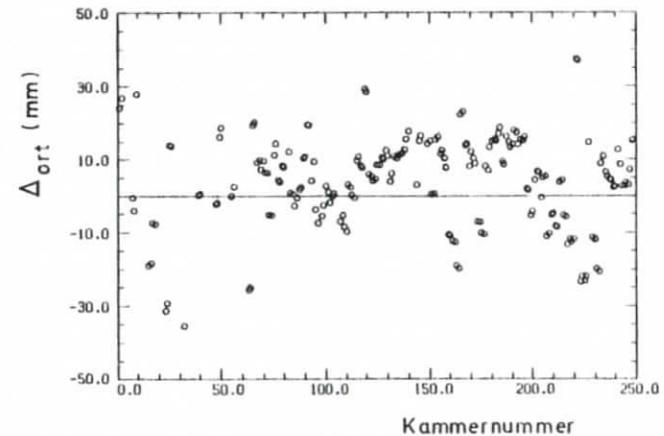


Abb. 21 : Abweichung der Kammerkoordinaten Δ_{ort} vom ausgemessenen Wert gegen Kammernummer.

Die richtige Bestimmung des Teilchendurchgangs aus den Signaldrahtinformationen in den Myonkammern ist nach der Korrektur der Kammerpositionen gewährleistet. Die Berechnung des Coulomb-Streukegels für Myonen im PLUTO-Detektor ist ebenfalls behandelt worden.

Als letzte Voraussetzung für die Myonenidentifikation fehlen nun noch die extrapolierten Spurkoordinaten in den Myonkammern für Spuren im Magnetfeld. Diese erhält man durch die Rekonstruktion der im Innendetektor erkannten Spur bis in die Myonkammern, die in den folgenden Kapiteln beschrieben wird.

IX. DIE SPURREKONSTRUKTION MIT MAGNETFELD

Die exakte Rekonstruktion einer Teilchenbahn im PLUTO-Magnetfeld (s. Abb. 12) wird, wie in Kap. IV beschrieben, durch eine iterative Verfolgung der Spur erreicht. Durch den magnetfeldfreien Raum von den äußeren Kanten des Rückflußjoches bis in die Myonkammern wird die Teilchenbahn dann geradlinig extrapoliert.

Da die Extrapolation durch Bereiche ohne Magnetfeld unkompliziert ist, wird im folgenden die Beschreibung der Spurextrapolation auf den Raum zwischen Innendetektor und der Außenkante des Joches beschränkt. Das Ziel der Rekonstruktion ist somit die Bestimmung des Austrittsortes und der Flugrichtung aus dem Rückflußjoch.

Die iterative Spurverfolgung ist jedoch in der PLUTO-Datenanalyse zu zeitaufwendig. Zur Einsparung von CPU-Zeit müssen Näherungen für den Magnetfeldverlauf gefunden werden, die eine ähnlich schnelle Behandlung der Spur wie im Innendetektor (Kap. VII) zulassen.

Bisher wurde ein sehr einfaches Magnetfeldmodell benutzt, das in Abb. 22 dargestellt ist und im nächsten Kapitel näher erläutert wird. Das daraus resultierende Rekonstruktionsverfahren wurde für die PLUTO Konfiguration während des Einsatzes am DORIS-Ring entwickelt.

Zur Myonenidentifikation standen dort nur die 'Inneren Myonkammern' außerhalb des Joches zur Verfügung (s. Kap. III), so daß man hauptsächlich am Austrittsort der Teilchen aus dem Joch interessiert war. Zur Myonenerkennung mit der PLUTO Konfiguration am Speicherring PETRA (s. Abb. 1) ist jedoch die Kenntnis der Austrittsrichtung entscheidend für die richtige Bestimmung des Durchstoßpunktes in den ca. 80 cm weiter entfernten Myonkammern.

Wegen der Wichtigkeit der Austrittsrichtung aus dem Joch wird daher in Kapitel X eine Rekonstruktion entwickelt, die eine bessere Beschreibung des Magnetfeldes zugrunde liegt.

Um Vergleiche anstellen zu können, soll im folgenden Abschnitt das bisherige Verfahren eingehend beschrieben werden.

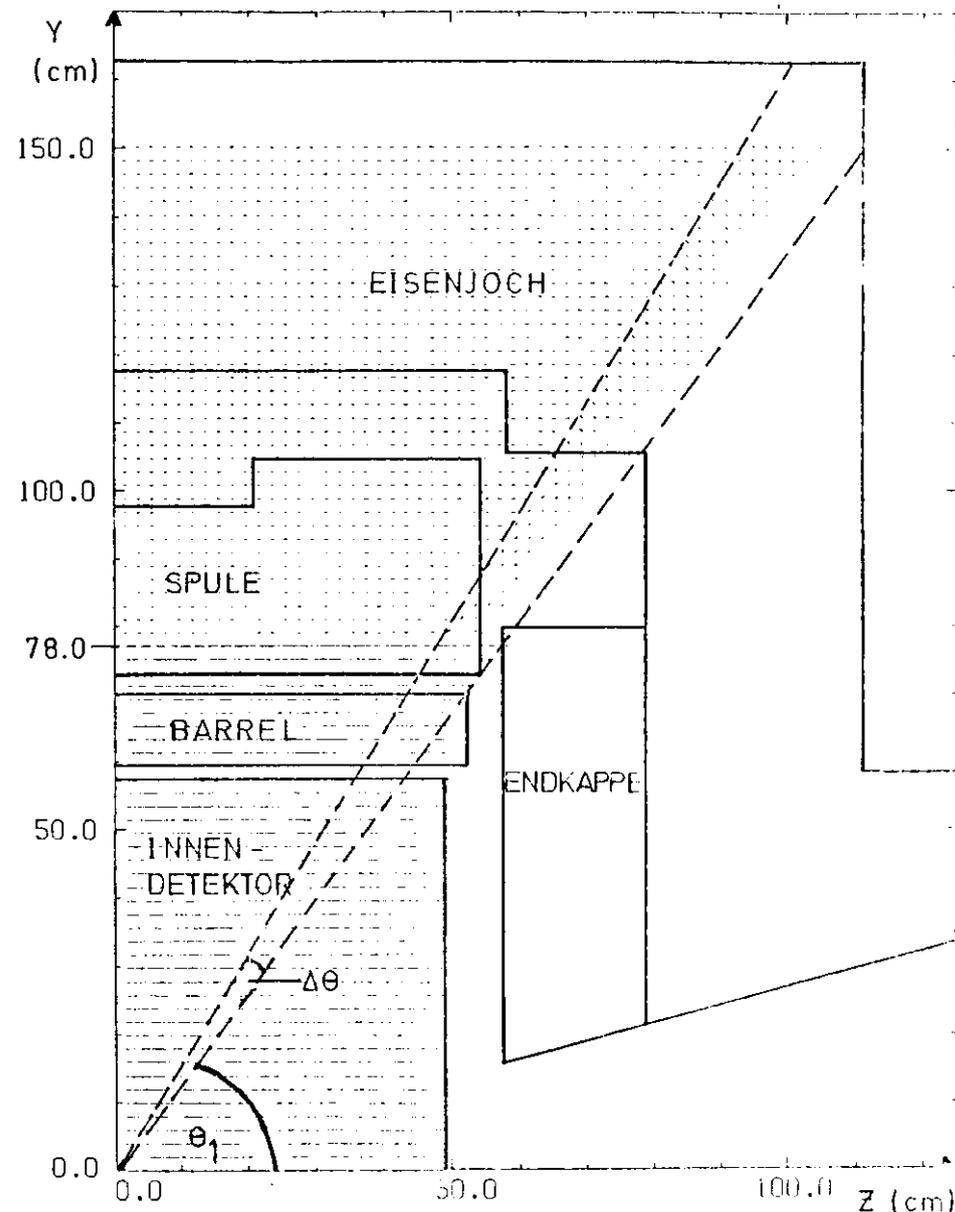


Abb. 22 : Das bei dem bisherigen Spurrekonstruktionsverfahren benutzte Magnetfeldmodell. Die Pfeillänge ist ein Maß für die Stärke des Feldes (vgl. Abb. 12).

IX.1 DIE BISHERIGE SPURREKONSTRUKTION

Das Magnetfeld, das dieser Rekonstruktion zugrunde liegt, ist in Abb.22 dargestellt. Die starken Näherungen dieses Feldlinienverlaufes gegenüber dem tatsächlichen werden im Vergleich mit Abb.12 deutlich.

Das angenommene Magnetfeld wird in Abhängigkeit von der Teilchenflugrichtung zur z-Achse in zwei Bereiche unterteilt:

1) Spuren mit $|\theta| \geq \theta_1$

Teilchen mit einem Flugwinkel $|\theta| > \theta_1$ zur Strahlachse durchfliegen im Anschluß an das Innenfeld $\vec{B}_{in} = (0,0,1.65 \text{ TESLA})$ ein ebenfalls zu z-paralleles Außenfeld. Die Proportionalität zwischen den beiden Feldern wird durch den Rückfluß-Parameter $b(\theta)$ in der folgenden Gleichung beschrieben:

$$\vec{B}_a = -b(\theta) \cdot \vec{B}_{in} \quad (\text{IX.1.1})$$

\vec{B}_a = Aussenfeld

\vec{B}_{in} = Innenfeld

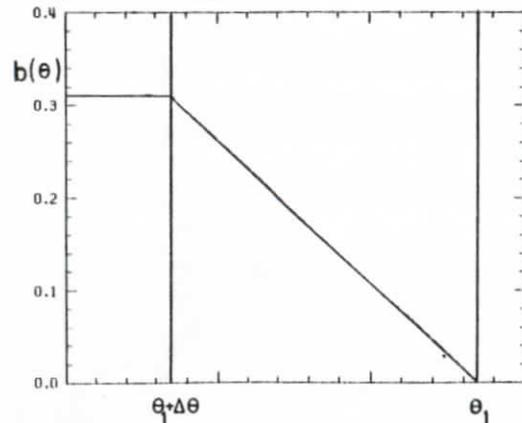


Abb. 23 : Rückfluß-Parameter $b(\theta)$ gegen den Flugwinkel des Teilchens zur z-Achse.

Der Rückfluß-Parameter $b(\theta)$ ist nur in dem Winkelbereich $\Delta\theta$ (s.Abb.22) eine Funktion von θ (s.Abb.23), in dem übrigen Winkelbereich ist $b(\theta)$ eine Konstante mit $b(\theta) = 0.31$.

Der konstante Parameter wird in Kap.IX.3 diskutiert.

2) Spuren unter $|\theta| < \theta_1$

Für diese Spuren erstreckt sich das Innenfeld \vec{B}_{in} in z-Richtung bis $z=48.5 \text{ cm}$ (Ende der Proportionalkammern in z-Richtung, s. auch Abb.1a). In dem sich anschließenden Raum wird kein Magnetfeld mehr angesetzt.

Entsprechend den unterschiedlichen Magnetfeldbereichen 1) und 2) muß auch die Spurrekonstruktion nach diesen Bereichen getrennt durchgeführt werden. Im folgenden Kap.IX.2 wird zunächst die Rekonstruktion für Spuren mit Flugwinkeln $|\theta| \geq \theta_1$ durchgeführt.

IX.2 REKONSTRUKTION FÜR SPUREN MIT $|\theta| \geq \theta_1$

In Abb.24a,b sind alle zur Spurextrapolation benötigten Spurparameter dargestellt. Die im Innendetektor erkannte Spur (s.Kap.VII) wird zunächst in der x-y Ebene bis zum Ende des Magnetfeldes \vec{B}_{in} bei $r_b=78 \text{ cm}$ (s.auch Abb.22) weitergeführt.

Zur Berechnung der Schnittpunktkoordinaten x_b, y_b und der Richtungscosinus der Spur mit dem Zylinder r_b werden zunächst die Koordinaten x_m und y_m des Mittelpunktes der im Innendetektor erkannten Spur benötigt, die durch folgende Gleichungen gegeben sind (zur Definition der Parameter s. auch Kap.VII):

$$x_m = (R_{rad} + R_{min}) \cdot \cos \varphi_{mit} \quad (\text{IX.2.1})$$

$$y_m = (R_{rad} + R_{min}) \cdot \sin \varphi_{mit}$$

Durch Anwendung des Cosinussatzes auf das Dreieck "ABM" (s.Abb.24a) erhält man die gewünschten Koordinaten:

Die Flugrichtung bzgl. der z - Achse ist durch $\cos(\theta)$ bestimmt, da das Magnetfeld in dem gesamten Bereich parallel zu dieser Achse verläuft. Die z-Koordinate des Schnittpunktes wird aus der folgenden Gleichung bestimmt (Abb.24b):

$$z_b = z_0 + r_b \cdot \cot\theta \quad (\text{IX.2.4})$$

Die Weglänge der Spur bis zu dem Punkt (x_b, y_b, z_b) ist gegeben durch (s. Abb.24a,b):

$$s_b = R_{rad} \cdot \alpha / \sin\theta \quad (\text{IX.2.5})$$

Der sich anschließende Magnetfeldbereich bis $r_J=150$ cm beschreibt im Anschluß an das betrachtete Innenfeld von 1.65 TESLA ein vollständiges Rückfließen der Linien (s. Abb.22). Für dieses Feld gilt die Beziehung IX.1 1.

Die Beschreibung der Spur im Feld \vec{B}_a geschieht völlig analog zu der im Innenfeld \vec{B}_{in} . Der neue Kreisbogen der Spur vom Punkt (x_b, y_b) bis (x_J, y_J) verläuft bis zu dem angesetzten Magnetfeldende bei einem weiteren Zylinderschnitt mit $r_J=150$ cm. Entsprechend dem Feldlinienverlauf ist der Drehsinn der Spur entgegengesetzt zu der Innenspur.

