

Interner Bericht
DESY F1-75/03
Juni 1975

Einsatz von Proportionaldrahtkammern zur
Impulsanalyse bei einer Streamerkammer

von

DESY-Bibliothek
22. JULI 1975

Claus Sander

Einsatz von Proportionaldrahtkammern zur
Impulsanalyse bei einer Streamerkammer

Experimentelle physikalische Diplomarbeit
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von Claus Sander

Hamburg im Juli 1974

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines
Experimentes, das die Gruppe F1 am Deutschen
Elektronen-Synchrotron DESY durchgeführt hat.

Inhalt

1.	<u>Überblick</u>	1
2.	<u>Experimenteller Aufbau</u>	3
2.1.	Die Streamerkammer	3
2.2.	Strahlintensität und Gedächtniszeit	3
2.3.	Zähleranordnung	4
2.4.	Relative Flußmessung	7
3.	<u>Die Proportionaldrahtkammern</u>	8
3.1.	Feldverlauf in Proportionaldrahtkammern	8
3.2.	Mechanischer Aufbau der Proportionaldrahtkammern	9
3.2.1.	Signaldrähte und Drahtspannung	10
3.3.	Signalerzeugung in den Proportionaldrahtkammern	13
3.3.1.	Gasverstärkung	13
3.3.2.	Auswahl des Kammergases	14
3.4.	Elektrischer Aufbau der Kammern	15
3.5.	Signalverarbeitung in der Kammerelektronik und durch den Prozeßrechner	15
3.5.1.	Vorverstärker	15
3.5.2.	Hauptverstärker	16
3.5.3.	Suchlaufgerät	17
3.5.4.	Verwaltung der Proportionalkammerinformation durch die PDP8	18
3.6.	Funktionstests der Proportionaldrahtkammern	18
3.6.1.	Testbedingungen	19
3.6.2.	Kammergas	20
3.6.3.	Hochspannungstests	20
3.6.4.	Betriebsspannung der Vorverstärker	20
3.6.5.	Störung der Elektronik durch den Streamerkammerpuls	21

4.	<u>Spurrekonstruktion unter Verwendung der Proportional-</u>	
	<u>drahtinformation</u>	22
4.1.1.	Gewinnung der Spurmeßdaten	22
4.1.2.	Rekonstruktion von Spurbhelix im Geometrieprogramm THRESH	23
4.1.3.	Kinematische Rekonstruktion der Ereignisse in GRIND	24
4.2.1.	Mathematische Überlegung zur Verwendung der	
	Proportionaldrahtinformation bei der Spurrekonstruktion	25
4.2.2.	Modell zur Berechnung der Matrix D	26
4.2.3.	Aufsuchen der zu einem Ereignis gehörenden Drähte	27
5.	<u>Ortsauflösung und Wirkungsgrad</u>	28
5.1.	Ortsauflösung der Proportionaldrahtkammern	29
5.2.	Wirkungsgrad der Proportionaldrahtkammern	30
5.3.	Drahtmultiplizitäten	31
6.	<u>Überprüfung des Magnetfeldmodells</u>	32
6.1.	Magnetische Länge	32
6.2.	Untersuchung der Symmetrie des Charpakfits	32
7.	<u>Positionierung der Proportionaldrahtkammern</u>	33
8.	<u>Impuls- und Winkelauflösung</u>	34
8.1.	Verbesserung der Spurparameter	34
8.1.1.	Impulsauflösung	35
8.1.2.	Auflösung des Neigungswinkels	35
8.1.3.	Auflösung des Azimuthwinkels	36
9.	<u>Untersuchung der MM^2-Verteilungen von 2-Spurereignissen</u>	37
	Anhang A	39
	Anhang B	45
	Literaturverzeichnis	50
	Abbildungsverzeichnis	52

1. Überblick

Messungen der Elektroproduktion an Wasserstoff (SL009, ALB71) haben einen im Vergleich zum elastischen Wirkungsquerschnitt überraschend großen inelastischen Wirkungsquerschnitt ergeben. Das gab Anlaß zu zahlreichen Untersuchungen einzelner Endzustände der Elektroproduktion. Um einen Überblick über alle Endzustände zu bekommen, sind Messungen mit einem 4π -Detektor erforderlich. Bei DESY wurde daher ein Streamerkammerexperiment zur Messung aller erzeugten geladenen Teilchen aus ep -Reaktionen aufgebaut. Der gewünschte kinematische Bereich des Experiments reicht von der Schwelle ($w = 0,938$ GeV, w = invariante Masse der auslaufenden Nucleonen) über die Nukleonresonanzen bis $w = 2,6$ GeV.

Seine größte Statistik erreicht das Experiment - dank des großen Flusses virtueller Photonen bei kleinen Energien - im Resonanzgebiet. Berechnet man den Impuls des gestreuten Elektrons allein aus der Spurrekonstruktion der Streamerkammerbilder, so ist sein Impulsfehler Δp und damit auch ΔW ($\Delta W \approx \Delta p \approx p^2$) besonders im Bereich kleiner w größer als der typische Abstand zweier Resonanzen (≈ 200 MeV).

Die Impulsunschärfe des gestreuten Elektrons und damit ΔW ist eine Funktion der Länge L , über die die Spur des Teilchens gemessen wird: $\Delta p/p \approx L^2$. In der DESY-Streamerkammer beträgt L im Mittel 50 cm, die damit erreichte Impulsauflösung gestreuter Elektronen 6,5% (bei 7,2 GeV/c). Durch eine Vergrößerung von L konnte man die Impulsauflösung verbessern.

Im zweiten Teil des Experiments wurden daher im Akzeptanzbereich 5 m hinter dem Target Proportionaldrankammern aufgestellt. Man erhält so einen zusätzlichen Meßpunkt auf der Bahn des gestreuten Elektrons. Damit konnte die Genauigkeit der Messung von Impuls

und Azimutwinkel des gestreuten Elektrons im Mittel um einen Faktor 2.2 bzw. 2 verbessert werden. Für den Neigungswinkel ergibt sich im Mittel eine Verbesserung um einen Faktor 5.

Diese Arbeit beschreibt die experimentelle Anordnung, den Aufbau und Betrieb der Proportionaldrahtkammern sowie die Verwendung der gewonnenen Meßdaten. Wirkungsgrad, Ortsauflösung und Mehrfachansprechenwahrscheinlichkeit werden angegeben.

Eine Methode zur Verwendung der Proportionaldrahtkammerinformation bei der Spurrekonstruktion nach einem Maximum-Likelihood-Verfahren wird beschrieben. Den Grad der Verbesserung der Energieauflösung demonstrieren Untersuchungen der π^0 und n -Lassenverteilungen in den Reaktionen $ep \rightarrow ep\pi^0$ und $ep \rightarrow ep\pi^+n$.

2. Experimenteller Aufbau

Im Experiment wird ein 7,2 GeV-Elektronenstrahl auf das Wasserstofftarget einer Streamerkammer gelenkt. Zwei externe Zählerarme weisen das gestreute Elektron nach. Abbildung 1 zeigt schematisch die experimentelle Anordnung.

Eine genaue technische Beschreibung des Aufbaus und der einzelnen Komponenten der Strahloptik findet man bei (LE173, GR173, BA073) und in der Arbeit von L.Rabe (RAB/4).

2.1. Die Streamerkammer

Der Detektor dieses Experiments ist eine Streamerkammer mit den Abmessungen $(x,y,z) = 100 \times 60 \times 46 \text{ (cm}^3\text{)}$ (Koordinatendefinition siehe Abb.2). Eine spezielle Form der Gasentladung ("Streamer") (ECK71, ECK70, ALK69) macht im Kammergas die Spuren aller vom Elektronenstrahl im Target erzeugten geladenen Teilchen in einem Raumwinkel von fast 4π sichtbar. Zur Ladungstrennung und Impulsanalyse befindet sich die Kammer in einem Magneten mit einer magnetischen Induktion $B = 1.8 \text{ Tesla}$.

Für die räumliche Rekonstruktion wird die Kammer von einer Seite mit 3 Kameras unter verschiedenen Winkeln fotografiert.

2.2. Strahlintensität und Gedächtniszeit

Neben den Teilchen der Ereignisse entwickeln auch die Elektronen des primären Strahls Streamer im Kammergas. Der Primärstrahl erzeugt außerdem niederenergetische Anstoßelektronen (δ -Elektronen). Beim Durchqueren der Mittelelektrode verursachen die δ -Elektronen häufig Lichtblitze. Der Strahl wird daher durch ein Plexiglasrohr geführt, dessen Wände die niederenergetischen

Elektronen absorbieren. Dieser sogenannte δ -Fänger ist mit weniger empfindlichem Gas gefüllt, so daß die Zahl der Streamer dort pro durchlaufendem Elektron geringer ist.

Ein Teil der Strahlelektronen verliert durch Bremsstrahlung im Target so viel Energie, daß sie vom Magnetfeld aus dem δ -Fänger herausbewegt werden. Ihre Spuren sind bei der Auswertung auf den Streamerkammerbildern nur schwer von den Spuren der Teilchen aus Elektroproduktionsereignissen zu unterscheiden.

Die Zahl elektromagnetisch erzeugter Teilchen bleibt erträglich (etwa 2-5 je Bild), wenn innerhalb einer Gedächtniszeit - das ist die Zeit, in der die Zahl der primär gebildeten Elektron-Ion-Paare auf $1/e$ gesunken ist - nur 70 Strahlelektronen die Kammer passieren. Die bei einer Gedächtniszeit von 2 μ sec gewählte Strahlintensität von $2.5 \cdot 10^6$ e $^-$ /sec berücksichtigt Schwankungen in der Konstanz der Zusammensetzung des Streamerkammergases und damit der Gedächtniszeit.

2.3. Zähleranordnung

Der Vorteil der Streamerkammer gegenüber einer Blaskammer besteht in der Möglichkeit, sofort nach der Reaktion ein Ereignis in einem Zählerarm als ein erwünschtes zu identifizieren und dann erst die Streamerkammer zu zünden. Dazu müssen Zähler

- i) das gestreute Elektron nachweisen
- ii) den hohen elektromagnetischen Untergrund abtrennen
(Wirkungsquerschnitt 10^4 mal größer)

Die Ausrichtung der Hauptkomponente des Magnetfeldes senkrecht zum Elektronenstrahl ermöglicht eine einfache Abtrennung des elektromagnetischen Untergrundes. Da alle Reaktionen dieser Art unter einem Erzeugungswinkel $\theta = 0$ entstehen, Elektroproduk-

tionsereignisse jedoch gerade $\theta \neq 0$ fordern, finden sich elektromagnetisch entstandene Teilchen nur in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld, durch die der Strahl verläuft. Die Zähler sparen diesen Bereich aus und akzeptieren nur Ereignisse mit einem Streuwinkel $4^\circ \leq \theta \leq 16^\circ$. Dabei variiert θ für festen Impuls maximal um 5.5° (bei 6 GeV/c) (Abb.3).

Die Zählerarme sind in die vier parallelen Ebenen E1 - E4 unterteilt (Abb.1).

In den Ebenen E1 und E2 stehen je drei sich am Rande überdeckende Szintillationszähler. Zwischen jenen Zählern in den Ebenen E1 und E2, deren Verbindungsgerade das Target schneidet, verlangt die schnelle Elektronik eine Koinzidenz. Dadurch ist die horizontale Trajektorie der Teilchenbahn grob festgelegt.

Die Ebene E3 bilden die im nachfolgenden Abschnitt 3 beschriebenen Proportionaldrahtkammern.

Die Zähler der Ebene E4 identifizieren das gestreute Elektron. Dazu dienen zwei Schauerzähler S mit einer Energieauflösung $\Delta E/E = 0.3/\sqrt{E}$ (E in GeV). Die Schwellen für ihre Pulshöhen waren so gesetzt, daß nur Elektronen mit einer Energie oberhalb 1.6 GeV akzeptiert wurden.

Die Pionendiskriminierung dieser Anordnung wird durch einen nach vier Strahlungslängen in jedem Szintillator-Blei-Sandwichzähler angebrachten Plexiglaszähler P verbessert. Da er nur die Elektronen im Schauermaximum durch Cerenkovstrahlung nachweist, ist seine Energieauflösung schlechter als die des Schauerzählers (ca. 45%). Geladene Pionen erzeugen in einem Schauerzähler nur über den Umweg einer Kernreaktion mit π^0 -Erzeugung große Pulse. Die neutralen Pionen zerfallen in zwei Gammaquanten, die wiederum einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Jedoch ist die

Wahrscheinlichkeit für eine Kernreaktion der Pionen über die gesamte Zählerlänge konstant, so daß das Maximum eines solchen Schauers nur selten mit dem eines einfallenden Elektrons zusammenfällt. Der Plexiglaszähler sieht daher von Pionen im Mittel nur eine kleine Pulshöhe. Von S und P wurde eine Koinzidenz verlangt.

Die Abbildungen 4a,b zeigen die gemessenen Pulshöhen der Zähler S und P dividiert durch die aus dem Teilchenimpuls berechneten Pulshöhen für Teilchen mit $0 \leq p \leq 7.2 \text{ GeV/c}$. Die berechneten Pulshöhen des Schauerszählers weichen um weniger als eine halbe Standardabweichung von den gemessenen ab.

Zurchqueren Teilchen den Schauerszähler in seinen Randgebiet, geht ein Teil ihres Schauers verloren. Um solche Randeffekte auszuschließen, definiert ein in Koinzidenz geschalteter Zähler ϕ das "Gesicht" des Schauerszählers.

Vom Zählerarm trotzdem akzeptierte Pionen sind nach der geometrischen und kinematischen Rekonstruktion z.B. an Hand der berechneten Pulshöhe leicht zu erkennen, so daß Pionen-Ereignisse sicher eliminiert werden können.

Vor dem Eintritt in die Streamerkammer wird der Strahl zur Unterdrückung der ihm außerhalb der Sollbahn umgebenden Elektronen und Photonen durch den Lochzähler \overline{HOLY} geführt. Den gleichen Zweck erfüllt der im Magneten direkt vor der Streamerkammer angebrachte Szintillationszähler \overline{VLTO} .

Ein Ereignis wird durch folgende Triggerschaltung definiert:

$$\text{Master} = L1 \cdot L2 \cdot \overline{G} \cdot S \cdot P \cdot \overline{HOLY} \cdot \overline{VLTO}$$

mit den oben erläuterten Bedingungen für L1, L2, S und P.

Ein Masterpuls

- i) zündet den Hochspannungsgenerator der Streamerkammer,

- ii) startet die Bildnahme,
- iii) veranlaßt das Auslesen der Proportionaldrähtkammerinformation
- iv) veranlaßt das Registrieren der Pulshöhen von S und P sowie der Zählerkombination der Ebenen E1 und E2 durch einen Prozeßrechner PDP8.

Trotz der Vetoähler werden die Zähler auch von nicht erwünschten Ereignissen getriggert. Am Ende der Datennahme lag die Triggerrate bei 1 Ereignis je 2.3 Bilder.

2.4. Relative Flußmessung

Ein hinter den Zählerarmen aufgestelltes Quantameter QM mißt den Elektronenfluß absolut. Es dient zugleich als Strahlgrab.

Für eine zusätzliche relative Flußmessung identifizieren die Zähler TG1, TG2 Bremselctronen einer Energie von 5 ± 0.002 GeV. Das zugehörige Bremsquant mißt der Schauerzähler PRINZ.

Die Zählrate $TG1 \cdot TG2 \cdot PRINZ / QM$ hängt von der Dichte des Targetwasserstoffes und dem exakten Verlauf des Strahls durch das Target ab. Daher konnte mit dieser Zählrate die Strahlage ständig kontrolliert werden.

3. Die Proportionaldrahtkammern

1966 entwickelten Charpak et al. (CHA66) - ausgehend vom Prinzip des Geiger-Müller-Zählrohres - einen Teilchendetektor, der viele Anforderungen der Hochenergiephysik erfüllt :

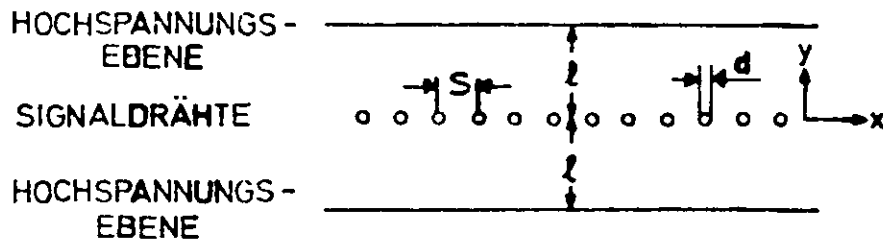
- i) hohe Ortsauflösung (≥ 1.5 mm)
- ii) große Zählraten (bis 10^5 Hz)
- iii) hoher Wirkungsgrad ($\approx 99\%$)
- iv) kurze Anstiegszeit (20-50 nsec)
- v) praktisch jede nötige Form und Fläche

Diese Detektoren bestehen aus zwei Hochspannungsebenen (Kathoden), zwischen die feine Anodendrähte gespannt sind. Durchqueren ionisierende Teilchen den von den Kathoden eingeschlossenen Gasraum, so erzeugen sie längs ihres Weges Elektron-Ion-Paare. Das elektrische Feld trennt die entstandenen Ladungsträger und beschleunigt sie auf die Elektroden zu. Die durch Gasverstärkung im Proportionalbereich ("Proportionaldrahtkammer") entwickelten Elektronenlawinen lassen auf den Anodendrähten meßbare Signale entstehen.

3.1. Feldverlauf in Proportionaldrahtkammern

Das elektrische Feld um einen Signaldraht ist nur im Bereich einiger Drahtdurchmesser wie bei einem Zählrohr stark inhomogen und zylindersymmetrisch (Abb.8). Hier erreicht die Feldstärke Werte von einigen 10^5 V/cm. Zu den Kathoden hin wird das Feld schnell homogen und seine Stärke sinkt auf einige 10^3 V/cm. Durch diese Feldverteilung arbeitet ein Signaldraht nahezu unabhängig von seinen Nachbarn wie ein einzelnes Proportionalzählrohr (siehe auch Abschnitt 3.3.1.).

Betrachtet man eine Kammer mit unendlich langen, sehr dünnen und sehr vielen Signaldrähten,



d = Drahtdurchmesser

l = Abstand Anode - Kathode

s = Drahtabstand

so läßt sich mit der von Morse und Feshbach (MOR53) angegebenen Näherung für das Potential ϕ eine recht genaue Abschätzung der Feldstärke E in der Nähe eines Signaldrahtes ($y \ll l$) vornehmen :

$$\phi(x, y) = q \cdot \ln \left(\sin \frac{\pi}{s} x + \sin \frac{\pi}{s} y \right)$$

mit : $q = U / 2 \left(\ln \sinh \frac{\pi}{s} l - \ln \sinh \frac{\pi}{s} \frac{d}{2} \right)$ (Ladung)

Für den interessantesten Fall nahe der Signaldrahtoberfläche ($x = y = d/2$) ergibt sich für die verwendeten Kammern ($l = 5.75$ mm, $s = 5$ mm, $d = 0.035$ mm, $U_0 = 2.15$ kV) für $E = -\text{grad}\phi$:

$$E = 170 \text{ kV/cm}$$

3.2. Mechanischer Aufbau der Proportionaldrahtkammern

Die Proportionaldrahtkammern sollen in dem beschriebenen Experiment am Ort des Zählerarms die Bahnkoordinaten des gestreuten Elektrons senkrecht zur Strahlrichtung messen. Dazu wurden zwei Doppelkammern verwendet, deren Aufbau Abbildung 5 zeigt.

Die Kammerrahmen sind aus glasfaserverstärktem Epoxidharzgewebe hergestellt. Dieses Material besitzt ausreichend mechanische

Festigkeit, hat eine hohe Dielektrizitätskonstante und ist diamagnetisch.

Die Kammern sind aus mehreren Lagen aufgebaut. Die Träger der elektrischen Bauteile haben eine Stärke von 1,5 mm, das Epoxidharzgewebe der Distanz- und Verstärkungsrahmen ist 5 mm dick.

Eine Doppelkammer besteht aus zwei getrennten Kammern für die y- und z-Drähte (Definition siehe Abb.5). Je zwei Hochspannungsebenen umschließen eine Signalebene. O-Ringe auf den dazwischenliegenden Distanzrahmen dichten den Gasraum ab. Die Hochspannungsplatinen (Kathoden) sind mit 0,035 mm Kupfer kaschiert und werden von Verstärkungsrahmen getragen.

Um die Hochspannung nicht auf die Leiterbahnen der Signalebenen durchschlägt, werden zum mechanischen Zusammenhalt Kunststoffschrauben verwendet.

3.2.1. Signaldrähte und Drahtspannung

Als Signaldrähte wurden wegen ihrer hohen Zugfestigkeit goldüberzogene Wolframdrähte mit $d = 0,035$ mm Durchmesser gewählt. Der Goldüberzug hat eine gute Leitfähigkeit und ist sehr widerstandsfähig gegen im Hochspannungsfeld entstehende Gasradikale. Verätzungen der Oberfläche oder Anlagerungen auf den Drähten hätten Feldverzerrungen und Koronaentladungen zur Folge.

Jede Doppelkammer enthält 60 z-Drähte und 145 y-Drähte. Zur exakten Positionierung verlaufen sie über einen Zahnkamm. Da nur eine begrenzte Anzahl Verstärker zur Verfügung stand, wurde ein Drahtabstand von 5 mm gewählt. Nach außen geführte Leiterbahnen verbinden je acht Drähte über Steckerleisten mit den Zuleitungen zu den Vorverstärkern.

Die im Hochspannungsfeld und beim Durchgang ionisierender Teilchen auftretenden elektrostatischen Kräfte versuchen die Signaldrähte aus ihrer Ruhelage zu drängen. Damit es dadurch nicht zu Feldverzerrungen kommt, müssen diese Kräfte durch eine höhere Drahtspannung kompensiert werden. Nach Trippe (TRI69) gilt für die minimale Drahtspannung T :

$$T \geq \frac{U_0^2 l^2}{\{2\pi(l - \frac{s}{2}) + 2s \ln \frac{s}{d}\}^2}$$

L = Drahtlänge

l = Abstand Anode - Kathode

s = Drahtabstand

d = Drahtdurchmesser

Für die z-Drähte (L = 750 mm, l = 5.75 mm, s = 5 mm, d = 0.035 mm, $U_0 = 2.2 \text{ kV} \hat{=} 0.719 \text{ e.s.u.}$) folgt :

$$T \geq 6.8 \text{ p}$$

Für die y-Drähte (L = 320 mm) folgt :

$$T \geq 1.2 \text{ p}$$

Alle Drähte wurden einheitlich mit 60 p gespannt, da diese höhere Zugspannung an einer Wickelmaschine leichter konstant zu halten ist. Außerdem haben so selbst größere Abweichungen von Normalwert oder Materialermüdungen keine nachteilige Auswirkung auf die Kammerfunktion.

Die Signaldrahtrahmen sind durch die aufgeklebten Distanzrahmen so verstärkt, daß die von der Drahtspannung bewirkten Zugkräfte aufgefangen werden.

Am Rand der Proportionaldrahtkammer ist das elektrische Feld wegen fehlender Nachbardrähte stark verzerrt. Lierl (LIL73) hat im Bereich der letzten 4-5 Drähte Feldüberhöhungen bis zu 50% gemessen. Dadurch kann es in diesem Gebiet zu Entladungen im

Glimmentladungsbereich kommen. In den benutzten Kammern vermieden drei über jeden Platinenrand verlaufende Drähte ("guard - strips") diesen Effekt.

Wie man der Tabelle 1 entnehmen kann, überdeckt die empfindliche Fläche der Kammern die Akzeptanz der Zählerebenen L2 und L4 (Abb.9) vollständig.

Tabelle 1 : Technische Größen der Kammern

Außenmaße 790•360 mm

empfindliche Fläche 700•270 mm

Signalebenen :

Material : Epoxidharzgewebe, 1.5 mm dick

	z-Ebene	y-Ebene
Wolframdrähte, goldüberzogen	60	145
Durchmesser \varnothing	0.035 mm	0.035 mm
Drahtspannung T	60 p	60 p
Drahtabstand s	5 mm	5 mm
Drahtlänge L	730 mm	300 mm

Hochspannungsebenen :

Material : Epoxidharzgewebe, 1.5 mm dick, mit 0.035 mm Kupfer kaschiert

Mittlerer Abstand l Hochspannungsebene - Signaldrähte : 5.75 mm.

3.3. Signalerzeugung in den Proportionaldrahtkammern

3.3.1. Gasverstärkung

Damit auf den Signaldrähten ein meßbarer Puls entladen wird, muß im Kammergas eine Elektronenvervielfachung stattfinden. Diese Gasverstärkung bildet sich nach der Primärionisation durch das geladene Teilchen in Form einer Townsend-Lawine aus. Die Teilchenzunahme während der Driftzeit im elektrischen Feld ist proportional der Zahl der Ionisierungen α eines Elektrons n pro cm Weglänge s :

$$dn/ds = n\alpha \quad \alpha = 1.\text{Townsend-Koeffizient}$$

Der Townsend-Koeffizient wird vom Verhältnis E/p (E = Feldstärke, p = Druck des Kammergases) in der Form

$$\alpha = p \cdot f(E/p)$$

bestimmt. Nach Mess (MES71) hat $f(E/p)$ für reines Argon im E/p -Bereich $100-600 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ die Form

$$f(E/p) = A \cdot \exp(-Bp/E)$$

A, B = Konstanten

Daraus errechnet sich die Gasverstärkung G für ein im Abstand $r \gg d/2$ freigesetztes Elektron als Funktion der Feldstärke E am Signaldraht zu :

$$G = n/n_0 \approx \exp((A/B)(d/2) \cdot E \cdot \exp(-Bp/E))$$

n_0 = Anzahl der primären Elektronen

n = Anzahl der Elektronen am Signaldraht

d = Drahtdurchmesser

p = Druck des Kammergases

Für reines Argon ($A = 13.6 \text{ cm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$, $B = 180 \text{ cm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ (nach (MES71))) beträgt die Gasverstärkung unter den von der benutzten Kammer vorgegebenen Bedingungen ($d = 0.035 \text{ mm}$, $E = 170 \text{ kV/cm}$)

$$G = 1.4 \cdot 10^4$$

Abbildung 7 (aus STUb9) zeigt den Verlauf der Gasverstärkung für ein typisches Kammergas als Funktion der angelegten Spannung. Die Gasverstärkung erfolgt im Proportionalbereich und bricht nach Bildung der Townsend-Lawine ab. Deshalb müssen die Signalpulse extern verstärkt werden, so daß der Einsatz großflächiger Kammern mit vielen Drähten erst nach der Entwicklung preiswerter Elektronik finanziell tragbar wurde.

Da es zu keinem Funkendurchbruch kommt, bleibt die gesamte Kammer außerhalb der Umgebung der Teilchenbahn (ca. 2-3 Drahtabstände) auch während des Teilchendurchgangs empfindlich.

3.3.2. Auswahl des Kammergases

Bei vorgegebener Kammergeometrie und konstanter Gasverstärkung bestimmen die Eigenschaften des verwendeten Gases - in der Gasverstärkungsformel durch die Konstanten A und B berücksichtigt - die erreichbare Feldstärke. Da für die Anstiegszeit τ des Signalpulses gilt :

$$\tau \sim p/E$$

werden i.a. "schnelle" Gase wie Methan ($A = 7 \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$, $B = 192 \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$) verwendet mit $\tau \approx 30 \text{ nsec}$.

In diesem Experiment wurden keine großen Zählraten erwartet und deshalb kein Wert auf eine steile Anstiegsflanke des Signalpulses gelegt. Als Kammergas dient das "langsame" Argon mit einem 10%igen Propanzusatz. Diese Mischung erfordert nur eine relativ geringe Hochspannung (2.1 kV). Das Kohlenwasserstoffgas wirkt als Absorber der vor allem bei hoher Gasverstärkung entstehenden Photonen und begrenzt so die Lawinenbildung.

Das Gas durchfloß nacheinander die vier Kammern mit einer

Geschwindigkeit von 0.2 NI/min (NI = Normliter; 760 Torr, 20°C).

3.4. Elektrischer Aufbau der Kammern

In Abbildung 6 ist schematisch die elektrische Anlage einer Kammer dargestellt.

Je ein Ultronix - Hochspannungsgerät vom Typ A 3.4k-40R versorgt eine Doppelkammer. Der Strom fällt über zwei in Reihe geschaltete 8.2 M-Ohm-Widerstände ab, ein dazwischen gegen Masse geschaltetes Siebglied von 470 pF glättet bei Funkendurchbrüchen auftretende Spitzenpulse.

3.5. Signalverarbeitung in der Kammerelektronik und durch den Prozeßrechner

Die Kammerelektronik verstärkt die Signalepulse zur Weiterverarbeitung in der TTL-Logik auf einen einheitlichen Spannungspegel von 2 V und gibt sie auf Abruf in digitalisierter Form an einen Prozeßrechner von Typ PDP8 weiter. Er speichert die Nummern gesetzter Drähte zusammen mit anderen Ereignisdaten auf ein Magnetband.

Die Elektronik gliedert sich in drei Gruppen : Vorverstärker, Hauptverstärker und Suchlaufgerät. Abbildung 10 zeigt schematisch ihre Funktion. Diese Geräte sind Entwicklungen der OLSY-Gruppen F50, F51 und F39.

3.5.1. Vorverstärker

Die Vorverstärker ermöglichen eine räumliche Trennung zwischen Kammer und Hauptverstärkern. Sie wirken lediglich als Kabeltreiber und sorgen für die Impedanzanpassung des Kammersignals an das

50 Ohm-Kabel (RG56C/U) zum Hauptverstärker.

Die Vorverstärker sind aus Platzgründen nicht direkt auf den Kammern montiert, sondern in der Nähe in Verstärkerborden auf dem Zählerarm untergebracht. Je fünf Verstärker sind auf Steckplatinen zu einer Baugruppe zusammengefaßt. Der Anschluß an die Signalborde der Kammern erfolgt über ca. 50 cm lange 50 Ohm-Lemo-Kabel (RG174/V).

Die Schaltung eines Verstärkers zeigt Abbildung 12.

Der Kammerstrom erzeugt am Arbeitswiderstand von 500 Ohm bis zu 20 mV große Pulse. Nach der Verstärkung durch zwei N4124-Transistoren stehen die Signale an einer Lemobuchse wieder zur Verfügung.

3.5.2. Hauptverstärker

Die Hauptverstärker (Abb.12) sind ebenfalls in Fünferbaugruppen auf Platinen montiert. Sie stecken in einem Überrahmen, der Schienen für die Stromversorgung ($5 V_{\pm}$) und alle logischen Operationen trägt.

Jeder Hauptverstärker enthält einen Impulsformer (Schmidt-Trigger), ein Verzögerungsglied ("one-shot"), sowie einen Speicher. Der Speicher besteht aus einem Schieberegister (Flip-Flop) mit parallelem Eingang und parallelem und seriellem Ausgang (Typ SN7496). Die Schwelle zum Ansprechen der logischen Signale liegt bei 400 μV , der Rauschpegel unter 100 μV . Der Eingang ist gegen Hochspannungsüberschläge bis zu 5 kV gesichert. Der Verstärker verarbeitet Eingangssignale bis -100 mV, ohne daß es zum Übersprechen auf benachbarte Verstärker kommt.

Der schnelle Ausgang des Verstärkers ("fast-out") ist weniger als

60 nsec gegen das Eingangssignal verzögert. Sein Puls hat eine Breite von 60 nsec. Ein zweiter 30 nsec breiter Ausgang geht auf das Verzögerungsglied. Nach einem Delay von 400 nsec kann der Puls nur dann das Schieberegister setzen, wenn ein von der schnellen Elektronik des Experiments gegebener Triggerpuls ("Masterstrobe") variabler Breite den Eingang geöffnet hält. Ein zusätzlicher Ausgang ("look") ermöglicht die Beobachtung der verstärkten Kammerpulse bevor sie auf Standardlänge gebracht werden.

3.5.3. Suchlaufgerät

Das Suchlaufgerät vom Typ F51-2.2f liest nacheinander die Flip-Flops der Hauptverstärker aus und meldet die Information in Binärform der PDP8.

Die Drähte sind daher fortlaufend numeriert von 1-60, 61-205 (Doppelkammer I (in Strahlrichtung links)) und 206-265, 266-410 (Doppelkammer II (in Strahlrichtung rechts), siehe Abb.9).

Über die Signalleitungen "Clock", "Go" und "Info" ist das Suchlaufgerät mit einer im Hauptverstärkerbord untergebrachten Hilfskarte verbunden. Sie enthält einen Start-Stop-Generator und einen Erkennungs-Flip-Flop. Er wird jeweils dann auf "1" gesetzt, wenn am Ausgang des Schieberegisters eine "1" erscheint.

Die logische Schaltung zeigt Abbildung 11.

Ein "Masterstrobe" startet das Suchlaufgerät, das wiederum (über die "Go"-Leitung) auf der Hilfskarte den "Clock"-Generator in Gang setzt. Seine Pulse schieben die Information im Schieberegister weiter. Im Suchlaufgerät addiert ein Binärzähler (über die "Clock"-Leitung) die Pulse. Wird beim Durchlaufen des Schieberegisters eine "1" vorgefunden, stoppt der Generator und teilt dies

(über die "Info"-Leitung) dem Suchlaufgerät mit. Die PDP übernimmt dann den Zählerstand des Binärzählers. Anschließend wird der "Clock"-Generator erneut gestartet. Die Zahl 512 des Binärzählers signalisiert dem Rechner das Ende des Auslesevorganges. Mit einem "Reset"-Puls schaltet er daraufhin alle gesetzten Flip-Flops auf Null.

3.5.4. Verwaltung der Proportionalkammerinformation durch die PDP

Das Programm STR73 (YL73) steuert die Datenverwaltung durch den Prozeßrechner.

Nach dem Einlesen der Nummern aller gesetzten Drähte in einen 1-Wort-Scanner wird die Information zusammen mit den anderen Ereignisdaten auf Magnetband geschrieben.

Gleichzeitig baut das Programm im Kernspeicher die Häufigkeitsverteilung aller gesetzten Drähte in den einzelnen Ebenen auf. Die Verteilung kann jederzeit auf einem Sichtgerät dargestellt oder über eine Schreibmaschine ausgedruckt werden.

3.6. Funktionstests der Proportionaldrahtkammern

Um eine optimale Verbesserung der Impulsauflösung des gestreuten Elektrons zu erreichen, sollen die Proportionaldrahtkammern nur jene beiden Drähte als gesetzt melden, die die y- bzw. z-Koordinate des durchgegangenen Teilchens definieren. Schon zwei einander nicht benachbarte, gesetzte Drähte in einer Signalebene machen die gesamte Information in der Regel für die Geometrierechnung des Ereignisses wertlos.

Alle Signal Ebenen und ihre zugehörige Elektronik mußten deshalb störungsfrei mit möglichst 100%igem Wirkungsgrad

arbeiten. Die Funktion der einzelnen Komponenten wurde mit einem Präparat als Teilchenquelle überprüft. Dabei ergab sich, daß besonders der Hochspannungspuls des Marx-Generators die Kammer-elektronik stört.

3.6.1. Testbedingungen

Als Teilchenquelle diente während der Funktionstests ein Co^{60} -Präparat mit 0,04 mr/h (in 1 m Abstand). Ein Gestell hielt es etwa in der Mitte jeder Kammer direkt an die Hochspannungsplatine der z-Drahtkammer, so daß alle Zählraten unter gleichen Bedingungen genommen wurden.

Ein Pulser lieferte einen Strobe von 40 nsec breite.

Die Datennahme mit der PDP8 steuerte das Programm "CHRTSX" (STE75).

"CHRTSX" errechnet folgende Zählraten für je 4096 Strobepulse (oder weniger) :

- i) Anzahl der Belegungen jedes Drahtes in einer Doppelkammer
- ii) Anzahl der Belegungen aller Drähte um einen Draht A im Abstand a, getrennt für y- und z-Drähte

Ferner kann das Programm Scheinbelegungen von Drähten durch falsches Setzen des Erkennungs-Flip-Flop (Drahtnummern >420) und die Nummern aller Drähte melden, die während eines einzelnen Strobepulses gesetzt wurden.

Alle angegebenen Zählraten wurden nach ii) gewonnen mit $A = 30$ bzw. 133 (Doppelkammer I) und $A = 235$ bzw. 338 (Doppelkammer II). a war so gewählt, daß über die Belegung aller Drähte einer Signalebene summiert wurde.

3.6.2. Kammergas

Für eine konstant gleichmäßige Funktion der Kammern ist die Einhaltung des Mischungsverhältnisses der Gase wichtig. Zu Beginn der Untersuchungen wurde das fertig gemischte Gas einer Fremdfirma benutzt. Während dieser Zeit zeigten die Hochspannungskurven ein ständig wechselndes Schwellenverhalten. Ein Beispiel zeigt Abbildung 13. Die Breite des Plateaus für höchsten Wirkungsgrad beträgt nur ca. 250 V. Die Untersuchung einer Gasprobe ergab, daß bei der Abfüllung in den Flaschen Luftreste verblieben waren. Ein beim DESY sorgfältig gemischtes Gas ermöglichte reproduzierbare Zählraten.

3.6.3. Hochspannungstests

Abbildung 14 zeigt die Zählraten aller vier Kammern bei wechselnder Hochspannung. Die Breite des Plateaus für höchsten Wirkungsgrad beträgt 350 V. An Hand der Kurven wurden die Betriebsspannung für die Doppelkammer I zu $U = 2.1 \text{ kV}$ und für die Doppelkammer II zu $U = 2.15 \text{ kV}$ bestimmt. Die Spannung sinkt an den Kammern während des Betriebes um 2.5%. Dabei ziehen sie einen Strom von $0.5 \mu\text{A}$.

3.6.4. Betriebsspannung der Vorverstärker

Die Betriebsspannung der Vorverstärker soll möglichst hoch liegen, um am Ausgang des Verstärkers große Signale zu erhalten. Eine Erhöhung führt zu einer Übersteuerung der Vorverstärker. Dabei ändern sich Lage und Steigung der Anstiegsflanke der Hochspannungskurven. Die besten Ergebnisse wurden mit $U = 7 \text{ V}$ erzielt (Abb.15). Höhere Spannungen führten zu Schäden an der

Elektronik.

3.6.5. Störungen der Elektronik durch den Streamerkammerpuls

Der Streamerkammerpuls von 650 kV erzeugt am Kammerwiderstand (30 Ohm) kurzzeitig einen Strom von ca. 20 kA. Dadurch werden auf den nicht abgeschirmten Leitungen der Vorverstärkerplatten Signale induziert. Wegen der niedrigen Ansprechschwelle der Hauptverstärker täuschen diese Pulse Anodendrahtsignale vor und führen zu Fehlbelegungen. Die Tests ergaben, daß die Vorverstärker mit einer Aluminiumhaube, die als Faraday-Käfig wirkt, ausreichend abgeschirmt sind.

Auf Grund ihrer ausreichenden Verstärkung war es möglich, die Hauptverstärker außerhalb des Experimentiergebietes in einer Meßhütte, deren metallene Wände und Decken einen Faraday-Käfig darstellen, zu installieren. Die Signalübermittlung erfolgte über 20 m lange BNC-Kabel.

Als besonders wichtig erwies es sich, sämtliche Spannungsversorgungsgeräte und alle Abschirmungen auf das selbe definierte Massepotential zu legen. Abbildung 16 zeigt Zählraten, die mit ungeschützten Verstärkern etwa 3 m vom Kammermittelpunkt entfernt aufgenommen wurden. Zum Vergleich sind die Zählraten der abgeschirmten Elektronik von Abbildung 14 angegeben.

4. Spurrekonstruktion unter Verwendung der Proportionaldraht- information

4.1.1. Gewinnung der Spurneßdaten

Die Filme werden zunächst nach Ereignissen abgesucht, bei denen eine negative Spur oberhalb des δ -Fängers verläuft. Nur solche Teilchen können den Zählerarm treffen und einen Triggerpuls auslösen.

Zu einem Ereignis zählen alle Spuren, die möglicherweise den gleichen Vertex im Target haben. Bremsелеktronen kann man meist schon beim Durchmustern erkennen. Im Zweifelsfall werden sie mitgemessen und später vom Geometrieprogramm THRESH (THRGRI) zurückgewiesen.

Auf Meßprojektoren vom Typ VANGUARD werden die Koordinaten mehrerer Punkte jeder Spur gemessen und von einem angeschlossenen PDP8-Rechner auf Magnetband gespeichert.

Die Meßgenauigkeit auf dem Film bestimmt den Fehler der Impulsberechnung. Die Genauigkeit auf dem Film beträgt $0-3\mu$, was einem Fehler von $240-320\mu$ in der Streamerkammer entspricht. In (RHL67) ist für beliebige Impulse folgende Formel angegeben :

$$\Delta p = 12 \cdot (1/B) \cdot p^2 \cdot \rho L^{5/2}$$

p = Impuls, Δp = Impulsfehler, B = magnetische Induktion,

L = Spurlänge, ρ = Meßfehler

Für eine mittlere Spurlänge von 50 cm folgt bei einer magnetischen Induktion von 1.8 Tesla für 7.2 GeV/c-Elektronen eine Impulsauflösung von 6.5% in guter Übereinstimmung mit dem Experiment (Abb.23g).

4.1.2. Rekonstruktion der Spurhelix im Geometrieprogramm THRESH

Das Geometrieprogramm THRESH (THRGRI) rekonstruiert aus in den drei Filmebenen gemessenen Spurpunkten den räumlichen Verlauf der Teilchenhelix. Eine erste Berechnung der Parameter $1/p$, λ , ψ , durch die jede Spur in einem gegebenen Magnetfeld eindeutig bestimmt ist, mit

p = Impuls

λ = Dipwinkel der Spur gegen die x-y-Ebene

ψ = Azimutwinkel der Projektion der Spur in die x-y-Ebene, gemessen gegen die x-Achse (Definition Abbildung 2)

und ihrer Kovarianzmatrix nimmt THRESH ohne Berücksichtigung der Teilchenmasse vor. Dabei paßt das Programm an die gemessenen Raumpunkte eine Spurhelix mit konstantem Durchmesser an.

