

Interner Bericht
DESY F31-78/01
September 1978

PHOTOPRODUKTION VON VEKTORMESONEN IM
MASSENBEREICH VON 700 BIS 1700 MeV/c²

von

Ewald Metz

DESY-Bibliothek
1. NOV. 1978



PHOTOPRODUKTION VON VEKTORMESONEN IM
MASSENBEREICH VON 700 BIS 1700 MeV/c²

Experimentelle Diplomarbeit

von

Ewald Metz

Fachbereich Physik der Universität Hamburg

Juli 1978

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wird ein Experiment beschrieben, in dem Vektormesonen durch Photoproduktion an Protonen erzeugt und über ihren Zerfall in e^+e^- -Paare nachgewiesen werden. Der untersuchte Prozeß ist:

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

Das e^+e^- -Paar im Endzustand wird mit einem magnetischen Paarspektrometer gemessen, das bei einem Spektrometerwinkel von 13° e^+e^- -Paare im Bereich der invarianten Masse von 700 bis 1700 MeV/c² akzeptiert. Die Photonen stammen aus einem Bremsspektrum von Elektronen am Synchrotron DESY (Energie 7.2 GeV). Während 200 Schichten wurden 20 000 e^+e^- -Paare gemessen.

Im angegebenen Massenbereich wird nach schwereren als den bekannten Vektormesonen ρ, ω, ϕ gesucht. Dies geschieht mittels Messung der Interferenz zwischen der Paarerzeugung im Coulombfeld des Targetkernes und der virtuellen Comptonstreuung am Proton. Dabei wurden vier neue Strukturen gefunden. Zwei Strukturen liegen bei 1097 ± 8 MeV bzw. 1268 ± 9 MeV. Ihre Breiten betragen 27 ± 19 MeV bzw. 106 ± 25 MeV, während ihr Produktionswirkungsquerschnitt die Größenordnung von 1% des Photoproduktionswirkungsquerschnitts vom ϕ hat. Die statistischen Signifikanzen dieser Strukturen sind 7 bzw. 5 Standardabweichungen. Zwei weitere Strukturen liegen bei Massen von 1360 bzw. 1500 MeV.

Zusätzlich werden der differentielle Wirkungsquerschnitt für virtuelle Comptonstreuung sowie der Realteil der zugehörigen Amplitude als Funktion der invarianten Masse der e^+e^- -Paare angegeben.

INHALTSVERZEICHNISSEITE

1	Motivation	1
1.1	Vektor - Dominanz - Modell	1
1.2	Quark - Modell	5
1.3	Veneziano - Modell	5
1.4	Experimentelle Hinweise	5
2	Theorie	10
2.1	Einleitung	10
2.2	Bethe - Heitler - Amplitude	13
2.3	Compton - Amplitude	15
2.4	Interferenzterm	16
2.5	Kinematik	20
2.6	Wahl des Targets	22
2.7	Wahl der Spektrometereinstellung	23
3	Meßanordnung	25
3.1	Photonstrahl, Target	25
3.2	Spektrometer	26
3.2.1	Aufbau	26
3.2.2	Akzeptanzen, Auflösungen	30
3.3	Datennahme	36
3.3.1	Trigger, Elektronik	36
3.3.2	Aufgaben des Kleinrechners PDF/8/E	40
4	Auswertung	44
4.1	Prinzip der Auswertung	44
4.2	Rekonstruktion der Spuren	52
4.3	Analyse im homogenen Magnetfeld	57
4.4	Analyse im realen Magnetfeld	81
4.5	Berechnung der Interferenz	81
5	Monte Carlo Simulation des Experimentes	88
6	Ergebnisse	90
	Anhang: Statistik zur Spurrekonstruktion	117

Literaturverzeichnis

122

Tabellenverzeichnis

124

Legenden

125

Danksagung

132

1. MOTIVATION

Dieses Kapitel soll die Motivation zu diesem Experiment erläutern. Es sollen im wesentlichen zwei Fragen beantwortet werden:

- 1) Existieren mehr Vektormesonen als ρ , ω und ϕ , die aus leichten Quarks aufgebaut sind ?
- 2) In welchem Massenbereich erwartet man diese Vektormesonen ?

Zur Beantwortung dieser Fragen werden die folgenden Modelle betrachtet:

- a) Vektor-Dominanz-Modell,
- b) Quark-Modell,
- c) Veneziano-Modell.

Außerdem sollen im Abschnitt 1.4 einige experimentelle Hinweise auf weitere Vektormesonen gegeben werden.

1.1 VEKTOR-DOMINANZ-MODELL (VDM)

Das VDM geht vom experimentellen Befund aus, daß sich Photonen ähnlich wie Hadronen verhalten. Die elektromagnetische Wechselwirkung von Hadronen wird beschrieben durch die Kopplung des Photons an den hadronischen elektromagnetischen Strom $j_\mu^{elm}(x)$. Im VDM wird dieser Strom ausgedrückt durch die Felder der Vektormesonen, welche dieselben Quantenzahlen wie dieser Strom und das Photon haben, nämlich $J=1$, $P=-1$, $C=-1$ und $Y=0$. Den Ansatzpunkt für diese Verbindung liefert die Strom-Feld-Identität (SCH 69) :

$$j_\mu^{elm}(x) = - \sum_{V=\rho,\omega,\phi,\dots} \frac{m_V^2}{2\gamma_V} V_\mu(x) = - \left[\frac{m_\rho^2}{2\gamma_\rho} \rho_\mu^0(x) + \frac{m_\omega^2}{2\gamma_\omega} \omega_\mu(x) + \frac{m_\phi^2}{2\gamma_\phi} \phi_\mu(x) + \dots \right] \quad (1.1)$$

Dabei sind γ_ρ , γ_ω und γ_ϕ die Konstanten der Kopplung des elektromagnetischen Stromes an die Vektormesonfelder $\rho_\mu(x)$, $\omega_\mu(x)$ und $\phi_\mu(x)$

und m_ρ , m_ω , m_ϕ die Massen der Vektormesonen ρ , ω , ϕ .

Für hadronische Reaktionen kann man das Photon also als Superposition von Vektormesonen auffassen. Photonreaktionen finden durch intermediäre Vektormesonenzustände statt, die an das Photon koppeln. Dieser Sachverhalt läßt sich wie folgt graphisch darstellen (SIL 75) :

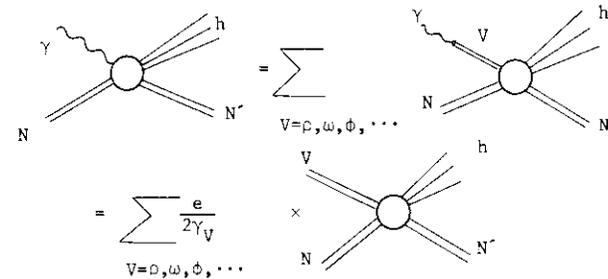


Fig.1a Hadronische Wechselwirkung des Photons

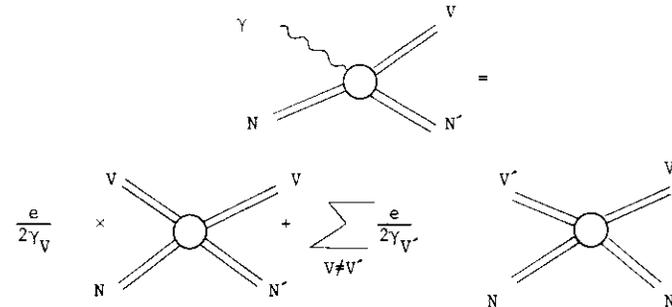


Fig.1b Photoproduktion von Vektormesonen (diffraktiver Prozeß) (folgt aus Fig.1a; die Summe $\sum_{V \neq V'}$ stellt die nicht diagonalen Terme dar; s.u.)

Aus der Strom-Feld-Identität läßt sich nun folgende Beziehung zwischen Photoproduktions-Querschnitt und zugehörigem Querschnitt für transversal polarisierte Vektormesonen herleiten (JOS 67) :

$$\sigma(\gamma + A \rightarrow B + C) = \sum_{V=\rho,\omega,\phi,\dots} \frac{\alpha\pi}{2\gamma_V} \sigma(V_{tr} + A \rightarrow B + C) + \text{Interferenzterme (s.o.)} \quad (1.2)$$

Wendet man Gleichung (1.2) auf die Compton-Streuung an: $\gamma p \rightarrow \gamma p$, so erhält man unter Berücksichtigung des optischen Theorems und unter Vernachlässigung der Interferenzterme nach (SCH 72):

$$\sigma_{\text{tot}}(\gamma N) = \sum_{V=\rho, \omega, \phi, \dots} \left[16 \frac{\alpha^2}{Y_V^2} \frac{1}{(1+r_V^2)} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma N \rightarrow \gamma N) \right]^{1/2} \quad (1.3)$$

wobei r_V das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude ist.

Im Falle rein diffraktiver Streuung ($r_V = 0$) - was bei hinreichend hohen Energien gewährleistet ist (SCH 72) - liefert (1.3) mit Hilfe des optischen Theorems:

$$\sqrt{\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma N \rightarrow \gamma N)} = \sum_{V=\rho, \omega, \phi, \dots} \sqrt{\frac{\alpha^2}{Y_V^2} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma N \rightarrow \gamma N)} \quad (1.4)$$

Die Untersuchung der Größe R:

$$R = \sqrt{\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma N \rightarrow \gamma N)} / \sum_{V=\rho, \omega, \phi, \dots} \sqrt{\frac{\alpha^2}{Y_V^2} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma N \rightarrow \gamma N)} \quad (1.5)$$

leistet also einen Test der Compton-Summen-Regel (LEI 77). Benutzt man die Größen aus Tabelle 1 nach (LEI 77), so findet man folgende Werte für R:

Deuterium bei 7.5 GeV : $R = 1.26 \pm .09$
 Deuterium bei 4.3 GeV : $R = 1.20 \pm .09$
 Wasserstoff bei 9.3 GeV : $R = 1.19 \pm .07$

Die Beiträge von $\rho, \omega, \phi, \dots$ (1600) sättigen den totalen Photon-Wirkungsquerschnitt nur bis auf $(20 \pm 10)\%$. Es fehlen also ca 20% der Vektormeson-Beiträge zur Comptonamplitude. Nach Sakurai und Schildknecht (SAK 72) läßt sich diese Diskrepanz durch die Existenz schwerer Vektormesonen erklären.

Anmerkung: Diesem Ergebnis ist in der Schreibweise $\sum_{V=\rho, \omega, \phi, \dots}$ Rechnung getragen.

Tabelle 1: Test der Compton-Summen-Regel

Vektor-Meson	$\frac{Y_V^2}{4\pi}$	$\frac{d\sigma}{dt} \Big _{t=0} (\gamma N \rightarrow \gamma N) [\mu\text{b}/\text{GeV}^2]$		
		9.3 GeV (H)	4.3 GeV (D)	7.5 GeV (D)
ρ	0.64 ± 05	100 ± 10	437 ± 27	327 ± 11
ω	4.8 ± 5	13.5 ± 2	69 ± 17	42 ± 9
ϕ	2.8 ± 2	$2.49 \pm .15$	11.2 ± 1.3	11.2 ± 1.3
ρ'	2.8 ± 5	15 ± 5	50 ± 10	50 ± 10
$\frac{d\sigma}{dt} \Big _{t=0} (\gamma N \rightarrow \gamma N)$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]		$79 \pm .03$	$3.48 \pm .2$	$3 \pm .14$

145

Die Werte sind (LEI 77) entnommen

1.2 QUARK-MODELL

Im einfachen Quark-Modell lassen sich Vektormesonen als Quark - Anti-quark-Kombinationen darstellen, und das Massenspektrum wird durch orbitale Anregungen der Quarks erzeugt. Für Ladungskonjugation, Parität und G-Parität gelten folgende Relationen:

$$C = (-1)^{L+S} \quad P = (-1)^{L+1} \quad G = (-1)^{L+S+I}, \quad (1.6)$$

wobei L den Bahndrehimpuls, I den Isospin und S den Spin bedeuten. Da Vektormesonen die Quantenzahlen $J = 1$, $C = -1$ und $P = -1$ haben, folgt, daß $S = 0$ und L gerade sein müssen. Daraus ergeben sich die Konfigurationen, die in Tabelle 2 dargestellt sind. Als Ergebnis erkennt man, daß für $L = 2$ im Zustand 3D_1 neue Vektormesonen mit einer Masse von ca 1500 MeV zu erwarten sind. Existieren Radialanregungen, so erwartet man mehrere Vektormeson-Nonette, sonst nur eins.

1.3 VENEZIANO-MODELL

Das Veneziano-Modell nach (GRE 73) liefert folgende Massenformel für Grund- und Anregungszustände von Vektormesonen:

$$m_n^2 = m_0^2 + 2n m_0^2 \quad m_0 = m_n \quad (n = 0) \quad (1.7)$$

In Tabelle 3 erkennt man, daß dieses Modell im Massenbereich 1 bis 2 GeV/c² mehrere neue Vektormesonen voraussagt.

1.4 EXPERIMENTELLE HINWEISE

An dieser Stelle sollen noch einige experimentelle Befunde angegeben werden, die auf die Existenz neuer Vektormesonen hinweisen. Diese Befunde sind die Ergebnisse folgender Experimente:

- 1) Photoproduktion an schweren Kernen,
- 2) Speicherring-Experiment,
- 3) Streamer-Kammer-Experiment.

Tabelle 2: Vektormesonen im Quark-Modell

L	Zustand	C-Parität	J ^P	Vektormesonen	Massa[MeV]
0	3S_1	-1	1 ⁻	$\left\{ \begin{array}{l} \rho \\ \omega \\ \phi \end{array} \right.$	770 783 1020
2	3D_3 3D_2 3D_1	-1	3 ⁻ 2 ⁻ 1 ⁻	neue Vektormesonen	~ 1500

Tabelle 3: Vektormesonen im Veneziano-Modell

v \ h	0	1	2	3	m [GeV/c ²]
ρ	0.770	1.33	1.72	2.03	
ω	0.783	1.34	1.72	2.04	
ϕ	1.020	1.49	1.84	2.14	

m_0 wird für die bekannten Vektormesonen ρ , ω und ϕ vorgegeben

1.4.1 PHOTOPRODUKTION AN SCHWEREN KERNEN

Eine DESY-MIT-Kollaboration (ALV 71) untersuchte die Reaktion



im invarianten Massenbereich $0.6 < m < 1.8 \text{ GeV}/c^2$ mit einem magnetischen Paarspektrometer. Die Daten zeigen eine Überhöhung in der Region $1.3 < m < 1.8 \text{ GeV}/c^2$ (vergleiche Fig.2) gegenüber der Erwartung des ρ^0 -Ausläufers.

1.4.2 SPEICHERRING-EXPERIMENT

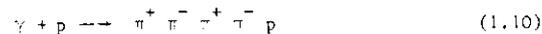
In diesem Experiment am Speicherring ADONE in FRASCATI wurde der 4π -Endzustand in der e^+e^- -Vernichtung nachgewiesen (BAR 72) :



Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion (Fig.3) zeigt ein Verhalten, das durch die Existenz eines Vektormesons mit einer Masse von etwa 1.6 GeV erklärt werden kann.

1.4.3 STREAMER-KAMMER-EXPERIMENT

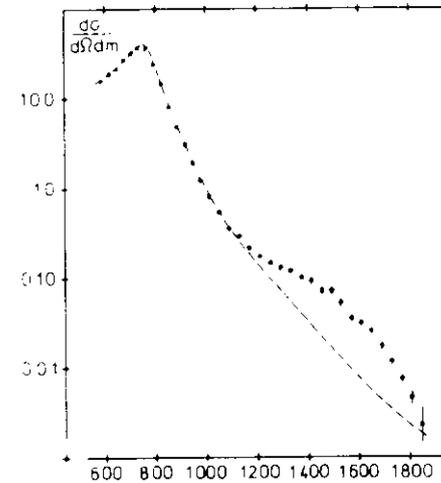
Die Slac-Streamer-Kammer-Gruppe (DAV 73) untersuchte den Prozeß



Ihre vollständigen Daten für Photonenergien zwischen 6 und 18 GeV zeigen eine deutliche Überhöhung im 4π -invarianten Massenspektrum bei einer Masse von 1.6 GeV (Fig.4).

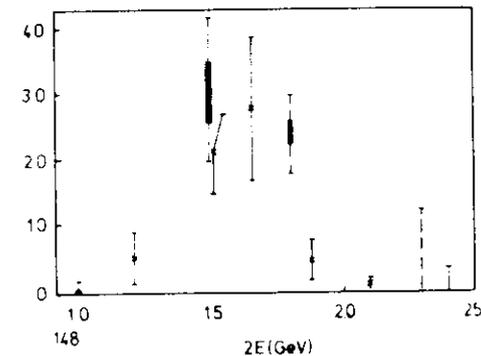
Die Ergebnisse der obigen Experimente können als Hinweis auf die Existenz eines ρ^0 -Mesons mit einer Masse $m_{\rho^0} \approx 1600 \text{ MeV}$ interpretiert werden. Nach den Rosenfeld-Tabellen (ROS 76) ist das $\rho^0(1600)$ jedoch nicht als etablierte Resonanz anzusehen.

8
Fig 2



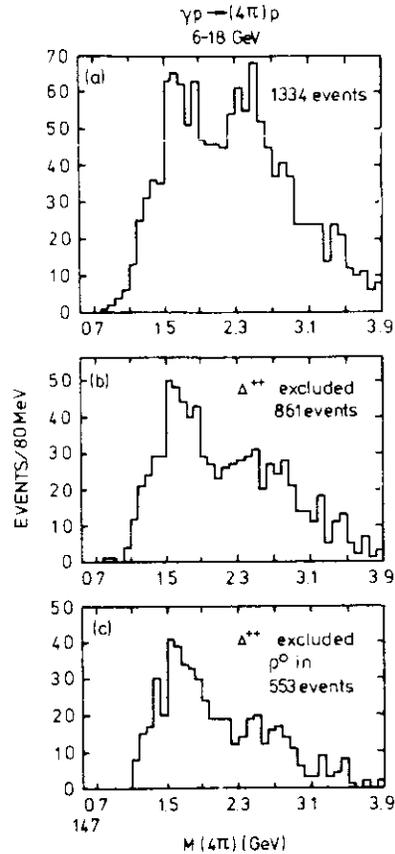
Mass spectrum for all data averaged over the spectrometer aperture. Errors are statistical only.

Fig.3



Experimental cross-section of the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ vs the total energy $2E$. In addition to the results of this experiment, also the values determined by the Adone "Boson Group" through an overall fit of their data⁽¹¹⁾ and the ACO result at 990 MeV⁽¹⁰⁾ are reported. The quoted errors are only statistical for the present experiment. For the Boson group's points the boxes represent the systematic uncertainty and the bars the statistical errors. The point at $2E=24 \text{ GeV}$ is an upper limit. \oplus ACO, $\opl�$ Boson group, \times this experiment.

Fig 4



$\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- p$ Four-pion invariant mass distribution for $6 < E_\gamma < 18$ GeV (a) All events. (b) Events not containing a Δ^{++} . (c) Events not containing a Δ^{++} and including a ρ^0

2. THEORIE

In diesem Kapitel sollen einige theoretische Überlegungen über den untersuchten Prozeß $\gamma p \rightarrow e^+ e^- p$ angestellt werden. Zudem werden Argumente gebracht, warum gerade dieser Prozeß für die Suche nach neuen Vektormesonen ausgewählt wurde; und es wird aufgezeigt, welche Kriterien zur Wahl des Targets und der Spektrometereinstellung führten.