Zu berechnen sind die Koordinaten x_J und y_J der Spur in dem bezeichneten Schnittpunkt sowie die Richtungscosinus. Diese Berechnung geschieht analog zu der Koordinatenbestimmung des Punktes (x_b, y_b) . Die Analogie der sich entsprechenden Spurparameter auf beiden Spurabschnitten wird in der folgenden Tabelle dargestellt. Die Grössen selbst sind in Abb.24 dargestellt.

TABELLE 1

Innenspur	Aussenspur
R_{rad}	$\rho_{rad} = R_{rad}/b(\theta)$
R_{min}	ρ_{min} : aus Cosinussatz in ΔAMC
φ_{mit}	$\phi_{mit} = \arctan(\eta_{in}/\zeta_m)$
r_b	r_J
x_m, y_m	ζ_m, η_m
α	$\Delta + \Omega$

Die Koordinaten und Richtungscosinus am Magnetfeldende im Punkte (x_J, y_J) werden durch Ersetzen der in der Tabelle links stehenden Werte durch die neuen rechts stehenden in den Gleichungen für den Punkt (x_b, y_b) gebildet.

Die Ergebnisse dieses Rekonstruktionsverfahrens hängen entscheidend von der Wahl des Rückfluß-Parameters "b(θ)" ab. Die Feldstärke in dem Bereich mit dem konstanten Rückfluß-Parameter $b(\theta) = 0.31$ kann durch den tatsächlichen Feldlinienverlauf (Abb.12) nicht motiviert werden. Der Parameter muß so gewählt werden, daß die Näherungen des Magnetfeldes zu möglichst genauen Extrapolationsergebnissen führen. Zur Rechtfertigung des Wertes wird im folgenden Kapitel der Einfluß von b(θ) auf die Rekonstruktionsergebnisse untersucht.

IX.3 DIE WAHL DES RÜCKFLUSS-PARAMETERS

Um das Magnetfeldmodell und damit die Grösse des Rückfluß-Parameters zu bestätigen, wurde der Einfluß verschiedener Magnetfeldstärken auf die Güte der Extrapolation untersucht. Als Maß für die Güte kann dabei die auftretende Streukegelbreite für Höhenstrahlen, die mit eingeschaltetem Magnetfeld aufgenommen wurden, verwendet werden.

Wie bereits im Zusammenhang mit der Positionsbestimmung der Myonkammern (Kap.VIII) gesagt wurde, liefert die Differenz der extrapolierten mit der aus den Signalen ermittelten Myonkammertrefferkoordinate bei exakter Extrapolation die für den entsprechenden Impuls berechnete Streukegelbreite (Kap.V). Die benutzten Höhenstrahlen sollten kleine Impulse besitzen, da diese empfindlicher auf die Spurrekonstruktion reagieren als hochenergetische. Es wurden daher Spuren mit einem Impuls p zwischen 2 und 3 GEV/c gewählt. Der Rückfluß-Parameter wird nun im Rekonstruktionsprogramm variiert und die Streukegelverteilung gemessen.

Anschließend wird der Streukegel in ein Koordinatensystem senkrecht zur Spur transformiert, da nur in diesem System eine Gaußverteilung vorliegt (s. Abb.25).

Die Spurrekonstruktion wird für Werte des Rückfluß-Parameters von 0.1 bis 0.8 in 0.1 Schritten vorgenommen. An die Verteilungen werden dann Gaußverteilungen angepasst und so die Varianzen berechnet.

Die Streukegelverteilung mit der angepassten Gaußfunktion ist für den Rückfluß-Parameterwert $b(\theta) = 0.30$ in Abb.26 dargestellt.

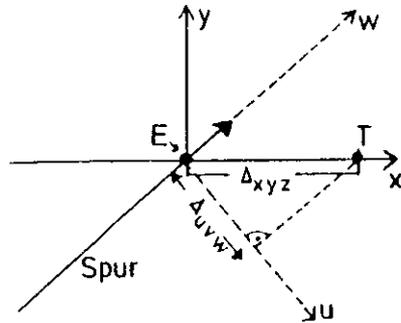


Abb. 25 : PLUTO Koordinatensystem und Koordinatensystem senkrecht zur Spur.
 $\Delta_{xyz}, \Delta_{uvw}$ = Differenz zwischen extrapoliert ("E") und Trefferkoordinate ("T").

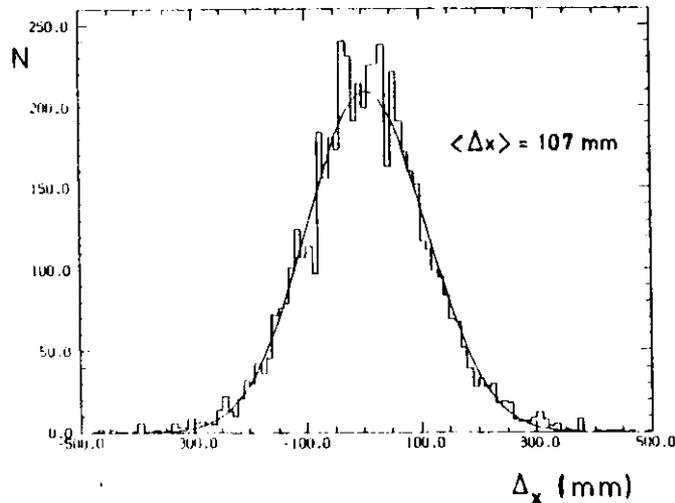


Abb. 26 Streukegelverteilung Δx für $b(\theta) = 0.30$:
 für Spuren mit Impulsen zwischen 2 und 3 GeV/c

Die Untersuchung konnte auf den maximalen Rückfluß-Wert von 0.8 beschränkt bleiben, da größere Werte aus Gründen der Flußerhaltung nicht möglich sind. Der beste Wert des Rückfluß-Parameters ist derjenige, bei dem die Varianz minimal wird.

Eine graphische Darstellung der jeweilig ermittelten Streukegelbreite in Abhängigkeit vom Rückfluß-Parameter zeigt Abb. 27.

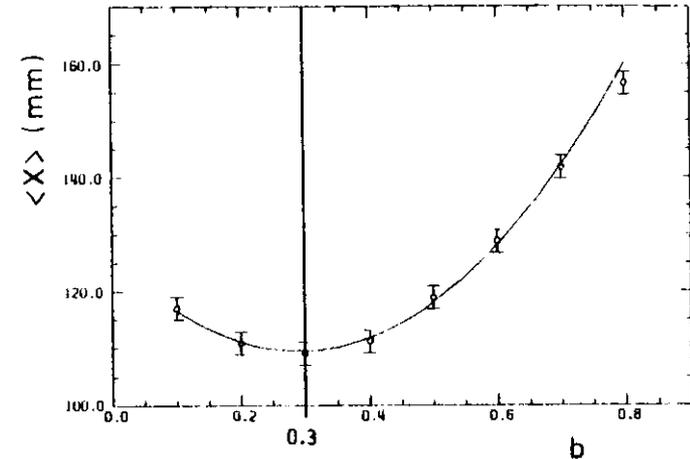


Abb. 27 : Mittlere laterale Versetzung $\langle X \rangle$ gegen Rückflußparameter $b(\theta)$. Die eingezeichnete Parabel ist eine Anpassung an die Daten.

An die gewonnenen Ergebnisse läßt sich eine Parabel zweiter Ordnung anpassen, deren Schwerpunkt (minimale Varianz) bei $b(\theta) = 0.30 \pm 0.02$ liegt

Diese Untersuchung kann keine Aussagen über die Güte der Rekonstruktion in dem Magnetfeldbereich mit konstantem Rückfluß-Parameter machen. Dieses wäre durch einen Vergleich der gemessenen mit der theoretischen Streukegelbreite möglich.

Um genügende Statistik zu erhalten, wurden jedoch zur Messung des Streukegels Spuren in dem Impulsbereich 2-3 GeV/c benutzt. In diesem Bereich ändert sich die theoretische Streukegelbreite sehr stark (s. Abb. 7), sodaß ein Vergleich nicht möglich ist. Es ist lediglich die Aussage gerechtfertigt, daß beide Streukegel größenordnungsmäßig übereinstimmen.

Die Güte der Rekonstruktion wird in Kap.IX.5 untersucht. Dieser Test umfasst die Rekonstruktion der Teilchenbahnen in allen Bereichen des Detektors.

Im folgenden Kapitel IX.4 wird daher zunächst die Rekonstruktion für Spuren mit $|\theta| < \theta_1$ (s. Abb.24) behandelt.

IX.4 REKONSTRUKTION FÜR SPUREN MIT $|\theta| < \theta_1$

Die Teilchenbahnen in diesem Bereich durchfliegen die Endkappenzähler. Für diese Flugbahnen setzt das Programm kein Magnetfeld im Joch an (s. Kap.IX.1). Die Spurrekonstruktion unterscheidet sich daher von dem in Kap.IX.1 beschriebenen Verfahren.

Statt die im Innendetektor erkannte Spur in der x-y-Ebene fortzuführen, werden nun die Spuren in der r-z-Ebene bis an das Magnetfeldende bei $z_g=48.5$ cm weitergeführt. Die Koordinaten und Richtungskosinus dieses Schnittpunktes (x_E, y_E, z_E) müssen nun bestimmt werden.

Die hierzu benötigten Gleichungen stimmen mit den Gln.IX.2.2 und IX.2.3 überein, wenn der dortige Winkel α durch den folgenden Winkel α' ersetzt wird:

$$\alpha' = (z_E - z_0) / (\cot\theta \cdot R_{rad}) \quad (IX.4.1)$$

Die Extrapolation bis an das Jochende erfolgt geradlinig.

Wie in Kapitel IX.1 erwähnt wurde die hier beschriebene Spurrekonstruktion zur Auswertung der 'Inneren Myonkammern' entwickelt. In dieser Arbeit sollen jedoch die Teilchenbahnen bis in die ca. 80 cm weiter entfernt liegenden Myonkammern extrapoliert werden.

Wegen der starken Näherungen des Magnetfeldes besteht die Möglichkeit, daß zumindest die Austrittsrichtung der Teilchen aus dem Magnetfeld nicht mit genügender Genauigkeit berechnet wird. Daher muß die Güte des Programmes an Hand von Testuntersuchungen, die in folgenden Kapitel beschrieben werden, bestimmt werden.

IX.5 TEST DER SPURREKONSTRUKTION

IX.5.1 TEST MIT HÖHENSTRAHLEN

Die Genauigkeit der in Kap.IX.2 und IX.4 beschriebenen Extrapolationsmethode wird durch Anwendung auf Höhenstrahlen im Magnetfeld untersucht. Die in Kap.VIII ermittelten Positionen der Myonkammern sollten bei einer exakten Rekonstruktion dieser Spuren reproduziert werden können.

Im Anschluß an die Rekonstruktion der Spur wird wie bei der Positionsbestimmung der Myonkammern in Kap.VIII für jede Kammer die Abweichung der extrapolierten von der Trefferkoordinate gebildet, wobei über alle Signaldrähte der jeweiligen Kammer gemittelt wird. Die Berechnung der Kammerkoordinaten aus diesen Abweichungen erfolgt wie in Kap.VIII.

Die Ergebnisse der Höhenstrahluntersuchung sind in Abb.28 dargestellt.

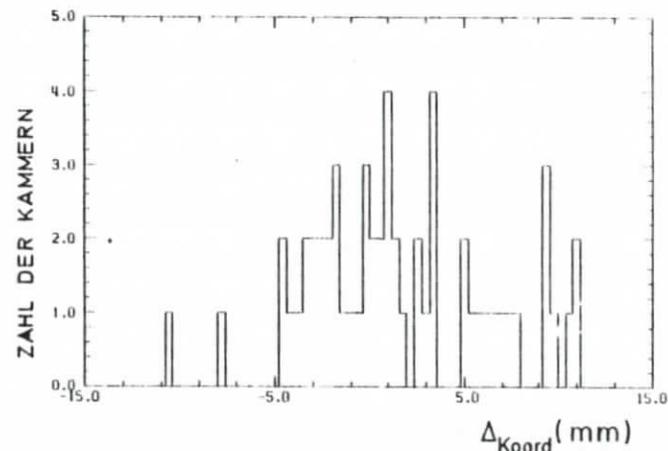


Abb.28 : Δ_{Koord} = Differenz der exakten Kammerkoordinate (aus Kap.VIII) und der mit dem Rekonstruktionsprogramm bestimmten Koordinate für alle Kammer mit genügender Statistik.

Die in diesem Kapitel beschriebene Spurextrapolation reproduziert danach die Kammerkoordinaten in den Grenzen von ca. ± 8 mm.

Mit dieser Untersuchung kann jedoch nur die in Kap.IX.2 beschriebene Extrapolation getestet werden, da die Mehrzahl der Höhenstrahlen unter großen Neigungswinkeln θ zur Strahlachse den Detektor durchquert. Für das in Kap.IX.4 beschriebene Verfahren liegt keine ausreichende Statistik vor.

Grobe Extrapolationsfehler können aufgrund dieses Tests für den genannten Bereich ausgeschlossen werden.

Im folgenden Abschnitt wird ein weiterer Test durchgeführt, der im gesamten Detektorbereich effizient ist.

IX.5.2 VERGLEICH DES PROGRAMMES MIT DER EXAKTEN EXTRAPOLATION

Zur Überprüfung des Rekonstruktionsprogrammes in allen Detektorbereichen werden in diesem Kapitel die exakten Durchstoßpunkte von Teilchenbahnen in den Myonkammern bestimmt. Dazu werden Teilchenspuren mit beliebigen Flugwinkeln θ zur Strahlachse (Abb.13) benutzt.