Eine zweite Iteration berücksichtigt alle Magnetfeldkomponenten. Dazu wird eine Helix mit variablem Durchmesser angepaßt. Ein Maß für die Güte der Anpassung ist das Residuum R :

$$R = \frac{\sqrt{\sum a_i}}{(n-2)}$$

a = senkrechter Abstand der Meßpunkte von der in die Filmebene projizierten Helix

n = Anzahl der Meßpunkte

Das Programm versucht R zu minimalisieren.

Eine weitere Rechnung verlängert alle rekonstruierten Spuren in das Target hinein. Der Vertex ergibt sich dabei als jener Punkt, zu dem alle Spuren den geringsten Abstand haben. Zu dem Punkt auf der Spur mit minimalem Abstand zum Vertex (= vertexnächster Spurpunkt) gibt THRESH die Spurparameter $1/p$, λ , ψ und ihre Kovarianzmatrix an.

4.1.3. Kineratische Rekonstruktion der Ereignisse in GRIND

Das Programm GRIND bestimmt die für ein Ereignis möglichen Massenkombination. Die Zwangsbedingungen sind Energie- und Impulserhaltungssatz. Die Anpassung erfolgt nach der Methode des kleinsten χ^2 . Im Rahmen der Meßfehler lassen sich die Ereignisse durch die Zwangsbedingungen in drei Gruppen einteilen :

- i) Zum Ereignis gehören nur geladene Teilchen. Von Meßfehlern abgesehen, erfüllen sie Energie- und Impulssatz. Es muß lediglich eine Massenzuordnung zu den auslaufenden Spuren gefunden werden. Dazu stehen alle vier Zwangsbedingungen zur Verfügung (4C-Fit).
- ii) Beim Ereignis entstand ein neutrales Teilchen (π^0 oder n). Aus drei Zwangsbedingungen lassen sich seine Impulskomponenten errechnen. Eine Zwangsbedingung bleibt für die Bestimmung der Massenzuordnung übrig. Das Ereignis kann vollständig rekonstruiert werden (1C-Fit).
- iii) Beim Ereignis wurden mehrere neutrale Teilchen erzeugt. Ihre Rekonstruktion ist nicht möglich. Für das Ereignis kann keine Massenzuordnung angegeben werden (NOFIT).

Mit den 4C-Ereignissen kann die Qualität der Spurrekonstruktion überprüft werden. Ein Maß dafür sind die sogenannten Pulls der Spurparameter. Sie sind definiert als :

$$P = (a-b) / \sqrt{|(\Delta a)^2 - (\Delta b)^2|}$$

a, Δa = Parameter, sein Fehler aus der Helixrekonstruktion

b, Δb = Parameter, sein Fehler aus der kinematischen Anpassung

Die Pulls sollen um Null mit der (gaussischen) breite 1 verteilt sein. Sie wurden u.a. zur Positionierung der Proportionaldrahtkammern benutzt.

4.2.1. Mathematische Überlegung zur Verwendung der Proportionaldrahtinformation bei der Spurrekonstruktion

Die von den Proportionalkammern gelieferten Spurkoordinaten sind bei der Spurrekonstruktion anders als die Filmeßpunkte zu gewichten. Diese sind die Abbildung eines "Streamers" durch mehrere Medien (Gas, Netz der Hochspannungselektrode, Filmoptik) hindurch auf einen Film. Dadurch entstandene Verzerrungen können beim Helixfit nur näherungsweise berücksichtigt werden.

Die Proportionaldrahtkammern messen dagegen "wahre" Punkte im Raum. Zudem ist der Einfluß des Magnetfeldes auf das Teilchen an dieser Stelle vernachlässigbar gering. Die Berechnung geschieht daher in zwei Schritten. Zunächst bestimmt THRESH einen Vektor \vec{a}_0 der Spurparameter durch einen Fit an die Filmeßpunkte. Nach der Methode des Maximum-Likelihood-Verfahrens erfolgt dann eine Anpassung an die zusätzlichen Spurkoordinaten von den Proportionaldrahtkammern (im folgenden "Charpakfit" genannt).

Für die Änderung der Spurparameter ergibt sich folgende Abhängigkeit (Die Ableitung der Formel ist im Anhang A gezeigt) :

$$\vec{a} = \vec{a}_0 - M \cdot D^T \cdot M_2^{-1} \cdot \{ b(\vec{a}_0) - \vec{b}_0 \}$$

$\vec{a} = (1/p, \lambda, \psi)$ = Vektor der neuen Spurparameter

$\vec{a}_0 = (1/p_0, \lambda_0, \psi_0)$ = Vektor der alten Spurparameter

$\vec{b}(\vec{a}_0) = (y_c, z_c)$ = aus den Spurparametern errechneter Durchstoßpunkt durch die Proportionaldrahtkammern

$\vec{b}_0 = (y, z)$ = Spurkoordinaten in den Proportionaldrahtkammern

M = resultierende Kovarianzmatrix der neuen Spurparameter

(aus : $M^{-1} = M_1^{-1} + D^T M_2^{-1} D$ mit : M_1 = Kovarianzmatrix von \vec{a}_0)

M_2 = Kovarianzmatrix von \vec{b}_0

$D = \partial \vec{b}(\vec{a}_0) / \partial \vec{a}_0$

Bis auf die Matrix D sind alle Parameter bekannt (zur Berechnung von $\vec{b}(\vec{a}_0)$ wurden bestehende Programme modifiziert, siehe Anhang B).

4.2.2. Modell zur Berechnung der Matrix D

Zur Berechnung von $D = \partial \vec{b}(\vec{a}_0) / \partial \vec{a}_0$ wird die Spurlhelix durch ein Modell beschrieben, das vereinfachend ein im Kammerbereich konstantes Magnetfeld mit nur einer Komponente (in negativer z-Richtung) annimmt, das außerhalb der Streamerkammer Null ist (Abb.17). Dabei gilt :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial s} = \begin{cases} \alpha/p & \text{für } x \leq L \\ 0 & \text{für } x > L \end{cases}$$

s = Spurlänge, L = Länge des fiktiven Magnetfeldes

φ = Azimutwinkel der Spur, α = magnetische Induktion

In diesem Modell beschreibt das Teilchen im fiktiven Magnetfeld eine Helix und außerhalb eine Gerade.

Für die Elemente der Matrix D findet man (siehe Anhang A) :

$$\frac{\partial y_c}{\partial 1/p} = -q \frac{p \cos \lambda}{\alpha} \left\{ p(\cos \varphi_c - \cos \varphi_0) + \sin \varphi_c \cdot \frac{\partial \varphi_c}{\partial 1/p} \right\} + \frac{A-L}{\cos^2 \varphi_c} \frac{\partial \varphi_c}{\partial 1/p}$$

$$\frac{\partial y_c}{\partial \lambda} = -q \frac{p \cos \lambda}{\alpha} \left\{ (\cos \varphi_c - \cos \varphi_0) \operatorname{tg} \lambda + \sin \varphi_c \cdot \frac{\partial \varphi_c}{\partial \lambda} \right\} + \frac{A-L}{\cos^2 \varphi_c} \frac{\partial \varphi_c}{\partial \lambda}$$

$$\frac{\partial y_c}{\partial \varphi_0} = -q \frac{p \cos \lambda}{\alpha} \left\{ \sin \varphi_c \cdot \frac{\partial \varphi_c}{\partial \varphi_0} - \sin \varphi_0 \right\} + \frac{A-L}{\cos^2 \varphi_c} \frac{\partial \varphi_c}{\partial \varphi_0}$$

$$\frac{\partial z_c}{\partial 1/p} = \sin \lambda \left\{ q \frac{p^2}{\alpha} (\varphi_c - \varphi_0) + \left(-q \frac{p}{\alpha} + \frac{A-L}{\cos \lambda} \cdot \frac{\operatorname{tg} \varphi_c}{\cos \varphi_c} \right) \frac{\partial \varphi_c}{\partial 1/p} \right\}$$

$$\frac{\partial z_c}{\partial \lambda} = \frac{z_c - z_0}{\operatorname{tg} \lambda} - q \frac{p \sin \lambda}{\alpha} \cdot \frac{\partial \varphi_c}{\partial \lambda} + (A-L) \frac{\operatorname{tg} \lambda}{\cos \varphi_c} \cdot \left(\operatorname{tg} \lambda + \operatorname{tg} \varphi_c \frac{\partial \varphi_c}{\partial \lambda} \right)$$

$$\frac{\partial z_c}{\partial \varphi_0} = -q \frac{p \sin \lambda}{\alpha} \left(\frac{\partial \varphi_c}{\partial \varphi_0} - 1 \right) + \frac{A-L}{\cos \lambda} \frac{\operatorname{tg} \varphi_c}{\cos \varphi_c} \frac{\partial \varphi_c}{\partial \varphi_0} \sin \lambda$$

4.2.3. Aufsuchen der zu einem Ereignis gehörenden Drähte

Die aus den gesetzten Drähten errechneten Werte des Vektors $\vec{b}(\vec{a}_0)$ geben den Ort des Teilchendurchgangs durch die Proportionalkammer wieder. Dazu müssen die vom gestreuten Elektron gesetzten Drähte zweifelsfrei unter anderen, z.B. durch Höhenstrahlung gesetzten Drähten erkannt werden. Da aber keine zusätzliche, gegen die y- und z-Ebene verdrehte Signalebene vorhanden ist, ergeben sich schon für die Durchgangsorte zweier Teilchen vier Möglichkeiten.

Daher muß man die Spur der rekonstruierten Teilchenhelix zur Bestimmung des Durchstoßpunktes heranziehen. Der Weg des Teilchens wird aus dem Magnetfeld heraus iterativ bis in die Ebene L3 der Proportionalkammern berechnet. Die so bestimmten Koordinaten und ihre Standardabweichungen grenzen die möglichen gesetzten Drähte ein.

Hat die Spur innerhalb 3 Standardabweichungen die Kammer durchquert, gelten die folgenden Bedingungen für gesetzte Signaldrähte :

- i) Der Abstand Signaldrant minus Durchstoßpunkt muß ≤ 3 Standardabweichungen der Helixrechnung sein.
- ii) Benachbarte Drähte zählen wie ein einziger. Sein Ort ist der Mittelwert aller. Die Anzahl der Drähte zu einem Mittelwert darf nicht > 3 sein. Dieser Wert ergibt sich aus der Bestimmung der Drahtmultiplizitäten (siehe Abschnitt 5.3.).
- iii) Der Abstand zwischen 2 Mittelwerten muß mehr als 2 Drähte betragen. So kann der Ausfall eines Drahtes keine "schmalen" Mittelwerte vortäuschen.
- iv) Erfüllen mehrere Mittelwerte i), gelten weiterhin ii) und iii). Verwendung findet der dem berechneten Durchstoßpunkt nächstgelegene Mittelwert. In der Regel beträgt die Varianz

der Ortsbestimmung des Teilchendurchganges 1-2 cm, so daß diese Entscheidung - sie war bei weniger als 0.2% aller Ereignisse nötig - mit ausreichender Wahrscheinlichkeit korrekt ist.

v) Der ausgesuchte Mittelwert darf nicht zu den 4 Randdrähten einer Ebene gehören. Randeffekte durch Feldüberhöhungen bei diesen teilweise über Guard-Strips verlaufenden Signaldrähten sind damit ausgeschlossen.

vi) Der Abstand zwischen berechnetem Durchstoßpunkt und Drahtort darf 10 Drahtabstände nicht überschreiten. Dieser Wert entspricht ca. 4 Standardabweichungen der Differenzverteilung aller Ereignisse. Ist der Radius einer schnellen Spur auf dem Film nicht oder nur sehr ungenau bestimmt, setzt THRESH den Impulsfehler sehr hoch. Dadurch kann die Varianz des Durchstoßpunktes so groß werden, daß sie die gesamte Kammer abdeckt. Eine Spurverbesserung mit so ermittelten Signaldrahtkoordinaten brächte ein sinnloses Ergebnis.

Die Prüfung auf eine mögliche Parameterverbesserung der Spuren erfolgt sequentiell. Bei weniger als 0.1% aller Ereignisse erfüllten mehr als eine Spur die Bedingungen für denselben Mittelwert. Da die erste verbesserte Spur in der Regel das gestreute Elektron ist, bleibt dann im Charpakfit ungeändert und wird für die anderen nicht ausgeführt. Alle Teilchen, deren Spurparameter durch den Charpakfit verändert sind, werden als C-Teilchen gekennzeichnet.

5. Ortsauflösung und Wirkungsgrad

5.1. Ortsauflösung der Proportionaldrahtkammern

Wie die Messungen verschiedener Autoren (MES71, SON71) zeigen, kann für die Ortsauflösung von Proportionalkammern in guter Näherung eine Rechteckverteilung angesetzt werden. Daraus errechnet sich der Fehler zu $\delta = d/\sqrt{12}$ (d = Drahtabstand).

Die Überprüfung dieses Ansatzes erfolgte mit einer Monte-Carlo-Rechnung (DRL74). Das Modell nimmt eine 1-dimensionale Wahrscheinlichkeitsverteilung um den Draht an. Das aus dem Experiment gewonnene mittlere Verhältnis aller gesetzten Drähte

$$1 \text{ Draht} : 2 \text{ Drähte} : 3 \text{ und mehr Drähte} = 10 : 7 : 1$$

konnte mit einer Rechteckverteilung reproduziert werden, die in eine Gaußverteilung übergeht und schließlich wie $1/a$ (a = Drahtabstand) ausläuft. Damit wurde der Mehrfachbelegung Rechnung getragen. Es ergaben sich (in Einheiten des Drahtabstandes)

$$\text{für die Breite der Rechteckverteilung } b = 0.43$$

$$\text{für den Fehler der Gaußverteilung } f = 0.19$$

$$\text{für den Beginn des } 1/a\text{-Schwanzes } x = 0.89$$

Der aus dieser Anpassung bestimmte Fehler für die Ortsbestimmung gesetzter Drähte beträgt

$$1 \text{ Draht} : \delta = d/\sqrt{12}$$

$$2 \text{ Drähte} : \delta = 2d/\sqrt{12}$$

$$3 \text{ Drähte} : \delta = 2.5 d/\sqrt{12}$$

Verteilungen, die im direkten Strahl von 3 GeV aufgenommen sind (Abb.18), zeigen für beide Kammern die gleiche Ortsauflösung. Deutlich ist eine Erweiterung des Strahls in der y-Koordinate zu erkennen, während das Signal der z-Drähte sehr scharf ist. Bremsstrahlung in Target und Kammergas führt zu einem Impulsverlust vieler Elektronen und verbreitert den Strahl in

negative y-Richtung.

Um durch Strahlungsverluste und die Näherung des Magnetfeldmodells hervorgerufene systematische Fehler zu verringern, wird beim Charpakfit für den Fehler der Ortsbestimmung zu den theoretischen Werten ein systematischer Fehler $s = d/2$ addiert. Er ist nach den Formeln der Pulls abgeschätzt.

5.2. Wirkungsgrad der Proportionaldrahtkammern

Als Wirkungsgrad wird definiert :

$$\text{Wirkungsgrad} = \frac{\text{Anzahl der Ereignisse, deren Spurparameter durch einen Charpakfit verbessert wurden}}{\text{Anzahl der Ereignisse, für die ein Charpakfit versucht wurde}} \cdot 100$$

In der nachfolgenden Tabelle sind auch Ereignisse mit mehr als einer Spur durch die Kammern enthalten, sowie solche, deren Elektronspur die Triggerbedingung nicht erfüllen.

Tabelle 2 : Wirkungsgrad

	Kammer I	Kammer II
gesamt	91%	93%
in der y-Koordinate	94%	93%
in der z-Koordinate	97%	90%

5.3. Drahtmultiplizitäten

Durchqueren Teilchen die Proportionalkammer in einer schmalen Zone z um die Mitte zwischen zwei Drähten, kann die Townsend-Lawine beide Drähte setzen. Daraus errechnen sich bei n Ereignissen $k = 2nz/d$ Doppelbelegungen. z ist im wesentlichen eine Funktion der Driftgeschwindigkeit der Elektronen und des Verhältnisses E/p (E = Feldstärke, p = Druck des Kammergases).

In geringer Zahl kommt es zur Belegung dreier oder mehr benachbarter Drähte. Hierzu tragen vor allem niederenergetische Anstoßelektronen bei. Der Anteil dieser δ -Elektronen an den Mehrfachbelegungen beträgt nach Vogel 6% (VOG69).

Die nachfolgende Tabelle zeigt die Multiplizitäten für die Doppelkammer II. Die Werte der z -Koordinate der Doppelkammer I sind nicht aufgeführt, da ein Fehler der Elektronik zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit für Mehrfachbelegungen im Bereich der Drähte 1- δ führte. Tests mit den dazugehörigen Ereignissen zeigten, daß dabei keine Systematik in der Wahl des Nachbarn (linker oder rechter Draht) vorlag. Die Ereignisse wurden deshalb in der Auswertung wie echte Doppelbelegungen behandelt.

Tabelle 3 : Drahtmultiplizitäten

Koordinate	<u>Kammer I</u>		<u>Kammer II</u>	
	X		X	Y
1 Draht	77.1%		77.7%	72.7%
2 Drähte	14.9%		14.2%	15.6%
3 Drähte	1.4%		1.3%	1.8%
mehr als 3 Drähte	6.6%		6.3%	9.9%

5. Überprüfung des Magnetfeldmodells

5.1. Magnetische Länge

Neben dem Vektor \vec{a}_0 der rekonstruierten Helix geht in die Formel des Charpakfits die vom Teilchen gesehene magnetische Länge L ($L = \int \vec{B} dt / B_{\max}$) ein.

Das Feld des Streamerkammermagneten ist in einem Raster von 2067 Punkten vermessen (DAU72). Die gesamte magnetische Länge in x-Richtung beträgt 108 cm. Die Streamerkammer nutzt davon 100 cm aus. Berücksichtigt man, daß der erste Spurmeßpunkt im Mittel bei $x = -15$ cm liegt, sollte man für L einen Wert von ca. 93 cm erwarten. Die Verteilung der im Charpakfit angepaßten Werte ist in Abbildung 19 dargestellt. Man findet ein breites Maximum bei $L = 96$ cm in guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert.

5.2. Untersuchung der Symmetrie des Charpakfits

Um systematische Fehler experimentell bestimmter Meßwerte zu erkennen, simuliert das Monte-Carlo-Programm STYX (NAG74) Streamerkammerereignisse und läßt sie von THRESH und GRIND rekonstruieren.

Zur Auswahl der gesetzten Drähte benutzt STYX das Monte-Carlo-Programm, das zur Überprüfung der Ortsauflösung diente. In den Abbildungen 20a,b ist die Differenz $p_{\text{STYX}} - p_{\text{THRESH}}$ gegen den Impulsfehler Δp_{THRESH} vor und nach einem Charpakfit aufgetragen. Die Werte der Differenz sind symmetrisch um Null verteilt. Der Impulsfehler ist in Abbildung 20a deutlich verringert. Die Symmetrie bestätigt die richtige Näherung durch das Modell.

7. Positionierung der Proportionaldrahtkammern

Die gute Ortsauflösung der Proportionaldrahtkammern verlangt für den Charkpakfit die exakte Kenntnis der Kammerposition im Streamerkammerkoordinatensystem. Es wurden zwei Möglichkeiten versucht, die Position der Kammern zu bestimmen :

i) Wahl der Kammerkoordinaten so, daß die Differenzen Teilchendurchgangsort minus Drahtort um Null verteilt sind

ii) Einrichten der Kammerposition nach den Pulls der 4C-Fits

Beide Verfahren setzen voraus, daß die iterative Verfolgung der Spurnelix bis in die Ebene E3 keinen relevanten Fehler beiträgt. Ergebnisse von Testrechnungen gestatten diese Annahme.

Die Methode i) erlaubt eine grobe Bestimmung des Kammerstandortes. Die Verteilungen der Differenz Durchgangsort minus Drahtort (Abb.21a-d) sind recht breit, denn ihre Varianz ist im Wesentlichen durch das σ der Helixrekonstruktion bestimmt. Gegenüber der Ortsauflösung der Proportionaldrahtkammern ist sie um einen Faktor 10-12 schlechter.

Dabei bleibt unberücksichtigt, daß ca. 10% aller gestreuten Elektronen auf dem Weg zur Kammer Impulsverluste durch Bremsstrahlung erleiden. Die Bestimmung der Spurnelix erfolgt unter der Annahme nichtstrahlender Teilchen. Ihre errechneten Durchstoßpunkte sind daher gegen die wahren Werte in positiver y-Richtung verschoben.

Auch die Anwendung der Methode ii) schließt diese Unsicherheit mit ein. Trotzdem wurde dieses Verfahren zur Bestimmung der Kammerposition benutzt. Die vierfach überbestimmten 4C-Fits weisen in Mittel die kleinsten Fehler bei den Spurparametern auf und sind weitgehend frei von Bremsstrahlungseffekten. Parameter für die Pulls (Definition siehe Seite 24) sind die Elemente des

Vektors $\vec{\alpha}$ des gestreuten Elektrons. Geringe Variation des K nnerstandortes verändert die Pullsform merklich, so daß eine Optimierung bedeuend möglich ist. Die so erzielten Pulls (Abb.22a,b) zeigen die geringste Abweichung von der statistisch geforderten Form.

Die Verteilungen von $1/p$ und ψ haben nach dem Charpakfit noch immer einen Strahlungsschwanz zu positiven Werten. Das Maximum der Pullverteilung ist daher um ca. 1/3 Standardabweichung von Null zu negativen Werten verschoben. Einen zusätzlichen Beitrag liefert die Summe aller Effekte wie Bremsstrahlung in den Zählern der Ebenen E1 und E2, Vorsetzung der Streamer auf dem Film bei Durchgang durch die Mittelelektrode, nur ungenügend genaue  herungspolynome beim Helixfit und Ungenauigkeit der Korrektur auf Linsenfehler.

3. Impuls- und winkelauflosung

3.1. Verbesserung der Spurparameter

Im folgenden wird die Verbesserung der Parameter durch die Anwendung des Charpakfits diskutiert. In Tabelle 4 ist der Anteil der durch einen Charpakfit verbesserten Ereignisse angegeben.

Tabelle 4:

Anzahl aller Ereignisse	21313
Anzahl der Ereignisse mit Charpakfit	19384
davon verbessert in der	
y-Koordinate	18113
z-Koordinate	17340
in beiden Koordinaten	16169

8.1.1. Impulsauflösung

Die Verbesserung der Impulsauflösung durch den Charpakfit setzt etwa oberhalb $p = 5 \text{ GeV/c}$ ein. Insbesondere wird die Zahl der Spuren mit kinematisch nicht möglichen Impulsen $p > 7.2 \text{ GeV/c}$ beträchtlich verringert. Während THRESH für 13% aller Spuren Impulse größer 7 GeV/c errechnet, drückt der Charpakfit die Zahl auf 8% für alle gefitteten und 4.6% für alle Spuren, zu denen ein γ -Drahtsignal vorhanden war (Abb.23a-c). Die Symmetrie der Impulsveränderung zeigen die Abbildungen 23d,e.

Die mittlere Verschiebung $|p_{\text{vor}} - p_{\text{nach}}|$ der Impulse von Spuren, für die ein Charpakfit in beiden Koordinaten möglich war, beträgt 0.047 GeV/c für $p > 5 \text{ GeV/c}$.

Die Messung in der Streamerkammer erreicht ohne den Charpakfit eine mittlere Impulsauflösung für das gestreute Elektron von 6%. Mit dem Fit ergibt sich eine Verbesserung um einen Faktor 2.2 auf 2.7% (bei den Spuren mit nur einem γ -Draht werden 2.5% erreicht) (Abb.23g-h).

Die Auflösung wird charakterisiert durch den maximal nachweisbaren Impuls p_{MDM} , definiert durch $\Delta p/p = 1/p_{\text{MDM}}$ bei konstanter Spurlänge L . Ohne Charpakfit ergibt sich ein Wert von $\sim 120 \text{ GeV/c}$. Die Abschätzung des p_{MDM} nach dem Charpakfit ergibt $\sim 260 \text{ GeV/c}$ (Abb. 24a,b).

8.1.2. Auflösung des Neigungswinkels

Der ungünstige Stereofaktor der Kameras erlaubt bei der Bestimmung der Neigungswinkel der Spuren nur eine Genauigkeit von $\pm 5 \text{ mrad}$. Die Verteilung der unkorrigierten Neigungswinkel zeigt daher breite Ränder. Der große "Hebelarm", als der ein Meßpunkt

in der Proportionaldrahtkammer beim Charpakfit auf den Neigungswinkel wirkt, führt zu einer scharfen Korrektur des Spurverlaufs und läßt die Begrenzung der Akzeptanz in z-Richtung deutlich werden (Abb.25a-c). Damit bestätigt sich das Modell eines einkomponentigen Magnetfeldes; also eines in 1. Näherung über die ganze Spurlänge konstanten Neigungswinkels. Die Veränderung der Winkel erfolgt im Mittel symmetrisch. Die Verschiebung $|\lambda_{\text{vor}} - \lambda_{\text{nach}}|$ der Spuren mit einem z-Draht beträgt im Mittel 5 mrad (Abb.25d).

Durch die hohe Ortsauflösung der Proportionaldrahtkammern wird die Meßgenauigkeit $\Delta\lambda$ beim Charpakfit fast ausschließlich vom Fehler der Ortsmessung bestimmt. Es ergeben sich je nach Anzahl der Mittelwerte zu einem Drahtort drei deutliche Gruppen, deren mittlere Fehler ± 1 mrad (1 Mittelwert), ± 1.28 mrad (2 Mittelwerte) und ± 1.48 mrad (5 Mittelwerte) sind (Abb.25e-h).

5.1.3. Auflösung des Azimuthwinkels

Der Azimuthwinkel einer Spur läßt sich aus den Streamerkameraaufnahmen bereits so exakt bestimmen, daß der Charpakfit im Mittel keine Veränderung der Winkelverteilung bewirkt (Abb.26b,c). Die Winkel werden im Mittel um $|\varphi_{\text{vor}} - \varphi_{\text{nach}}| = 1.5$ mrad korrigiert (Abb.26a). Ohne Charpakfit kann man den Azimuth im Mittel auf ± 1.6 mrad genau messen. Durch den zusätzlichen Meßpunkt in der Ebene L3 gelingt eine Vergrößerung der Auflösung um einen Faktor 2 auf $\Delta\varphi = \pm 0.9$ mrad (Abb.24j-f).

9. Untersuchung der MM^2 -Verteilungen von 2-Spurereignissen

Zur Demonstration der Auflösungsverbesserung wurden die 2-Spurereaktionen $ep \rightarrow pe\pi^0$ (Hypothese 101) und $ep \rightarrow \pi^+en$ (Hypothese 102) gewählt.

Die Verteilung des Quadrats der zur Erfüllung der Erhaltungssätze von GRIND angefütteten fehlenden Masse, berechnet aus $M^2 = (\sum_{\text{ein}}^P - \sum_{\text{gel.aus}}^P)^2$, sind in Abbildung 28a,b (Typ 101) bzw. in Abbildung 29a,b (Typ 102) vor und nach dem Charpakfit dargestellt. Da die Breite der Verteilungen für wachsenden Impuls des gestreuten Elektrons zunimmt, wurden die Ereignisse für die drei Impulsbereiche $p < 4 \text{ GeV/c}$, $4 \text{ GeV/c} \leq p \leq 6 \text{ GeV/c}$ (Abb.28c,d (Typ 101), Abb.29c,d (Typ 102)) und $p > 6 \text{ GeV/c}$ (Abb.28e,f (Typ 101), Abb.29e,f (Typ 102)) getrennt betrachtet.

Ohne Charpakfit lieferten 1099 (1386) Ereignisse einen π^0 (n)-Fit. Diese Zahl verringerte sich nach dem Fit auf 967 (1253) Ereignisse. Während im Bereich $p < 4 \text{ GeV/c}$ die geringe Statistik keine Aussage zuläßt, findet man für die beiden anderen Bereiche, daß die Breite der MM^2 -Verteilungen wie erwartet mit wachsendem Elektronenimpuls zunimmt.

Da der Charpakfit den Impuls des auslaufenden Elektrons im Bereich mittlerer Impulse ($\approx 5 \text{ GeV/c}$) in der Regel vergrößert (siehe Abb.23a-c), findet man nach dem Fit im Bereich $> 6 \text{ GeV/c}$ fast 10% mehr Ereignisse.

Tabelle 5 :

Prozentuale Verteilung der Ereignisse in den Impulsintervallen

	vor dem Charpakfit	nach dem Charpakfit
Typ 101 :		
4-6 GeV/c	36.2%	27.2%
> 6 GeV/c	60.2%	69.3%
Typ 102 :		
4-6 GeV/c	36.0%	28.0%
> 6 GeV/c	63.0%	71.0%

Auffällig ist die große Symmetrie der Verteilungen nach dem Charpakfit. An die Berechnungen sind noch keine Strahlungskorrekturen angebracht, sodaß es zur Verschiebung der Neutronverteilung vom exakten Wert kommt.

Für die Varianz der Verteilungen für Ereignisse mit Impulsen > 6 GeV/c ergibt sich :

Tabelle 6 :

Varianz der Verteilungen für Ereignisse mit Impulsen > 6 GeV/c

	vor dem Charpakfit	nach dem Charpakfit
Typ 101 :	0.1 GeV ²	0.06 GeV ²
Typ 102 :	0.31 GeV ²	0.23 GeV ²

Anhang A

A. Ableitung der Formel zur Linbeziehung der Proportional-
drantinformation in die Spurrekonstruktion

A.1. Aufstellen der Fitformel

Die Berechnung der verbesserten Spurparameter erfolgt nach dem Maximum-Likelihood-Verfahren. Nach dieser Methode erhält man für den Parameter λ einen Verteilung den wahrscheinlichsten Wert, wenn die Likelihood-Funktion

$$L = \prod f(\vec{x}, \lambda)$$

f = Wahrscheinlichkeitsdichte der Zufallsgrößen unter dem Einfluß des Parameters maximal wird (BRA66).

Dieser Aussage ist äquivalent :

$$d(\ln L)/d\lambda = 0$$

Um den wahrscheinlichsten Parameter λ zu bestimmen, muß diese Gleichung gelöst werden. In diesem Fall gelingt die Lösung ohne Kenntnis der eigentlichen Likelihood-Funktion.

Benutzte Größen :

$\vec{a} = (1/p, \lambda, \varphi) =$ Vektor der neuen Spurparameter

$\vec{a}_0 = (1/p_0, \lambda_0, \varphi_0) =$ Vektor der alten Spurparameter

$\vec{b}(\vec{a}_0) = (y_c, z_c) =$ aus den Spurparametern errechnete Durchstoßpunkte durch die Proportionaldrahtkammern

$(x_0, y_0, z_0) =$ Startpunkt der Helix

$\vec{b}_0 = (y, z) =$ Spurkoordinaten in den Proportionaldrahtkammern

$M_1 =$ Kovarianzmatrix von \vec{a}_0 aus THRESH

$M_2 =$ Kovarianzmatrix von \vec{b}_0

$\varphi_c = \varphi_F =$ Azimuthwinkel der Spurhelix am Durchstoßpunkt durch die Ebene E_3 und am Ende des fiktiven Magnetfeldes

$x_F =$ Ende des fiktiven Magnetfeldes

Diese Parameter beschreiben zwei aus unterschiedlichen Messungen

gewonnene, unabhängige Likelihood-Funktionen

aus THRESH : $L_1(D_1, \vec{a})$; D_1 = Meßpunkte

von den Kammern : $L_2(D_2, \vec{b})$; D_2 = gesetzte Drähte, $\vec{b} = \vec{b}(\vec{a}_0)$

Die Gesamtfunktion ist dann :

$$L = L_1 \cdot L_2$$

Für sie gilt :

$$F_i \equiv \frac{\partial \log L_1}{\partial a_i} + \frac{\partial \log L_2}{\partial a_i} = 0 \quad \text{für } i = 1, 2, 3$$

Taylor - Entwicklung :

$$i) \quad \frac{\partial \log L_1}{\partial a_i} = \frac{\partial \log L_1}{\partial a_i} \Big|_{\vec{a}_0} + \sum_j \frac{\partial^2 \log L_1}{\partial a_i \partial a_j} \Big|_{\vec{a}_0} (a_j - a_{j_0}) + \dots$$

$$ii) \quad \frac{\partial \log L_2}{\partial a_i} = \sum_j \frac{\partial \log L_2}{\partial b_j} \cdot \frac{\partial b_j}{\partial a_i} \equiv \frac{\partial \log L_2}{\partial b_j} \cdot \frac{\partial b_j}{\partial a_i}$$

Die Faktoren von ii) werden getrennt entwickelt :

$$\frac{\partial \log L_2}{\partial b_j} = \frac{\partial \log L_2}{\partial b_j} \Big|_{\vec{b}_0} + \sum_k \frac{\partial^2 \log L_2}{\partial b_j \partial b_k} \Big|_{\vec{b}_0} (b_k - b_{k_0}) + \dots$$

$$\frac{\partial b_j}{\partial a_i} = \frac{\partial b_j}{\partial a_i} \Big|_{\vec{a}_0} + \sum_k \frac{\partial^2 b_j}{\partial a_i \partial a_k} \Big|_{\vec{a}_0} (a_k - a_{k_0}) + \dots$$

Damit gilt für ii) :

$$\frac{\partial \log L_2}{\partial b_j} \cdot \frac{\partial b_j}{\partial a_i} = \frac{\partial \log L_2}{\partial b_j} \Big|_{\vec{b}_0} \cdot \frac{\partial b_j}{\partial a_i} \Big|_{\vec{a}_0} + \sum_k \frac{\partial^2 \log L_2}{\partial b_j \partial b_k} \Big|_{\vec{b}_0} \cdot (b_k - b_{k_0}) \cdot \frac{\partial b_j}{\partial a_i} \Big|_{\vec{a}_0} + \dots$$

Aus i) und ii) folgt :

$$F_i = \sum_j \frac{\partial^2 \log L_1}{\partial a_i \partial a_j} \Big|_{\vec{a}_0} (a_j - a_{j_0}) + \sum_{j,k} \frac{\partial^2 \log L_2}{\partial b_j \partial b_k} \Big|_{\vec{b}_0} \cdot \left[b_k(\vec{a}_0) + \sum_{\ell} \frac{\partial b_k}{\partial a_{\ell}} \Big|_{\vec{a}_0} (a_{\ell} - a_{\ell_0}) - b_{k_0} \right] \cdot \frac{\partial b_j}{\partial a_i} \Big|_{\vec{a}_0} + \dots$$

$$- \frac{\partial^2 \log L_1}{\partial a_i \partial a_j} = (M_1^{-1})_{ij} \quad \text{ist die Kovarianzmatrix von } \vec{a}_0$$

$$- \frac{\partial^2 \log L_2}{\partial b_i \partial b_j} = (M_2^{-1})_{ij} \quad \text{ist die Kovarianzmatrix von } \vec{b}_0$$

Mit der Matrix $D: D_{ij} = \frac{\partial b_i}{\partial a_j}$ folgt für die Glieder von F_i :

$$- \sum_j \frac{\partial^2 \log L_1}{\partial a_i \partial a_j} \Big|_{\vec{a}_0} (a_j - a_{j_0}) = \{M_1^{-1}(\vec{a}_0) \cdot (\vec{a} - \vec{a}_0)\}_i$$

$$- \sum_{j,k} \frac{\partial^2 \log L_2}{\partial b_j \partial b_k} \Big|_{\vec{b}_0} \cdot b_k(\vec{a}_0) \cdot \frac{\partial b_j}{\partial a_i} \Big|_{\vec{a}_0} = \{D^T(\vec{a}_0) M_2^{-1}(\vec{b}_0) \vec{b}(\vec{a}_0)\}_i$$

$$\sum_{\ell} \frac{\partial b_k}{\partial a_{\ell}} \Big|_{\vec{a}_0} (a_{\ell} - a_{\ell_0}) = \{D(\vec{a}_0) \cdot (\vec{a} - \vec{a}_0)\}_k$$

$$- \sum_{j,k} \frac{\partial^2 \log L_2}{\partial b_j \partial b_k} \Big|_{\vec{b}_0} \cdot \{D(\vec{a}_0) \cdot (\vec{a} - \vec{a}_0)\}_k \cdot \frac{\partial b_j}{\partial a_i} \Big|_{\vec{a}_0} = D^T(\vec{a}_0) M_2^{-1}(\vec{b}_0) D(\vec{a}_0) (\vec{a} - \vec{a}_0)_i$$

$$- \sum_{j,k} \frac{\partial^2 \log L_2}{\partial b_j \partial b_k} \Big|_{\vec{b}_0} \cdot b_{k_0} \frac{\partial b_j}{\partial a_i} \Big|_{\vec{a}_0} = - \{D^T(\vec{a}_0) M_2^{-1}(\vec{b}_0) \vec{b}_0\}_i$$

Für F ergibt sich dann (mit $D = D(\vec{a}_0)$, $M_1^{-1} = M_1^{-1}(\vec{a}_0)$, $M_2^{-1} = M_2^{-1}(\vec{b}_0)$):

$$- \vec{F} = \{M_1^{-1} + D^T M_2^{-1} D\} \cdot (\vec{a} - \vec{a}_0) + D^T M_2^{-1} (\vec{b}(\vec{a}_0) - \vec{b}_0)$$

Die resultierende Fehlermatrix M ist :

$$M^{-1} = \bar{M}_1^{-1} + D^T \bar{M}_2^{-1} D$$

Damit sind die neuen Werte für $\vec{a} = (1/p, \lambda, \varphi)$ bestimmt :

$$\vec{a} = \vec{a}_0 - M \cdot D^T \cdot \bar{M}_2^{-1} \cdot \{\vec{b}(\vec{a}_0) - (\vec{b}_0)\}$$

3.2. Modell zur Berechnung der Matrix D

Zur Berechnung von $D = \partial \vec{b}(\vec{a}_0) / \partial \vec{a}$ wird die Spurhelix durch ein Modell beschrieben, das vereinfachend ein im Kammerbereich konstantes Magnetfeld mit nur einer Komponente (in negativer z-Richtung) annimmt, das außerhalb der Streamerkammer Null ist (Abb.17). Dabei gilt :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial s} = \begin{cases} \alpha/p & \text{für } x \leq L \\ 0 & \text{für } x > L \end{cases}$$

α = magnetische Induktion, φ = Azimuthwinkel der Spur

s = Spurlänge, L = Länge des fiktiven Magnetfeldes

In diesem Modell beschreibt das Teilchen im fiktiven Magnetfeld eine Helix und außerhalb eine Gerade.

Die Helix hat folgende allgemeine Darstellung :

$$x = x_0 - qr(\sin\varphi - \sin\varphi_0)$$

$$y = y_0 + qr(\cos\varphi - \cos\varphi_0)$$

$$z = z_0 - qr(\varphi - \varphi_0) \operatorname{tg} \lambda$$

r = Radius der Helix, φ = Azimuthwinkel am Startort,

$q = \operatorname{sign}(\vec{B}) \cdot Q$, B = magnetische Induktion, Q = Ladung des Teilchens, $q = -1$: Rechts-, $q = +1$: Linkschraube, λ = Dipwinke

Für r gilt :

$$r = (p \cos \lambda) / (0.3 \vec{B}) = (p \cos \lambda) / \alpha$$

p = Impuls des Teilchens

Jetzt kann $L = x_F - x_0$ bestimmt werden :

$$L = -(qp \cos \lambda)(\sin \psi_c - \sin \psi_0) / \alpha \quad (1)$$

Analog folgen (Abb.17) y_c und z_c an Ebene $L3$:

$$y_c = y_0 + (qp \cos \lambda)(\cos \psi_c - \cos \psi_0) / \alpha + (A-L) \operatorname{tg} \psi_c$$

$$z_c = z_0 - \sin \lambda (qp(\psi_c - \psi_0) / \alpha + (A-L) / (\cos \psi_c \cos \lambda))$$

A = Abstand vertexnächster Meßpunkt - Ebene $L3$

Auf Grund der Näherung ergeben sich zwei Lösungen für den Magnetfeldfaktor :

$$\alpha_1 = \frac{qp \cos \lambda}{y_c - y_0 - A \operatorname{tg} \psi_c} \{ \cos \psi_c - \cos \psi_0 + (\sin \psi_c - \sin \psi_0) \operatorname{tg} \psi_c \}$$

$$\alpha_2 = \frac{qp \sin \lambda}{(z_c - z_0) \cos \psi_c - A \operatorname{tg} \lambda} \{ (\psi_0 - \psi_c) \cos \psi_c + \sin \psi_c - \sin \psi_0 \}$$

Da z_c nur schwach vom Magnetfeld abhängt ($\partial z_c / \partial \vec{B} \approx 0$), ist der Fehler der Änderung von z_c in der Regel größer als $z_c - z_0$. Daher bleibt die zweite Lösung unberücksichtigt.

