

Interner Bericht
DESY F31-78/02
Juli 1978

DATENREDUKTION EINES EXPERIMENTES ZUR PHOTOPRODUKTION

VON SCHWEREN VEKTORMESONEN

von

Rolf Laudan

DESY-Bibliothek
1. NOV. 1978



Datenreduktion eines Experimentes zur Photonproduktion
von schweren Vektormesonen

Experimentelle Diplomarbeit

von

Rolf Laudan

Fachbereich Physik der Universität Hamburg

Juli 1978

Zusammenfassung

Eine DESY-Frascati-Kollaboration untersucht über die Reaktion

$$\gamma p \rightarrow e^+ e^- p$$

die Photoproduktion von Vektormesonen und ihren Zerfall in e^+e^- - Paare. Das Experiment wird durchgeführt mit einem 7.2 GeV Bremsstrahlungsspektrum bei DESY. Zum Nachweis des e^+e^- - Endzustandes dient ein symmetrisches magnetisches Doppelarmspektrometer. Der Massenbereich der e^+e^- - Paare reicht von 1 - 2 GeV/c². Durch die Bestimmung des Interferenzterms von Bethe-Heitler- und Compton-Amplitude ist es möglich, Vektormesonen zu untersuchen, die(wegen der geringeren Empfindlichkeit)im Massenspektrum nicht zu sehen sind. So wurde eine neue Resonanz bei einer Masse von 1100 MeV/c² gefunden (Masse 1097^{+16}_{-19} MeV/c², Breite 31^{+24}_{-20} MeV/c²). Die Existenz des $\rho^-(1250)$ konnte bestätigt werden (Masse 1266 ± 5 MeV/c², Breite 110 ± 35 MeV/c²).

Die OFF-LINE-Analyse sucht aus der Menge aller aufgenommenen Daten die korrelierten e^+e^- - Paare heraus. Dazu werden hauptsächlich zwei Kriterien benutzt: Untersuchung der Flugzeiten und Analyse der Pulshöhen in den Schauerzählern. In dieser Arbeit wird die Vermutung bestätigt, daß diese beiden Größen nicht unabhängig voneinander sind: ihre Schnitte sind positiv korreliert.

Mit Hilfe des statistisch zu definierenden Korrelationskoeffizienten kann zum ersten Mal ein Zahlenwert für diese Abhängigkeit angegeben werden. Der Korrelationskoeffizient für Flugzeit- und Schauerpulshöhenschnitte beträgt $0,573 \pm 0,002$.

Inhaltsverzeichnis

| | Seite |
|--|-------|
| Kap.1 Hinweise auf die Existenz weiterer Vektormesonen | 1 |
| 1.1 Das VDM | 1 |
| 1.2 Elastische Streuung und optisches Theorem | 2 |
| 1.3 Die Compton-Summenregel | 4 |
| 1.4 Hinweise aus dem Quark-Modell | 4 |
| Kap.2 Das Experiment | 6 |
| 2.1 Das Spektrometer | 7 |
| 2.1.1 Aufbau | 7 |
| 2.1.2 Impulsakzeptanz | 9 |
| 2.1.3 Massenakzeptanz | 10 |
| 2.1.4 Auflösungen | 11 |
| 2.2 Massen- und Interferenzspektrum | 12 |
| 2.2.1 Der Zerfallskanal | 13 |
| 2.2.2 Interferenz von Bethe-Heitler- und Compton-Amplitude | 14 |
| 2.2.3 Vorteile der Interferenzmethode | 17 |
| Kap.3 Die Datennahme | 19 |
| 3.1 Der Photonenstrahl und das Quantameter | 20 |
| 3.2 Der Trigger | 22 |
| 3.3 Messung der Flugzeiten und Pulshöhen | 23 |
| 3.4 Die Behandlung der Drahtkammern | 24 |
| 3.5 Kontrollen während der Runs | 25 |
| 3.5.1 Zählraten | 25 |
| 3.5.2 Populationen und Multiplizitäten | 26 |
| 3.6 Kontrollen zwischen den Runs | 27 |
| 3.7 Überprüfung der Daten während der Datennahme | 28 |

| | Seite | | Seite |
|--|-------|--|-------|
| Kap.4 | 29 | Kap.6 | 61 |
| 4.1 | 29 | 6.1 | 61 |
| 4.2 | 30 | 6.2 | 63 |
| 4.2.1 | 32 | 6.3 | 64 |
| 4.2.2 | 33 | | |
| 4.2.2.1 | 35 | Anhang: Herleitung des Korrelationskoeffizienten | 66 |
| 4.2.2.2 | 35 | Literaturverzeichnis | 69 |
| 4.2.2.3 | 36 | Verzeichnis der Abbildungen | 70 |
| 4.2.2.4 | 38 | Abbildungen | 73 |
| 4.2.2.5 | 36 | Danksagung | 104 |
| 4.2.3 | 39 | Erklärung | 104 |
| 4.2.4 | 40 | | |
| Kap.5 | 41 | | |
| Konsistenz der Schnitte auf der Stufe der "Analyse im homogenen Magnetfeld" | 41 | | |
| 5.1 | 41 | | |
| 5.1.1 | 43 | | |
| 5.1.2 | 43 | | |
| 5.1.3 | 44 | | |
| 5.2 | 46 | | |
| 5.2.1 | 49 | | |
| 5.2.2 | 50 | | |
| 5.2.3 | 52 | | |
| 5.2.3.1 | 52 | | |
| 5.2.3.2 | 53 | | |

Kapitel 1 Hinweise auf die Existenz weiterer Vektormesonen

Den größten Teil des heute bekannten Teilchenzoos der Hochenergiephysik stellen die Hadronen. Man unterteilt die Hadronen nach ganzzahligen oder halbzahligem Spin in zwei Gruppen: die Mesonen (ganzzahliger Spin) sind Bosonen, und die Baryonen (halbzahliger Spin) sind Fermionen. Die bekanntesten Mesonen sind die Pionen (Spin-Parität $J^P = 0^-$), da sie als erste entdeckt wurden und am einfachsten nachzuweisen sind. Von besonderer Bedeutung sind aber auch die neutralen Vektormesonen ($J^P = 1^-$). Da sie die gleichen Quantenzahlen wie das Photon tragen, können sie direkt ans Photon koppeln. Im Vektormeson-Dominanz-Modell führt dies zu der Aussage, daß die elektromagnetische Wechselwirkung der Hadronen durch die Vektormesonen vermittelt wird. Im Massenbereich bis $2 \text{ GeV}/c^2$ wurden bisher die neutralen Vektormesonen $\rho^0(765)$, $\omega(784)$ und $\phi(1020)$ nachgewiesen. Auch die beobachteten Zustände $\rho'(1250)$ und $\phi''(1600)$ werden als neutrale Vektormesonen interpretiert.

In den folgenden Abschnitten sollen kurz einige Anzeichen dargestellt werden, die für die Existenz von weiteren neutralen Vektormesonen (im genannten Massenbereich) sprechen.

1.1. Das VDM

Das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) verbindet den elektromagnetischen Strom $j_\mu^{\text{em}}(x)$ der Hadronen mit den Feldern $V_\mu(x)$ der Vektormesonen durch die Strom-Feld-Identität (J00 67):

$$j_\mu^{\text{em}}(x) = \sum_V \frac{m_V^2}{2\gamma_V} V_\mu(x)$$

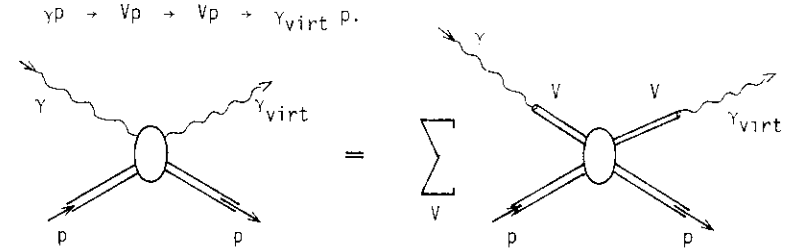
Die γ_V sind dimensionslose Kopplungskonstanten, die m_V die Massen der Vektormesonen.

Die Anwendung der Strom-Feld-Identität auf Photoproduktionsprozesse liefert für transversal polarisierte Vektormesonen (SCH 69):

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma A \rightarrow B) = \sum_V \frac{\alpha T}{\gamma_V^2} \frac{d\sigma}{dt}(V+A \rightarrow B) + \text{Interferenzterme}$$

Diese Gleichung führt zu folgendem Ansatz:

Die virtuelle Compton-Streuung $\gamma p \rightarrow \gamma_{\text{virt}} p$ läßt sich beschreiben als diffraktive elastische Streuung von Vektormesonen

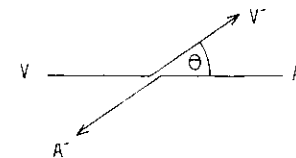


"Diffraktiv" heißen (in Analogie zur Optik) Prozesse mit folgenden Eigenschaften:

1. (Fast) energieunabhängiger Wirkungsquerschnitt
2. Scharfes Vorwärtsmaximum im differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$
3. Rein imaginäre Streuamplitude

1.2. Elastische Streuung und optisches Theorem

$$V + A \rightarrow V' + A'$$



Für die elastische Streuung ist im Schwerpunktsystem der Betrag der Impulse für alle Teilchen gleich groß. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ hängt dann vom Impuls p und vom Streuwinkel θ ab. Da sich die lorentz-invariante Mandelstam-Variante t zu

$$t = (p_Y - p_{Y'})^2 = -2p^2(1 - \cos\theta)$$

ergibt, wird der differentielle Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{d\Omega}{dt} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{2\pi d\cos\theta}{-2dp^2 d\cos\theta} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{-\pi}{p^2} \quad (1.1)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} ist über das optische Theorem mit dem Imaginärteil der Streuamplitude f für die Vorwärtsrichtung verknüpft (MES 73):

$$\text{Im } f(\theta = 0) = \frac{p}{4\pi} \cdot \sigma_{\text{tot}}$$

Andererseits gilt für die elastische Streuung (MES 74):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (1.2)$$

Beachtet man, daß bei diffraktiver Streuung die Streuamplitude rein imaginär ist, so liefert das optische Theorem durch Gl. 1.1 und Gl. 1.2 eine Beziehung zwischen dem differentiellem und dem totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{16\pi} \sigma_{\text{tot}}^2 \quad (1.3)$$

1.3. Die Compton-Summenregel

Zum totalen γp -Wirkungsquerschnitt tragen überwiegend die bekannten Vektormesonen ρ^0 , ω und ϕ bei. Da ihre Hauptzerfallskanäle verschieden sind ($\rho^0 \rightarrow 2\pi$ zu 100 %, $\omega \rightarrow 3\pi$ zu 90 %, $\phi \rightarrow 2K$ zu 82 %; siehe PER 72), können bei der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts die Interferenzterme vernachlässigt werden (FRA 74).

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}(\gamma p) &= \sum_X \sigma(\gamma p \rightarrow X) = \sum_X \frac{V}{V} \frac{1}{V} \sigma(\gamma p \rightarrow X) \\ &= \sum_X \frac{1}{V} \frac{1}{V} \sum_X \sigma(\gamma p \rightarrow X) = \sum_X \frac{1}{V} \sigma_{\text{tot}}(V p) \end{aligned}$$

Beide Seiten der Gleichung lassen sich über das optische Theorem (Gl. 1.3) umformen.

$$\left[\left. \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \gamma p) \right|_{t=0} \right] = \sum_X \left[\left. \frac{1}{V} \frac{1}{V} \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow V p) \right|_{t=0} \right]$$

Mit Hilfe der in der Photo- und Elektroproduktion gemessenen Kopplungskonstanten sowie der Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion von Vektormesonen läßt sich die Summe auf der rechten Seite ausrechnen.

In einer 1977 zusammengestellten Übersicht (LEI 77) wurde zusätzlich zu ρ^0 , ω und ϕ auch das $\omega(1600)$ berücksichtigt. Trotzdem ist der Wert der Summe noch um 20 % zu klein gegenüber dem Compton-Wirkungsquerschnitt auf der linken Seite. Dieses Defizit läßt vermuten, daß noch weitere Vektormesonen existieren.

1.4. Hinweise aus dem Quark-Modell

Auch nach dem einfachen Quark-Modell sollten weitere Vektormesonen-Zustände möglich sein. Die leichten Vektormesonen werden beschrieben als $q\bar{q}$ -Zustände der drei leich-

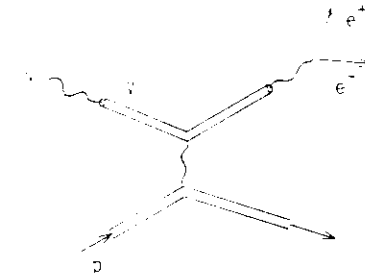
ten Quarks u , d und s mit parallelen Quark-Spins und Bahndrehimpuls 0. In einem Termschema (analog zur Atomphysik) identifiziert man die Vektormesonen mit dem 3S_1 -Zustand zur Hauptquantenzahl 1 ($n = 1, L = 0, S = 1, J = 1$). Zu diesem Grundzustand sind dann zwei Arten von Anregungszuständen (mit den Quantenzahlen von Vektormesonen) möglich:

1. Die Radialanregungen 3S_1 für größere Hauptquantenzahlen n
2. Die D-Wellen 3D_1 , falls n größer als zwei ist.

Daß solche Zustände möglich sind, zeigt die Existenz des ρ (3.7 GeV) als Anregungszustand des $c\bar{c}$ -Systems ρ (3.1 GeV). Auch das ω (1250) und das ω' (1600) werden als solche Anregungszustände interpretiert.

Kapitel 2 Das Experiment

Die durch Photoproduktion erzeugten Vektormesonen werden in dem von der DESY-Frascati-Gruppe F31 durchgeführten Experiment über ihren Zerfall in Elektron-Positron-Paare nachgewiesen.



Es wird angenommen, daß das Vektormeson elastisch am Proton gestreut wird. (Korrekturen für inelastische Prozesse werden später angebracht.) Das gestreute Proton wird nicht nachgewiesen. Die Impulse von Positron und Elektron, p_+ und p_- , lassen sich in einem zweiarmligen Spektrometer vollständig messen (Betrag und Richtung). Dann sind durch $E^2 = p^2 + m_e^2$ (m_e Elektronenmasse) auch die Energien E_+ und E_- sowie die Viererimpulse $P_+ = (E_+, p_+)$ und $P_- = (E_-, p_-)$ für Positron und Elektron bekannt.

Die invariante Masse M_V des Vektormesons erhält man dann aus:

$$M_V^2 = (P_+ + P_-)^2 = 2(E_+ E_- - p_+ p_- \cos^2 \theta) + 2 m_e^2$$

Außerdem lassen sich die Energie k des produzierenden Photons und die Mandelstam-Variable t aus den gemessenen Impulsen und anderen bereits bekannten Größen berechnen:

$$k = \frac{2 M_p E - M_V^2}{2(M_p^2 - E^2 + p_z^2)}$$

M_p Protonenmasse
 $E = E_+ + E_-$ Energie des e^+e^- - Paares
 $p = p_+ + p_-$ Impuls des e^+e^- - Paares
 p_z Komponente von p in Strahlrichtung

$$t = 2 \cdot M_p (E - k)$$

Da die Photonenergie immer größer als die Energie des Paares ist, wird t negativ.

2.1 Das Spektrometer

Dieser Abschnitt beschreibt zunächst den Aufbau des Spektrometers und gibt dann einige experimentelle Eigenschaften des Spektrometers an, wie Akzeptanzen und Auflösungen. Weitere Informationen über das Spektrometer finden sich in BAR 77/1 und BAR 77/2.

2.1.1 Aufbau

Das Spektrometer besteht aus zwei exakt spiegelsymmetrisch zueinander aufgebauten Armen (s. Fig.1 u.2). Die Arme sind auf drehbaren Lafetten montiert, um den Winkel zwischen der Achse des Armes und der Strahlrichtung verändern zu können.

Zur Impulsbestimmung erzeugen zwei DESY-MA-Dipol-Magnete (mit vergrößertem Spalt) ein Magnetfeld von 5 kG. Die Ablenkebene steht senkrecht auf der Produktionsebene, um den Öffnungswinkel des e^+e^- - Paares und die Impulse unabhängig voneinander messen zu können.

Die Spuren der Teilchen werden hinter den Magneten durch drei Vieldraht-Proportionalkammern (kurz: Drahtkammern) vermessen. Die Kammern bestehen aus zwei orthogonalen Ebenen von Signaldrähten. Der Drahtabstand beträgt 2 mm. Direkt benachbart zu den Drahtkammern sind Szintillator-Hodoskope angebracht. Die beiden vor-

deren Hodoskope bestehen aus je zwei Ebenen von 8 Segmenten, die um 90° gegeneinander gedreht sind. Das dritte Hodoskop besteht nur aus einer Ebene von ebenfalls 8 Segmenten. Die zugehörige zweite Ebene bildet der Schauerzähler. Die Hodoskope liefern erstens eine gute Zeitauflösung und vermeiden zweitens später Doppeldeutigkeiten bei der Spurrekonstruktion. Es wird dann nämlich geprüft, ob für eine mögliche Spur durch die Drahtkammern auch die richtigen Hodoskop-Elemente angesprochen haben. Eine Übersicht über die geometrische Anordnung der Hodoskop- und Drahtkammerebenen gibt Fig. 3.

Jeder Spektrometerarm enthält zur Identifizierung von Elektronen (Positronen) zwei Schwellenwert-Cerenkovzähler. Der vordere Cerenkovzähler reicht in den zweiten Magneten hinein, um Anstoß-Elektronen (die von hochenergetischen Pionen erzeugt werden) aufzuspulen, so daß sie kein Licht in die Photovervielfacher senden können. Beide Cerenkovzähler arbeiten bei Normaldruck; der vordere ist mit 80 % Argon und 20 % Sauerstoff gefüllt, der hintere mit CO_2 . Zur Zurückweisung von Hadronen dient ein Schauerzähler von 12 Strahlungslängen, der sich am Ende des Spektrometers befindet. Er ist in 7 Segmente unterteilt und kann daher auch zur Rekonstruktion der Spuren mit herangezogen werden. Da die Cerenkov- und Schauerzähler eine gute Zeitauflösung ermöglichen, werden sie ebenso wie die Hodoskope zur Flugzeitanalyse benutzt.

Die Verwendungszwecke der Zähler und Drahtkammern sind in Tabelle 2.1 noch einmal zusammengestellt.

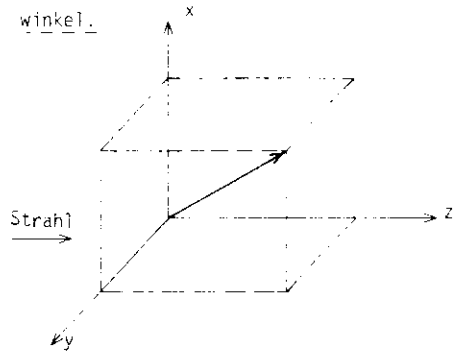
| | Rekonstruktion der Spuren | Zurückweisung von Hadronen | Flugzeitanalyse |
|----------------|---------------------------|----------------------------|-----------------|
| Drahtkammern | x | | |
| Hodoskope | x | | x |
| Schauerzähler | x | x | x |
| Cerenkovzähler | | x | x |

Tabelle 2.1 Verwendung der Funktionseinheiten des Spektrometers

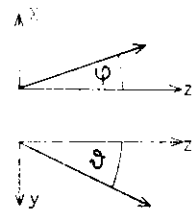
2.1.2. Impulsakzeptanz

Bevor die Impulsakzeptanz angegeben wird, sollen das Koordinatensystem und die Bezeichnungen der Winkel erläutert werden.

Der Ursprung des Koordinatensystems wird in den geometrischen Mittelpunkt des Targets gelegt. Die z-Achse zeigt in die Strahlrichtung, die y-Achse liegt in der Horizontal-Ebene, die x-Achse geht senkrecht nach oben. Die Teilchenspur wird in die x-z-Ebene und in die y-z-Ebene projiziert. Die Winkel der Projektionen zur z-Achse werden mit φ und ϑ bezeichnet und sind die Produktionswinkel.



Das Koordinatensystem



Die Projektionen

Die Impulse von Elektron und Positron können also entweder durch die drei Komponenten oder durch den Betrag und die beiden Produktionswinkel angegeben werden.

Der Ablenkwinkel ist der Winkel zwischen der Richtung des Impulses vor dem Magnetfeld und der Richtung des Impulses hinter dem Magnetfeld. Für Teilchen mit dem sog. "Zentralimpuls" von 2700 MeV/c beträgt er $13,8^\circ$.

Der Spektrometerwinkel ϑ ist der Winkel zwischen Strahlrichtung und Spektrometerachse. Da das Spektrometer nur in symmetrischer Stellung betrieben wird,

sind die Spektrometerwinkel für den linken und den rechten Arm gleich und der Öffnungswinkel 2ϑ des Spektrometers ist gerade der doppelte Spektrometerwinkel.

Ein "Standard"-Elektron (Positron) ist ein Elektron, das die Apparatur auf seiner geometrischen Achse durchquert. Dazu muß es im Mittelpunkt des Targets (Ursprung des Koordinatensystems) in der horizontalen Ebene ($\vartheta = 0$) mit dem Spektrometerwinkel zur Strahlachse ($\vartheta = 0$) produziert werden. Der Impuls des Teilchens muß 2700 MeV/c betragen (Zentralimpuls), damit es durch das Magnetfeld gerade um $13,8^\circ$ (Winkel zwischen der Horizontal-Ebene und der Spektrometerachse hinter dem Magneten) abgelenkt wird. Wie stark dürfen nun der Betrag des Impulses und die Produktionswinkel der tatsächlich produzierten Elektronen (Positronen) von denen des Standard-Teilchens abweichen, wenn sie noch das gesamte Spektrometer durchqueren, also "akzeptiert" werden sollen?

Die Antwort darauf geben die Akzeptanzkurven in Fig. 4. Das $p\text{-}\vartheta$ -Fenster ist nahezu rechteckig, da die Teilchen in dieser Richtung kaum durch das (nahezu homogene) Magnetfeld abgelenkt werden.

Für das $p\text{-}\varphi$ -Fenster sieht das anders aus: Teilchen mit kleinen Impulsen müssen "nach unten" (φ negativ) produziert werden, damit sie nicht durch das Magnetfeld nach oben aus dem Spektrometer herausgelenkt werden, denn Teilchen mit kleinem Impuls werden stark abgelenkt. Teilchen mit großem Impuls werden dagegen nur schwach abgelenkt und müssen daher "nach oben" (φ positiv) produziert werden, damit sie nicht unten aus dem Spektrometer herausfliegen.

2.1.3. Massenakzeptanz

Während des gesamten Experiments werden der Zentralimpuls des Spektrometers und die Maximalenergie des Bremsstrahlungsspektrums nicht verändert, um Strah-

lungskorrekturen und Bremsstrahlungsverluste konstant zu halten. Dafür die invariante Masse

$$M^2 = 2(E_+ E_- - p_+ p_- \cos \varphi_{12}) + 2 m_e^2$$

φ_{12} Winkel zwischen p_+ und p_-

Näherungsweise

$$M = p \cdot \varphi_{+-}$$

p Impuls von e^+ bzw. e^-

φ_{+-} Öffnungswinkel des Spektrometers

gilt, läßt sich der gewünschte Massenbereich durch Verändern des Spektrometerwinkels überstreichen. Die Massenakzeptanzen für die verschiedenen Winkel zeigt Fig. 5.

Alle in dieser Arbeit angegebenen Zahlen und Daten beziehen sich auf einen Spektrometerwinkel von 13^0 (Öffnungswinkel 26^0).

2.1.4. Auflösungen

Die akzeptierten Elektronen (Positronen) haben insgesamt 0,1462 Strahlungslängen Materie zu durchqueren (BAR 77/1). Den größten Teil der Materie machen das Szintillatormaterial der Hodoskope und die Fenster der Cerenkovzähler aus. Ein Teilchen mit Zentralimpuls wird dann durch Vielfachstreuung im Mittel um den Winkel $\Delta\alpha$ abgelenkt (PER 72):

$$\Delta\alpha = \frac{21 \text{ MeV}/c}{\sqrt{2} \cdot \beta \cdot p} \sqrt{\frac{L}{L_0}} = 2,1 \text{ mrad}$$

$$L/L_0 = 0,1462$$

$$\beta = v/c = 1 \text{ Geschwindigkeit des Elektrons}/c$$

$$p = 2700 \text{ MeV}/c$$

Berücksichtigt man außerdem den Abstand der Drähte in den Drantkammern (2 mm) und die Ortsauflösung am Target (für die x-Richtung die Strahlhöhe von 0,8 cm, für die y-Richtung 1 cm gemäß Tab. 4.4), so verschlechtert sich die Winkelauflösung auf $\Delta\alpha = 2,55 \text{ mrad}$ (BAR 77/1).

Da der Impuls umgekehrt proportional zum Ablenkwinkel α ist, gilt:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{\Delta p}{p} = \frac{2,55 \text{ mrad}}{13,38^0} = 1,1 \%$$

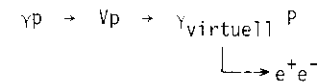
Näherungsweise ist die invariante Masse $M = p \cdot \varphi_{+-}$. Der Öffnungswinkel $\varphi_{+-} = 26^0$ ist mit einem Fehler von $\Delta\varphi_{+-} = \sqrt{2} \cdot \Delta\alpha = 3,62 \text{ mrad}$ behaftet, da die Winkelauflösung für beide Spektrometerarme berücksichtigt werden muß. Das führt zu einer Massenauflösung von:

$$\frac{\Delta M}{M} = \sqrt{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varphi_{+-}}{\varphi_{+-}}\right)^2} = 1,3 \%$$

2.2. Massen- und Interferenzspektrum

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow e^+ e^- p$ wird durch zwei Prozesse bestimmt:

1. die Bethe-Heitler-Paarerzeugung
2. die virtuelle Compton-Streuung (Photoproduktion von Vektormesonen an Protonen und ihr Zerfall in ein $e^+ e^-$ -Paar)



2.2.1. Der Zerfallskanal

Die Wahl des elektromagnetischen Zerfallskanals scheint gegenüber den hadronischen Kanälen zunächst von Nachteil zu sein, denn:

1. zerfallen die bisher bekannten Vektormesonen nur selten auf diese Weise ($\rho_0 \rightarrow e^+e^-$ mit einer Wahrscheinlichkeit von $4,3 \cdot 10^{-5}$, $\omega \rightarrow e^+e^-$ mit $7,6 \cdot 10^{-5}$, $\phi \rightarrow e^+e^-$ mit $3,2 \cdot 10^{-4}$; PDG 76) und
2. kommt der größte Teil der zu erwartenden e^+e^- -Paare nicht aus dem Zerfall von Vektormesonen, sondern wird durch Bethe-Heitler-Elektronenpaarproduktion erzeugt. Die Untersuchung der Vektormesonen wird also durch einen starken Untergrund behindert.

Gegen den ersten Punkt ist einzuwenden, daß bei der Suche nach weiteren (bisher nicht nachgewiesenen) Vektormesonen naturgemäß nicht bekannt ist, welche hadronischen Zerfallskanäle überhaupt möglich sind. Da aber alle Vektormesonen die Quantenzahlen $J^P = 1^-$ des Photons haben, können sie über ein virtuelles Photon in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen. Man kann also im elektromagnetischen Zerfallskanal alle Vektormesonen sehen, und daher ist die Wahl dieses Kanals sinnvoll.

Der zweite angebliche Nachteil kann ähnlich beurteilt werden: Der Paarerzeugungsprozeß trägt zwar wesentlich stärker zur erwarteten Zählrate bei als der Zerfall von Vektormesonen, er kann aber nach der Quantenelektrodynamik berechnet und deshalb als bekannt vorausgesetzt werden.