Die Verfolgung der Spuren durch den Detektor geschieht in infinitesimalen Schritten mit einer Weglänge von ca.5 mm nach der iterativen Methode (Kap.IV), wobei das exakte Magnetfeld aus Abb.12 ohne Näherungen benutzt wird. Die so erzielten Ortskoordinaten in den Myonkammern werden mit den Koordinaten, welche die beschriebene Extrapolation liefert, verglichen. Abb.29 zeigt die Resultate dieser Untersuchung.

Abb.29a,b zeigen die Differenzen der Durchstoßkoordinaten beider Verfahren für einen Teilchenimpuls von $p = 2 \text{ GeV/c}$. Dargestellt ist die in folgender Gleichung definierte Ellipse:

$$\Delta = \sqrt{(x_{\text{EXA}} - x_{\text{REK}})^2 + (y_{\text{EXA}} - y_{\text{REK}})^2 + (z_{\text{EXA}} - z_{\text{REK}})^2} \quad (\text{IX.5.1})$$

x, y, z_{EXA} = Koordinaten des iterativen Verfahrens
 x, y, z_{REK} = Koordinaten des Rekonstruktionsverfahrens

Dabei bezieht sich Abb.29a auf das in IX.2 beschriebene Verfahren und Abb.29b auf das in IX.4 beschriebene. Die impulsabhängigen Resultate für beide Methoden, die im folgenden diskutiert werden, zeigt Abb.29c.

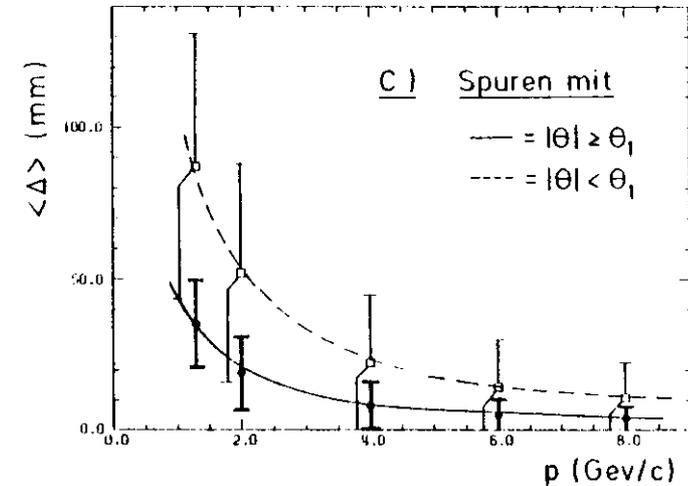
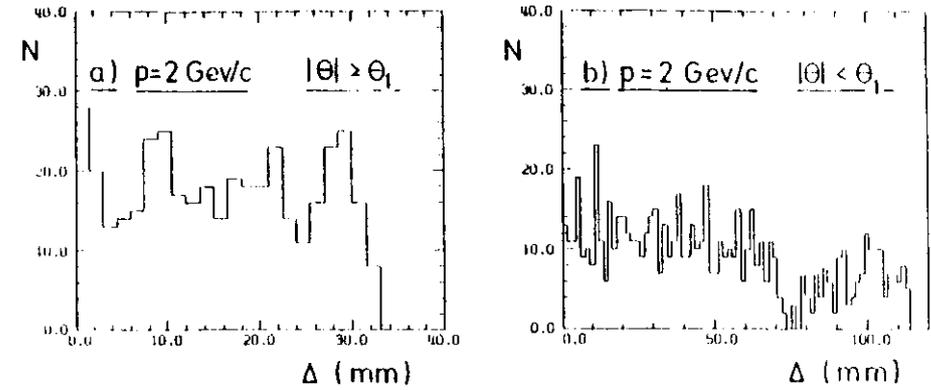


Abb.29 · Differenz Δ der exakten und der mit dem Rekonstruktionsprogrammen (Kap. IX) bestimmten Durchstoßpunkte in den Myonkammern. (a) Spuren mit $|\theta| \geq \theta_1$, (b) Spuren mit $|\theta| < \theta_1$ und einem Impuls von $p = 2 \text{ GeV/c}$ (c) Mittlere Differenz $\langle \Delta \rangle$ gegen Impuls

In Kap.VII wurde die Ungenauigkeit des Austrittsortes der Spur aus dem In-
nendetektor mit $\langle \Delta_m \rangle \sim 3.2 \text{ cm}$ (Abb.15) berechnet.

Der zusätzliche Fehler der sich anschließenden
Spurrekonstruktion (Abb.29), der durch die Näherungen des Magnetfeldes
zustande kommt, sollte diesen Wert nicht übersteigen.

Die folgende Diskussion der Testergebnisse in Abb.29 wird auf den
Impulsbereich zwischen 1.3 GeV/c (Mindestimpuls eines Myons zum
Durchdringen des Hadronabsorbers (Abb.4)) und 3 GeV/c beschränkt, da
die Rekonstruktion für niedrige Teilchenenergien besonders empfindlich
ist. Höher energetische Spuren werden durch das Magnetfeld weniger stark
beeinflusst (s.dazu Gl.IV.2).

Aus Abb.29 ergibt sich deutlich, daß der Fehler aufgrund der Magnetfeld-
näherungen der beschriebenen Rekonstruktionsmethode größer ist als der
geforderte Maximalwert.

Während für Spuren mit $|\theta| \geq \theta_1$ (Abb.22) der Fehler gerade noch innerhalb
der Toleranzgrenzen liegt, ist er für Spuren mit $|\theta| < \theta_1$ um einen Faktor
2-3 zu hoch. Die Näherung des Außenfeldes $\vec{B}_a = 0$ in diesem Bereich ist
für die Anwendung der Rekonstruktion bis in die Myonkammern offenbar
nicht geeignet.

Als Fazit dieser Testergebnisse stellt sich die Forderung nach einer
exakteren Rekonstruktion, bei der insbesondere Wert auf die richtige Be-
stimmung der Teilchenflugrichtung aus dem Magnetfeld gelegt wird. Dies
kann nur durch eine stärkere Anlehnung des zur Rekonstruktion
verwendeten Magnetfeldmodells an den tatsächlichen Verlauf (Abb.12)
erreicht werden.

Im folgenden Kapitel soll daher eine Rekonstruktion entwickelt werden, die
diesen Bedingungen genügt.

X. DIE VERBESSERTERTE SPURREKONSTRUKTION

Zur Einsparung von CPU-Zeit enthält auch diese im Folgenden entwickelte
und verbesserte Spurextrapolation Näherungen über das Magnetfeld. Eine
Verbesserung gegenüber der in Kap.IX beschriebenen Methode wird durch
eine weitgehendere Übereinstimmung zwischen dem Magnetfeldmodell und
dem wirklichen Feldverlauf erzielt.

Wegen der unterschiedlichen Magnetfeldstruktur in den verschiedenen
Detektorbereichen werden auch hier in Abhängigkeit des Neigungswinkels
einer Spur zur z-Achse verschiedene Durchführungen für die
Rekonstruktion gewählt.

Zur Erklärung der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden ist in Abb.30
nochmals der Magnetfeldverlauf aus Abb.12 gezeigt. Zusätzlich sind die
Grenzen, welche die Wahl der Durchführung in der Spurextrapolation
festlegen, eingezeichnet.

Die Rekonstruktion der Teilchenspuren wird in die drei folgenden Gruppen
eingeteilt:

- a) Spuren mit $|\theta| > \vartheta_1$
- b) Spuren mit $\vartheta_1 \leq |\theta| \leq \vartheta_2$
- c) Spuren mit $|\theta| < \vartheta_2$

Die obigen Definitionen beziehen sich auf Abb.30, in der nur die rechte
obere Hälfte des symmetrischen Detektors (Abb.1) dargestellt ist. Die
restlichen Bereiche des Detektors erhält man durch Spiegelung. Auch die
Beschreibung der Spurrekonstruktion kann wegen der Symmetrie auf
diesen Teil des Detektors beschränkt bleiben.

Für den jeweiligen Bereich wird in den folgenden Abschnitten zuerst das
Feld und die daraus resultierende Rekonstruktion beschrieben.

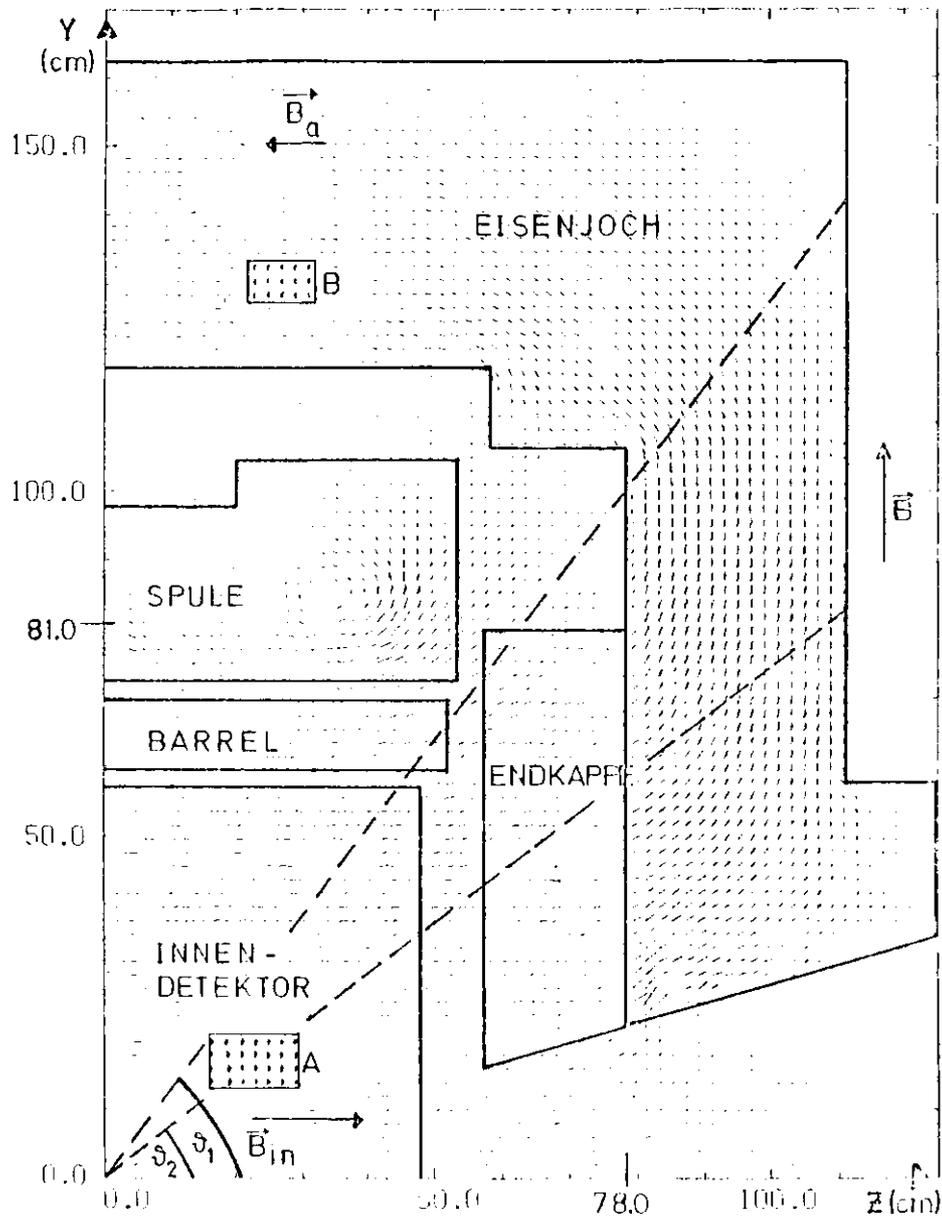


Abb. 30 : PLUTO - Magnetfeld in der y - z - Ebene mit den Grenzen für die Rekonstruktionsmethoden.

X.1 SPUREN MIT $|\theta| > \vartheta_{1-}$

Zur Verdeutlichung des Magnetfeldes, welches diese Spuren durchfliegen, wird das Feld in Abb.31 analysiert.

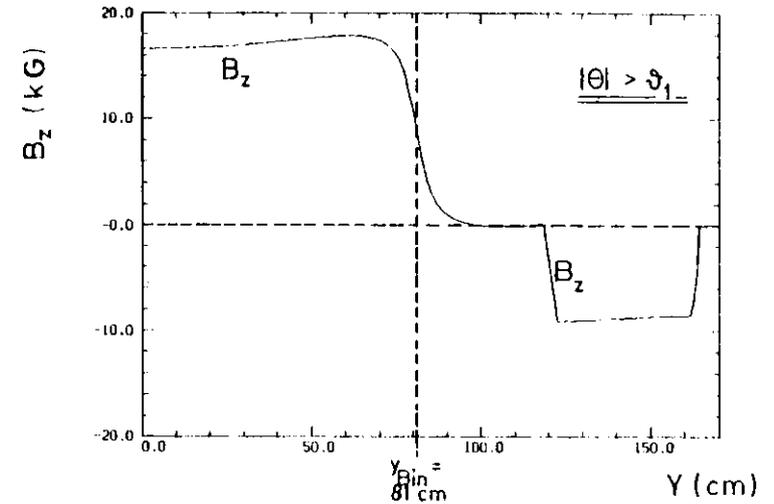


Abb 31 : Magnetische Induktion B_z gegen y-Koordinate für Spuren mit $|\theta| > \vartheta_{1-}$

Diese Abbildung zeigt das Feld in Abhängigkeit von der y-Koordinate, wie es annähernd in dem genannten θ - Bereich gegeben ist

Es existieren drei aufeinanderfolgende nahezu homogene Feldbereiche. Der erste Bereich beschreibt das zu z-parallele Innenfeld $\vec{B}_{in} = (0.0, 1.65 \text{ TESI}, 0)$, an welches sich ein fast feldfreier Raum bis zur Innenkante des Rückflussjoches anschließt.