A.3. Berechnung von D

Aus (1) folgt :

$$\sin \psi_c = \sin \psi_0 - (q\alpha L) / (p \cos \lambda)$$

folgende Abkürzungen werden benutzt :

$$\left. \frac{\partial \psi_c}{\partial 1/p} \right|_{\vec{a}_0} = - \frac{q\alpha L}{\cos \psi_c \cos \lambda}$$

$$\left. \frac{\partial \psi_c}{\partial \lambda} \right|_{\vec{a}_0} = - \frac{q\alpha L}{p} \cdot \frac{\sin \lambda}{\cos \psi_c \cos^2 \lambda}$$

$$\left. \frac{\partial \psi_c}{\partial \psi_0} \right|_{\vec{a}_0} = \frac{\cos \psi_0}{\cos \psi_c}$$

Für die Elemente der Matrix folgt dann :

$$\frac{\partial y_c}{\partial 1/p} = -q \frac{p \cos \lambda}{\alpha} \{ p(\cos \varphi_c - \cos \varphi_o) + \sin \varphi_c \cdot \frac{\partial \varphi_c}{\partial 1/p} \} + \frac{A-L}{\cos^2 \varphi_c} \frac{\partial \varphi_c}{\partial 1/p}$$

$$\frac{\partial y_c}{\partial \lambda} = -q \frac{p \cos \lambda}{\alpha} \{ (\cos \varphi_c - \cos \varphi_o) \operatorname{tg} \lambda + \sin \varphi_c \cdot \frac{\partial \varphi_c}{\partial \lambda} \} + \frac{A-L}{\cos^2 \varphi_c} \frac{\partial \varphi_c}{\partial \lambda}$$

$$\frac{\partial y_c}{\partial \varphi_o} = -q \frac{p \cos \lambda}{\alpha} \{ \sin \varphi_c \cdot \frac{\partial \varphi_c}{\partial \varphi_o} - \sin \varphi_o \} + \frac{A-L}{\cos^2 \varphi_c} \frac{\partial \varphi_c}{\partial \varphi_o}$$

$$\frac{\partial z_c}{\partial 1/p} = \sin \lambda \left\{ q \frac{p^2}{\alpha} (\varphi_c - \varphi_o) + \left(-q \frac{p}{\alpha} + \frac{A-L}{\cos \lambda} \cdot \frac{\operatorname{tg} \varphi_c}{\cos \varphi_c} \right) \frac{\partial \varphi_c}{\partial 1/p} \right\}$$

$$\frac{\partial z_c}{\partial \lambda} = \frac{z_c - z_o}{\operatorname{tg} \lambda} - q \frac{p \sin \lambda}{\alpha} \cdot \frac{\partial \varphi_c}{\partial \lambda} + (A-L) \frac{\operatorname{tg} \lambda}{\cos \varphi_c} \cdot (\operatorname{tg} \lambda + \operatorname{tg} \varphi_c \frac{\partial \varphi_c}{\partial \lambda})$$

$$\frac{\partial z_c}{\partial \varphi_o} = -q \frac{p \sin \lambda}{\alpha} \left(\frac{\partial \varphi_c}{\partial \varphi_o} - 1 \right) + \frac{A-L}{\cos \lambda} \frac{\operatorname{tg} \varphi_c}{\cos \varphi_c} \frac{\partial \varphi_c}{\partial \varphi_o} \sin \lambda$$

Anhang B

B. Änderungen in THRESH

B.1. Geänderte Routinen

B.1.1. Dateneingabe in THRESH

Zur Berechnung der neuen Spurparameter benötigt THRESH die Nummern aller gesetzten Drähte. Das THRESH-Eingabe-Record wurde daher um die Zähler-Bank erweitert. Sie enthält neben der Angabe der getriggerten Zähler und der Pulshöhen die Nummern aller gesetzten Drähte.

B.1.2. EVTIN

Das Unterprogramm EVTIN liest das THRESH-Eingabeband. Hat das eingelesene Record das richtige Label "GEOM", kopiert EVTIN die Teile des Records in spezielle Bereiche des THRESH-Common BLOC. Die Zählerbank sowie seine 4-Byte-Länge wird im Common INDEX gespeichert.

B.1.3. TRACKS

Das Unterprogramm TRACKS steuert die Anpassung einer Helix an die Meßpunkte jeder einzelnen Spur. Dieser Fit erfolgt unter Berücksichtigung aller drei Magnetfeldkomponenten. Danach wird, ebenfalls für jede Spur, das Unterprogramm HELIX gerufen. Die Routine prüft, ob eine Spurverbesserung möglich ist und läßt sie gegebenenfalls durchführen. Die neuen Spurparameter stehen danach bereits für die Berechnung des Ereignisvertex im Target zur Verfügung.

B.2. Neue Routinen in THRESH

B.2.1. HELIX

Das Unterprogramm HELIX ist eine für THRESH modifizierte Version der im GRIND benutzten Routine SPUR (ROUT1).

HELIX ruft während der Rechnung der ersten Spur zunächst die Routine BITAUF. Dieses Programm legt, sofern eine Zählerbank vorhanden ist, das Array MOUTE an und speichert in ihm die Bitinformationen und die Pulshöhen ab.

Dann prüft HELIX, ob die Spur den Magneten durch die Lochöffnung verlassen konnte. Das ist nur möglich, wenn gilt :

$$\cos\psi > 0 \text{ und } (\text{tg}\lambda/\cos\psi) < 0.135$$

HELIX springt sonst ins rufende Programm zurück.

Konnte die Spur den Magneten verlassen, legt HELIX das Array WHAT an. In ihm werden die Spurlabel, der Ebenencode - er gibt an, welche der Ebenen E1-E4 das Teilchen erreicht hat - und die Koordinaten x_i der Durchstoßpunkte und ihre Fehler $\Delta y_i, \Delta x_i$ für die Ebenen E1-E4 gespeichert.

Die Label kennzeichnen jede Spur und werden aus der TRACK-Bank (sie enthält alle Spurparameter) übernommen. Das 1.Label ist A für jede Spur (B für erkannte Bremselektronen, V für seltsame Teilchen). Das 2.Label gibt die laufende Nummer in der Reihenfolge, in der die Spur gemessen wurde. Die A1-Spur sollte das gestreute Elektron sein.

Die Berechnung der Durchstoßpunkte durch die Ebenen besorgt die Routine BEND. Sie rechnet die Spurhelix stückweise unter Berücksichtigung der Magnetfeldänderung aus dem Magneten heraus. Nach Ende des Magnetfeldes nimmt BEND einen gradlinigen Spurverlauf an.

Sind die Koordinaten der Spur in den Ebenen gefunden, stellt

LOGIC fest, welche der Zähler das Teilchen innerhalb drei Standardabweichungen passieren konnte. Die Routine simuliert die Triggerlogik des Experiments und speichert im Array MOUTB die möglichen Zählerkombinationen.

Hat eine Spur die Masterbedingung

$$E1 \cdot E2 \cdot E3 \geq G$$

erfüllt, wird ihr Ebenencode = 10 gesetzt. Für solche Spuren berechnen SHAUER und PLEXI die Pulshöhen in den entsprechenden Zählern und speichern sie in MOUTB. Bei mehreren Spuren mit Ebenencode = 10 erscheinen in MOUTB die Werte der letzten. Diese Pulshöhen werden bei der Auswertung der Ereignisse mit den experimentell gewonnenen verglichen und zur Teilchenidentifikation benutzt.

Die Routinen PLEXI, SHAUER, LOGIC und STFELD (berechnet das Magnetfeld im Bereich der Streamerkammer) sind direkt aus SKIND übernommen; BEND führt die Rechnungen jetzt für vier statt bisher drei Ebenen durch.

Hat eine Spur einen Ebenencode ≥ 3 , kann sie eine Proportionaldrahtkammer durchquert haben. HELIX ruft dann die Steueroutine POLYP für die Berechnung der neuen Spurparameter.

B.2.2. Steuerung der Berechnung neuer Spurparameter durch das

Unterprogramm POLYP

Das Programm POLYP ruft nacheinander alle zur Spurberechnung nötigen Routinen auf. Zunächst prüft POLYP

- i) ist ein Zähler-Record vorhanden ?
- ii) haben Drähte angesprochen ?

und, nachdem das Unterprogramm SORTIR die Anzahl der Drähte in den x- und y-Drahtebenen der Kammern

festgestellt hat,

- iii) waren Signaldrähte in der Kammer gesetzt, die das Teilchen durchquert hat ?

Sind diese Bedingungen erfüllt, ruft POLYP die Routine DYDZ'IT. Dort werden die Koordinaten der vom Teilchen gesetzten Drähte ermittelt. Die Kriterien zur Auswahl der vom gestreuten Elektron gesetzten Drähte aus der Gruppe aller belegten Drähte sind in Abschnitt 4.2.3. beschrieben.

B.2.3. Berechnung der Matrix D

Sind für eine Spur Kammerdrähte in mindestens einer Signalebene gefunden, können die neuen Parameter $1/p, \epsilon, \delta$ bestimmt werden.

POLYP ruft zunächst die Routine BDMAT auf. Sie berechnet die sechs Werte der Matrix D nach den im Anhang A beschriebenen Formeln.

B.2.4. Bestimmung der neuen Spurparameter in CAREFIT

Die Berechnung der neuen Spurparameter und der Fehlermatrix ist nun nur noch einfache Matrizenrechnung. Die Routine CAREFIT führt sie aus unter Benutzung der in der IBM-Fortran-SSPLIB vorhandenen Matrizenprogramme. Zur Erhöhung der Genauigkeit wird die Rechnung mit doppeltgenau dargestellten Parametern ausgeführt.

B.2.5. Füllen des Array DIFF

Damit die ungefitteten Spurparametern aus den neuen Werten rekonstruierbar sind, springt POLYP vor und nach dem Fit die Routine RECONS an. Hier wird das Array DIFF mit folgenden Angaben

gefüllt (jeweils Differenz vorher - nachher) :

$\Delta(1/p)^2$, $\text{cov}(1/p, \lambda)$, $\text{cov}(1/p, \varphi)$, $(\Delta\lambda)^2$, $\text{cov}(\lambda, \varphi)$, $(\Delta\varphi)^2$, $1/p$,
 λ , φ , $Y_c - Y_{DR}$, $Z_c - Z_{DR}$, Seite

Y_c , Z_c = berechnete Koordinaten des Durchstoßpunktes der Spur durch die Proportionaldrahtkammer

Y_{DR} , Z_{DR} = Koordinaten des Drahtortes

Seite = -1 : Spur hat negative z-Koordinate

Seite = 1 : Spur hat positive z-Koordinate

B.2.6. Einbau der neuen Spurparameter in die TRACK-Bank

Die Routine NEUPAR schreibt die neuen Parameter

$1/p$, λ , φ , $\text{cov}(1/p, \varphi)$, $\text{cov}(1/p, \lambda)$, $\text{cov}(\lambda, \varphi)$, $\Delta 1/p$, $\Delta \lambda$, $\Delta \varphi$

in die TRACK-Bank.

Mit ihnen berechnet BEND erneut die Durchstoßpunkte durch die Ebenen.

Zur Kennzeichnung aller Spuren, deren Parameter durch den Fit verändert worden sind, setzt POLYP vor das erste Label der Spur in WHAT ein "C".

B.2.7. Änderung der Kovarianzmatrix beim Vertexfit

THRESH errechnet den Vertex eines Ereignisses, nachdem alle Spuren rekonstruiert sind. Die Routine RPROP nimmt die dabei nötige Änderung der Kovarianzmatrix vor :

$$C_{\text{neu}} = T C_{\text{alt}} T^T$$

C = Kovarianzmatrix, T = Transformationsmatrix

Literaturverzeichnis

- ALB71 W.Albrecht et al., Nucl. Phys. B27, 615 (1971)
- ALK69 O.C.Aikhofer, Spark Chambers, Verlag Thiemig, München
- BLO69 E.D.Bloom et al., Phys. Rev. Letters, 23, 930 (1969)
- BRA68 S.Brandt, Statistische Methoden der Datenanalyse,
BI 816/816a (1968)
- CHA68 G.Charpak, R.Bouclier, T.Bressani, J.Favier, C.Zupancic,
Nucl. Inst.Meth. 62, 262 (1968)
- DAU72 H.Dau, Interner Bericht, DESY, F1-72/6 (1974)
- DAU73 H.Dau, Diplomarbeit, Hamburg 1973
- DRE74 Das Monte-Carlo-Programm schrieb G.Drews
- ECK70 V.Eckardt, DESY 70/6 (1970)
- ECK71 V.Eckardt, Doktorarbeit, Hamburg 1971
- GRE73 D.Greubel, Diplomarbeit, Hamburg 1973
- LIE73 H.Lierl, Interner Bericht, DESY, F35-73/2 (1973)
- MEI73 W.Meincke, Diplomarbeit, Hamburg 1973
- MES71 K.-H.Meß, Diplomarbeit, Hamburg 1971
- MOR53 P.H.Morse, H.Feshbach, Methods of Theoretical Physics,
MacGraw Hill, 1953
- NAG74 Das Programm STYX schrieben H.-J.Nagel und K.Wacker
- RAB74 E.Rabe, Interner Bericht, DESY F1-74/2 (1974)
- RHE67 Rutherford High Energie Laboratory, RHEL/S/101 (1967)
- ROUT1 Die Routinen BEND, SPUR, LOGIC, TRIFT, SHAUER, PLEXI,
STFELD stammen von Mitgliedern der DESY-Gruppe F1
- SON71 B.Sonne, Diplomarbeit, Hamburg 1971
- STE73 Das Programm CHRTSX schrieb P.Stein
- STU69 H.-J.Stuckenberg, DESY 69/49, Aufbau der Gasentladungen
in Proportional- und Geigerbereich zur Anwendung in
Charpakammern

- THRGR1 Die Programme THRESH, GRIND sind von Mitgliedern der
DESY-Gruppe F1 für die Anwendung bei Streamerkammern
modifizierte Versionen gleinamiger Programme
der CERN-Program-Library
- TRI69 T.Trippe, CERN, NP-Internal Report 69-18
- VOG69 G.Vogel, DESY, Interner Bricht, F33-69/2
- YEL73 Das PDP8-Programm STR73 schrieb St.Yellin

Abbildungsverzeichnis

- Abb.1 Schema des experimentellen Aufbaus, Ansicht von oben
- Abb.2 Definition der Streamerkammerkoordinaten und der Winkel λ, φ . Die Magnetfeldrichtung ist angegeben
- Abb.3 Streuwinkelakzeptanz der Zähleranordnung in Lauf 5. Gezeichnet sind alle Spuren, die Ebene E3 erreichten
- Abb.4 Differenz der gemessenen und berechneten Pulshöhen, aufgetragen gegen Teilchenimpulse $\geq 6 \text{ GeV}/c$
- a) für die Zähler der linken Zählerbank
- b) für die Zähler der rechten Zählerbank
- Abb.5 Aufbau der Proportionaldrahtkammern. Ihre Stellung im Koordinatensystem der Streamerkammer ist angegeben. Daraus ergibt sich die Definition der y- bzw. z-Drähte
- Abb.6 Elektrische Anlage einer Doppelkammer (schematisch)
- Abb.7 Verlauf der Gasverstärkung für ein typisches Kammergas als Funktion der angelegten Spannung (aus STU69)
- Abb.8 Verlauf der Feldstärke um Proportionalkammerdrähte
- Abb.9 Durchstoßpunkte aller gefitteten Teilchenspuren durch die Ebene E3. Die Ebenen E2 und E4 sind auf die Ebene E3 projiziert. Die Nummerierung der Kammerdrähte ist angegeben
- Abb.10 Funktionsschema der Bausteine der Kammerelektronik
- Abb.11 Logische Schaltung des Suchlaufgerätes
- Abb.12 Schaltung eines Vorverstärkers und eines Hauptverstärkers
- Abb.13 Hochspannungskurven, aufgenommen während des Betriebs mit Fremdgas (zu vergleichen mit Abb.14)
- Abb.14 Hochspannungskurven, aufgenommen mit Co^{60} -Präparat
- Abb.15 Variation der Anstiegsflanke der Hochspannungskurven mit wechselnder Vorverstärkerspannung bei Doppelkammer I
- Abb.16 Hochspannungskurven, aufgenommen mit abgeschirmten und

nicht abgeschirmten Vor- und Hauptverstärkern

Abb.17 Magnetfeldmodell zur Bestimmung der Matrix D

Abb.18 Profil eines 3-GeV-Strahls in beiden Kammern

Alle nachfolgenden Zeichnungen sind, wenn nicht anders angegeben, von jenen Ereignissen des Laufs 5 angefertigt, bei denen mindestens eine Spur die Bedingung für den Charpakfit erfüllte (C-Spur)

Abb.19 Verteilung der im Charpakfit angepaßten Werte der magnetischen Länge L.

Abb.20 Symmetrietest des Charpakfits durch STYX.

Gezeichnet ist $p_{\text{STYX}} - p_{\text{THRESH}}$ gegen Δp_{THRESH} sowie die Projektion $p_{\text{STYX}} - p_{\text{THRESH}}$

- a) mit Charpakfit
- b) ohne Charpakfit

Abb.21 Verteilungen der Differenz Durchgangsort minus Drahtort

- a) Kammer I, y-Koordinate
- b) Kammer I, z-Koordinate
- c) Kammer II, y-Koordinate
- d) Kammer II, z-Koordinate

Abb.22 Gegenüberstellung der Pulls aller 40-Ereignisse ohne bzw. mit Charpakfit

- a) für die linke Zählerbank
- b) für die rechte Zählerbank

Abb.23 Änderung von Impuls und Impulsauflösung durch den Fit

- a) Impulse vor bzw. nach dem Charpakfit
- b) Impulse nach dem Charpakfit
- c) Impulse vor dem Charpakfit

- d) Impulse vor gegen die Impulse nach dem Charpakfit
- e) Differenz der Impulse vor bzw. nach dem Charpakfit für Events mit Drähten in beiden Koordinaten
- f) Impulsauflösung $\Delta p/p$ vor bzw. nach dem Charpakfit
- g) Impulsauflösung $\Delta p/p$ nach dem Charpakfit
- h) Impulsauflösung $\Delta p/p$ vor dem Charpakfit

- Abb.24 a) $\Delta p/p = 1/p_{MDM}$ gegen den Impuls nach dem Charpakfit
b) $\Delta p/p \cdot (60/L)^2 = 1/p_{MDM}$ gegen den Impuls vor dem Fit

- Abb.25 Änderung des Neigungswinkels durch den Charpakfit
- a) Neigungswinkel vor bzw. nach dem Charpakfit
 - b) Neigungswinkel nach dem Charpakfit
 - c) Neigungswinkel vor dem Charpakfit
 - d) Differenz der Neigungswinkel vor bzw. nach dem Fit für Events mit einem Draht in der z-Koordinate
 - e) Fehler der Neigungswinkel der C-Spuren mit 2 bzw. 3 Draehten nach dem Charpakfit
 - f) Fehler der Neigungswinkel vor bzw. nach dem Charpakfit
 - g) Fehler der Neigungswinkel nach dem Charpakfit
 - h) Fehler der Neigungswinkel vor dem Charpakfit

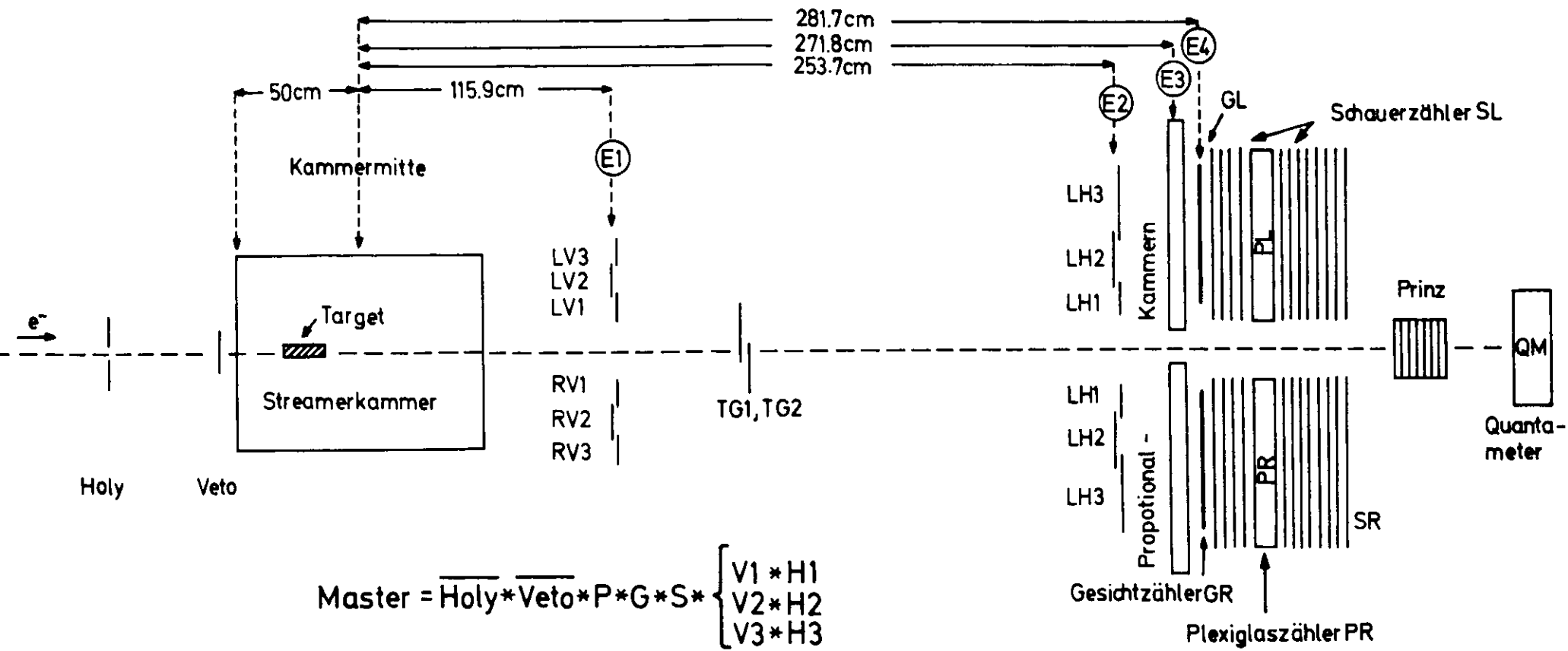
- Abb.26 Änderung des Azimuthwinkels durch den Charpakfit
- a) Differenz der Azimuthwinkel vor bzw. nach dem Fit
 - b) Azimuthwinkel nach dem Charpakfit
 - c) Azimuthwinkel vor dem Charpakfit
 - d) Fehler der Azimuthwinkel vor bzw. nach dem Charpakfit
 - e) Fehler der Azimuthwinkel nach dem Charpakfit
 - f) Fehler der Azimuthwinkel vor dem Charpakfit

- Abb.28 Missing - Mass², Typ 101
- a) alle, nach dem Charpakfit
 - b) alle, vor dem Charpakfit

- c) Impulsintervall 4-6 GeV/c, nach dem Fit
- d) Impulsintervall 4-6 GeV/c, vor dem Fit
- e) Impulse > 6 GeV/c, nach dem Fit
- f) Impulse > 6 GeV/c, vor dem Fit

Abb.29 Missing - Mass², Typ 102

- a) alle, nach dem Charpakfit
- alle, vor dem Charpakfit
- c) Impulsintervall 4-6 GeV/c, nach dem Fit
- d) Impulsintervall 4-6 GeV/c, vor dem Fit
- e) Impulse > 6 GeV/c, nach dem Fit
- f) Impulse > 6 GeV/c, vor dem Fit



Relative Flußmessung: $TG1 * TG2 * \text{Prinz} / \text{QM}$

FBSD 1

Schema des experimentellen Aufbaus

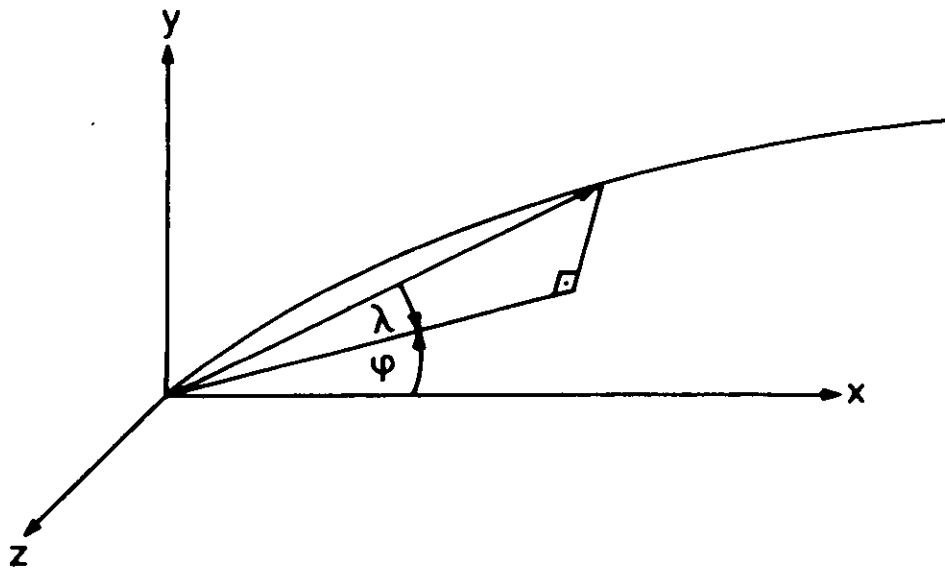
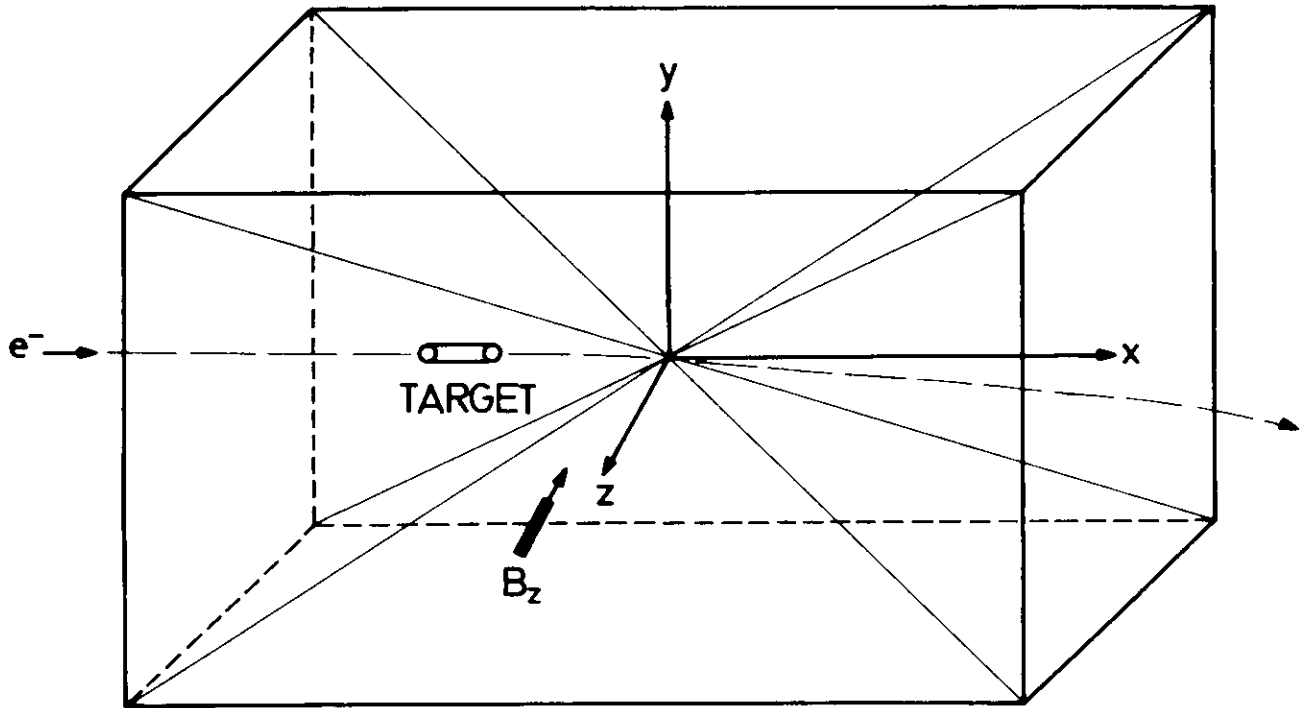
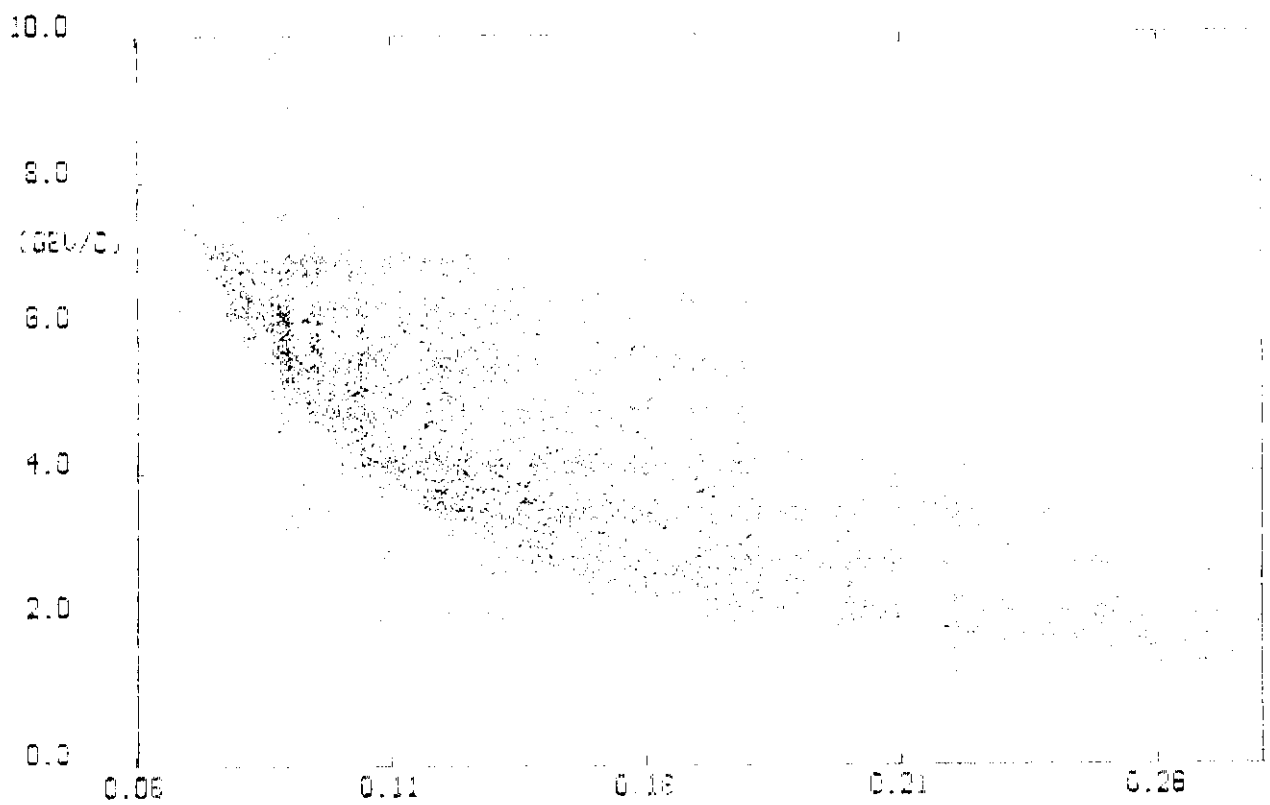
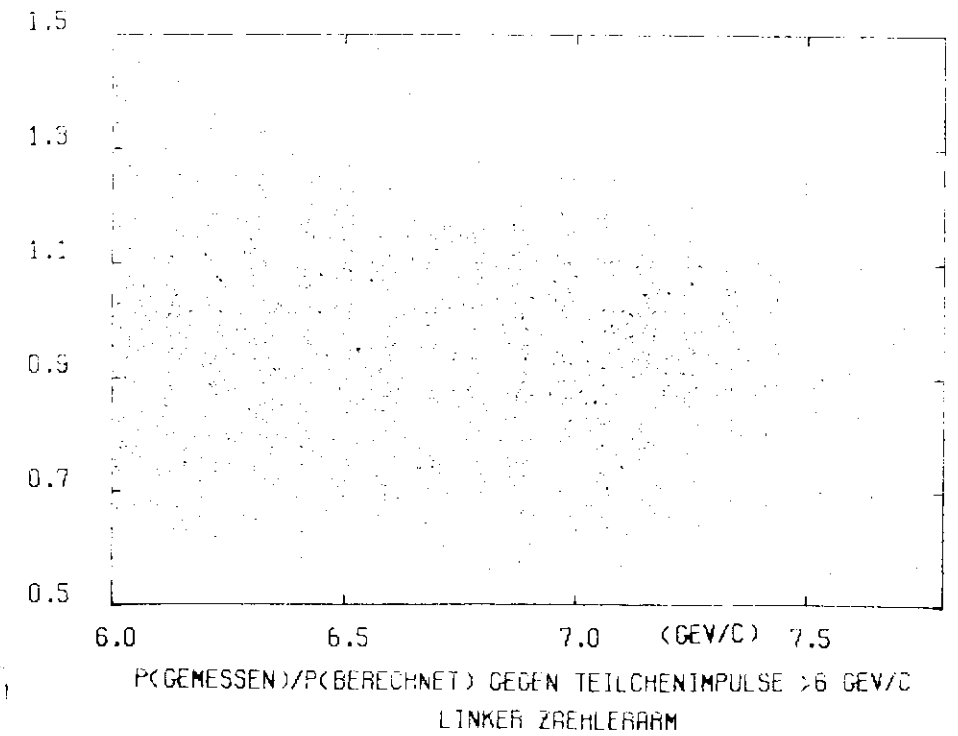
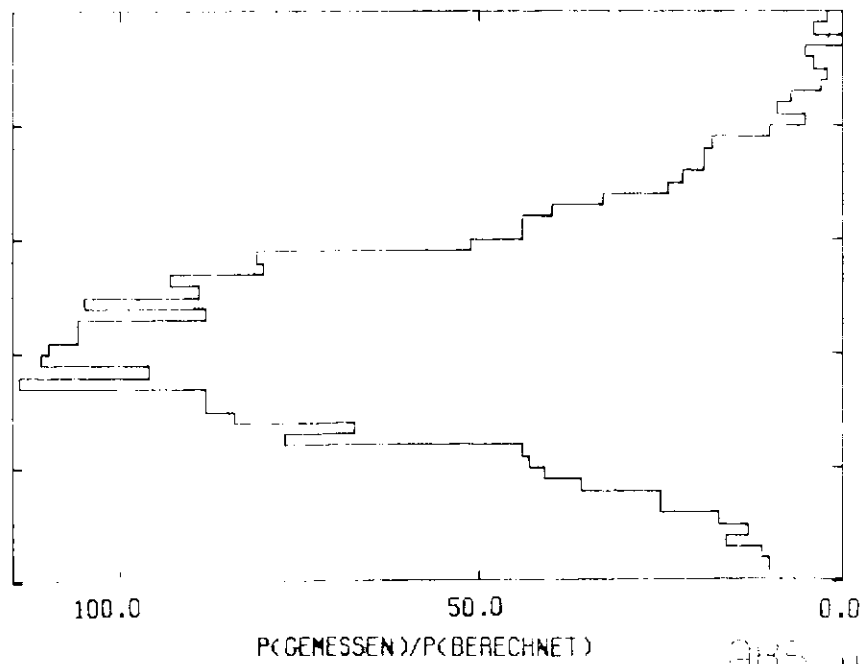
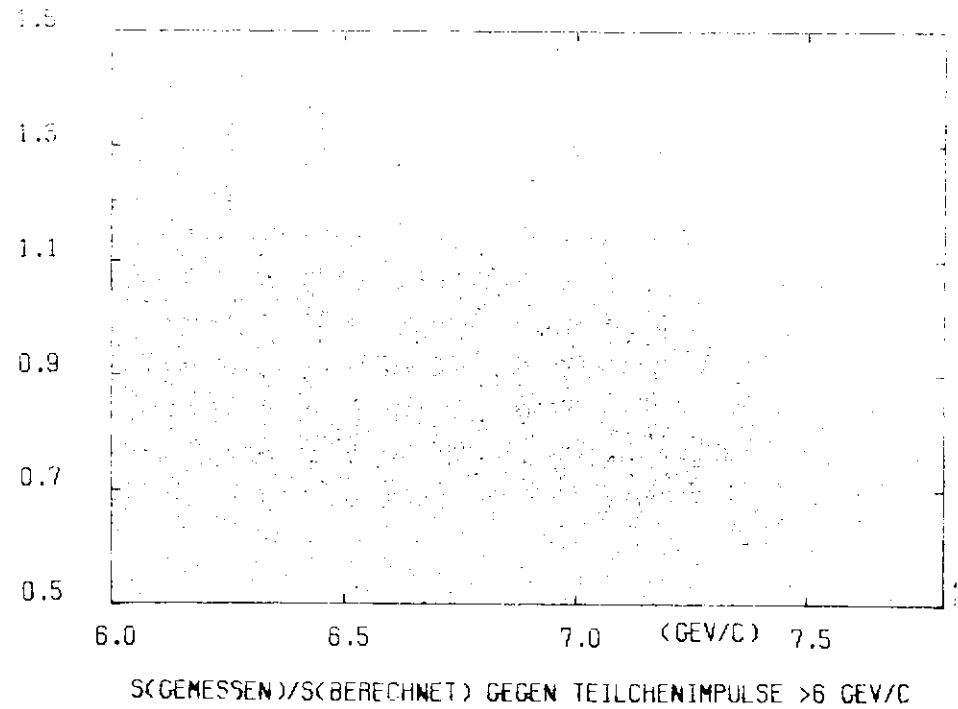
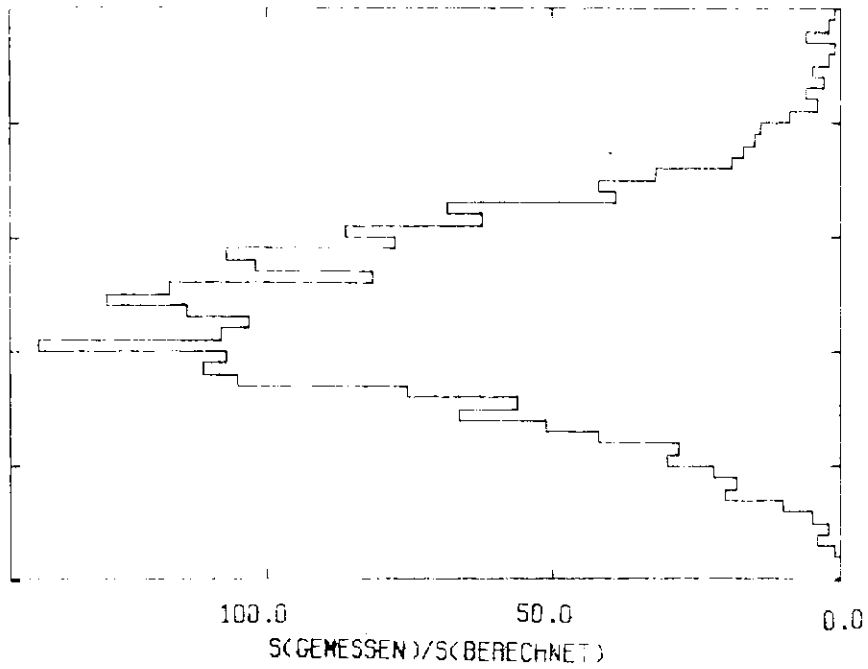


ABB. 2

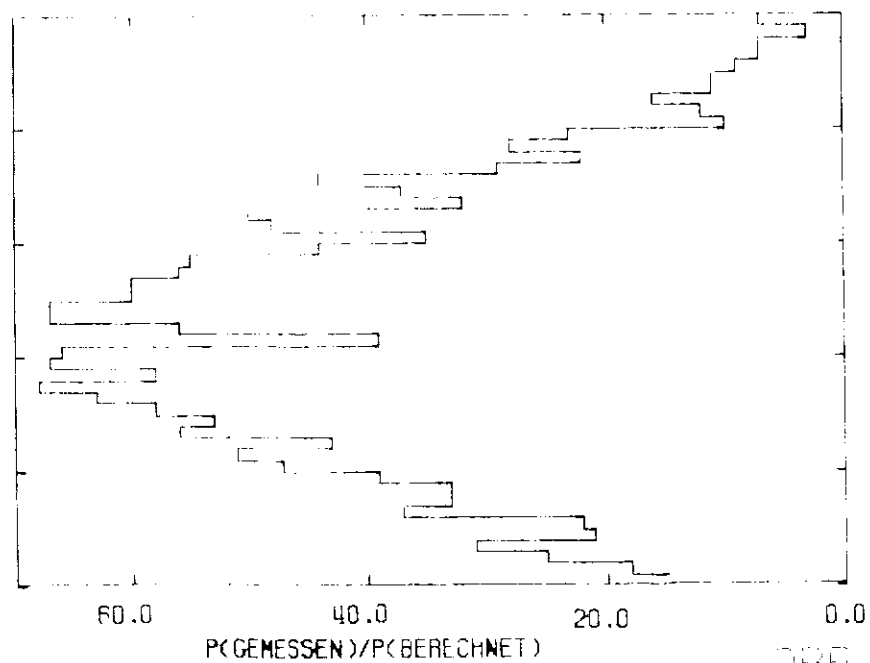
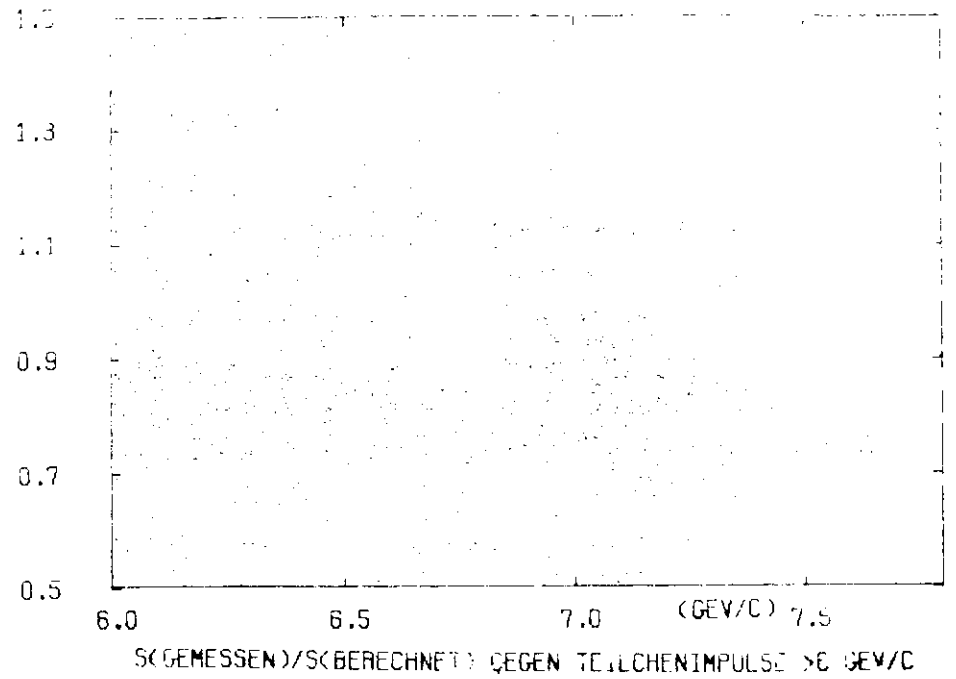
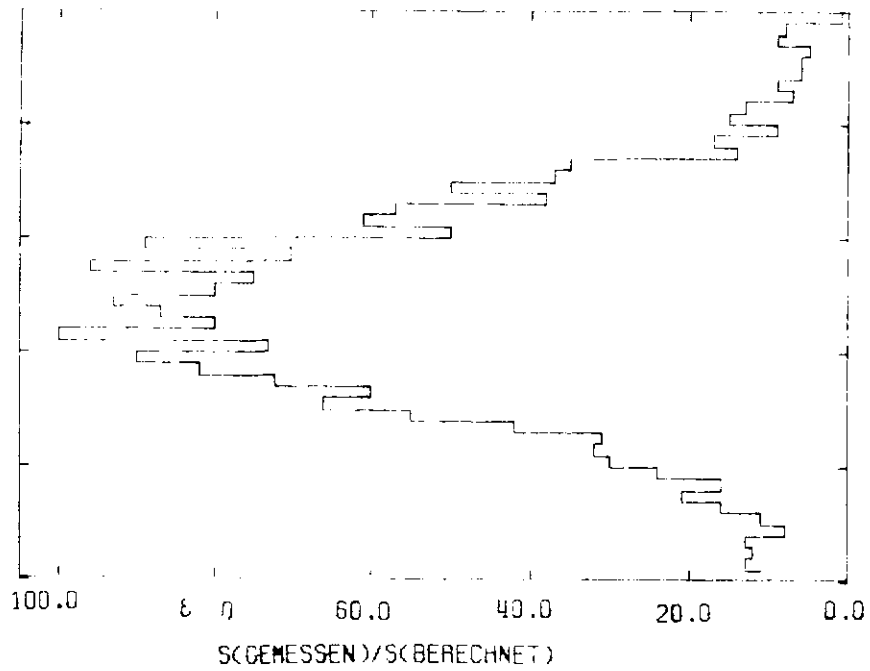