2.1 Einleitung

Der Zweck dieses Experimentes ist es, nach neuen Vektormesonen zu suchen. Dabei stellt sich die Frage, welcher Produktionsprozeß dafür am geeignetsten ist. Dies ist die Photoproduktion von Vektormesonen, da diese die gleichen Quantenzahlen wie das Photon haben:

$$\gamma p \rightarrow V p \quad (2.1)$$

Photoproduktionsexperimente erlauben es (im Gegensatz zu Speicherringexperimenten), mit breiter Massenakzeptanz nach neuen Strukturen zu suchen. Dies ist ohne Zweifel von Vorteil, wenn man die Massen der gesuchten Resonanzen nicht kennt.

Es bleibt die Frage zu beantworten, welcher Zerfallskanal der Vektormesonen am besten zu untersuchen ist. Mehrere Gründe sprechen dafür, folgenden Kanal zu wählen:

$$V \rightarrow e^+ e^- \quad (2.2)$$

1. Alle Vektormesonen sind im Zerfallskanal (2.2) zu sehen, da sie die gleichen Quantenzahlen wie das Photon bzw. wie das $e^+ e^-$ - System in der Comptonproduktion haben.

2. Für den Zerfallskanal (2.2) existieren Interferenzerscheinungen mit der Paarerzeugung von $e^+ e^-$ - Paaren durch den Bethe-Heitler - Prozeß. Damit wird es möglich, $\text{Re} \{ A_C \}$ anstelle von $|A_C|^2$ zu messen. (Dabei ist A_C die Compton - Amplitude (vergleiche Abschnitt 2.4)).

3. Das $e^+ e^-$ - System ist ein 2-Körperendzustand. Dieser ist leicht zu messen.

Für die Suche nach neuen Vektormesonen ist es also am besten, die Reaktion

$$\gamma p \rightarrow e^+ e^- p \quad (2.3)$$

zu studieren. Dabei ist zu berücksichtigen, daß zwei verschiedene Prozesse zu demselben Endzustand führen. Dies sind der Bethe-Heitler - Prozeß (Paarerzeugung im Coulomb-Feld des Targetkerns, $\gamma p \rightarrow e^+ e^- p$) und die virtuelle Comptonstreuung am Proton (Vektormesonenerzeugung, $\gamma p \rightarrow Vp, V \rightarrow e^+ e^-$).

Die Zählrate N für die Reaktion (2.3) ist abhängig von mehreren Faktoren:

$N = \text{Strahl} \times \text{Target} \times \text{Wirkungsquerschnitt} \times \text{Akzeptanz}$

$$N = N_{\text{eq}} \int f(K) \frac{dK}{K} \frac{N_{\text{AV}} L \rho}{A} \frac{d\sigma}{dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_-} \text{acc}(p_+, \Omega_+, p_-, \Omega_-) dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_- \quad (2.4)$$

Die Integration wird nur über die Akzeptanz des Detektors ausgeführt, da hier nur der elastische Prozeß (2.3) betrachtet wird und man beim elastischen Prozeß nur 6 Freiheitsgrade hat. Die Integration über das Bremspektrum entfällt somit durch eine δ -Funktion im Wirkungsquerschnitt (vergleiche Abschnitte 2.2 bis 2.4), da beim elastischen Prozeß die Photonenenergie durch die kinematischen Größen des $e^+ e^-$ -Paares bestimmt ist (Energieerhaltung, siehe Gleichung (2.28)). Im inelastischen Fall muß zusätzlich über das Bremspektrum integriert werden, da man nun 7 Freiheitsgrade hat, aber nur das $e^+ e^-$ -Paar im Endzustand kinematisch bestimmt wird (vergleiche Gleichung (2.27)). Über die Akzeptanzfunktion $\text{acc}(p_+, \Omega_+, p_-, \Omega_-)$ wird in Kapitel 5 etwas gesagt.

In Gleichung (2.4) gelten folgende Bezeichnungen:

p_+	Impuls des Positrons
p_-	Impuls des Elektrons
Ω_+	Raumwinkel des Positrons
Ω_-	Raumwinkel des Elektrons
N_{eq}	Zahl der äquivalenten Quanten
$f(K)$	Bremsstrahlungsspektrum
K	Energie des Photons
N_{AV}	Avogadro - Konstante
ρ	Dichte des Targets
L	Länge des Targets

$$\frac{A}{d\sigma} \quad \text{Molzahl des Targetmaterials}$$

$$\frac{d\sigma}{dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_-} \quad \text{Wirkungsquerschnitt für Reaktion (2.3).}$$

Der Wirkungsquerschnitt kann zum Betragsquadrat einer Amplitude in Beziehung gesetzt werden:

$$\frac{d\sigma}{dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_-} := |A_T|^2 \quad (2.5)$$

Dabei sind die Kinematik der Reaktion (2.3), die Summation über die Spins der Endzustände und die Mittelung über die Spins und Polarisationen der Anfangszustände bereits in A_T enthalten (vergleiche Abschnitte 2.2 bis 2.4).

Die Amplitude A_T in Gleichung (2.5) läßt sich schreiben als:

$$A_T = A_C + A_{\text{BH}}^{2\gamma} + A_{\text{BH}}^{3\gamma} \quad (2.6)$$

$A_{\text{BH}}^{3\gamma}$ = QED - Terme, in deren Graphen die $e^+ e^-$ -Paare an wenigstens drei Photonen koppeln.

In dieser Arbeit wird nur auf die Bethe-Heitler - Amplitude $A_{\text{BH}}^{2\gamma}$, die Compton - Amplitude A_C und deren Interferenz eingegangen (niedrigste Ordnung QED). Es zeigt sich, daß man die QED - Beiträge höherer Ordnung zur Amplitude A_T und deren Interferenzterme vernachlässigen kann. Damit erhält man mittels kohärenter Überlagerung von A_{BH} und A_C für das Quadrat der Amplitude A_T :

$$|A_T|^2 = |A_{\text{BH}}|^2 + |A_C|^2 + 2 \text{Re} \{ A_{\text{BH}} A_C \} \quad (2.7)$$

Die beiden ersten Summanden auf der rechten Seite von Gleichung (2.7) werden zum "Massenspektrum" zusammengefaßt, während der letzte Summand - der Interferenzterm - in das "Interferenzspektrum" eingeht. Die Bedeutung dieser Sprechweise wird in Abschnitt 2.4 klar.

In den nächsten Abschnitten werden die einzelnen Beiträge zu $|A_T|^2$ ausführlich behandelt. Dabei wird folgendes Koordinatensystem zu Grunde gelegt:

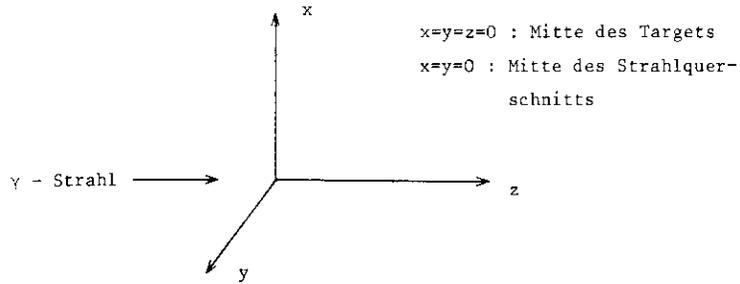


Fig.5 Koordinatensystem im Target.

Die y-z-Ebene ist im Mittel die Produktionsebene der e^+e^- - Paare (horizontale Ebene).

Zum Schluß soll auf die Bedeutung des Interferenzspektrums für das Ziel dieses Experimentes, die Suche nach neuen Vektormesonen, hingewiesen werden. In Abschnitt 2.4 wird sich herausstellen, daß das Interferenzspektrum eine empfindliche Methode ist, um nach neuen Strukturen zu suchen.

2.2 BETHE-HEITLER - AMPLITUDE

Zur Bethe-Heitler - Amplitude A_{BH} tragen folgende Graphen bei (in niedrigster Ordnung QED) :

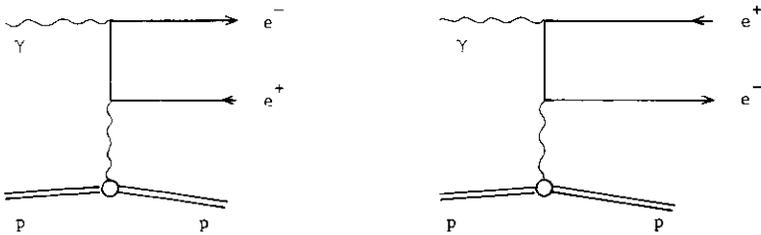


Fig.6 Graphen zum Bethe-Heitler - Prozeß

Nach (DRE 64) und (PER 69) kann man schreiben:

$$|A_{BH}|^2 = \frac{\alpha^3}{16\pi^2} \frac{E_+ E_-}{(KQ)(KQ')} \frac{1}{q^L} \delta(Q'^2 - M_p^2) M_{\mu\nu} \times$$

$$\times \left\{ W_1 e^{i1} \left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + W_2 e^{i1} R^\mu R^\nu \right\} \quad (2.8)$$

$$\text{mit } R^\mu = \frac{Q^\mu + Q'^\mu}{2 M_p}$$

Dabei gelten folgende Bezeichnungen:

- K_μ = Viererimpuls des Photons
- M_p = Ruhemasse des Protons
- q_μ = Impulsübertrag auf das Proton
- Q_\pm = Viererimpuls des Protons im Anfangszustand
- Q'^μ = Viererimpuls des Protons im Endzustand
- $P_{+\mu}$ = Viererimpuls des Positrons
- $P_{-\mu}$ = Viererimpuls des Elektrons
- E_+ = Energie des Positrons
- E_- = Energie des Elektrons
- $g^{\mu\nu}$ = Metrik: 1, -1, -1, -1
- M^2 = invariante Masse des e^+e^- - Systems.

Für das Matrixelement $M_{\mu\nu}$ in Gleichung (2.8) gilt nach (HLL 68) :

$$M_{\mu\nu} = \frac{-2}{\beta_+ \beta_-} (\beta_+^2 + \beta_-^2 + 2 M^2 q^2) g_{\mu\nu} - \frac{8q^2}{\beta_+ \beta_-} (P_{+\mu} P_{+\nu} + P_{-\mu} P_{-\nu}) \quad (2.9)$$

$$\text{mit } \beta_\pm = 2 K p_\pm \quad \text{und} \quad M^2 = (p_+ + p_-)^2$$

Schließlich gilt noch:

$$W_1 e^{i1} = q^2 |G_M|^2$$

$$W_2 e^{i1} = 4 M_p^2 (|G_E|^2 - \tau |G_M|^2) / (1 - \tau) \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{q^2}{4 M_p^2} \quad (2.10)$$

Die Meßwerte der elastischen elektrischen und magnetischen Formfaktoren von Wasserstoff wurden (MEH 75) entnommen, um den Bethe-Heitler - Anteil auszurechnen.

Korrekturen für inelastische Bethe-Heitler - Prozesse wurden mit folgender Ersetzung in Gleichung (2.8) durchgeführt:

$$\begin{aligned} S(Q'^2 - M_p^2) &\longrightarrow \frac{1}{2\pi} \\ W_1^{el} &\longrightarrow W_1^{inel} = -\frac{x M_p}{\pi \lambda} \sigma_{\perp} \quad (2.11) \\ W_2^{el} &\longrightarrow W_2^{inel} = \frac{x M_p}{\pi \lambda} (\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}) / (1 - \frac{v^2}{q^2}) \end{aligned}$$

Hierbei sind $x = \frac{Q'^2 - M_p^2}{2 M_p}$ und $v = x - \frac{q^2}{2 M_p}$.

σ_{\perp} und σ_{\parallel} (abh. von q^2, v) sind der transversale und der longitudinale virtuelle Photoproduktions - Querschnitt. Werte für σ_{\perp} und σ_{\parallel} wurden aus Elektroproduktionsdaten nach (BRA 76) entnommen. Die inelastischen Korrekturen liegen in der Größenordnung von 10%. Strahlungskorrekturen zur elastischen Bethe-Heitler - Produktion wurden nach (HUL 68) berechnet und betragen ca -10%. Zum Schluß soll noch das Verhalten der Bethe-Heitler - Amplitude unter Ladungskonjugation untersucht werden. In niedrigster Ordnung QED beschreibt die Bethe-Heitler - Amplitude die Paarerzeugung mit $C = +1$, da das e^+e^- - Paar an zwei Photonen koppelt. Das bedeutet, daß die Bethe-Heitler - Amplitude symmetrisch ist unter Austausch von Elektron und Positron.

2.3 COMPTON - AMPLITUDE

Die Amplitude A_C der virtuellen Compton - Streuung am Proton läßt sich

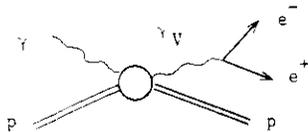


Fig. 7 Graph zur virtuellen Compton - Streuung am Proton.

durch das Diagramm (Fig. 7) und folgende Gleichung darstellen:

$$A_C^z = \frac{\lambda^3}{4\pi^3} \frac{xQ}{xQ'} E_+ E_- (E_+ E_- - p_{+z} p_{-z} + m_e^2) | \hat{A}_C^z |^2 \quad (2.12)$$

Dabei ist z die Koordinate in Richtung des Photonenstrahls. Im Rahmen des Vektor - Dominanz - Modells kann \hat{A}_C unter der Annahme der Helizitätserhaltung und der Spinunabhängigkeit der Compton - Amplitude parametrisiert werden zu:

$$\hat{A}_C = i \sum_V \left(\frac{m_V^2}{M^2} \frac{\exp(i\varphi_V)}{m_V^2 - M^2 - im_V \Gamma_V} \sqrt{\frac{4\pi d\sigma_V}{\gamma_V^2 dt}} \right) \quad (2.13)$$

mit $\frac{d\sigma_V}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma_p \rightarrow \nu_p) \exp(b_V t)$, $t = +q^2$

Hierbei sind:

m_V	Masse des Vektormesons
Γ_V	Breite des Vektormesons
b_V	Steigung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für diffraktive Vektormeson - Photoproduktion an Protonen
$\varphi_V + \frac{\pi}{2}$	relative Phase zwischen der Photoproduktions - Amplitude für Vektormesonen und der Bethe-Heitler - Amplitude
$\gamma_V^2 / 4\pi$	Vektormeson - Photon - Kopplungskonstante

Strahlungskorrekturen zur Compton - Amplitude wurden nach (FEY 49) berechnet und betragen ca -4%. Die Compton - Amplitude hat die C - Parität $C = -1$, da das e^+e^- - Paar nur an ein Photon koppelt. Sie ist also antisymmetrisch unter Austausch von Elektron und Positron.

2.4 INTERFERENZTERM

Der Interferenzterm zwischen Bethe-Heitler und Compton - Amplitude ist nun gegeben durch:

$$2 \operatorname{Re} \{ A_{BH} A_C \} = \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^{5/2} \frac{E_+ E_-}{q^2 (KQ')} \delta(Q^2 - M_P^2) \frac{M_{GF}}{\sqrt{1-\tau}} \Delta \operatorname{Re} (A_C) \quad (2.14)$$

$$\text{mit } \Delta = \frac{1}{2} \sum_{\epsilon} \left\{ \frac{1}{\beta_+} \lambda(+, -) - \frac{1}{\beta_-} \lambda(-, +) \right\}$$

$$\begin{aligned} \text{und } -\frac{1}{2} \lambda(+, -) &= \epsilon \epsilon' (M^2 K + \beta_+ E_- - \beta_- E_+) - \\ &- \frac{(K \epsilon')}{K} [\beta_- (p_+ \epsilon) - \beta_+ (p_- \epsilon)] - \\ &- 4 (K + E_- - E_+) (p_+ \epsilon) (p_- \epsilon') \end{aligned}$$

Hierbei sind ϵ und ϵ' die Polarisationsvierervektoren des Photons und des Vektormesons. Strahlungskorrekturen zum Interferenzterm wurden auf -7% abgeschätzt.

Da Δ antisymmetrisch in p_+ und p_- ist, wird es mit einem symmetrischen Paarspektrometer möglich, den Interferenzterm zu messen. Zwar liefert der Interferenzterm keinen Beitrag zum Massenspektrum, wenn man über die Akzeptanz eines symmetrischen Paarspektrometers integriert. Gewichtet man jedoch jedes Ereignis im Massenspektrum mit $\operatorname{sign} (|\vec{p}_+| \Theta_+ - |\vec{p}_-| \Theta_-)$, so trägt nur noch der Interferenzterm bei. Man erhält das Interferenzspektrum, (Θ_+ bezeichnet den Winkel des Positrons bzgl. des Photonstrahls, Θ_- den des Elektrons).

Dies ist aus der folgenden Überlegung ersichtlich. Unter Austausch von Elektron und Positron war die Bethe-Heitler - Amplitude symmetrisch und die Compton - Amplitude antisymmetrisch. Damit enthält die Zählrate des Prozesses (2.3) zwei Anteile N_1 und N_2 , je nachdem, ob Positron oder Elektron den größeren Impuls tragen.

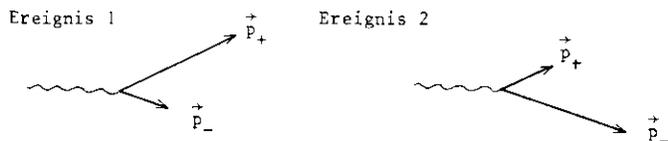


Fig. 8 Skizze zur Veranschaulichung der Anteile, die zur Zählrate für den Prozeß (2.3) beitragen.

Ereignis 1 und 2 gehen bis auf eine Drehung um 180° um die Photonstrahlachse unter Ladungskonjugation ineinander über. Da die Spektrometerarme symmetrisch in Bezug auf die Photonstrahlachse sind, werden entweder beide Ereignisse akzeptiert oder keins von beiden.

Somit gilt:

$$N_1 \sim | A_{BH} + A_C |^2 = | A_{BH} |^2 + | A_C |^2 + 2 \operatorname{Re} \{ A_{BH} A_C \} \quad (2.15)$$

$$N_2 \sim | A_{BH} - A_C |^2 = | A_{BH} |^2 + | A_C |^2 - 2 \operatorname{Re} \{ A_{BH} A_C \}$$

Damit erhält man für die Zählrate (diese geht ins Massenspektrum ein, siehe Abschnitt 2.1)

$$N = N_1 + N_2 \sim | A_{BH} |^2 + | A_C |^2 \quad (2.16)$$

und für den Interferenzterm (dieser geht ins Interferenzspektrum ein, siehe Abschnitt 2.1)

$$\operatorname{INT} = 2 \operatorname{Re} \{ A_{BH} A_C \} \sim N_1 - N_2 \quad (2.17)$$

Führt man eine Variable

$$x = p_+ \Theta_+ - p_- \Theta_- \quad (2.18)$$

ein, die antisymmetrisch unter Vertauschung von Elektron und Positron ist, so findet man folgendes Symmetrieverhalten von Zählrate und Interferenzterm bzgl. x :

Die Zählrate ist symmetrisch unter Ladungskonjugation und damit eine gerade Funktion von x .

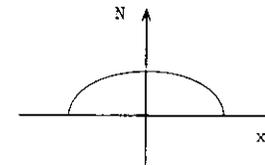


Fig. 9 Symmetrieverhalten der Zählrate bzgl. der Variablen $x = p_+ \Theta_+ - p_- \Theta_-$.