Als Ende des Innenfeldes wird nach Abb.31 die y-Koordinate $y_{B_{in}} = 81 \text{ cm}$ definiert, wo die Feldstärke auf die Hälfte ihres Wertes abgesunken ist.

Im Rückflussjoch liegt wieder ein zu z-paralleles und dem Innenfeld entgegengerichtetes Feld \vec{B}_a vor. Die Proportionalität zwischen \vec{B}_{in} und \vec{B}_a kann also wie in Kap IX 1 über die Größe des Rückfluss-Parameters beschrieben werden, der jetzt von θ unabhängig ist:

$$\vec{B}_a = - 0.507 \cdot \vec{B}_{in} \quad (X.1.1)$$

Der Wert 0.507 für den "Rückfluss-Parameter" ergibt sich durch Mittelung über alle Feldstärken im Jochbereich, die sich in den Grenzen 0.81 - 0.88 TESLA bewegen (Abb 31, Abb 30).

Für die Spurextrapolation ist weiterhin die Kenntnis der Feldbegrenzung im Joch notwendig. Aus Abb.30 ergibt sich, daß in den Jochecken das Feld nahezu verschwindet, was durch den kreisähnlichen Verlauf auch verständlich ist. Dasselbe Feldverhalten ist daher auch in der x-y Ebene zu erwarten.

Die magnetfeldfreien Gebiete des Rückflussjoches in der x-y Ebene sind in Abb.32 als schraffierte Bereiche gekennzeichnet. Gleichzeitig zeigt diese Abbildung die Spurextrapolation, die noch erläutert wird.

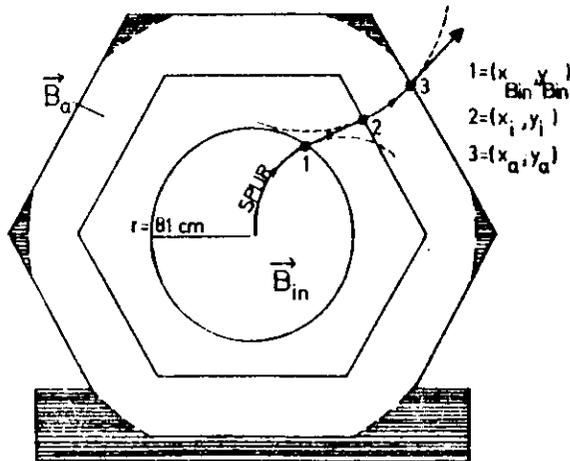


Abb. 32 : Magnetfeldbegrenzung und Spurverlauf in der x-y-Ebene für Spuren mit $|\theta| < \theta_1$

Man erhält die Feldbegrenzung in der x-y Ebene durch Überlegungen zur Flußerhaltung.

Der Fluß im Innendetektor (bis $y_{Bin} = 81$ cm) muß gleich groß sein wie der Fluß durch die Jochfläche. Dieser Sachverhalt wird in den folgenden Gleichungen verdeutlicht:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{F} = 0$$

$$B_{in} \cdot \pi \cdot y_{Bin}^2 = B_a \cdot F_B$$

$$F_B = \frac{B_{in} \cdot \pi \cdot r_b^2}{0.507 \cdot B_{in}} \quad (X.1.2)$$

$$F_B = 40655 \text{ cm}^2$$

F_B bezeichnet die vom Feld ausgefüllte Jochfläche. Die geometrische Jochfläche F_J in dieser Ebene ist:

$$F_J = 42778 \text{ cm}^2$$

F_J ist also um 2123 cm^2 grösser als F_B . Es werden daher nur $\sim 95\%$ der Jochfläche von den Feldlinien gefüllt. Es liegt nahe, die fehlenden 5% auf die sechs Jochecken zu verteilen, um so einen möglichst glatten Feldlinienverlauf zu ermöglichen. Dies führt auf die Begrenzung des Aussenfeldes \vec{B}_a in der x-y-Ebene, wie sie in Abb.32 dargestellt ist.

Aus dem beschriebenen Magnetfeldverlauf ergibt sich die folgende Rekonstruktionsmethode:

Analog zu Kapitel IX wird die im Innendetektor erkannte Spur in der x-y Ebene bis zum Ende des Feldes \vec{B}_{in} bei $y_{Bin} = 81$ cm weitergeführt. Die Berechnung der Schnittpunktkoordinaten und Richtungscosinus im Punkt $(x_{Bin}, y_{Bin}, z_{Bin})$ (Abb.32) wird nach Gl. IX.2.5 durchgeführt.

Von dem errechneten Schnittpunkt aus wird die Spur bis zu den Innenkanten des Joches geradlinig weiter extrapoliert (Abb.32).

Die Beschreibung der Spur im Aussenfeld \vec{B}_a des Joches geschieht analog zu der Rückbiegung der Teilchenbahn in Kap IX.2. Der Austrittsort (x_a, y_a, z_a) entspricht dabei dem Punkt (x_1, y_1, z_1) aus Abb.24a.

Von dieser Stelle aus wird die Spur mit der berechneten Austrittsrichtung durch den magnetfeldfreien Bereich bis in die Myonkammern geradlinig extrapoliert.

X.2 SPUREN MIT $\vartheta_1 < |\theta| < \vartheta_2$

Es soll zunächst wieder das Magnetfeld erläutert werden, welches die genannten Teilchenspuren durchquert.

Abb. 30 zeigt, daß sich das Feld des Innendetektors bis zur Innenkante des Joches bei $z_e = 78$ cm in nahezu der vollen Stärke fortsetzt.

Das sich daran anschließende Außenfeld im Rückflussjoch ist in Abb. 33 genauer analysiert. Es sind darin die Komponenten B_y und B_z des Feldstärkevektors in Abhängigkeit von der y -Koordinate über annähernd den gesamten z -Bereich des Joches aufgetragen.

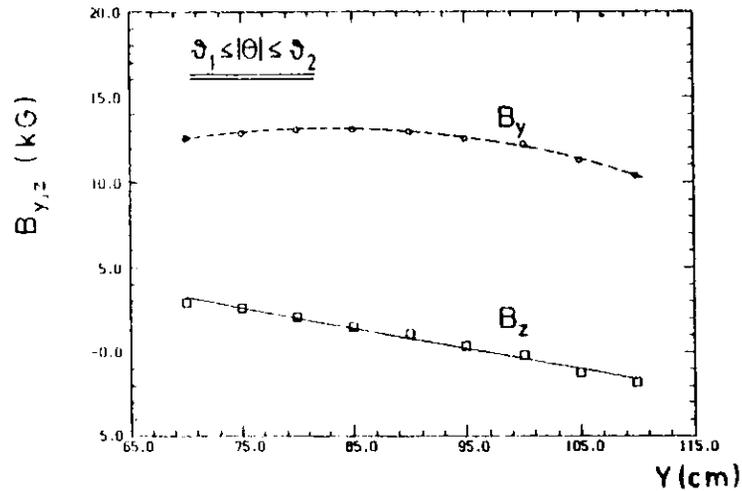


Abb. 33 : B_y und B_z in Abhängigkeit von y

B_z ist nach dieser Abbildung gegenüber B_y vernachlässigbar. Die y -Komponente der magnetischen Induktion B_y ist über den gesamten y -Bereich nahezu konstant mit einem Wert von etwa 1.2 TESLA.

Es ist daher naheliegend (s. auch Kap. VI.3), ein in der x - y -Ebene radiales Feld mit $B_z = 0$ anzusetzen

Die Spurrekonstruktion, die auf diesem Verlauf basiert, soll nun beschrieben werden. Im Gegensatz zu Kap. X.1 wird die im Ortsdetektor erkannte Spur in der y - z -Ebene behandelt. Sie wird zunächst bis zur Innenkante des Joches weitergeführt. Der Schnittpunkt der Spur mit dieser Kante wird

nach Gl. IX.4.1 berechnet, wobei für z_e in dieser Gleichung der Wert $z_e = 78$ cm eingesetzt werden muß.

Die Spurbeschreibung in dem radialen Feld des Rückflussjoches kann nach den bisher benutzten Methoden durchgeführt werden, wenn man die Spur in einem gedrehten Koordinatensystem betrachtet. Diese Transformation wird in Abb. 34 gezeigt.

Das transformierte Koordinatensystem (x', y', z') wird so gewählt, daß die z' -Achse in Richtung des radialen Feldes $\vec{B}_r = (B_x, B_y, 0)$ zeigt. Durch Transformation der Koordinaten sowie der Richtung der Spur im Punkt (x_e, y_e, z_e) erfolgt die Extrapolation durch das Joch in dem gedrehten System völlig analog zur Spurbeschreibung wie beispielsweise in Kap. VII.

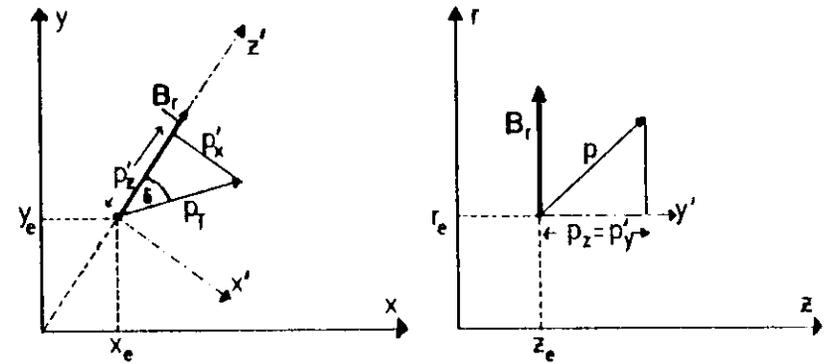


Abb. 34 : Transformation der Spur von $(x, y, z) \rightarrow (x', y', z')$

x, y, z - System	x', y', z' - System
p_x	$p_x' = p_t \sin \delta$
p_y	$p_y' = p_z$
$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$	$p_t' = \sqrt{p_x'^2 + p_y'^2}$
p_z	$p_z' = p_t' \cos \delta$
$p = \sqrt{p_t^2 + p_z^2}$	$p' = \sqrt{p_t'^2 + p_z'^2}$
$\vec{B} = (0, 0, B_z)$	$\vec{B}_r = (0, 0, B_z')$

(X.2.1)

Die Spur wird in dem neuen System bis an das Jochende bei $z=110$ cm (s. Abb. 30) extrapoliert. Die Koordinaten und Richtungskosinus im Schnittpunkt des Jochendes müssen anschließend wieder in das PLUTO-Koordinatensystem zurücktransformiert werden, um die Extrapolation in die Myonkammern durchführen zu können.

X.3 SPUREN MIT $|\Theta| < \vartheta_2$

Wie für Spuren, die in X.2 rekonstruiert wurden, setzt sich auch für diese Teilchenbahnen das Magnetfeld des Innendetektors bis zur Innenkante des Jochs in nahezu der vollen Stärke fort.

Während jedoch in den bisher diskutierten Bereichen zumindest eine Komponente des Magnetfeldes im Rückflußjoch vernachlässigt werden konnte, besitzt das Feld in dem hier vorliegenden Jochbereich jedoch drei nicht verschwindende Komponenten.

In Abb. 35 sind die Magnetfeldkomponenten B_y, B_z in drei verschiedenen Tiefen des Jochs dargestellt.

Es ergibt sich aus dieser Abbildung eine nahezu lineare Abhängigkeit der Feldkomponenten von der y -Koordinate. B_z zeigt mit wachsendem y einen linearen Abfall, B_y dagegen einen Anstieg.

Für die Spurextrapolation kann daher folgendes Magnetfeldmodell benutzt werden.

Die Jochdicke wird dazu in z -Richtung in drei Abschnitte unterteilt:

- a) $80 \text{ cm} \leq z < 90 \text{ cm}$; $B_{y,z}(y,z) = B_{y,z}(y,z=80\text{cm})$.
- b) $90 \text{ cm} \leq z < 100 \text{ cm}$; $B_{y,z}(y,z) = B_{y,z}(y,z=90\text{cm})$
- c) $100 \text{ cm} \leq z < 110 \text{ cm}$; $B_{y,z}(y,z) = B_{y,z}(y,z=100\text{cm})$

Zur Einsparung von CPU-Zeit wird das Feld auf diesen Intervallen als z -unabhängig angesetzt. Die jeweilige Größe der Komponenten B_y und B_z in diesen Bereichen wird aus den Anpassungsgeraden (Abb. 35) berechnet.