Außerdem wird erst durch die Interferenz der beiden konkurrierenden Prozesse die Anwendung der empfindlichen Interferenzmethode möglich (s. 2.2.2.).

2.2.2 Interferenz von Bethe-Heitler- und Compton-Amplitude

Die differentielle Zählrate für die Reaktion $\gamma p \rightarrow e^+e^-p$ ist gegeben durch (BAR 77/2):

$$\frac{dN}{dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_-} = N_p N_{eq} \int dQ^2 f(k) |A_T|^2$$

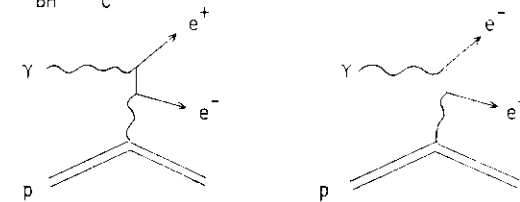
| | |
|----------|--|
| N_p | Zahl der Protonen pro cm^2 im Target |
| N_{eq} | Zahl der gesammelten äquivalenten Quanten (s. 3.1) |
| $f(k)$ | Bremsstrahlspektrum (s.3.1) |
| Q^2 | Rückstoß-Viererimpuls des Protons |
| A_T | totale Amplitude |
| p | Impuls |
| Ω | Raumwinkel |

{ "+" und "-" bezeichnen
{ Positron und Elektron

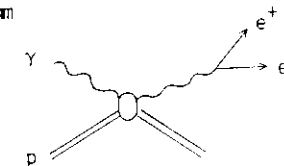
Berücksichtigt man nur Feynman-Graphen, in denen das e^+e^- - Paar mit höchstens zwei Photonen verbunden ist, so läßt sich die totale Amplitude A_T angeben als:

$$A_T = A_{BH} + A_C$$

Die Graphen



werden durch die Bethe-Heitler-Amplitude A_{BH} beschrieben. Die Compton-Amplitude A_C stellt das Diagramm



dar. Da A_{BH} reell ist, wird das Quadrat:

$$|A_T|^2 = |A_{BH}|^2 + |A_C|^2 + 2 A_{BH} \operatorname{Re}(A_C)$$

Die vollständigen Ausdrücke für die drei Terme sind in BAR 77/2 zu finden.

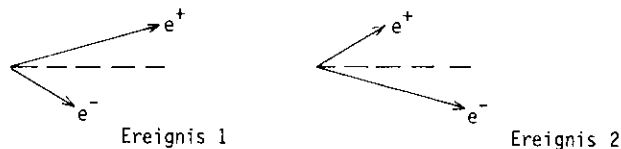
Da der Interferenzterm $\operatorname{INT} = 2 A_{BH} \operatorname{Re}(A_C)$ antisymmetrisch bei der Vertauschung von Elektron und Positron ist, trägt er nicht zum Massenspektrum bei, denn die differentielle Zählrate muß noch über die Akzeptanz einer symmetrischen Apparatur integriert werden. Nur der symmetrische Anteil $T = |A_{BH}|^2 + |A_C|^2$ ist dann für das Massenspektrum verantwortlich.

Die Variable

$$x = p_+ \theta_+ - p_- \theta_-$$

p_+ , p_- Impulse und
 θ_+ , θ_- Produktionswinkel
 von Positron und Elektron (s. 2.1.2.)

ist offensichtlich antisymmetrisch unter Vertauschung von e^+ und e^- . Wie verhalten sich nun T und INT als Funktion von x ? Dazu betrachte man zwei Ereignisse, die durch Vertauschung von Positron und Elektron ineinander übergehen.



(Da das Spektrometer symmetrisch ist, werden entweder beide Ereignisse akzeptiert oder beide nicht akzeptiert.) Hat die Variable x für Ereignis 1 den Wert x_0 , so nimmt sie für Ereignis 2 den Wert $-x_0$ an.

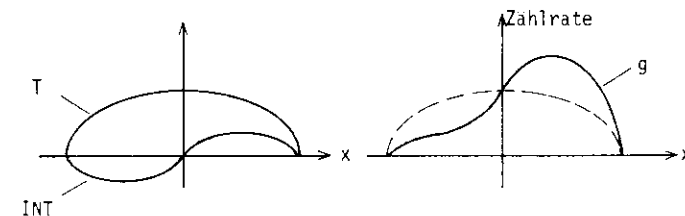
Da T symmetrisch ist, ändert es sich beim Übergang von 1 zu 2 nicht. Also gilt:

$$T(x_0) = T(-x_0)$$

Damit ist T eine gerade Funktion von x . INT ist antisymmetrisch und wechselt daher das Vorzeichen:

$$\operatorname{INT}(x_0) = -\operatorname{INT}(-x_0)$$

Man erkennt, daß INT eine ungerade Funktion von x ist.



Die Zählrate g als Funktion von x ergibt sich aus der Summe von INT und T . Für feste Masse bzw. für ein Massenintervall ("BIN") wird dann die Zählrate:

$$N = \int g(x) dx = \int T(x) dx$$

Der Interferenzterm trägt also nicht zur Zählrate im Massenspektrum bei (s. vorn). Aus der Funktion $g(x)$ läßt sich aber auch der Interferenzterm gewinnen, denn aus den Graphen von $g(x)$, $T(x)$ und $\operatorname{INT}(x)$ erkennt man:

$$\operatorname{INT} = \int \operatorname{sign}(x) g(x) dx = \int |\operatorname{INT}(x)| dx$$

Zur Vereinfachung bezeichne nun (für das Massenintervall):

N_+ die Zahl der Ereignisse mit positivem x

N_- die Zahl der Ereignisse mit negativem x

Dann wird die Zählrate für das Massenspektrum

$$N = N_+ + N_- ,$$

während das Interferenzspektrum durch

$$I = N_+ - N_-$$

bestimmt ist. Die Breite der Massenintervalle wird entsprechend der Auflösung des Spektrometers zu $20 \text{ MeV}/c^2$ gewählt. Zu Kontrollzwecken werden auch Spektren mit einer Intervallbreite von $10 \text{ MeV}/c^2$ erstellt. Fig. 29 und 30 zeigen die Spektren für die in dieser Arbeit verwendeten Daten.

2.2.3 Vorteile der Interferenzmethode

Das Interferenzspektrum weist gegenüber dem Massenspektrum drei Vorteile auf:

1. Alle Prozesse, die nicht mit den bereits genannten Prozessen interferieren, insbesondere hadronische Zerfälle und inelastische Reaktionen (Untergrund), tragen auch nicht zum Interferenzspektrum bei.
2. Es ist zwar $|A_{BH}| \gg |A_C|$. Die Vektormesonen (A_C) liefern im Gegensatz zur Paarproduktion (A_{BH}) also nur einen kleinen Anteil zum Massenspektrum. Für den Interferenzterm gilt dann aber:

$$2 |A_{BH}| \operatorname{Re}(A_C) \gg |A_C|^2$$
 Man kann somit im Interferenzspektrum noch Signale sehen, die im Massenspektrum nicht mehr unterschieden werden können.
3. Im Massenspektrum gilt für den statistischen Fehler des Compton-Anteils:

$$\frac{\Delta N}{N_C} = \frac{\sqrt{|A_{BH}|^2 + |A_C|^2}}{|A_C|^2} = \frac{|A_{BH}|}{|A_C|^2}$$

Der Fehler im Interferenzspektrum ist dagegen:

$$\frac{\Delta N}{N_I} = \frac{\sqrt{|A_{BH}|^2 + |A_C|^2}}{2 \cdot |A_{BH}| \cdot |A_C|} = \frac{1}{2 \cdot |A_C|} = \frac{|A_C|}{2 \cdot |A_{BH}|} \cdot \frac{\Delta N}{N_C}$$

Da aber der Faktor $|A_C|/|A_{BH}|$ sehr viel kleiner als eins ist (s. unter 2.), wird der statistische Fehler im Interferenzspektrum viel kleiner als im Massenspektrum.

Kapitel 3 Die Datennahme

Die Datennahme gliedert sich in eine Reihe von Meßläufen ("Runs"), die jeweils nach etwa 300000 SWEEPS des Quantameters (s. 3.1.) beendet werden (Dauer 3 - 6 Stunden). Von Run zu Run werden durch Umpolen der Ströme die Polaritäten der Ablenk-Magnetfelder gewechselt. Werden also in einem Run die Elektronen im linken und die Positronen im rechten Arm nachgewiesen, so ist es im nächsten Run genau umgekehrt. Über die gesamte Meßzeit gesehen wird so erreicht, daß bei beiden Polaritäten gleich viele Daten genommen werden. Man kann so überprüfen, daß das Spektrometer tatsächlich symmetrisch ist.

Der Meßablauf wird von einem Digitalrechner PDP 8/E gesteuert. Der Rechner übernimmt die anfallenden Informationen (Zählerstände, TDC- und ADC-Inhalte, Drahtnummern der Kammerdrähte) von der Elektronik des Experimentes und speichert sie auf Magnetbändern. Später werden die Daten dann zur weiteren Auswertung mit Hilfe einer Direktverbindung zum IBM-Großrechner des DESY-Rechenzentrums übertragen. Zusätzlich wird der PDP-Rechner für Kontrollzwecke verwendet (s. 3.5. und 3.6.); u. a. kontrolliert er die Magnetströme und ermöglicht ON-LINE-Darstellungen einiger wichtiger Verteilungen.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird zunächst die Erzeugung und Überwachung des Photonenstrahls beschrieben. Dann werden die Trigger-Elektronik und die für die OFF-LINE-Analyse wichtigen Meßmethoden von Flugzeit und Pulshöhe erklärt. Den Abschluß bildet dann eine Übersicht über die Kontrollmöglichkeiten der Apparatur und der Daten. Da die Vieldraht-Proportionalkammern der empfindlichste Teil des Detektors sind, wird die Überwachung ihrer Funktion in einem gesonderten Abschnitt dargestellt.

3.1. Der Photonenstrahl und das Quantameter

Im Synchrotron werden die Elektronen auf die Maximalenergie von 7,2 GeV beschleunigt und anschließend auf ein Maschinentarget aus Tantal (Dicke 0,5 mm) gelenkt. Durch Bremsstrahlung wird dort für 2 ms ein Photonenstrahl ("SPILL") erzeugt. Das Bremsstrahlungsspektrum ist genau bekannt, wenn während der SPILL-Dauer die Energie der Elektronen konstant ist. Das ist zunächst nicht gewährleistet, da die Magnete des Synchrotrons mit dem 50-Hz-Sinussignal des Lichtnetzes moduliert werden. Überlagert man aber dem Sinussignal eine Oberschwingung von 200 Hz, so erreicht man ein abgeflachtes Maximum ("FLAT TOP") des Synchrotron-Magnetfeldes und damit eine konstante Elektronenenergie für die Dauer des SPILLS. Die Form des SPILLS (sichtbar auf einem Oszilloskop) wird so eingestellt, daß sie (bei gleicher integrierter Gesamtintensität) möglichst flach ist, denn die Zahl der guten Ereignisse ist proportional zur Intensität, während die Zahl der Zufallskoinzidenzen proportional zum Quadrat der Intensität ist (das Spektrometer hat zwei Arme). Der Protonenstrahl wird durch starke Magnete von geladenen Teilchen befreit und mit Hilfe von Kollimatoren auf das gewünschte Format gebracht. Die in dieser Arbeit untersuchten Daten der 15^0 -Stellung des Spektrometers wurden mit einem Strahl von 3,2 cm Breite und 0,8 cm Höhe aufgenommen. Zur Bestimmung des Strahlformats steht eine kleine Drahtkammer zur Verfügung, die in den Strahl hineingefahren werden kann. Außerdem kann der Strahl mit einer Sofortbild-Kamera, die in den Strahlengang gestellt wird, direkt abgebildet werden.

Der Strahl ist auf ein Target aus flüssigem Wasserstoff gerichtet. Das Target ist 1 m lang und hat einen Durchmesser von 5 cm.

Die Intensität des Photonenstrahls wird mit einem gasgefüllten Wilson-Quantameter gemessen. Das Quantameter zeigt die gesammelte Ladung Q an ("SWEEPS").

Die Gesamtenergie des Photonenstrahls ist:

$$E_{\text{ges}} = \int_0^{k_{\text{max}}} f(k) \cdot dk$$

k : Photonenenergie

$f(k)$: Energieverteilungsfunktion des Bremsstrahlspektrums

$E(k)$: Energie im Intervall zwischen k und $k + dk$

Die Zahl der äquivalenten Quanten N_{eq} ist definiert als die Zahl der Quanten mit maximaler Energie k_{max} , die die gleiche Gesamtenergie liefern wie das Spektrum.

$$E_{\text{ges}} = N_{\text{eq}} \cdot k_{\text{max}}$$

Alternativ ist E_{ges} proportional zur gesammelten Ladung Q . Die zur Bestimmung von N_{eq} erforderliche Zahl der äquivalenten Quanten ist dann gegeben durch:

$$N_{\text{eq}} = \frac{Q \cdot E_{\text{max}}}{e \cdot h \cdot \nu_{\text{max}}}$$

Es ist dabei e die elementarabstrahlungsabhängige Proportionalitätskonstante. In der Regel gilt:

$$N_{\text{eq}} = 10^4 \cdot 10^8 \cdot 10^6$$

werden.

Die Intensität des Strahls kann außer durch die Intensitätsanzeige (IC) auch durch die Energieempfindlichkeit in der Form von Szintillatorteleskopen (SNT) bestimmt werden.

3.2. Der Trigger

Das Spektrometer soll e^+e^- -Paare nachweisen. Deshalb wird ein Trigger durch eine Koinzidenz der Leptonenidentifizierenden Zähler definiert. Die Realisierung dieser Triggerbedingung durch lineare und logische Funktionseinheiten zeigt Fig. 6. Die Diskriminierung der Leptonen gegenüber Hadronen wird durch die vorderen (COL,COR) und hinteren (C1L,C1R) Cerenkovzähler sowie durch die Schauerzähler (SHL,SHR) ermöglicht.

In der Experimentierhalle werden die Anodenpulse der je 7 Schauerzähler-Segmente linear addiert (FAN IN). Das Summensignal wird genauso weiterverarbeitet wie die Anodenpulse der Cerenkovzähler: Nach Abschwächung (ATT) werden die Signale in einem Diskriminator zu einem Rechteckimpuls von 15 ns Länge geformt. Die Schwelle des Diskriminators von 100 -5 mV hält bereits einen Teil des Untergrundes zurück. Eine Koinzidenz dieser 6 Signale COL, COR, C1L, C1R, SHL, SHR erzeugt:

1. durch einen Univibrator (TIMEP) eine zeitlich begrenzte Sperrung der Koinzidenz bis zum Eintreffen des VETO-Signals aus dem Kontrollraum,
2. einen STROBE-Puls, der veranlaßt, daß für die gefeuerten Kammerdröhte die zugehörigen Flip-Flops gesetzt werden (Speicher!),
3. einen OUTSIDE-TRIGGER-Puls, der zum Kontrollraum geschickt wird und dort als GATE für den MASTER TRIGGER dient.

Ebenso erreichen die 6 Einzelsignale über 40 m lange Kabel den Kontrollraum. Dort werden sie auf eine Länge von 20 ns geformt. Die drei Signale für jeden Arm bilden zwei neue Koinzidenzen: MTL (MAIN TRIGGER LEFT) und MTR (MAIN TRIGGER RIGHT). Das Signal des rechten Arms (GATING ARM) wird auf eine Länge von 40 ns gebracht und wirkt als GATE für den MASTER TRIGGER. Durch die Verzögerung (DELAY) von 20 ns liefert immer das Signal des linken Arms

(TRIGGERING ARM) den zeitlichen Beginn der Trigger-Koinzidenz. Zusätzlich zu den drei bereits erwähnten Signalen (OUT TR, MTL, MTR) wird für den MASTER TRIGGER verlangt, daß der PDP-Rechner zur Datenaufnahme bereit ist und daß die Drahtkammern funktionieren. Ist eine dieser Bedingungen nicht erfüllt, so werden die durch den OUTSIDE TRIGGER gesetzten Flip-Flops gelöscht (CLEAR WIRE CHAMBERS) und die Apparatur ist wieder aufnahmebereit. Andernfalls wird ein MASTER-TRIGGER-Puls erzeugt. Die Wirkung dieses Pulses ist dreifach:

1. Die Pulshöhen und Ansprechzeiten der Zähler werden aufgenommen (s. 3.3)
2. Die Drahtnummern der gefeuerten Drähte werden ermittelt
3. Die so gewonnenen Daten werden zum PDP-Rechner geschickt.

Ist die Datenübergabe beendet, kommt vom Rechner ein CLEAR-Signal und das Spektrometer ist bereit für das nächste Ereignis.

3.3 Messung der Flugzeiten und Pulshöhen

Die (elektrischen) Ausgangssignale aller Zähler werden durch Photo-Vervielfacher erzeugt. Das Dynodensignal eines Photo-Vervielfachers ist proportional zum Eingangssignal und eignet sich daher zum Messen der Pulshöhe des Eingangsimpulses. Das Anodensignal ist dagegen übersättigt und steil, liefert also eine gute Zeitauflösung. Für alle Zähler (40 Hodoskop-Segmente, 7 Schauerzähler-Segmente, 2 Cerenkovzähler, jeweils für beide Arme) wird die Flugzeit mit einem TDC (TIME-DIGITAL-CONVERTER) auf folgende Weise aufgenommen: Der MASTER TRIGGER liefert das Startsignal und der geformte Anodenpuls das Stoppsignal für eine Uhr (Zeitauflösung 0,2 ns). Die Zeitinformation liegt anschließend in digitaler Form vor und kann vom PDP-Rechner über das CAMAC-System ausgelesen werden. Die Ansprechzeiten der Zähler werden also alle relativ zum Triggerzeitpunkt gemessen. (Durch entsprechend lange Verzögerungsleitungen wird erreicht, daß erst die Triggerbedingung geprüft und dann

die Zeiten gemessen werden.) Die Flugzeit der Teilchen zwischen zwei Zählern ergibt sich dann einfach aus der Differenz der Ansprechzeiten.

Die Pulshöhe wird für die Cerenkovzähler, alle Schauerzähler-Segmente und die Summensignale der Schauerzähler gemessen. Das analoge Dynodensignal der Photo-Vervielfacher wird durch einen ADC (ANALOG-DIGITAL-CONVERTER) mit einer Auflösung von 0,25 pC digitalisiert und ebenfalls vom Rechner ausgelesen.

Die Verteilungen von Ansprechzeiten und Pulshöhen können während der Datenaufnahme kontrolliert werden (s. 3.7.).

3.4. Die Behandlung der Drahtkammern

Die geometrische Anordnung der sechs Vieldraht-Proportionalkammern ist aus Fig. 1, 2 und 3 zu erkennen. Die beiden vorderen Kammern sind um 10° nach links bzw. rechts verdreht, um bei der späteren Spurrekonstruktion Mehrdeutigkeiten zu vermeiden. Die Zahl der Drähte in den einzelnen Ebenen läßt sich aus Fig. 3 entnehmen (Drahtabstand 2 mm). Die Drahtkammern werden mit einem Gasgemisch aus 60 % Argon und 40 % CO_2 bei Normaldruck betrieben. Die Gas Mischung wird mit Hilfe einer Mischeinrichtung im Kontrollraum erzeugt und durch Schläuche zu den Kammern geleitet. Das Mischungsverhältnis muß ständig überwacht werden, denn ein zu hoher CO_2 -Anteil senkt die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern. Noch gefährlicher ist das andere Extrem: ein zu großer Argon-Anteil senkt die Durchschlagspannung herunter und führt zu einer großen Zahl von Funkenüberschlägen.

Die Kammern sind durch ein Sicherheitssystem gegen Zerstörung geschützt: bei zu großen Strömen oder bei zu vielen Funkenüberschlägen (30 Impulse/Sekunde mit mehr als 50 mV) wird die Betriebsspannung von 4250 V automatisch abgeschaltet und ein akustisches Signal gegeben. Außerdem wird die Trigger-Koinzidenz gesperrt, da die Apparatur nicht mehr aufnahmebereit ist (s. 3.2. und Fig. 6).

Im betriebsfähigen Zustand sollten die Ströme durch die Kammern weniger als 2 μ A betragen. Bei großer Strahlintensität kann es aber vorkommen, daß durch die vorderen Kammern mehr als 5 μ A fließen. Zur Kontrolle der Funktionsfähigkeit können nach jedem Trigger die Nummern der angesprochenen Drähte auf einem Bildschirm angezeigt werden. Zusätzlich werden vom PDP-Rechner Multiplizitätsverteilungen für jede Kammerebene erstellt (s. 3.4.2. und Fig. 9).

3.5. Kontrollen während der Runs

Der PDP-Rechner kontrolliert automatisch die Hochspannungen der Hodoskope sowie die Magnetströme, die bis auf Abweichungen von 0,1 % konstant gehalten werden. Größere Abweichungen und Fehlfunktionen werden akustisch (Glocke) und optisch (auf dem Bildschirm) angezeigt. Polarität, Stärke und Stabilität des Magnetfeldes lassen sich zusätzlich durch eine Hall-Sonde überwachen. Die übrigen Hochspannungen (für Cerenkov- und Schauerzähler, Strahlmonitore und Drahtkammern) müssen manuell kontrolliert werden.

Die einwandfreie Funktion der Spektrometerkomponenten wird einerseits durch verschiedene Einzel- und Koinzidenzzählraten und andererseits durch ON-LINE-Darstellungen von Populationen und Multiplizitäten geprüft.

3.5.1. Zählraten

Die Einzelzählraten der Drahtkammern, der Cerenkov- und Schauerzähler und der beiden Einzelarm-Trigger MTL und MTR (s. 3.2.) werden auf folgende Weise "von Hand" aufgenommen: Die angeschlossenen Digital-Zähler werden für eine Zeit von 10 s eingeschaltet. Dem entspricht gerade eine effektive Strahlzeit von 1 s, da der Strahl einen DUTY CYCLE von 10 % hat (2 ms SPILL bei 50 Hz). Die momentanen Zählraten können dann direkt an den Digital-Zählern abgelesen werden. Sie liegen mit voller Strahlintensität etwa bei:

- 4 - 6 MHz für die Drahtkammern
- 200 - 600 kHz für die Cerenkovzähler
- 100 - 200 kHz für die Schauerzähler
- 3 - 6 kHz für die Einzelarm-Trigger

Durch ein Netz von logischen Schaltelementen läßt sich eine Anzahl von Koinzidenzzählraten zwischen den Hodoskopen und den anderen Zählern messen. Die Bezeichnungen für die Zählraten können aus Fig. 12 entnommen werden. (So ist z. B. LSCI die Koinzidenz der Hodoskope mit dem Schauerzähler und dem hinteren Cerenkovzähler im linken Arm.) Die Koinzidenzen werden mit Hilfe von Mikro-Zählern gezählt. Der PDP-Rechner übernimmt dann bei jedem Trigger (zusätzlich zu den TDC- und ADC-Inhalten) die Zählerinhalte und speichert sie auf Magnetband. Die Zählerstände können zu Kontrollzwecken jederzeit ausgedruckt oder auf dem Bildschirm des Rechners sichtbar gemacht werden. Dividiert man die Zählerstände durch die Zahl der gesammelten SWEEPS (s. 3.1.), so müssen die ermittelten Werte über die Dauer der Meßzeit konstant bleiben. Der Ausfall einer Funktionseinheit macht sich dann durch Absinken einer oder mehrerer "Konstanten" bemerkbar und kann auf diese Weise schnell festgestellt werden.

3.5.2. Populationen und Multiplizitäten

Der PDP-Rechner dient nicht nur zur Speicherung der Daten und zur Kontrolle von Stürmen und Spannungen, sondern er erzeugt auch Populations- und Multiplizitätsverteilungen für Drahtkammern und Hodoskope während der Datennahme ("ON-LINE"). Die Verteilungen können auf dem Bildschirm graphisch dargestellt werden. Die Beispiele in Fig. 9, 10 und 11 sind durchgezeichnete Kopien von Sofortbildern.

Man erkennt aus Fig. 9 und 11, daß mit der größten Wahrscheinlichkeit nur ein Draht und nur ein Hodoskop-Element pro Ebene ansprechen (Ausnahme: die vordersten Hodoskop-Ebenen).

Die Besetzungszahlen sind für die einzelnen Hodoskop- und Schauerzähler-Elemente in Fig. 10 aufgetragen. Jedem Balken entspricht ein Element. Der Ausfall eines Elementes läßt sich nach kurzer Zeit an einem Loch in der zugehörigen Verteilung erkennen.

Für die Drahtkammern können bei etwa 5300 Drähten aus Speicherplatzmangel keine Populationsverteilungen erzeugt werden.

3.6. Kontrollen zwischen den Runs

Im Experimentiergebiet werden visuell kontrolliert:

1. der Gasfluß durch die Čerenkovzähler,
2. die Füllung der Helium-Säcke (die vom Target bis hinter den ersten Magneten reichen und die Vielfachstreuung verringern sollen),
3. die Magnete auf mögliche Leckstellen der Wasserkühlung,
4. das Wasserstoff-Target auf Füllung und Vereisung.

Die Funktionsfähigkeit der elektrischen Signalwege von den Zählern (bzw. Drahtkammern) bis zum Rechner läßt sich durch zwei Programme des PDP-Rechners überprüfen. Lichtdioden, die an den Zählern angebracht sind, sorgen dann für die Eingangsimpulse der Photovervielfacher. Bei den Drahtkammern liefert ein Pulsler, der kapazitiv an die Signaldrähte gekoppelt ist, die Eingangssignale. Die Testprogramme stellen dann außer den TDC- und ADC-Spektren auch die Populations- und Multiplizitätsverteilungen auf dem Bildschirm graphisch dar, so daß mögliche Fehler schnell festgestellt und lokalisiert werden können.

Bevor der nächste Run begonnen werden kann, müssen die Polaritäten der Magnetströme gewechselt (s. Beginn dieses Kapitels) und die Stromstärken wieder auf ihre Sollwerte von 1450 A justiert werden.

3.7. Überprüfung der Daten während der Datennahme

Die bisher beschriebenen Kontrollen beziehen sich nur auf die Apparatur; sie sorgen also dafür, daß überhaupt Daten aufgenommen werden. Man möchte aber während der Datennahme bereits wissen, ob die gesammelten Daten "gut" sind, in dem Sinne, daß sie die erwarteten Ereignisse (korrelierte e^+e^- -Paare) enthalten. Diesem Zweck dienen die TDC- und ADC-Spektren (s. 3.3.), die vom Rechner während der Runs erstellt werden (Fig. 7, 8).

Die Flugzeitverteilungen im linken Arm (Fig. 3a-d) zeigen schärfere Maxima als im rechten (Fig. 8e-h), da der linke Arm den Triggerzeitpunkt und damit den Start der TDCs bestimmt. Die Links-Rechts-Flugzeitdifferenz wird mit Hilfe eines ADC aufgenommen. Der Einzelarm-Trigger des linken Arms, MTL (s. 3.2.), liefert den Start und der des rechten Arms, MTR, den Stopzeitpunkt für einen Rechteckimpuls. Die integrierte Pulshöhe dieses Impulses ist dann proportional zur Zeitdifferenz und kann mit einem ADC gemessen werden. Die zugehörige Häufigkeitsverteilung ist in Fig. 7c zu sehen. Das scharfe Maximum wird von den zeitlich korrelierten Spuren erzeugt.