IMPULS ALLER R1-SPUREN GEGEN DEN STREUWINKEL THETA

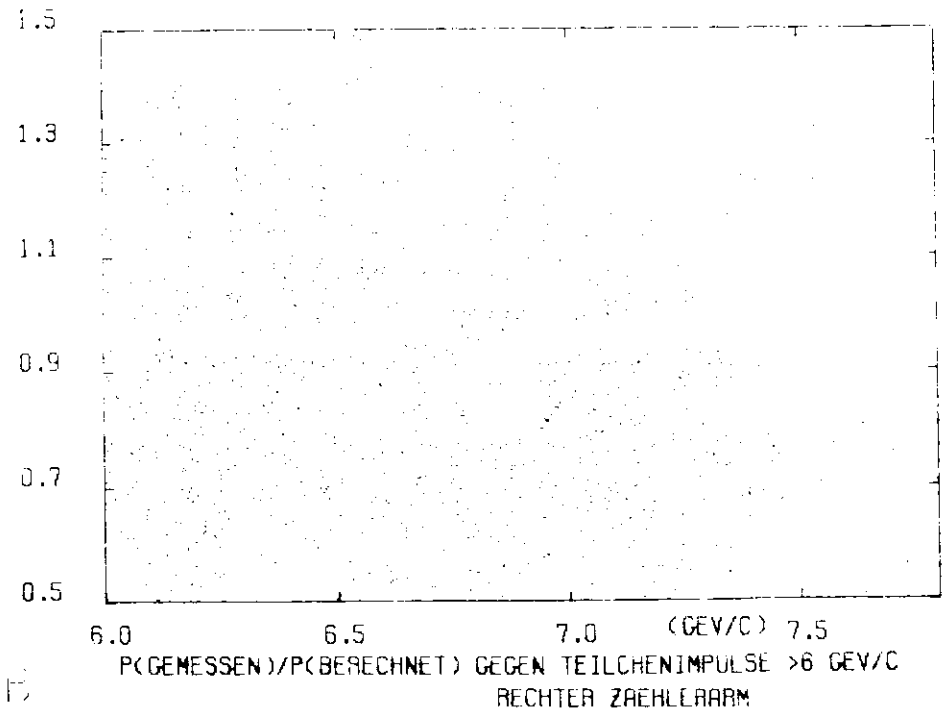
ABB. 3

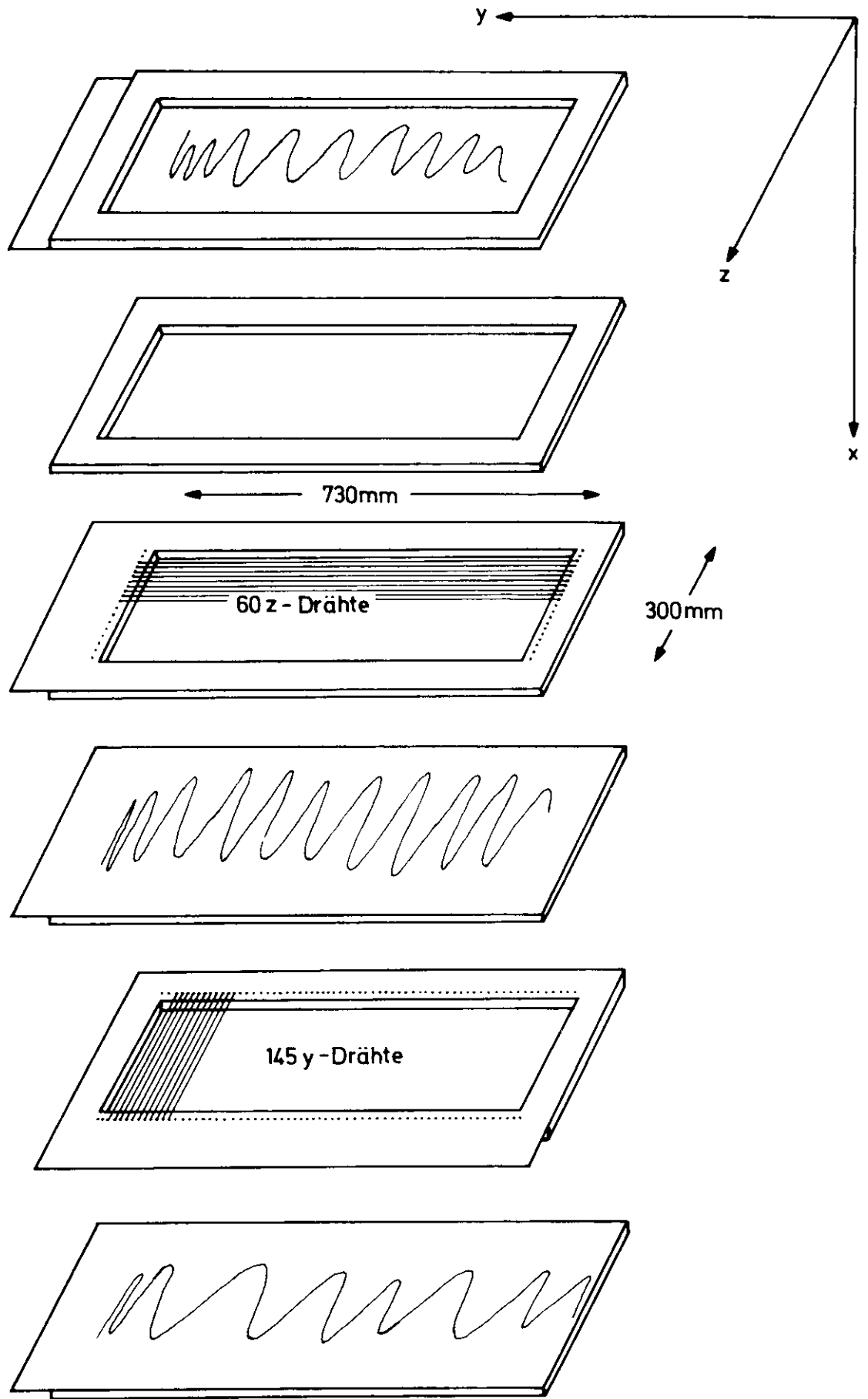


PHS 1971



APB 0.48





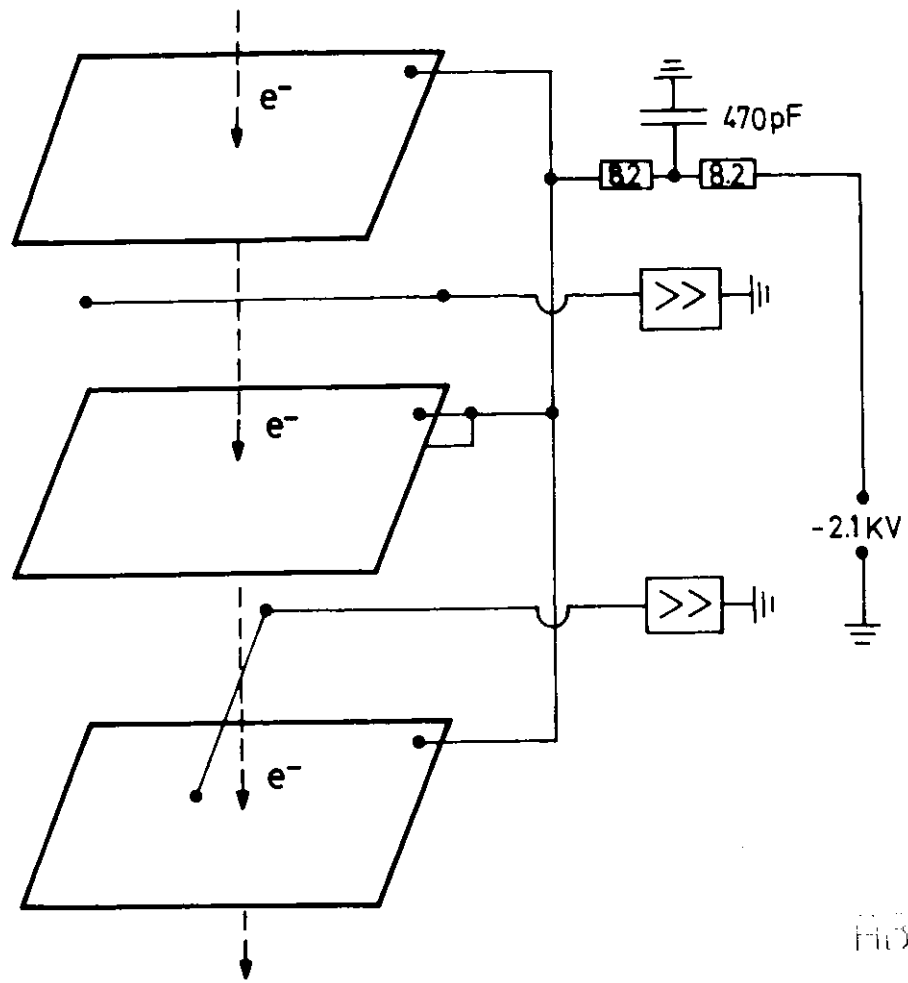


Рис. 6

Gasverstärkung

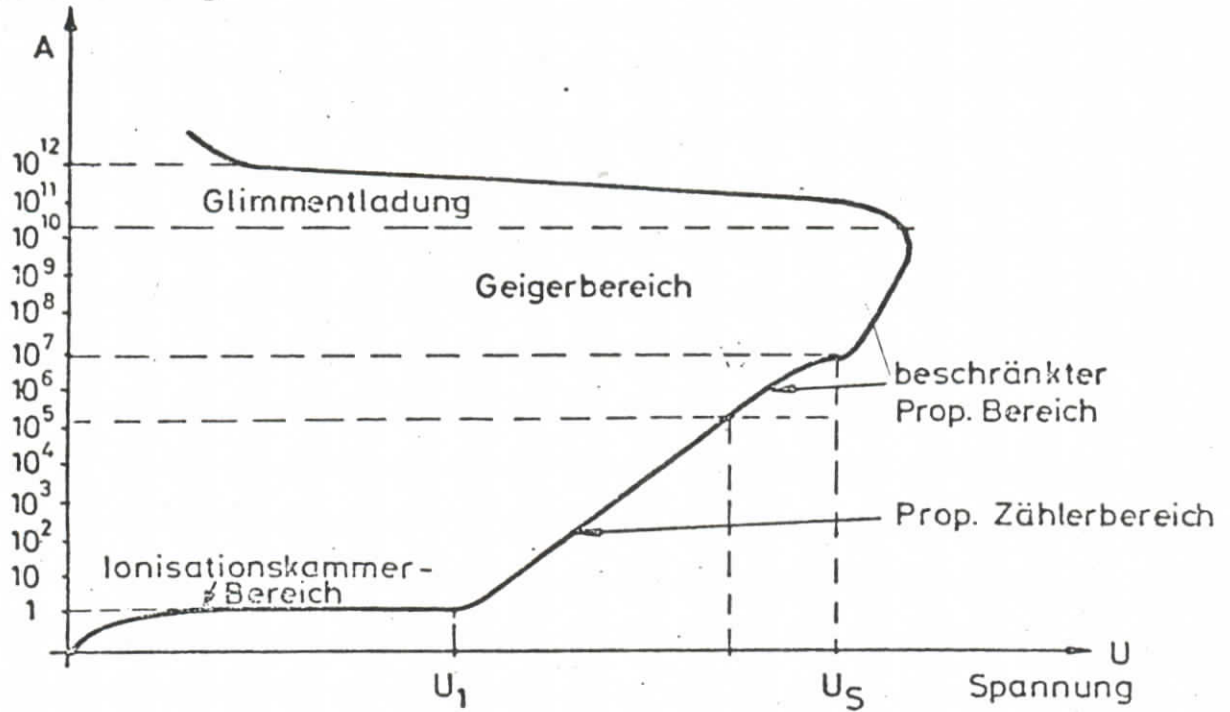
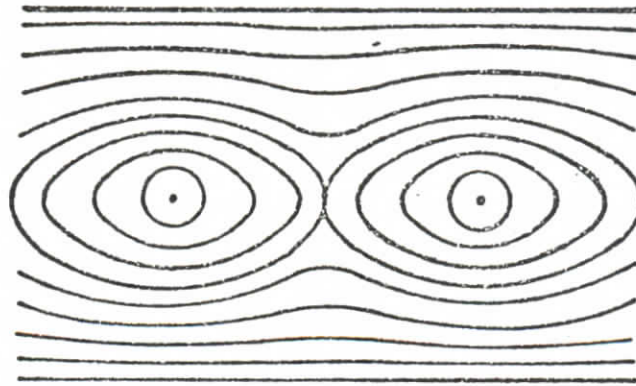
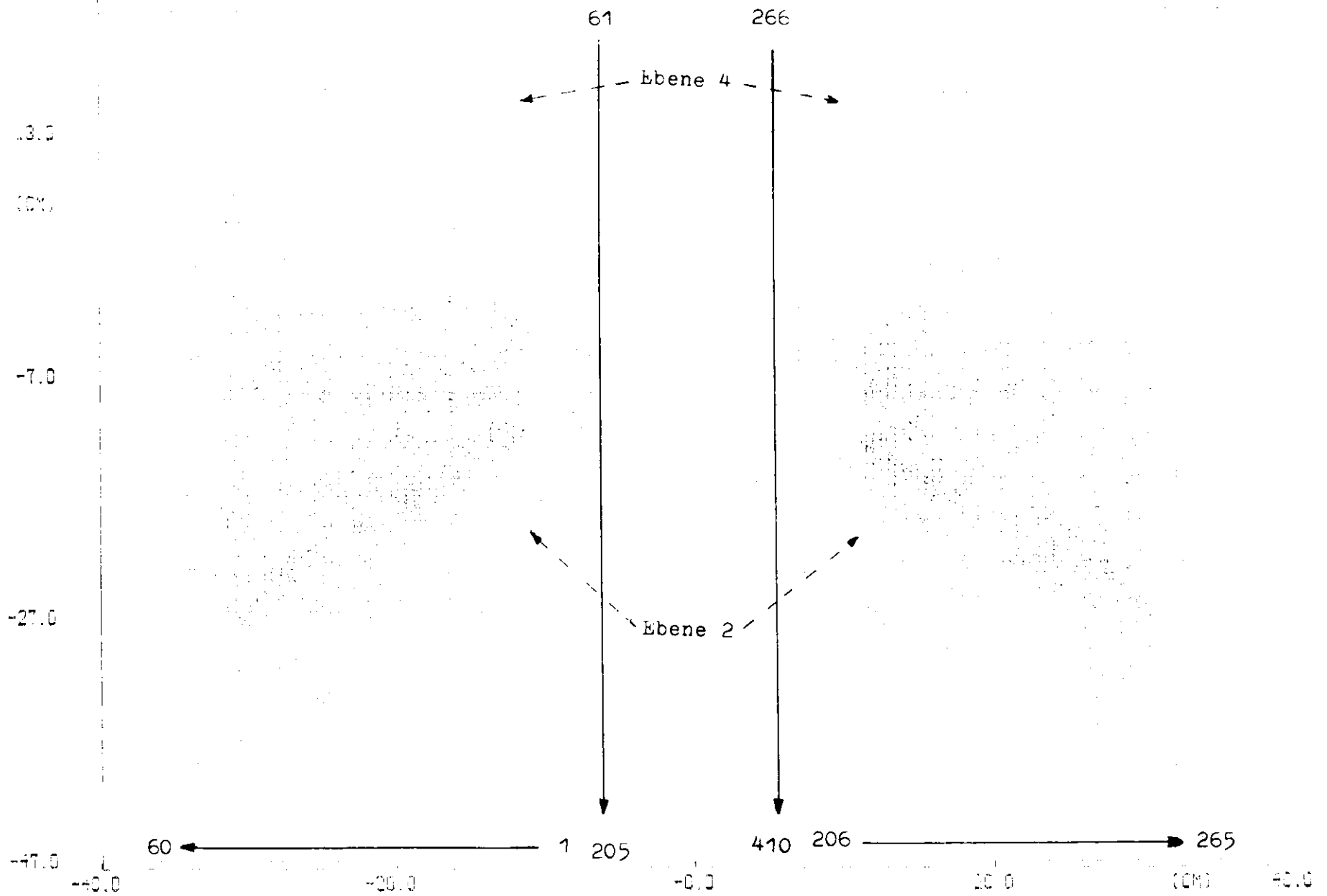


ABB . 7



Feldverteilung um 2 Drähte der parallelen Drahtfläche

ABB . 8



DURCHSCHNITTPUNKTE ALLER SPUREN MIT EBENENCODE GRÖßER 4 DURCH DIE EBENEN EBENE 4 UND DIE CHARPAKKAMMEREN

Abb. 9

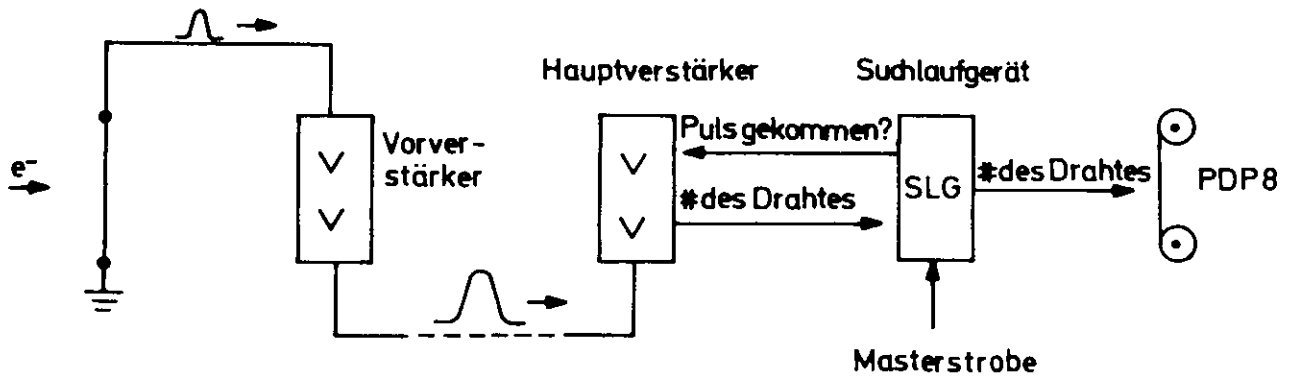


ABB. 10

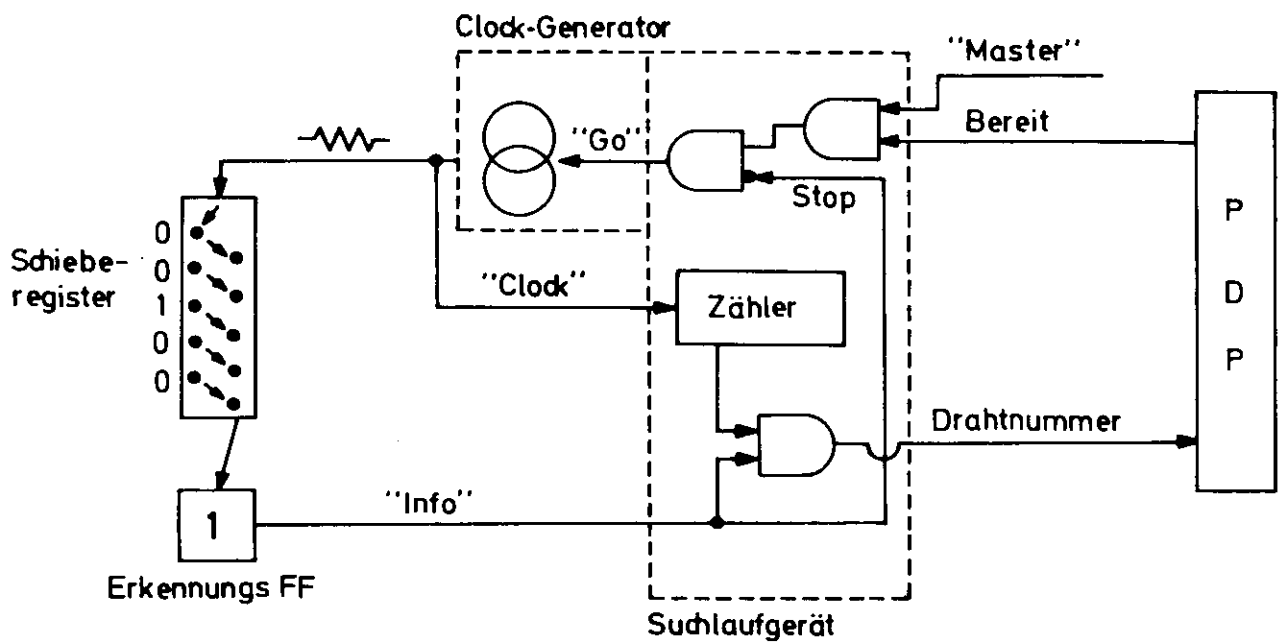


ABB. 11

Hauptverstärker

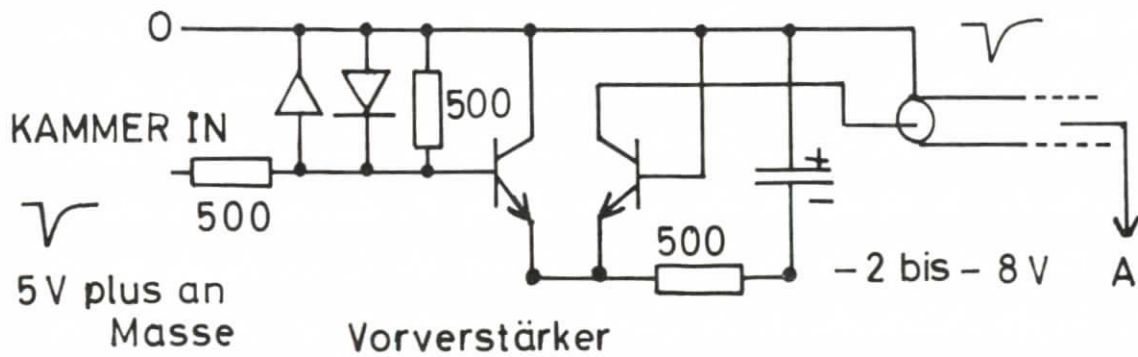
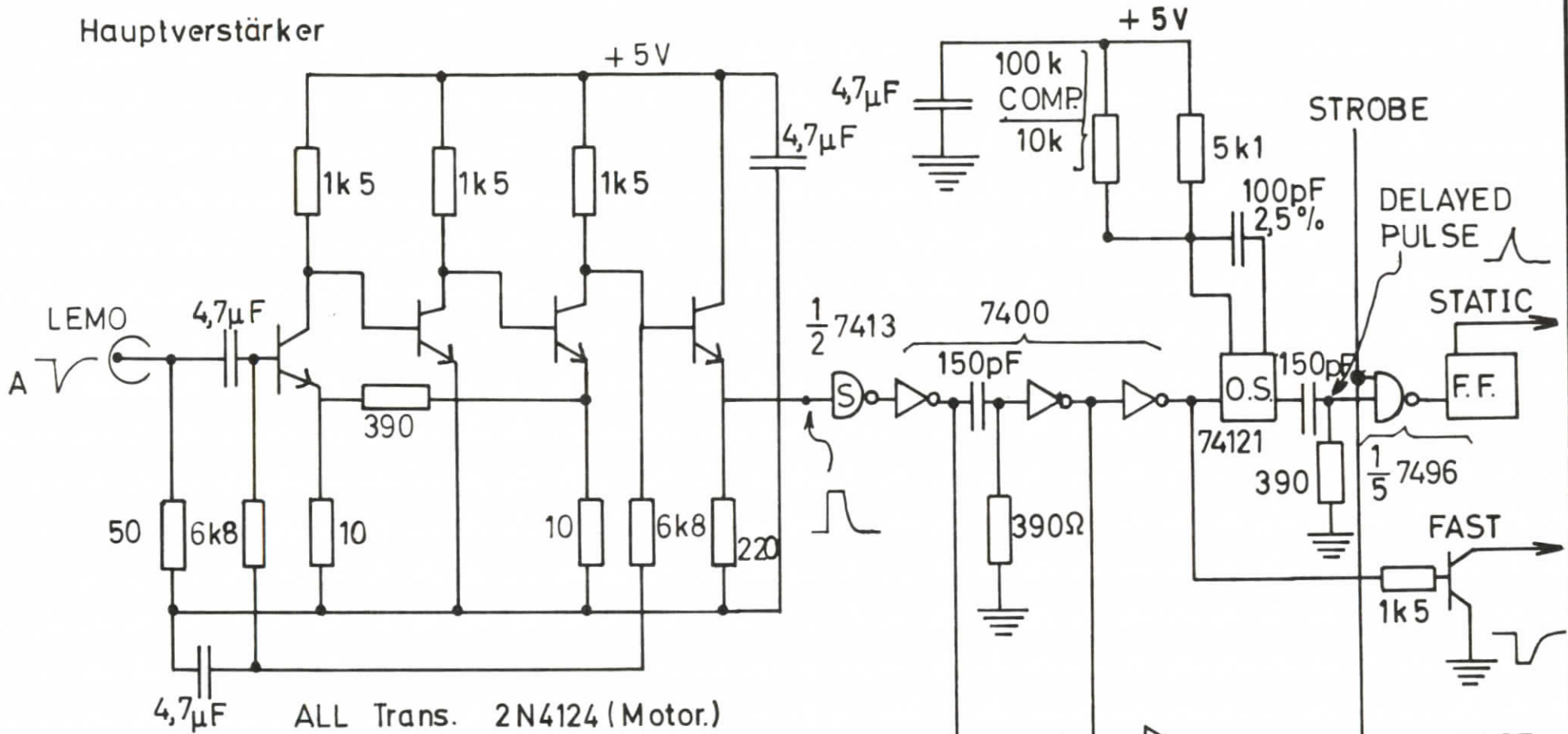
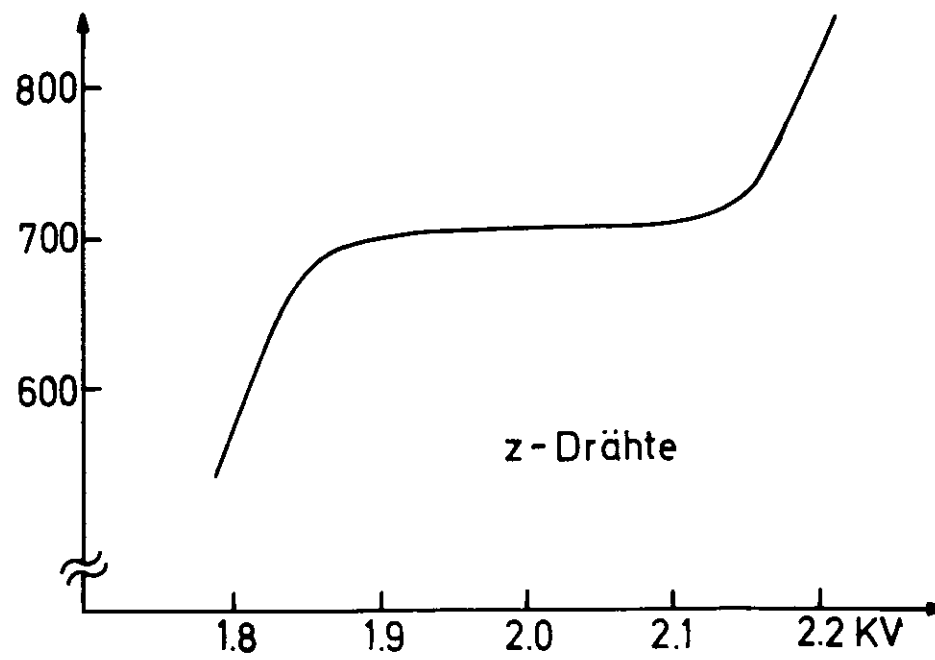
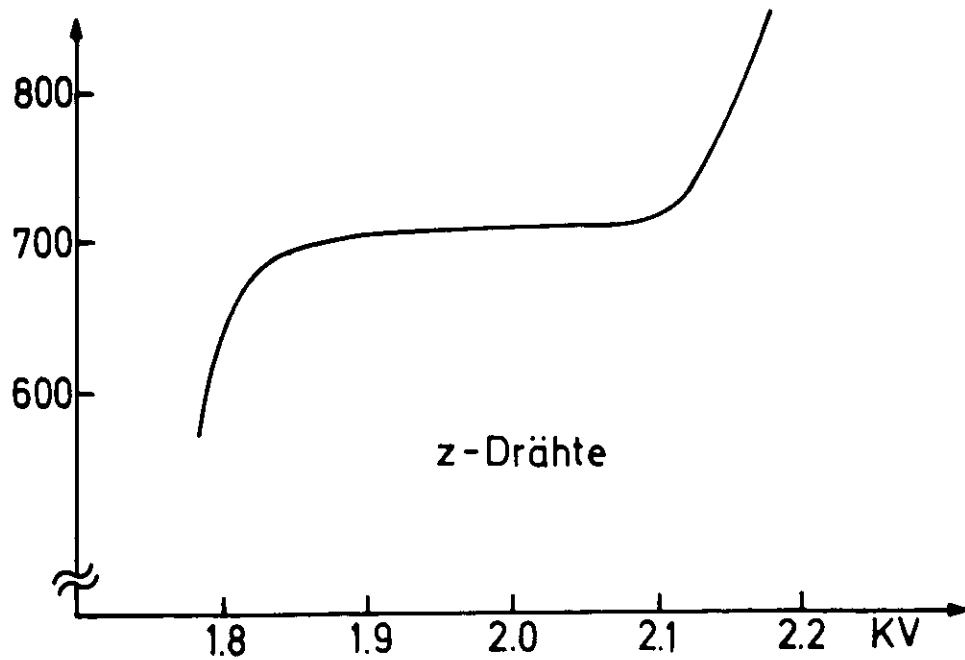
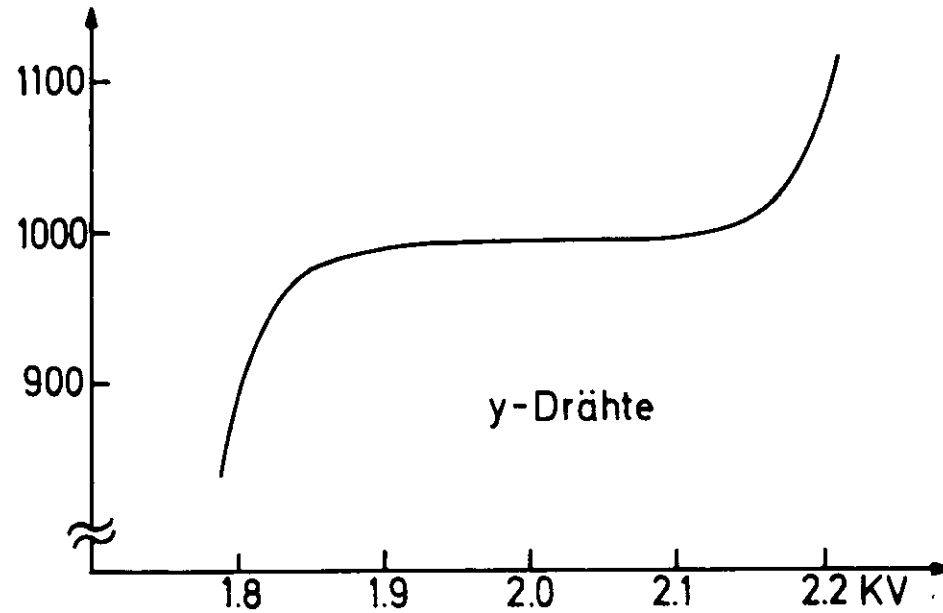
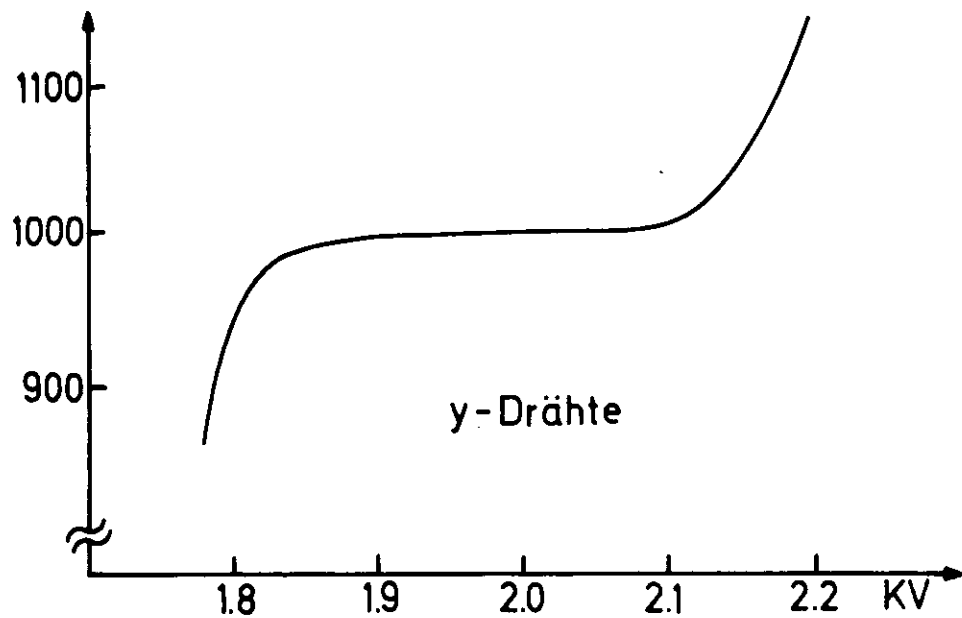


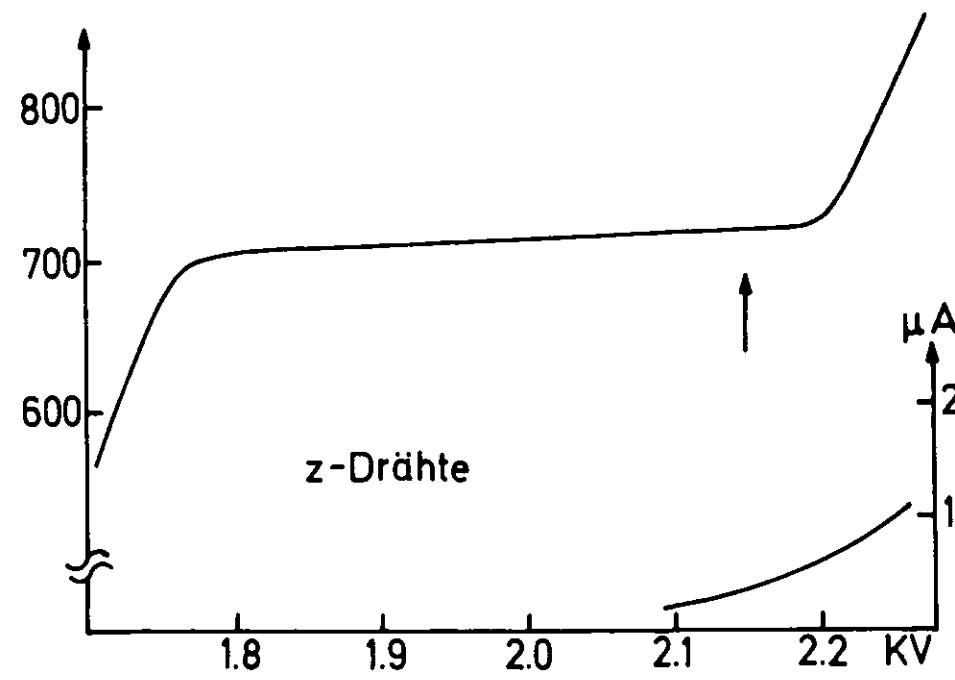
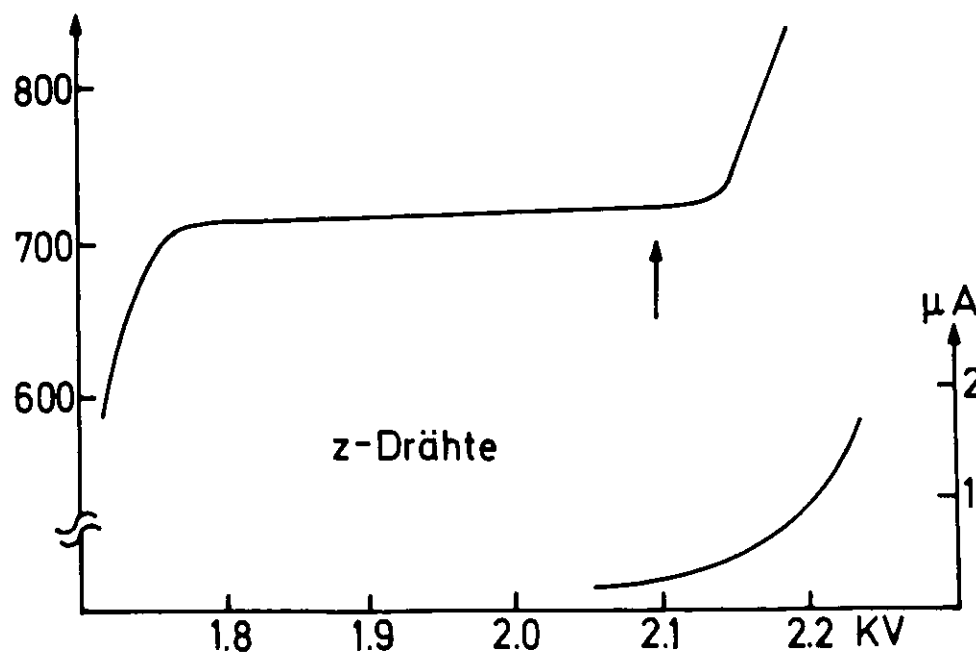
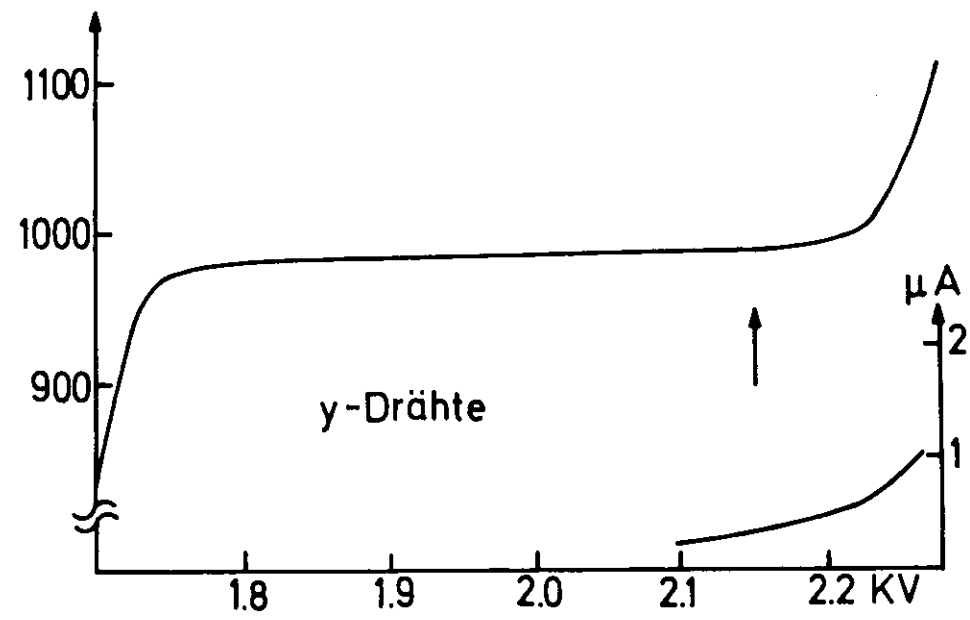
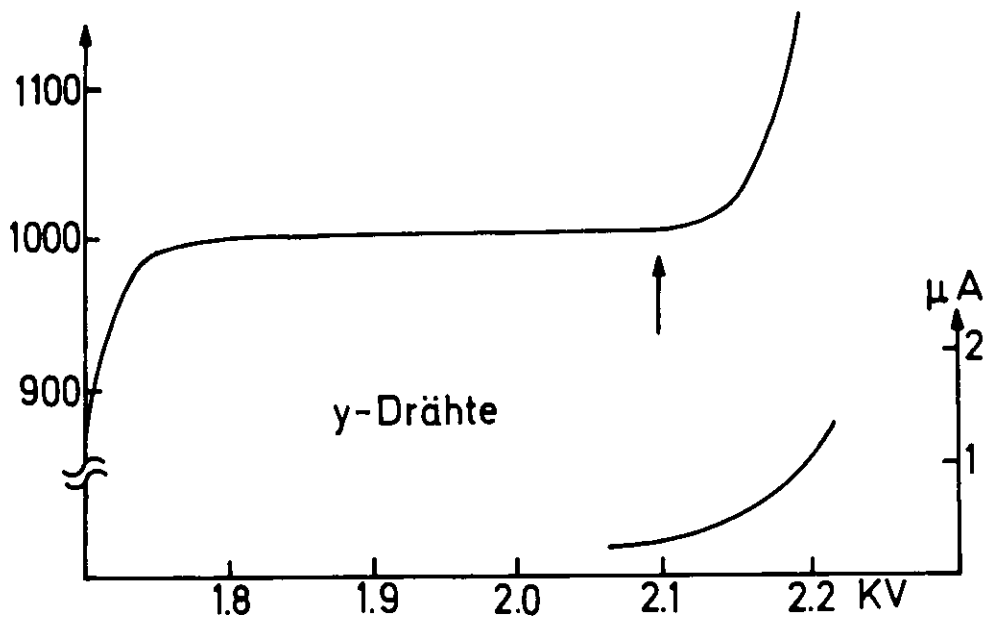
ABB. 12