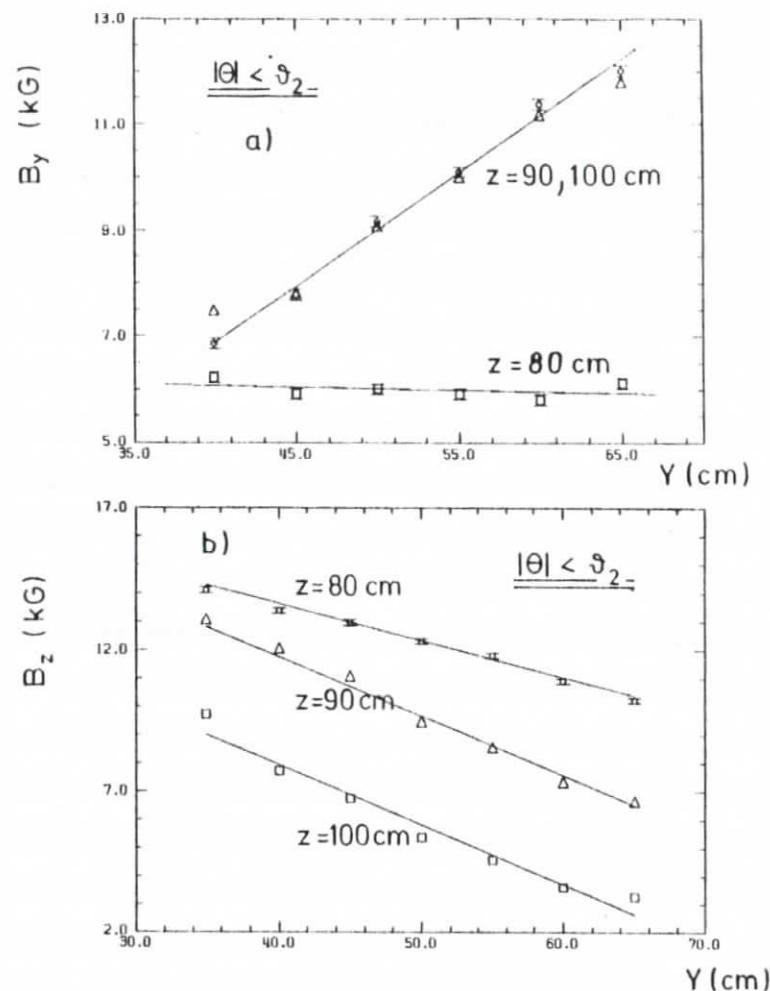


Abb. 35 : (a) B_y gegen y für $z = 80, 90, 100$ cm
(b) B_z gegen y für $z = 80, 90, 100$ cm

Bei der Spurrekonstruktion wird zunächst in der y - z Ebene der Schnittpunkt der Innenspur mit der Jochinnenkante wie in X.2 berechnet. Da das Modell im Joch ein dreidimensionales Feld ansetzt, kann das bisherige Prinzip der Spurextrapolation nicht angewandt werden.

Die Fortführung der Teilchenbahn muß über die elementaren Bewegungsgleichungen im Magnetfeld beschrieben werden, wie auch im Falle der iterativen Spurverfolgung in Kap. IV (Glg. IV.2)

Die Schrittweite entspricht hier der unter (a - c) vorgenommenen Jochaufteilung (ab $z = 78$ cm in Intervallen von jeweils ~ 10 cm bis zum Jochende bei $z = 110$ cm). Nach jedem Teilabschnitt werden die neuen Richtungscosinus und Koordinaten berechnet. Der Wert des Magnetfeldes an jeder Stelle des Intervalles ergibt sich wie beschrieben aus den Anpassungsgeraden der Abb. 35.

Spuren in dem materiefreien Bereich unterhalb des Joches (Abb. 30) werden nicht rekonstruiert, da sie für die Myonenidentifikation nicht herangezogen werden können.

Zusammen mit den in Kap. X.1 und X.2 beschriebenen Methoden ermöglicht das zuletzt behandelte Verfahren die Rekonstruktion jeder im Ortsdetektor ("Innendetektor") vermessenen Spur bis in die Myonkammern.

Wie exakt diese Rekonstruktion trotz der vorgenommenen Magnetfeldnäherungen den tatsächlichen Teilchendurchgang in den Myonkammern reproduziert, soll im folgenden Kapitel untersucht werden.

X.4 TEST DER NEU ENTWICKELTEN SPURREKONSTRUKTION

Für das neu entwickelte Verfahren werden dieselben Tests wie bei der bisherigen Rekonstruktion in Kap. IX.5 durchgeführt.

X.4.1 TEST MIT HÖHENSTRAHLEN

Bei exakter Teilchenspurverfolgung sollten aus der Rekonstruktion der im Ortsdetektor vermessenen Höhenstrahlen die korrigierten Koordinaten der Myonkammern reproduziert werden können.

Abb. 36 zeigt die Abweichung der mit der Rekonstruktion erzielten Kammerkoordinaten von den in Kap. VIII verbesserten Werten.

Der Vergleich dieser Abbildung mit Abb. 28 macht deutlich, daß dieses neue Verfahren zu besseren Ergebnissen als das bisher benutzte Verfahren aus Kap. IX führt, da es die Kammerkoordinaten bis auf ± 5 mm reproduziert (das bisherige Programm lieferte die Grenzen ± 8 mm). Dieses Ergebnis

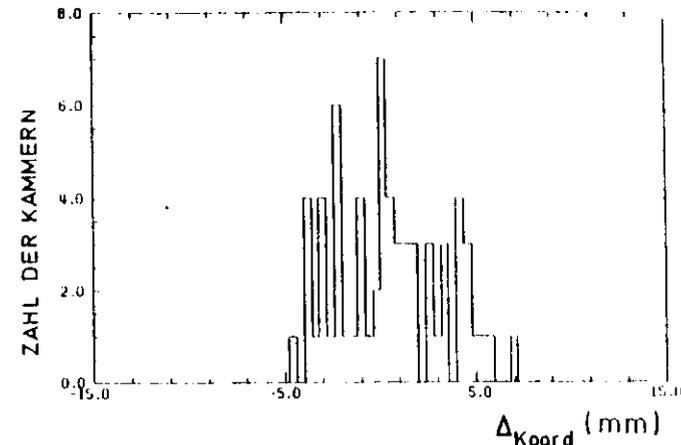


Abb. 36 : Δ_{Koord} = Differenz der exakten Kammerkoordinaten (aus Kap. VIII) und der mit dem Rekonstruktionsprogramm bestimmten Koordinaten für alle Kammern mit genügender Statistik.

gilt jedoch nur für die in IX.2 und X.1 beschriebenen Methoden (vgl. Kap. IX.5).

Zur Überprüfung der Rekonstruktion im gesamten Detektorbereich wird daher im folgenden Kapitel ein Vergleich mit der iterativen Verfolgung durchgeführt.

X.4.2 VERGLEICH DES PROGRAMMES MIT DER ITERATIVEN EXTRAPOLATION

Es wird derselbe Test wie in Kap. IX.5 durchgeführt. Abb. 37 zeigt in Analogie zu Abb. 29 die Ergebnisse dieses Vergleichs, wobei wiederum die in Glg. IX.5.1 definierte Größe Δ dargestellt ist:

$$\Delta = \sqrt{(x_{\text{EXA}} - x_{\text{REK}})^2 + (y_{\text{EXA}} - y_{\text{REK}})^2 + (z_{\text{EXA}} - z_{\text{REK}})^2} \quad (\text{X.4.1})$$

x, y, z_{EXA} = Koordinaten des iterativen Verfahrens

x, y, z_{REK} = Koordinaten des neuen Rekonstruktionsverfahrens

Beim Vergleich ist auf die unterschiedlich gewählten Maßstäbe in beiden Abbildungen zu achten.

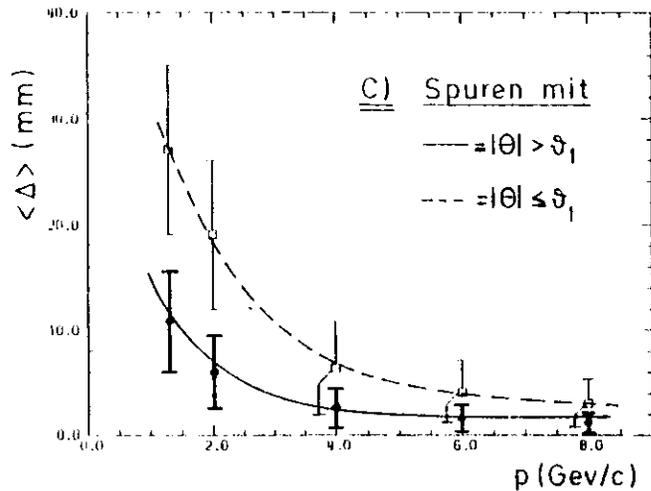
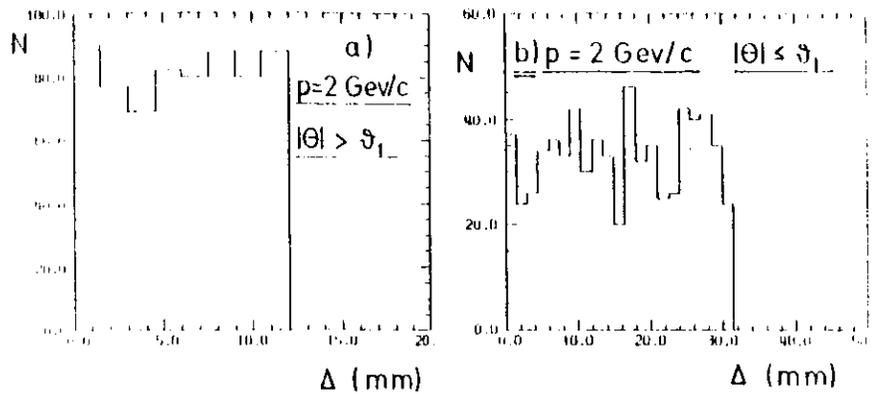


Abb. 37: Differenz Δ der exakten und der mit dem neuen Rekonstruktionsprogramm bestimmten Durchstoss-punkte in den Myonkammern.
 (a) Spuren mit $|\theta| > \vartheta_1$. (b) Spuren mit $|\theta| \leq \vartheta_1$ und einem Impuls von $p = 2 \text{ GeV}/c$.
 (c) Mittlere Differenz $\langle \Delta \rangle$ gegen Impuls.

Alle Spuren mit $|\theta| \leq \vartheta_1$ sind für diese Fehleranalyse in einer Gruppe zusammengefaßt worden, um einen direkten Vergleich mit Abb. 29 zu ermöglichen.

Es wird deutlich, daß das neu entwickelte Verfahren über den gesamten Detektorbereich eine wesentliche Verbesserung der Spurrekonstruktion darstellt. Der Fehler aufgrund der Magnetfeldnäherungen konnte gegenüber dem früheren Verfahren etwa um einen Faktor 3 unterdrückt werden und liegt somit für Impulse von 1.3–2 GeV/c innerhalb der in Kap. VII geforderten Toleranzgrenze von etwa 3.2 cm, und für höhere Impulse weit darunter.

Die Rekonstruktion für Spuren mit $|\theta| > \vartheta_1$ zeichnet sich in diesem Test durch eine besondere Genauigkeit aus. Dieses Ergebnis war zu erwarten, da gerade in diesem Bereich das angesetzte Magnetfeldmodell mit dem tatsächlichen Verlauf fast identisch ist. Aber auch in den anderen Bereichen ist eine zufriedenstellende Genauigkeit erreicht worden.

Die durch die Magnetfeldnäherungen bedingten Unsicherheiten des Spurverlaufs (Abb. 37) müssen bei der Myonenidentifikation, die in Kap. XII diskutiert wird, berücksichtigt werden.

Eine weitere Spurringenauigkeit wird durch die Meßfehler der Spur im Ortsdetektor verursacht, die schon in Kap. VII zu einer Unsicherheit in der Kenntnis des Austrittsortes der Spur aus dem Ortsdetektor führte.

Die Auswirkung dieser Fehler auf die Spurrekonstruktion bis in die Myonkammern wird im folgenden Kapitel diskutiert.

XI EXTRAPOLATIONSFEHLER DURCH MEßGENAUIGKEITEN IM ORTSDETEKTOR

XI.1 FEHLERQUELLE FÜR DIE EXTRAPOLIERTEN KOORDINATEN

Die Grundlage für die Spurextrapolation in die Myonkammern ist die im PLUTO-Innendetektor erkannte Spur. Wie in Kapitel VII beschrieben, ist diese Spurerkennung mit Meßfehlern behaftet, die zu einem mittleren Fehler von 1-1,5 cm pro Koordinate im Austrittsort aus dem Innendetektor (Abb 15) führen. Die Flugrichtung aus dem Ortsdetektor ist ebenfalls mit einem Fehler behaftet.

Bei der Spurrekonstruktion wirkt sich dieser Fehler nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz auf die Genauigkeit der Ortsbestimmung des Teilchendurchganges in den Myonkammern aus. Die Kenntnis dieses Fehlers ist für die Myonenidentifikation notwendig (Kap.XII).

Im Folgenden werden deshalb die Extrapolationsfehler aufgrund der Meßgenauigkeiten im Ortsdetektor berechnet.

XI.2 THEORIE DER FEHLERBERECHNUNG

Eine Diskussion der Spurefehler im Innendetektor ist in [BUR77] zu finden. Die Fehler der Spurparameter im Innendetektor werden in der "Kovarianzmatrix C" angeordnet, die wie folgt aufgebaut ist:

$$C = \begin{matrix} & \kappa & R_{mit} & \varphi_{mit} & Z_0 & \Delta_{zs} \\ \kappa & C_{\kappa\kappa} & C_{\kappa r} & C_{\kappa p} & 0 & 0 \\ R_{mit} & & C_{rr} & C_{rp} & 0 & 0 \\ \varphi_{mit} & & & C_{pp} & 0 & 0 \\ Z_0 & & & & C_{zz} & C_{zd} \\ \Delta_{zs} & & & & & C_{dd} \end{matrix}$$

$i, j = \kappa, r, p, z, d$

$\rho(i, j)$ = Korrelationskoeffizient zwischen i und j

$$C_{ii} = \sigma_i^2$$

$$C_{ij} = \rho(i, j) \cdot \sigma_i \cdot \sigma_j$$

Auf der Diagonalen stehen die Quadrate der Fehler der einzelnen Spurparameter. Die übrigen Elemente beschreiben die Kovarianzen der Parameter untereinander (Kap VII).

Da diese Matrix symmetrisch zur Diagonalen aufgebaut ist, wurde nur die obere Hälfte beschriftet; die untere kann durch Spiegelung unmittelbar gebildet werden. Aus dieser Matrix wird auch noch einmal klar, daß keine Korrelationen zwischen Parametern verschiedener Ebenen (x-y Ebene/r-z Ebene) bestehen.