Die Pulshöhe in den Schauerzählern ist ein wichtiges Kriterium zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen. In Fig. 7a-b erkennt man links (bei kleinen Pulshöhen) die Hadronen und rechts den Elektronen (bzw. Positronen-) "Hügel". Die Pulshöhenverteilungen für Čerenkovzähler (Fig. 7d-g) liefern zwar keine unmittelbare Aussage über die Qualität der Daten, sie sind aber zur Kontrolle der Funktionsfähigkeit von Nutzen.

Kapitel 4 Die Reduktion der Daten

Die Auswertung der während der Datennahme gesammelten Informationen teilt sich in zwei unterschiedliche Abschnitte:

1. Die Herstellung von Massen- und Interferenzspektren durch Identifizierung der korrelierten e^+e^- -Paare.
2. Vergleich dieser Spektren mit den Erwartungen.

Der erste Punkt wird unter dem Stichwort "Datenreduktion" zusammengefaßt. Der zweite Punkte gehört in das Kapitel "Ergebnisse".

4.1. Aufgaben der regulären Auswertekette

Als erste wichtige Aufgabe soll die reguläre Auswertekette aus allen aufgenommenen Daten die korrelierten e^+e^- -Paare herausfinden. Dabei bedeutet "korreliert", daß Elektron und Positron aus einem Ereignis stammen, d. h. zur gleichen Zeit an gleichen Ort produziert wurden. Eine zeitliche Korrelation läßt sich dadurch feststellen, daß die sich paarweise entsprechenden Zähler in den beiden Armen (die vorderen Cerenkov-Zähler, die hinteren Cerenkov-Zähler, die Schauerzähler) jeweils zur gleichen Zeit angesprochen haben. Eine örtliche Korrelation wird dann angenommen, wenn der Vertex (Reaktionspunkt) im Target liegt.

Diese erste Aufgabe läßt sich in fünf Schritte unterteilen:

1. Rekonstruktion von geometrisch möglichen Spuren,
2. Überprüfung der Flugzeiten und Zurückweisung zeitlich nicht möglicher Spuren,
3. Identifizierung zeitlich zusammengehöriger Spuren (je eine aus dem linken und rechter Arm),

4. Diskriminierung von Elektronen und Positronen gegenüber Hadronen,
5. Zurückweisung von Paaren, deren Vertex nicht im Target liegt.

Die zweite Aufgabe der regulären Auswertekette besteht in der Berechnung aller physikalisch wichtigen Größen. Am Ende der Kette sollen für die korrelierten e^+e^- -Paare u. a. bekannt sein: die Impulse und Produktionswinkel von Elektron und Positron, die invariante Masse des e^+e^- -Paares, der Interferenzbeitrag und der Impulsübertrag t des Photons auf das e^+e^- -Paar.

4.2. Die reguläre Auswertekette

Die reguläre Auswertekette besteht aus vier Programmstufen:

1. Spurrekonstruktion
2. Analyse im homogenen Magnetfeld
3. Analyse im realen Magnetfeld
4. Berechnung der Interferenz

Für alle Ereignisse, die die jeweilige Analysestufe überstanden haben, werden alle notwendigen Größen auf Magnetband geschrieben und gespeichert.

Aus Tabelle 4.1 läßt sich entnehmen, wie stark die einzelnen Stufen die Datenmenge reduzieren. (Die "Analyse im realen Magnetfeld" erscheint nicht in der Tabelle, weil dort keine Schnitte durchgeführt werden.)

Die Parameter des Datensatzes, der diesem und dem nächsten Kapitel zugrunde liegt, sind in der folgenden Übersicht noch einmal zusammengestellt:

| | |
|---|----------------------|
| Spektrometerwinkel | 13° |
| Strahlformat, Breite | 3,2 cm |
| Höhe | 0,8 cm |
| Zahl der gesammelten äquivalenten Quanten | $5,04 \cdot 10^{16}$ |
| Zahl der Trigger | 290 891 |
| Zahl der guten Ereignisse | 20 123 |

| | Spur- rekon- struktion | Analyse im homogenen Magnetfeld | Berechnung der Interferenz |
|---|------------------------------|---------------------------------------|----------------------------------|
| Verlust | | | |
| je Stufe | 54,9 | 83,3 | 7,9 |
| bezogen auf die Gesamt- zahl der Trigger | 54,9 | 37,6 | 0,6 |

6,9 % der aufgenommenen Daten überstehen die gesamte Auswertekette.

Tabelle 4.1 Verluste je Analysestufe

| Anzahl der rekonstruierten Spuren pro Spektrometerarm | Häufigkeit % |
|--|-----------------|
| 1 | 81,30 |
| 2 | 13,36 |
| 3 | 2,48 |
| 4 | 1,55 |
| 5 | 0,36 |
| 6 | 0,41 |
| 7 | 0,13 |
| 8 | 0,15 |
| 9 | 0,08 |
| 10 und mehr | 0,18 |

Mittelwert: 1,3 Spuren pro Ereignis (in jedem Arm)

Tabelle 4.2 Spurmultiplicitäten

| Anzahl der Spur- kombinationen | Spurrekon- struktion % | Analyse im homogenen Magnetfeld % | Berechnung der Interferenz % |
|-----------------------------------|------------------------------|--|------------------------------------|
| 1 | 66,1 | 84,1 | 85,4 |
| 2 | 21,7 | 12,1 | 11,5 |
| 3 | 4,0 | 1,4 | 1,2 |
| 4 | 4,3 | 1,6 | 1,3 |
| 5 | 0,6 | 0,2 | 0,1 |
| mehr als 5 | 3,3 | 0,6 | 0,5 |
| Mittelwert | 1,71 ±0,01 | 1,24 ±0,01 | 1,21 ±0,01 |

Tabelle 4.3 Spurkombinationen pro Ereignis

4.2.1. Spurrekonstruktion

Als geometrische Informationen stehen für die Rekonstruktion der Spuren zur Verfügung:

1. die Positionen der gefeuerten Kammerdrähte,
2. die Positionen der Hodoskopelemente, die angesprochen haben.

Um Rechenzeit und Speicherplatz zu sparen, werden zur Rekonstruktion auch sofort die zeitlichen Informationen der Hodoskope verwendet.

Der Ablauf des Programms und die Bedingungen, unter denen eine mögliche Spur akzeptiert und gespeichert wird, sind in BAR 77/1 beschrieben. Jede Spur ist charakterisiert durch vier Parameter und ein χ^2 , welches ein Maß für die Güte der Spur darstellt.

Als letzter Schritt dieser Stufe werden die Ansprechzeiten der Hodoskopsegmente auf die Teilchenposition korrigiert und dann die Schnitte für die Flugzeiten (Differenzen der Ansprechzeiten) durchgeführt. Die Breite der Schnittfenster beträgt etwa 5 ns.

Eine Übersicht über die Spurmultiplicitäten in den Spektrometerarmen gibt Tabelle 4.2. Die Häufigkeiten sind nicht davon abhängig, welchen Arm man untersucht; sie sind auch unabhängig von der Polung des Spektrometers. Im Mittel werden pro Ereignis in jedem Arm 1,3 Spuren rekonstruiert. Maximal werden für jeden Arm 10 Spuren gespeichert und an die nächste Analysestufe weitergegeben.

Im weiteren Verlauf der Analyse wird jede Spur des linken Armes mit jeder Spur des rechten Armes kombiniert und jedes dieser Spur-Paare für sich behandelt. Es ist also sinnvoll, in den nächsten Stufen nicht die Spuren für sich, sondern die Spurkombinationen zu untersuchen. Da die gewünschten Ereignisse theoretisch nur eine gute Spurkombination haben, für die realen Ereignisse im Mittel aber mehr als eine Spurkombination rekonstruiert wird, sollte durch die Auswertungskette die Zahl der Spurkombinationen pro Ereignis immer weiter reduziert werden. Das ist auch tatsächlich der Fall (siehe Tabelle 4.3). Die mittlere Zahl der Spurkombinationen pro Ereignis sinkt von 1,71 zu Beginn auf 1,21 am Ende der Kette.

4.2.2. Analyse im homogenen Magnetfeld

Die Impulse von Elektron und Positron müssen aus zwei Gründen ermittelt werden:

1. Zur Berechnung der invarianten Masse des e^+e^- -Paares (s. Kap. 2.).
2. Zur Festlegung der Schnitte für die Schauerpulshöhen (siehe 4.2.2.3.).

Aus der Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld lassen sich die Impulse bestimmen. Da die Rekonstruktion der Teilchenspuren durch das reale Magnetfeld (und damit die Impulsbestimmung) einen hohen Aufwand an Rechenzeit erfordert (s. a. 4.2.3.), möchte man nur solche Spurkombinationen daran teilnehmen lassen, die mit großer Wahrscheinlichkeit ein gutes Ereignis liefern. Für die Festlegung der Schauerpulshöhen-Schnitte gibt man sich daher mit einer etwas weniger genauen Methode der Impulsbestimmung zufrieden: man verwendet ein homogenes Magnetfeld. Die so bestimmten Impulse weichen im Mittel um 1,5 % von den "wahren" Impulsen ab. Ein Vergleich der beiden zugehörigen Impulsspektren (jeweils für den linken und den rechten Arm) liefert keine signifikanten Unterschiede (Fig. 13, 14).

Die "Analyse im homogenen Magnetfeld" soll die Zahl der Untergrundereignisse weiter reduzieren, bevor die Impulse sehr genau bestimmt werden. Zur Identifizierung der korrelierten e^+e^- -Paare werden in dieser Stufe hauptsächlich zwei Kriterien verwendet:

1. Die zeitliche Korrelation der Spur im linken mit der Spur im rechten Arm.
2. Die Unterscheidung der Elektronen und Positronen von Hadronen durch die Pulshöhen in den Schauerzählern.

Zusätzlich werden noch gewisse Einschränkungen für das χ^2 der Spuren sowie für die Lage des Vertex gemacht.

Da im nächsten Kapitel die Schnitte dieser Analysestufe untersucht werden, wird hier der Programmablauf etwas ausführlicher beschrieben. Als Informationen stehen nach der "Spurrekonstruktion" zur Verfügung:

1. Die Ansprechzeiten der Cerenkov- und Schauerzähler.
2. Die Pulshöhen der Cerenkov- und der Schauerzähler.
3. Die Parameter und das χ^2 der Spuren.

4.2.2.1. Die Einzelarm-Flugzeiten

Die Ansprechzeiten der Cerenkov- und der Schauerzähler sind relativ zum Triggerzeitpunkt mit einer Genauigkeit von 0,2 ns bekannt. Die Differenzen der Ansprechzeiten (jeweils für einen Arm) entsprechen den Flugzeiten der Teilchen zwischen den Zählern. Für jeden Arm werden die drei möglichen Verteilungen erstellt; zwei davon sind in Fig. 15 und in Fig. 16 abgebildet. Sie zeigen praktisch keinen Untergrund, da bereits in der vorigen Analysestufe Schnitte für die Flugzeiten zwischen den Hodoskopen durchgeführt wurden. Daher haben die Schnitte der Einzelarm-Flugzeiten in dieser Stufe auch nur geringe Wirkung (s. a. Kap. 5.). Die Schnittfenster werden (entsprechend den Verteilungen) auf $\pm 2,5$ ns festgelegt.

4.2.2.2. Die Links-Rechts-Flugzeiten

Um die zeitliche Korrelation zwischen einer Spur aus dem linken Arm und einer Spur aus dem rechten Arm festzustellen, bildet man die Differenzen der Ansprechzeiten für die sich paarweise entsprechenden Zähler (die beiden vorderen Cerenkovzähler, die beiden hinteren Cerenkovzähler, die beiden Schauerzähler). Obwohl diese Zeitdifferenzen nicht der Flugzeit irgendeines Teilchens entsprechen, werden sie trotzdem als Flugzeiten bezeichnet.

Die Häufigkeitsverteilung der Zeitdifferenzen ist in Fig. 17 für die beiden vorderen Cerenkovzähler aufgetragen. Ein Vergleich mit Fig. 18 zeigt, wie durch die (später zu definierenden) Schauerpulshöhen-Schnitte der Untergrund deutlich reduziert wird, während das scharfe Maximum erhalten bleibt. Für die Links-Rechts-Flugzeiten der hinteren Cerenkovzähler und der Schauerzähler ergeben sich entsprechende Verteilungen. Die Breite der Schnittfenster liegt zwischen 5 und 6 ns.

4.2.2.3. Die Pulshöhen in den Schauerzählern

Jede Teilchenspür wird bis zum Schauerzähler verfolgt, um zu ermitteln, welches der 7 Segmente getroffen wurde. Der Inhalt des entsprechenden ADC (s. 3.3.) liefert die zu den Teilchen gehörige Pulshöhe. Allerdings muß dieser Wert noch zweifach korrigiert werden:

1. Eine additive Korrektur: Wird das Schauerzähler-Segment nahe des Randes getroffen, so breitet sich der Schauer auch in das Nachbarsegment aus. Man addiert dann den ADC-Inhalt des Nachbarsegmentes hinzu.
2. Eine multiplikative Korrektur: Bei gleichem Schauer nimmt die gemessene Pulshöhe exponentiell mit der Entfernung zwischen Auftreffpunkt und Photovervielfacher ab. Diese Abschwächung wird durch einen Korrekturfaktor, der von der vertikalen Koordinate des Auftreffpunktes abhängt, wieder rückgängig gemacht.

Die Größe der korrigierten Pulshöhe ist aber allein noch kein Kriterium, um Elektronen (bzw. Positronen) und Hadronen zu trennen. Der charakteristische Unterschied zwischen Elektronen und Hadronen besteht darin, daß für Elektronen der Schauer proportional zur Energie des Elektrons ist, während für Hadronen der Energieverlust nicht von der Energie abhängt.

In dem zu untersuchenden Energiebereich (mehr als 1 GeV) ist für Elektronen die Energie in guter Näherung gleich dem Impuls (mit $c = 1$), da die Elektronenmasse vernachlässigbar klein ist. In Fig. 19 und 20 sind die Schauerpulshöhen gegen die Impulse (Energien) aufgetragen. Die eingezeichnete Gerade gibt die mittlere Schauerpulshöhe proportional zum Impuls an.

Nun wird aber die Verteilung der gemessenen Pulshöhen um die mittlere Pulshöhe mit zunehmender Energie (bzw. Impuls) breiter, denn die Energieauflösung eines Schauerzählers ist umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Energie:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{k}{\sqrt{E}} \quad (E \text{ in GeV})$$

(In unserem Fall ist $k = 0,29$ für den linken und $k = 0,25$ für den rechten Schauerzähler.)

Damit ist die Breite der Verteilung um die mittlere Pulshöhe proportional zur Wurzel aus dem Impuls. Das bedeutet aber, daß die Schnitte für die korrigierte Pulshöhe impulsabhängig gewählt werden müßten. Um das zu vermeiden, definiert man die "normierte Schauerpulshöhe", indem man die Abweichung der gemessenen von der impulsabhängigen mittleren Pulshöhe auf die Breite der Verteilung normiert.

$$\text{normierte P.H.} = \frac{\text{gemessene P.H.} - \text{mittlere P.H.}(p)}{\sqrt{p}}$$

Die Schnitte für die normierte Pulshöhe sind dann unabhängig vom Impuls p . Die Verteilungen für die normierte Pulshöhe sind in Fig. 21 und 22 dargestellt. Die unteren Histogramme zeigen die Verteilungen ohne Pulshöhenschnitte, während für die oberen Histogramme jeweils im anderen Arm ein Schnitt gemacht wurde. Man sieht, daß durch die Schnitte der hadronische Untergrund reduziert wird, das leptonische Maximum aber erhalten bleibt.

Die Schnittgrenzen (Parabeln) wurden zur Verdeutlichung auch in Fig. 19 und 20 eingezeichnet.

Eine gute Unterscheidung der e^+e^- -Paare von Hadronenpaaren liefert auch eine Darstellung der beiden Schauerpulshöhen gegeneinander (Fig. 23). Die eingezeichneten Geraden geben die Schnittgrenzen wieder. Der zugelassene Bereich liegt rechts oben (Elektronenpaare). Erkennbar sind auch die Hadronenpaare links unten.

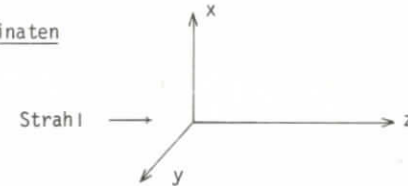
Den gleichen Sachverhalt zeigt Fig. 24 in perspektivischer Ansicht.

4.2.2.4. Das χ^2 der Spuren

Für alle Spuren wurde während der "Spurrekonstruktion" ein χ^2 berechnet. Die Häufigkeitsverteilung für das χ^2 zeigt Fig. 25. Die durchgezogene Linie ist die erwartete χ^2 -Verteilung für 2 Freiheitsgrade.

Für Spuren, bei denen alle 6 Drahtkammerebenen angesprochen haben, wird eine obere Grenze von $\chi^2_{\text{max}} = 15$ gesetzt. Bei Spuren mit 5 Ebenen muß das χ^2 kleiner als 10 sein. (Für Spuren mit 4 Ebenen verschwindet das χ^2 .)

4.2.2.5. Die Vertex-Koordinaten



Gleichzeitig mit den Impulsen der Teilchen werden für jede Spurkombination die Koordinaten des Reaktionspunktes bestimmt. In Fig. 26 sind die Verteilungen für die Koordinate in Strahlrichtung (z-Koordinate) und quer zur Strahlrichtung (y-Koordinate) dargestellt. Die x-Koordinate (senkrecht nach oben) kann nicht rekonstruiert werden. Es wird angenommen, daß die Reaktion in der x-Projektion in der Mitte des Strahls stattfindet. Damit entspricht die Ortsauflösung in x-Richtung gerade der halben Strahlhöhe. Die Auflösungen für die y-Koordinaten ($\pm 2,5$ cm) und die z-Koordinate (± 19 cm) lassen sich aus der Abflachung der Flanken in den zugehörigen Verteilungen bestimmen. Die spätere "Analyse im realen Magnetfeld" verbessert diese Werte deutlich (s. Tabelle 4.4 und Fig. 27).

Da die Vertex-Koordinaten in dieser Analysestufe nicht ereignisdefinierend wirken sollen (wegen der geringeren Auflösung), sind die zugelassenen Bereiche von 2 m für die z-Koordinate (wirkliche Länge des Targets: 1 m) und 20 cm für die y-Koordinate (Strahlbreite: 3,5 cm) sehr breit gewählt.

| | Analyse im homogenen Magnetfeld | Analyse im realen Magnetfeld |
|---------------------------------------|------------------------------------|---------------------------------|
| z-Koordinate (in Strahlrichtung) | 19 cm | 5,5 cm |
| y-Koordinate (quer zum Strahl) | 2,5 cm | 1,0 cm |
| x-Koordinate (senkrecht nach oben) | 0,4 cm | 0,4 cm (halbe Strahlhöhe) |

Tabelle 4.4 Ortsauflösung am Target

4.2.3. Analyse im realen Magnetfeld

Die Homogenität des realen Magnetfeldes ist hauptsächlich an den Enden und in der Nähe der Magnetwände gestört. Das Feld wurde deshalb mit einer dreidimensionalen Hallprobe an 10^5 Punkten auf 0,1 % genau ausgemessen und registriert (BAR 77/2).

In dem Analyseprogramm dieser Stufe wird durch schrittweise numerische Integration die Teilchenspur durch das Magnetfeld zurückverfolgt und das Feldintegral entlang des Weges berechnet. Die Einzelheiten des Verfahrens sind in BAR 77/1 beschrieben.

Als Ergebnisse liegen am Ende vor: die Impulse von Elektron und Positron (alle Komponenten) und die Koordinaten des Reaktionspunktes (Vertex).

Die Rechnung dauert für eine Spur etwa 0,3 s. Daraus wird deutlich, wie sinnvoll es ist, erst etwa 80 % der Ereignisse durch die "Analyse im homogenen Magnetfeld" zu eliminieren, bevor man eine so zeitaufwendige Rechnung durchführt.

4.2.4. Berechnung der Interferenz

Bevor die Ereignisse, die diese Analysestufe erreichen, endgültig als korrelierte e^+e^- -Paare akzeptiert werden, müssen sie noch drei weitere Prüfungen überstehen:

1. Spuren, die die Magnetwände berühren, werden zurückgewiesen.
2. Die Häufigkeitsverteilungen für die Vertex-Koordinaten werden erstellt (Fig. 27 und 28) und die endgültigen Target-Schnitte entsprechend der Ortsauflösung (Tabelle 4.4) durchgeführt.
3. Bei denjenigen Ereignissen, denen mehr als eine Spurkombination verbleibt (nach Tabelle 4.3 sind das 14,6 % der Ereignisse), wird die Spurkombination mit dem kleinsten χ^2 ausgewählt und akzeptiert. Die restlichen Spurkombinationen dieser Ereignisse werden zurückgewiesen.

Alle Ereignisse, die die gesamte Analysekette überstanden haben, gelten als korrelierte e^+e^- -Paare. Für sie sind bisher bekannt: die Impulse von Elektron und Positron nach Betrag und Richtung, sowie die Koordinaten des Reaktionspunktes. Gemäß den in Kap. 2 hergeleiteten Formeln lassen sich dann berechnen: die invariante Masse des Paares, der Interferenzbeitrag, die Energie des produzierenden Photons und der Impulsübertrag des Photons auf das e^+e^- -Paar.

Kapitel 5 Konsistenz der Schnitte auf der Stufe der "Analyse im homogenen Magnetfeld"

Die Programme der regulären Auswertekette sind so konzipiert, daß die physikalischen Ergebnisse (im wesentlichen das Massen- und das Interferenzspektrum) möglichst schnell vorliegen. Die Folge ist, daß Ereignisse, sobald sie als korrelierte e^+e^- -Paare nicht mehr akzeptiert werden können, auch nicht weiter behandelt werden. Das jeweilige Programm nimmt sofort das nächste Ereignis und beginnt mit der Rechnung von vorn. Über die ausgeschiedenen Ereignisse ist also am Ende der Auswertekette wenig bekannt. Da diese Ereignisse aber mehr als 90 % der aufgenommenen Daten ausmachen, möchte man noch weitere Informationen über sie gewinnen.

Auf der Stufe der "Analyse im homogenen Magnetfeld" sollte die Wirksamkeit der Schnitte und damit das Schicksal der verworfenen Ereignisse untersucht werden. Dabei interessierten besonders zwei Fragen:

1. Wieviele Ereignisse fallen den einzelnen Schnitten zum Opfer?
2. Sind die Schnitte unabhängig voneinander?

Wie die Schnittfenster festgelegt werden, ist ein Problem der regulären Auswertekette und wurde im vorigen Kapitel behandelt. Für die Untersuchungen dieses Kapitels werden die Schnittfenster als gegeben und feststehend angenommen.

5.1. Die Effektivität der Schnitte

Mehr als 80 % der Ereignisse, die diese Stufe erreichen, werden durch die "Analyse im homogenen Magnetfeld" mittels verschiedener Schnitte eliminiert (s. Tabelle 4.1). Die Frage nach der Effektivität der Schnitte ist gleichbedeutend mit der Problemstellung: Welcher Schnitt scheidet welchen Anteil der Daten aus?

Auf den ersten Blick wäre eine einfache Lösung die Definition von Zählern für die einzelnen Schnittgrößen. Der Zähler wird um eins erhöht, wenn das Ereignis den Schnitt passiert hat. Man kann dann sehen, wieviele Ereignisse in der Analyse wie weit gekommen sind. Die gewonnenen Zahlen liefern aber nur sehr spezielle Aussagen, da sie stark von der Reihenfolge der Schnitte abhängen. Diese Abhängigkeit wird noch dadurch verstärkt, daß sich die wirksamsten Schnitte am Anfang des Programms befinden (um Rechenzeit zu sparen). Die Aussage über eine Größe, die erst am Ende des Programms geprüft wird, gilt nur für Ereignisse, die alle vorigen Schnitte als "gut" passiert haben.

Um zu allgemeinen Aussagen der Form "der Schnitt der Größe S eliminiert s % der Ereignisse" zu kommen, müssen also für jedes Ereignis alle Größen berechnet werden. Dann wird geprüft, ob die Werte innerhalb ("gut") oder außerhalb ("schlecht") der festgesetzten Schnittfenster liegen und die Zähler entsprechend erhöht. Zu diesem Zweck wurde ein zusätzliches Kontrollprogramm entwickelt, das durch einige Modifikationen aus dem Programm der "Analyse im homogenen Magnetfeld" hervorging. Die Programm-Struktur und die Rechnungsabläufe konnten beibehalten werden, auf eine graphische Ausgabe ("Plots") wurde aus Rechenzeit- und Speicherplatzgründen verzichtet. Die Ausgabe besteht daher im wesentlichen aus den in den Tabellen 5.2 und 5.3 enthaltenen Zahlen.

Bisher wurde nicht berücksichtigt, daß zu einem Ereignis mehrere rekonstruierte Spurkombinationen gehören können (von denen sich erst im Laufe der Analyse herausstellt, welche die "richtige" ist). Daraus ergibt sich eine Schwierigkeit bei der Bewertung, ob eine Größe für ein Ereignis "gut" oder "schlecht" ist, nämlich dann, wenn die Größe für eine Spurkombination des Ereignisses als "gut" und für eine andere als "schlecht" erkannt wird.

Dieses Bewertungsproblem ist nicht lösbar, es läßt sich aber umgehen, wenn man nicht Ereignisse, sondern jede Spurkombination für sich betrachtet.

5.1.1. Die Spurkombination als kleinste Untersuchungseinheit

Untersucht man statt der Ereignisse die Spurkombinationen, so muß gesichert sein, daß die statistisch zu ermittelnden Ergebnisse nicht oder nur gering von dieser Vertauschung abhängen. Das ist aber gewährleistet, wenn

1. die mittlere Zahl der Spurkombinationen pro Ereignis nahe bei eins liegt und
2. die Verlustwahrscheinlichkeit für Spurkombinationen genauso groß ist wie für Ereignisse.

5.1.2. Die Zahl der Spurkombinationen pro Ereignis

Für jeden Spektrometerarm sind pro Ereignis höchstens 10 Spuren zugelassen, insgesamt also maximal 100 Kombinationen. Solch hohe Zahlen treten praktisch nie auf. Wie aus Tabelle 5.1 hervorgeht, haben nur 0,7 % der Ereignisse mehr als 10 Spurkombinationen; der größte Teil der Ereignisse (87,3 %) hat nur eine oder zwei.

Der Mittelwert beträgt $1,71 \pm 0,01$ Kombinationen pro Ereignis und liegt damit dicht bei eins.

| Zahl der Spurkombinationen | Anzahl der Ereignisse | % |
|----------------------------|-----------------------|------|
| 1 | 86 724 | 66,1 |
| 2 | 25 448 | 21,7 |
| 3 | 5 292 | 4,0 |
| 4 | 5 653 | 4,3 |
| 5 | 775 | 0,6 |
| 6 bis 10 | 3 371 | 2,6 |
| mehr als 10 | 917 | 0,7 |

Tabelle 5.1 Spurkombinationen pro Ereignis vor der Analyse im homogenen Magnetfeld

5.1.3. Die Verlustwahrscheinlichkeit

Sei S eine der in Tabelle 5.2 aufgeführten Größen, deren Wertebereich durch Schnitte eingeschränkt ist. Für jedes Ereignis E definiere die Zahl $P(S,E)$ die Wahrscheinlichkeit, daß E den Schnitt der Größe S nicht übersteht.

$$P(S,E) = \frac{B(S,E)}{K(E)}$$

$B(S,E)$ Zahl der Spurkombinationen von E , die durch den Schnitt der Größe S eliminiert werden.

$K(E)$ Gesamtzahl der Spurkombinationen des Ereignisses E .

Die "mittlere Verlustwahrscheinlichkeit für Ereignisse" $P(S)$ ist dann:

$$P(S) = \frac{\sum_{\text{alle } E} P(S,E)}{\text{Zahl aller Ereignisse}}$$

Die Werte von $P(S)$ für die verschiedenen Schnitte zeigt Tabelle 5.2.