Der Interferenzterm ist antisymmetrisch unter Ladungskonjugation und damit eine ungerade Funktion von x .

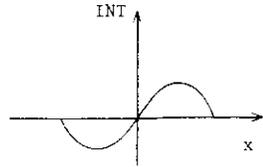


Fig. 10 Symmetrieverhalten des Interferenzterms bzgl. der Variablen $x = p_+^{\ominus} - p_-^{\ominus}$.

Überlagert man diese beiden Anteile, so erhält man für $f(x) = N(x) + \text{INT}(x)$:

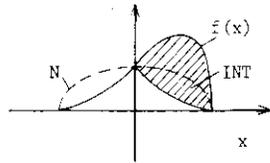


Fig. 11 Verfahren zur Bestimmung des Interferenzterms.

Dabei ist zu berücksichtigen, daß der Interferenzterm keinen Beitrag zur Zählrate leistet, da über die Akzeptanz eines symmetrischen Spektrometers integriert wird. D.h., es gilt:

$$N = \int N(x) dx = \int f(x) dx \quad (2.19)$$

Man erhält so für die Zählrate im Massenspektrum

$$N = \int f(x) dx = N_+ + N_- \quad (2.20)$$

und für den Interferenzterm im Interferenzspektrum

$$\text{INT} = \int \text{sign}(x) f(x) dx = N_+ - N_- \quad (2.21)$$

Dabei bezeichnet N_+ bzw. N_- die Anzahl der Ereignisse für $x > 0$ bzw. $x < 0$.

Dieses Verfahren muß auf jedes Massenbin im Massen- und Interferenzspektrum angewendet werden.

Es ist also möglich, den Interferenzterm zu bestimmen, indem man für jedes Massenbin die Verteilung der Zählrate unter der asymmetrischen Variablen x untersucht (Fig. 11). Wie dies in der Praxis geschieht, ist in Abschnitt 4.5 beschrieben.

Wenn, wie in diesem Experiment, die Bethe-Heitler - Amplitude viel größer als die Compton - Amplitude ist, ist das Interferenzspektrum eine wesentlich empfindlichere Methode, um nach Strukturen zu suchen, als das Massenspektrum.

Dies erkennt man aus folgenden Überlegungen:

1. Alle Beiträge, die nicht interferieren, heben sich heraus (z.B. Untergrund, inelastische Prozesse).

2. Es gilt: $|A_{BH}| \gg |A_C|$. Daraus folgt aber:
 $2 \text{Re} \{ A_{BH} A_C^* \} \gg |A_C|^2$.

Das bedeutet, daß man Effekte, die im Massenspektrum nicht mehr zu sehen sind, im Interferenzspektrum noch erkennen kann.

3. Für die statistischen Fehler gilt:

$$a) \frac{\Delta N}{N_C} \sim \frac{\sqrt{|A_{BH}|^2 + |A_C|^2}}{|A_C|^2} \sim \frac{|A_{BH}|}{|A_C|^2} \quad (2.22)$$

für den Compton - Anteil im Massenspektrum,

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

für den Interferenzterm. (2.23)

Es gilt aber: $\frac{|A_C|}{|A_{BH}|} \ll 1$, d.h. die statistische Signifikanz wird verbessert.

für den Compton - Anteil im Massenspektrum,

2.5 KINEMATIK

In diesem Abschnitt soll die Kinematik der Reaktion



behandelt werden. Das $e^+ e^-$ - Paar im Endzustand wird mit Hilfe eines magnetischen Paarspektrometers vollständig kinematisch bestimmt, d.h. es werden sowohl die Impulse (nach Betrag und Richtung) als auch die Produktionswinkel des Positrons und des Elektrons gemessen. Diese

benötigt man, um die invariante Masse M des e^+e^- -Paares ausrechnen zu können:

$$M^2 = 2 (E_+ E_- - p_+ p_- \cos \Theta_{+-}) + 2 m_e^2 \quad (2.25)$$

Dabei ist Θ_{+-} der Öffnungswinkel zwischen Positron und Elektron. Berücksichtigt man, daß man Impulse mißt, die größer als 1 GeV/c sind, so kann man die Elektronenmasse vernachlässigen. Damit erhält man:

$$M^2 = 4 p_+ p_- \sin^2 \frac{\Theta_{+-}}{2} \quad (2.26)$$

Demnach hängt die invariante Masse also von den Impulsbeträgen und dem Öffnungswinkel des e^+e^- -Paares ab. Man kann dann eine optimale Massenauflösung erreichen, indem man die Impulse und den Öffnungswinkel unabhängig voneinander mißt. Zu diesem Zweck wurde die Ablenkungsebene senkrecht zur Produktionsebene gelegt ($x-z$ -Ebene).

Mittels Viererimpulserhaltung kann man nun einen Ausdruck für die Photonenergie K_Y gewinnen:

$$K_Y = \frac{M^2 - 2 M E + M_p^2 - M_X^2}{2 (E - p_z - M_p)} \quad (2.27)$$

Darin ist $E = E_+ + E_-$ die Gesamtenergie des e^+e^- -Paares, M_p die Ruhemasse des Protons, M_X die Ruhemasse des in Reaktion (2.24) produzierten hadronischen Zustandes X und $p_z = p_{+z} + p_{-z}$. Betrachtet man nur den elastischen Prozeß (2.24) (vergleiche 2.3), d.h. $X \equiv p$, so erhält man, da dann $M_X = M_p$ gilt:

$$K_Y = \frac{M^2 - 2 M E}{2 (E - p_z - M_p)} \quad (2.28)$$

Weiterhin kann man unter der Annahme $X \equiv p$ in (2.24) den Impulsübertrag $t = q^2$ auf das Proton bestimmen:

$$t = 2 M_p (E - K_Y) \quad (t < 0) \quad (2.29)$$

$$\text{mit } t_{\min} = M^2 - \frac{M K_Y}{\sqrt{s}} \left(\frac{s + M^2 - M_p^2}{\sqrt{s}} - \frac{\sqrt{\lambda (s, M^2, M_p^2)}}{\sqrt{s}} \right) \quad (2.30)$$

$$\text{Darin ist } \lambda(a,b,c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc \quad (2.31)$$

$$\text{und } s = M_p^2 + 2 K_Y M_p \quad (2.32)$$

das Quadrat der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem von Photon und Proton (ausgedrückt durch Größen im Laborsystem). t_{\min} ist der minimale Impulsübertrag, den man aufwenden muß, um ein Vektormeson der Masse M zu erzeugen. Die relevante physikalische Größe ist daher $(t - t_{\min})$.

Betrachtet man also nur den elastischen Prozeß

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

so kann man aus den Impulsen und dem Öffnungswinkel des e^+e^- -Paares nicht nur die invariante Masse, sondern auch die Photonenergie und den Impulsübertrag auf das Proton bestimmen.

2.6 WAHL DES TARGETS

Wie in Abschnitt 2.4 erwähnt, trägt die Compton - Zählrate nur wenig zur gesamten Zählrate bei. Man möchte aber sowohl eine möglichst große Compton - Zählrate N_C , als auch einen möglichst großen Anteil der Comptonrate an der gesamten Zählrate $(N_C + N_{BH})$ erreichen. Dies gelingt durch Maximierung der Größe

$$N_C \frac{N_C}{N_C + N_{BH}} \quad (2.33)$$

bzgl. der Massenzahl A . Nach (ALV 71) verhält sich die diffraktive Photoproduktion von Vektormesonen an Kernen wie:

$$N_C \sim | A_C |^2 \sim A^{1.7} p^2 e^{at} \quad \text{mit } a = a_0 A^{2/3} \quad (2.34)$$

Dabei ist $a_0 = 8 \text{ GeV}^{-2}$, $p^2 = | \vec{p}_+ + \vec{p}_- |^2$ und $t = - (K_Y - p)^2$. Der Bethe-Heitler - Anteil kann angenähert werden durch:

$$N_{BH} \sim | A_{BH} |^2 \sim Z^2 G_E^2(t) p^{-2} \Theta_{+-}^{-7}, \quad (2.35)$$

wobei Θ_{+-} der Öffnungswinkel des e^+e^- -Paares und Z die Kernladungszahl ist. Benutzt man den elektrischen Formfaktor

$$G_E(t) = \left(1 + \frac{b_0^2}{24} t\right) \exp\left(-\frac{b_0^2}{8} t\right) \quad (2.36)$$

Für schwere Kerne nach (COL 67) mit $b_0 = 12,26 \text{ GeV}^{-1}$, und

$$G_E(t) = \left(1 - \frac{t}{71}\right)^{-1} \quad (2.37)$$

für Wasserstoff, so kann man eine grobe Abschätzung der relativen Compton- und Bethe-Heitler - Anteile durchführen.

Da in diesem Experiment Vektormesonen mit t zwischen $-0,1$ und $-0,5 \text{ GeV}^2$ nachgewiesen werden, ist es am besten, ein Wasserstoff - Target zu wählen, wie eine ausführliche Monte-Carlo Simulation zeigt.

2.7 WAHL DER SPEKTROMETEREINSTELLUNG

In diesem Abschnitt soll kurz dargestellt werden, welche Überlegungen zur Wahl einer symmetrischen Einstellung und zur Wahl des Zentralimpulses p_0 und des Spektrometerwinkels Θ führten. (Der Spektrometerwinkel Θ bezeichnet den Winkel zwischen Spektrometerachse und z - Richtung; der Zentralimpuls p_0 denjenigen Impuls, dessen Projektion in die $y - z$ - Ebene den Spektrometerwinkel Θ mit der z - Achse bildet und der durch die Mitte der geometrischen Akzeptanz geht, d.h. um $13,8^\circ$ gegen die Horizontale abgelenkt wird. Der Öffnungswinkel des Spektrometers ist wegen der symmetrischen Einstellung gerade 2Θ).

2.7.1 WAHL DER SYMMETRISCHEN EINSTELLUNG DES PAARSPEKTROMETERS

Unter der Annahme, daß Vektormesonen für kleine Winkel diffraktiv produziert werden, und daß die Vektormesonen transversal polarisiert sind, erhält man für die Winkelverteilung der e^+e^- - Paare im Schwerpunktsystem des Vektormesons:

$$W = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \Theta^*), \quad (2.38)$$

wobei Θ^* den Winkel zwischen den Zerfallsprodukten und den einlaufenden Photonen bezeichnet. Diese Verteilung hat ihr Maximum in Vor-

wärtsrichtung. Das scheint gegen eine symmetrische Spektrometereinstellung zu sein. Integriert man jedoch über die Winkelakzeptanz jedes Spektrometerarmes, so wird auf Grund der Lorentztransformation des Öffnungswinkels des e^+e^- - Paares die Wahrscheinlichkeit, ein e^+e^- - Paar nachzuweisen, durch eine symmetrische Einstellung des Paarspektrometers optimiert.

2.7.2 WAHL DES ZENTRALIMPULSES UND DES SPEKTROMETERWINKELS

Zum einen muß man den Spektrometerwinkel Θ so wählen, daß der Bethe-Heitler - Untergrund minimal wird, zum anderen hat man den Zentralimpuls p_0 so festzulegen, daß der Compton - Anteil an der Zählrate möglichst groß wird. Nun gilt nach den Gleichungen(2.34) und (2.35):

$$N_C \sim p^2 e^{at}, \quad N_{BH} \sim p^{-2} \Theta^{-7} \quad (2.39)$$

Gibt man eine invariante Masse des e^+e^- - Paares vor, so ist mit festgelegtem Spektrometerwinkel nach Gleichung (2.26) aber auch der Impuls festgelegt. Dies führt zu zwei gegenläufigen Tendenzen:

Den Spektrometerwinkel muß man möglichst groß wählen, um den Bethe-Heitler - Untergrund klein zu halten. Der Zentralimpuls muß möglichst groß sein, um maximale Ausbeute an Vektormesonen zu erhalten. In dieser Situation muß man einen Kompromiß eingehen. Eine vollständige Monte-Carlo Simulation liefert für eine invariante Masse von $1,6 \text{ GeV}/c^2$ einen Zentralimpuls p_0 von $2,7 \text{ GeV}/c$ und einen Spektrometerwinkel Θ von $16,2^\circ$.

Der Zentralimpuls des Spektrometers und die maximale Photonenergie werden während des Experimentes konstant gehalten, um so Strahlungskorrekturen und Bremsstrahlungsverluste konstant zu halten. Deswegen wird der volle Massenbereich, der in diesem Experiment abgesucht werden kann, durch Änderung des Spektrometerwinkels abgedeckt (Fig.15).

3. MESSANORDNUNG

Dieses Kapitel beschreibt die Meßanordnung. Im ersten Abschnitt werden die Eigenschaften des Photonenstrahls und das verwendete Target beschrieben. Der zweite Abschnitt befaßt sich mit dem eigentlichen Detektor, einem magnetischen Paarspektrometer. Es wird sowohl vom Aufbau als auch von seinen charakteristischen Größen (Akzeptanz und Auflösungen) gesprochen. Schließlich werden im letzten Abschnitt des Kapitels der Trigger, einige Teile der Elektronik sowie die Aufgaben des benutzten Kleinrechners erläutert.

3.1 PHOTONSTRAHL, TARGET

Die Photonen werden durch Bremsstrahlung der Elektronen erzeugt, die im Elektronensynchrotron DESY auf eine Maximalenergie von 7.2 GeV beschleunigt werden. Diese Elektronen treffen auf ein Konversionstarget aus Tantal (0.5 mm dick). Sie erzeugen ein Bremsstrahlungsspektrum, dessen Kantenenergie bei $K_{\max} = 7.2 \text{ GeV}$ liegt. Der Photonstrahl wird durch zwei Kollimatoren auf einen Strahlquerschnitt von 8 mm (Höhe) mal 35 mm (Breite) begrenzt. Drei Säuberungsmagnete mit starken Magnetfeldern sorgen für einen von geladenen Teilchen freien Photonstrahl. Der so gesäuberte Photonstrahl trifft auf ein Target aus flüssigem Wasserstoff von 100 cm Länge und 5 cm Durchmesser.

Die Intensität des Photonstrahls wird mit einem gasgefüllten Wilson-Quantameter gemessen, das auf 2% genau kalibriert ist. Die von dem Quantameter angesammelte Ladung Q (Sweeps) ist direkt proportional zur gesamten Energie E des Photonstrahls bzw. zur Anzahl N_{eq} der äquivalenten Quanten:

$$N_{\text{eq}} = \frac{E}{K_{\max}} = \frac{1}{K_{\max}} \int_0^{K_{\max}} f(K) dK = c \frac{Q}{K_{\max}} \quad (3.1)$$

Dabei ist $f(K)$ das Bremsstrahlungsspektrum und c die Kalibrierungskonstante des Quantameters. Diese erhält man aus Vergleichsmessungen mit einem Faraday-Käfig im Teststrahl:

$$c = 1.6 \cdot 10^{19} \frac{\text{MeV}}{\text{As}} \quad (3.2)$$

Es gilt dann folgende Beziehung zwischen der Zahl der SWEEPS (die am Anzeigeelement des Quantameters abgelesen werden kann) und der Zahl der äquivalenten Quanten (die zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts von (2.3) benötigt wird):

$$N_{\text{eq}} = 1.6 \cdot 10^{19} \frac{\text{SWEEPS}}{K_{\max} (\text{MeV})} 10^{-6} = 1.6 \cdot 10^{10} \frac{\text{SWEEPS}}{K_{\max} (\text{MeV})} \quad (3.3)$$

Die Stabilität des Quantameters wird durch drei Szintillator-Teleskope überwacht, von denen zwei auf das Target gerichtet sind und eines auf ein Fenster im Strahlrohr des Photonstrahls (Fig. 13).

3.2 SPEKTROMETER

Dieser Abschnitt ist der Beschreibung der Komponenten des Spektrometers und deren Aufgabe gewidmet. Weiterhin sollen Impuls- und Massenaufnahme des Spektrometers sowie Impuls- und Massenaufklärung und die Ortsauflösung im Target angegeben werden.

3.2.1 AUFBAU

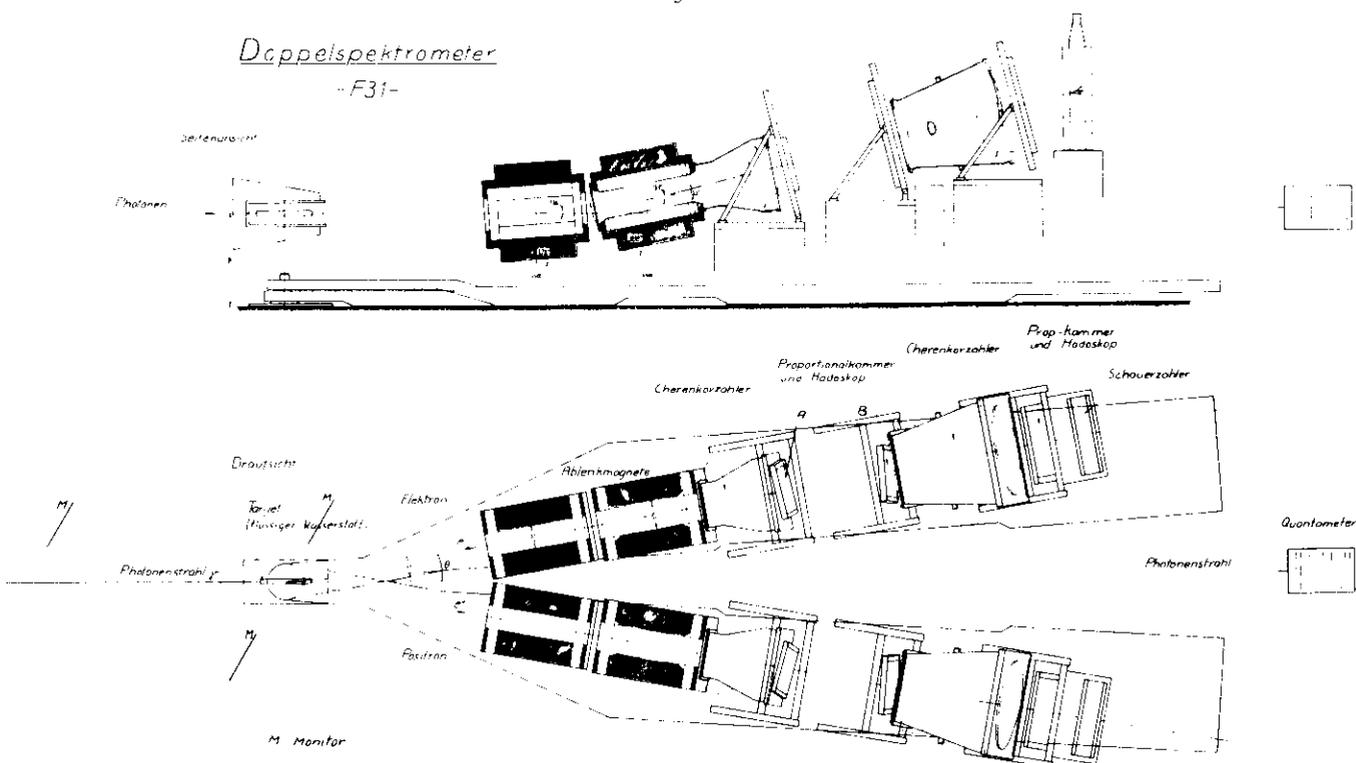
Zum Nachweis des e^+e^- -Paares im Endzustand von Reaktion (2.3) wird ein magnetisches Paarspektrometer benutzt, das aus zwei identischen Armen besteht, die auf je einer Lafette um den geometrischen Mittelpunkt des Targets in der horizontalen Ebene drehbar sind. Fig. 12 zeigt eine perspektivische Ansicht des Spektrometers. Seitenansicht und Draufsicht des Spektrometers sind in Fig. 13 wiedergegeben.