Zu bestimmen ist nun die Varianzen-Kovarianzen Matrix "D" für den Satz der extrapolierten Koordinaten x,y,z sowie der Richtungscosinus dx,dy,dz in den Myonkammern, die analog zur "C-Matrix" aufgebaut ist

$$D = \begin{matrix} & x & y & z & dx & dy & dz \\ x & D_{xx} & D_{xy} & D_{xz} & D_{x dx} & D_{x dy} & D_{x dz} \\ y & & D_{yy} & D_{yz} & D_{y dx} & D_{y dy} & D_{y dz} \\ z & & & D_{zz} & D_{z dx} & D_{z dy} & D_{z dz} \\ dx & & & & D_{d dx} & D_{d dy} & D_{d dz} \\ dy & & & & & D_{d y dy} & D_{d y dz} \\ dz & & & & & & D_{d z dz} \end{matrix}$$

Die komplizierte Abhängigkeit des Satzes (x,y,z,dx,dy,dz) von den Spurparametern ist aus den Bestimmungsgleichungen dieser Größen (z.B. Gl.X 2.2) ersichtlich

Dieser Zusammenhang zwischen den beiden Parametersätzen läßt sich vereinfacht so ausdrücken

$$W = (x, y, z, dx, dy, dz)$$

$$V = (\kappa, R_{mit}, \varphi_{mit}, Z_0, \Delta_{zs}) \quad (XI 2.1)$$

$$W = W(V)$$

Durch Differenzierung von Gl.XI 2.1 erhält man ein lineares Gleichungssystem zwischen beiden Parametersätzen:

$$dW = A \cdot dV \quad (XI.2.2)$$

A = Ableitungsmatrix von W nach V

Das Fehlerfortpflanzungsgesetz liefert die gesuchte Matrix "D" [BRA75]:

$$D = A \cdot C \cdot A'$$

A = Ableitungsmatrix (s.o.)

A' zu A transponierte Matrix (XI.2.3)

C = Kovarianzmatrix der Spurparameter

Die Ergebnisse dieser Fehlerberechnung sollen nun im folgenden Kapitel diskutiert werden.

XI.3 DER FEHLER DER EXTRAPOLIERTEN KOORDINATE

Für die Berechnung des Fehlers der extrapolierten Koordinaten in den Myonkammern aufgrund der Messfehler im PLUTO-Innendetektor werden Spuren verwendet, die mit Magnetfeld gemessen werden. Die Fehler der Koordinaten und der Richtungskosinus sind die Wurzeln der Diagonalelemente der Matrix D (s.Kap.XI.2).

Für jede extrapolierte Spur sind jeweils nur zwei Koordinatenfehler in der Ebene der Myonkammern definiert; die dritte Koordinate ist die Entfernung der Kammer bzgl. des Wechselwirkungspunktes und hat folglich keinen Fehler.

$$\Delta_M = \sqrt{\Delta_i^2 + \Delta_j^2} ; k = \text{Trefferebene}$$

Δ_i, Δ_j = Fehler der Koordinaten i, j in der Kammerebene (XI.3.1)

i, j, k = x, y, z - Koordinate (+ Permutationen)

Interessant sind jedoch nur die Fehler im dem Koordinatensystem senkrecht zur Teilchenspur ("u, v, w"-System, s. Abb. 25), da in diesem System die Myonenidentifikation vorgenommen wird. Durch Transformation der "Fehlerellipse" aus dem PLUTO-System (Kammerebene) in das neue u-v-w-System erhält man die gesuchten Fehler, die in Abb. 38 dargestellt sind

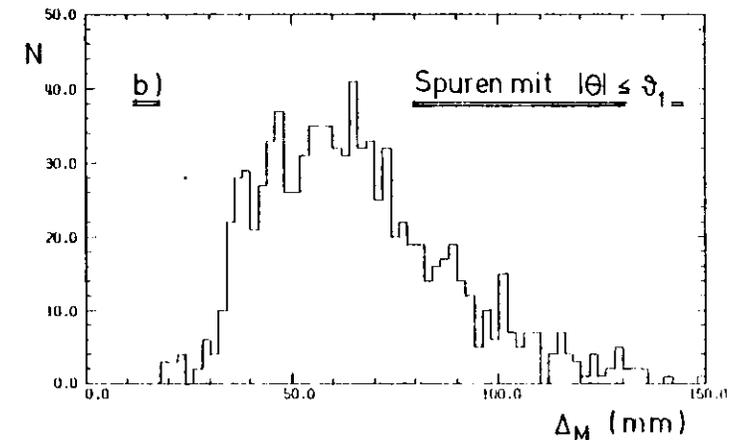
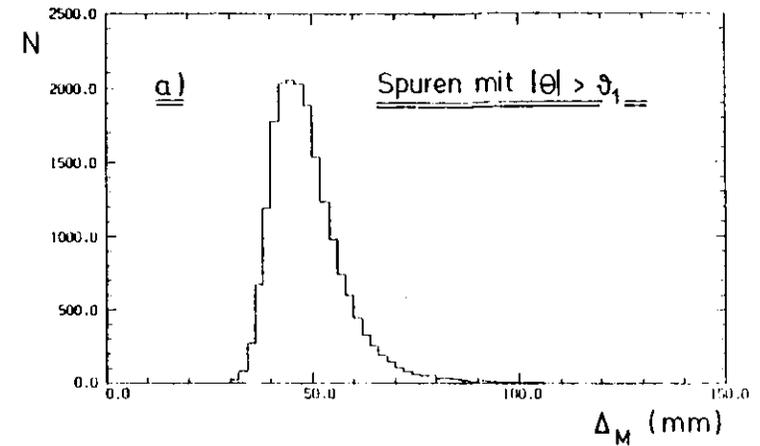


Abb. 38 : Fehlerellipse Δ_M der extrapolierten Koordinaten im u-v-w-System (Koordinatensystem senkrecht zur Spur)
 (a) Spuren mit $|\theta| > \theta_1$ (s. Abb. 30)
 (b) Spuren mit $|\theta| \leq \theta_1$ (s. Abb. 30)

Wegen der unterschiedlichen Methoden der Spurextrapolation in den verschiedenen Detektorbereichen müssen auch die Fehler nach Bereichen getrennt bestimmt werden.

Abb. 38a bezieht sich dabei auf die Extrapolationsfehler von Teilchenspuren mit $|\theta| > \theta_1$ (Abb. 30). Der mittlere Fehler der gebildeten Fehlerellipse in diesem Bereich beträgt ~ 5 cm. Abb. 38b bezieht sich auf Spuren mit $|\theta| < \theta_1$, die sich durch stärkere Magnetfeldnäherungen gegenüber dem vorübergehenden Bereich abgrenzen lassen. Spuren in diesen Bereichen haben im Innendetektor weniger Freiheitsgrade (s. Kap. VII) für die Anpassung der Spur an die gesetzten Signale der Proportionalkammern. Der mittlere Fehler beträgt für diese Spuren $\sim 6,7$ cm.

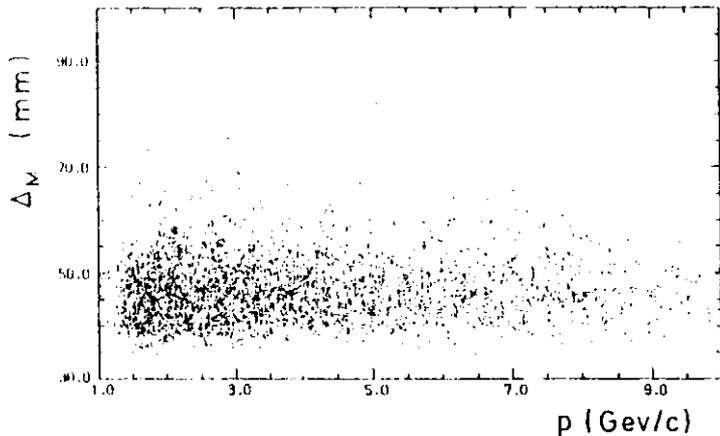


Abb. 39 : Extrapolationsfehler Δ_M gegen Impuls.
Der Korrelationskoeffizient beträgt -0.02 .

Die Fehlerellipse in Abb. 38 umfasst alle auftretenden Teilchenimpulse. Eine Impulsunterscheidung ist nicht notwendig, da der Extrapolationsfehler nicht mit dem Impuls korreliert ist (Abb. 39).

Schon der Vergleich der Abbildungen 37 und 38 zeigt, daß der Extrapolationsfehler aufgrund der Meßfehler im Innendetektor ($=\Delta_M$) weit größer ist als die Unsicherheit Δ_B , die aus den Magnetfeldnäherungen des Rekonstruktionsprogrammes resultiert. In Abb. 40 ist das Verhältnis der beiden

mittleren Fehler $\langle \Delta_M \rangle$ und $\langle \Delta_B \rangle$ dargestellt.

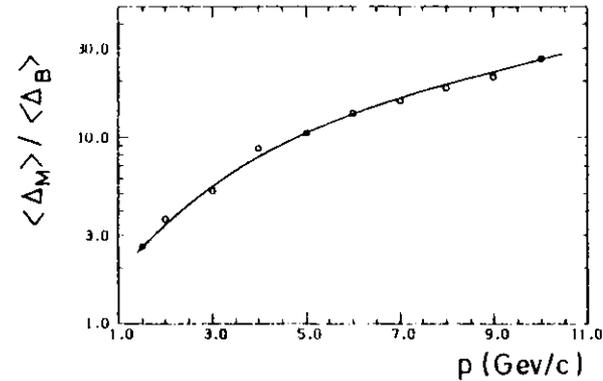


Abb. 40 : Verhältnis $\langle \Delta_M \rangle / \langle \Delta_B \rangle$
gegen Impuls p .

Der Fehler $\langle \Delta_M \rangle$ überwiegt $\langle \Delta_B \rangle$ danach um einen Faktor $\sim 3-5$ bei Impulsen zwischen 2-3 GeV/c bzw. um einen Faktor $\sim 5-30$ bei Impulsen von 3-10 GeV/c. Der Einfluß der Magnetfeldnäherungen in dem Spurrekonstruktionsprogramm (Kap. X) ist also gegenüber den Meßfehlern im PLUTO-Innendetektor stark unterdrückt. Es wird dadurch nochmals bestätigt, daß das in Kap. X entwickelte Programm die Spurrekonstruktion mit genügender Genauigkeit durchführt.

Nach der Bestimmung des Extrapolationsfehlers in den Myonkammern ist es nun möglich, die Rekonstruktionsergebnisse für die Myonenidentifikation am PLUTO-Detektor zu verwerten. Im Anschluß an die Teilchenspurrekonstruktion muß untersucht werden, ob es sich bei dem Teilchen um ein Myon handelt.

Das Prinzip der Myonenkennung wurde in Kap. II sowie in Kap. VIII bereits diskutiert und für die Auswertung herangezogen. Es beruht auf der Zuordnung eines Myonkammersignals innerhalb des impulsabhängigen Coulomb-Streuegels.

In diesem Kapitel hat es sich jedoch gezeigt, daß die Meßunsicherheiten im Innendetektor zu Ungenauigkeiten in der Extrapolation führen. Diese sowie die Fehler aufgrund der Magnetfeldnäherungen in der Rekonstruktion müssen nun in die Akzeptanzbreite für die Myonenidentifikation mit einbezogen werden.

Im abschließenden Kapitel soll diese Myonenidentifikation beschrieben werden.

XII. DIE MYONENIDENTIFIKATION AM PLUTO - DETEKTOR

In der PLUTO Analyse wird eine Spur nur dann als Myon akzeptiert, wenn die Abweichung des extrapolierten Durchstoßpunktes vom Trefferpunkt dieser Spur in den Myonkammern innerhalb der Toleranzbreite von 1700 [MAX81] des impulsabhängigen Coulomb-Streukegels liegt, der in Kap V bestimmt wurde. Dies ist nur dann richtig, wenn die extrapolierte Durchstoßkoordinate in den Myonkammern exakt bekannt wäre.

Es sind jedoch zwei Ursachen zu nennen, die eine Ungenauigkeit in der Bestimmung des extrapolierten Durchstoßpunktes bewirken. Die hauptsächlichste Fehlerquelle liefern die Meßfehler der Spur im Innendetektor (Abb 38, Abb 39). Zusätzlich ist auch noch der (allerdings wesentlich kleinere) Fehler in der Spurrekonstruktion zu berücksichtigen, der durch die Magnetfeldnäherungen verursacht wird (Abb 37).

Erst die Berücksichtigung der Fehlerbeiträge zum Coulomb-Streu kegel liefert den vollständigen Myonakzeptanzkegel Δ_G , der in Abb.41 dargestellt ist.

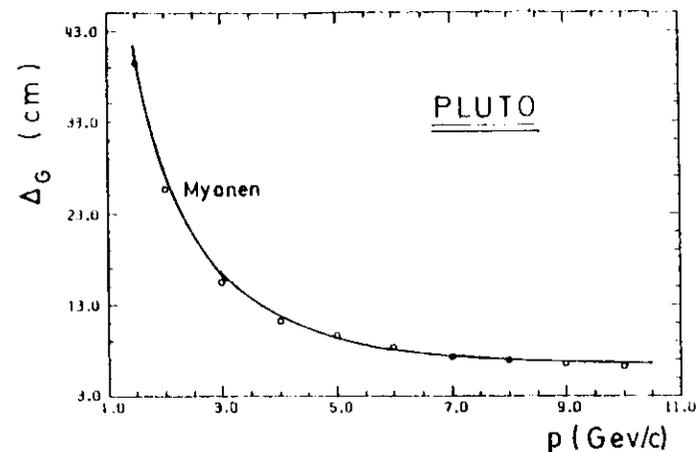


Abb. 41 : Myonakzeptanzkegel Δ_G gegen Impuls p für den PLUTO - Detektor.