Die "mittlere Verlustwahrscheinlichkeit für Spurkombinationen" $Q(S)$ ist gegeben durch:

$$Q(S) = \frac{B(S)}{K}$$

$B(S) = \sum_{\text{alle } E} B(S,E)$ Zahl aller Spurkombinationen, die durch den Schnitt S ausgeschieden werden.

$K = \sum_{\text{alle } E} K(E)$ Gesamtzahl aller analysierten Spurkombinationen.

Die zweite Spalte in Tabelle 5.2 zeigt die Werte für $Q(S)$.

| Verlustwahrscheinlichkeiten durch | für Ereignisse P(S) % | für Spurkombinationen Q(S) % |
|-----------------------------------|-----------------------------|------------------------------------|
| Flugzeit-Schnitte (Einzelarm) | | |
| COL-C1L | 1,6 | 1,7 |
| COL-SHL | 12,7 | 13,5 |
| C1L-SHL | 12,3 | 13,1 |
| COR-C1R | 3,2 | 3,4 |
| COR-SHR | 11,2 | 12,1 |
| C1R-SHR | 13,7 | 14,6 |
| Flugzeit-Schnitte (links-rechts) | | |
| COL-COR | 60,1 | 61,0 |
| C1L-C1R | 56,7 | 57,5 |
| SHL-SHR | 58,9 | 60,2 |
| Schauerpulshöhen-Schnitte | | |
| SPHL | 61,8 | 63,4 |
| SPHR | 63,7 | 65,5 |
| Target-Schnitte | | |
| Y | 15,3 | 18,1 |
| Z | 13,1 | 15,6 |
| χ^2 -Schnitte der Spuren | | |
| CHIL | 20,9 | 27,5 |
| CHIR | 21,7 | 28,2 |

Tabelle 5.2 Verlustwahrscheinlichkeiten

Die Verlustwahrscheinlichkeiten liegen für Spurkombinationen insgesamt etwas höher als für Ereignisse. Das wird aber erwartet, denn die Analyse soll ja nicht nur die schlechten Ereignisse ausscheiden, sondern sie soll auch für gute Ereignisse die überzähligen Spurkombinationen erkennen und eliminieren (s. Kap. 4). Die Zahl der Spurkombinationen wird dann also stärker verringert

als die Zahl der Ereignisse. (Die "Analyse im homogenen Magnetfeld" reduziert die mittlere Zahl der Spurkombinationen pro Ereignis von 1,71 auf 1,24).

Man kann aber sagen, daß P(S) und Q(S) hinreichend gut übereinstimmen, um statt der Ereignisse die Spurkombinationen als Grundlage der statistischen Untersuchung zu nehmen.

Abschließend noch einige Bemerkungen zu den Ergebnissen aus Tabelle 5.2:

1. Erwartungsgemäß sind die ereignisdefinierenden Schnitte (Links-Rechts-Flugzeit und Schauerpulshöhe) am wirksamsten.
2. Die Target- und χ^2 -Schnitte sollen auf dieser Stufe der Analyse nur eine grobe Eingrenzung geben, um zu verhindern, daß besonders schlechte Spurkombinationen weiter an der Analyse teilnehmen. Daher ist auch die Wirksamkeit dieser Schnitte deutlich geringer.
3. Die Schnitte der Einzelarm-Flugzeiten haben nur einen schwachen Einfluß, da bereits in der vorigen Analysestufe für die Hodoskop-Flugzeiten Schnitte durchgeführt wurden und deshalb der größte Teil der Spuren mit schlechten Einzelarm-Flugzeiten die "Analyse im homogenen Magnetfeld" gar nicht erst erreicht.

5.2. Korrelationen der Schnitte

Die Untersuchung sollte nicht nur eine Aussage über die Häufigkeit, sondern auch über die Abhängigkeiten der Schnitte untereinander machen. Aus den bisher berechneten Verlustwahrscheinlichkeiten für die einzelnen Schnitte lassen sich keine Aussagen über Kombinationen von Schnitten entnehmen. Man möchte zum Beispiel wissen, wieviele Spurkombinationen sowohl die Flugzeit- als auch die Schauerpulshöhen-Schnitte überstehen. Dann läßt sich nämlich klären, ob diese wichtigen Schnitte gleichsinnig oder gegeneinander wirken. Da es aber bei maxi-

mal 30 zu prüfenden Größen 2^{30} Möglichkeiten gibt (jede Größe kann innerhalb oder außerhalb des zugelassenen Fensters liegen), ist es notwendig, Vereinfachungen einzuführen.

Die Schnitte lassen sich sinnvoll in vier Gruppen zusammenfassen:

1. Flugzeit-Schnitte (FLZ)
2. Schauerpulshöhen-Schnitte (SPH)
3. Target-Schnitte (TGT)
4. χ^2 -Schnitte (CHI)

Für eine Spurkombination bedeutet dann "FLZ gut", daß alle Flugzeiten innerhalb der Schnittfenster liegen, während bei "FLZ schlecht" mindestens eine Flugzeit außerhalb ihrer festgesetzten Grenzen liegt. Die Bedeutungen für die anderen Schnitte ergeben sich analog. Durch diese Gruppierung sind die Möglichkeiten auf 16 reduziert worden.

Die Zahl der Spurkombinationen, die auf die verschiedenen Klassen entfallen, sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Aus dieser Tabelle lassen sich alle gewünschten Informationen entnehmen.

| | FLZ | SPH | TGT | CHI | Anzahl der Spurkombinationen | % |
|----|-----|-----|-----|-----|------------------------------|-------|
| 1 | + | + | + | + | 27 165 | 12,16 |
| 2 | + | + | + | - | 8 644 | 3,87 |
| 3 | + | + | - | + | 278 | 0,12 |
| 4 | + | + | - | - | 132 | 0,06 |
| 5 | + | - | + | + | 11 325 | 5,07 |
| 6 | + | - | + | - | 10 547 | 4,72 |
| 7 | + | - | - | + | 2 903 | 1,30 |
| 8 | + | - | - | - | 3 570 | 1,60 |
| 9 | - | + | + | + | 5 863 | 2,62 |
| 10 | - | + | + | - | 2 311 | 1,03 |
| 11 | - | + | - | + | 292 | 0,13 |
| 12 | - | + | - | - | 169 | 0,08 |
| 13 | - | - | + | + | 50 272 | 22,49 |
| 14 | - | - | + | - | 53 788 | 24,06 |
| 15 | - | - | - | + | 19 022 | 8,51 |
| 16 | - | - | - | - | 27 207 | 12,17 |

"+" bedeutet "gut"

"-" bedeutet "schlecht"

Tabelle 5.3 Klassifizierung der Spurkombinationen

Dazu einige Beispiele:

1. Wieviele Spurkombinationen werden ausschließlich durch Flugzeit-Schnitte eliminiert?

Zeile 9 (FLZ schlecht, alle anderen gut) liefert das Ergebnis: 5 863, entsprechend 2,6 %.

2. Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit, daß eine Spurkombination sowohl die Target- als auch die χ^2 -Schnitte überlebt?

Man addiert die Zeilen mit "TGT gut" und "CHI gut", also Zeile 1 + 5 + 9 + 13; Ergebnis: 42 %.

3. Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit, daß eine Spurkombination mit guter Flugzeit auch eine gute Schauerpulshöhe liefert?
 Gute Flugzeit: Summe von Zeile 1 bis 8 ergibt 64567.
 Gute Flugzeit und gute Schauerpulshöhe: Summe von Zeile 1 bis 4 ergibt 36215.
 Ergebnis also: 56 %.

4. Die umgekehrte Fragestellung liefert ein größeres Ergebnis: 81 % der Spurkombinationen mit guter Schauerpulshöhe überstehen auch die Flugzeit-Schnitte.

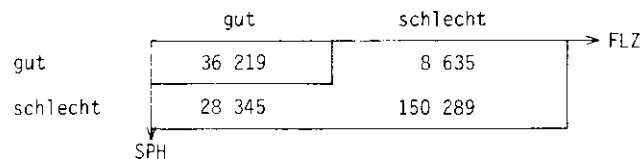
5.2.1. Die Korrelationsdiagramme

Entsprechend dem vorigen Abschnitt werden die Schnitte in vier Gruppen zusammengefaßt.

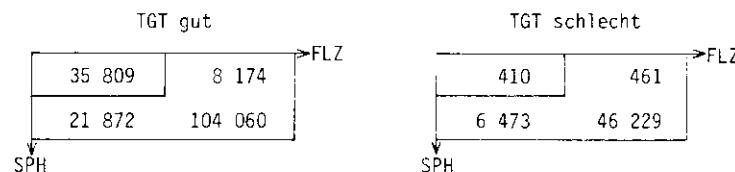
Um beispielsweise die gegenseitige Abhängigkeit der Gruppe Flugzeit-Schnitte (FLZ) und der Gruppe Schauerpulshöhen-Schnitte (SPH) zu untersuchen, muß man zunächst die Besetzungszahlen der vier möglichen Klassen von Spurkombinationen ermitteln.

| Bedingung | Anzahl der Spurkombinationen |
|-------------------------------|------------------------------|
| FLZ gut und SPH gut | 36 219 |
| FLZ gut und SPH schlecht | 28 345 |
| FLZ schlecht und SPH gut | 8 635 |
| FLZ schlecht und SPH schlecht | 150 289 |

Die (mit Hilfe von Tabelle 5.3 gewonnenen) Zahlen lassen sich in einem Diagramm übersichtlicher darstellen.



(Der umrandete Quadrant zeigt also die Zahl der Spurkombinationen, die sowohl alle Flugzeit-Schnitte als auch alle Schauerpulshöhen-Schnitte überstehen.) Betrachtet man FLZ und SPH als die "Variablen", so lassen sich die anderen Schnittgruppen als Parameter verwenden, zum Beispiel die Target-Schnitte. Aus dem einen Diagramm werden dann zwei:



Insgesamt gibt es 8 verschiedene Diagramme mit Parametern; sie sind in Tabelle 5.4a aufgeführt.

Bisher wurden nur die Korrelationsdiagramme für Flugzeit und Schauerpulshöhe ermittelt. Da die Schnitte in vier Gruppen eingeteilt wurden, sind "2 aus 4", also 6 Korrelationen zu untersuchen. Die Tabellen 5.4 a-f enthalten alle zugehörigen Diagramme für die verwendeten Daten (s. 4.2.).

5.2.2. Sind die Schnitte unabhängig?

Für zwei Zufallsereignisse A und B ("Ereignis" hier im Sinne der Wahrscheinlichkeitstheorie) ist die Wahrscheinlichkeit, daß beide zugleich eintreffen, gegeben durch:

$$W(A \text{ und } B) = W(A) W(B \text{ unter } A)$$

$W(B \text{ unter } A)$ ist die Wahrscheinlichkeit für B unter der Hypothese, daß A bereits eingetroffen ist.

A und B heißen unabhängig, wenn:

$$W(A \text{ und } B) = W(A) W(B)$$

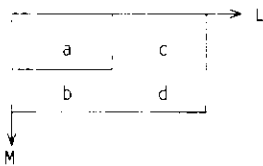
Das ist aber genau dann gewährleistet, wenn gilt:

$$W(B \text{ unter } A) = W(B)$$

Wendet man diese Definitionen auf das Korrelationsdiagramm zweier Schnitte L und M an, so führt das zu dem Ergebnis:

Die Schnitte L und M sind genau dann unabhängig, wenn die Determinante des Korrelationsdiagramms verschwindet.

Es muß also gelten: $ad - bc = 0$



a, b, c, d Besetzungszahlen

Für alle Schnittkombinationen ist der Wert der Determinante in Tabelle 5.5 aufgeführt.

| Kombination | Wert der Determinante $\cdot 10^{-9}$ |
|-------------|---------------------------------------|
| FLZ-SPH | 5,20 |
| TGT-SPH | 2,21 |
| CHI-SPH | 2,26 |
| FLZ-TGT | 1,92 |
| FLZ-CHI | 1,75 |
| TGT-CHI | 1,25 |

Tabelle 5.5 Die Determinanten der Korrelationsdiagramme

Man erkennt:

1. Die Determinanten sind alle von null verschieden, also sind die Schnitte nicht unabhängig.
2. Die Determinante ist stets größer als null, die Diagonalelemente a und d sind also überbesetzt. Folglich sind die Möglichkeiten "gut, gut" und "schlecht, schlecht" wahrscheinlicher als die gemischten Glieder. Die Schnitte unterstützen sich also gegenseitig.

5.2.3. Der Korrelationskoeffizient

Im vorigen Abschnitt konnte gezeigt werden, daß die Schnitte nicht unabhängig sind, sondern sich gegenseitig unterstützen. Ein Maß für die Abhängigkeit liefert der Korrelationskoeffizient.

5.2.3.1. Definition

Für eine Stichprobe von n Wertepaaren (X_i, Y_i) aus einer zweidimensionalen Zufallsverteilung $\{X, Y\}$ ist der Korrelationskoeffizient (KRE 68) definiert durch:

$$R = \frac{\sum X_j Y_j - \frac{1}{n} \sum X_j \sum Y_j}{\sqrt{[\sum X_j^2 - \frac{1}{n} (\sum X_j)^2] \cdot [\sum Y_j^2 - \frac{1}{n} (\sum Y_j)^2]}}$$

Für R gilt dann:

1. R liegt stets zwischen -1 und 1.
2. Sind X und Y unabhängig, so ist R = 0.
3. Ist R = 0, so nennt man X und Y unkorreliert.

Wählt man als zweidimensionale Zufallsverteilung eines der in Abschnitt 5.2.1.

beschriebenen Diagramme, so vereinfacht sich der Ausdruck zu:

(Herleitung im Anhang)

$$R = \frac{ad - bc}{(a+b)(c+d)(a+c)(b+d)}$$

| | |
|---|---|
| a | b |
| c | d |

a, b, c, d, Besetzungszahlen der Quadranten

Die Korrelationskoeffizienten sind in den Tabellen 5.4a-f unter den Diagrammen zu finden.

Die absoluten Fehler der Korrelationskoeffizienten sind kleiner als 0,005 mit Ausnahme der wenigen sehr gering besetzten Diagramme.

5.2.3.2. Ergebnisse

Alle Korrelationskoeffizienten sind größer als null, die Schnitte sind also positiv korreliert. Das bedeutet, die Schnitte unterstützen sich gegenseitig,

sie wirken gleichsinnig. Besonders beruhigend ist die Tatsache, daß die wirksamsten Schnitte (Schauerpulshöhe und Flugzeit) mit Abstand am stärksten korreliert sind. Unterteilt man die Ereignisse mit einem Schnitt als Parameter (z. B. CHI) in "gute" und "schlechte", so erwartet man, daß die FLZ-SPH-Korrelation für die "guten" größer und für die "schlechten" Ereignisse kleiner ist als für alle Ereignisse. Daß die Erwartung erfüllt wird, zeigen die erste und zweite Zeile von Tabelle 5.41. Für alle Ereignisse ist R = 0,57. Wählt man die Ereignisse mit gutem χ^2 aus, so steigt R auf R = 0,61, bei schlechtem χ^2 fällt R auf R = 0,47. Diese Überlegung läßt sich fortsetzen auf eine weitere Parametrisierung nach dem Target-Schnitt. Wählt man die Ereignisse mit gutem χ^2 aus (R = 0,61), so steigt der Korrelationskoeffizient für "TGT gut" (R = 0,62) und fällt für "TGT schlecht" (R = 0,16). Insgesamt ergeben sich 12 Relationen, die für den Fall der FLZ-SPH-Korrelation alle erfüllt sind.

Für die anderen fünf Korrelationen sind nicht immer alle 12 Relationen erfüllt. Das ist aber auch nicht zu erwarten, da zumindest einer der Korrelationspartner TGT oder CHI ist. Die Target- und χ^2 -Schnitte sollten aber nach der Konzeption des Analyseprogramms dieser Stufe nicht ereignisdefinierend sein (s. 5.1.3.), sondern nur eine grobe Einschränkung liefern. Die Absichten des Programms der "Analyse im homogenen Magnetfeld" werden also durch die Ergebnisse der Korrelationsuntersuchungen bestätigt.

Korrelation Schauerpulshöhe - Flugzeit

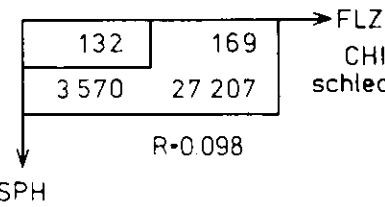
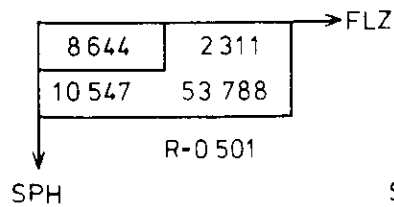
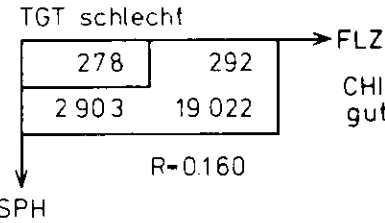
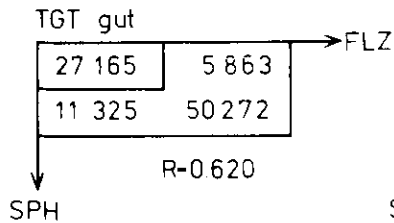
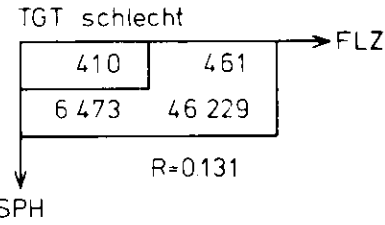
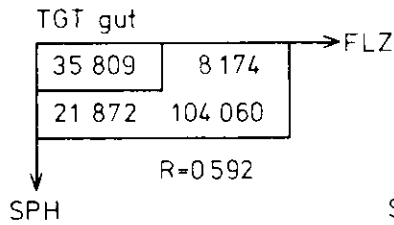
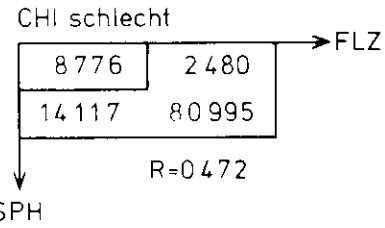
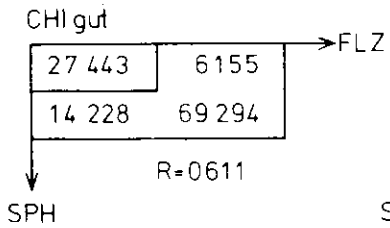
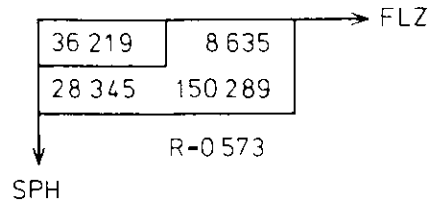


Tabelle 5.4 a

Korrelation Schauerpulshöhe - Target

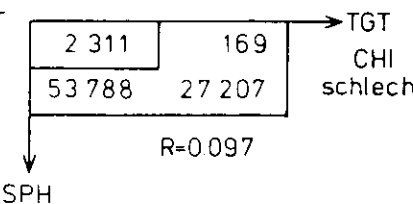
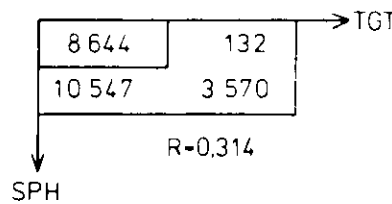
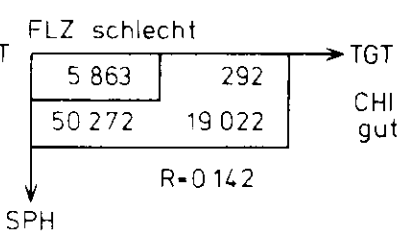
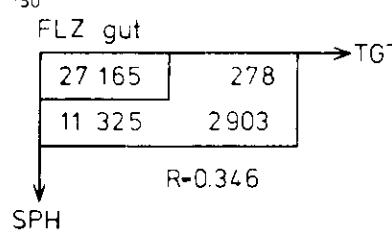
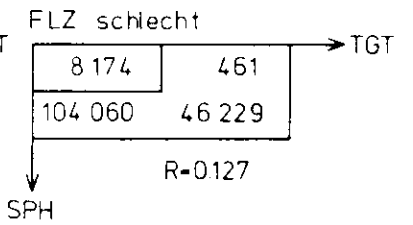
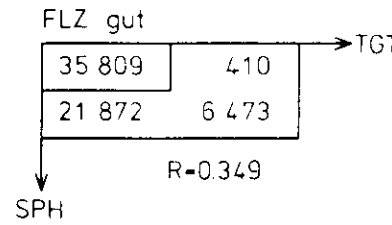
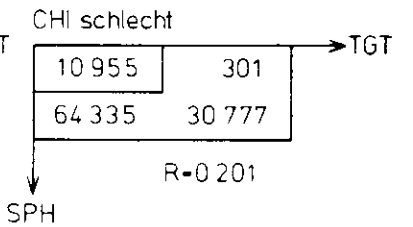
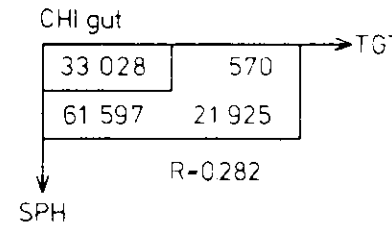
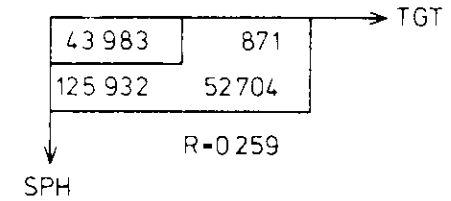
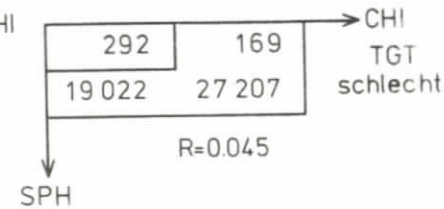
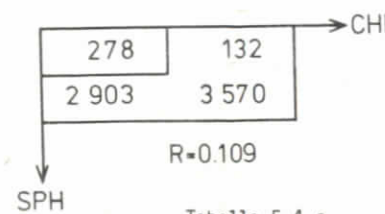
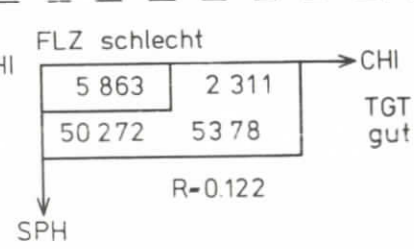
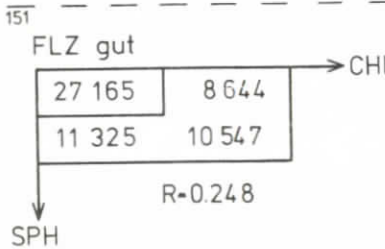
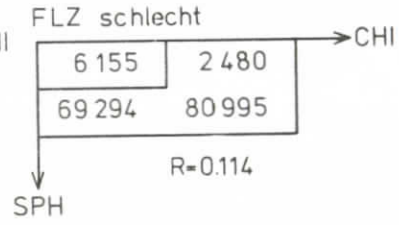
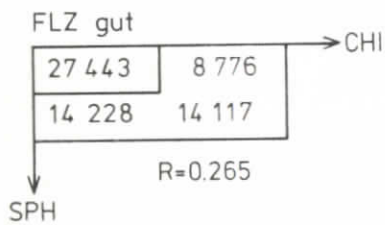
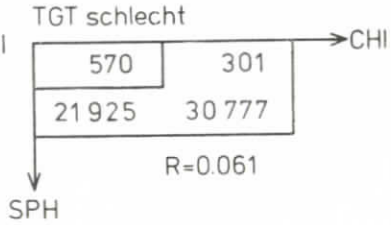
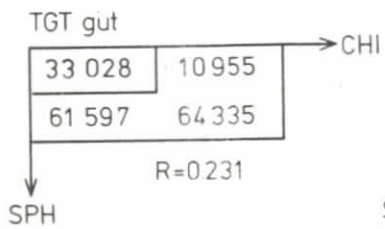
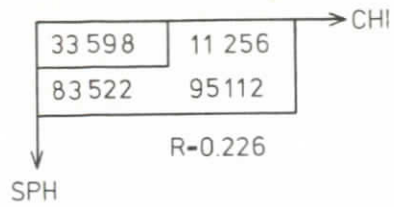


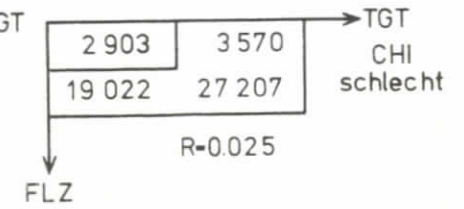
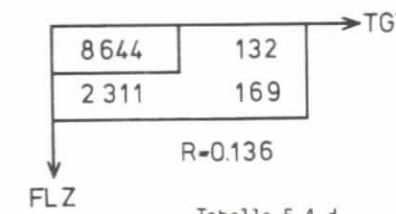
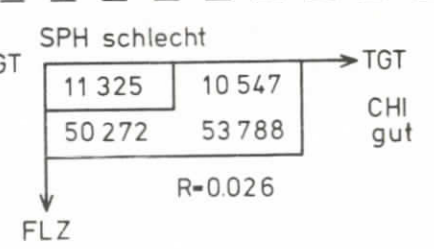
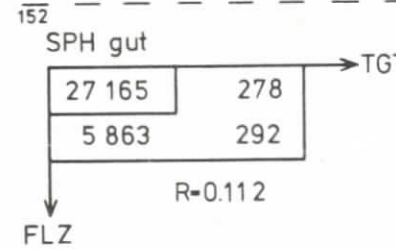
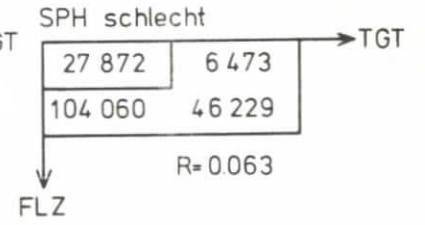
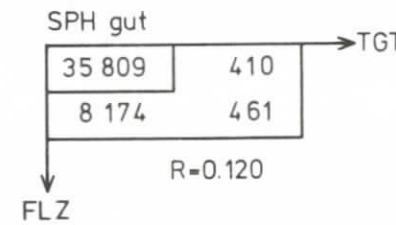
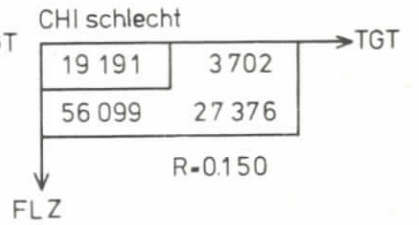
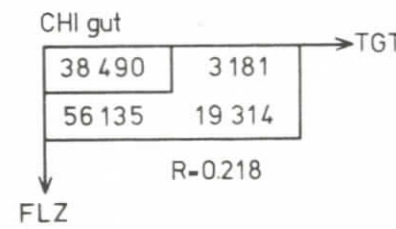
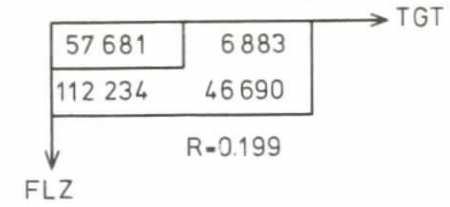
Tabelle 5.4 b

Korrelation Schauerpulshöhe - χ^2



Tabellle 5.4 c

Korrelation Flugzeit-Target



Tabellle 5.4 d

Korrelation Flugzeit- χ^2

| | | |
|--------|--------|-------|
| 41 671 | 22 893 | → CHI |
| 75 449 | 83 475 | |
| | | ↓ FLZ |

R=0.155

TGT gut

| | | |
|--------|--------|-------|
| 38 490 | 19 191 | → CHI |
| 56 135 | 56 099 | |
| | | ↓ FLZ |

R=0.159

TGT schlecht

| | | |
|--------|--------|-------|
| 3 181 | 3 702 | → CHI |
| 19 314 | 27 376 | |
| | | ↓ FLZ |

R=0.033

SPH gut

| | | |
|--------|-------|-------|
| 27 443 | 8 776 | → CHI |
| 6 155 | 2 480 | |
| | | ↓ FLZ |

R=0.0041

SPH schlecht

| | | |
|--------|--------|-------|
| 14 228 | 14 117 | → CHI |
| 69 294 | 80 995 | |
| | | ↓ FLZ |

R=0.0030

153

SPH gut

| | | |
|--------|-------|-------|
| 27 165 | 8 644 | → CHI |
| 5 863 | 2 311 | |
| | | ↓ FLZ |

R=0.0037

SPH schlecht

| | | |
|--------|--------|-------|
| 11 325 | 10 547 | → CHI |
| 50 272 | 53 788 | |
| | | ↓ FLZ |

R=0.0026

TGT gut

| | | |
|-----|-----|-------|
| 278 | 132 | → CHI |
| 292 | 169 | |
| | | ↓ FLZ |

R=0.0047

| | | |
|--------|--------|-------|
| 2 903 | 3 570 | → CHI |
| 19 022 | 27 207 | |
| | | ↓ FLZ |

R=0.0025

TGT schlecht

Tabelle 5.4 e

Korrelation Target- χ^2

| | | |
|--------|--------|-------|
| 94 625 | 75 290 | → CHI |
| 22 495 | 31 078 | |
| | | ↓ TGT |

R=0.117

SPH gut

| | | |
|--------|--------|-------|
| 33 028 | 10 955 | → CHI |
| 570 | 301 | |
| | | ↓ TGT |

R=0.0031

SPH schlecht

| | | |
|--------|--------|-------|
| 61 597 | 64 335 | → CHI |
| 21 925 | 30 777 | |
| | | ↓ TGT |

R=0.0067

FLZ gut

| | | |
|--------|--------|-------|
| 38 490 | 19 191 | → CHI |
| 3 181 | 3 702 | |
| | | ↓ TGT |

R=0.132

FLZ schlecht

| | | |
|--------|--------|-------|
| 56 135 | 56 099 | → CHI |
| 19 314 | 27 376 | |
| | | ↓ TGT |

R=0.079

149

FLZ gut

| | | |
|--------|-------|-------|
| 27 165 | 8 644 | → CHI |
| 278 | 132 | |
| | | ↓ TGT |

R=0.0020

FLZ schlecht

| | | |
|-------|-------|-------|
| 5 863 | 2 311 | → CHI |
| 292 | 169 | |
| | | ↓ TGT |

R=0.0042

SPH gut

| | | |
|--------|--------|-------|
| 11 325 | 10 547 | → CHI |
| 2 903 | 3 570 | |
| | | ↓ TGT |

R=0.0058

| | | |
|--------|--------|-------|
| 50 272 | 53 588 | → CHI |
| 19 022 | 27 207 | |
| | | ↓ TGT |

R=0.0066

SPH schlecht

Tabelle 5.4 f

Kapitel 6 Ergebnisse der Messungen

Zum Abschluß dieser Arbeit sollen noch einige Ergebnisse dieses Experiments erläutert werden. U. a. wurde eine neue resonanzartige Struktur bei einer Masse von $1100 \text{ MeV}/c^2$ gefunden.