Jeder Arm des Spektrometers umfaßt:

- 1) Zwei Magnete zur Impulsbestimmung,
- 2) Drei Proportionalkammern zur Ortsmessung,
- 3) Drei Szintillator-Hodoskope zur Flugzeit- und Ortsmessung,
- 4) Zwei Schwellen-Cerenkovzähler zur Identifizierung von Elektronen und zur Flugzeitbestimmung,
- 5) Ein Schauerzähler zur Identifizierung von Elektronen und zur Flugzeitmessung.

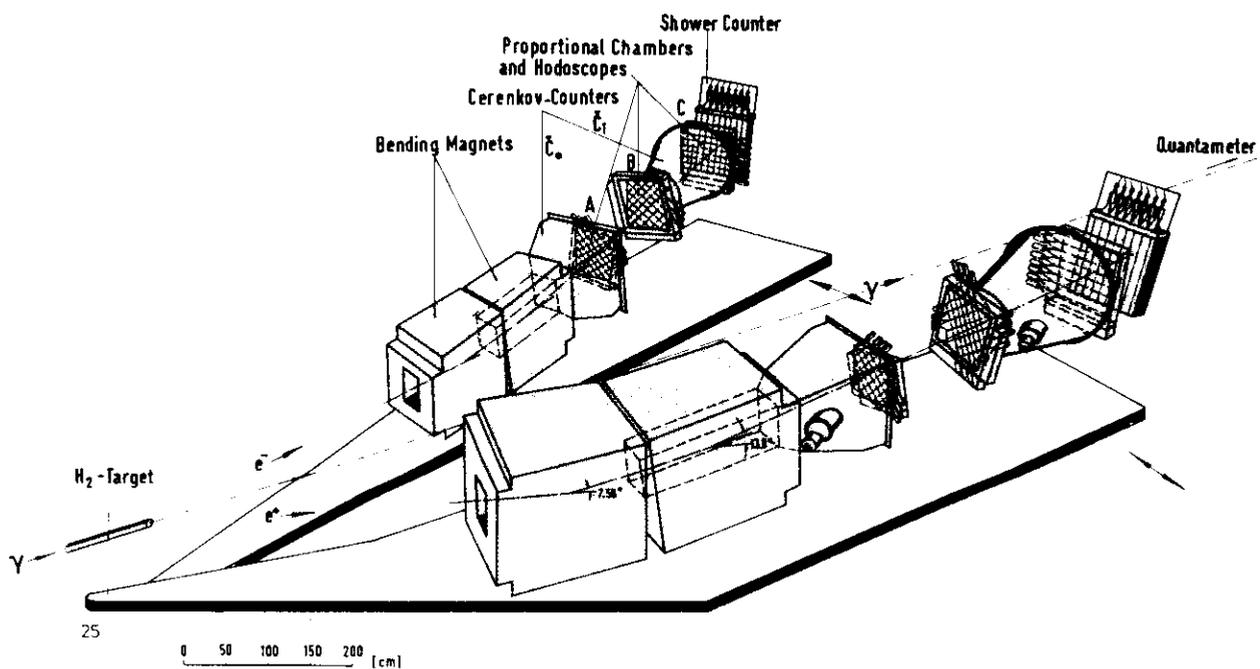
Fig 13

Doppelspektrometer
-F31-



28

Fig 12



27

PAIR SPECTROMETER

Die räumliche Anordnung der einzelnen Komponenten eines Spektrometerarmes ist aus den Fig. 12 und 13 ersichtlich.

Nun sollen die einzelnen Komponenten des Spektrometers genauer beschrieben werden.

In jedem Arm sind zwei DESY MA Magnete von 1m Länge installiert, deren Spalt auf 50 cm vergrößert ist, um die Spektrometerakzeptanz zu erhöhen. Sie liefern bei einem Strom von 1500 A ein Feld von 5.8 KG und lenken ein Teilchen mit einem Impuls von 2.7 GeV/c (Zentralimpuls) um 13.8° gegen die horizontale Ebene ab. Als Ablenkungsebene wurde die vertikale Ebene (senkrecht zur Produktionsebene) gewählt, um eine optimale Massenauflösung zu ermöglichen. (Impulse und Öffnungswinkel des e^+e^- Paares werden dann unabhängig voneinander gemessen, siehe Abschnitt 2.5 und 3.2.2). Man benutzt zwei getrennte Magnete, um zu verhindern, daß direkte Photonen den Schauerzähler treffen und ein Elektron (oder Positron) vortäuschen. Die Magnetfelder wurden mit einer dreidimensionalen Hallprobe in 10^5 Punkten auf 0.1% genau gemessen. Während der Meßschichten wird der Magnetstrom ebenfalls bis auf 0.1% konstant gehalten.

Um die Vielfachstreuung von Elektronen und Positronen sowie Schauerbildung möglichst klein zu halten, werden zwischen Target und Magneten mit Helium gefüllte Säcke als Medium verwendet.

In jedem Arm werden zwei Schwellen-Czerenkovzähler benutzt, um Elektronen zu identifizieren. Im vorderen Czerenkovzähler $\check{C}\check{\theta}$ beträgt die Schwellengeschwindigkeit $v_s = .99969 c$, um Czerenkov-Licht zu erzeugen. Das bedeutet, daß Elektronen oder Positronen mit einem Impuls $p > 20$ MeV/c, Myonen mit einem Impuls $p > 4.2$ GeV/c und Pionen mit einem Impuls $p > 5.6$ GeV/c nachgewiesen werden.

Um die Möglichkeit zu reduzieren, auf solche Pionen zu triggern, die Stoßelektronen (δ - rays) in $\check{C}\check{\theta}$ produzieren, ist der Czerenkovzähler $\check{C}\check{\theta}$ mit 60% seiner Länge in den zweiten Magneten eingebaut. $\check{C}\check{\theta}$ ist mit 80% Ar und 20% O_2 (bei Atmosphärendruck und Raumtemperatur) gefüllt. Der Brechungsindex dieser Gasmischung beträgt $n = 1.0003$. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von $\check{C}\check{\theta}$ ist größer als 99% für alle guten Spuren.

Der hintere Czerenkovzähler $\check{C}\check{1}$ ist mit CO_2 (bei Atmosphärendruck und Raumtemperatur) gefüllt; der Brechungsindex ist $n = 1.00045$. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist größer als 99.5%.

Am Ende jedes Spektrometerarmes befindet sich ein Schauerzähler - Hodoskop. Jedes Hodoskop besteht aus sieben Elementen, von denen jedes als Blei-Szintillator-Sandwich von 12 Strahlungslängen aufgebaut ist. Hinter den Magneten befinden sich drei Szintillator - Hodoskope A, B und C und drei Proportionaldrahtkammern (später: Drahtkammern oder Kammern) A, B und C, um den Impuls p und die Winkel Θ und φ jedes Teilchens zu messen.

Die räumliche Auflösung ist durch die Drahtkammern festgelegt. Jede Kammer hat zwei orthogonale Ebenen von Signaldrähten. Der Drahtabstand beträgt 2 mm. Jede Kammer ist um 10° (im Uhrzeigersinn) gegen die vorige gedreht, um Mehrdeutigkeiten in Triggern mit mehreren Spuren aufzudecken. Die Gasfüllung für die Drahtkammern besteht aus 60% Ar und 40% CO_2 . Die 6000 Drähte werden durch ein CAMAC-ähnliches System (CATO) mittels der PDP 8/E ausgelesen.

Die Zeitauflösung ist bestimmt durch die Szintillator - Hodoskope, die bei jeder Drahtkammer aufgestellt sind. Die Hodoskope A und B enthalten jeweils zwei orthogonale Ebenen mit acht Elementen (Szintillationszählern). Die Szintillatorhodoskope sind um 45° gegen die Drahtkammern gedreht, um die Auflösung von Mehrdeutigkeiten in den Kammern weiter zu verbessern. Das Hodoskop C enthält nur eine Ebene von acht Elementen. Diese sind senkrecht zu den sieben Segmenten des Schauerzählers angeordnet. Fig. 14 zeigt die Anordnung der Kammern, Szintillator - Hodoskope und Schauerzähler mit den Drehwinkeln und den Nummerierungen der Drähte und Elemente.

3.2.2 AKZEPTANZEN, AUFLÖSUNGEN

Zuerst sollen die Massen- und Impulsakzeptanzen des Spektrometers angegeben werden. Die Massenakzeptanz, gewichtet mit dem Bremsstrahlungsspektrum, wird für die Spektrometerwinkel 13° , 15° , 16° und 19° in Fig. 15 gezeigt. Die Impulsakzeptanz sowie die geometrische Akzeptanz in den Produktionswinkeln Θ und φ des e^+e^- Paares sind in Fig. 16

Fig. 14

Diagramm der mit den Parametern $\theta = 10^\circ$, $\sigma = 10^\circ$ und $\tau = 10^\circ$ berechneten FWHM, Spektralrezeptionskurve und Gütefaktoren g_{eff}

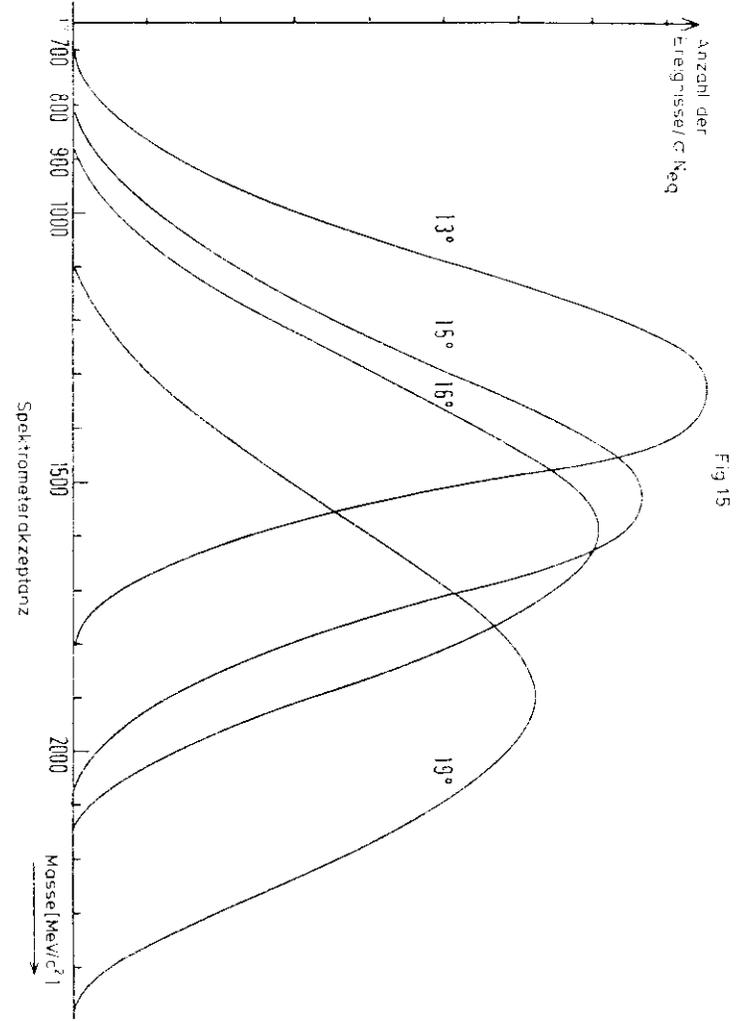
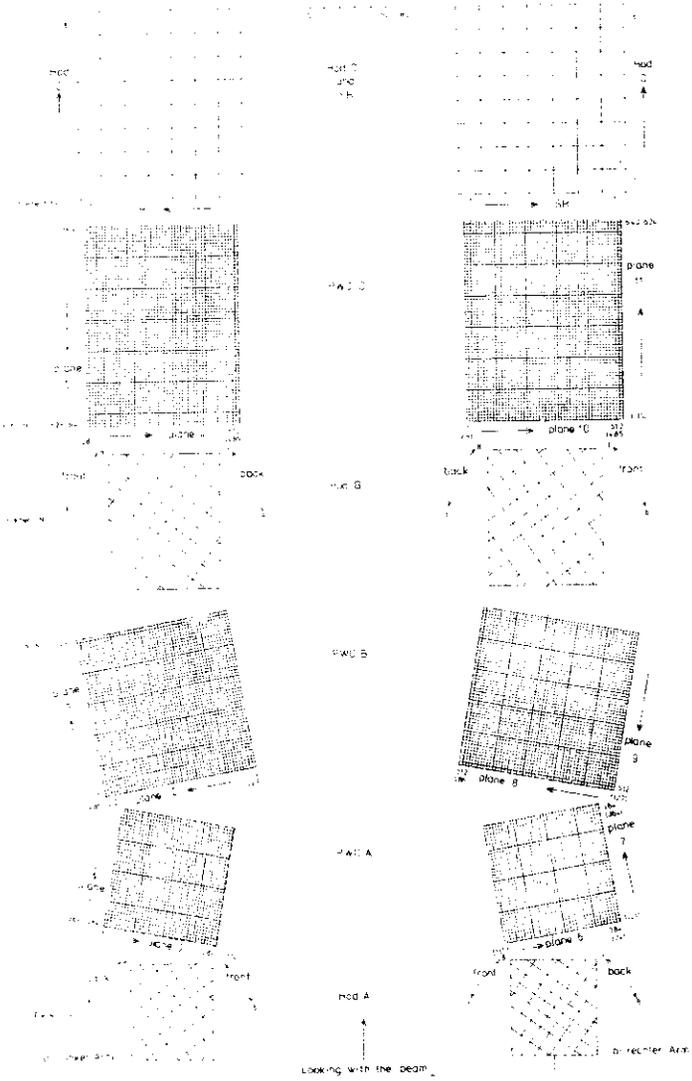
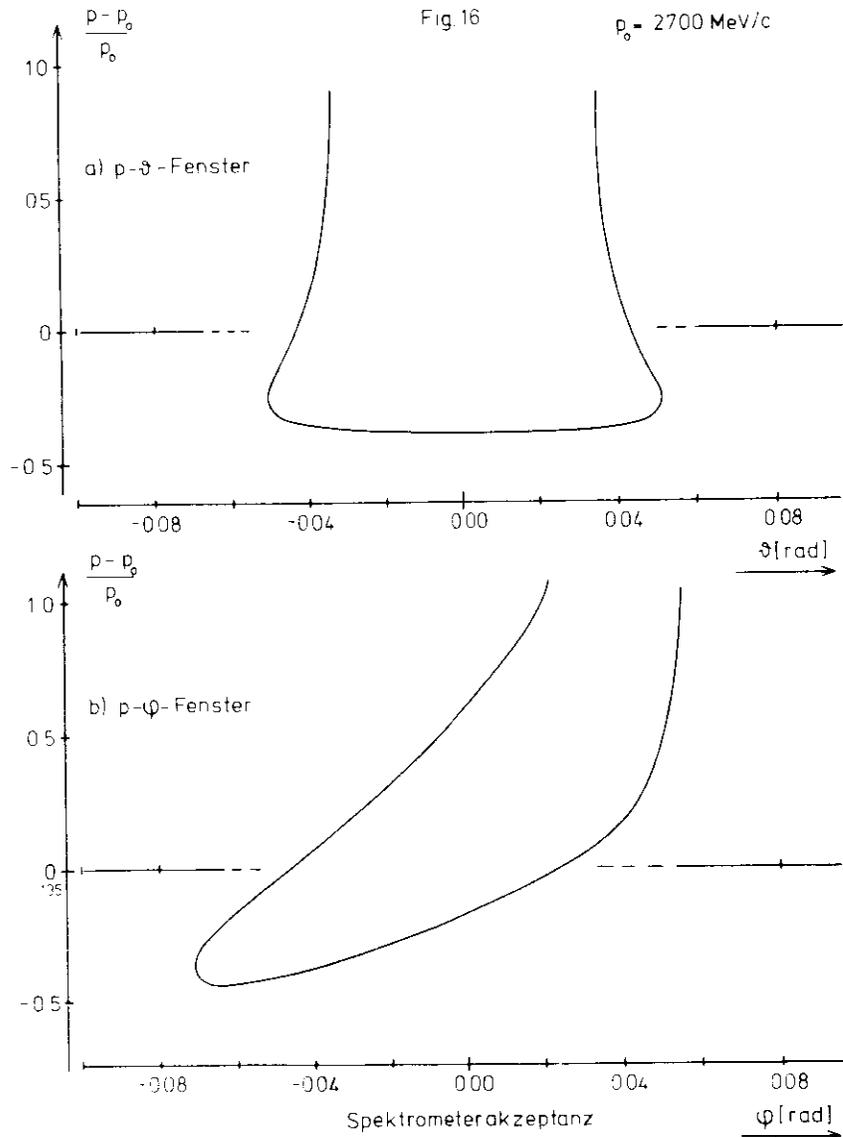
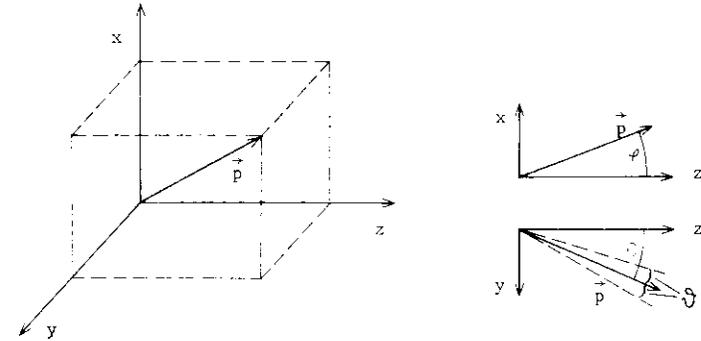


Fig. 15



dargestellt. Dabei sind θ und φ auf die Strahlachse (z-Koordinate) bezogen (Projektionen in die y-z-Ebene bzw in die x-z-Ebene) :



Die Frage ist nun, welche Abweichung θ vom Spektrometerwinkel $\theta = 13^\circ$ bzw welche Abweichung φ von $\varphi = 0^\circ$ (Teilchen mit Zentralimpuls $p_0 = 2,7 \text{ GeV/c}$ werden dann um $\alpha = 13,8^\circ$ in der vertikalen Ebene abgelenkt) noch erlaubt ist, damit ein Teilchen vom Spektrometer "akzeptiert" werden kann. Die Antwort auf diese Frage erhält man aus dem $p-\theta$ - Fenster bzw dem $p-\varphi$ - Fenster in Fig.16. Dabei ist zu berücksichtigen, daß diese Abweichungen θ und φ mit dem Impuls des Teilchens korreliert sind. Das $p-\theta$ - Fenster ist nahezu rechteckig. Das bedeutet, daß der Winkel θ kaum vom Impuls abhängt. Die zulässige Abweichung θ vom Spektrometerwinkel $\theta = 13^\circ$ beträgt etwa $\pm 40 \text{ mrad}$.