Doppelkammer I

Doppelkammer II

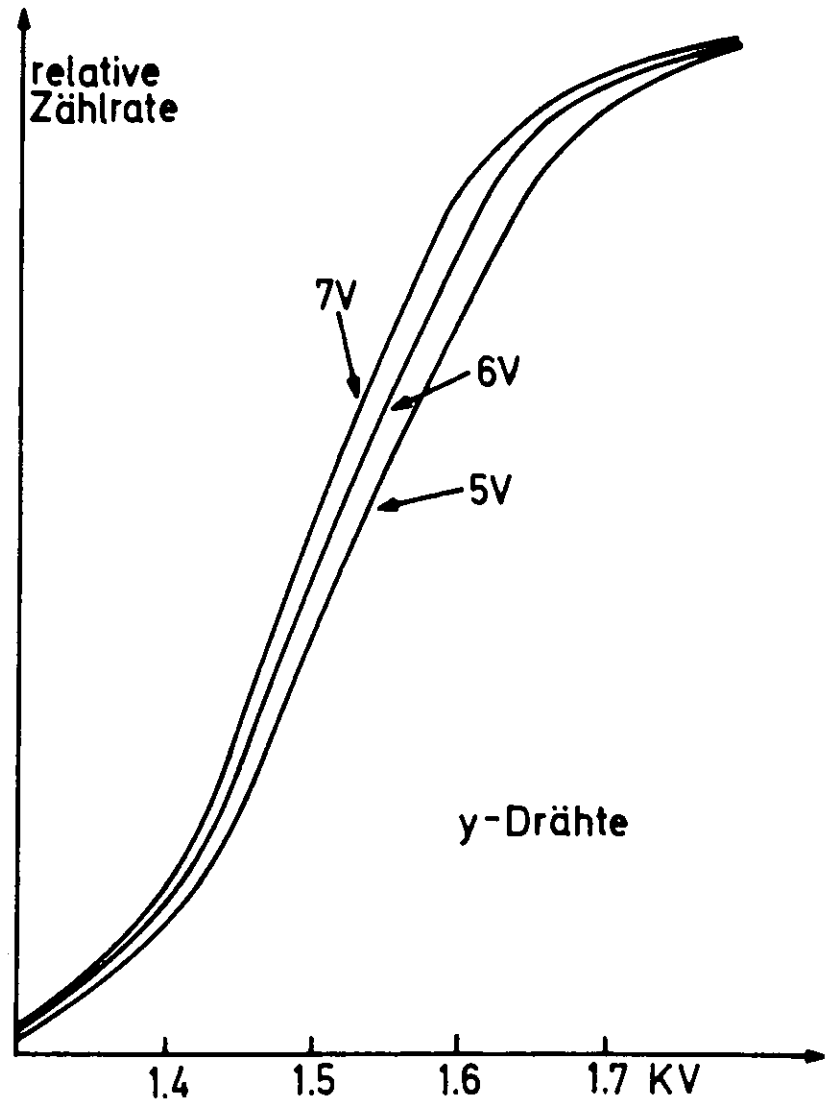
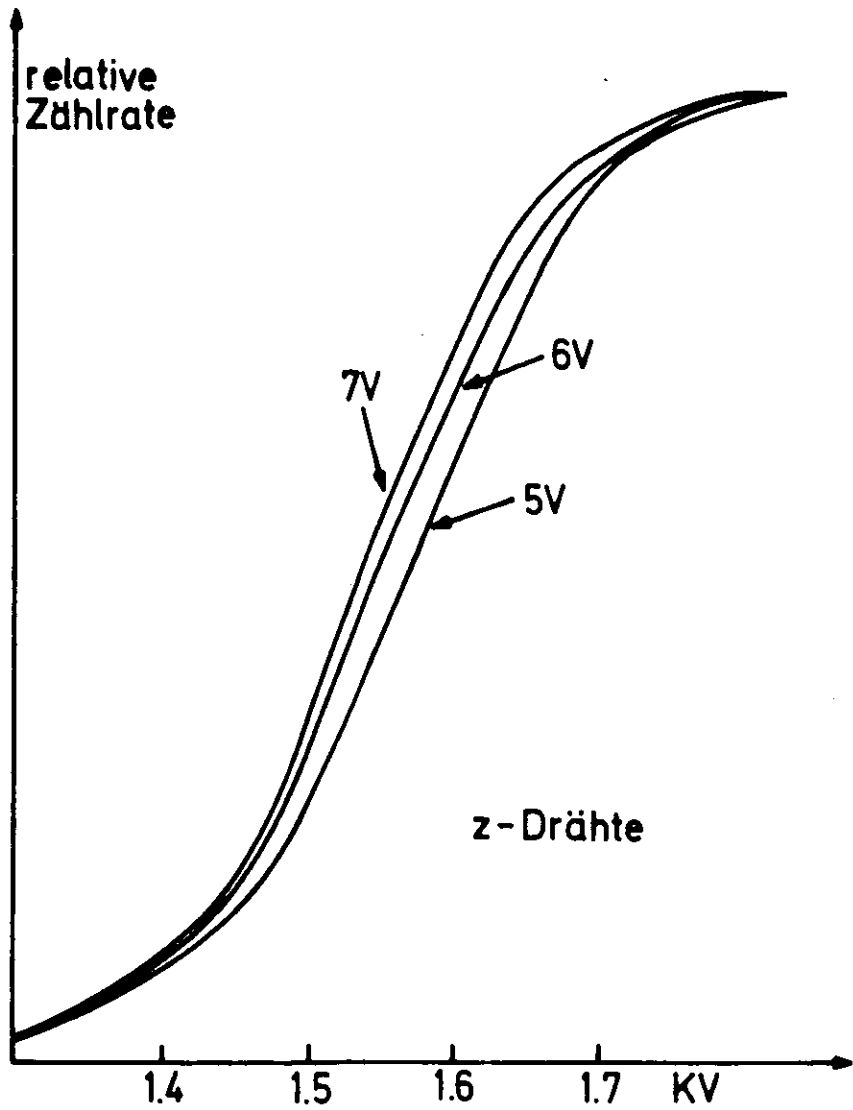
↑ = gewählter Arbeitspunkt

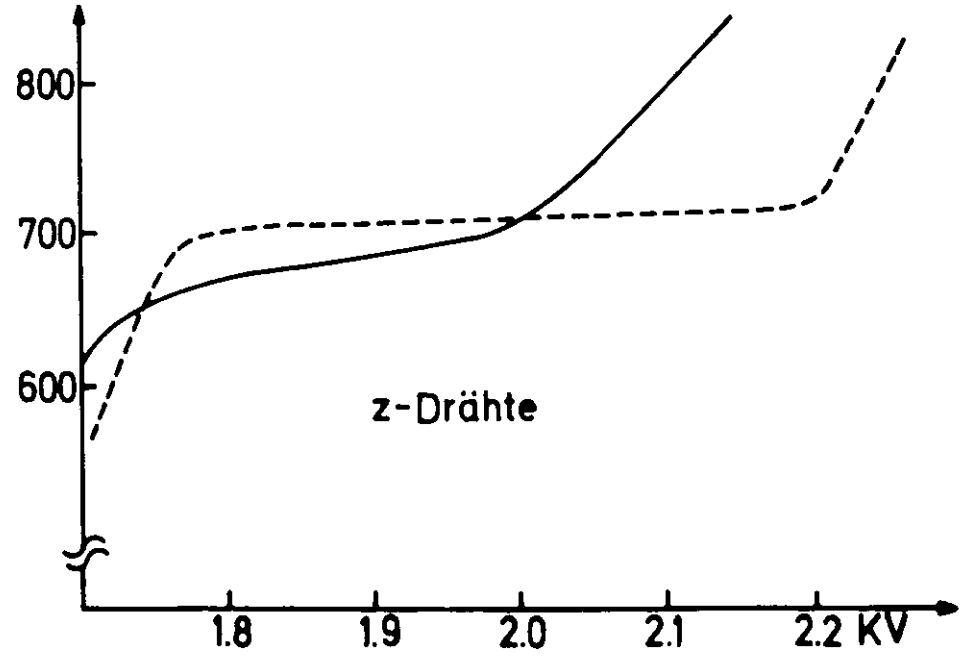
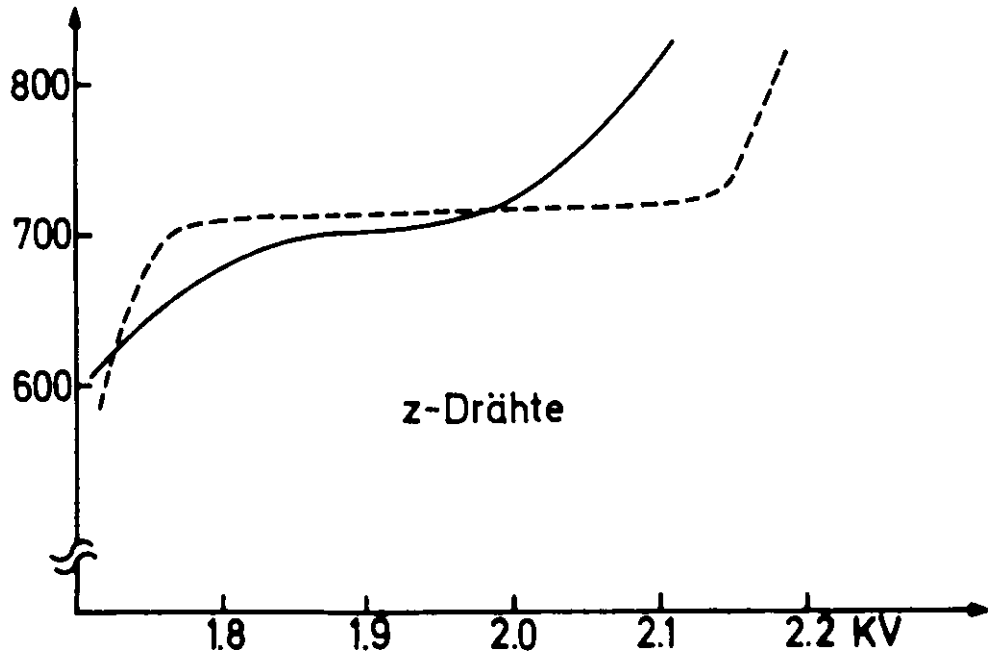
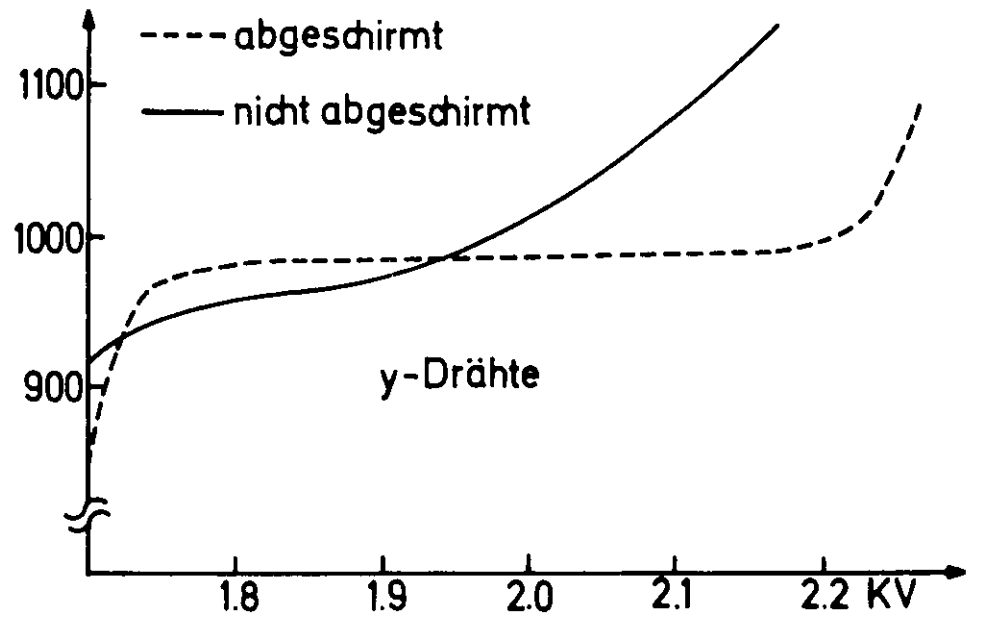
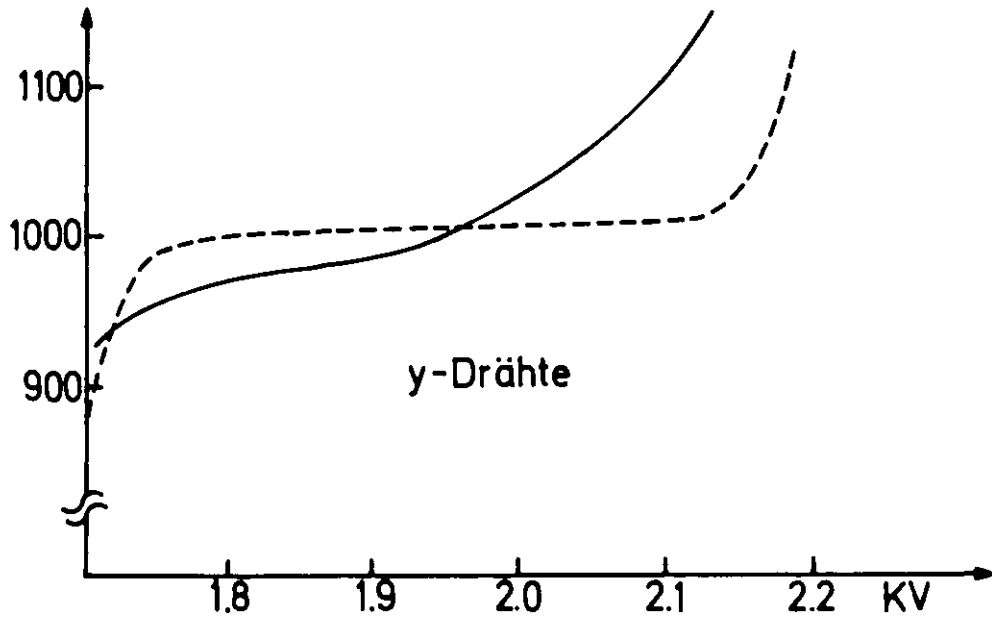


Doppelkammer I

ABB. 14

Doppelkammer II



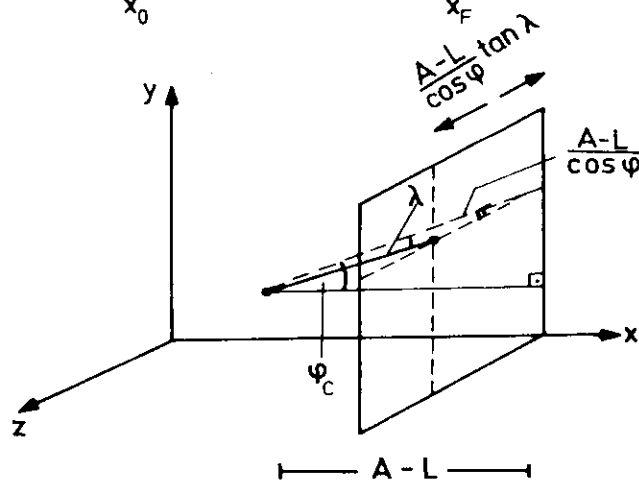
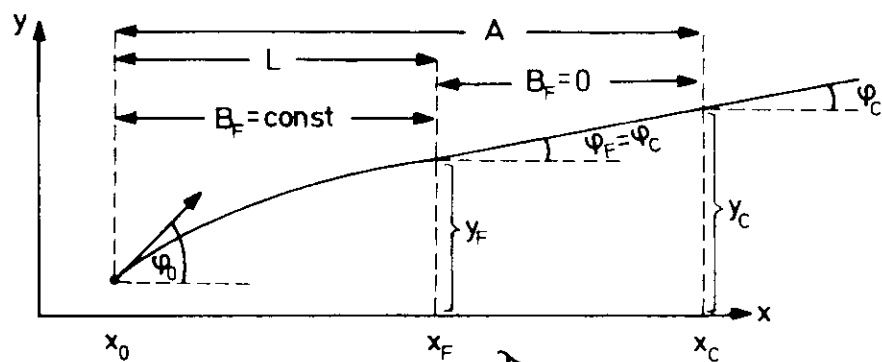
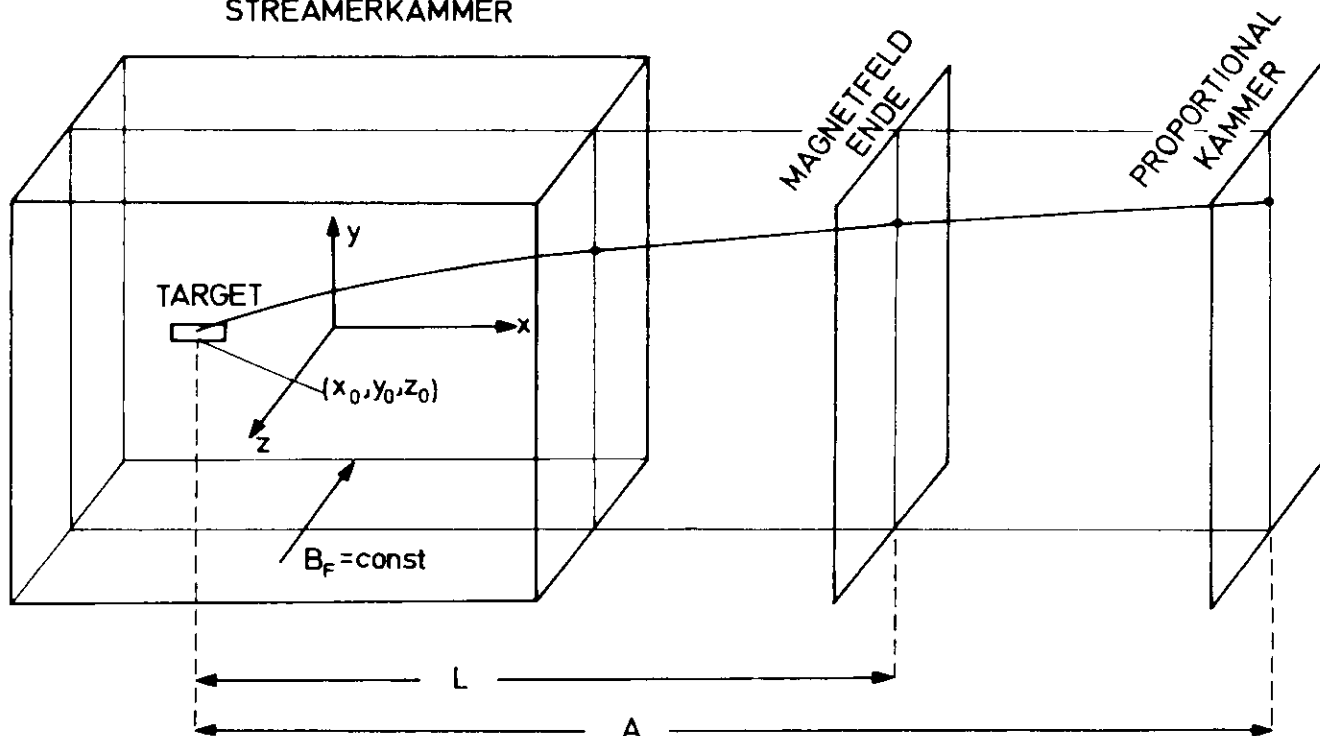


Doppelkammer I

ABB. 16

Doppelkammer II

STREAMERKAMMER



3 GeV, rechts

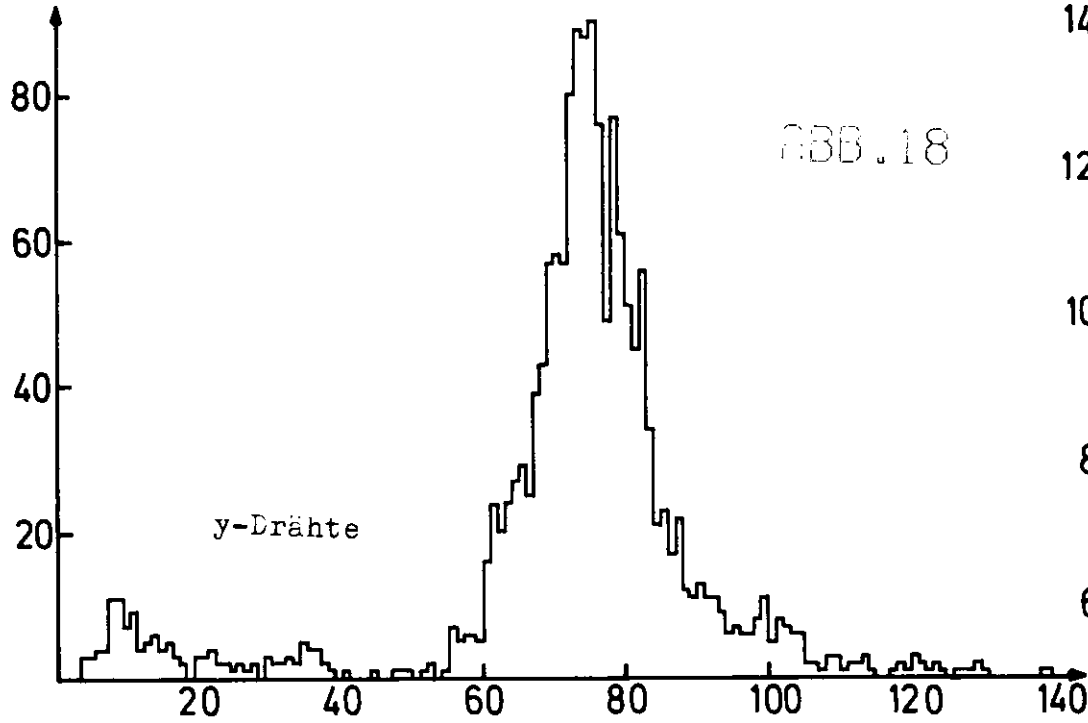
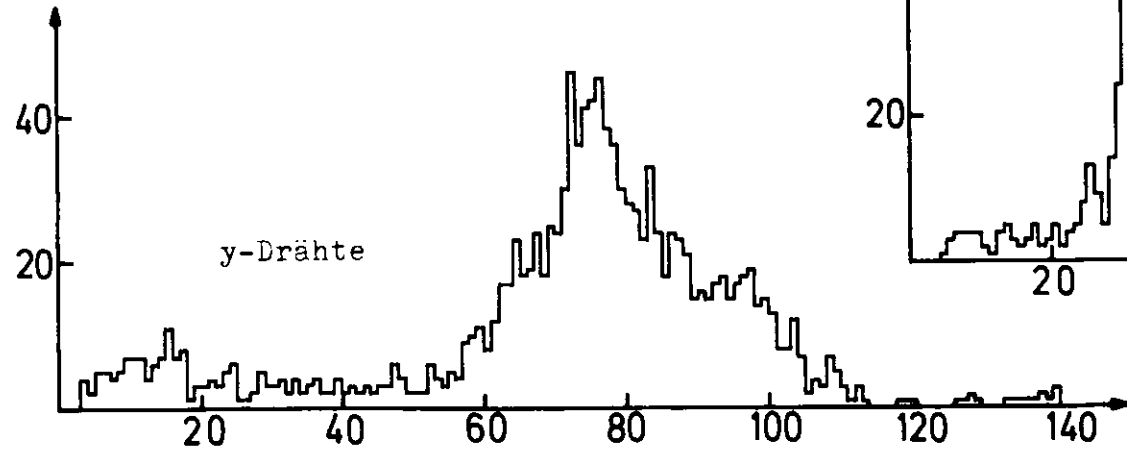
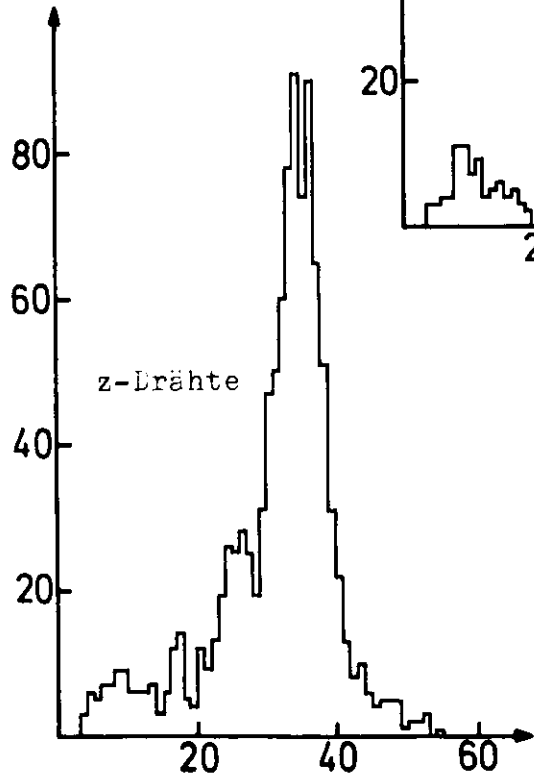
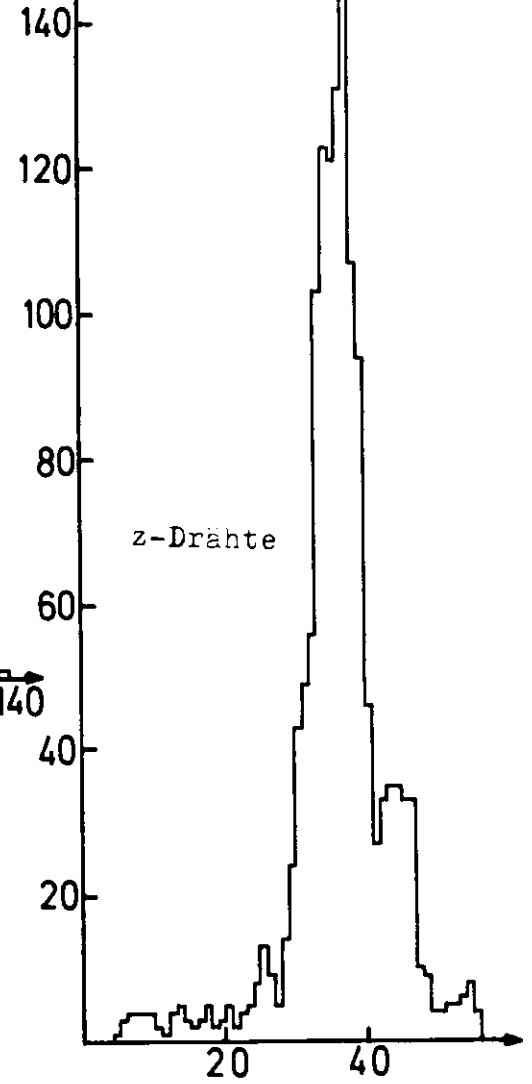
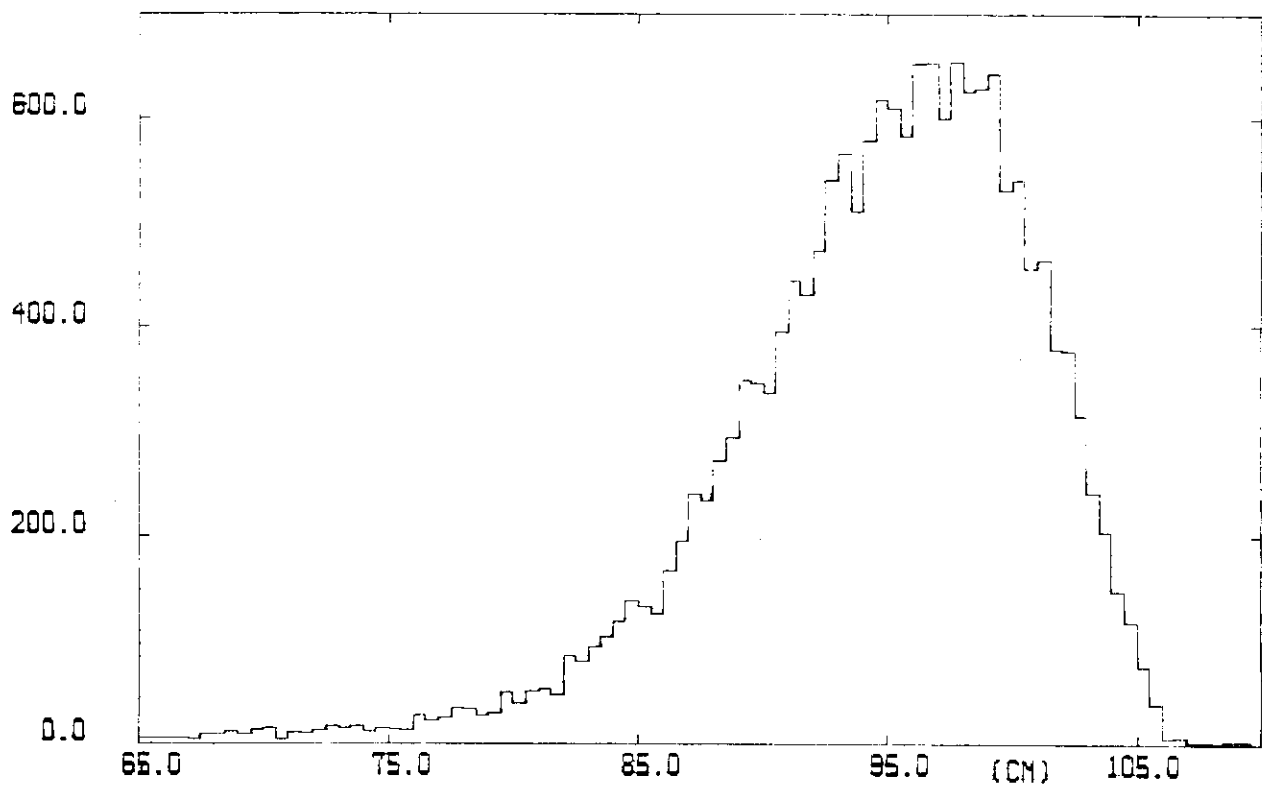


ABB. 18

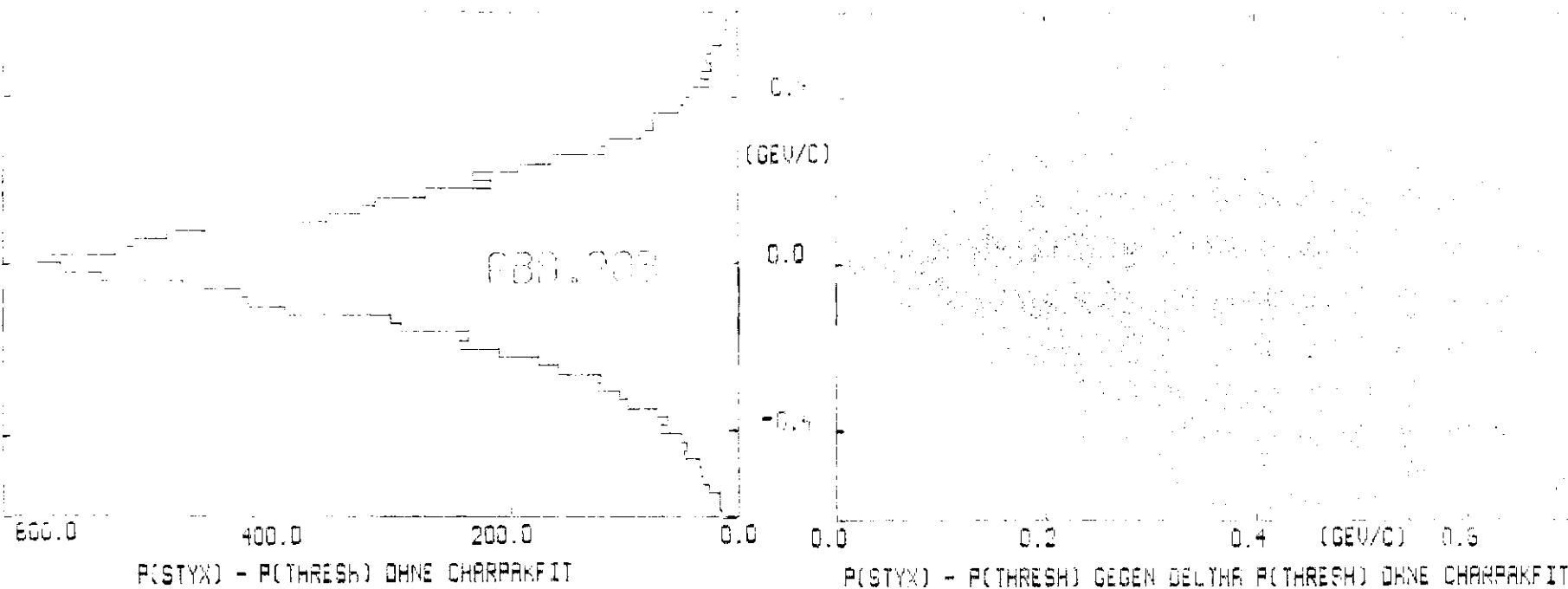
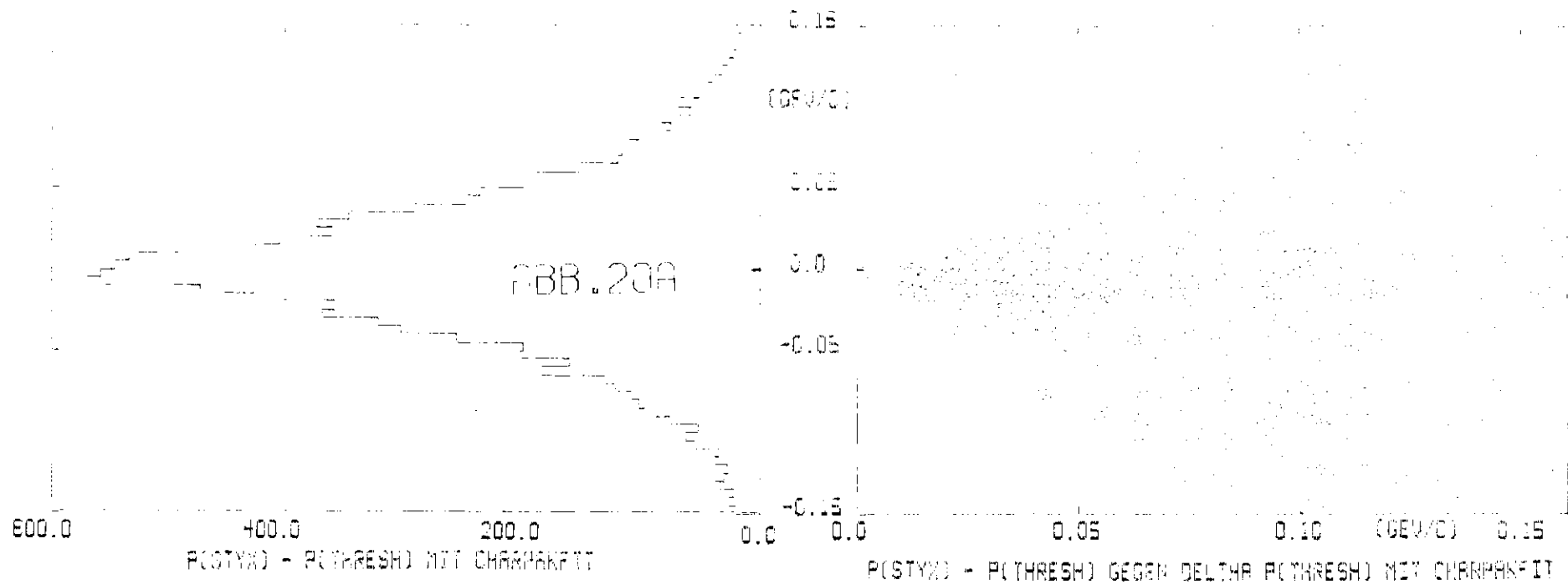