6.1. Zählrate und Interferenzsignal einer Resonanz

Das Quadrat der totalen Amplitude A_T für die Reaktion $\gamma p \rightarrow e^+ e^- p$ ist gegeben durch (s. 2.2.2.):

$$A_T^2 = A_{BH}^2 + A_C^2 + 2 A_{BH} \text{Re}(A_C)$$

Dabei ist für die Compton-Amplitude

$$A_C = \sum_V A_V$$

die Summation über alle auftretenden Vektormesonen V auszuführen. Nach dem Vektormeson-Dominanz-Modell lassen sich die Amplituden A_V für die verschiedenen Vektormesonen parametrisieren durch (BAR 77/3):

$$A_V = \frac{m_V^2}{m^2} \frac{i \cdot e^{i\phi_V}}{m_V^2 - m^2 - i m_V \Gamma_V} \sqrt{\frac{d\sigma_V}{dt} \cdot \frac{4\pi}{\gamma_V^2}} \quad (6.1)$$

$$\frac{d\sigma_V}{dt} = \frac{ds}{d\Omega} (\gamma p \rightarrow V p)_{t=0} \cdot e^{b_V t} \quad (6.2)$$

Dabei ist:

- m_V die Masse des Vektormesons
- Γ_V die Breite des Vektormesons
- $\gamma_V^2/4\pi$ die Vektormeson-Photon-Kopplungskonstante
- ϕ_V die Phase relativ zum rein diffraktiven Prozeß

- m die invariante Masse (s. Kap. 2)
- t der Impulsübertrag (s. Kap. 2)
- ϕ_V beschreibt den Abfall des Wirkungsquerschnitts mit steigendem $|t|$. (t ist negativ!)

Die Phase ϕ_V wird bestimmt durch das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Amplitude A_V . Ist $\phi_V = 0$, so ist die Amplitude rein imaginär und beschreibt damit einen diffraktiven Prozeß (s. 1.1). Die Phase ist also ein Maß für die Abweichung vom rein diffraktiven Verhalten.

Das Verzweigungsverhältnis $BR(V \rightarrow e^+ e^-)$ für den Zerfall des Vektormesons in ein $e^+ e^-$ -Paar ist gegeben durch (BAR 77/2):

$$BR(V \rightarrow e^+ e^-) = (s^2/12) (4/\gamma_V^2) (m_V/\Gamma_V) \quad (6.3)$$

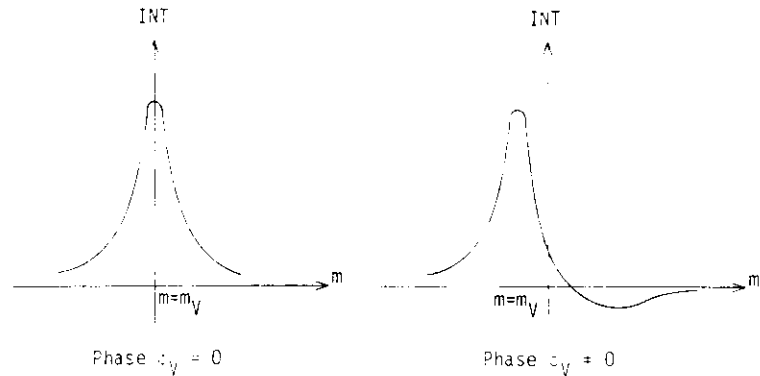
Für den Compton-Anteil N_C der Zählrate gilt dann durch Gl. 6.1 und Gl. 6.3 nach Integration über die invariante Masse m :

$$N_C = |A_V|^2 \approx \frac{ds}{d\Omega} (\gamma p \rightarrow \gamma p) \cdot BR(V \rightarrow e^+ e^-) \quad (6.4)$$

Das Interferenzsignal INT hängt zusätzlich noch von der Breite Γ_V und der Phase ϕ_V der Resonanz ab:

$$INT = 2 A_{BH} \cdot \text{Re}(A_V) = \sqrt{N_C} \cdot \sqrt{\Gamma_V} \cdot \cos\phi_V \quad (6.5)$$

Ist $\phi_V = 0$, so besteht das Interferenzspektrum aus einer symmetrischen Verteilung. Bei Abweichung vom diffraktiven Verhalten ($\phi_V \neq 0$) verschiebt sich das Maximum der Verteilung nach links (zu kleineren Massen), und rechts entsteht ein negativer Ausläufer (BAR 77/1).



Deutlich zu erkennen ist dieses Verhalten in Fig. 32 für das $\phi(1020)$ mit einer Phase von etwa $3,5^\circ$ (BAR 77/3). Aus Gl. 6.5 geht hervor, daß das Interferenzsignal vom Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Breite abhängt. Eine starke und schmale Resonanz kann also das gleiche Interferenzsignal liefern wie eine schwache und breite Resonanz. Zeigt sich die Struktur nur im Interferenzspektrum, so liefert das Massenspektrum durch Gl. 6.4 eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt und damit durch Gl. 6.5 eine untere Grenze für die Breite der Resonanz.

6.2. Resonanzartige Strukturen oberhalb des $\phi(1020)$

Die Untersuchungen dieses Abschnitts erstrecken sich auf den in 4.2 genauer gekennzeichneten Datensatz.

In Fig. 32 ist der Anteil der Vektormesonen ρ^0 , ω und ϕ am Interferenzspektrum dargestellt. Die gemessene Verteilung zeigt dagegen (oberhalb der Masse des ϕ von $1019 \text{ MeV}/c^2$) einen deutlichen Überschuß. Im Massenspektrum (Fig. 31) sind in diesem Bereich keine signifikanten Abweichungen gegenüber der Verteilung für Bethe-Heitler-Paarproduktion plus Photoproduktion von ρ^0 , ω und ϕ zu erkennen.

Wie in 6.1 erläutert wurde, liefert das Massenspektrum für Strukturen, die nur im Interferenz- aber nicht im Massenspektrum zu sehen sind, nur eine obere Grenze für die Breite der Resonanz. Bezieht man das Massenspektrum in die Anpassungsrechnungen mit ein, so wird also nur die Zahl der Freiheitsgrade erhöht, während sich das χ^2 kaum ändert. Damit wird das Verhältnis $\chi^2/\text{Zahl der Freiheitsgrade}$ künstlich verbessert. Um das zu vermeiden, beschränken sich die folgenden Fits auf das Interferenzspektrum.

Um Einflüsse von den höheren Massen auszuschalten, wurde zunächst eine Struktur bei $1500 \text{ MeV}/c^2$ angenommen. Tabelle 6.1 zeigt das Ergebnis. Die Überhöhungen bei $1360 \text{ MeV}/c^2$ und $1250 \text{ MeV}/c^2$ konnten anschließend in einer Rechnung gefittet werden. Die Phasen wurden dabei entsprechend den in BAR 77/2 und BAR 77/3 ermittelten Werten festgehalten. Dadurch vereinfachten sich die Rechnungen erheblich. In der letzten Stufe konnte nun der Fit für die resonanzartige Struktur bei $1100 \text{ MeV}/c^2$ durchgeführt werden. Dabei wurde die Phase auf 4° (BAR 77/3) festgehalten. Die Rechnung ergab eine Masse von $1097 \text{ MeV}/c^2$ bei einer Breite von $27 \text{ MeV}/c^2$. Die vollständigen Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 und Fig. 33 zu finden. Die Resonanz bei $1268 \text{ MeV}/c^2$ kann dabei mit dem erwarteten $\rho'(1250)$ identifiziert werden.

6.3. Berücksichtigung aller Daten

Die bisherigen Untersuchungen beschränkten sich auf einen Datensatz von 20 000 e^+e^- -Paaren, der bei einem Spektrometerwinkel von 13° aufgenommen wurde (s. 4.2). Im Verlauf des Experiments wurden weitere Daten bei 13° , 15° und 16° genommen, so daß zur Analyse des $\rho'(1250)$ und der Resonanz bei $1100 \text{ MeV}/c^2$ insgesamt etwa 40 000 e^+e^- -Ereignisse zur Verfügung stehen. Die Ergebnisse in Tabelle 6.2 sind BAR 77/3 entnommen. Ein Vergleich der Parameter aus Tabelle 6.1 und Tabelle 6.2 liefert gute Übereinstimmung und zeigt damit die Konsistenz des untersuchten Datensatzes mit den Gesamtdaten.

Tabelle 6.1: Resultate der Resonanzanpassung

| Struktur | 1100 | 1250 | 1360 | 1500 |
|--|---------------|--------------|--------------|------------------------|
| Masse [MeV] | 1097 ± 18 | 1268 ± 9 | 1366 ± 7 | 1497 ± 10 |
| Breite [MeV] | 27 ± 19 | 106 ± 25 | 55 ± 20 | 129 ± 28 |
| Phase | 4°_x | 28°_x | 0°_x | $15^\circ \pm 8^\circ$ |
| $\frac{dG}{dt} _{t=0}$ [pb GeV ⁻²] | 6 ± 3 | 40 ± 10 | 23 ± 8 | 75 ± 17 |
| χ^2/NDF | 6.5/4 | 12/16 | | 6.5/8 |

_x festgehalten im Fit

Tabelle 6.2: Parameter der Resonanzen (alle Daten)

| Struktur | 1100 | $\rho'(1250)$ |
|--|-----------------------------------|------------------------|
| Masse [MeV] | 1097^{+16}_{-19} | 1266 ± 5 |
| Breite [MeV] | 31^{+24}_{-20} | 110 ± 35 |
| Phase | $4^\circ^{+36^\circ}_{-42^\circ}$ | $28^\circ \pm 8^\circ$ |
| $\frac{dG}{dt} \cdot \text{B.R.}$ [pb/GeV ²] | $14^{+9.0}_{-3.8}$ | 41^{+24}_{-19} |
| χ^2/NDF | 11/11 | 34.5/43 |

170 b

NDF: Zahl der Freiheitsgrade

A N H A N G

Herleitung des Korrelationskoeffizienten

Seien X und Y die Randverteilungen der zweidimensionalen Zufallsverteilung (X, Y) . Für eine Stichprobe von n Wertepaaren (X_i, Y_i) sind die Mittelwerte \bar{X} und \bar{Y} gegeben durch:

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i \quad (1)$$

$$\bar{Y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n Y_i$$

Die Varianzen sind definiert als:

$$S_1^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2 \quad (2)$$

$$S_2^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (Y_i - \bar{Y})^2$$

Nach KRE 68 nennt man

$$S_{XY} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y}) \quad (3)$$

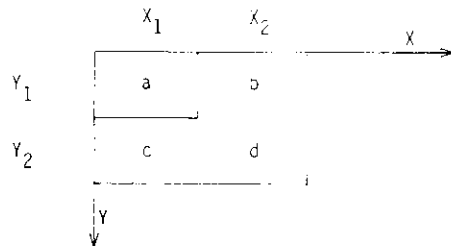
die Kovarianz der Stichprobe und

$$R = \frac{S_{XY}}{S_1 S_2} \quad (4)$$

wird als Korrelationskoeffizient bezeichnet.

Der Korrelationskoeffizient für eines der in 5.2.1. beschriebenen Diagramme läßt sich einfach berechnen, wenn man beachtet, daß sowohl X als auch Y nur

zwei Werte annehmen können.



Da das Problem symmetrisch bezüglich der Vertauschung von X und Y ist, muß

$X_1 = Y_1$ und $X_2 = Y_2$ gelten. Zur Vereinfachung wird

$$p = X_1 = Y_1$$

$$q = X_2 = Y_2$$

$$S = a + b + c + d$$

gesetzt. Natürlich hängen dann die Mittelwerte, die Varianzen und auch die Kovarianz von p und q ab. Aber der Korrelationskoeffizient ist (wie sich am Ende der Rechnung herausstellen wird) unabhängig von p und q; er ist allein gegeben durch die Werte von a, b, c und d. Die Mittelwerte lassen sich durch Gl. 1 berechnen:

$$\bar{x} = \frac{(a + c) p + (b + d) q}{S}$$

$$\bar{y} = \frac{(a + b) p + (c + d) q}{S}$$

Für die Varianzen ergibt sich aus Gl. 2:

$$S_1^2 = \frac{(a + c)(b + d)(p - q)^2}{(n - 1) \cdot S}$$

$$S_2^2 = \frac{(a + b)(c + d)(p - q)^2}{(n - 1) \cdot S}$$

und für die Kovarianz aus Gl. 3:

$$S_{XY} = \frac{(ad - bc)(p - q)^2}{(n - 1) \cdot S}$$

Der Korrelationskoeffizient läßt sich dann durch den Ausdruck

$$R = \frac{ad - bc}{(a + b)(c + d)(a + c)(b + d)}$$

darstellen. Man sieht daran:

1. R ist unabhängig von den Werten für p und q.
2. R ist unabhängig von der Normierung S.

Literaturverzeichnis

- BAR 77/1 S. Bartalucci, Tesi di Laurea in Fisica, Pisa 1977
- BAR 77/2 S. Bartalucci, S. Bertolucci, C. Bradaschia, M. Fiori, D. Fong, T. McCorrison, P. Giromini, S. Guiducci, C. Rippich, M. Rohde, A. Sermoneta, L. Trassati, *Il Nuovo Cimento*, Vol. 39A, N.3, 1977
- BAR 77/3 S. Bartalucci, S. Bertolucci, J.K. Bienlein, M. Fiori, P. Giromini, R. Laudan, E. Metz, C. Rippich, A. Sermoneta, DESY-Report 77/56, 77/59, 77/60, August 1977
- FRA 74 H. Frauenfelder, E. Henley, *Subatomic Physics*, Englewood Cliffs 1974
- JOO 67 H. Joos, *Acta Physica Austriaca*, Suppl. IV, 1967
- KRE 68 E. Kreyszig, *Statistische Methoden und ihre Anwendungen*, Göttingen 1968
- LEI 77 D.W.G.S. Leith, SLAC-PUB-1878, Januar 1977
- MES 73 A. Messiah, *Quantum Mechanics*, Vol. II, 7. Auflage, Amsterdam 1973
- MES 74 A. Messiah, *Quantum Mechanics*, Vol. I, 8. Auflage, Amsterdam 1974
- PDG 76 Particle Data Group, *Rev. Mod. Phys.*, Vol 48, No. 2, Part 2, 1976
- PER 72 D. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Reading 1972
- SCH 69 D. Schildknecht, *Z. Physik* 229, 278 - 298, 1969

Verzeichnis der Abbildungen

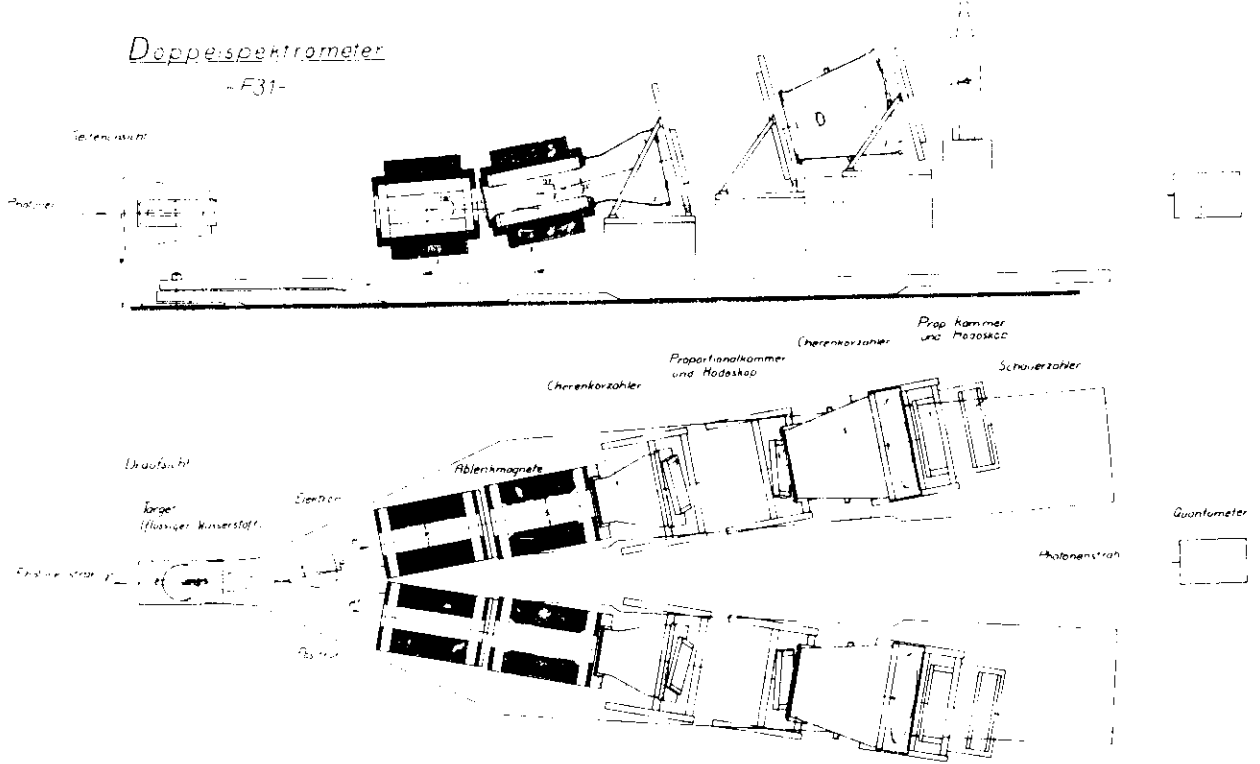
- Fig. 1 Das Spektrometer in perspektivischer Ansicht.
- Fig. 2 Das Spektrometer (Seitenansicht und Draufsicht).
- Fig. 3 Geometrische Anordnung der Hodoskop- und Drahtkammer-Ebenen.
- Fig. 4 Impulsakzeptanz des Spektrometers.
- Fig. 5 Massenakzeptanz des Spektrometers.
- Fig. 6 Der Trigger.
- Fig. 7 ADC-Spektren.
- Fig. 8 TDC-Spektren.
- Fig. 9 Drahtmultiplizitäten in den Proportionalkammern.
- Fig. 10 Populationen der Hodoskop-Elemente.
- Fig. 11 Elementmultiplizitäten in den Hodoskop-Ebenen.
- Fig. 12 Schaltnetz zur Messung der Koinzidenzzählraten.
- Fig. 13 Impulsverteilung im linken Arm:
a) homogenes Magnetfeld
b) reales Magnetfeld.
- Fig. 14 Impulsverteilung im rechten Arm:
a) homogenes Magnetfeld
b) reales Magnetfeld.
- Fig. 15 Flugzeitverteilung zwischen hinterem Cerenkovzähler und Schauerzähler
a) linker Arm
b) rechter Arm.

- Fig. 16 Flugzeitverteilung zwischen den beiden Cerenkovzählern
 a) linker Arm b) rechter Arm
- Fig. 17 Flugzeitdifferenz der vorderen Cerenkovzähler (ohne -)
- Fig. 18 Flugzeitdifferenz der vorderen Cerenkovzähler (mit endgültigen Schauerpulshöhen-Schnitten).
- Fig. 19 Schauerpulshöhe gegen Teilchenimpuls (linker Arm).
- Fig. 20 Schauerpulshöhe gegen Teilchenimpuls (rechter Arm).
- Fig. 21 Verteilung der normierten Schauerpulshöhe im linken Arm
 a) mit Schnitt für den rechten Arm
 b) ohne Schnitt für den rechten Arm.
- Fig. 22 Verteilung der normierten Schauerpulshöhe im rechten Arm
 a) mit Schnitt für den linken Arm
 b) ohne Schnitt für den linken Arm.
- Fig. 23 Schauerpulshöhe im linken Arm gegen Schauerpulshöhe im rechten Arm.
- Fig. 24 Schauerpulshöhe im linken Arm gegen Schauerpulshöhe im rechten Arm (perspektivische Ansicht).
- Fig. 25 Verteilung des χ^2 der rekonstruierten Spuren (im linken Arm).
- Fig. 26 Vertexverteilung im Target (homogenes Magnetfeld)
 a) längs der Strahlachse
 b) quer zur Strahlachse.
- Fig. 27 Vertexverteilung im Target (reales Magnetfeld)
 a) längs der Strahlachse
 b) quer zur Strahlachse.
- Fig. 28 Vertexverteilung im Target.

- Fig. 29 Massenspektrum (13^0 -Daten).
- Fig. 30 Interferenzspektrum (13^0 -Daten).
- Fig. 31 Massenspektrum mit n^0 - ω - τ -Anteil.
- Fig. 32 Interferenzspektrum mit n^0 - ω - τ -Anteil.
- Fig. 33 Interferenzspektrum: Ergebnisse der Fits.