Dagegen erkennt man in Fig.16 Teil b), daß der Winkel φ sehr stark mit dem Impuls korreliert ist. Das ist nicht weiter erstaunlich, da die Teilchen schließlich in der x-z- Ebene vom Magneten abgelenkt werden. Aus Fig.16 Teil b) ist ersichtlich, daß Teilchen mit kleinem Impuls (die stark abgelenkt werden) den Magneten unten (φ negativ) durchqueren müssen, damit sie vom Spektrometer akzeptiert werden. Teilchen mit großem Impuls dagegen (sie werden nur schwach vom Magneten abgelenkt) müssen den Magneten oben (φ positiv) durchqueren, damit sie von den Detektoren nachgewiesen werden können.

Der zulässige Impulsbereich (in einem Spektrometerarm) erstreckt sich von $p = 1375 \text{ MeV/c}$ bis $p = 5825 \text{ MeV/c}$. Der Schnitt bei hohen

Impulsen ist durch die Energieerhaltung bedingt ($K_{\max} = 7200 \text{ MeV}$), der Schnitt bei niedrigen Impulsen durch die geometrische Akzeptanz des Spektrometers.

Nun sollen noch einige Worte auf das Auflösungsvermögen des Spektrometers verwandt werden.

Die Impulsauflösung hängt von der Genauigkeit des Magnetfeldes ab und von der Genauigkeit, mit der der Ablenkwinkel α bestimmt werden kann ($\alpha = 13,8^\circ$ für $\varphi = 0^\circ$). Die Ungenauigkeit des Magnetfeldes kann vernachlässigt werden (0.1%), während die Genauigkeit im Ablenkwinkel durch die Ortsauflösung in den Kammern ($\pm 2 \text{ mm}$), durch die Vielfachstreuung in den Zählern und durch die Höhe des Photonstrahls ($\pm 0,4 \text{ cm}$) bestimmt wird. Man erhält eine Winkelauflösung von

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \pm 1.1\% \quad (3.4)$$

Da der Ablenkwinkel umgekehrt proportional zum Impuls ist ($\alpha \sim \frac{f \cdot B \cdot dl}{p}$), erhält man für die Impulsauflösung:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \pm 1.1\% \quad (3.5)$$

Die Massenauflösung des Spektrometers ist bestimmt durch die Impulsauflösung und durch die Winkelauflösung in Θ . Nach Formel (2.26) erhält man

$$\frac{\Delta M}{M} = \sqrt{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Theta}{\Theta}\right)^2} \quad (3.6)$$

Die durch die Ortsauflösung in den Kammern und durch die Vielfachstreuung in den Zählern bestimmte Winkelauflösung in Θ beträgt etwa

$$\frac{\Delta\Theta}{\Theta} = \pm 0.8\% \quad (3.7)$$

Man erhält so eine Massenauflösung von

$$\frac{\Delta M}{M} = \pm 1.4\% \quad (3.8)$$

Danach variiert ΔM von 10 MeV bei $M = 700 \text{ MeV}$ bis 24 MeV bei $M = 1700 \text{ MeV}$. Für die Herstellung der Massen- und Interferenzspektren

ist es somit sinnvoll, Massenintervalle von 20 MeV zu wählen (vergleiche Kapitel 6). Allerdings werden zur Kontrolle der Massenauflösung auch Spektren mit 10 MeV Intervallen hergestellt. Genauere Informationen über die Berechnung der Winkelaufösungen findet man bei (BAR 77/1).

3.3 DATENNAHME

Dieser Abschnitt befaßt sich mit der Elektronik zur Datennahme. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Beschreibung des Triggers. Zum anderen werden einige Kontrollen während der Messung beschrieben.

Die Meßzeit ist in Runs unterteilt, in denen jeweils 300 000 SWEEPS gesammelt werden. Ein einzelner Run dauert 4-6 Stunden bei einem Spektrometerwinkel von 13° . Das Merkmal der Runs ist die Polarität der Magneten, die von Run zu Run gewechselt wird. Dies geschieht, um apparative Asymmetrien auszuschließen, d.h. um sicherzustellen, daß das Spektrometer wirklich symmetrisch ist. Da bei gegebener Magnetpolarität in einem Spektrometerarm nur eine Teilchenart nachgewiesen werden kann - entweder positiv oder negativ geladene Teilchen - entspricht ein Wechsel der Magnetpolarität gerade dem Austausch von Elektron und Positron (vergleiche die Abschnitte 2.4 und 4.5). Man sammelt bei jeder Magnetpolarität die gleiche Anzahl an SWEEPS bzw. äquivalenten Quanten.

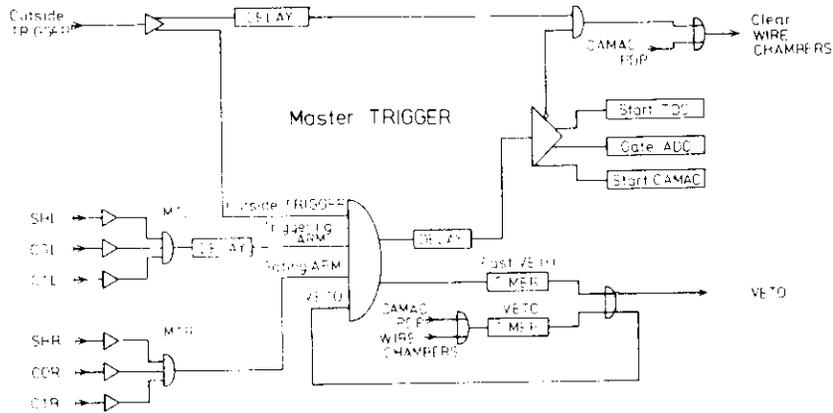
Die in dieser Arbeit benutzten Daten wurden bei einem Spektrometerwinkel von 13° , einem Zentralimpuls von 2.7 GeV/c und einer maximalen Photonenergie von $K_{\max} = 7.2 \text{ GeV}$ aufgenommen. Es handelt sich um die Daten der Runs 369 bis 437 und 449 bis 520.

3.3.1 TRIGGER, ELEKTRONIK

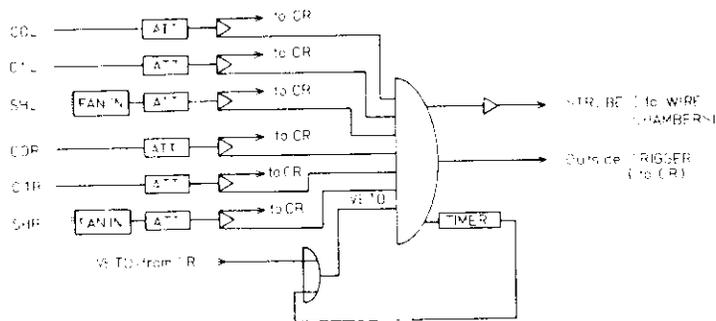
Das On-line Kennzeichen eines Elektronenpaares ist durch die Koinkidenz (innerhalb $\pm 15 \text{ ns}$) der vier Czerenkovzähler und der beiden Schauerzähler gegeben. Ein Flußdiagramm der Elektronik zeigt Fig. 17.

In der Halle wird der Anodenimpuls jedes der sieben Elemente des

Fig 17



HALL CONTROL-ROOM CR HALL



HALL THE TRIGGER (in the HALL)

Schauerzählers in ein lineares FAN - IN gegeben. Das Ausgangssignal dieser Einheiten (SHL OR, SHR OR; vergleiche Fig.18; L steht für den linken, R für den rechten Spektrometerarm) wird nach Abschwächung diskriminiert, um einen ersten groben Schnitt am Untergrund vorzunehmen. Die Schwelle des Diskriminators liegt bei 100±5 mV. Jeder der Impulse von den vier Czerenkovzählern wird auf die gleiche Weise behandelt.

Die sechs Signale, die man so mit einer Breite von 15 ns erhält, werden in eine Koinzidenz gegeben, den Outside - Trigger (OUT IG). Die Eingangssignale für diese Koinzidenz können durch eine Einheit im Kontrollraum (CR) gewählt werden. Der Outside - Trigger sendet einen STROBE - Impuls zum Auslesesystem für die Drahtkammern (CATO - System). Ein weiterer Ausgang steuert einen Univibrator (TIMER), der für die Sperrung der Koinzidenz bis zum Eintreffen des VETO - Signals aus dem Kontrollraum sorgt.

Der Outside - Trigger und die sechs Signale der Czerenkov- und Schauerzähler werden über 40 m Kabel in den Kontrollraum geleitet. Die drei Signale jedes Spektrometerarmes (geformt zu einem 20 ns breiten Signal) bilden zwei neue Koinzidenzen, den MAIN TRIGGER LEFT (MTL) für den linken Arm und den MAIN TRIGGER RIGHT (MTR) für den rechten Arm. Das Signal des rechten Armes (GATING ARM) wird auf eine Länge von 40 ns gebracht und wirkt als Gate für den MASTER TRIGGER (siehe weiter unten). Das Signal des linken Arms (Triggering Arm) wird zu einer Länge von 20 ns geformt und um 20 ns verzögert (DELAY). Dadurch ist sichergestellt, daß immer das Signal des linken Arms den Beginn der Trigger - Koinzidenz (MASTER TRIGGER) markiert. Im MASTER TRIGGER (später: Trigger oder Hauptkoinzidenz) sind außer den Signalen MTL, MTR, OUT IG Signale für die Bereitschaft des Kleinrechners zur Datenaufnahme und für die Funktionsfähigkeit der Drahtkammern enthalten. Sind diese Bedingungen nicht erfüllt, wird ein Signal zum Auslesesystem der Drahtkammern gesendet (CLEAR WIPE CHAMBERS), und der Apparat ist bereit, das nächste Ereignis aufzunehmen. Tritt der MASTER TRIGGER ein, so werden die Flugzeiten und Pulshöhen der Zähler aufgenommen, die Drahtnummern der gefeuerten Drähte ermittelt und

die Daten zur PDP geschickt. Nach Beendigung der Datenübermittlung sendet die PDP ein CLEAR - Signal. Die Apparatur ist dann frei für das nächste Ereignis.

Die Flugzeiten (besser : Ansprechzeiten) der vierzehn Elemente der Schauerzähler, des SHL OR und SHR OR, aller Szintillator - Hodoskope und der Czerenkovzähler ebenso wie die Ansprechzeiten von MTL und MTL werden mit einem TDC (TIME to DIGITAL CONVERTER) relativ zum Eintreten des Triggers gemessen. Durch Verzögerungsleitungen wird erreicht, daß erst die Trigger - Bedingung geprüft wird und dann die Ansprechzeiten der Zähler gemessen werden. Der Trigger liefert das START - Signal, das Signal des Zählers das STOP - Signal. Die Flugzeit zwischen zwei Zählern ergibt sich aus der Differenz der Ansprechzeiten. Die Pulshöhen der Triggerzähler (Czerenkov-, Schauerzähler) ebenso wie die Pulshöhen von SHL OR und SHR OR werden mit einem ADC (ANALOG to DIGITAL CONVERTER) gemessen. Der MTL liefert das Startsignal für einen TDC und der MTR das zugehörige Stoppsignal. Die Länge dieses Impulses ist proportional zu seinem Flächenintegral, d.h. zu seiner Pulshöhe. Diese Pulshöhe (L - R TOF) wird ebenfalls mit einem ADC gemessen. Auf diese Weise wird das Timing zwischen linkem und rechtem Arm überwacht.

Zur zusätzlichen Überwachung des Experimentes dienen einige visuelle Zähler und einige CAMAC - MICROSCALER, an denen verschiedene Zählraten wie z.B. Trigger, MTL, MTR, Zählraten in den Triggerzählern usw. abgelesen werden können.

Für jeden Trigger werden folgende Informationen auf Magnetband geschrieben:

- 1) ein Titel (Run - Nummer, Nummer des Magnetbandes, Nummer des Ereignisses, Anzahl der TDC's, ADC's und CAMAC - MICROSCALER);
- 2) die Adressen der gefeuerten Drähte, die Nummern der angesprochenen Elemente der Szintillations - Hodoskope und der Schauerzähler;
- 3) die Ansprechzeiten der Triggerzähler und Szintillator - Hodoskope relativ zum Triggersignal;
- 4) die Pulshöhen der Triggerzähler;

5) die Zählerinhalte der CAMAC-MICROSCALER.

Eine Verbindung zwischen der PDP 8/E und dem DESY - Rechenzentrum erlaubt eine direkte Datenübertragung.

3.3.2 AUFGABEN DES KLEINRECHNERS PDP 8/E

Das Experiment wurde überwacht und gesteuert durch einen Digitalrechner PDP 8/E. Die wesentlichen Aufgaben des Kleinrechners sind:

- a) Meßablauf und Datenfluß steuern,
- b) Kontrolle der erfaßten Daten,
- c) Daten auf Magnetband speichern,
- d) Kontrolle des Experimentes.

Die Punkte a) und c) sind in 3.3.1 beschrieben. Unter Datenerfassung ist hier im wesentlichen die graphische Darstellung einiger wichtiger Größen bereits während des Runs zu verstehen. So werden die Multiplizitätsverteilungen in den Drahtkammern (Fig.20) und in den Szintillator - Hodoskopen und Schauerzählern (Fig.22) überwacht, ebenso die Besetzungswahrscheinlichkeiten (Populationen) der einzelnen Elemente der Szintillator - Hodoskope und Schauerzähler (Fig.21), sowie die Flugzeitverteilungen in den Szintillator - Hodoskopen und die Flugzeit- und Pulshöhenverteilungen der Triggerzähler (Fig.19) und (Fig.18).

Zum Schluß soll auf die Kontrollfunktion des Kleinrechners eingegangen werden.

Einerseits überwacht der Rechner die Konstanz der Magnetströme auf 0.1% und die Konstanz der Multiplier - Hochspannungen auf $\pm 1\%$. Andererseits wird die Überprüfung des Timings der Triggerzähler und Szintillator - Hodoskope und der Verarbeitung der Pulshöhen der Triggerzähler mittels gepulster Lichtdioden in jedem Zähler sowie die Überprüfung der Operationsfähigkeit aller Drähte und deren Verstärker (CATO - cards) mittels kapazitiv an die Signaldrähte gekoppelter Pulser regelmäßig mit speziellen Testprogrammen zwischen zwei Runs durchgeführt.