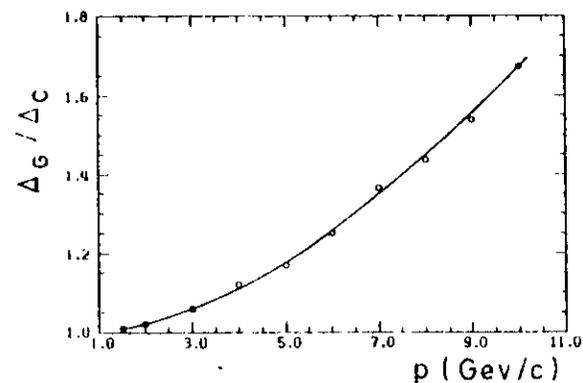


Abb. 42 : Δ_G / Δ_C gegen Impuls p

Abb.42 zeigt das Verhältnis Δ_G / Δ_C . Hieraus ergibt sich, daß der Akzeptanzkegel bei niedrigen Teilchenimpulsen von Δ_C und bei hohen Impulsen von den Extrapolationsfehlern und dabei insbesondere von dem impulsunabhängigen (Abb 38, Glg XI.3.1) Term Δ_M bestimmt wird.

$$\Delta_G = \sqrt{\Delta_C(p)^2 + \Delta_M^2 + \Delta_B(p)^2}$$

$$\Delta_C = 1700 \cdot \sigma_p \quad ; \quad (\sigma_p \text{ s. Abb.7})$$

(XII.1)

Δ_M = Extrapolationsfehler durch die Meßungenauigkeiten im Innendetektor (Abb 38)

Δ_B = Fehler aufgrund der Magnetfeldnäherungen in der Spurrekonstruktion (Abb. 37)

XIII. ZUSAMMENFASSUNG

Eine Nachweismöglichkeit neuer schwerer Quarks und Leptonen besteht in der Bestimmung der Myonenzahl in hadronischen e^+e^- -Ereignissen. Neben vielen anderen Aufgaben ermöglicht der magnetische PLUTO-Detektor die dazu notwendige Myonenidentifikation.

Die im Ortsdetektor erkannten Spuren treffen auf den Hadronabsorber, hinter dem sich die Myonkammern als weitere Ortsdetektoren befinden. Während Hadronen aufgrund ihrer starken Wechselwirkung absorbiert werden, können Myonen den Absorber durchdringen und Signale in den Myonkammern erzeugen. Dabei entsteht durch die Coulomb-Vielfachstreuung eine Ortsverteilung der Myonen in den Myonkammern, sodaß eine Spur nur dann als Myon akzeptiert wird, wenn ihr innerhalb des Streukegels ein Signal zugeordnet werden kann.

Diese Methode kann jedoch nur dann angewandt werden, wenn der Durchstoßpunkt und der impulsabhängige Streukegel der Spur bekannt sind.

Zur Bestimmung des Durchstoßpunktes wurde ein Programm entwickelt, welches die Spuren durch die Gebiete ohne Ortsdetektoren rekonstruiert.

Die Voraussetzung dieser Spurextrapolation ist eine genaue Analyse der komplizierten Detektorgeometrie und des daraus resultierenden Magnetfeldverlaufs im Detektor. Da bei der Datenanalyse für die Myonenidentifikation nur eine begrenzte CPU-Zeit zur Verfügung steht, kann das Magnetfeld in der Rekonstruktion nur näherungsweise berücksichtigt werden. Trotz dieser notwendigen Magnetfeldnäherungen ist mit dem Programm eine gute Rekonstruktion bis in die Myonkammern erzielt worden.

Es entstehen jedoch Unsicherheiten in der Bestimmung des Durchstoßpunktes in den Myonkammern durch die Meßfehler der Spur im Innendetektor. Zur Bestimmung des Myonakzeptanzkegels muß dieser Fehlerbeitrag zum Coulomb-Streukegel addiert werden.

Die Ergebnisse dieser Arbeit ermöglichen die Bestimmung der Zahl der inklusiven Myonen in hadronischen Ereignissen. Aufgrund dieser Anzahl konnte z.B. in den Messungen im e^+e^- -Schwerpunktenergiebereich E_{cm} 12-36 GeV keine Evidenz für das t-Quark oder neuer schwerer Leptonen gefunden werden.

Die Hoffnung besteht jedoch, daß durch die beschriebene Myonenidentifikation bei höheren Schwerpunktenergien das t-Quark nachgewiesen werden kann.

ANHANG A DIE COULOMB-VIELFACHSTREUUNG GELADENER TEILCHEN

DER MITTLERE STREUWINKEL

Beim Durchgang durch Materie erfährt ein Teilchen viele Richtungsänderungen durch die Coulomb-Wechselwirkung mit den Atomkernen (Rutherfordstreuung). Der mittlere Streuwinkel $\langle \theta \rangle_{dx}$ nach einer infinitesimalen Materiedicke "dx" resultiert daher aus vielen unkorrelierten Einzelstreuungsprozessen um kleine Winkel θ . Die Wahrscheinlichkeit einer elastischen Streuung am punktförmigen Kern im den Raumwinkel $d\omega$ sei $\zeta(\theta)d\omega$. Dann ist der mittlere Streuwinkel nach "dx" wie folgt zu berechnen:

$$\langle \theta^2 \rangle_{dx} = dx \cdot \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \theta^2 \cdot \zeta(\theta) \cdot 2\pi \cdot \theta \cdot d\theta \quad (A 1)$$

$$\zeta(\theta) 2\pi \theta d\theta = \frac{N \cdot Z^2 \cdot r_e^2 \cdot m_e^2}{4 \cdot A \cdot [p \cdot \beta \cdot \sin^2(\theta/2)]^2} \cdot 2\pi \theta d\theta$$

$$\theta_{min} = \lambda \cdot Z \cdot \alpha^2 / r_e$$

$$\theta_{max} = \lambda / (0.57 \cdot r_e \cdot Z^{1/3})$$

dx = infinitesimale Dicke
N = Zahl der Kerne in dx
A = Kernmassenzahl
Z = Kernladungszahl
r_e = klassischer Elektronenradius
m_e = Elektronenmasse
p = Projektil-Impuls
E = Projektil-Energie
β = p/E
λ = De Broglie Wellenlänge
α = 1/137

θ_{min} kommt durch die Abschirmung des Kern-Coulombfeldes durch die Hüllenelektronen zustande θ_{max} resultiert aus der nicht punktförmigen Ladungsverteilung des Kernes.

Die Lösung dieses Integrals lautet:

$$\langle \theta^2 \rangle_{dt} = \left(\frac{E_s}{p \cdot \beta} \right)^2 dt \quad (A.2)$$

$$E_s = m_e \sqrt{4\pi \cdot 137} \\ \approx 21 \text{ MeV}$$

$$dt = dx/X_0$$

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4 N Z^2 r_e^2}{A \cdot 137} \log(181 Z^{-1/3})$$

Die Materieabhängigkeit des Streuwinkels steckt nun vollständig in der in A.2 definierten Strahlungslänge X_0 , die tabelliert ist. Es wird daher auch in den folgenden Ableitungen nur noch die auf Strahlungslängen gewichtete Materiedicke "l" verwendet.

Wegen der Unabhängigkeit der Streuungen auf den infinitesimalen Dicken "dt" erhält man den mittleren Streuwinkel auf endlicher Dicke "l" durch Integration aller infinitesimalen Beiträge:

$$l = \int_0^l dt' \\ \langle \theta^2 \rangle_l = E_s^2 \cdot \int_0^l dt' / (p \cdot \beta)^2 \\ = \frac{E_s^2}{(p \cdot \beta)^2} \cdot l \quad (A.3)$$

Die Lösung des Integrals A.3 gilt jedoch nur bei Vernachlässigung des Energieverlustes. Bei großen Materiedicken können β und p nicht mehr als Konstante betrachtet werden. Daher muß die Integration der Gl. A.3 über den Impuls ausgeführt werden. Dies führt zu:

$$\langle \theta^2 \rangle_l = E_s^2 \cdot \int_{p_2}^{p_1} \frac{1}{(p \cdot \beta)^2} \cdot \left(\frac{dp}{dt'} \right) dp \quad (A.4)$$

$$\begin{aligned} -dp/dt' &= \text{Impulsverlust auf 1 Strahlungslänge} \\ p_1 &= \text{Impuls bei } t' = 0 \\ p_2 &= \text{Impuls bei } t' = l \end{aligned}$$

Die Änderung des Impulsverlustes ist über die bekannte Bethe-Bloch-Formel gegeben:

$$\frac{dp}{dt} = \beta \cdot \frac{dE}{dx} \cdot X_0 \quad (A.5)$$

$$= \frac{2 \cdot C \cdot m_e \cdot X_0}{\beta} \cdot B$$

$$B = \log \left[\frac{4 \cdot m_e^2 \cdot \beta^4}{(1 - \beta^2) \cdot I^2(Z)} - 2\beta^2 \right]$$

$$C = \pi \cdot N \cdot Z/A \cdot r_e^2 \\ = 0.15 \text{ Z/A [cm}^2/\text{g]}$$

$I(Z)$ = Ionisationspotential ($\sim Z \cdot 10 \text{ eV}$)

Einsetzen von A.5 in A.4 ergibt dann:

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{E_s^2}{2 C m_e X_0} \int_{p_2}^{p_1} \frac{\beta}{B \cdot p^2} dp \quad (A.6)$$

Um dieses Integral lösen zu können, wird die Abhängigkeit des Impulses in dem logarithmischen Term vernachlässigt, d.h. $B = \text{konstant}$. Da $\beta = \beta(p)$, muß eine Variablensubstitution $p \rightarrow p/m$ ($m = \text{Teilchenmasse}$) durchgeführt werden.

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{E_s^2}{2 C m_e B X_0} \int_{(p_2/m)}^{(p_1/m)} \frac{d(p/m) \cdot 1/m}{p/m \cdot \sqrt{1 + (p/m)^2}} \quad (A.7)$$

Mit Hilfe einer Integrations-tabelle ergibt sich folgende Lösung:

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{E_s^2}{2 C m_e B X_0 m} \ln \left[\frac{(1 + \sqrt{1 + (p_2/m)^2}) \cdot (p_1/m)}{(1 + \sqrt{1 + (p_1/m)^2}) \cdot (p_2/m)} \right] \quad (A.8)$$

Für die Anwendung ist jedoch eine explizite Abhängigkeit in $\langle \theta^2 \rangle_l$ von der Materiedicke "l" erwünscht. Dazu wird die Materiedicke über die Energie-Reichweite-Beziehung als Funktion des Impulses ausgedrückt:

$$t = \int_{(p_2/m)}^{(p_1/m)} \frac{d(p/m)}{(-dp/dt)} \cdot m \quad (A.9)$$

$$t = \frac{m}{2 \cdot C \cdot m_0 \cdot B \cdot X_0} \ln \left[\frac{(p_1/m)^2 + 2}{\sqrt{1 + (p_1/m)^2}} - \frac{(p_2/m)^2 + 2}{\sqrt{1 + (p_2/m)^2}} \right]$$

Einsetzen dieser Lösung in A.8 führt auf die endgültige Beschreibung des mittleren Streuwinkels:

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{E_0^2}{m^2} \cdot t \cdot \frac{\ln \left[\frac{(p_1/p_2) \cdot (1 + \gamma_2)}{(1 + \gamma_1)} \right]}{\gamma_1 + 1/\gamma_1 - (\gamma_2 + 1/\gamma_2)} \quad (A.10)$$

$$\gamma = \frac{E + m}{m} = \frac{\text{Gesamtenergie}}{\text{Ruheenergie}}$$

Diese Gleichung ist eine Verallgemeinerung von Gl.A.3, da in ihr der Energieverlust berücksichtigt wird.

Die gesamte Ableitung von $\langle \theta^2 \rangle_t$ bezog sich auf die Ebene senkrecht zu der ursprünglichen Teilchenbahn. Die Projektion des Winkels auf die Achsen, die die Ebene aufspannen, ist gegeben durch:

$$\langle \theta^2 \rangle_{t,1-dim.} = 0.5 \cdot \langle \theta^2 \rangle_{t,2-dim.} \quad (A.11)$$

Neben dem mittleren Streuwinkel, der in Anhang A abgeleitet wurde, ist die Kenntnis der zugehörigen Verteilungsfunktion notwendig.

Es soll die Winkel- und laterale Verteilung eines parallelen und eng gebündelten Teilchenstrahls fester Energie beschrieben werden, die nach Durchdringen einer beliebig dicken Streumaterie vorliegt. Der Energieverlust wird nicht berücksichtigt. Zur weiteren Vereinfachung werden nur kleine Ablenkungen betrachtet.

Die dem Streuvorgang zugrunde liegende Differentialgleichung lautet [ROS41]:

$$\frac{\partial F(t,y,\theta)}{\partial t} = -\theta \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\theta_0^2}{4} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \quad (B.1)$$

$$\theta_0^2 = \frac{E_0^2}{(p \cdot \beta)^2 X_0}$$

$F(t,y,\theta) dt dy d\theta$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß Teilchen auf der Strecke dt die laterale Versetzung $y+dy$ und eine Ablenkung des Winkels $\theta+d\theta$ erleiden.