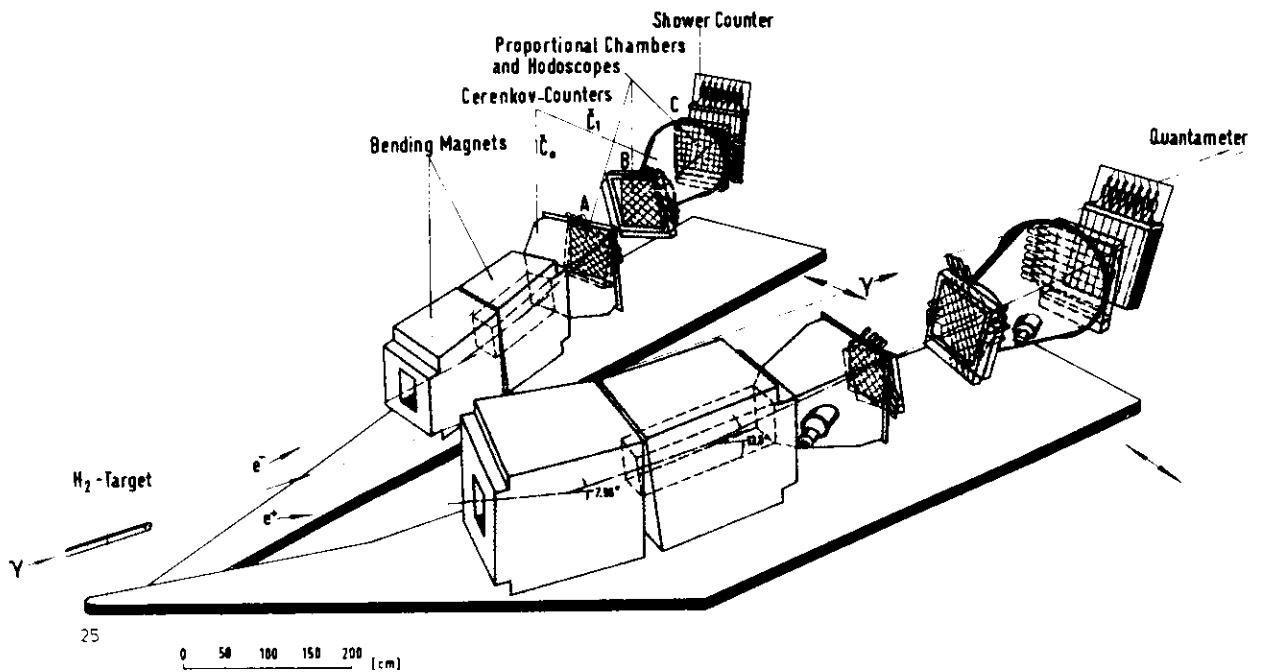
Fig 2

Doppelspektrometer
- F31 -



74

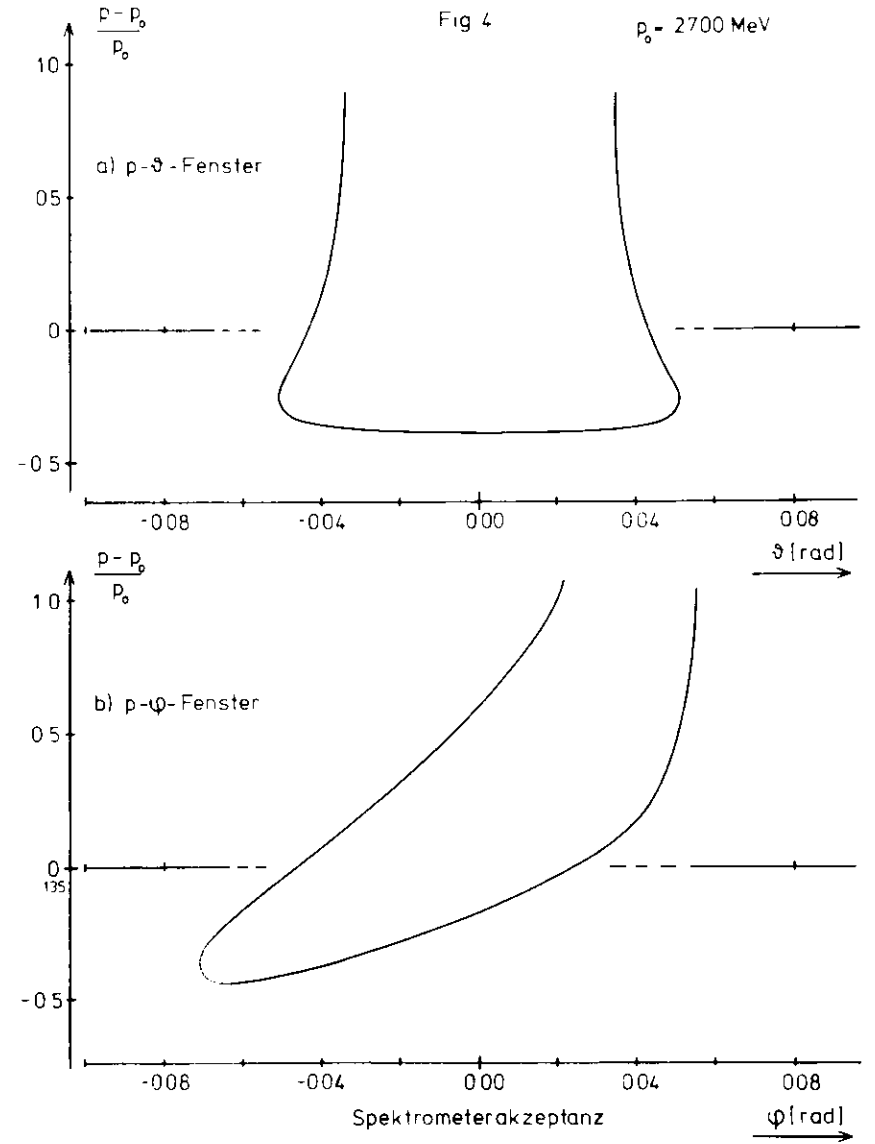
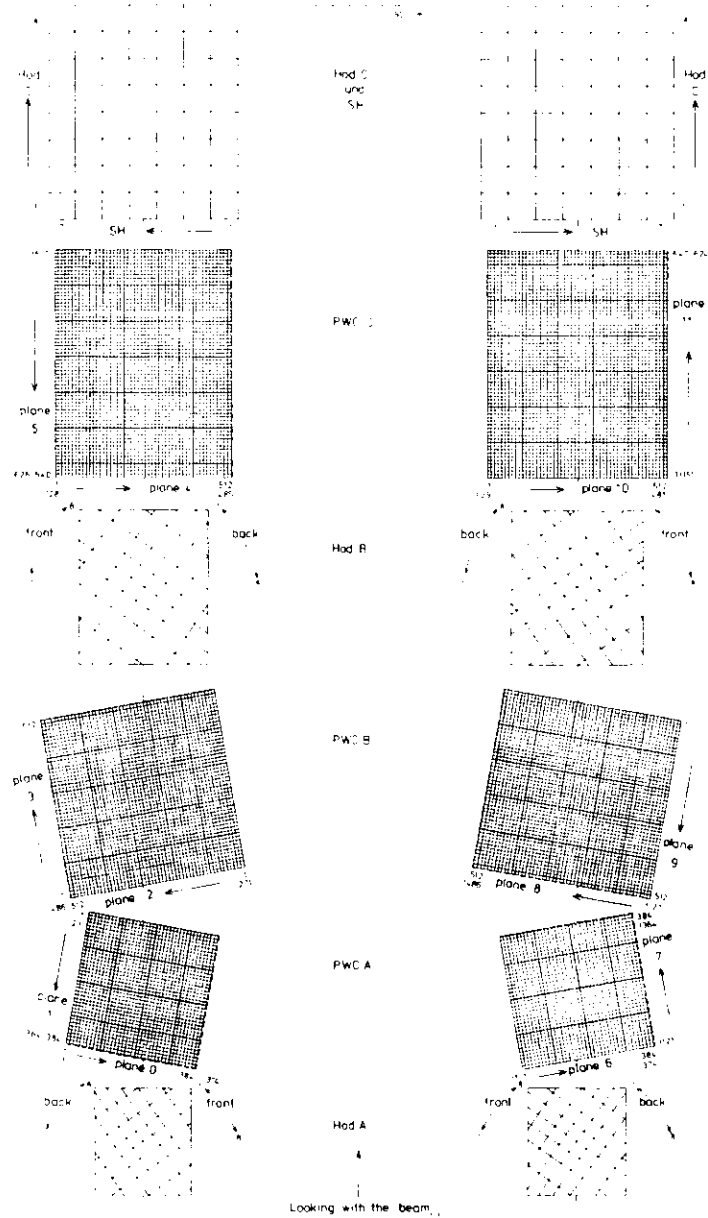
Fig 1



PAIR SPECTROMETER

73

Geometrische Anordnung der Hadroskopi- und Drachtkammer-Ebenen



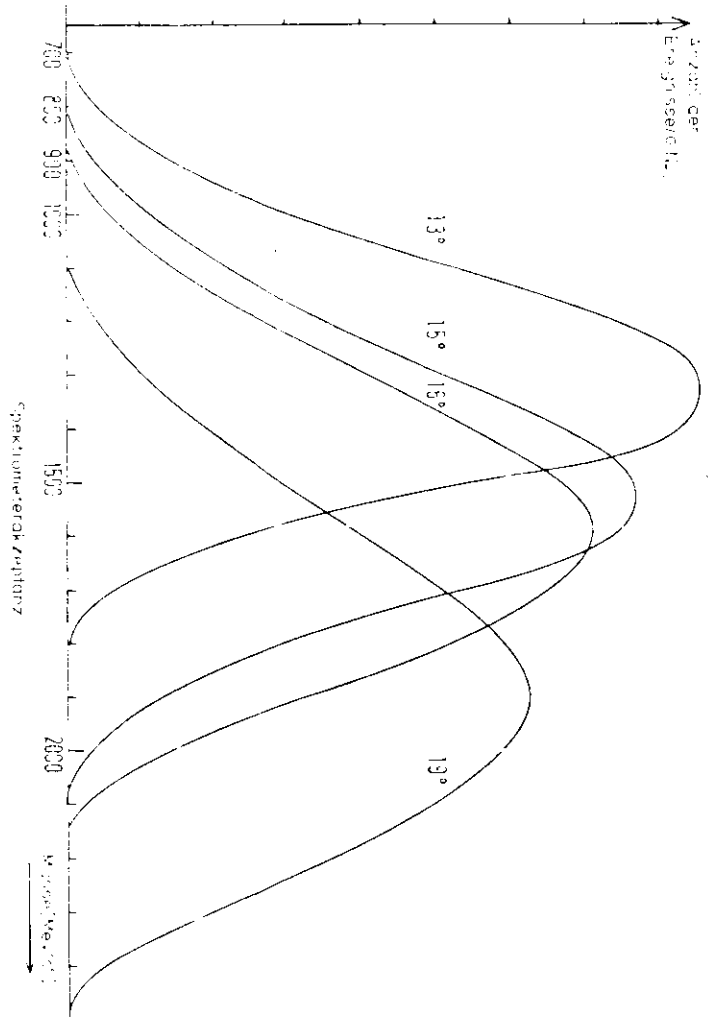
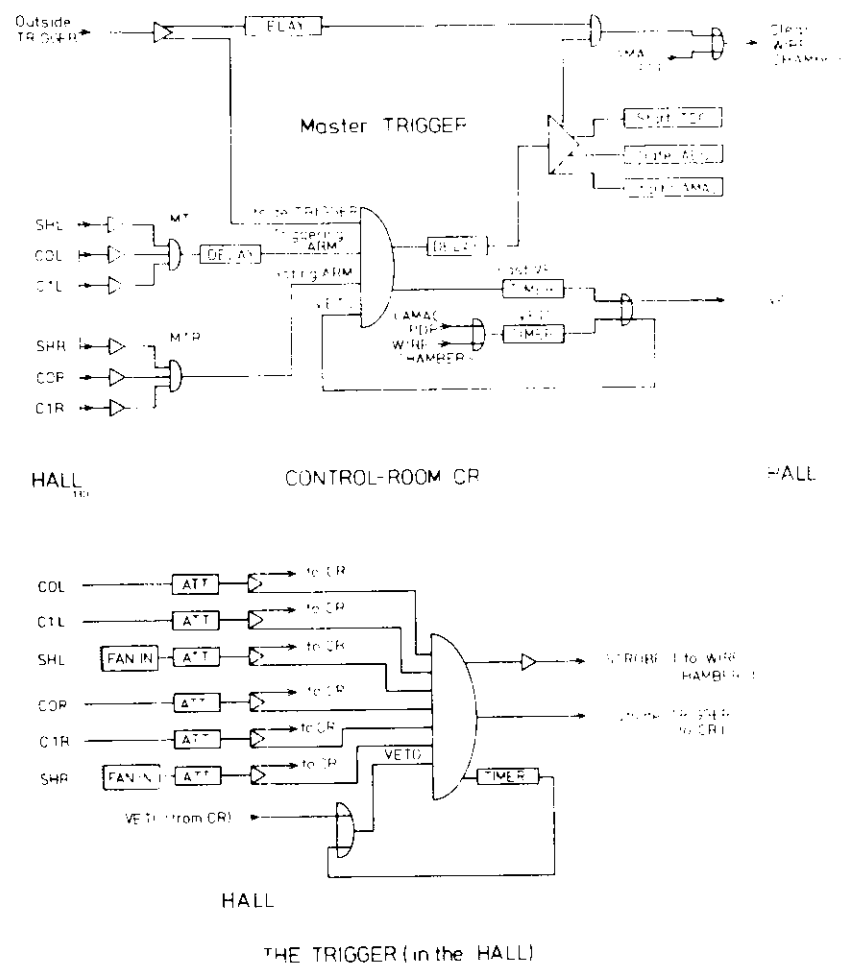


Fig 5

Fig 6



THE TRIGGER (in the HALL)

Fig 7

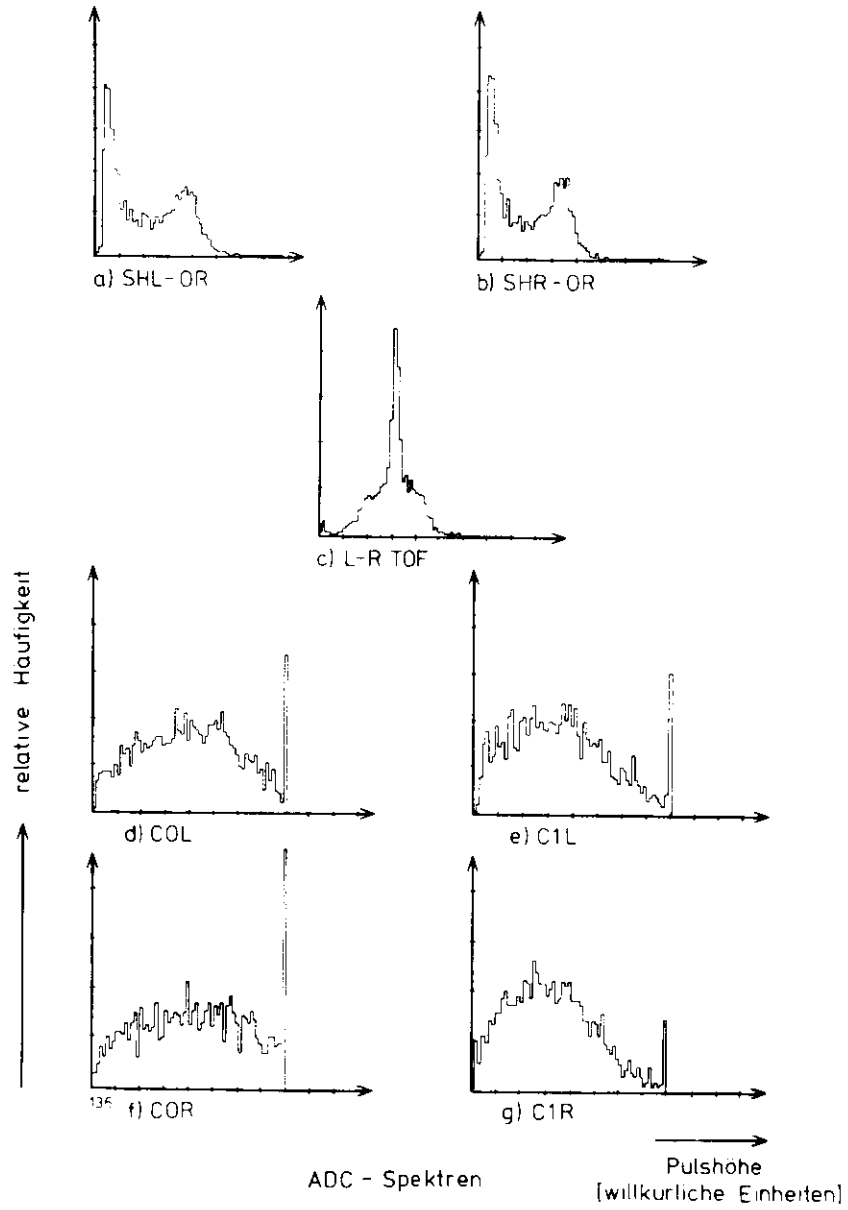


Fig 8

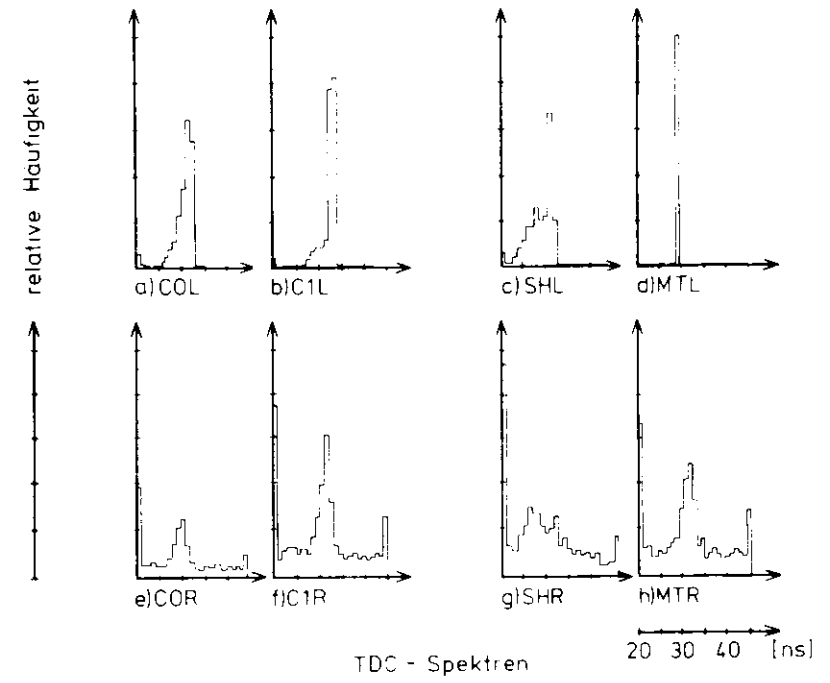


Fig 9

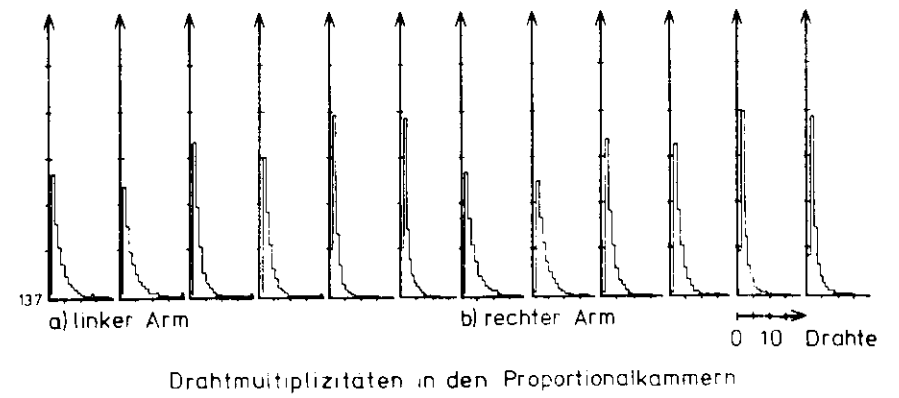


Fig. 12

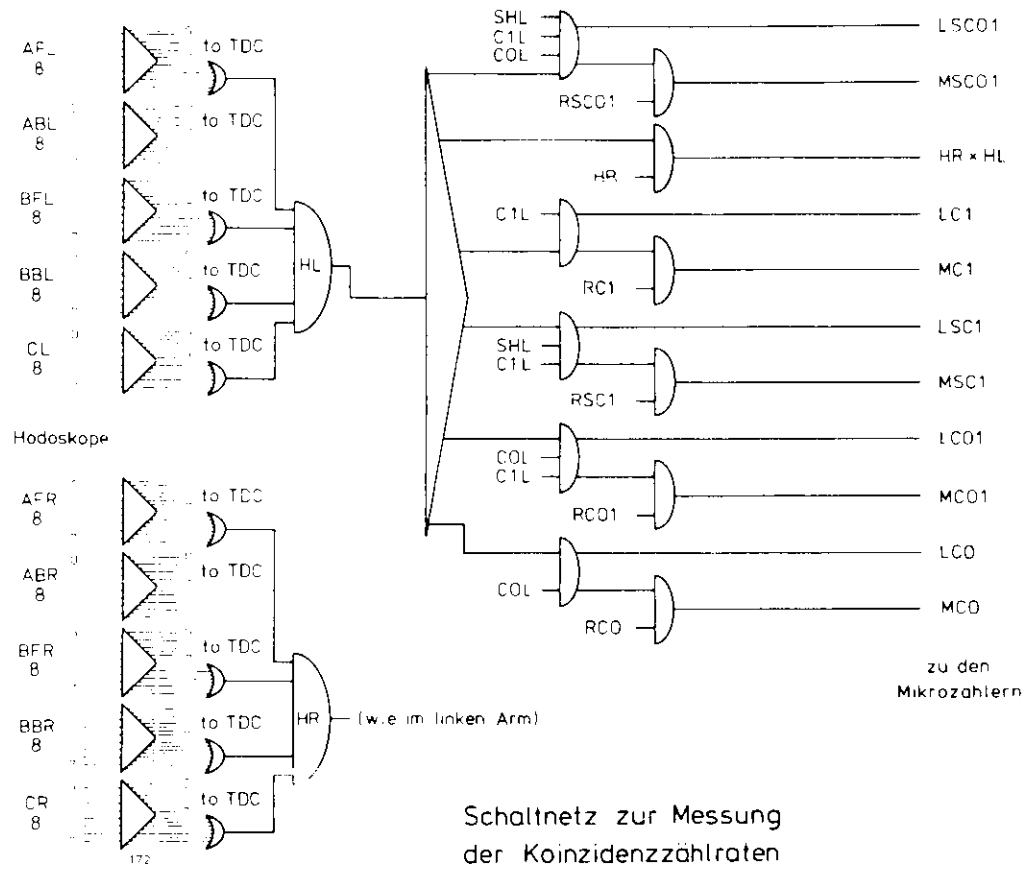


Fig 10

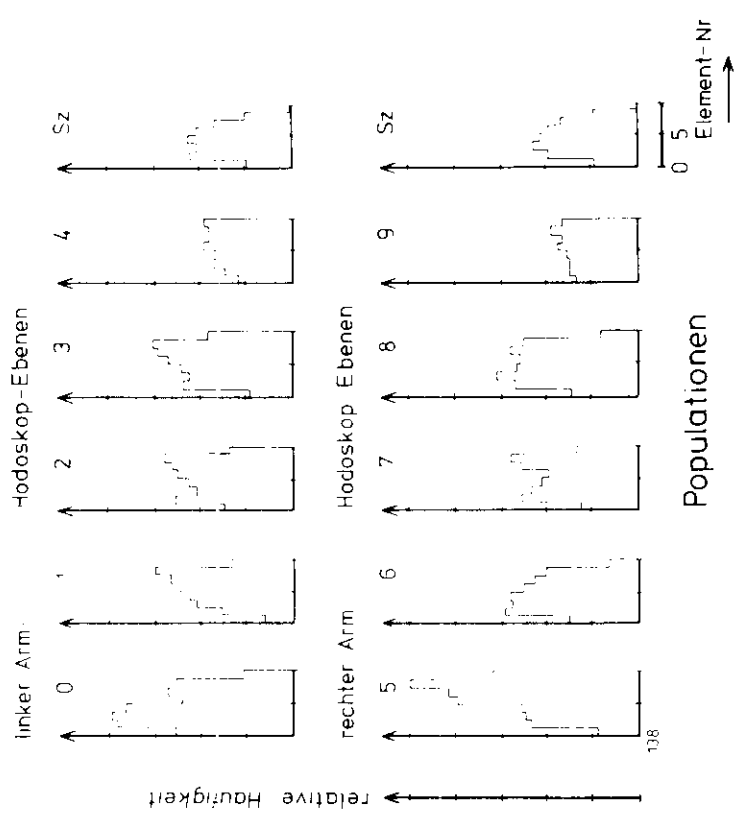
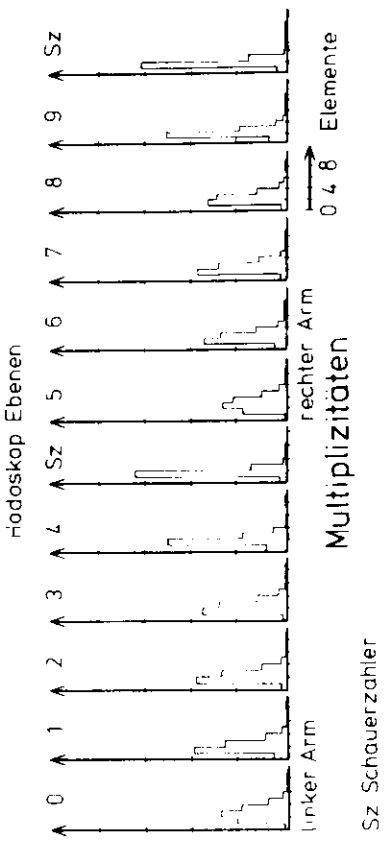
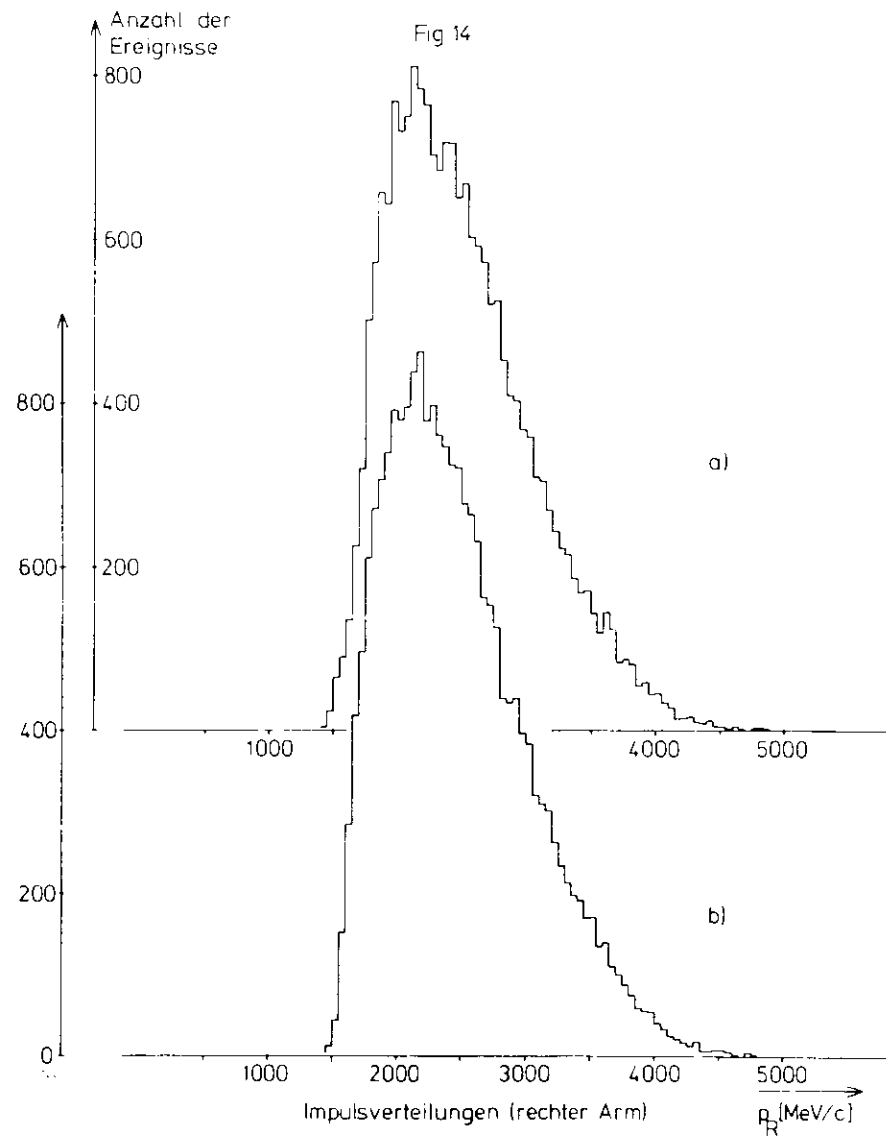
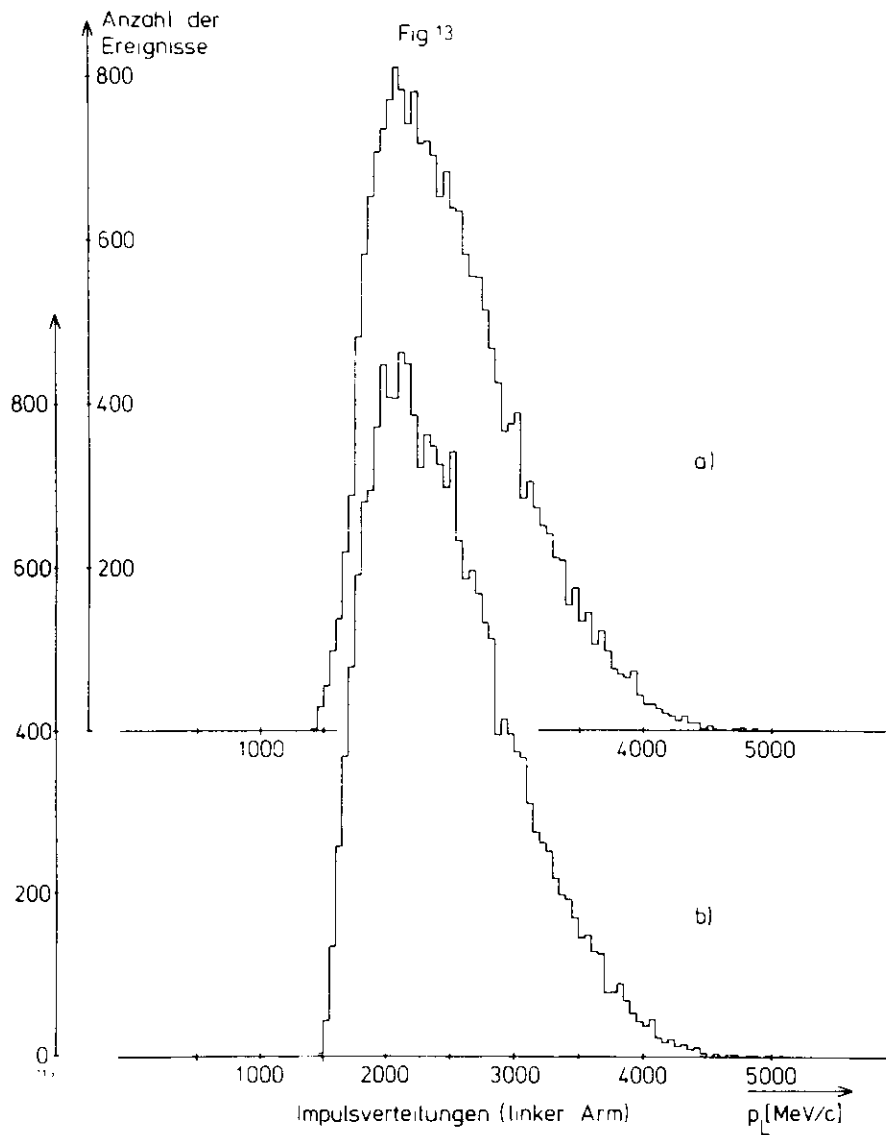
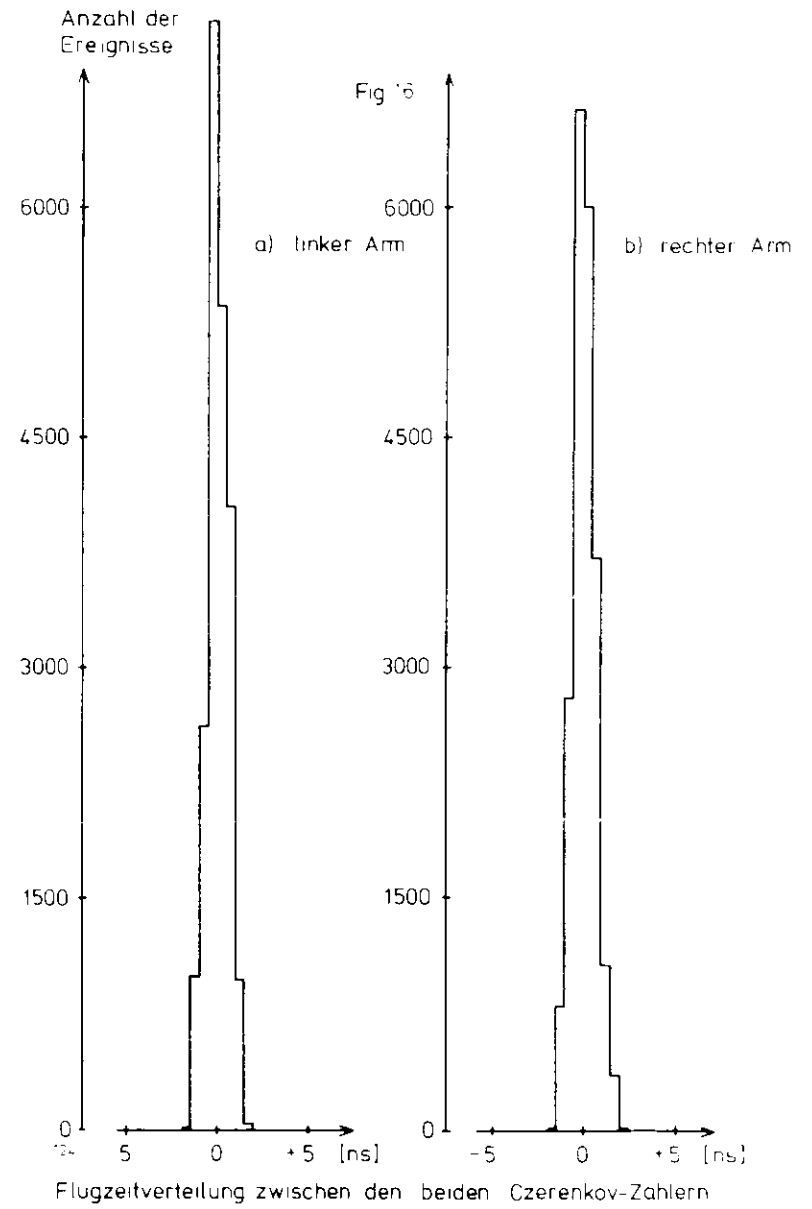
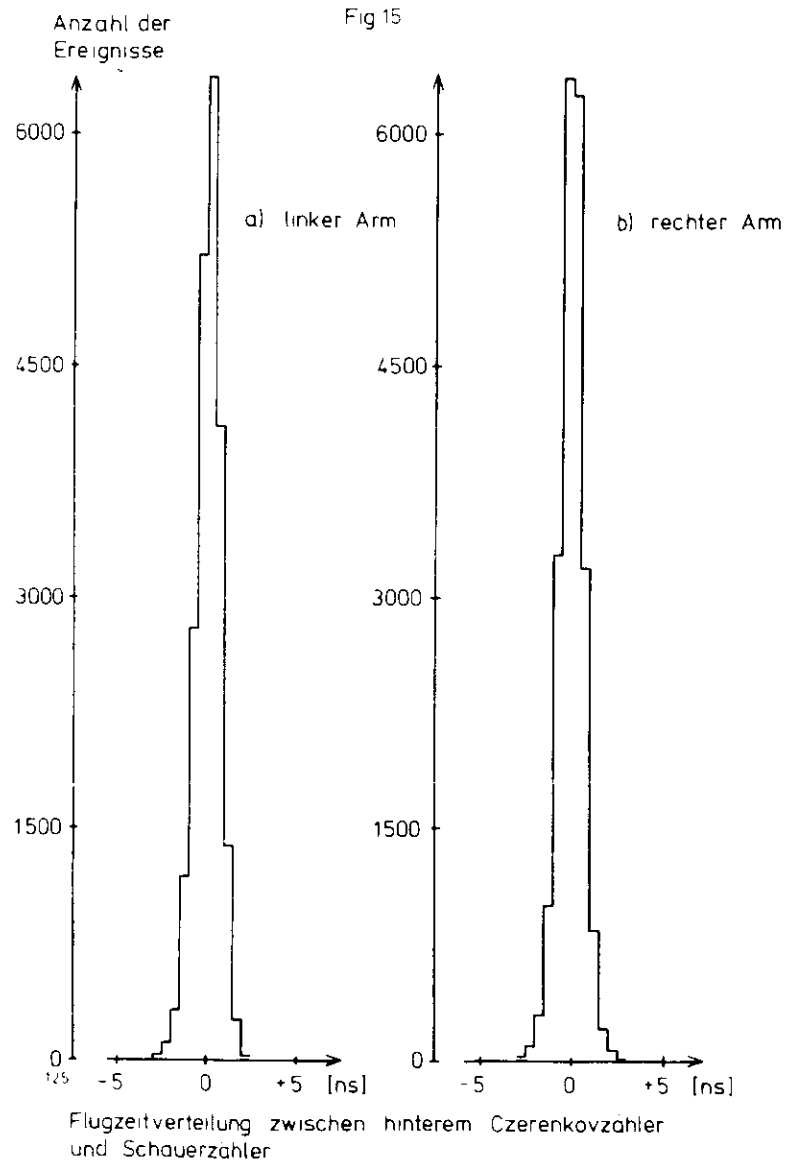