Fig 18

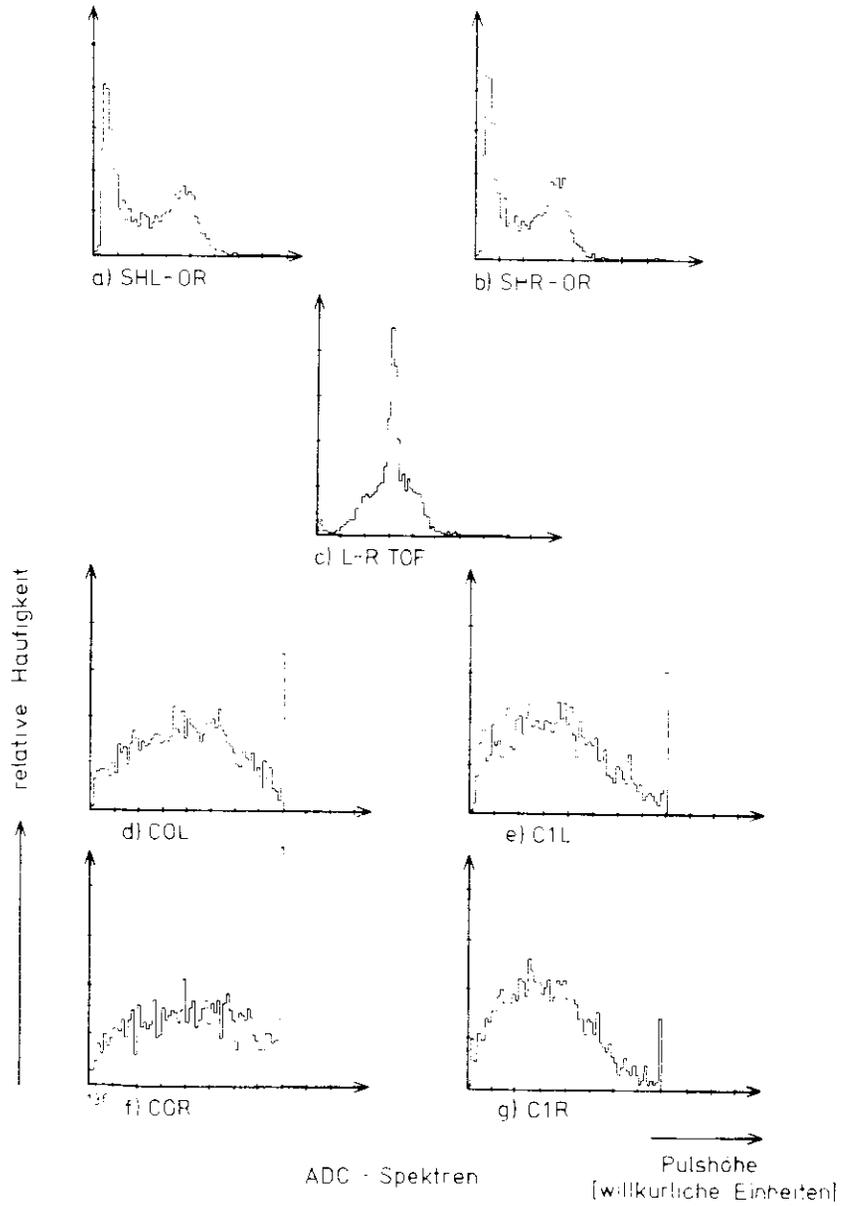


Fig 19

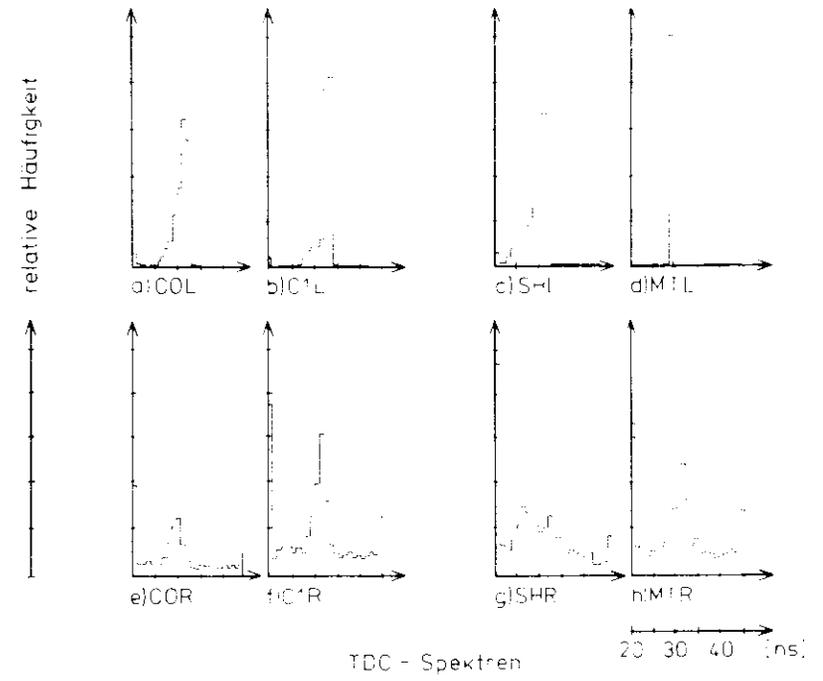


Fig 20

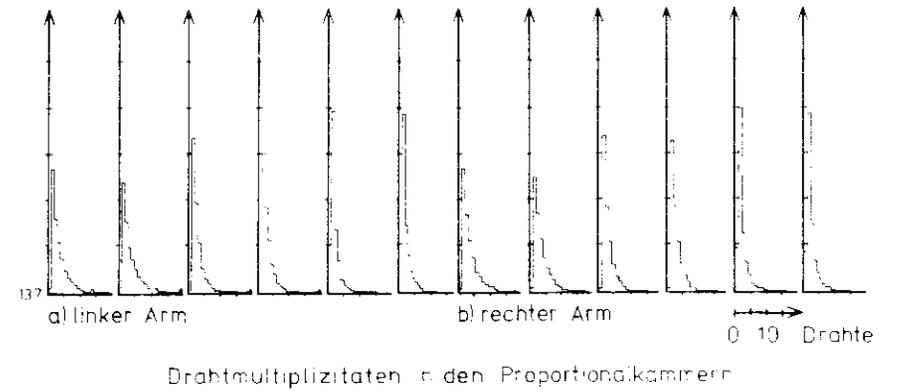


Fig. 21

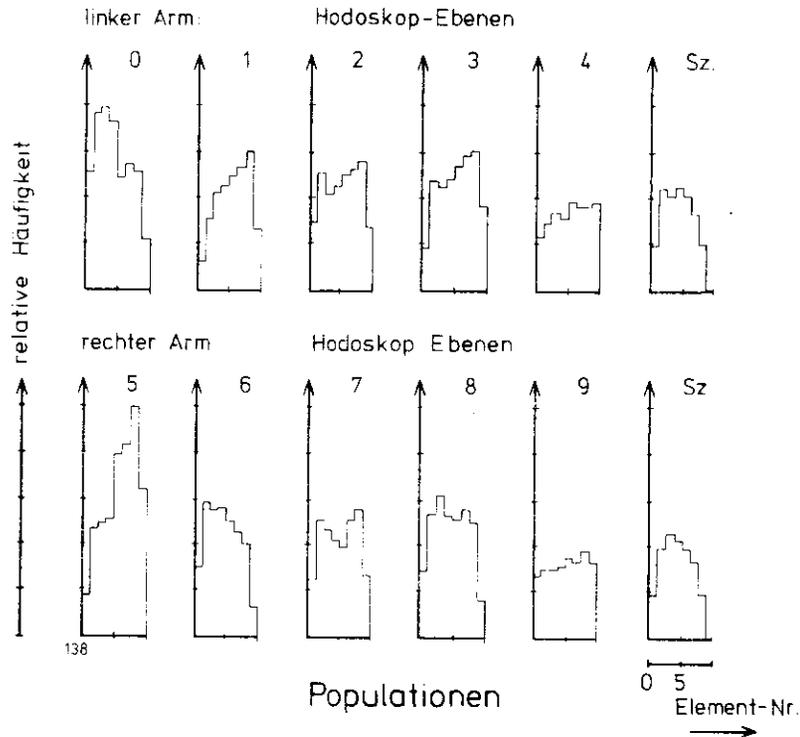
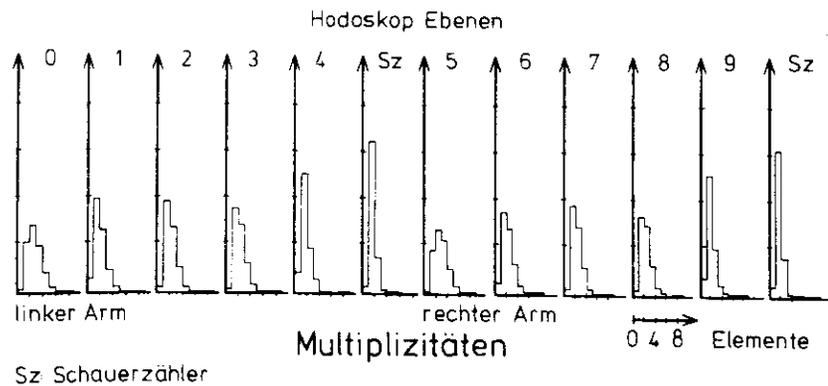


Fig. 22



4 AUSWERTUNG

Das Ziel der Auswertung ist, aus den vom Spektrometer gelieferten Informationen die Massen- und Interferenzspektren der e^+e^- - Paare zu bestimmen. Die vorhandenen Informationen werden dazu in folgenden Schritten verarbeitet:

- 1) Rekonstruktion der Teilchenspuren (aus den Ortsinformationen in den Proportionaldrahtkammern und Szintillatorhodoskopen);
- 2) Zurückweisung von zufälligen Koinzidenzen in den Ortsdetektoren (durch Verwendung der Flugzeiten in einem Spektrometerarm);
- 3) Zurückweisung von unkorrelierten Paaren von Teilchenspuren in den beiden Spektrometerarmen (durch Verwendung der Flugzeitdifferenzen zwischen beiden Spektrometerarmen);
- 4) Zurückweisung des Hadronenanteils an den korrelierten Paaren von Teilchenspuren (durch Verwendung der Pulshöhen in den Triggerzählern);
- 5) Bestimmung der Impulse und Produktionswinkel der korrelierten e^+e^- - Paare;
- 6) Zurückweisung der e^+e^- - Paare, deren Vertex nicht innerhalb des Targets liegt;
- 7) Berechnung der Massen- und Interferenzspektren.

Zur Erläuterung des Begriffs Flugzeit dient die Anmerkung an Ende des Abschnitts 4.1 (Seite 52).

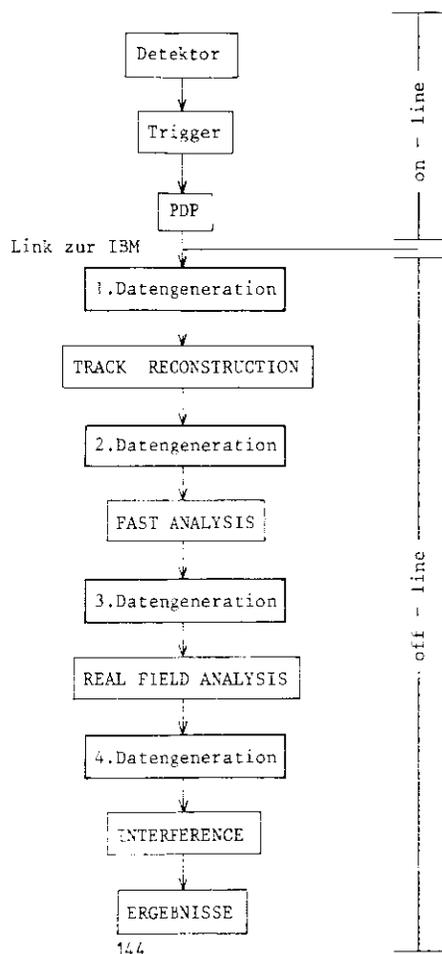
4.1 PRINZIP DER AUSWERTUNG

Die Analyse wird in folgenden Stufen durchgeführt:

- I) Rekonstruktion der Spuren (TRACK RECONSTRUCTION)
- II) Analyse im homogenen Magnetfeld (FAST ANALYSIS)
- III) Analyse im realen Magnetfeld (REAL FIELD ANALYSIS)
- IV) Berechnung der Interferenz (INTERFERENCE)

In Klammern sind die Namen der Programme angegeben, die man auch im Flußdiagramm (Fig.23) wiederfindet. In den einzelnen Analyse-

Fig. 23



FLUBDIAGRAMM: Prinzip des Auswertungsganges

stufen sind jeweils mehrere der Schritte 1) bis 7) zusammengefaßt.

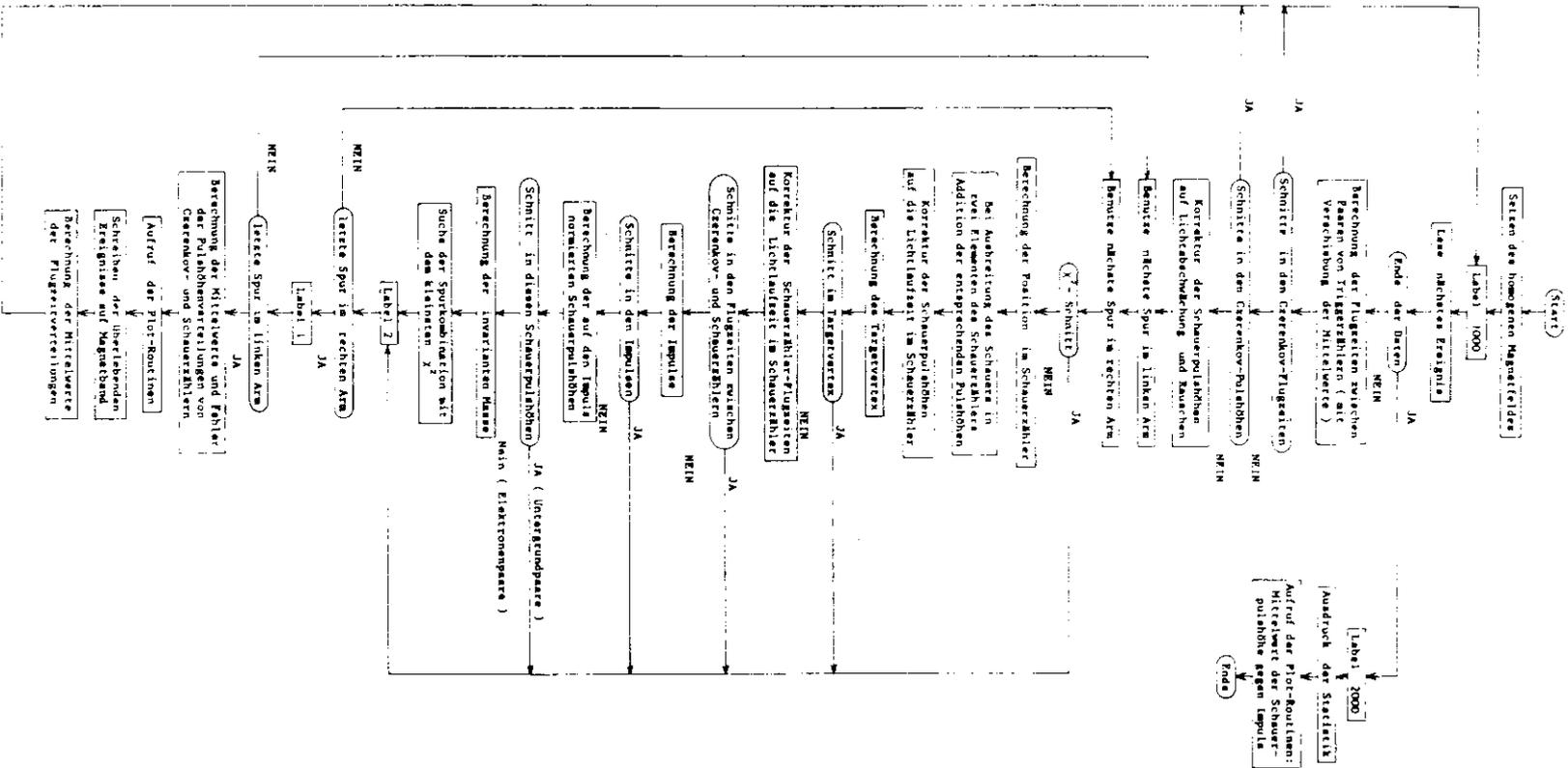
Auf der Stufe "Rekonstruktion der Spuren" werden durch die Punkte in den drei Proportionalkammern pro Arm Geraden gefittet. Mittels Orts- und Flugzeitinformationen in den Szintillator - Hodoskopen werden solche Punkte ausgeschlossen, die nicht zu einer Teilchenspür gehören. In diese Stufe sind die Schritte 1) und 2) integriert.

Auf der Stufe "Analyse im homogenen Magnetfeld" werden aus den nun vorhandenen Teilchenspuren mittels der Flugzeitinformationen der Triggerzähler solche Spuren aussortiert, die durch zufällige Koinzidenzen vorgetäuscht werden. Weiterhin werden die Spuren in beiden Spektrometerarmen zueinander in Korrelation gesetzt, d.h. es wird gefordert, daß die beiden Teilchen aus einer Reaktion stammen, also einen Targetvertex liefern (d.h. zeitlich und örtlich miteinander korreliert sind). Die zeitliche Korrelation erreicht man durch die Forderung, daß die Flugzeitdifferenzen zwischen gleichen Zählern in den beiden verschiedenen Spektrometerarmen innerhalb enger Schnittfenster liegen müssen. Die örtliche Korrelation läßt sich durch die Forderung verwirklichen, daß der Reaktionsort (Targetvertex) innerhalb des Targets liegen muß. Schließlich filtert man noch den Hadronenanteil an den korrelierten Teilchenspuren mittels der Pulshöhen in den Schauerzählern heraus. Diese Stufe der Analyse umfaßt die Schritte 2),3) und 4). Fig. 24 zeigt ein Flußdiagramm dieser Analysestufe.

Nun hat man einen Satz von Ereignissen erstellt, der kaum noch Untergrund enthält. Man kann jetzt die sehr rechenzeitintensive Rekonstruktion der Teilchenspuren durch das reale Magnetfeld vornehmen. Dies geschieht in der "Analyse im realen Magnetfeld" (Schritt 5). An dieser Stelle ist anzumerken, daß die Flugzeit- und Pulshöhenanalyse (Stufe II), also die wesentliche Reduzierung des Untergrundes, aus Gründen der Rechenzeit in einem homogenen Magnetfeld durchgeführt wird. Am Anfang von 4.3 wird gezeigt, daß dieses Verfahren gerechtfertigt ist.

Man kennt nun die kinematischen Größen der e^+e^- - Paare und ist damit in der Lage, die Massen- und Interferenzspektren herzustellen.

Fig. 24



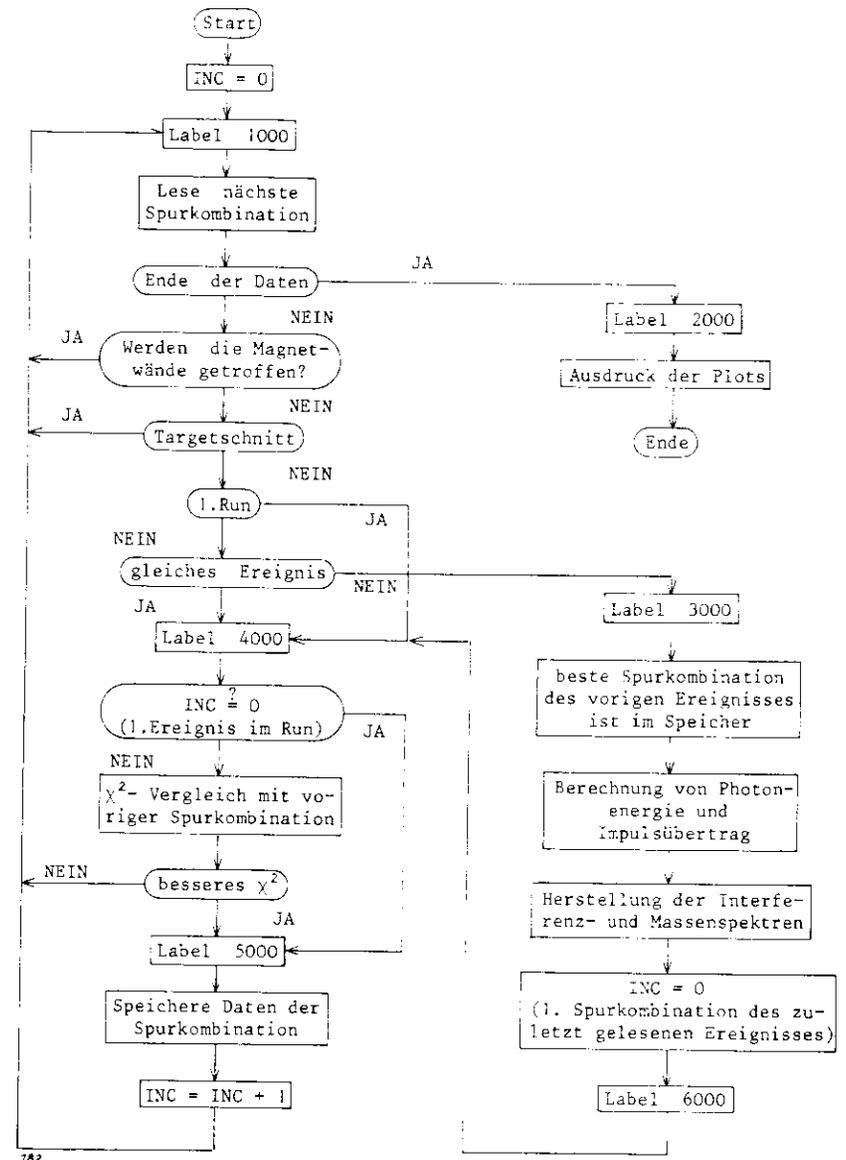
Flussdiagramm: Analysestufe "Analyse im homogenen Magnetfeld"

Dies geschieht auf der Stufe "Berechnung der Interferenz", nachdem man den letzten Schnitt am Targetvertex vorgenommen hat. Diese letzte Stufe der Analyse schließt die Schritte 6) und 7) ein. Das Flußdiagramm zu dieser Analysestufe ist in Fig.25 dargestellt.

Der Zweck dieser Auswertungskette ist, aus den vom Spektrometer gelieferten Daten die korrelierten e^+e^- Paare auszusortieren. Welchen Anteil leisten nun die einzelnen Analysestufen an diesem Vorgang? Tabelle 4 beantwortet diese Frage. Man erkennt, daß nur ca 7% der Trigger gute Ereignisse sind (beim Spektrometerwinkel 13°). Ein weiteres Problem ist, daß in den Proportionaldrahtkammern meistens mehrere Drähte ansprechen (siehe Anhang). Das führt dazu, daß man pro Kammer mehrere Punkte erhält und mehrere Geraden mit verschiedenem χ^2 durch die Punkte in den Kammern fitten kann. Es ergeben sich also Spurmultiplicitäten, die größer sein können als eins. Die Häufigkeitsverteilung in Tabelle 5 liefert einen Mittelwert von 1,3 Spuren pro Arm und Ereignis. Dieser Mittelwert ist in beiden Spektrometerarmen gleich und außerdem unabhängig von der Magnetpolarität, d.h. unabhängig davon, ob positiv oder negativ geladene Teilchen die Spuren erzeugen.

Nach der Stufe "Rekonstruktion der Spuren" ist es somit sinnvoll, Spurkombinationen statt Ereignisse zu betrachten. Tabelle 6 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Spurkombinationen pro Ereignis. Der Zweck der Auswertung ist, die Anzahl an Spurkombinationen pro Ereignis zu reduzieren, da man schließlich nur eine Spurkombination pro Ereignis erwartet. Inwiefern die Analyse diesem Zweck dienlich ist, läßt sich an Hand der Verteilungen bzw. deren Mittelwerten nach den einzelnen Analysestufen in Tabelle 6 überprüfen. Man erkennt, daß der Mittelwert von 1.7 nach der Spurrekonstruktion auf 1.2 nach den letzten Schnitten zurückgeht.

Tabelle 7 zeigt, welche Schnitte an den Daten auf den einzelnen Analysestufen vorgenommen werden, um die guten Ereignisse aus den Triggern herauszufiltern. Über die Effektivität dieser Schnitte wird in den Analysestufen etwas ausgesagt werden.