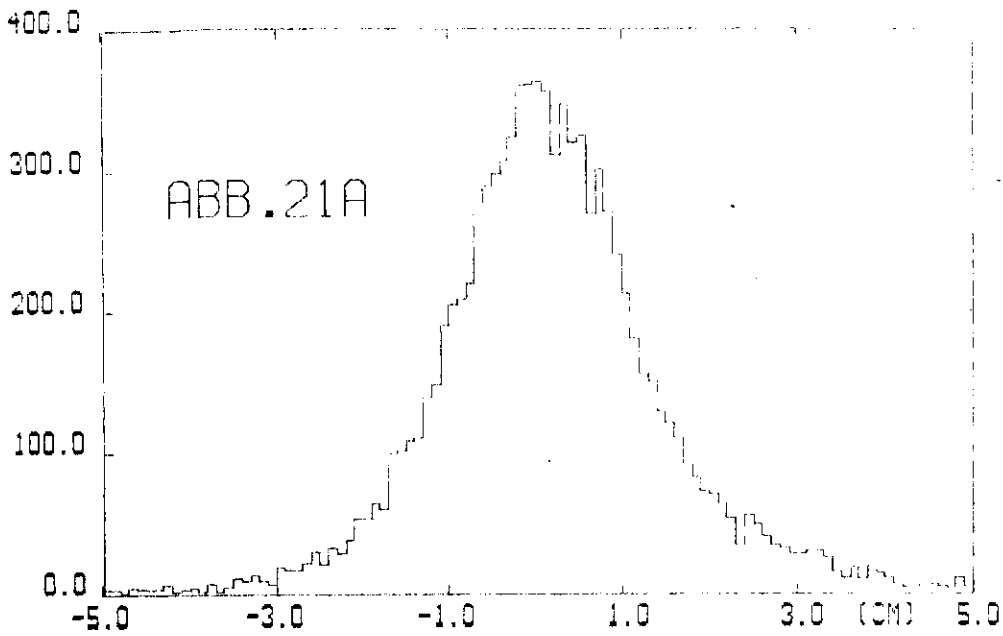
3 GeV, links



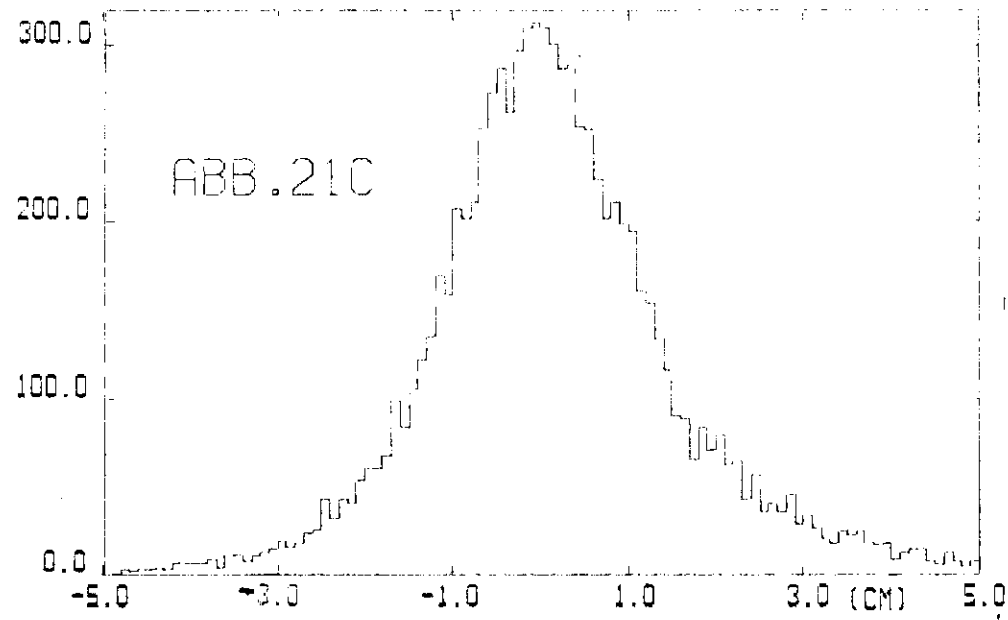
MAGNETISCHE LAENGE

1000000

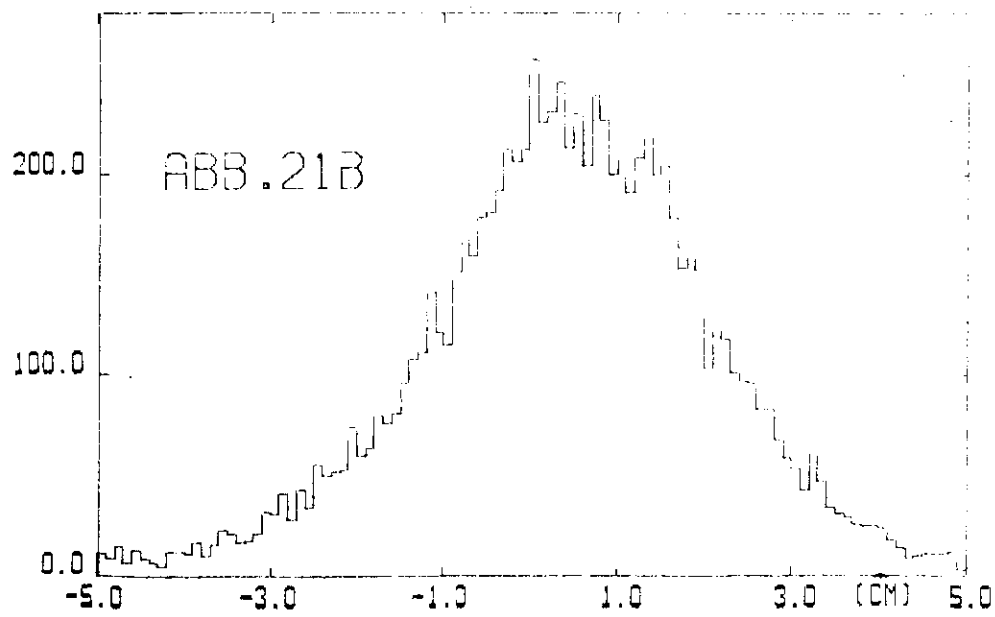




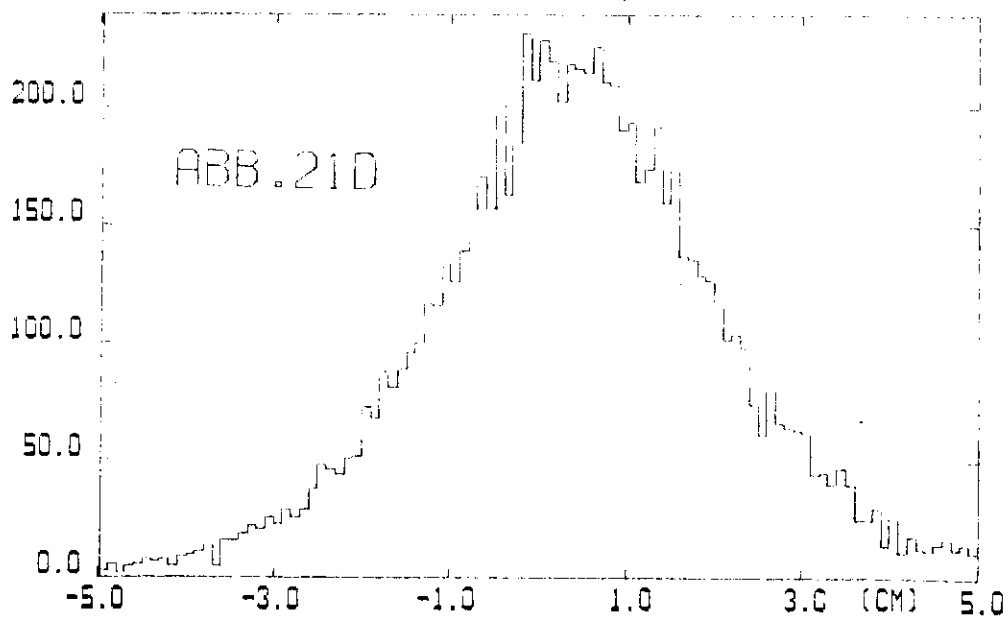
DURCHGANGSORT MINUS DRAHTORT, Y-KOORDINATE, DOPPELKAMMER I



DURCHGANGSORT MINUS DRAHTORT, Y-KOORDINATE, DOPPELKAMMER II



DURCHGANGSORT MINUS DRAHTORT, Z-KOORDINATE, DOPPELKAMMER I



DURCHGANGSORT MINUS DRAHTORT, Z-KOORDINATE, DOPPELKAMMER II

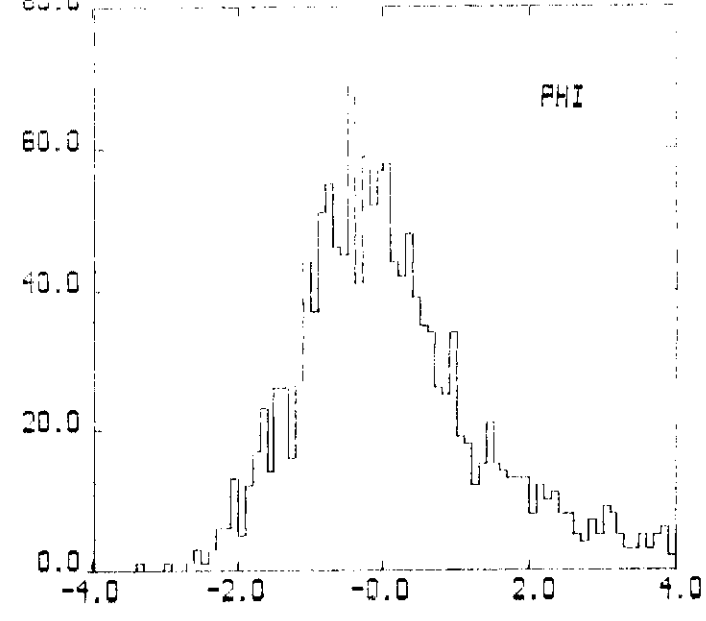
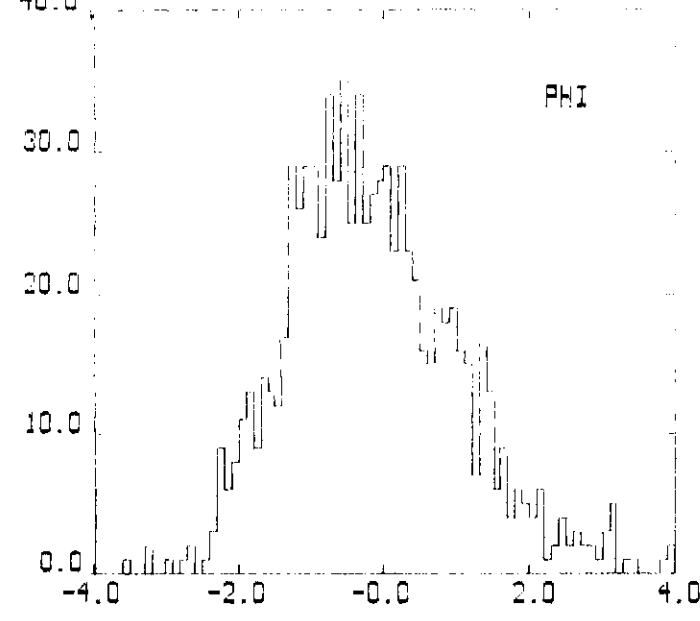
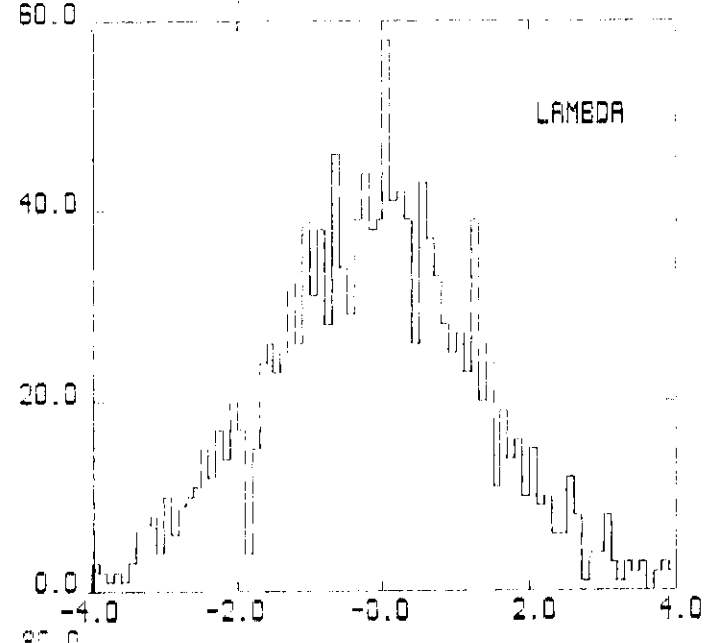
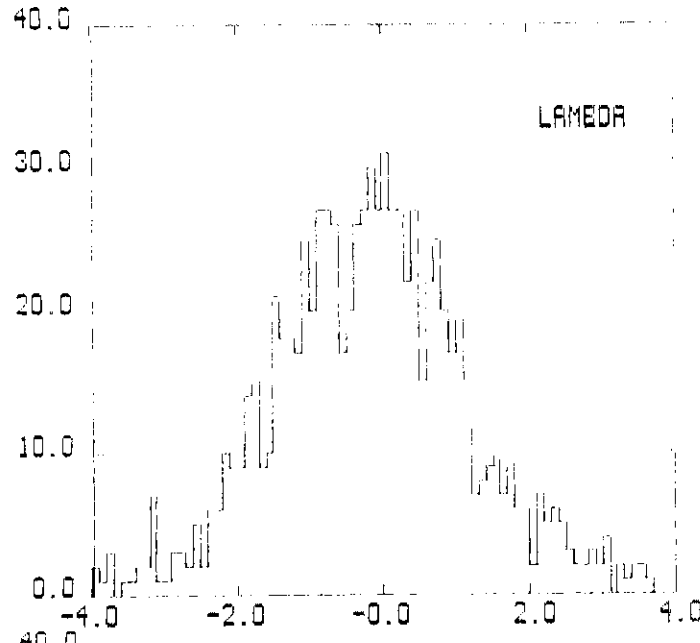
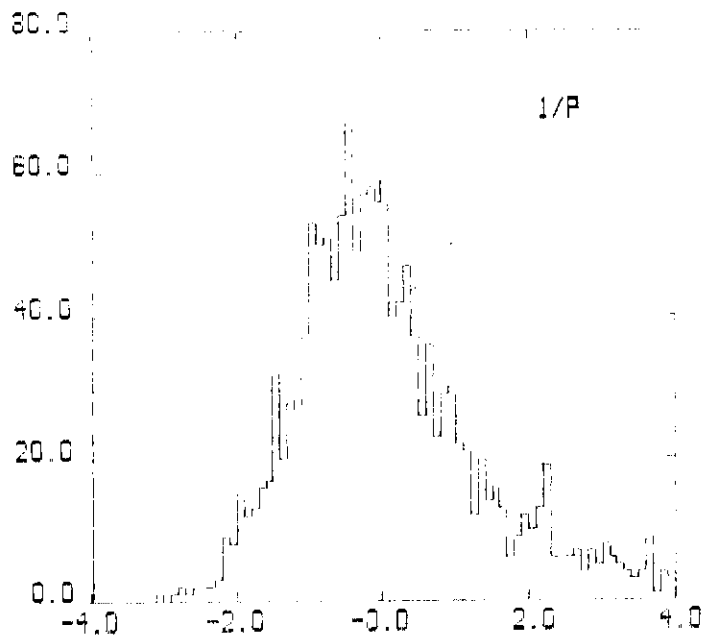
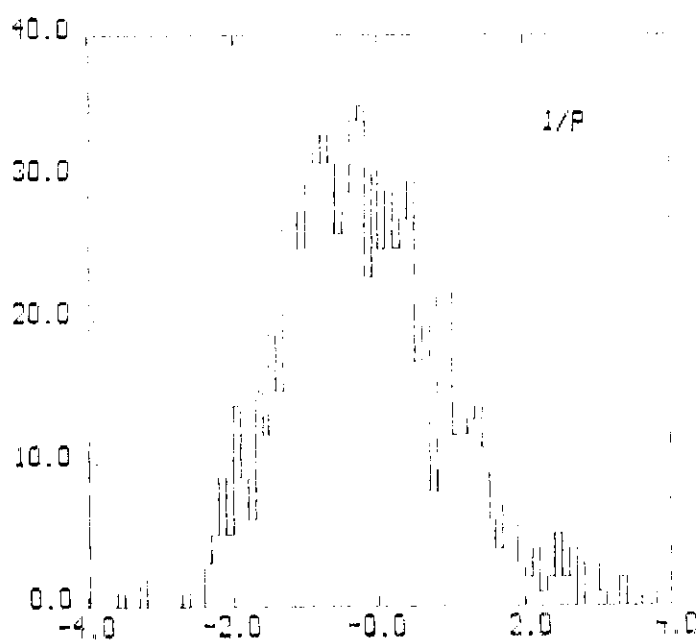


ABB. 22A

PULLS DER SAURPARAMETER OHNE (LINKS) UND MIT (RECHTS) CHARAKTIFIT
LINKER ZOEHLERARM

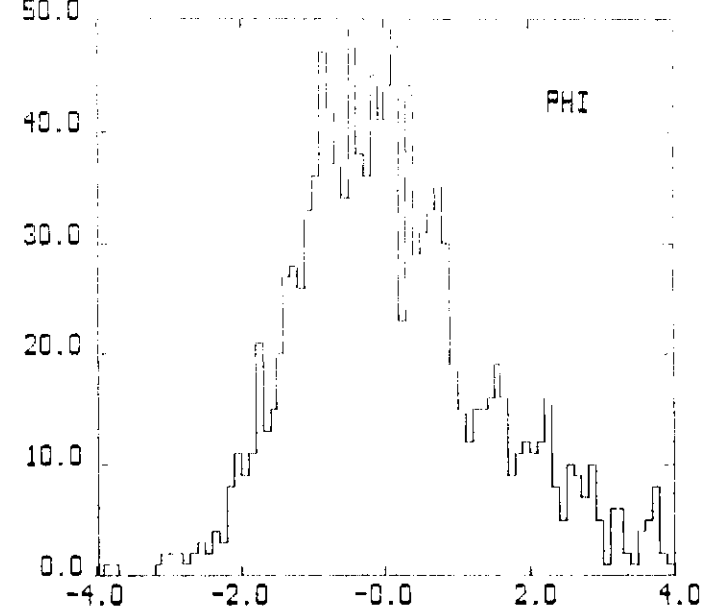
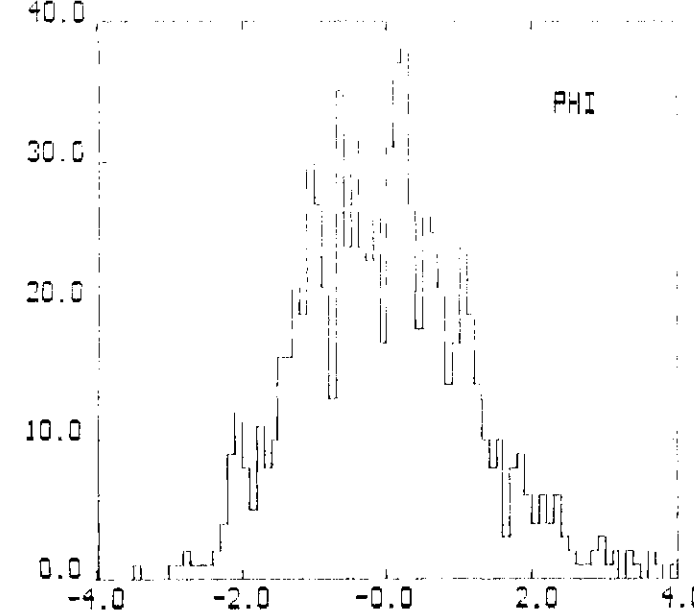
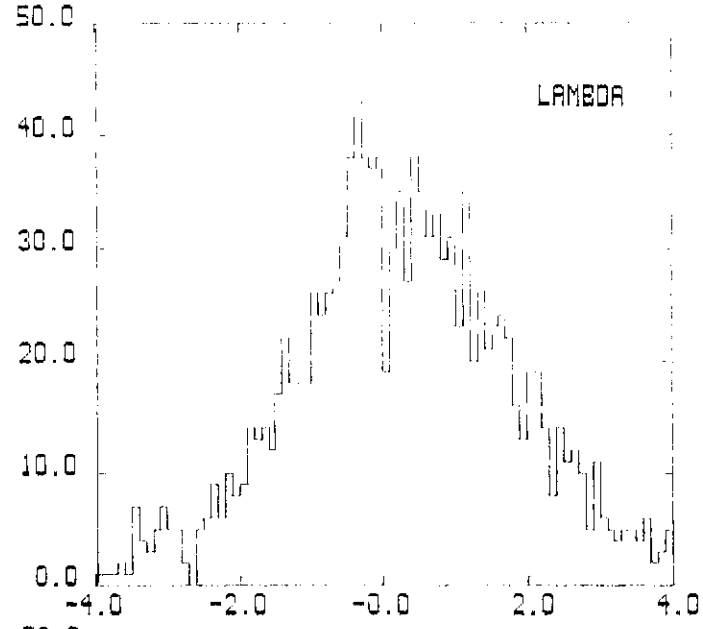
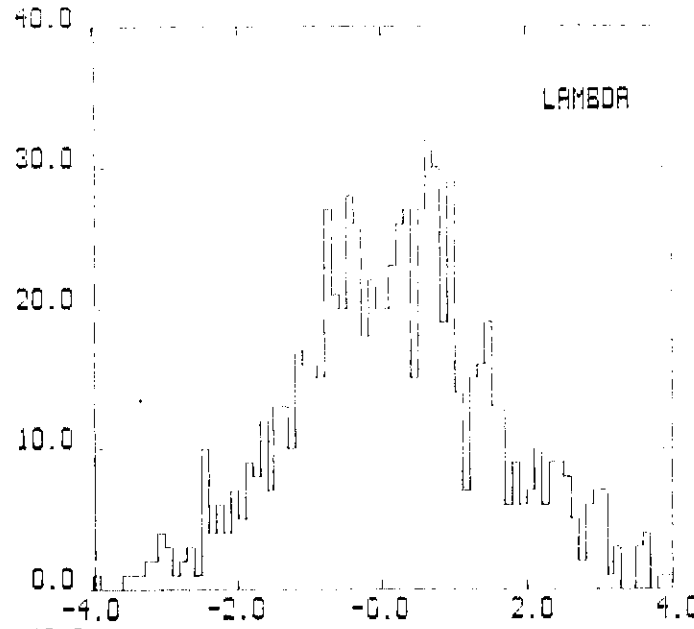
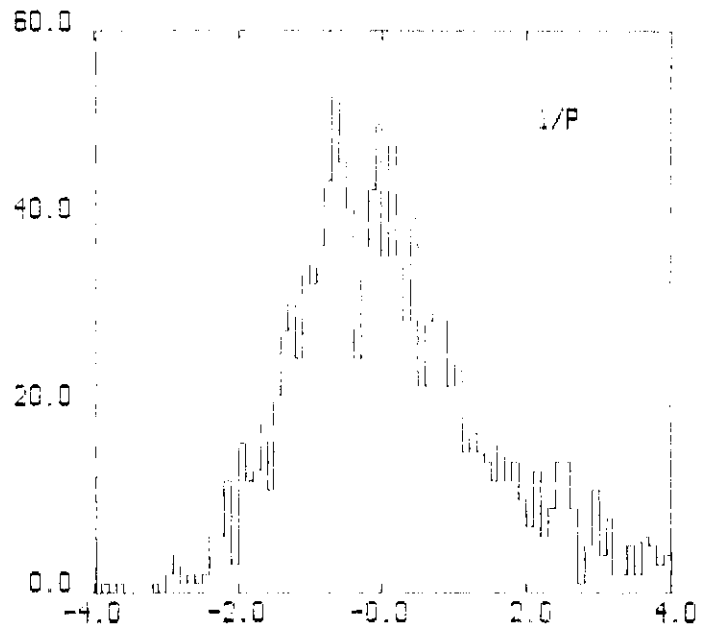
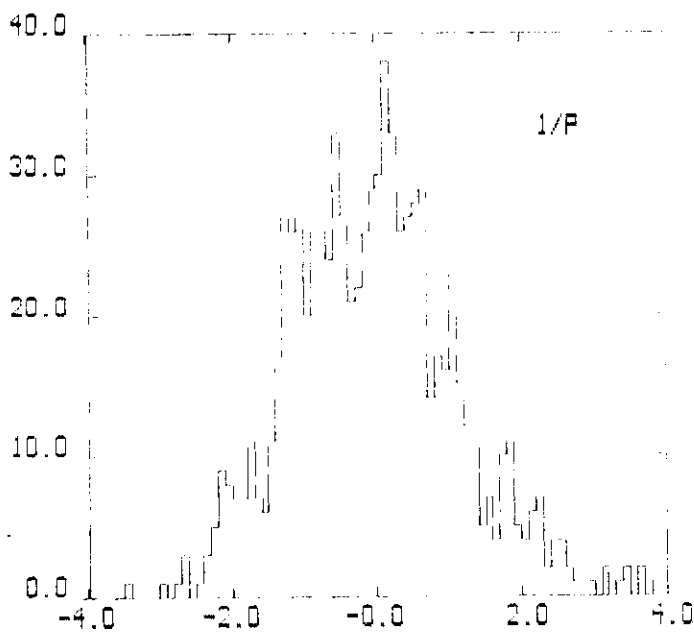
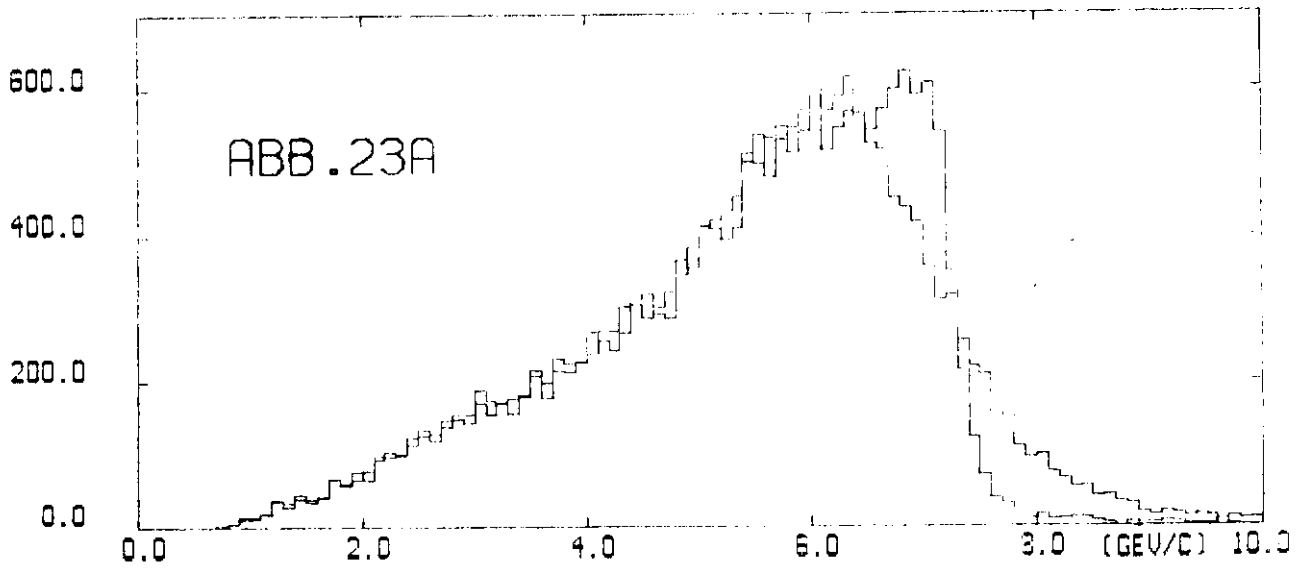
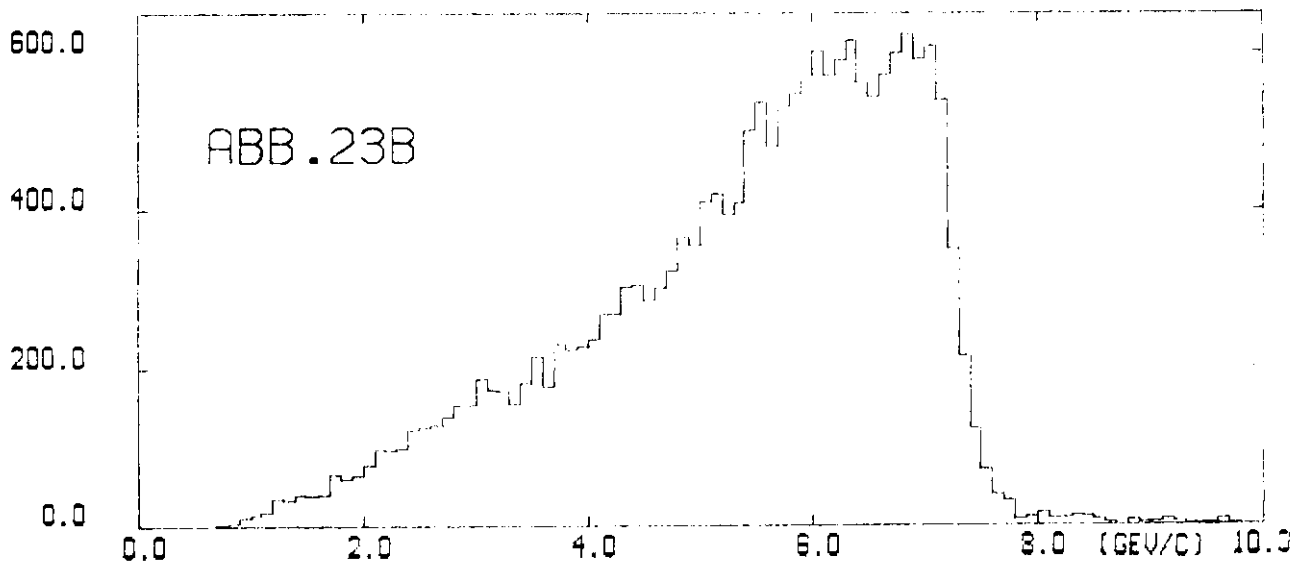


ABB. 22B

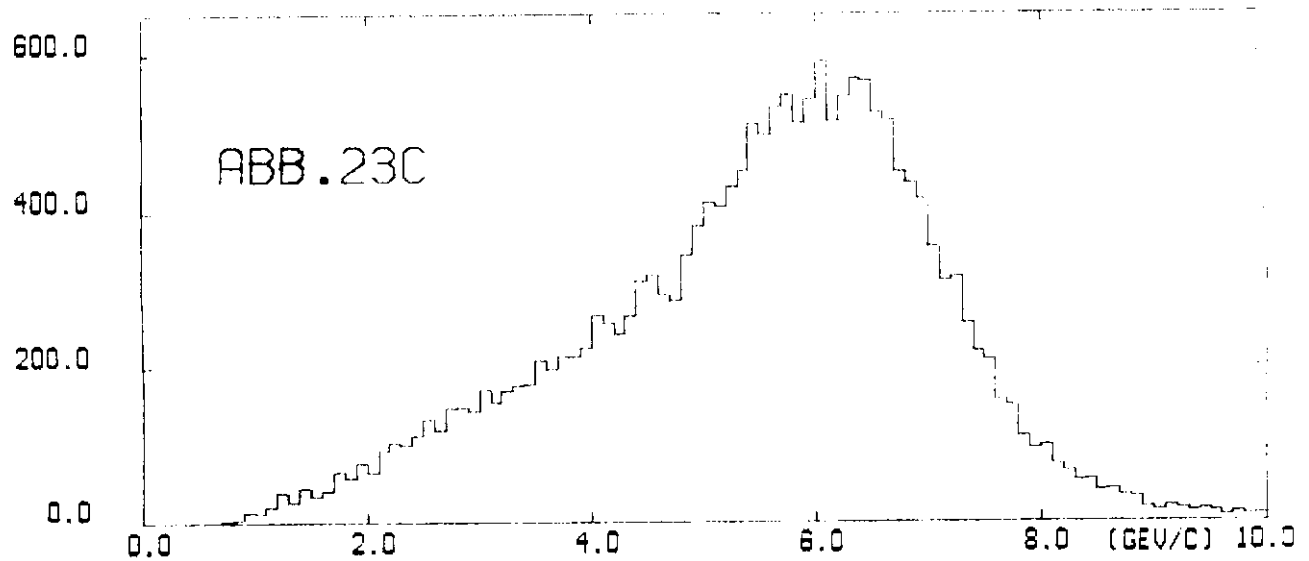
FULLS DER SPURPARAMETER OHNE (LINKS) UND MIT (RECHTS) CHARPAKFIT
RECHTER ZAEHLERRAM



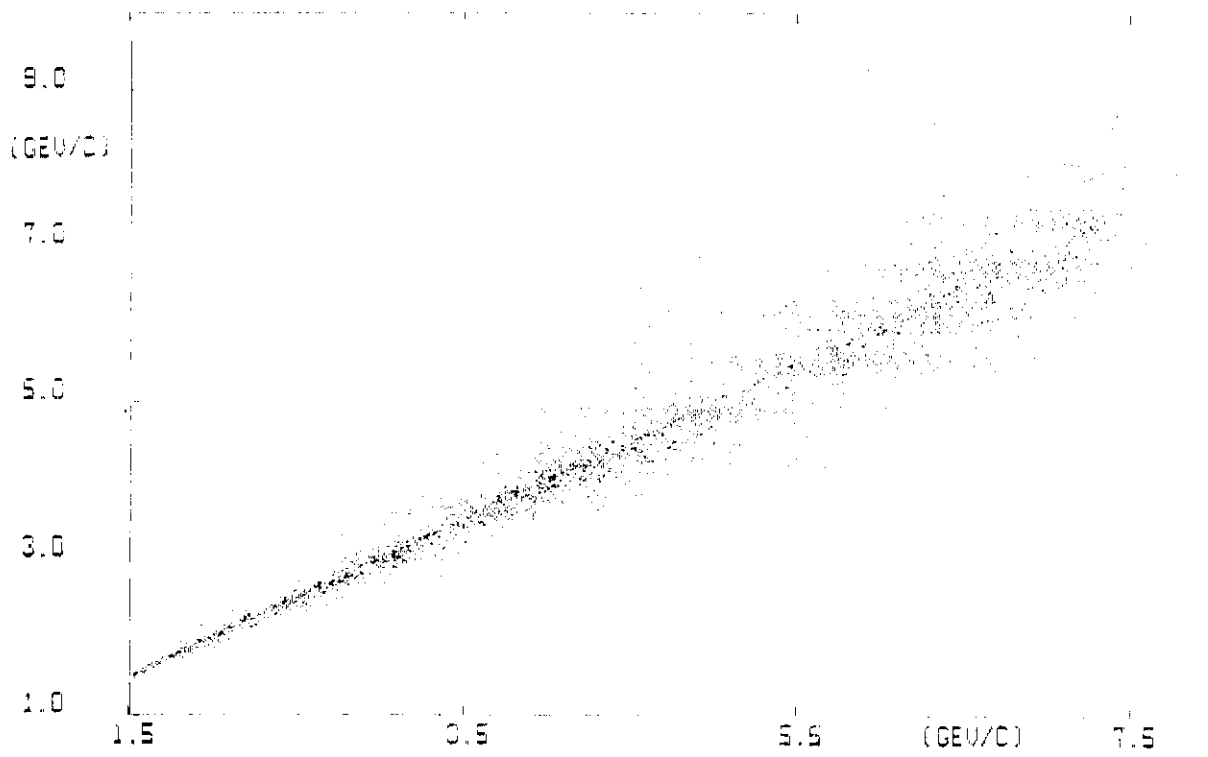
IMPULSE ALLER C-SPUREN VOR BZW. NACH DEM CHARPAKFIT



IMPULSE ALLER C-SPUREN NACH DEM CHARPAKFIT

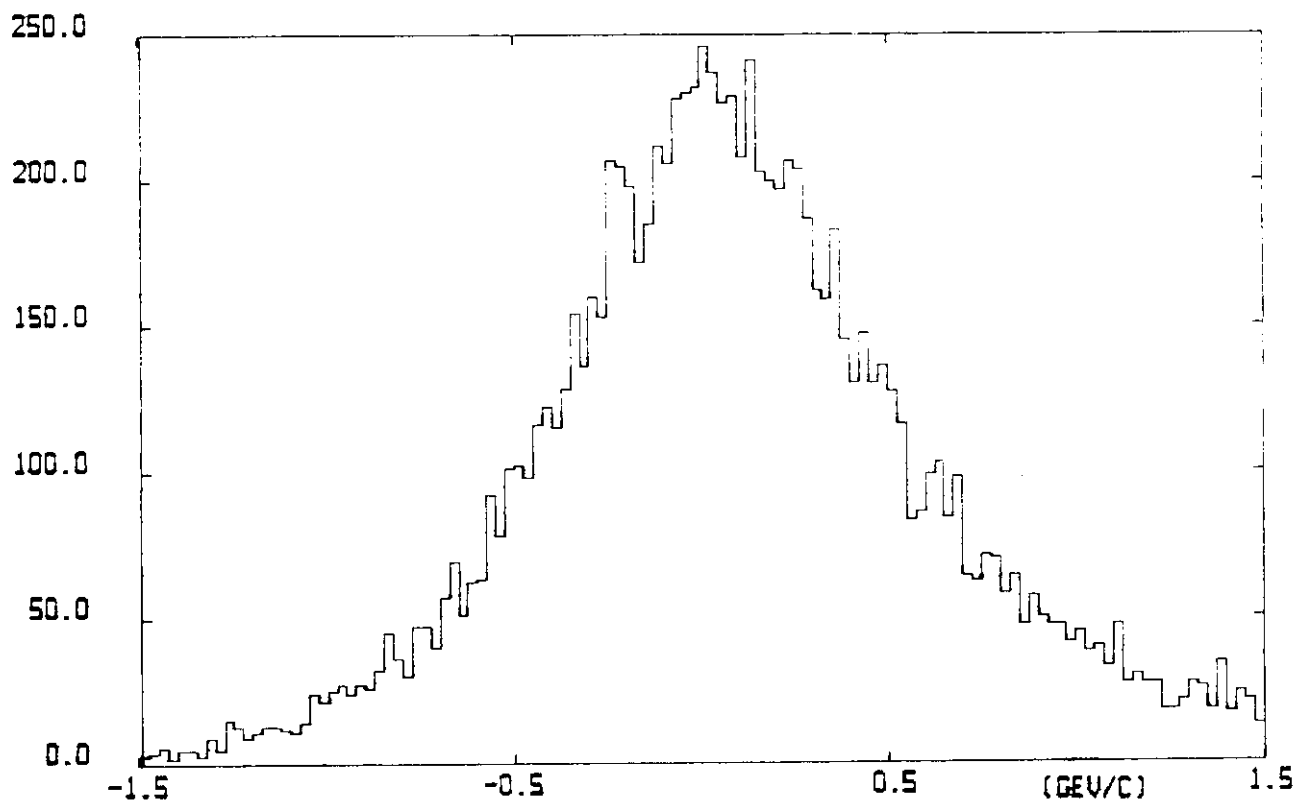


IMPULSE ALLER C-SPUREN VOR DEM CHARPAKFIT



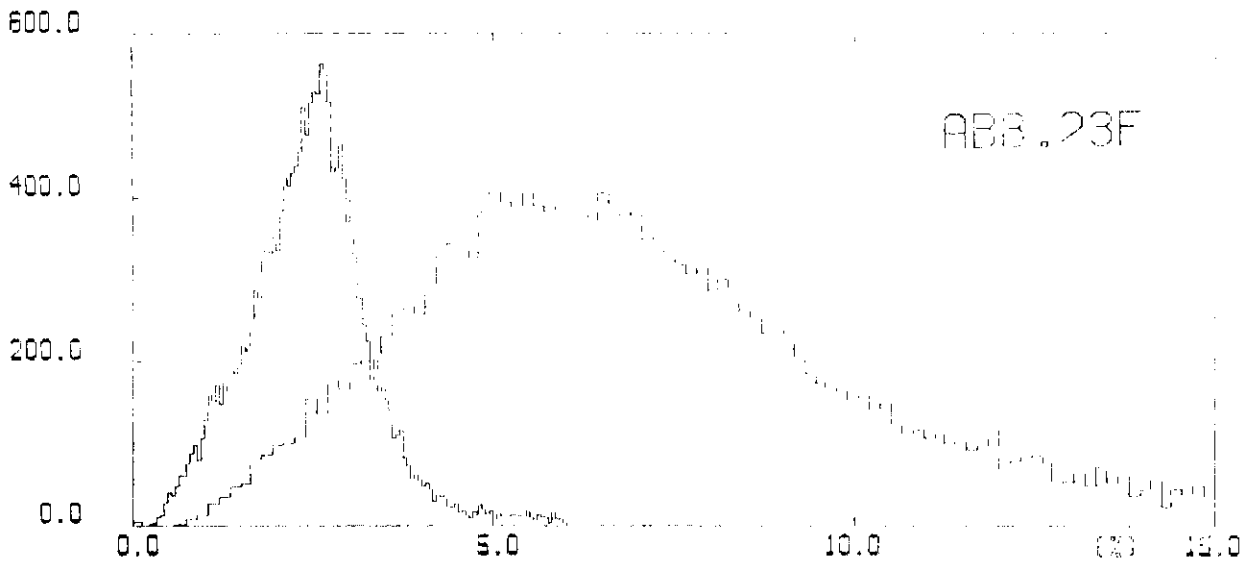
IMPULSE ALLER C-SPUREN VOR GEGEN NACH DEM CHARPAKFIT