Fig 11







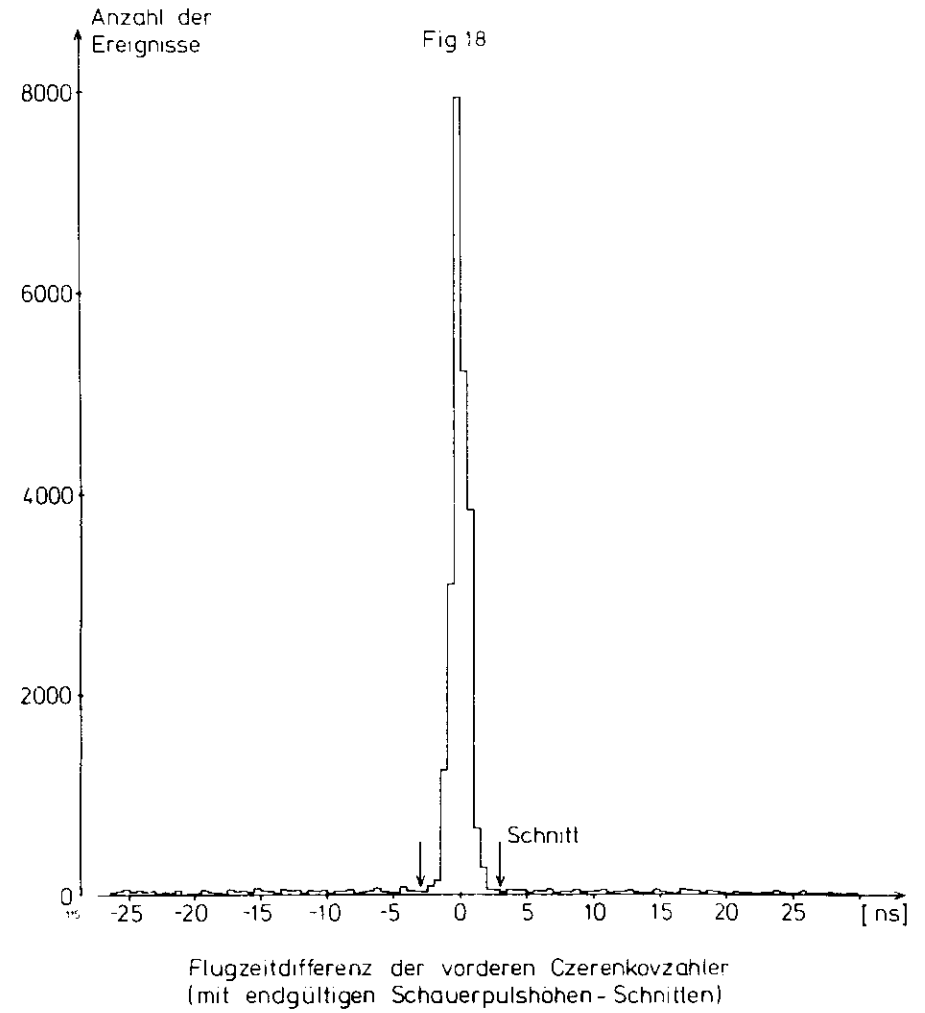
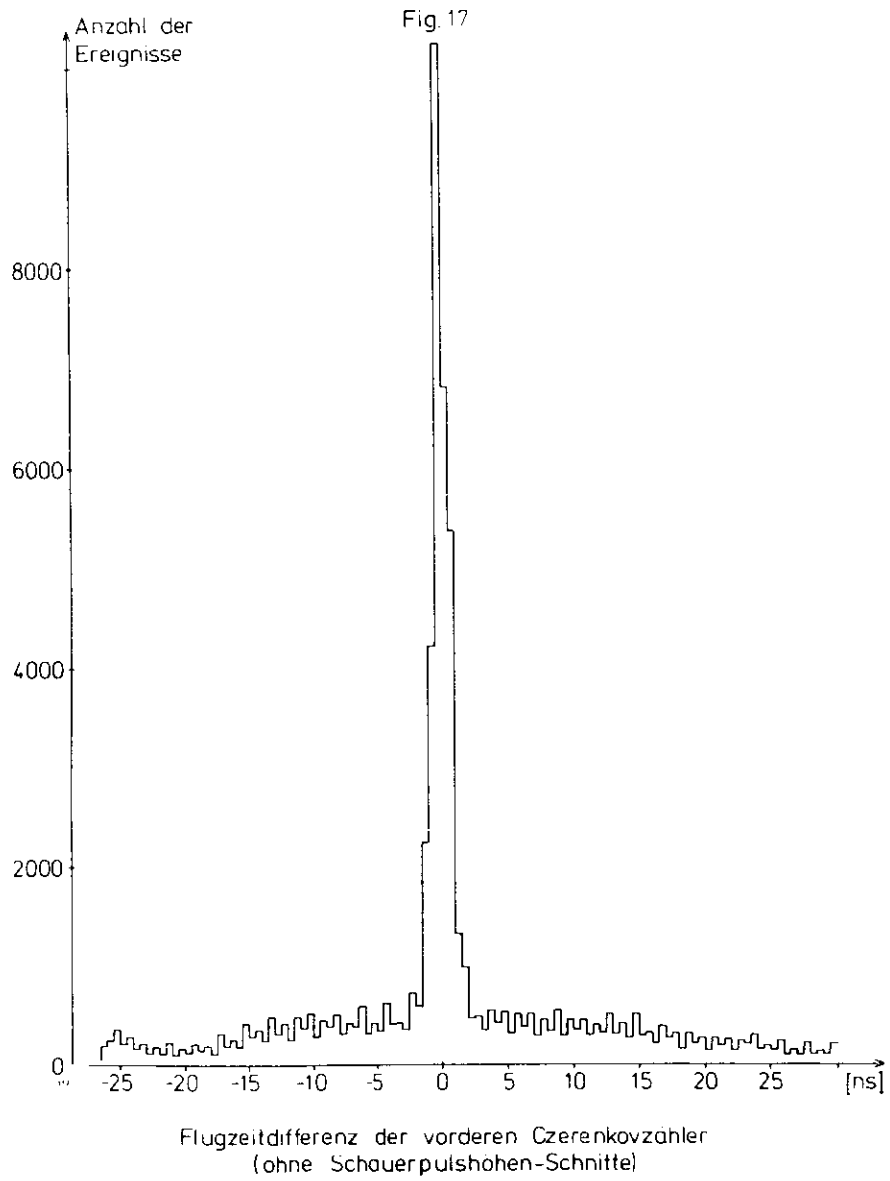
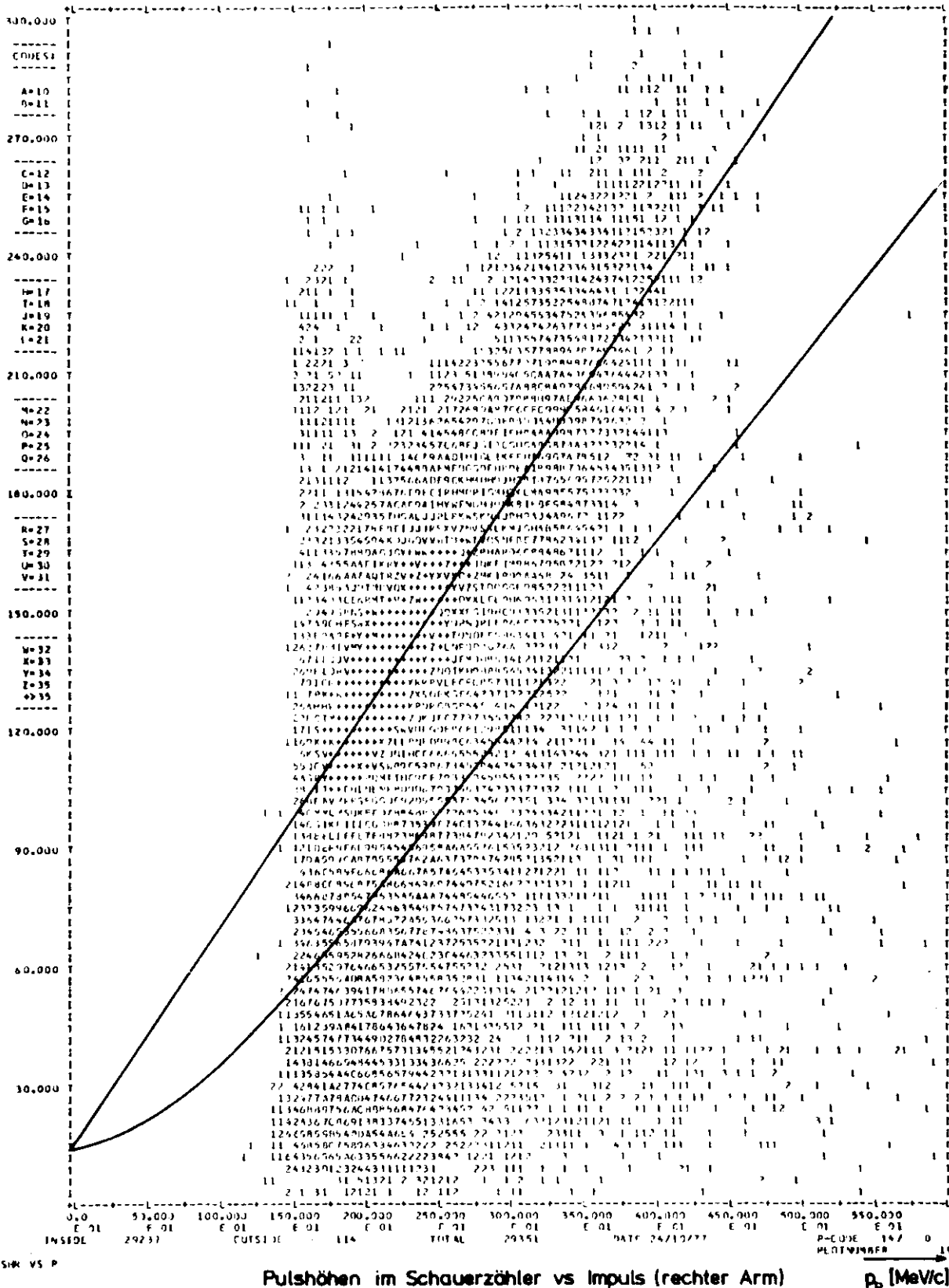


Fig.20



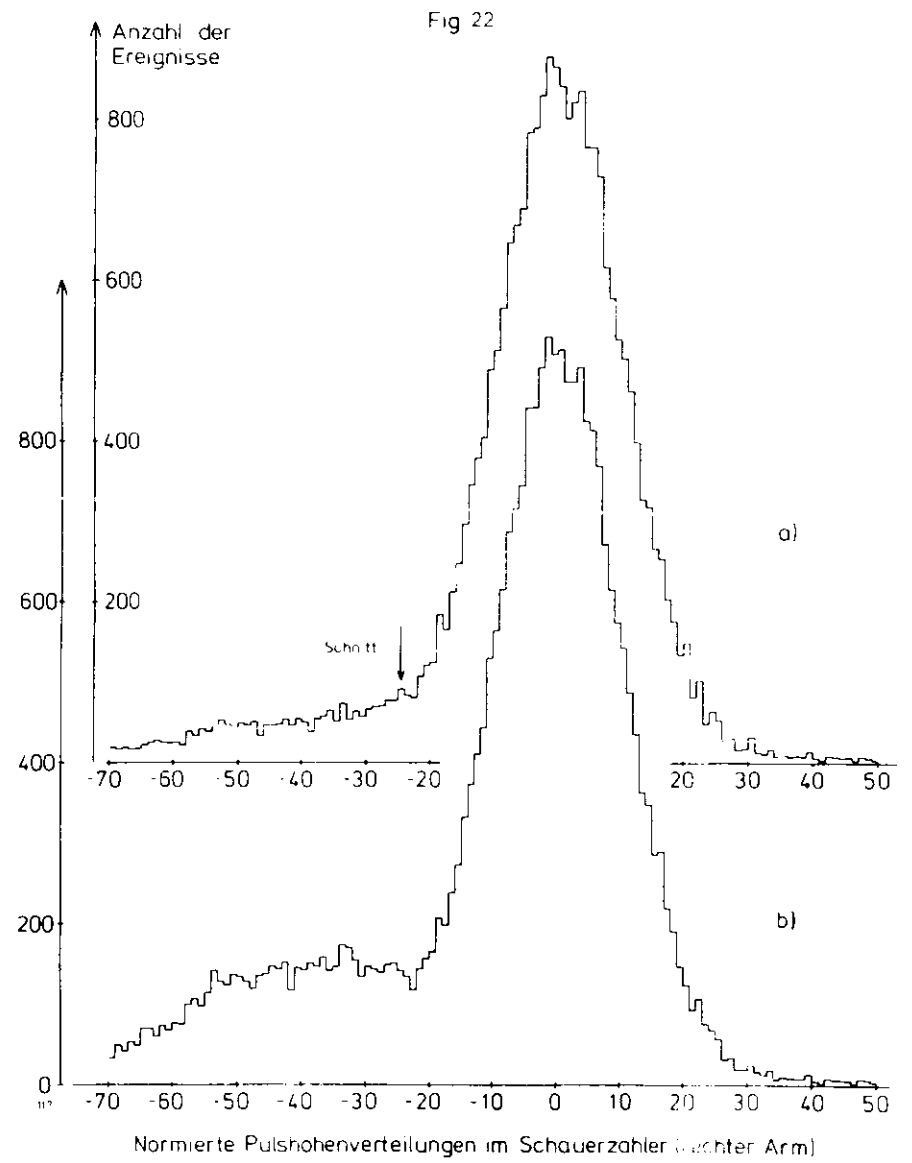
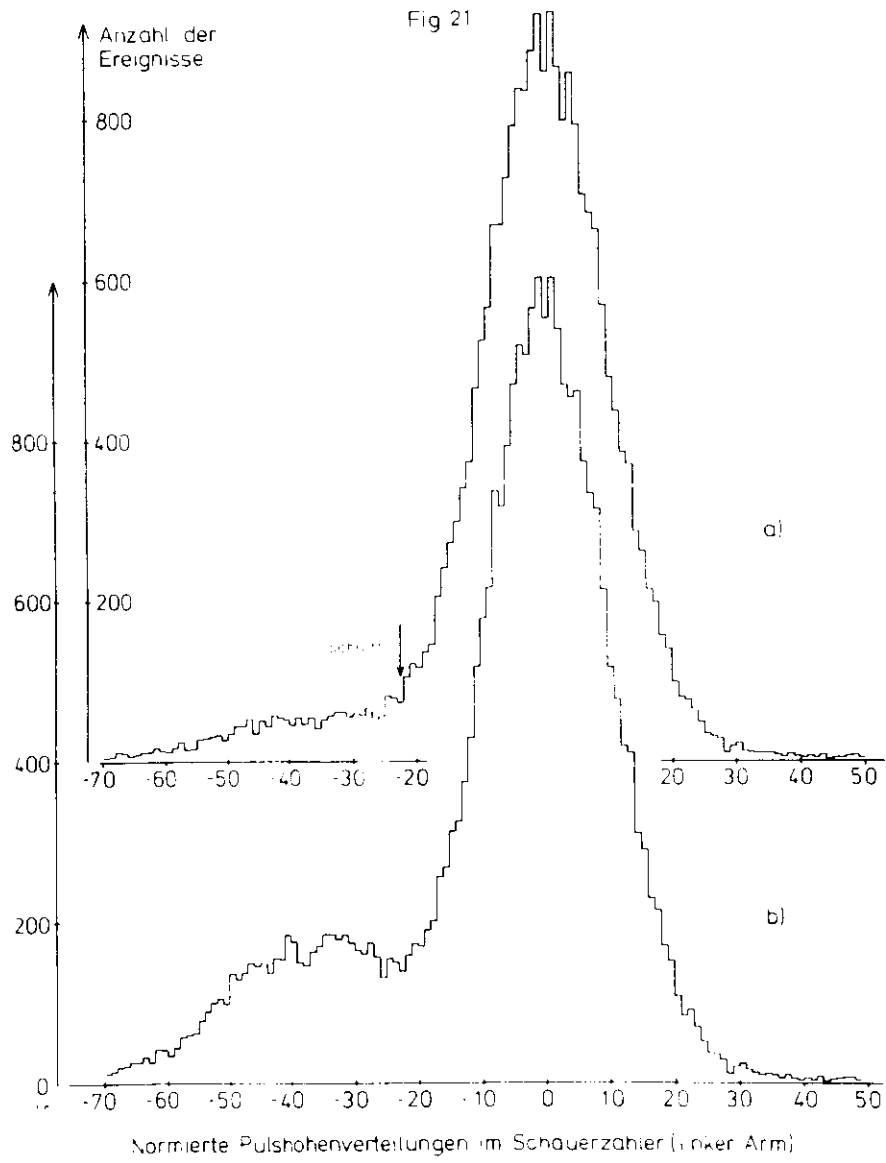
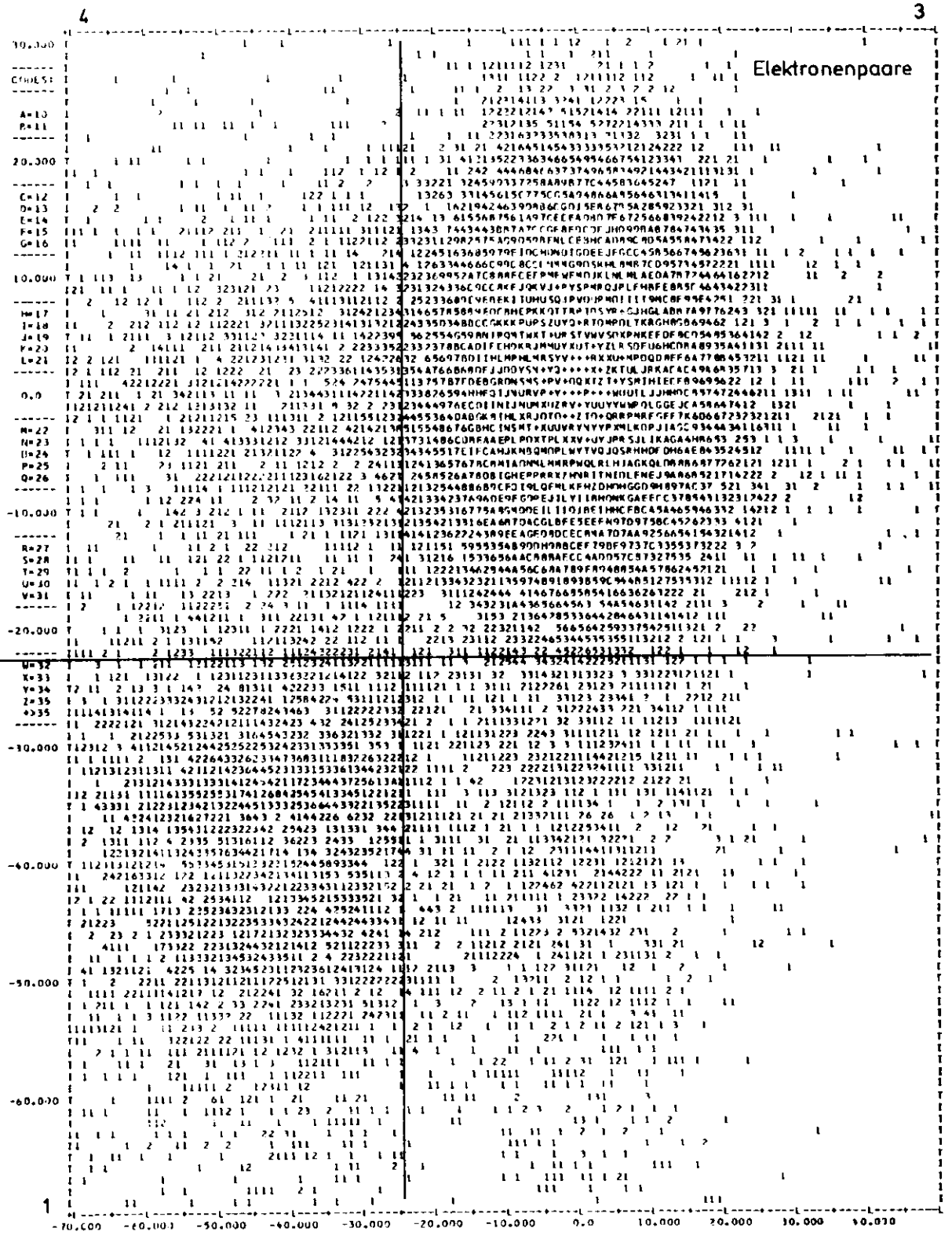