Die Lösung der Differentialgleichung B.1 ist:

$$F(t,y,\theta) dy d\theta = \frac{2\sqrt{3}}{\pi \cdot \theta_0^2 t^2} \cdot \exp \left[-\frac{4}{\theta_0^2} \left(\frac{\theta^2}{t} - \frac{3y\theta}{t^2} + \frac{3y^2}{t^3} \right) \right] dy d\theta \quad (B.2)$$

Aus dieser Gleichung können die Verteilungsfunktionen bestimmt werden. Ist man z.B. an der Winkelverteilung interessiert, so muß die Funktion $F(t,y,\theta)$ über alle lateralen Versetzungen integriert werden:

$$G(t,\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t,y,\theta) dy \quad (B.3)$$

Die Lösung dieser Integralgleichung ist eine Gaußfunktion. Aus dieser kann unmittelbar die Varianz der Verteilung bestimmt werden.

$$G(t, \theta) = \frac{1}{\theta_s \sqrt{\pi t}} e^{-[\theta^2/(\theta_s^2 \cdot t)]} \quad (B.4)$$

$$\sigma_\theta = \langle \theta^2 \rangle = \theta_s^2 \cdot t/2$$

Eine analoge Rechnung für die Verteilungsfunktion der lateralen Versetzung (Integration über alle Winkelbeiträge in Gl.B.3) führt ebenfalls auf eine Gaußfunktion:

$$P(t, y) = \frac{1}{\pi t^3 \theta_s} e^{-[3 \cdot y^2/(\theta_s^2 \cdot t^3)]} \quad (B.5)$$

$$\sigma_y = \langle X^2 \rangle = \frac{\theta_s^2 \cdot t^3}{6} = \langle \theta^2 \rangle \cdot t^2/3$$

Die laterale Versetzung ist also mit der Winkelvarianz korreliert.

Die Berücksichtigung des Energieverlustes durch Ionisation der Teilchen geht explizit nur in die Winkelablenkung $\langle \theta \rangle^2$ ein. Gl.B.4 wird in diesem Fall durch Gl.A.11 ersetzt.

TABELLE 1
Werte des Plutonium-Standarddetektors für einen Plutonium-Standard

90	1097	1040	1037	1049	1067	1078	1159	1120	1164	1189	1319	1162	1062	1352	1223	1322	1333	1447	707			
85	1394	1042	1039	1052	1070	1081	1162	1121	1167	1192	1332	1172	1064	1354	1223	1322	1333	1447	707			
80	1102	1051	1048	1060	1079	1090	1171	1130	1176	1201	1341	1183	1074	1364	1235	1332	1343	1457	707			
75	1117	1066	1063	1075	1094	1105	1187	1146	1192	1217	1357	1194	1085	1292	1180	1055	1263	1209	1315	1207	1147	707
70	1139	1088	1085	1097	1116	1128	1210	1114	1133	1176	1331	1190	1065	1348	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
65	1168	1117	1114	1127	1146	1158	1241	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
60	1207	1156	1153	1167	1186	1198	1281	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
55	1244	1195	1192	1209	1228	1240	1323	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
50	1281	1234	1231	1251	1270	1282	1365	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
45	1318	1273	1270	1293	1312	1324	1407	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
40	1355	1312	1309	1333	1352	1364	1447	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
35	1392	1351	1348	1373	1392	1404	1487	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
30	1429	1390	1387	1415	1434	1446	1529	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
25	1466	1429	1426	1457	1476	1488	1571	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
20	1503	1466	1463	1497	1516	1528	1611	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
15	1540	1503	1500	1537	1556	1568	1651	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
10	1577	1540	1537	1577	1596	1608	1691	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
5	1614	1577	1574	1617	1636	1648	1731	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
0	1651	1614	1611	1657	1676	1688	1771	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-5	1688	1651	1648	1697	1716	1728	1811	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-10	1725	1688	1685	1737	1756	1768	1851	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-15	1762	1725	1722	1777	1796	1808	1891	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-20	1799	1762	1759	1817	1836	1848	1931	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-25	1836	1799	1796	1857	1876	1888	1971	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-30	1873	1836	1833	1897	1916	1928	2011	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-35	1910	1873	1870	1937	1956	1968	2051	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-40	1947	1910	1907	1977	1996	2008	2091	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-45	1984	1947	1944	2017	2036	2048	2131	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-50	2021	1984	1981	2057	2076	2088	2171	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-55	2058	2021	2018	2097	2116	2128	2211	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-60	2095	2058	2055	2137	2156	2168	2251	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-65	2132	2095	2092	2177	2196	2208	2291	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-70	2169	2132	2129	2217	2236	2248	2331	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-75	2206	2169	2166	2257	2276	2288	2371	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-80	2243	2206	2203	2299	2318	2330	2413	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-85	2280	2243	2240	2341	2360	2372	2455	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707
-90	2317	2280	2277	2381	2400	2412	2495	1116	1125	1186	1328	1198	1088	1377	1209	1189	1312	1284	1147	707	707	707

TABELLE 1

Geometrischer Parameter χ^2 für den PLUTO-Hadronator

0	0.02	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50	0.55	0.60	0.65	0.70	0.75	0.80	0.85	0.90
-92	1317	940	1347	1959	1977	2001	2031	2002	2021	2076	2141	2220	2318	2516	2646	2476	2312	2402	2402
-85	1345	947	1984	1967	1985	1980	2008	2032	2062	2044	2076	2051	2084	2149	2279	2327	2358	2646	2476
-80	1967	1970	1977	1990	2008	2012	2062	2044	2076	2051	2084	2149	2279	2327	2358	2646	2476	2320	2402
-75	2003	2006	2013	2026	2045	2069	2100	2063	2115	2133	2157	2246	2314	2416	2531	2653	2471	2367	2402
-70	2062	2064	2072	2085	2104	2128	2161	2143	2164	2184	2251	2317	2403	2495	2595	2653	2469	2455	2402
-65	2137	2140	2148	2162	2182	2208	2241	2211	2217	2275	2364	2424	2514	2797	2850	2853	2469	2489	2402
-60	2237	2240	2248	2262	2283	2310	2350	2320	2306	2382	2474	2534	2624	2848	2935	2957	2646	2626	2402
-55	2327	2325	2334	2349	2378	2419	2469	2441	2453	2534	2624	2714	2804	3015	3065	3065	2646	2646	2402
-50	2354	2367	2376	2391	2413	2442	2479	2566	2623	2511	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-45	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-40	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-35	2758	2759	2770	2787	2815	2801	2815	2840	2815	2840	2815	2840	2815	2840	2815	2840	2815	2840	2815
-30	2806	2810	2820	2836	2860	2860	2876	2860	2876	2860	2876	2860	2876	2860	2876	2860	2876	2860	2876
-25	2402	2405	2414	2430	2452	2457	2471	2452	2467	2452	2467	2452	2467	2452	2467	2452	2467	2452	2467
-20	2402	2405	2414	2430	2452	2457	2471	2452	2467	2452	2467	2452	2467	2452	2467	2452	2467	2452	2467
-15	2337	2340	2349	2364	2388	2414	2449	2430	2442	2430	2442	2430	2442	2430	2442	2430	2442	2430	2442
-10	2292	2295	2304	2318	2339	2367	2403	2382	2392	2382	2392	2382	2392	2382	2392	2382	2392	2382	2392
-5	2266	2269	2277	2292	2313	2340	2375	2352	2368	2451	2538	2621	2675	2809	2846	2686	2469	2469	2402
0	2257	2260	2269	2283	2304	2331	2366	2342	2358	2441	2528	2611	2665	2799	2846	2686	2469	2469	2402
5	2266	2269	2277	2292	2313	2340	2375	2352	2368	2451	2538	2621	2675	2809	2846	2686	2469	2469	2402
10	2232	2235	2244	2259	2280	2307	2342	2320	2336	2419	2506	2589	2672	2806	2843	2682	2467	2467	2402
15	2237	2240	2249	2264	2285	2312	2347	2324	2340	2423	2510	2593	2676	2810	2847	2686	2469	2469	2402
20	2402	2405	2414	2430	2452	2457	2471	2452	2467	2452	2467	2452	2467	2452	2467	2452	2467	2452	2467
25	2491	2494	2503	2519	2542	2547	2561	2542	2557	2542	2557	2542	2557	2542	2557	2542	2557	2542	2557
30	2506	2510	2520	2536	2560	2560	2576	2560	2576	2560	2576	2560	2576	2560	2576	2560	2576	2560	2576
35	2756	2759	2769	2786	2812	2808	2815	2840	2815	2840	2815	2840	2815	2840	2815	2840	2815	2840	2815
40	2817	2841	2852	2870	2898	2930	2968	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967
45	2819	2842	2852	2868	2875	2905	2942	2925	2940	2925	2940	2925	2940	2925	2940	2925	2940	2925	2940
50	2849	2852	2862	2872	2888	2907	2935	2918	2933	2918	2933	2918	2933	2918	2933	2918	2933	2918	2933
55	2819	2841	2852	2870	2898	2930	2968	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967
60	2849	2852	2862	2872	2888	2907	2935	2918	2933	2918	2933	2918	2933	2918	2933	2918	2933	2918	2933
65	2819	2841	2852	2870	2898	2930	2968	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967
70	2819	2841	2852	2870	2898	2930	2968	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967
75	2819	2841	2852	2870	2898	2930	2968	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967
80	2819	2841	2852	2870	2898	2930	2968	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967
85	2819	2841	2852	2870	2898	2930	2968	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967
90	2819	2841	2852	2870	2898	2930	2968	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967

TABELLE 2

Geometrischer Parameter χ^2 für den PLUTO-Hadronator

0	0.02	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50	0.55	0.60	0.65	0.70	0.75	0.80	0.85	0.90
-90	915	937	945	957	975	1988	2028	2000	2021	2074	2139	2218	2316	2513	2643	2473	2312	2400	2400
-85	1342	1945	1952	1965	1982	2006	2038	2000	2029	2082	2147	2227	2324	2523	2643	2473	2312	2400	2400
-80	1965	1967	1975	1987	2005	2029	2060	2043	2072	2092	2137	2268	2367	2575	2650	2473	2332	2400	2400
-75	2003	2006	2013	2026	2045	2069	2100	2063	2115	2133	2157	2246	2314	2416	2531	2653	2471	2367	2402
-70	2062	2064	2072	2085	2104	2127	2159	2141	2162	2193	2246	2376	2481	2690	2846	2467	2417	2400	2400
-65	2135	2138	2146	2159	2179	2205	2238	2210	2215	2273	2346	2464	2611	2788	2850	2467	2451	2400	2400
-60	2235	2237	2246	2260	2280	2308	2347	2328	2340	2423	2513	2781	2949	3065	3065	2646	2646	2402	2402
-55	2325	2328	2337	2351	2371	2400	2440	2421	2433	2523	2613	2881	3049	3165	3165	2646	2646	2402	2402
-50	2354	2367	2376	2391	2413	2442	2479	2566	2623	2511	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-45	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-40	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-35	2753	2756	2767	2784	2810	2810	2810	2840	2810	2840	2810	2840	2810	2840	2810	2840	2810	2840	2810
-30	2804	2807	2817	2834	2858	2858	2874	2858	2874	2858	2874	2858	2874	2858	2874	2858	2874	2858	2874
-25	2402	2405	2412	2427	2449	2449	2465	2449	2465	2449	2465	2449	2465	2449	2465	2449	2465	2449	2465
-20	2402	2405	2412	2427	2449	2449	2465	2449	2465	2449	2465	2449	2465	2449	2465	2449	2465	2449	2465
-15	2337	2340	2349	2364	2388	2414	2449	2430	2442	2430	2442	2430	2442	2430	2442	2430	2442	2430	2442
-10	2292	2295	2304	2318	2339	2367	2403	2382	2392	2382	2392	2382	2392	2382	2392	2382	2392	2382	2392
-5	2266	2269	2277	2292	2313	2340	2375	2352	2368	2451	2538	2621	2675	2809	2846	2686	2469	2469	2402
0	2257	2260	2269	2283	2304	2331	2366	2342	2358	2441	2528	2611	2665	2799	2846	2686	2469	2469	2402
5	2266	2269	2277	2292	2313	2340	2375	2352	2368	2451	2538	2621	2675	2809	2846	2686	2469	2469	2402
10	2232	2235	2244	2259	2280	2307	2342	2324	2340	2423	2510	2593	2676	2810	2847	2686	2469	2469	2402
15	2237	2240	2249	2264	2285	2312	2347	2324	2340	2423	2510	2593	2676	2810	2847	2686	2469	2469	2402
20	2402	2405	2414	2430	2452	2457	2471	2452	2467	2452	2467	2452	2467	2452	2467	2452	2467	2452	2467
25	2491	2494	2503	2519	2542	2547	2561	2542	2557	2542	2557	2542	2557	2542	2557	2542	2557	2542	2557
30	2506	2510	2520	2536	2560	2560	2576	2560	2576	2560	2576	2560	2576	2560	2576	2560	2576	2560	2576
35	2756	2759	2769	2786	2812	2808	2815	2840	2815	2840	2815	2840	2815	2840	2815	2840	2815	2840	2815
40	2817	2841	2852	2870	2898	2930	2968	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967	2952	2967
45	2819	2842	2852	2868	2875	2905	2942	2925	2940	2925									

LITERATURVERZEICHNIS

- BUR77 : J. Burmester , Diplomarbeit : DESY F33-77/02 (1977)
BRA75 : S. Brandt , Statistische Methoden der Datenanalyse (1975)
GER77 : Ch. Gerke , Diplomarbeit : DESY F33-77/01 (1977)
KOB73 : M. Kobayashi,K. Maskawa : Progr. Theor. Phys. 49 , 652 (1973)
KRA81 : K. Kraski , Diplomarbeit , GH Wuppertal , 1981
LAU81 : K.H. Lau,Ph.D. Thesis,Univ. Maryland 1981,in Vorbereitung
MAX81 : H. Maxeiner , Diplomarbeit , GH Wuppertal , in Vorbereitung
NEU79 : B. Neumann , Diplomarbeit : DESY F33-79/01 (1979)
RAN72 : J. Ranft : Particle Accelerators 3 , 129 (1972)
ROS41 : B. Rossi , K. Greisen : Rev. of Mod. Physics 13,241 (1941)
WOL80 : S. Wolff , interne Mitteilung 1980

Danksagung

Ich danke Herrn Professor Dr. D. Schmidt für die Stellung des Themas sowie den Mitgliedern der Gruppe F32 bei DESY für ihre Unterstützung.

Ich versichere,daß ich diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen aufgeführten Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.