ABB. 23D

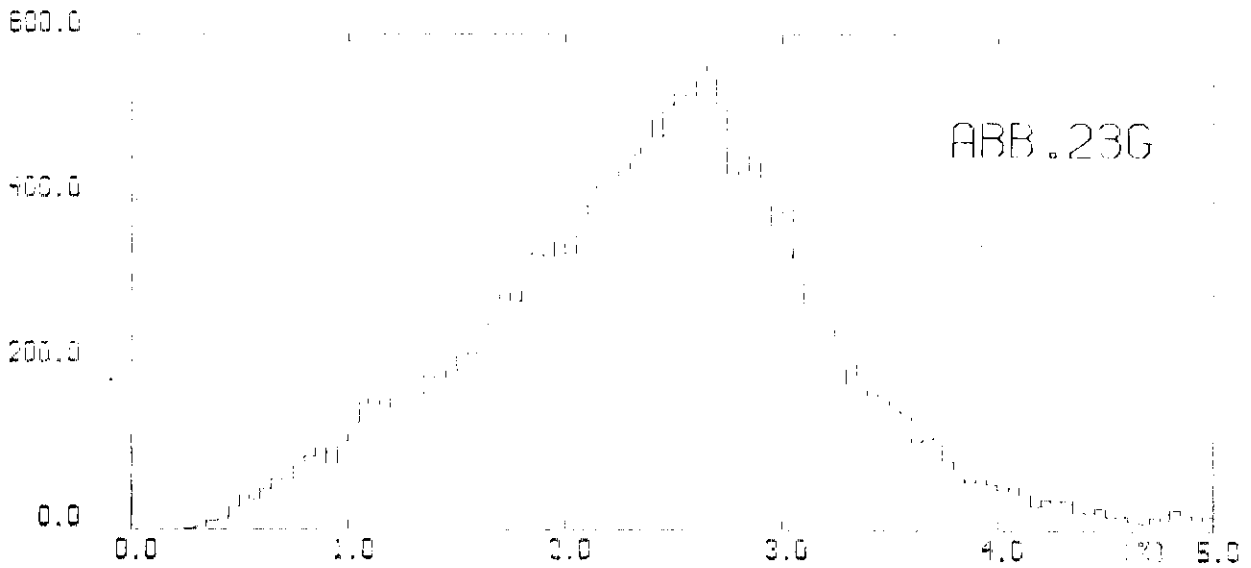


DIFFERENZ DER IMPULSE ALLER C-SPUREN VOR BZW. NACH DEM CHARPAKFIT

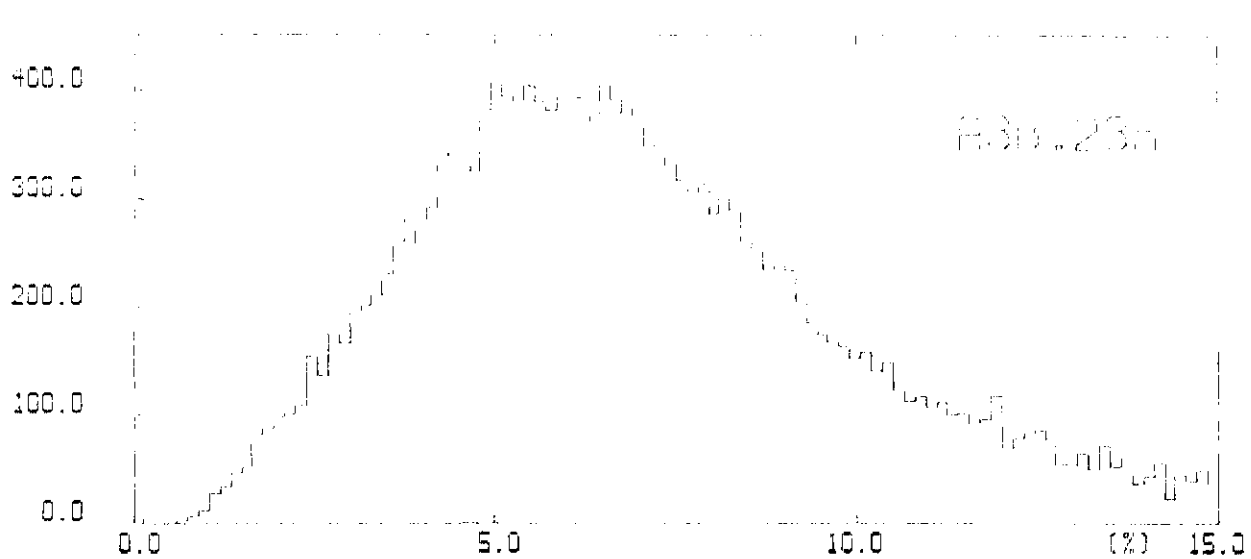
ABB. 23E



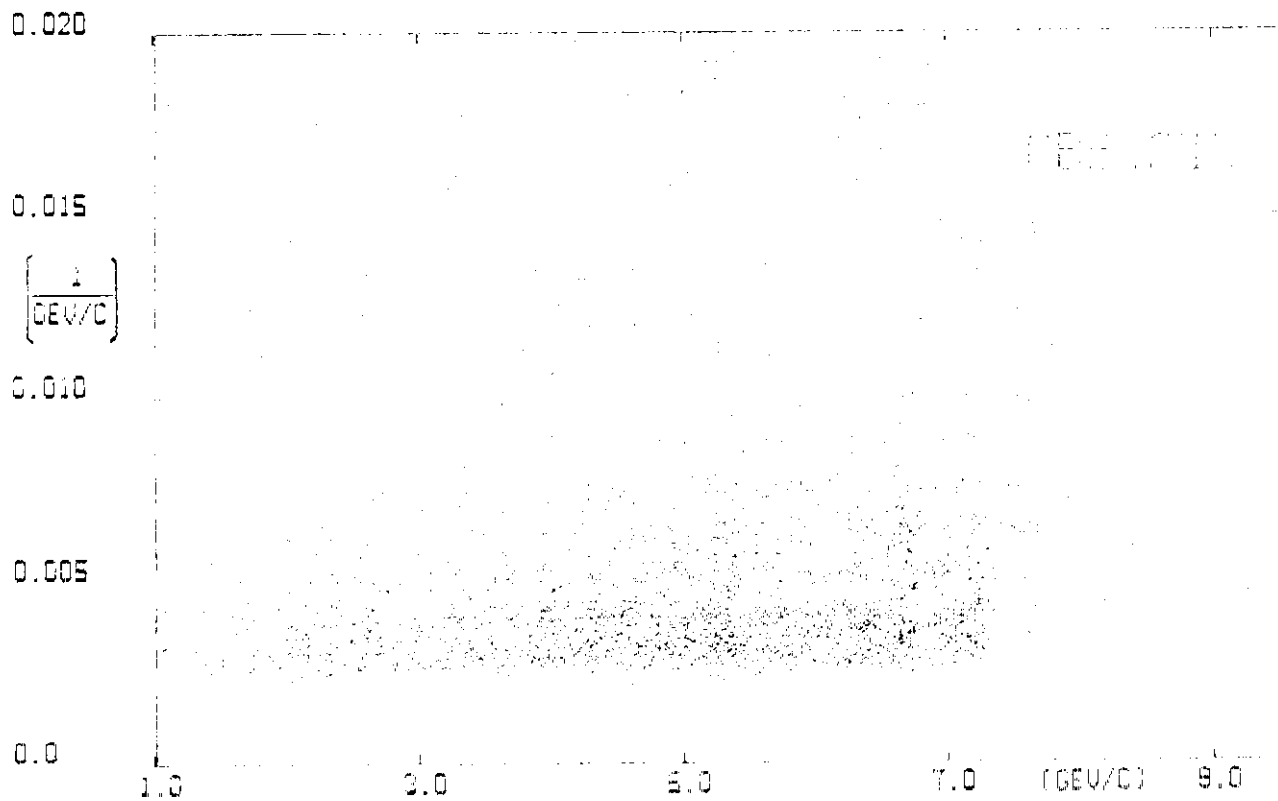
IMPULSAUFLÖSUNG ALLER C-SPUREN VOR BZW. NACH DEM CHARAKFIT



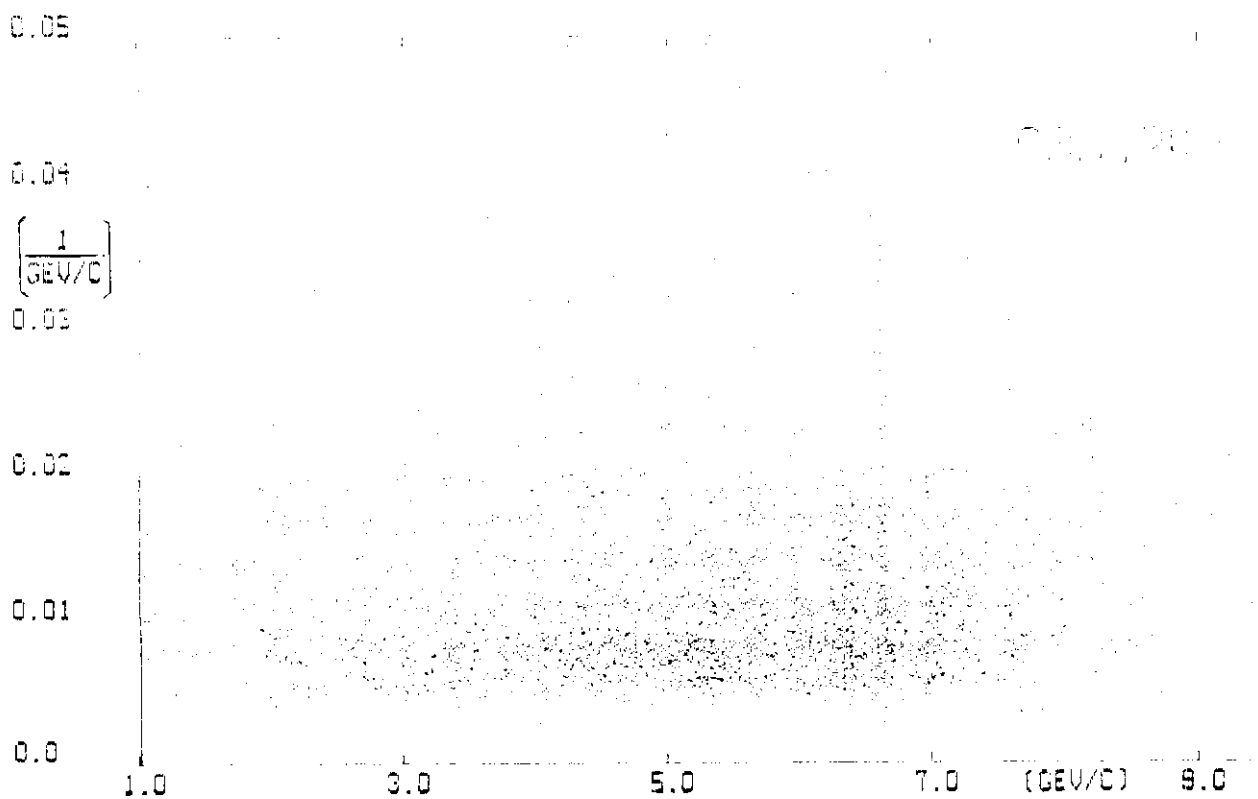
IMPULSAUFLÖSUNG ALLER C-SPUREN NACH DEM CHARAKFIT



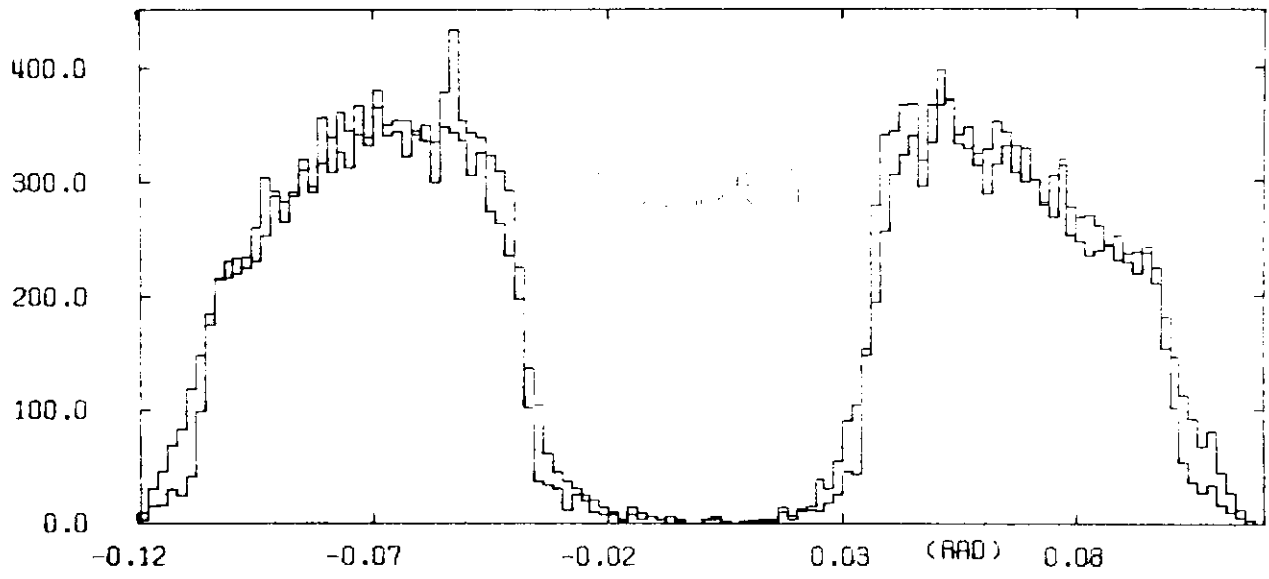
IMPULSAUFLÖSUNG ALLER C-SPUREN VOR DEM CHARAKFIT



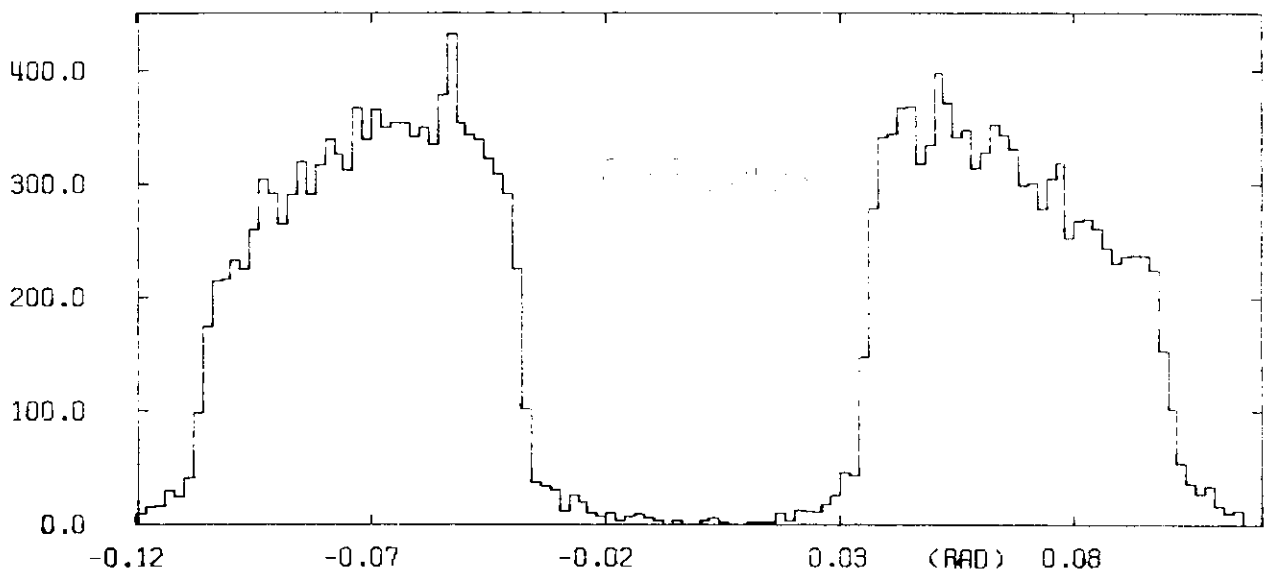
(DELTA P/P**2) GEGEN P NACH DEM CHARPAKFIT



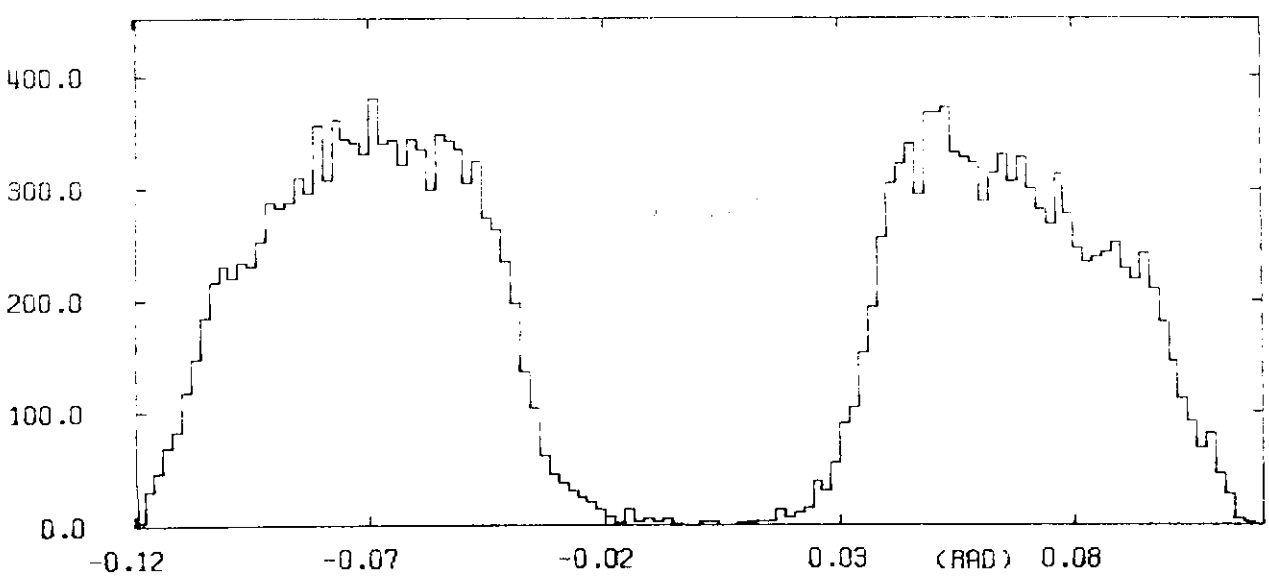
(DELTA P/P**2)(60/L)**2 GEGEN P VOR DEM CHARPAKFIT



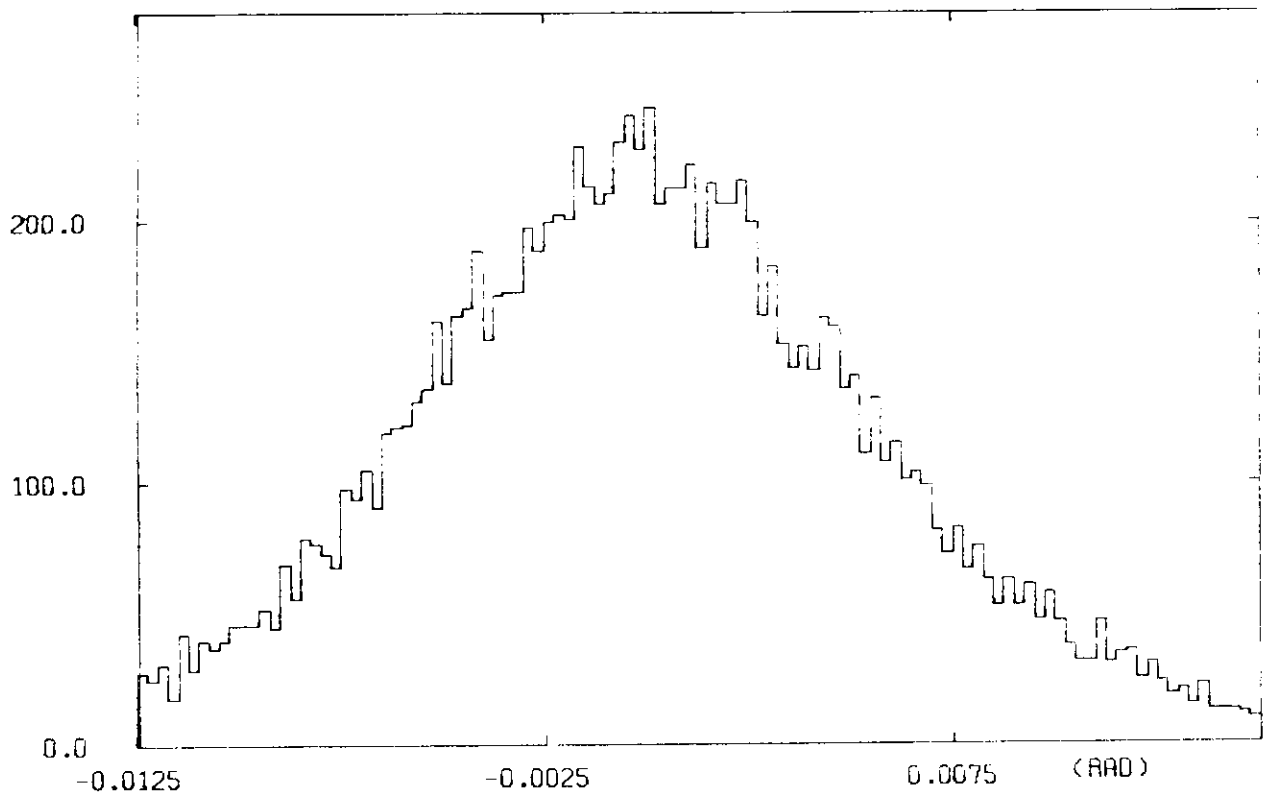
NEIGUNGSWINKEL ALLER C-SPUREN VOR BZW. NACH DEM CHARPAKFIT



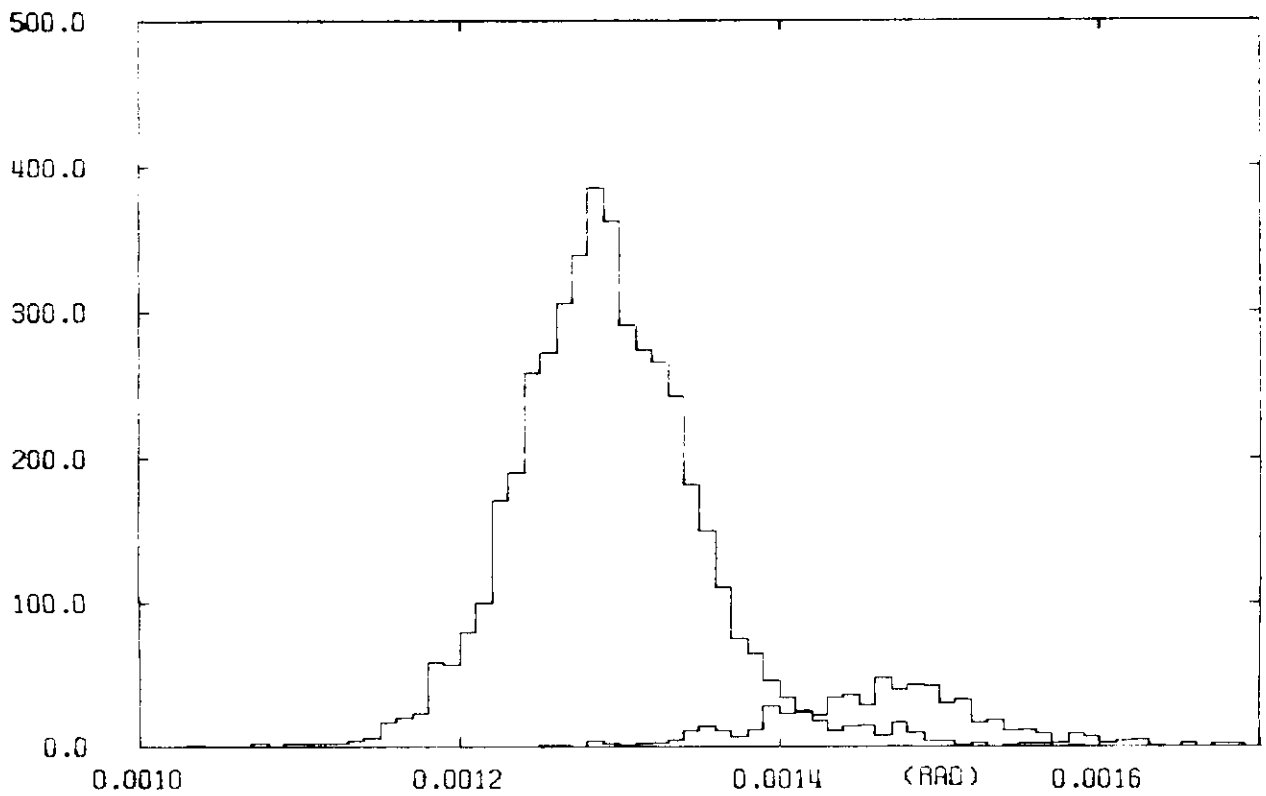
NEIGUNGSWINKEL ALLER C-SPUREN NACH DEM CHARPAKFIT



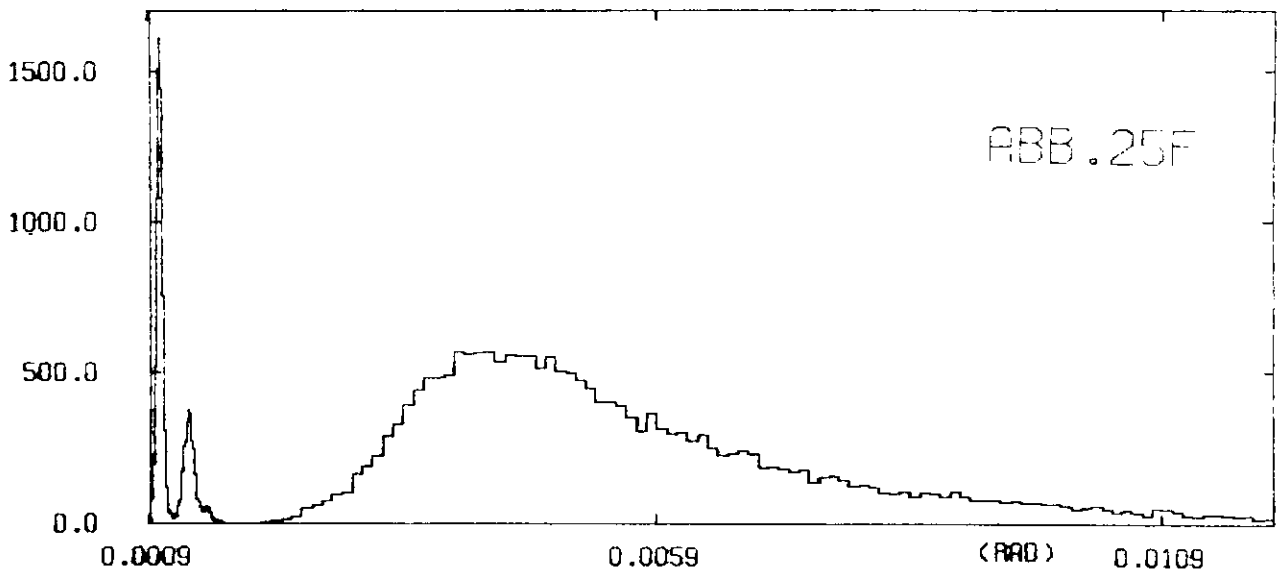
NEIGUNGSWINKEL ALLER C-SPUREN VOR DEM CHARPAKFIT



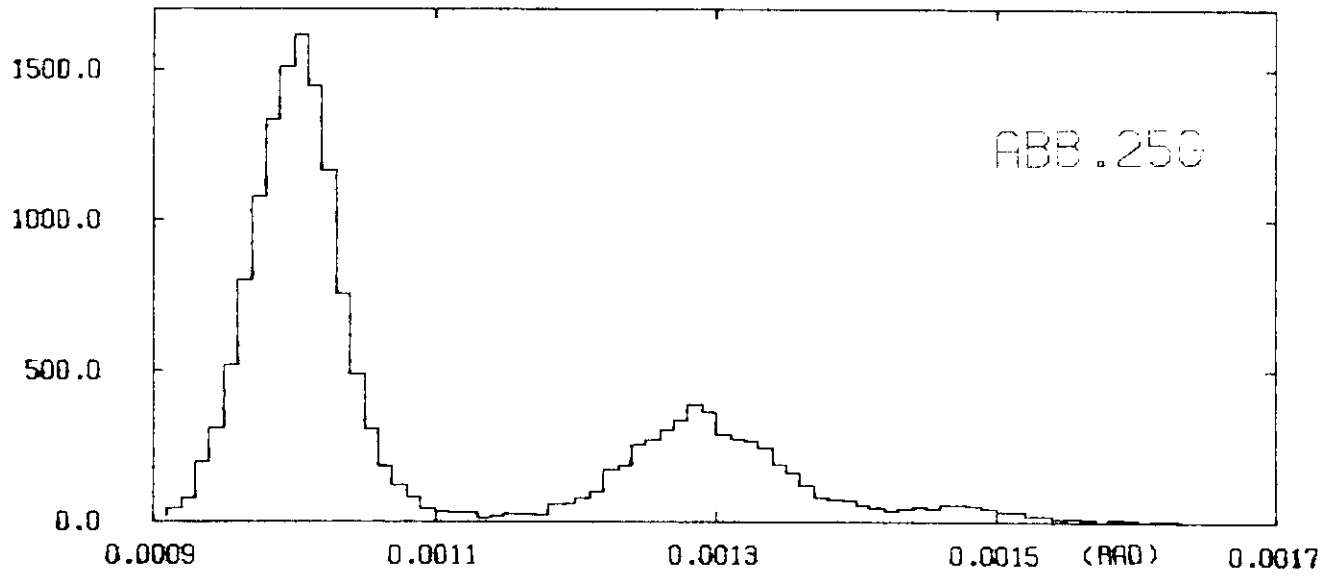
DIFFERENZ DER NEIGUNGSWINKEL LAMBDA VOR UND NACH DEM CHARPAKFIT



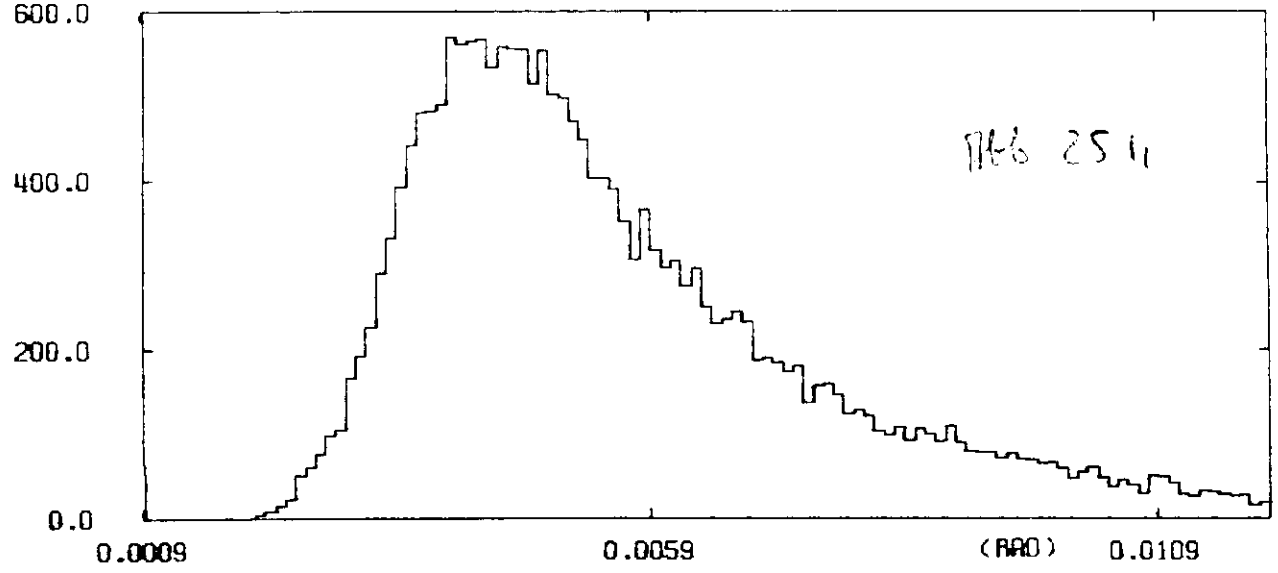
FEHLER DER NEIGUNGSWINKEL DER C-SPUREN MIT ZWEI BZW. DREI DRAHTEN NACH DEM CHARPAKFIT



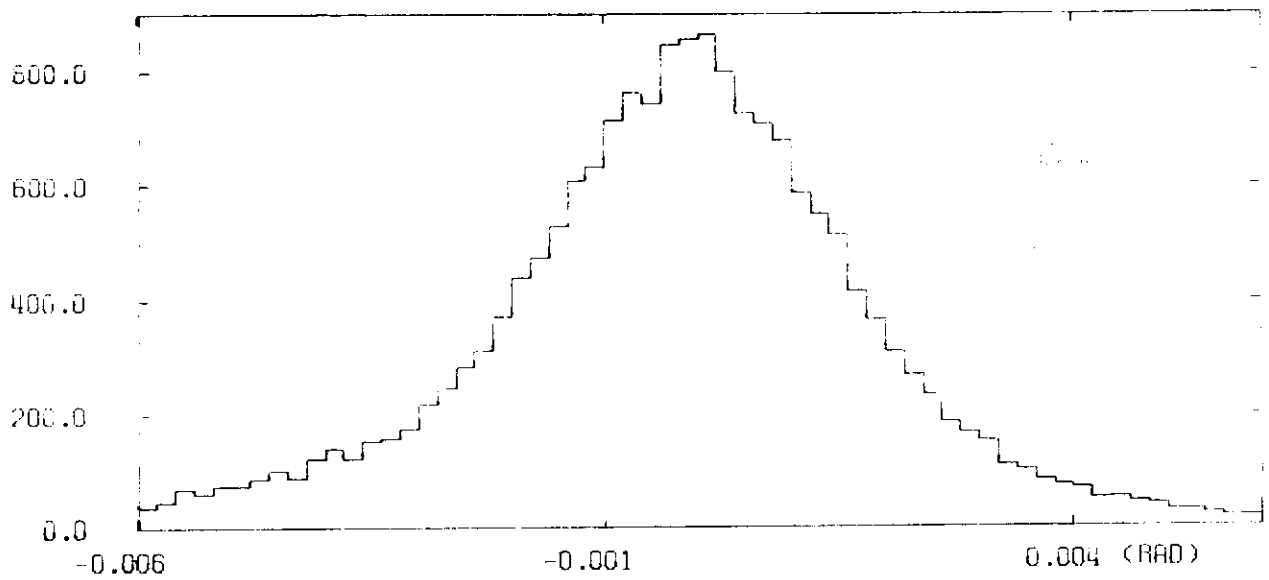
FEHLER DER NEIGUNGSWINKEL ALLER C-SPUREN VOR BZW. NACH DEM CHARPAKIT



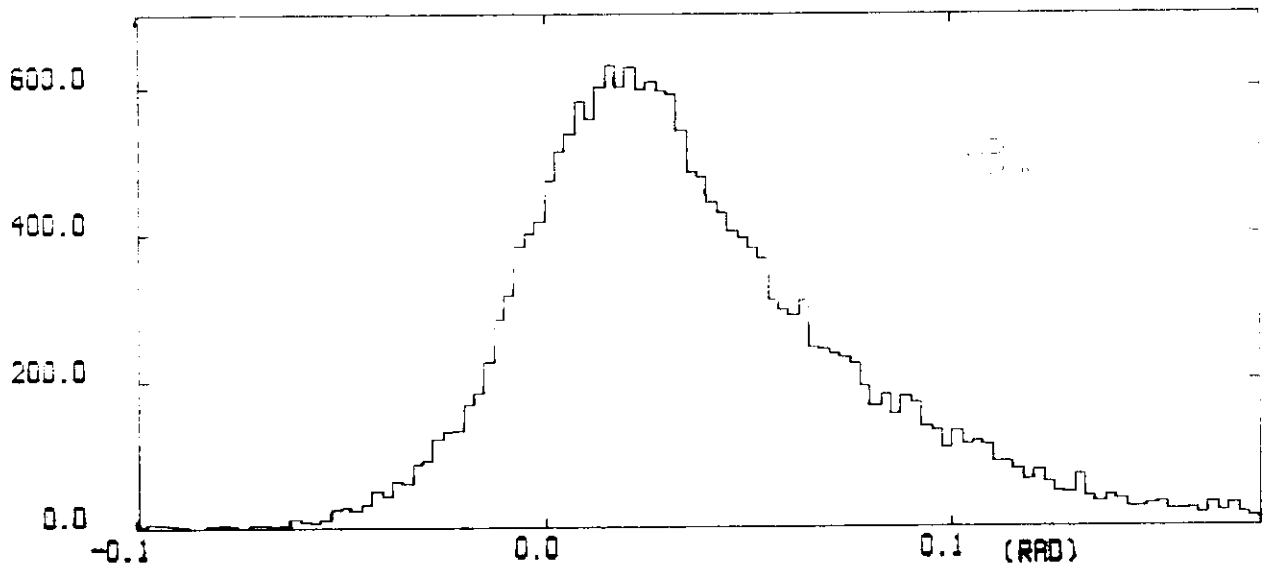
FEHLER DER NEIGUNGSWINKEL ALLER C-SPUREN NACH DEM CHARPAKIT



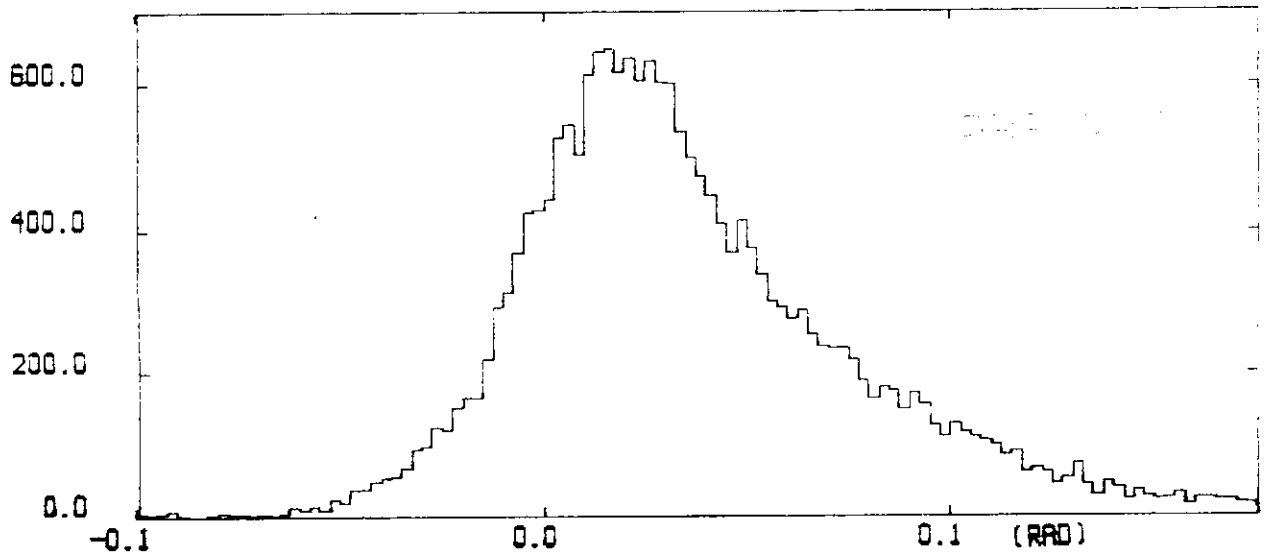
FEHLER DER NEIGUNGSWINKEL ALLER C-SPUREN VOR DEM CHARPAKIT



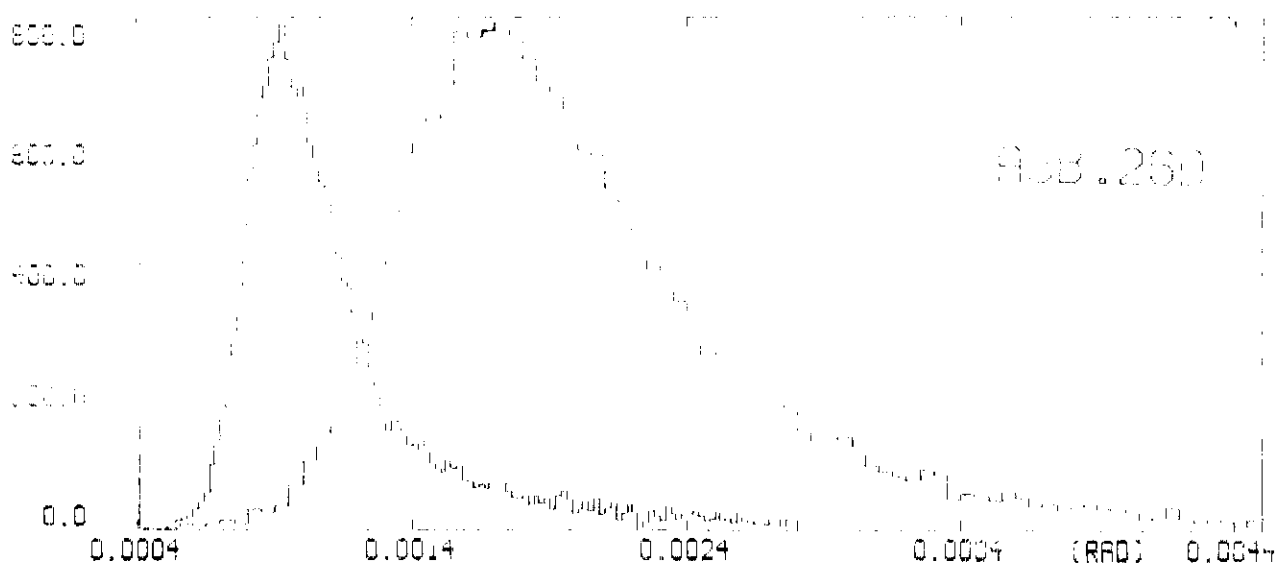
DIFFERENZ DER AZIMUTHWINKEL PHI VOR UND NACH DEM CHARPAKIT



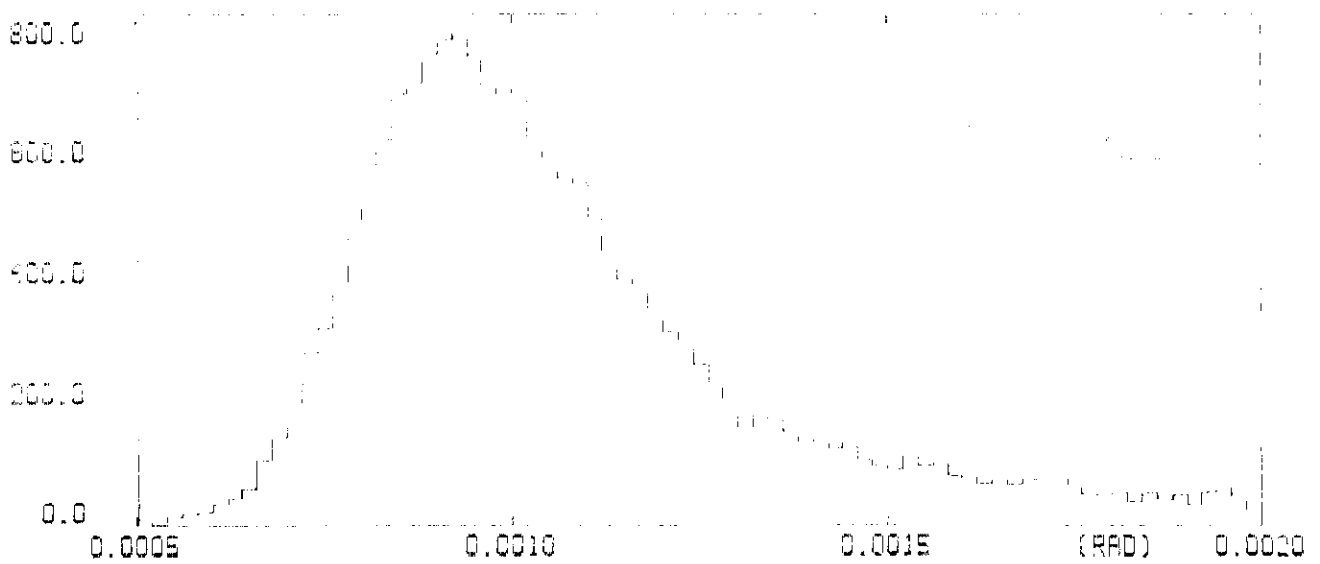
AZIMUTHWINKEL PHI ALLER C-SPUREN NACH DEM CHARPAKIT