Fig. 23



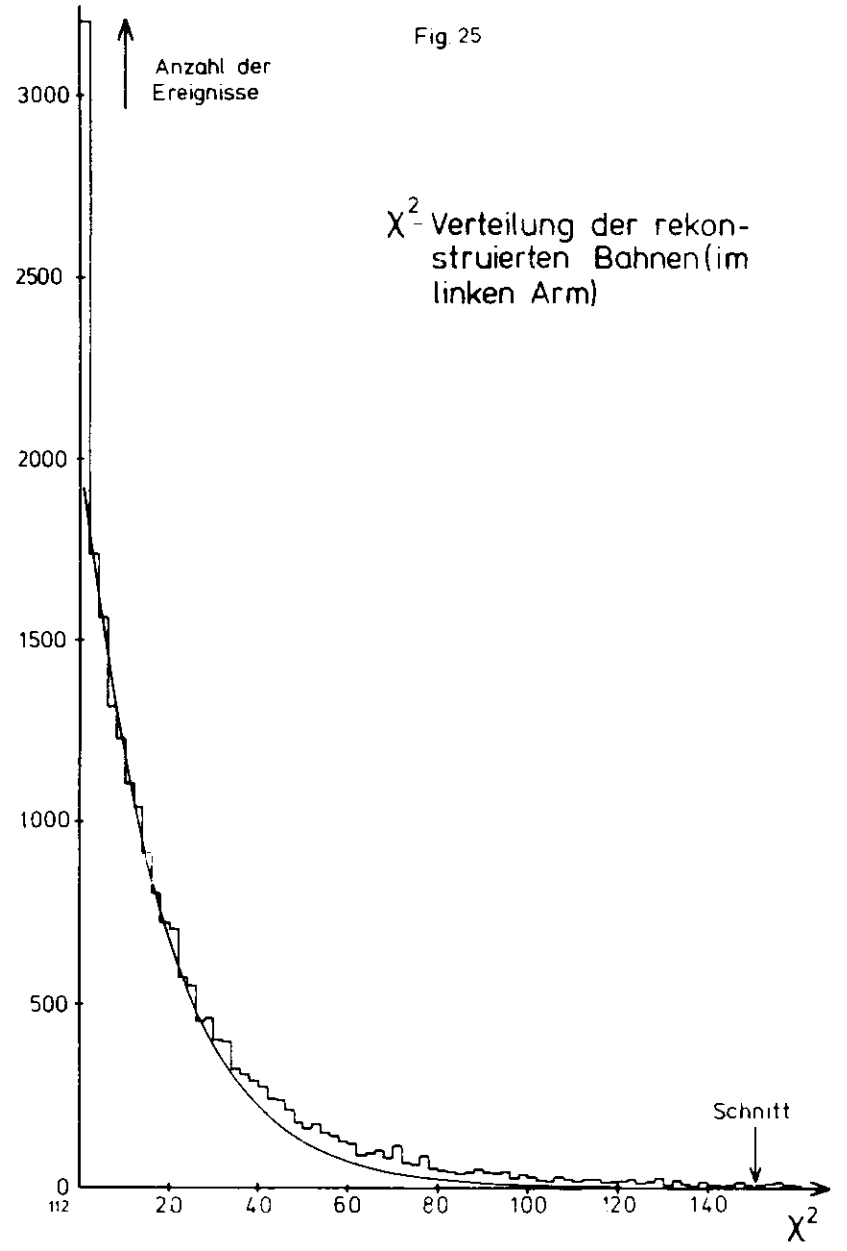
INSTOL 2853 OUTSIDE 798 TOTAL 29351 DATE 74/10/77 P-CODE 13/ 0
 SRE.#SIR ADL PLOTNUMBER 13

Schauerpulshöhe links
 vs Schauerpulshöhe rechts

Perspektivische Ansicht einer dreidimensionalen Darstellung von Fig 23



Fig 24



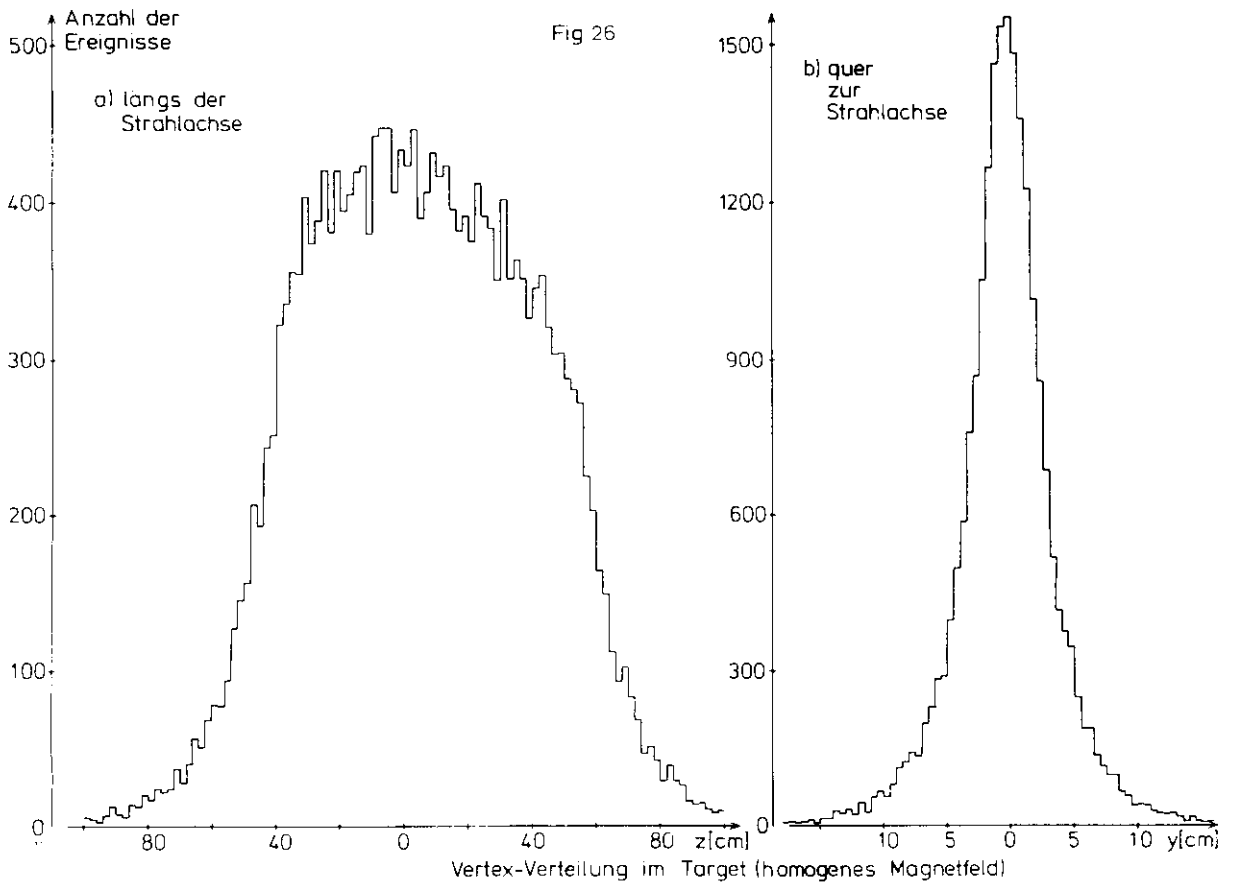
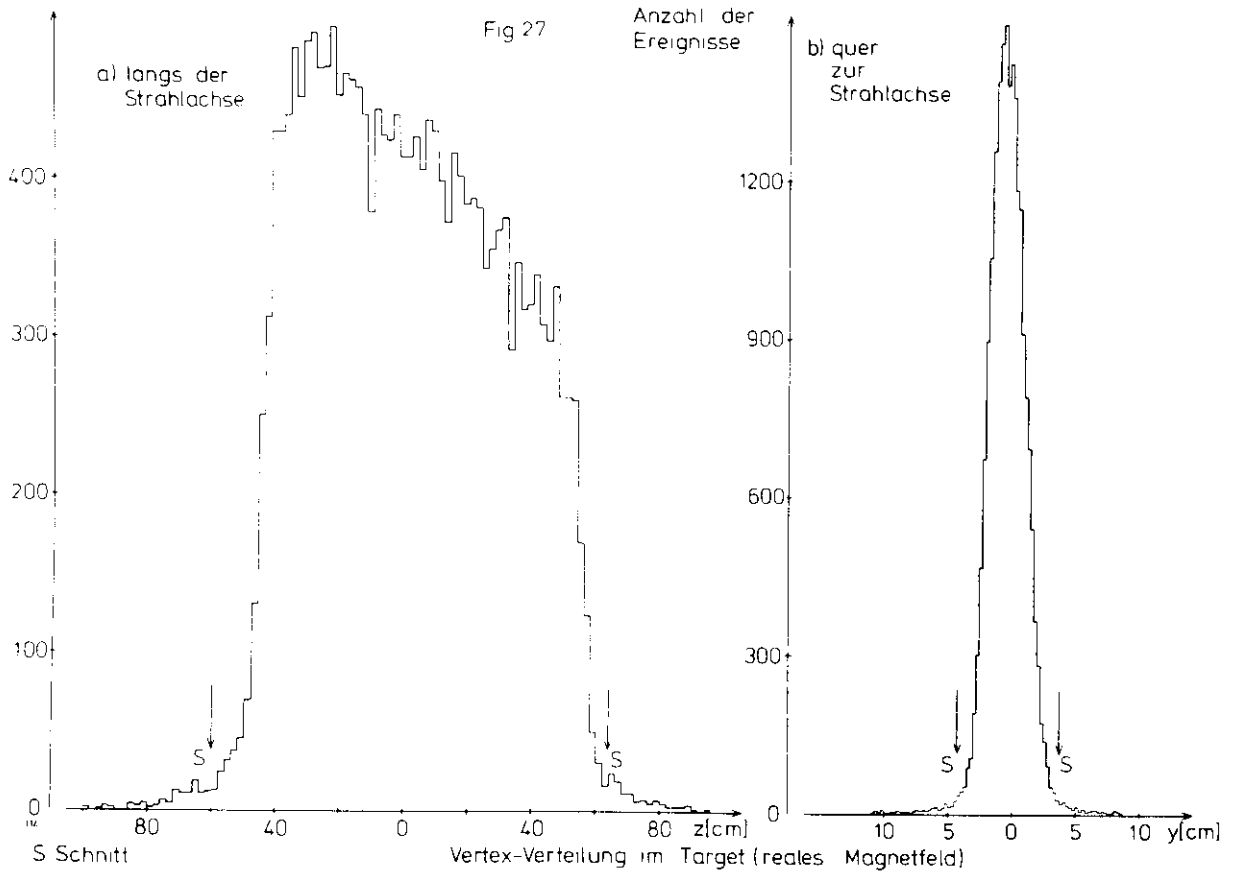
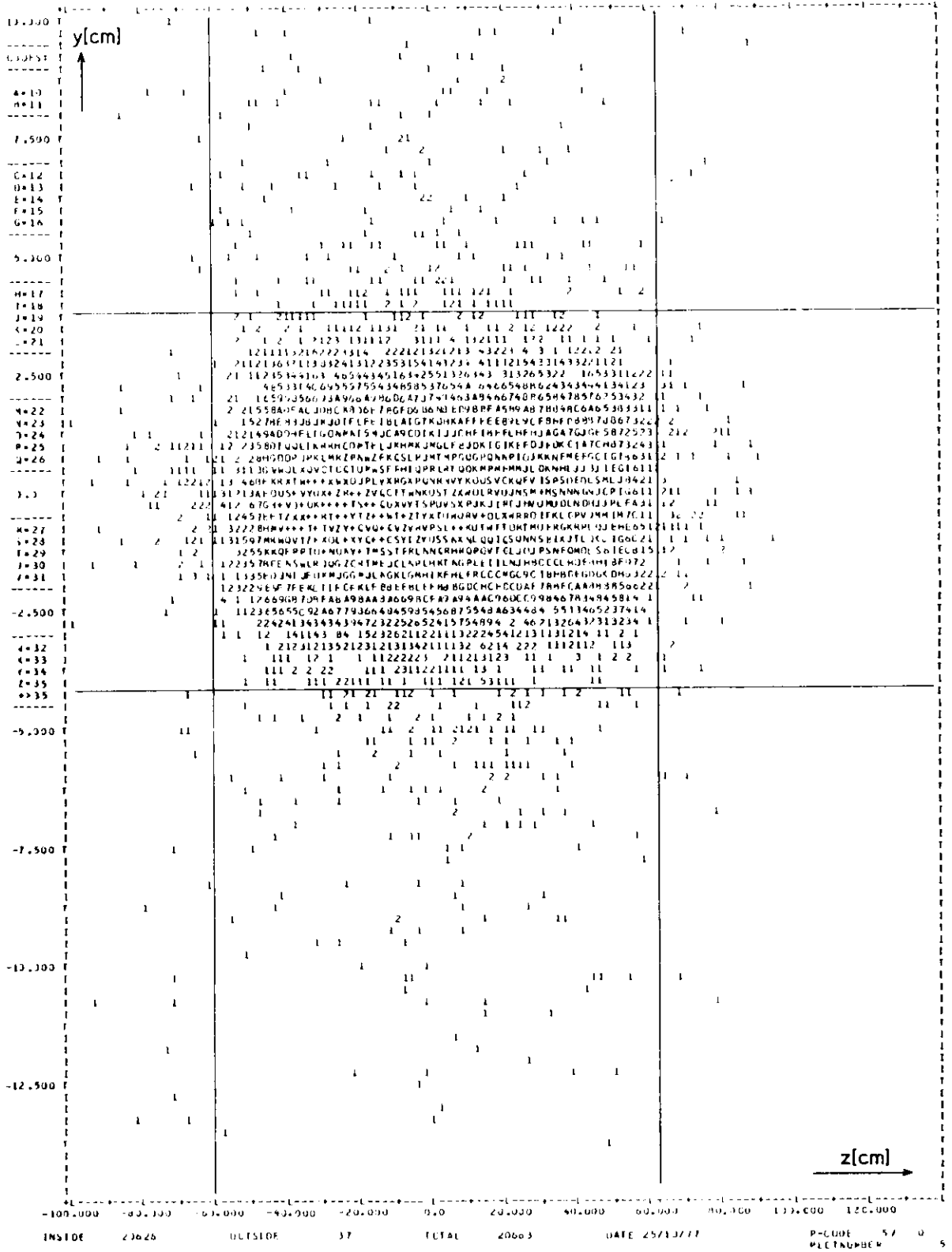


Fig. 28



Vertexverteilung im Target (reales Magnetfeld)

Fig 30

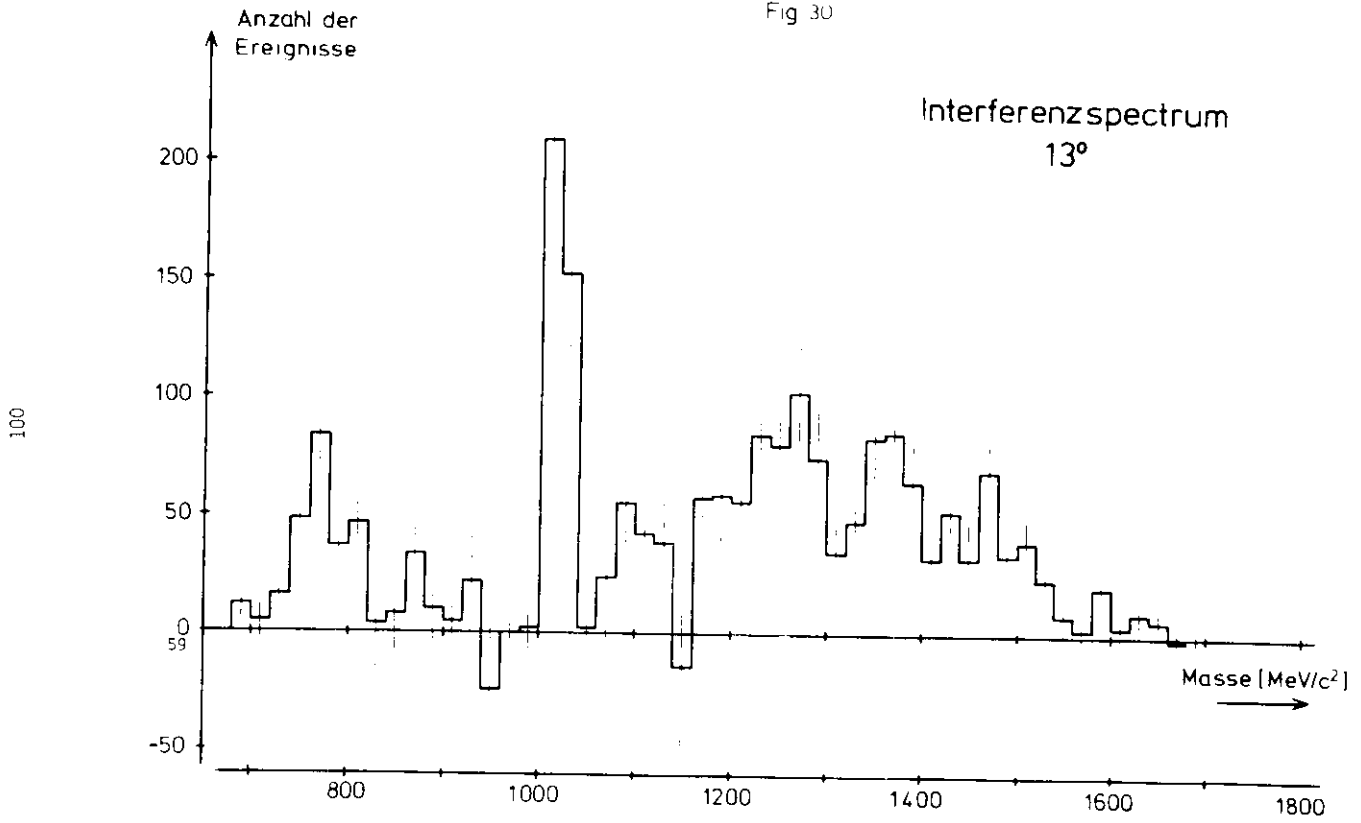


Fig. 29

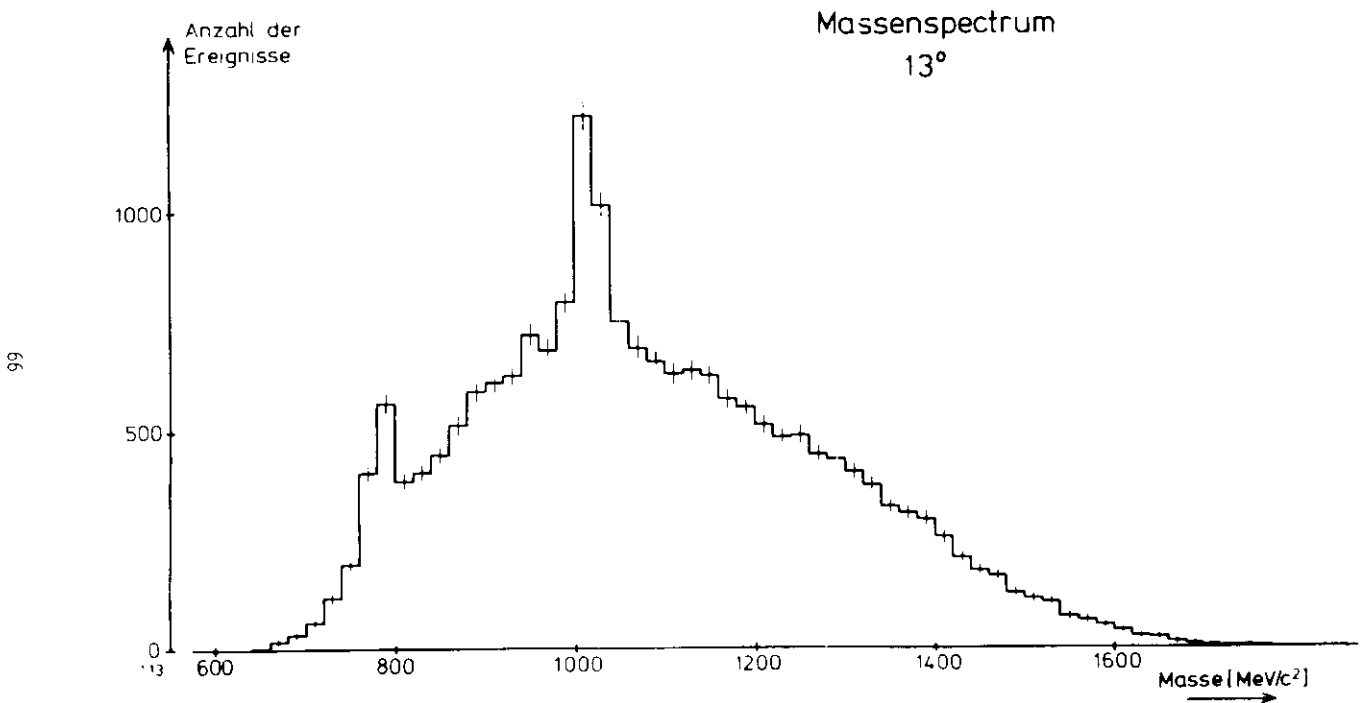


Fig 32

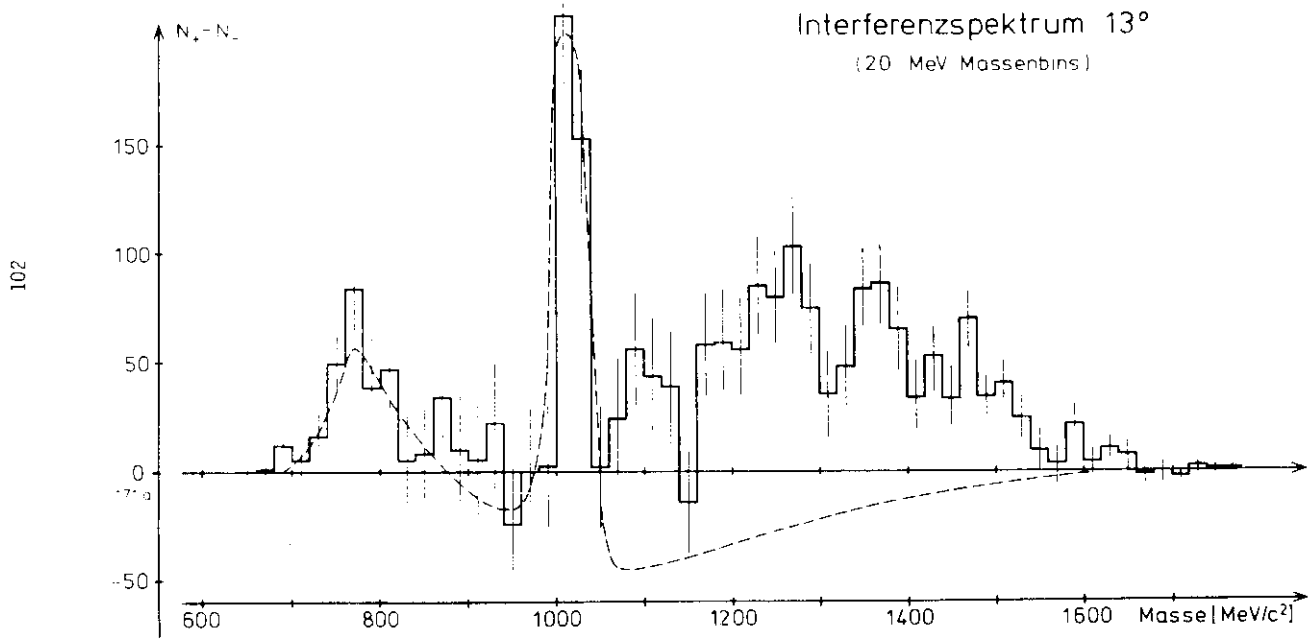
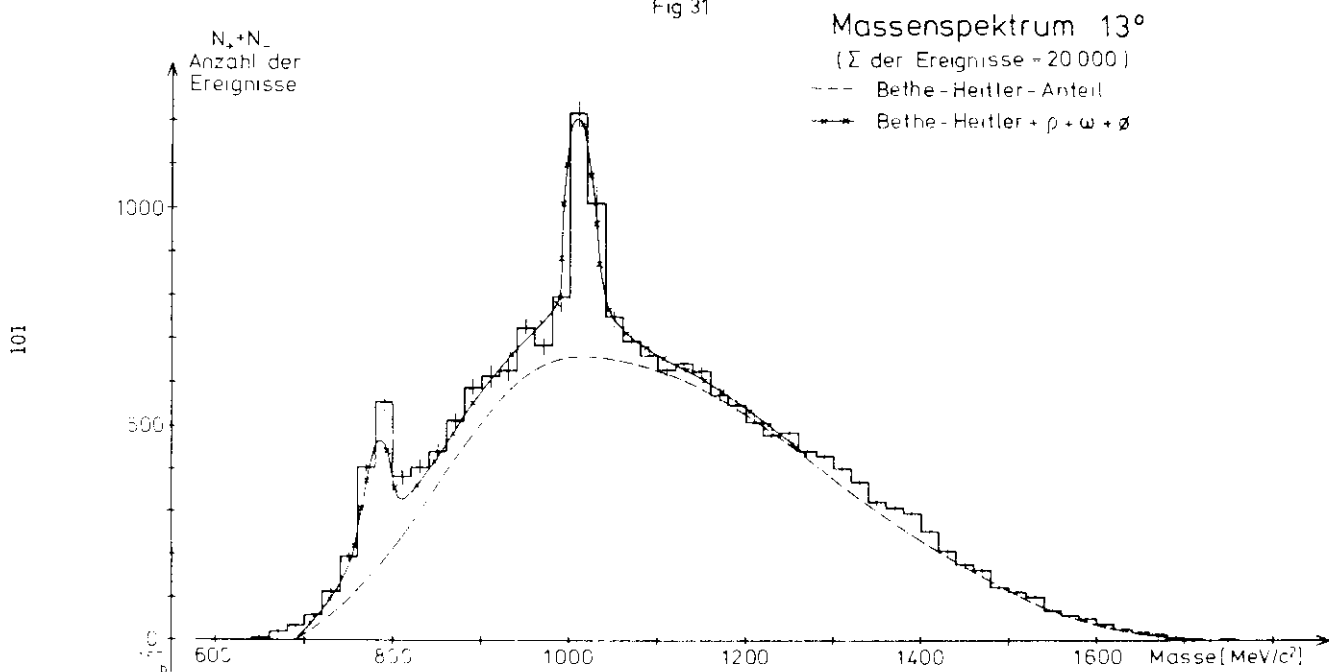


Fig 31



DANKSÄGUNG

Diese Arbeit entstand bei DESY im Rahmen des Photoproduktions-
experimentes der Forschungsgruppe F 31 .

Ich danke Herrn Prof. Dr. J. Bierenlein für die Ermöglichung
und Betreuung dieser Arbeit, den Herren Dr. S. Battalucci,
Dr. M. Fiori, Dr. P. Goronini, Dr. A. Sermoneta,

D. Haberkorn und H. Lenzen für wertvolle Auskünfte und
Ratschläge, den Herren Dr. S. Bettelucci, Dr. C. Rippich
und E. Metz für viele Diskussionen und Frl. U. Rehdet
für das Anfertigen der Zeichnungen und das Korrigieren
der Arbeit.