Flußdiagramm: Analysestufe "Berechnung der Interferenz"

Tabelle 4: Ereignisstatistik
(relative Zahl der Trigger nach den verschiedenen Analysestufen)

	absolut	relativ zu Sweeps	relativ zu Triggern
Sweeps*	25.185.761	1000 ‰	- ‰
Trigger*	281.891	11.2	100
Ereignisse nach Spurrekonstruktion	131.175	5.2	4.7
Ereignisse nach Analyse im homogenen Magnetfeld	21.834	0.9	7.8
Ereignisse nach Berechnung der Interferenz	20.123	0.8	7.1

* sind in Kapitel 3 erläutert

Die Analyse im realen Magnetfeld erscheint nicht in der Tabelle, da dort keine Schnitte vorgenommen werden

Tabelle 5: Spurmultiplicitäten pro Arm und Ereignis

Spurmultiplicität	Häufigkeit nach Rekonstruktion der Spuren
1	81.81 ‰
2	12.97
3	2.38
4	1.51
5	.37
6	.42
7	.11
8	.18
9	.07
10	.18

156

Mittelwert: 1.3 Spuren pro Arm

Tabelle 6: Zahl der Spurkombinationen pro Ereignis

Zahl der Spurkombinationen	nach Spurrekonstruktion	Häufigkeit nach Analyse im homogenen Magnetfeld	nach 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	1.5	1.3
5	.6	.2	.1
6	1.3	.4	.3
7	.2	.1	.03
8	.7	.1	.1
9	.2	.04	.03
10	.2	.02	.01
Summe	99.3 ‰	99.96 ‰	99.97 ‰
Mittelwert	1.717 ± .005	1.242 ± .005	1.209 ± .005

Die Summe über die Spurkombinationen pro Ereignis von 1 bis 10 ist kleiner als 100% der Ereignisse, da auch höhere Kombinationszahlen als 10 auftreten.

Tabelle 7: Schnitte an den Daten auf den verschiedenen Analysestufen

	Schnitte in der Verteilung von			
	χ^2	Flugzeit	Schauerpuls-höhe	Targetvertex
Rekonstruktion der Spuren	x	x		
Analyse im homogenen Magnetfeld	x	x	x	
Analyse im realen Magnetfeld				
Berechnung der Interferenz				x

157

ANMERKUNG: Unter "Flugzeit" wird hier die Ansprechzeit eines Zählers relativ zum Eintreten der Hauptkoinzidenz (des Triggers) verstanden. Bildet man die Differenz der Ansprechzeiten zwischen zwei Zählern in einem Spektrometerarm, so erhält man die echte Flugzeit der Teilchen zwischen diesen beiden Zählern. Zusätzlich wird die Differenz von Ansprechzeiten zwischen gleichen Zählern in beiden Spektrometerarmen verwendet (siehe Schritt 3). Obwohl in diesem Zusammenhang nicht von einer echten Flugzeit die Rede sein kann, wird trotzdem auch auf diesen Sachverhalt der Begriff "Flugzeit" angewendet werden. In diesem Kapitel wird der Begriff der "Flugzeit" universal benutzt werden, ob es sich nun um die Ansprechzeit eines Zählers oder um die Flugzeit zwischen zwei Zählern (in einem oder zwischen beiden Spektrometerarmen) handelt. An dieser Stelle soll noch darauf hingewiesen werden, daß sämtliche Flugzeitverteilungen eines Zählers oder eines Paares von Zählern aus obigem Grunde um ihre Mittelwerte verschoben sind, so daß ihre Mittelwerte nach der Verschiebung bei "Flugzeit null" liegen.

4.2 REKONSTRUKTION DER SPUREN

Die erste Stufe der Analyse ist die Rekonstruktion der Teilchenspuren. Diese Spuren sind durch die Adressen der gefeuerten Drähte in den Proportionaldrahtkammern festgelegt. Der Schnittpunkt zweier zueinander senkrechter Drähte in einer Kammer definiert einen Punkt, durch den ein Teilchen geflogen sein könnte. Mit mindestens zwei solchen Punkten pro Arm sind die Spuren eines Teilchenpaares gegeben. Haben mehr als vier Ebenen (zwei Kammern) gefeuert, wird ebenfalls eine Spur rekonstruiert und ein χ^2 (Maß für die Güte der Spur) berechnet, d.h. es wird eine Gerade durch die Kammerpunkte mit einem möglichst kleinen χ^2 gefittet. Tabelle 8 zeigt, wie häufig 4-,5- und 6- Ebenen -Spuren auftreten.

Aus dem Anhang kann man entnehmen, daß es am wahrscheinlichsten ist, daß zwei Drähte pro Kammerebene feuern, bzw. daß ein Element einer Szintillator - Hodoskop - Ebene ansprechen wird. Die Szintillator - Hodoskope spielen deshalb eine wichtige Rolle, um die durchschnittliche Drahtmultiplizität pro Kammerebene zu reduzieren. Dies liegt

Tabelle 8: Häufigkeitsverteilung von Spuren mit 4-,5-,6-Kammerebenen in einem Spektrometerarm

Zahl der gefeuerten Kammerebenen	Häufigkeit	
	bei Triggern ①	bei Ereignissen nach Berechnung der Interferenz
4	11% ②	3%
5	7	9
6	77	88

161

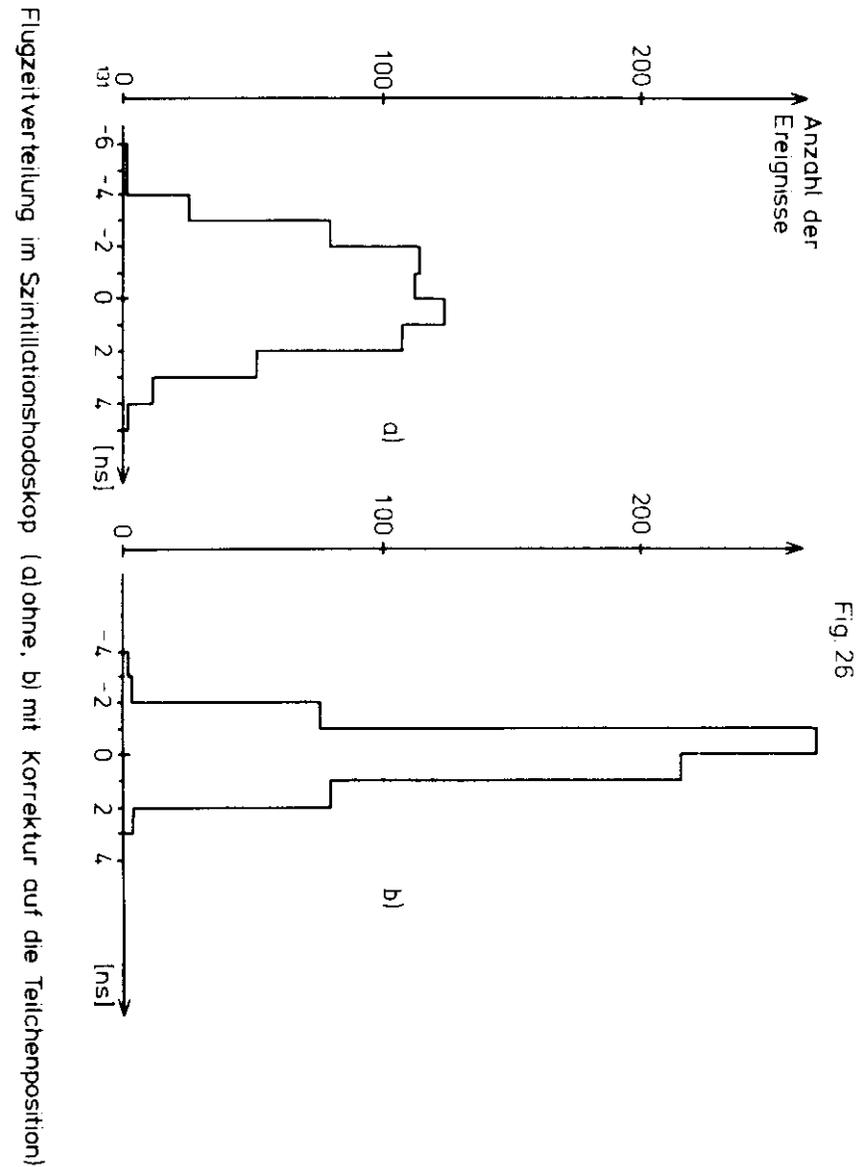
- ① Die Summe ist kleiner als 100%, da es vor der Analysestufe "Rekonstruktion der Spuren" vorkommen kann, daß weniger als 4 Kammerebenen in einem Arm gefeuert werden.
- ② In den 11% sind Spuren außerhalb der geometrischen Akzeptanz enthalten (Proportionalkammer C ist akzeptanzbestimmend).

daran, daß die Zeitauflösung eines Szintillationszählers etwa 2 ns beträgt, während die Zeitauflösung einer Kammer zwischen 50 und 70 ns liegt.

Damit man nun Flugzeitverteilungen auf eine saubere Weise betrachten kann, werden nur 6- Ebenen - Spuren mit einem vernünftigen χ^2 benutzt. Durch die Korrektur jeder Hodoskop - Flugzeit auf die Teilchenposition im Zähler wird die Zurückweisung von "zufälligen Spuren" in den Kammern um einen Faktor 20 verbessert (da die Zeitauflösung eines Hodoskops um einen Faktor 20 besser ist als die Auflösung einer Kammer). In Fig.26 werden die Flugzeitverteilungen vor und nach dieser Korrektur gezeigt.

Zu allen Schnittpunkten zweier zueinander senkrechter Drähte in einer Kammer müssen die entsprechenden Hodoskopsegmente angesprochen haben. Auf diese Weise werden die Multiplizitäten in den Kammern stark reduziert. Danach werden die Spuren rekonstruiert und das χ^2 berechnet. Bei sechs angesprochenen Kammerebenen werden Spuren mit $\chi^2 \leq 40$ zugelassen, bei fünf Kammerebenen Spuren mit $\chi^2 \leq 20$ (Erwartungswert $\langle \chi^2 \rangle = 2$). Haben in einem Arm alle Spuren eines Ereignisses ein schlechtes χ^2 , wird sukzessive eine Kammerebene ausgeschaltet, um zu testen, ob sich ein befriedigendes χ^2 erreichen läßt. Darauf werden die Spuren noch einmal mit den Hodoskopen verglichen. Die getroffenen Elemente müssen angesprochen haben und eine vernünftige Flugzeit liefern (Fig. 27). Die Schnittfenster in den Flugzeitverteilungen sind ca ± 2.5 ns breit.

Anschließend wird die Spur ins Schauerzähler - Hodoskop verlängert. Dessen getroffene Elemente müssen angesprochen haben. In den Flugzeitverteilungen der Schauerzähler werden keine Schnitte angewendet. Zum Schluß wird die Anzahl von Spurkombinationen pro Ereignis durch Vergleich von χ^2 und der Anzahl von nicht angesprochenen Hodoskop - Ebenen weiter reduziert. Fehlen mehr als zwei Ebenen, oder haben mehr als zwei Zähler schlechte Flugzeiten, wird die Spur zurückgewiesen. Dieser Fall tritt bei weniger als 1% der guten Ereignisse auf. Für Spuren mit vier Kammerebenen werden alle Hodoskop - Ebenen gefordert.



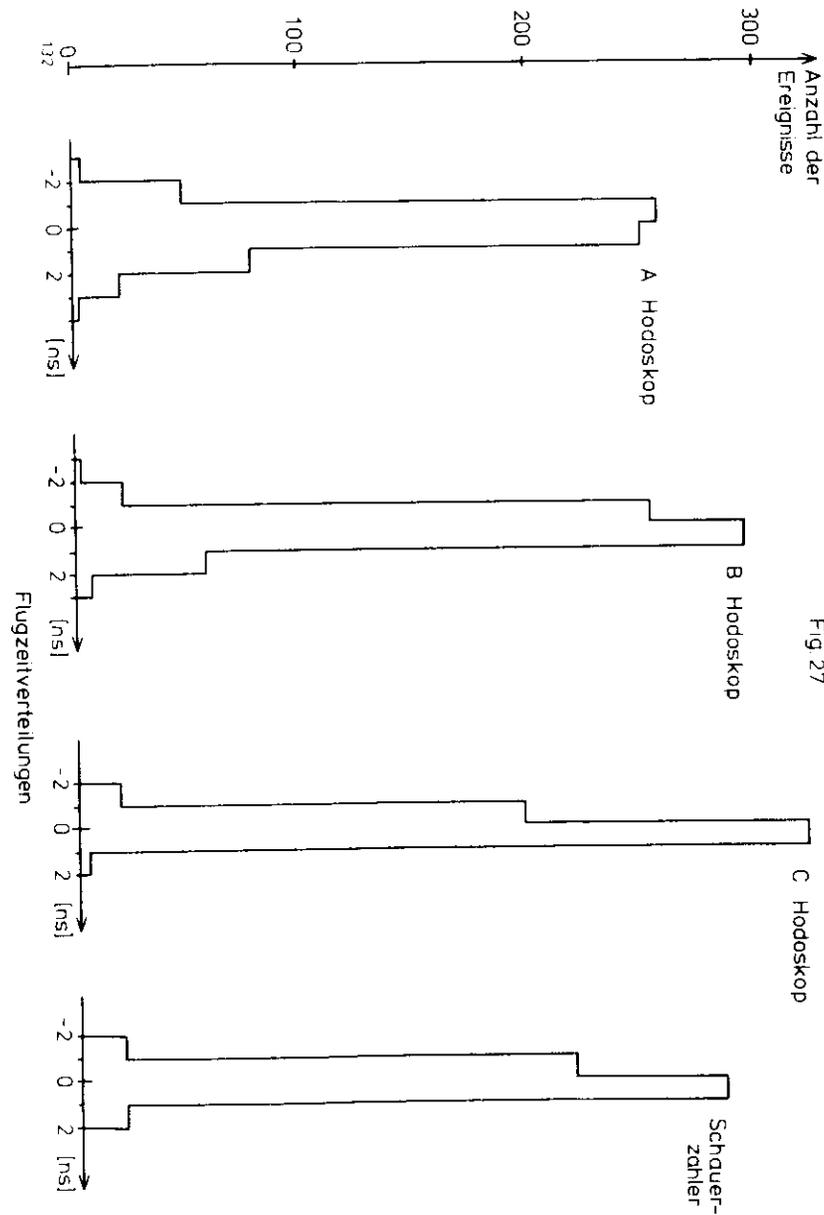


Fig 27

So haben nur 0.1% der guten Ereignisse mehr als 20 Spurkombinationen insgesamt. Für alle die Ereignisse, die pro Arm wenigstens eine gute Spur haben, werden schließlich die geometrischen Parameter der rekonstruierten Spuren (vier Parameter und ein χ^2 pro Spur), die Pulshöhen und die Flugzeiten aller Triggerzähler auf Magnetband geschrieben. Pro Ereignis sind maximal 10 Spuren in jedem Arm zugelassen.

Mit diesem Verfahren werden ca 50% der Trigger zurückgewiesen. Dies beruht im wesentlichen auf drei Ursachen:

- 1) Die Szintillator - Hodoskope haben schlechte Flugzeiten;
- 2) Die Spuren laufen aus der geometrischen Akzeptanz heraus. Das geschieht, wenn die Spur den Schauerzähler zwar getroffen hat (notwendig für den Trigger), aber nicht das Hodoskop C oder die Proportionalkammer C. (Die Kammer C ist akzeptanzbestimmend).
- 3) Es gibt keine guten Spuren (schlechtes χ^2).

4.3 ANALYSE IM HOMOGENEN MAGNETFELD

Um einen guten Satz von e^+e^- Paaren zu erhalten, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein:

- a) Zurückweisung von unkorrelierten Paaren,
- b) Zurückweisung von korrelierten Hadronenpaaren.

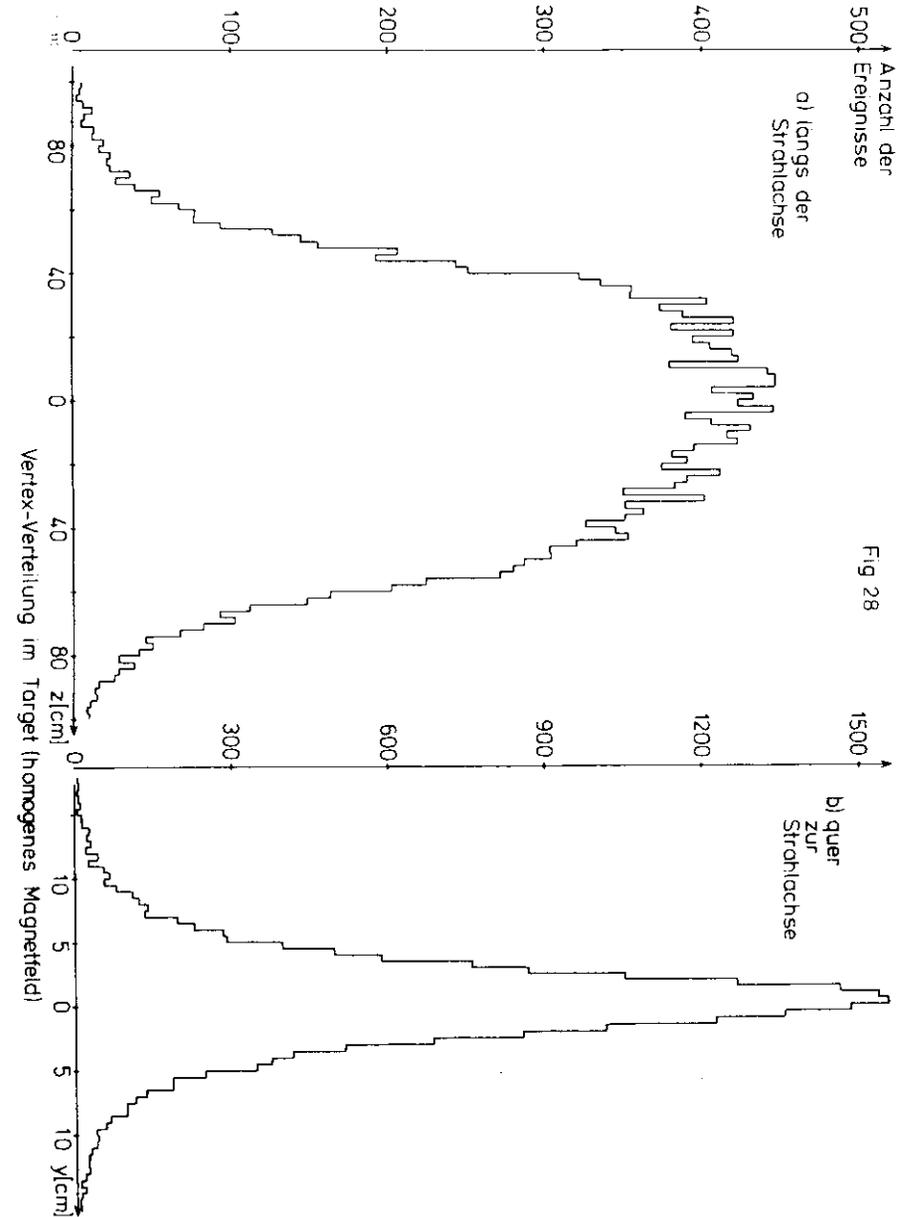
Für die Verwirklichung von Forderung b) benötigt man die Pulshöhenverteilungen in den Schauerzählern. Zur Festlegung der Schnitte in diesen Schauerpulshöhenverteilungen werden die Teilchenimpulse gebraucht, die man aus der Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld gewinnen kann. Da die Rekonstruktion der Impulse durch das reale Magnetfeld sehr viel Rechenzeit erfordert (20 Stunden für 20 000 Ereignisse), will man an der "Analyse im realen Magnetfeld" nur solche Ereignisse teilnehmen lassen, die mit großer Wahrscheinlichkeit alle Schnitte überstehen. Deshalb gibt man sich für die Festlegung der Schnitte in den Schauerpulshöhenverteilungen mit einer Näherung für das reale Magnetfeld (und damit mit einer Näherung für die Teilchenimpulse) zufrieden. Man verwendet ein homogenes Magnetfeld. Diese Näherung bedingt eine Abweichung von ca 2% im rekonstruierten Impuls (bei 1 GeV/c) und eine Verschlechterung der