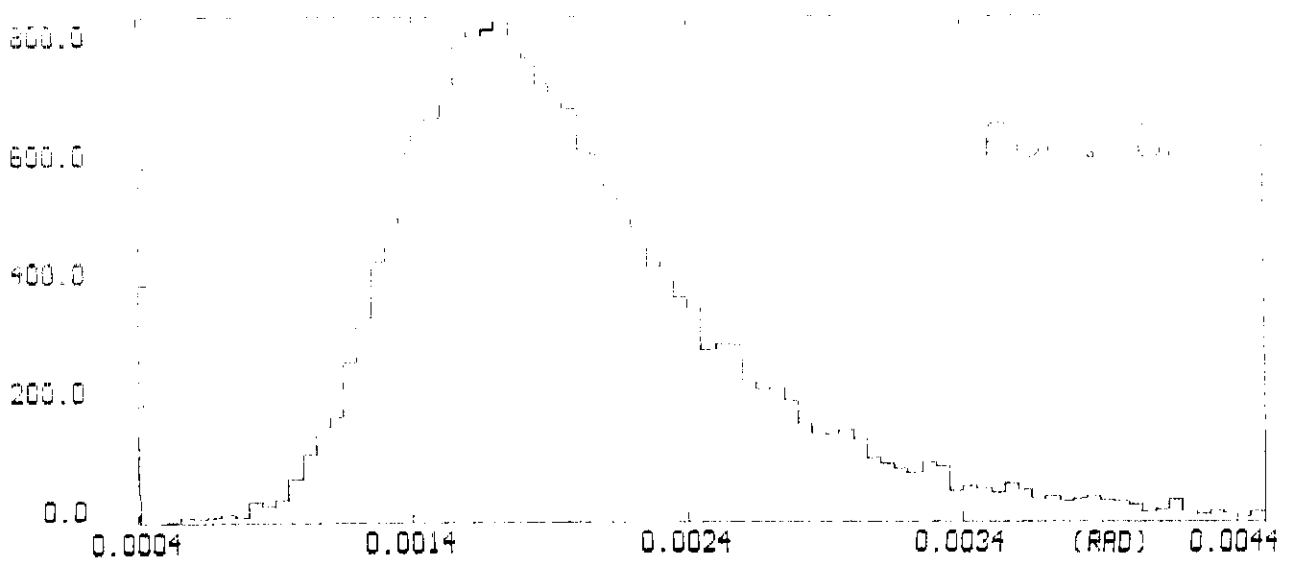
AZIMUTHWINKEL PHI ALLER C-SPUREN VOR DEM CHARPAKIT



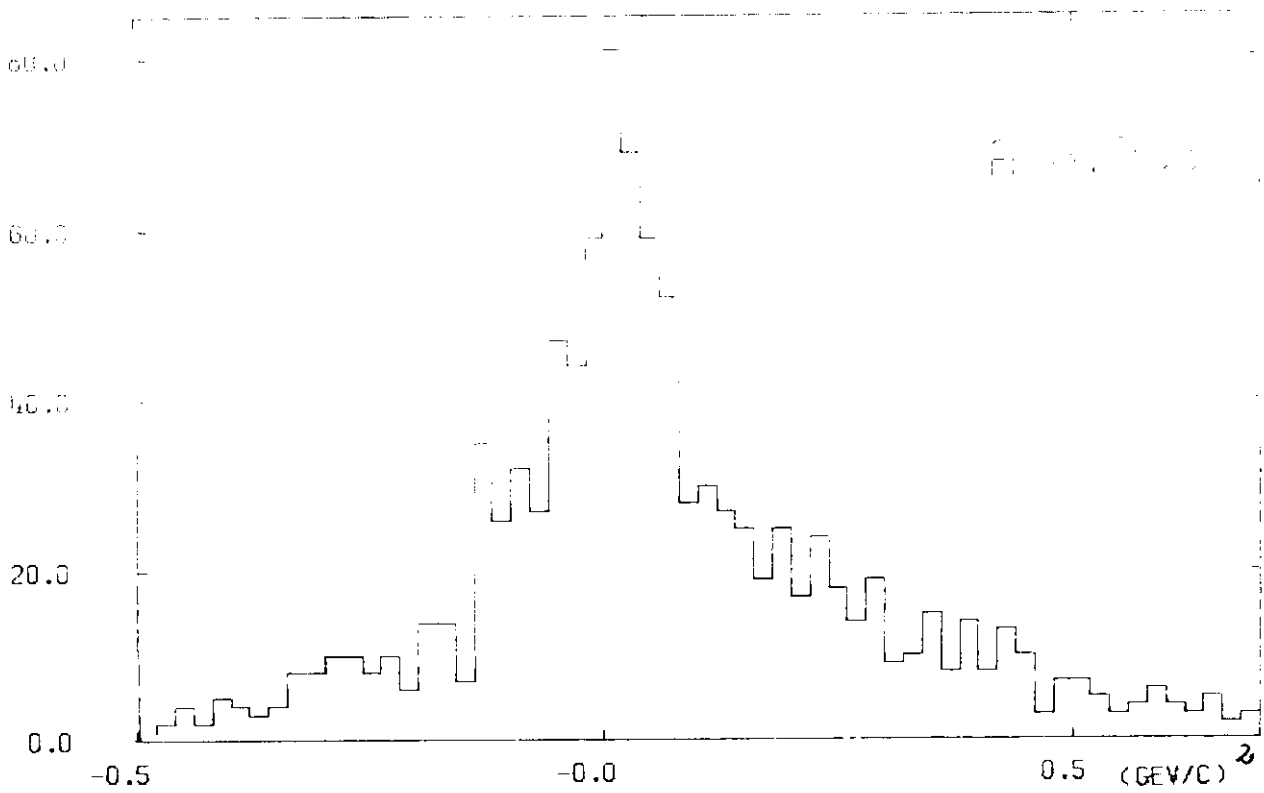
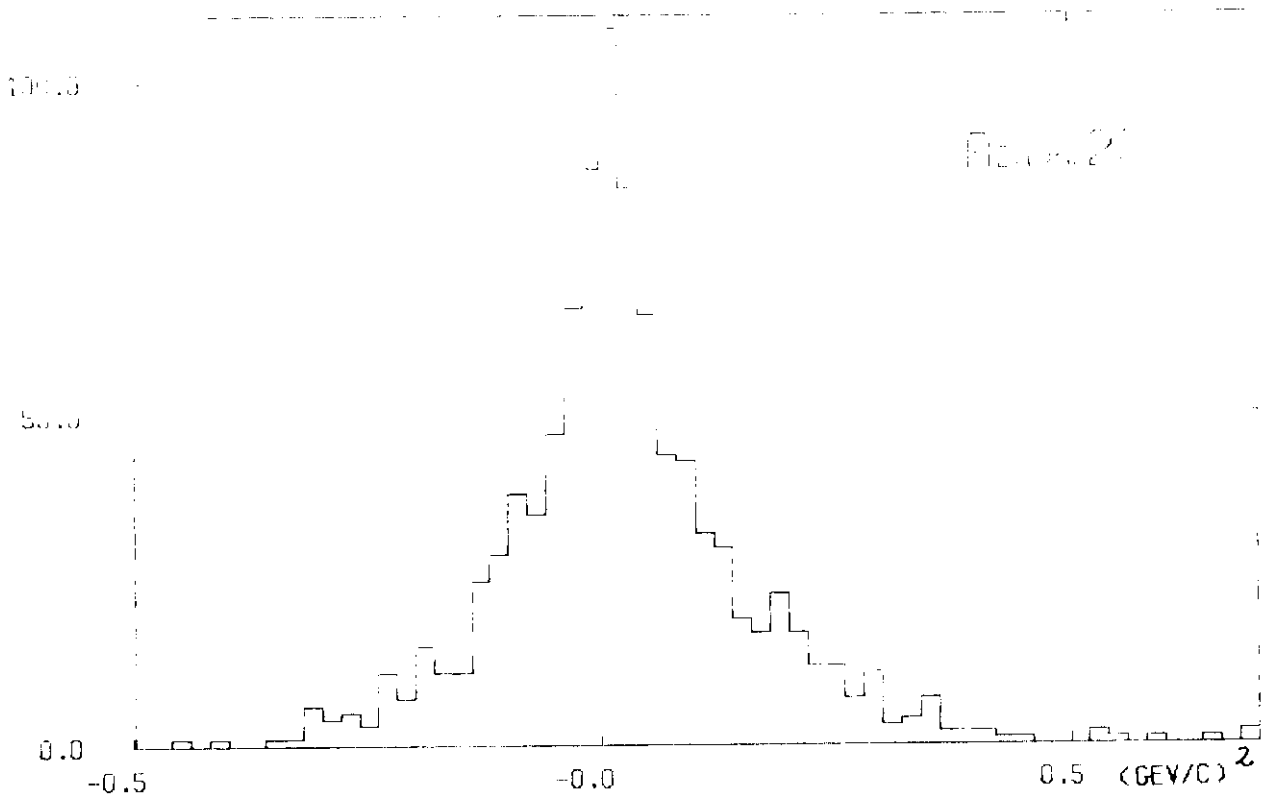
FEHLER DES AZIMUTHWINKELS ALLER C-SPUREN VOR BZW. NACH DEM CHARPAKFIT

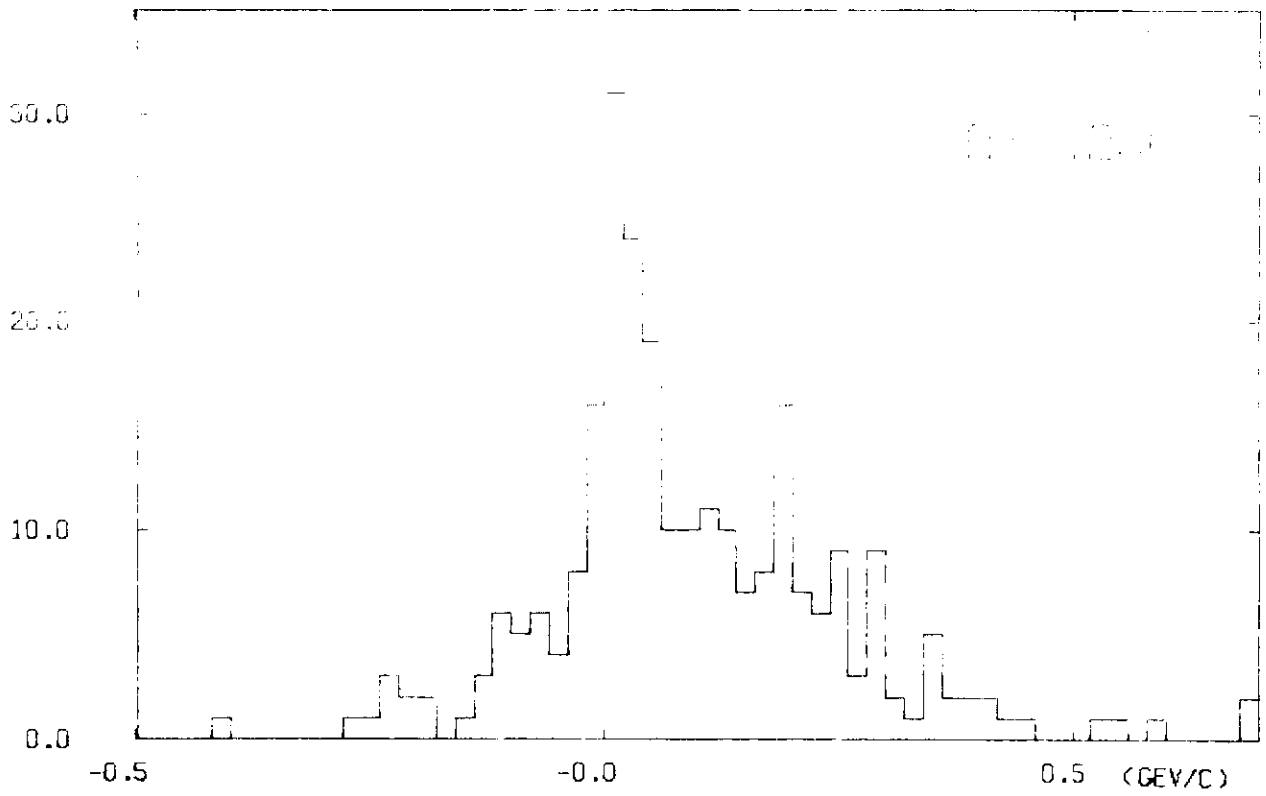


FEHLER DES AZIMUTHWINKELS ALLER C-SPUREN NACH DEM CHARPAKFIT

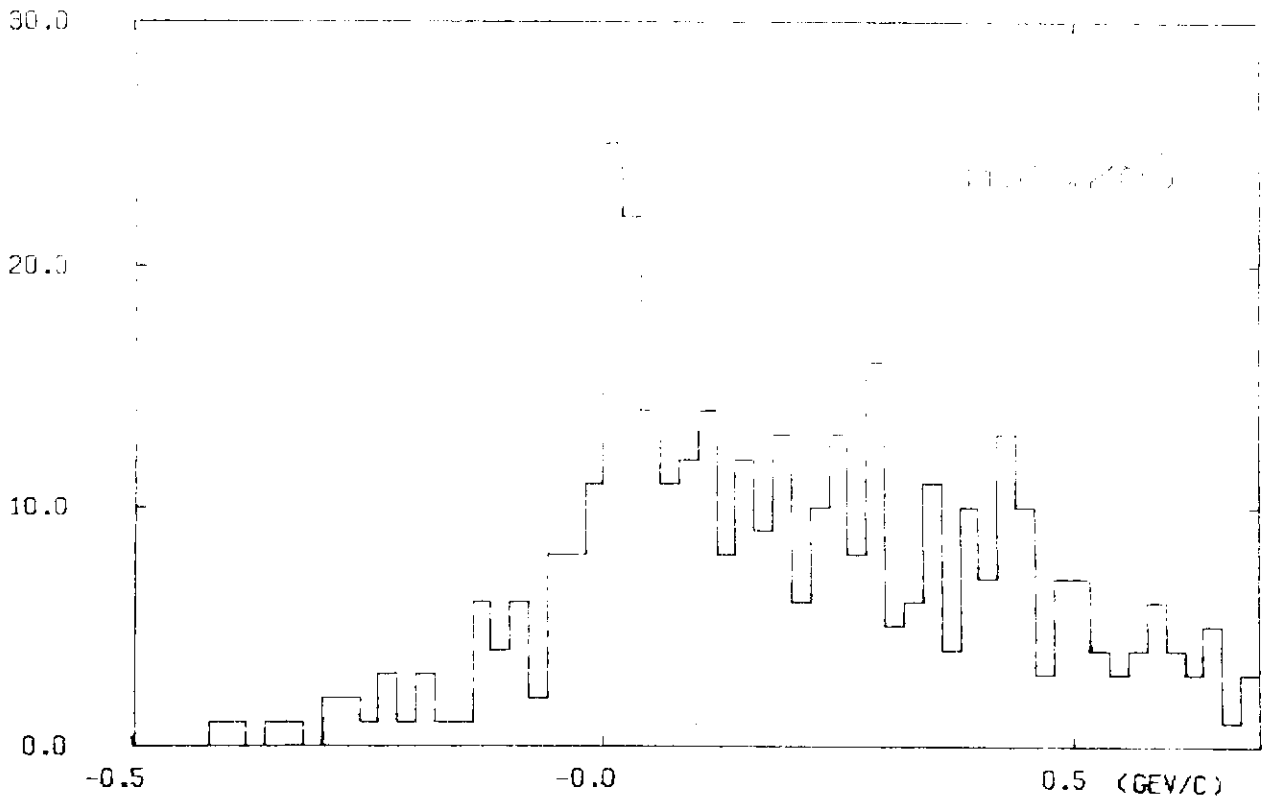


FEHLER DES AZIMUTHWINKELS ALLER C-SPUREN VOR DEM CHARPAKFIT

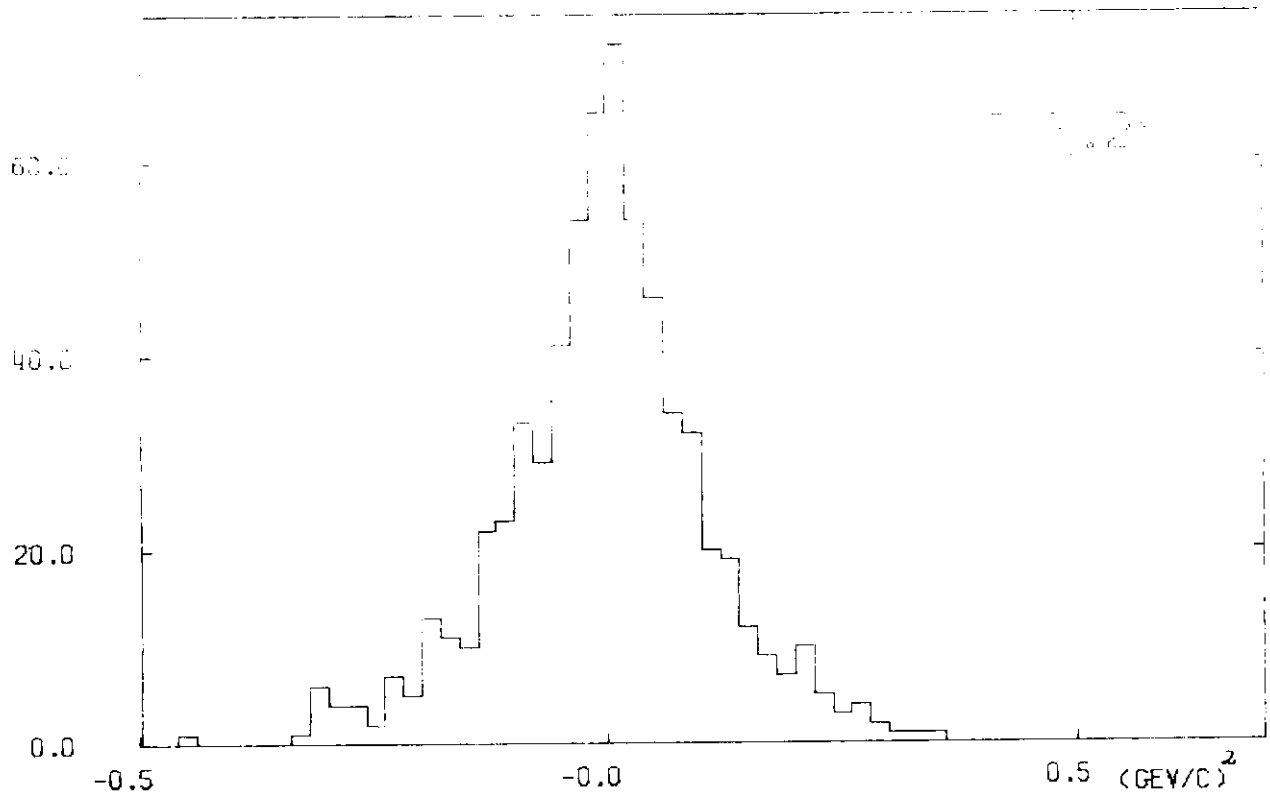




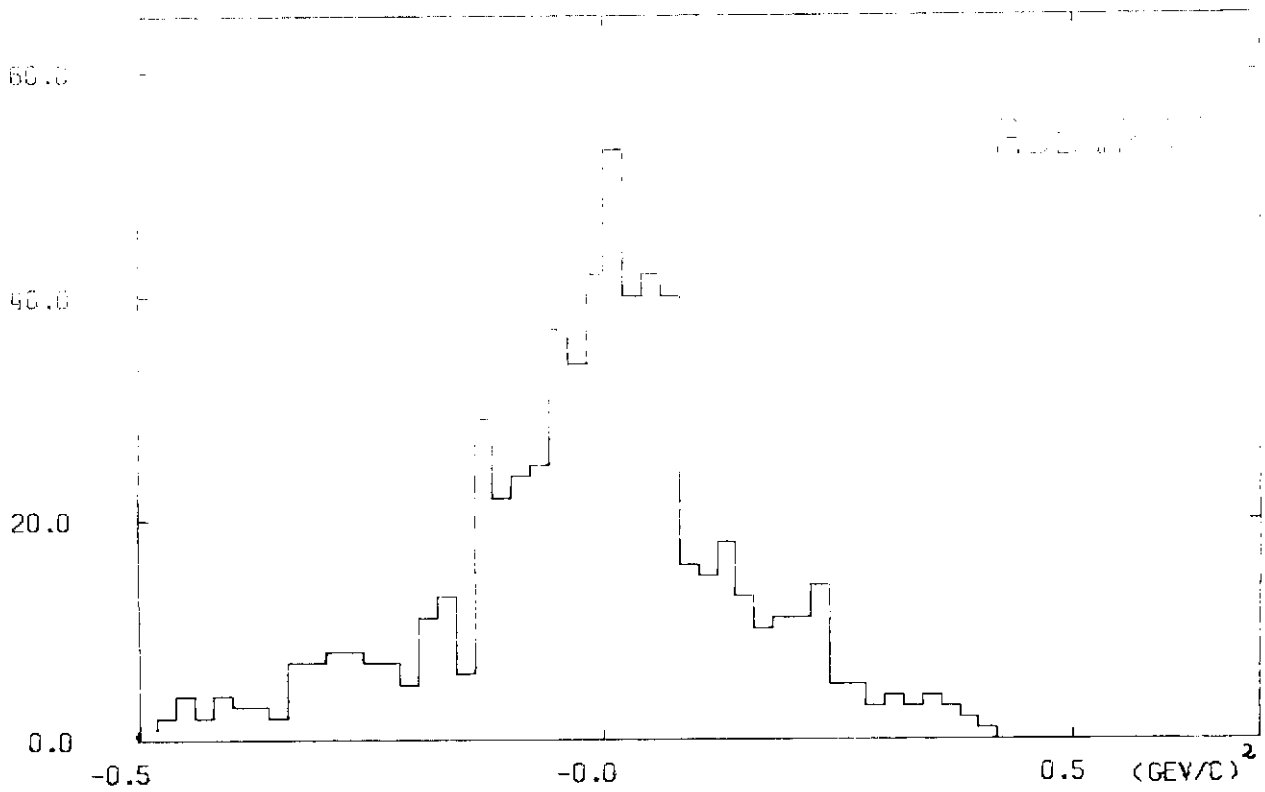
(MISSING-MASS)**2, TYP 101, 4-6 GEV/C, NACH DEM CHARPAKFIT



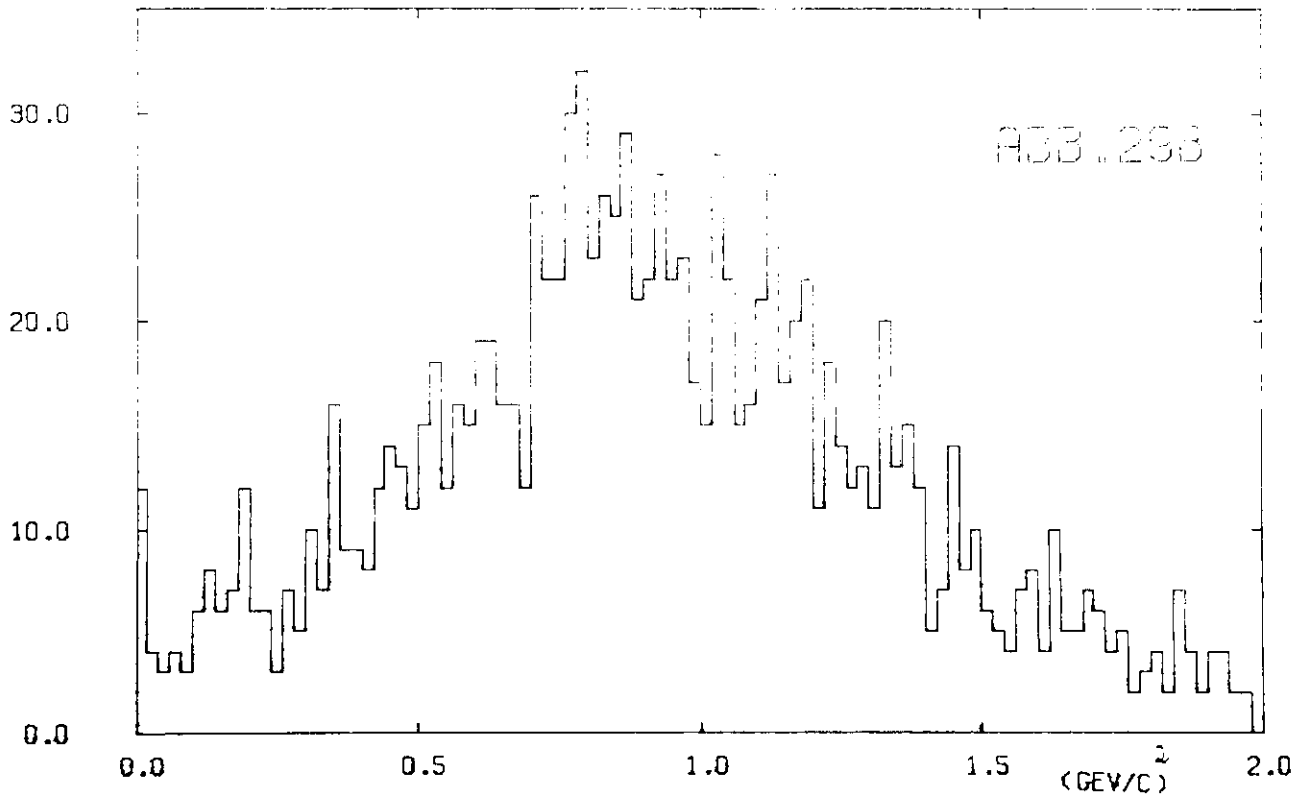
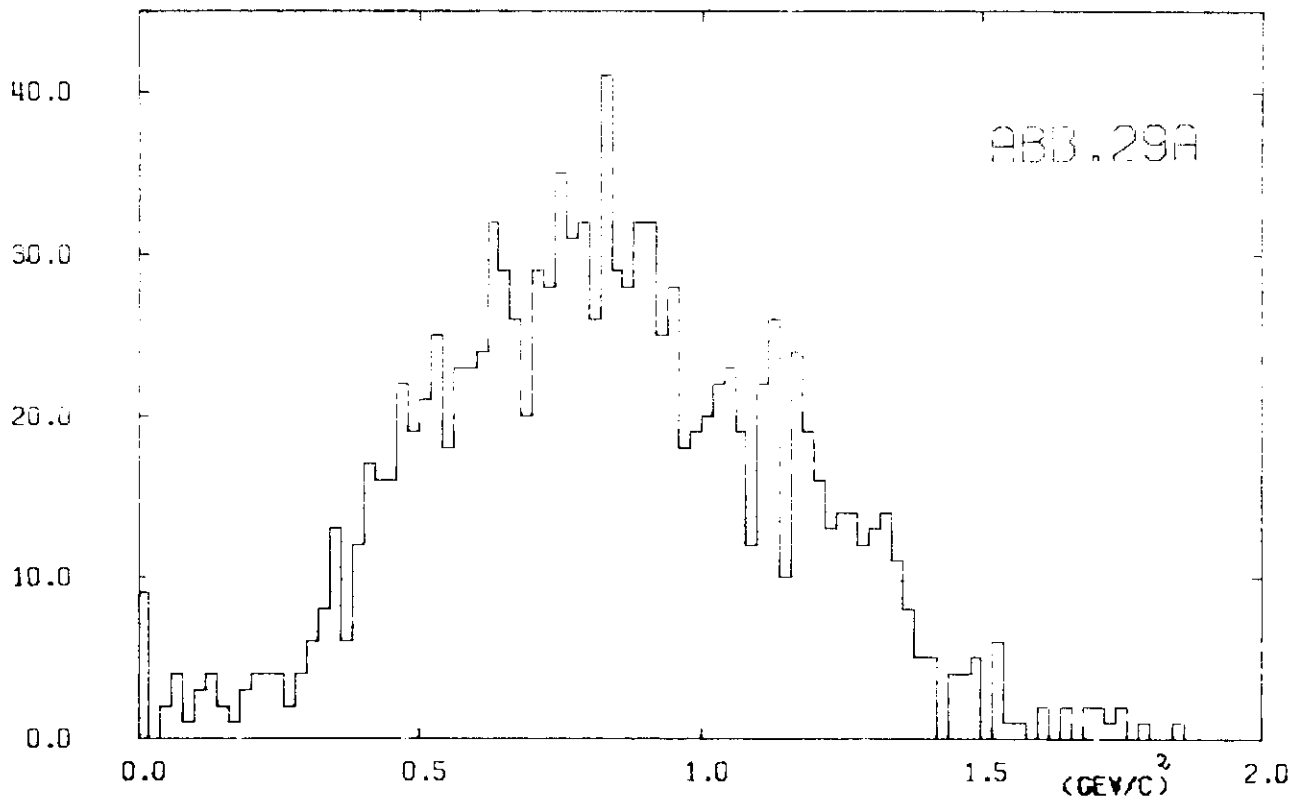
(MISSING-MASS)**2, TYP 101, 4-6 GEV/C, VOR DEM CHARPAKFIT

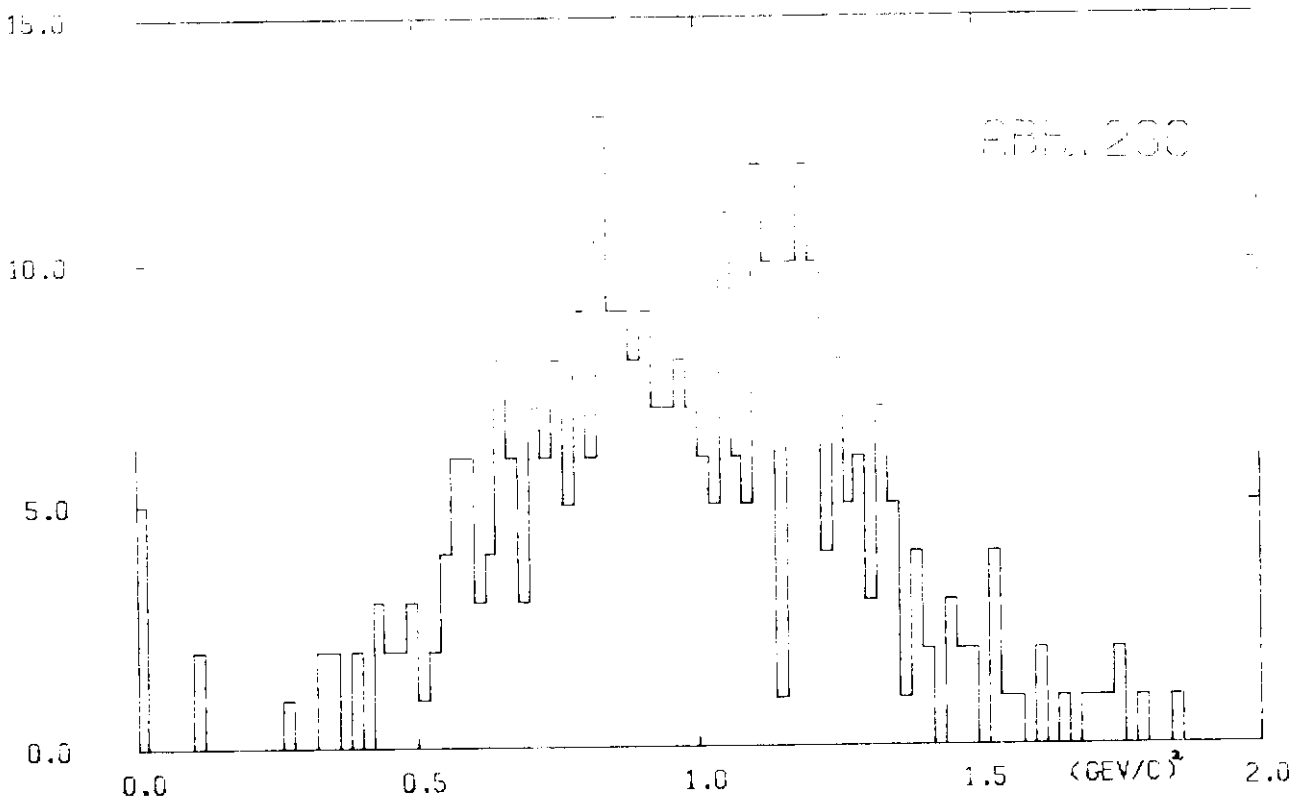


(MISSING-MASS)**2, TYP 101, >6 GEV/C, NACH DEM CHARPAKFIT

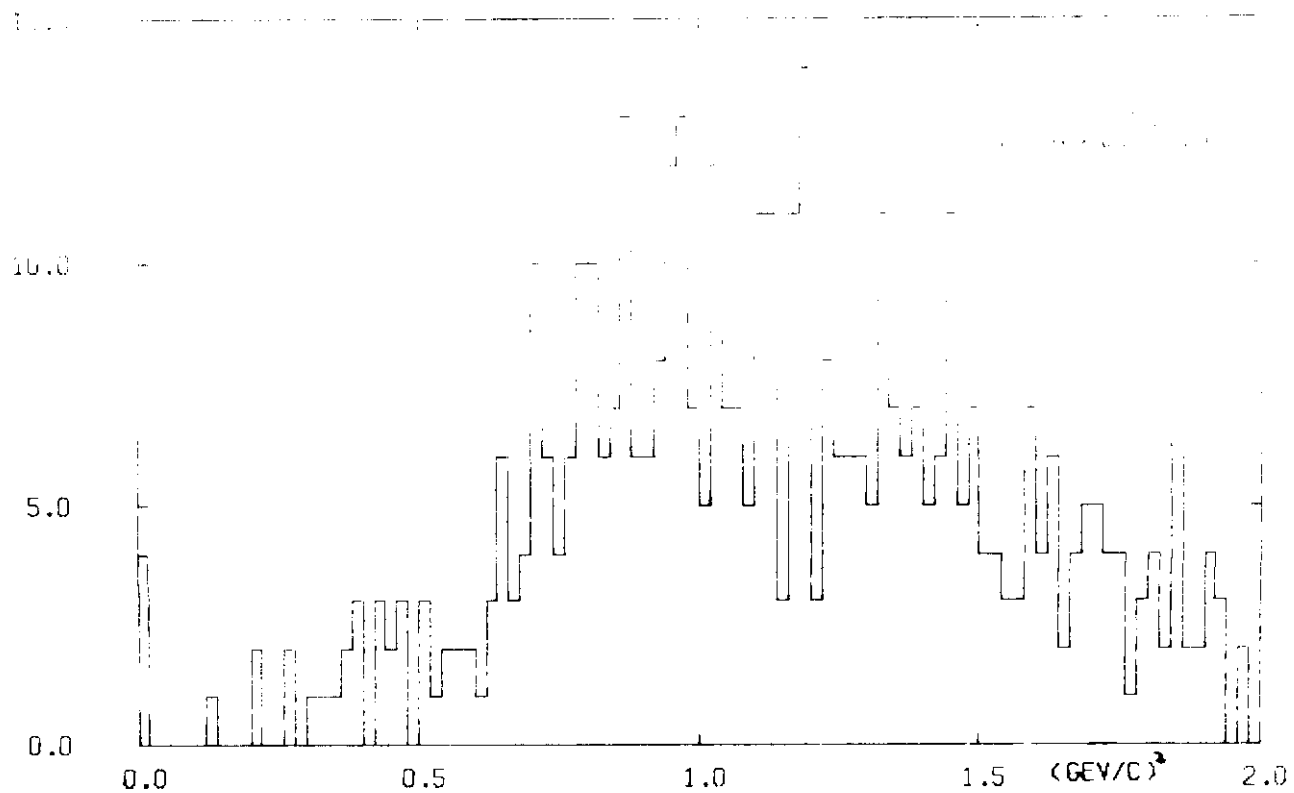


(MISSING-MASS)**2, TYP 101, >6 GEV/C, VOR DEM CHARPAKFIT

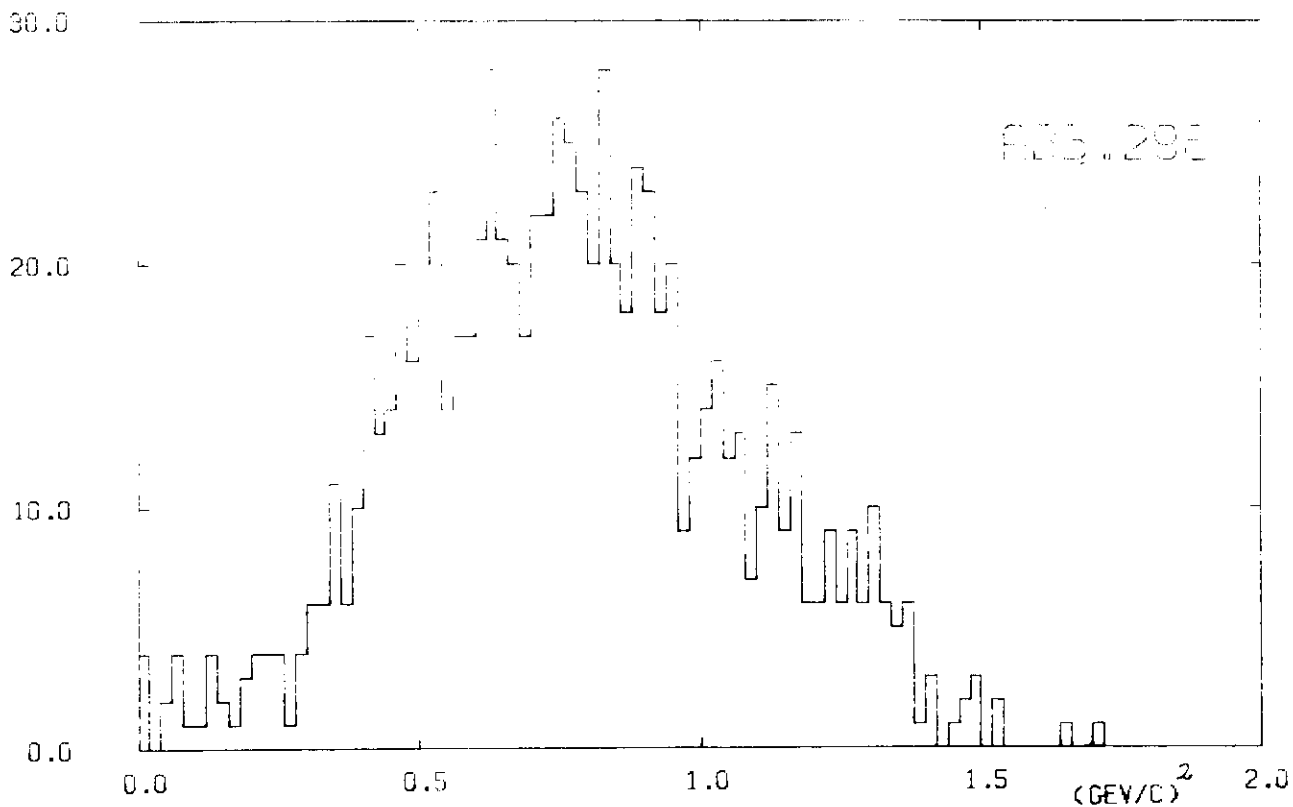




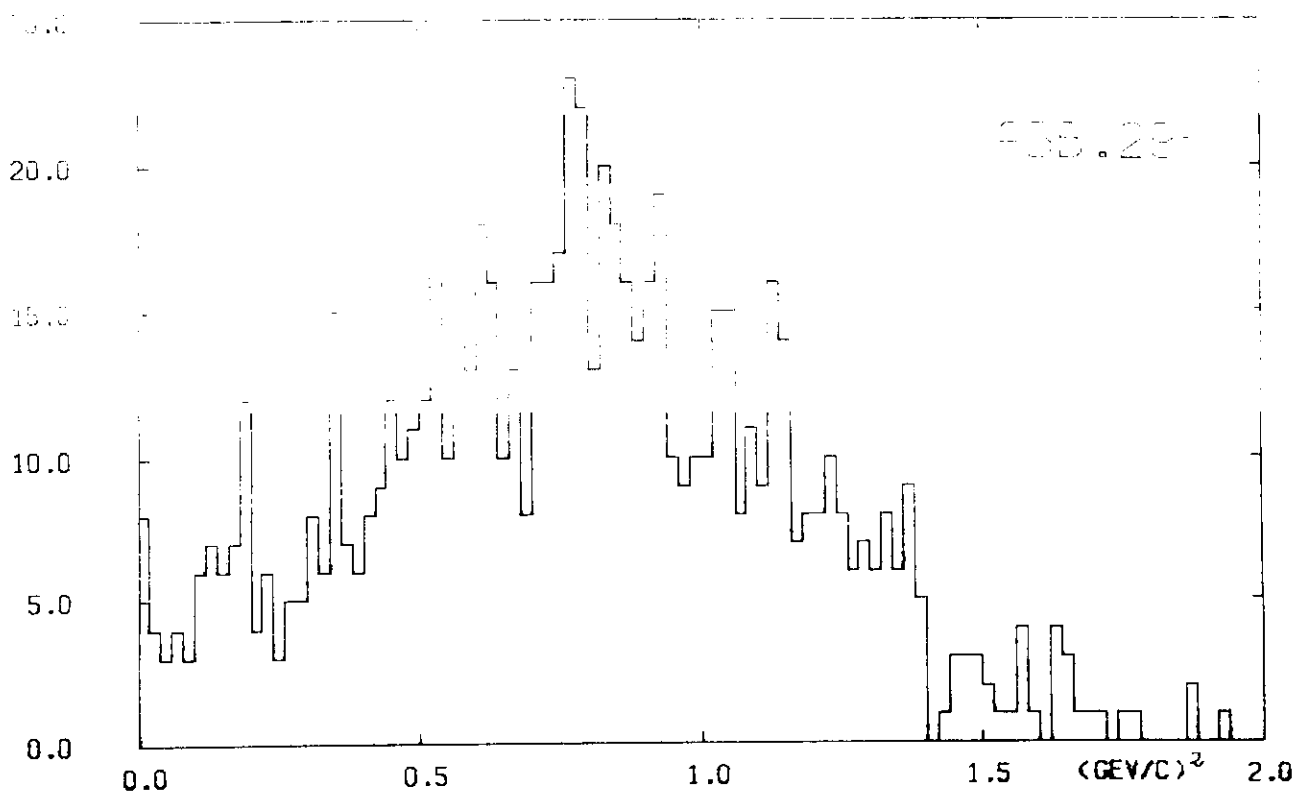
(MISSING-MASS)**2, TYP 102, 4-6 GEV/C, NACH DEM CHARPAKFIT



(MISSING-MASS)**2, TYP 102, 4-6 GEV/C, VOR DEM CHARPAKFIT



(MISSING-MASS)**2. TYP 102. >6 GEV/C. NACH DEM CHARPAKFIT



(MISSING-MASS)**2. TYP 102. >6 GEV/C. VOR DEM CHARPAKFIT