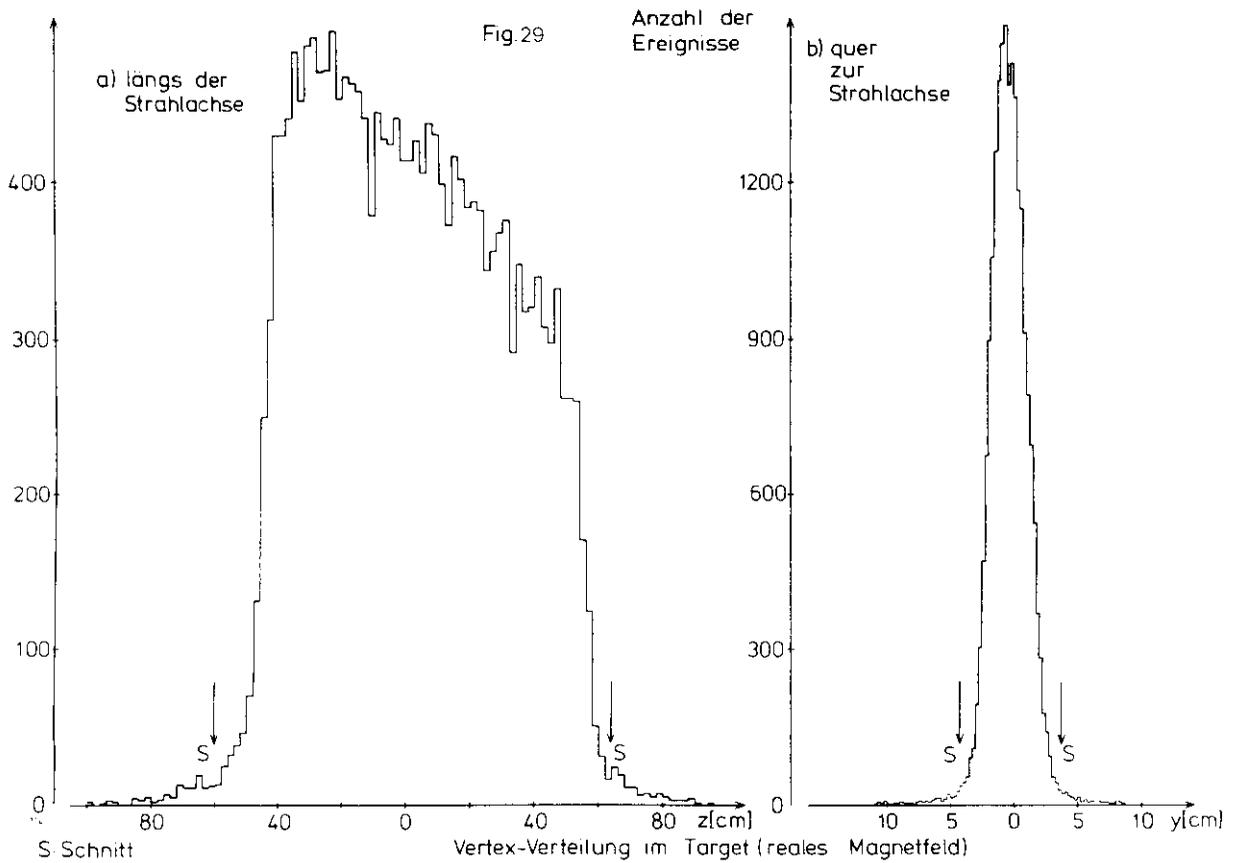
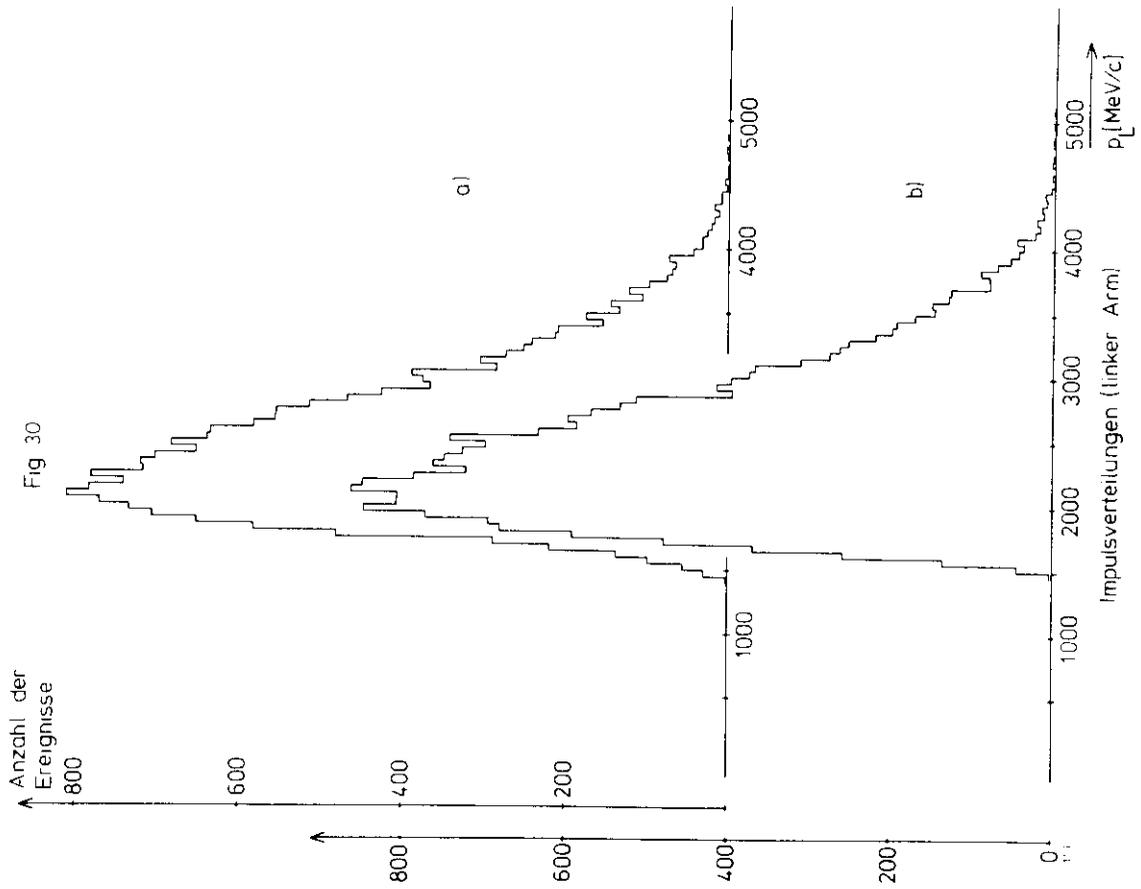
Ortsauflösung im Target von $\Delta y = \pm 1$ cm, $\Delta z = \pm 5$ cm bei Verwendung des realen Magnetfeldes auf $\Delta y = \pm 2.5$ cm, $\Delta z = \pm 10$ cm bei Verwendung des homogenen Magnetfeldes. Die Auflösung in x - Richtung beträgt auf beiden Analysestufen $\Delta x = \pm 0.4$ cm (halbe Strahlhöhe). Bei der Rekonstruktion der Impulse wird angenommen, daß die Teilchen in der y - z - Ebene ($x = 0$) erzeugt werden. Das ist erforderlich, da vor den Magneten eine zusätzliche Ortsinformation benötigt wird.

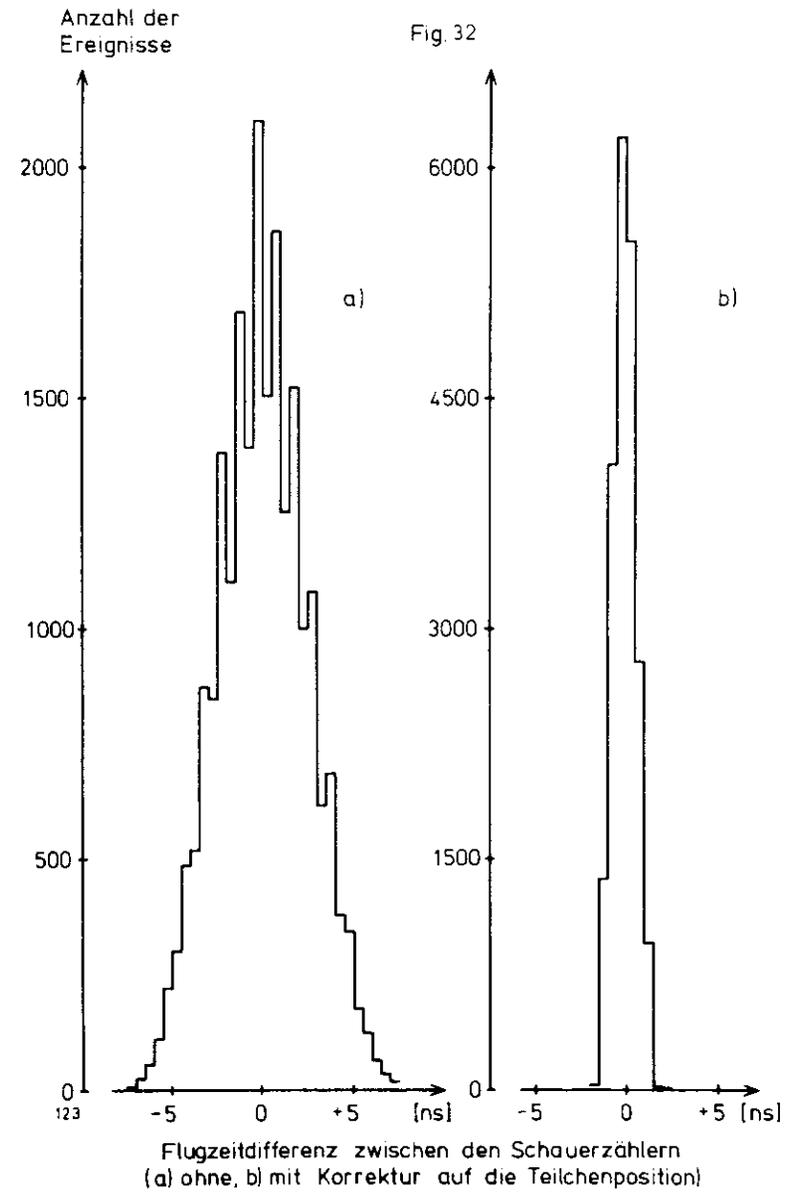
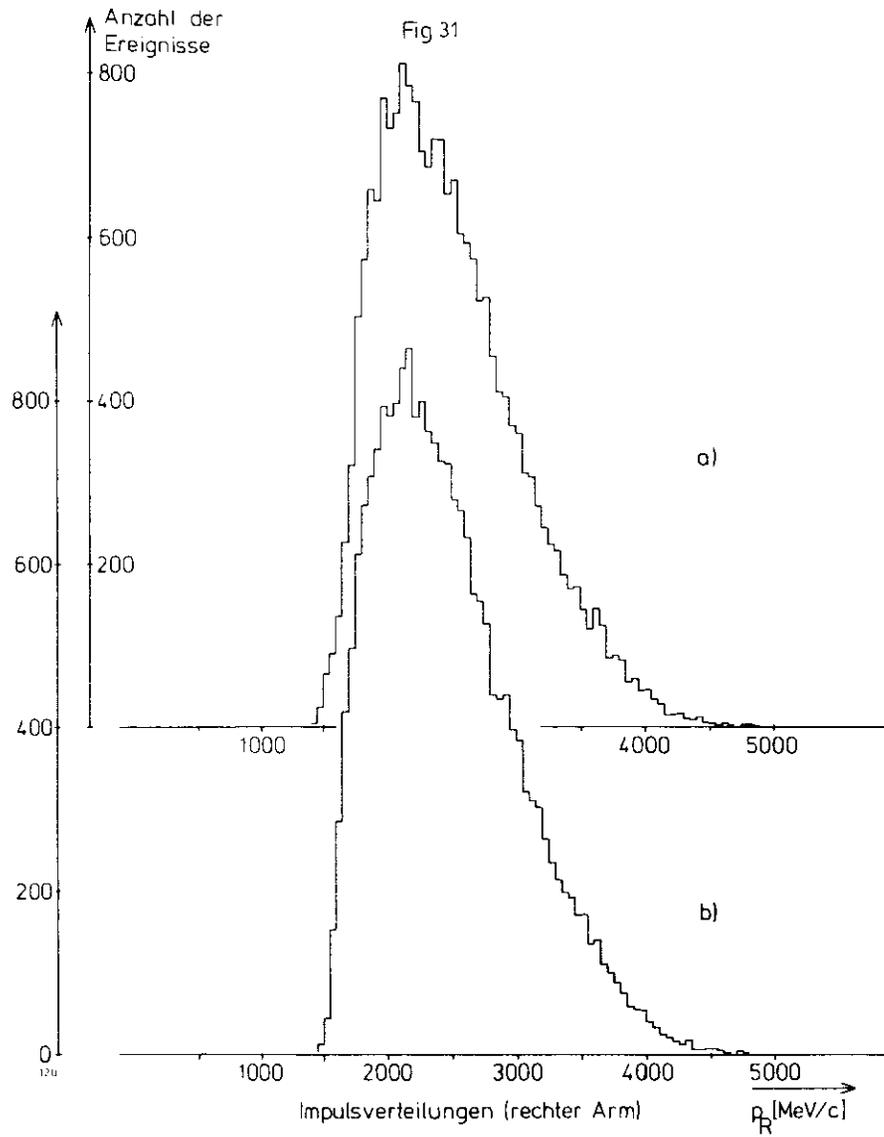
Die Verteilungen der Vertex - Koordinaten y und z zeigt Fig.28 bei Benutzung des homogenen Magnetfeldes und Fig.29 bei Benutzung des realen Magnetfeldes (a) Verteilung in z, b) Verteilung in y). Die Ortsauflösungen sind diesen Verteilungen entnommen, und zwar wird der Abfall von 90% auf 10% an den Kanten der Verteilungen als Ortsauflösung verwendet. Da die Vertex - Koordinaten hier nur angenähert bestimmt werden, werden in der Analyse im homogenen Magnetfeld nur sehr grobe Targetschnitte vorgenommen. Die geringe Abweichung im rekonstruierten Impuls demonstriert Fig.30, in der die Impulsverteilungen im linken Arm für reales (a) und homogenes (b) Magnetfeld gezeigt werden. In Fig.31 sind die entsprechenden Verteilungen für den rechten Arm dargestellt. Auch auf die Impulse werden Schnitte angewendet. Diese sind durch die Kinematik der Reaktion (2.3) (obere Grenze) und durch die Akzeptanz des Spektrometers (untere Grenze) bedingt.

Zur Erfüllung der Forderung a) verwendet man die Flugzeiten der Triggerzähler relativ zum Haupttrigger. Man kann so die Flugzeit jeder Kombination von Triggerzählern durch Differenzbildung erhalten und damit Flugzeitverteilungen zwischen Zählern in einem bzw. zwischen gleichen Zählern in beiden Spektrometerarmen studieren.

Da die Zeitauflösung der Schauerzähler durch die Lichtlaufzeit in ihnen bestimmt wird (der Zählerlänge von 1.5 m entsprechen 9 ns), ist es notwendig, ihre Flugzeit auf die Teilchenposition im Zähler zu korrigieren. Die Flugzeitverteilung des linken Schauerzählers - relativ zum rechten - wird vor und nach dieser Korrektur in Fig.32 gezeigt. Für die Czerenkovzähler sind solche Korrekturen nicht notwendig, da die Entfernung der Teilchenspur vom Photomultiplier durch den Lichtlaufweg vom Spiegel zum Multiplier kompensiert wird.



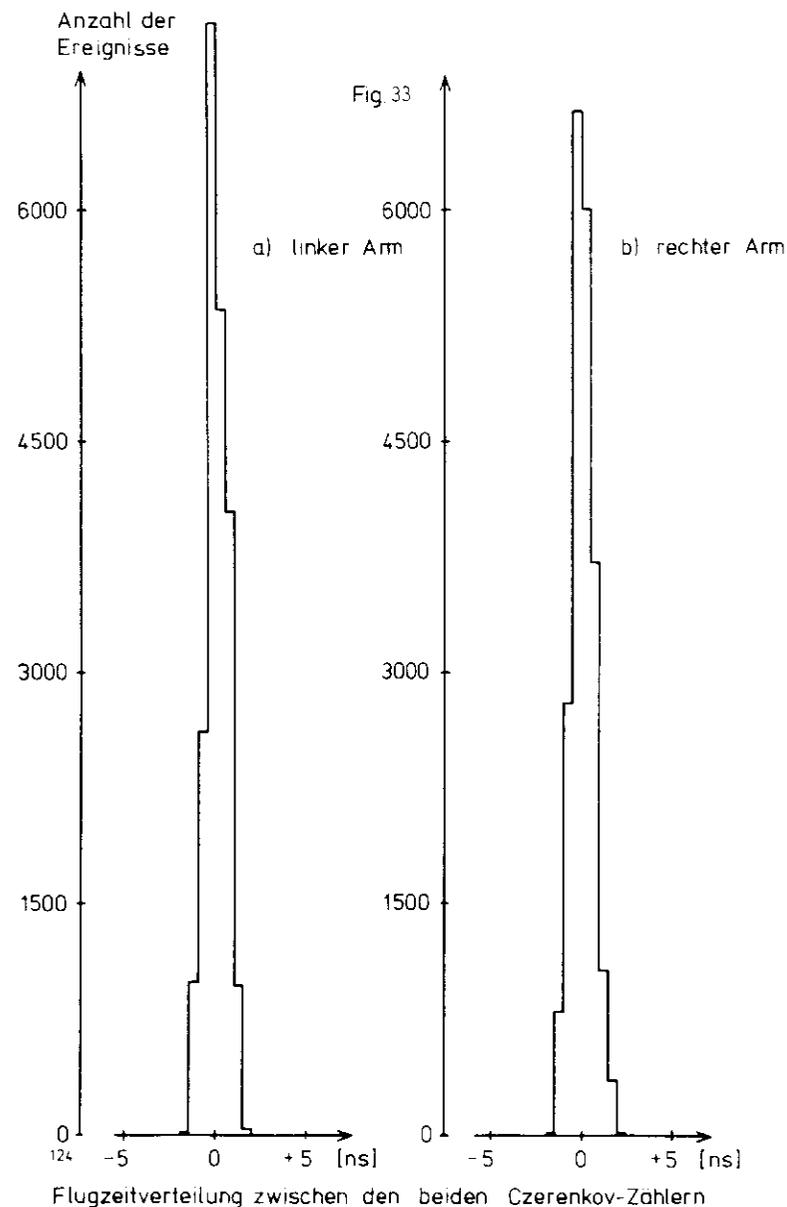


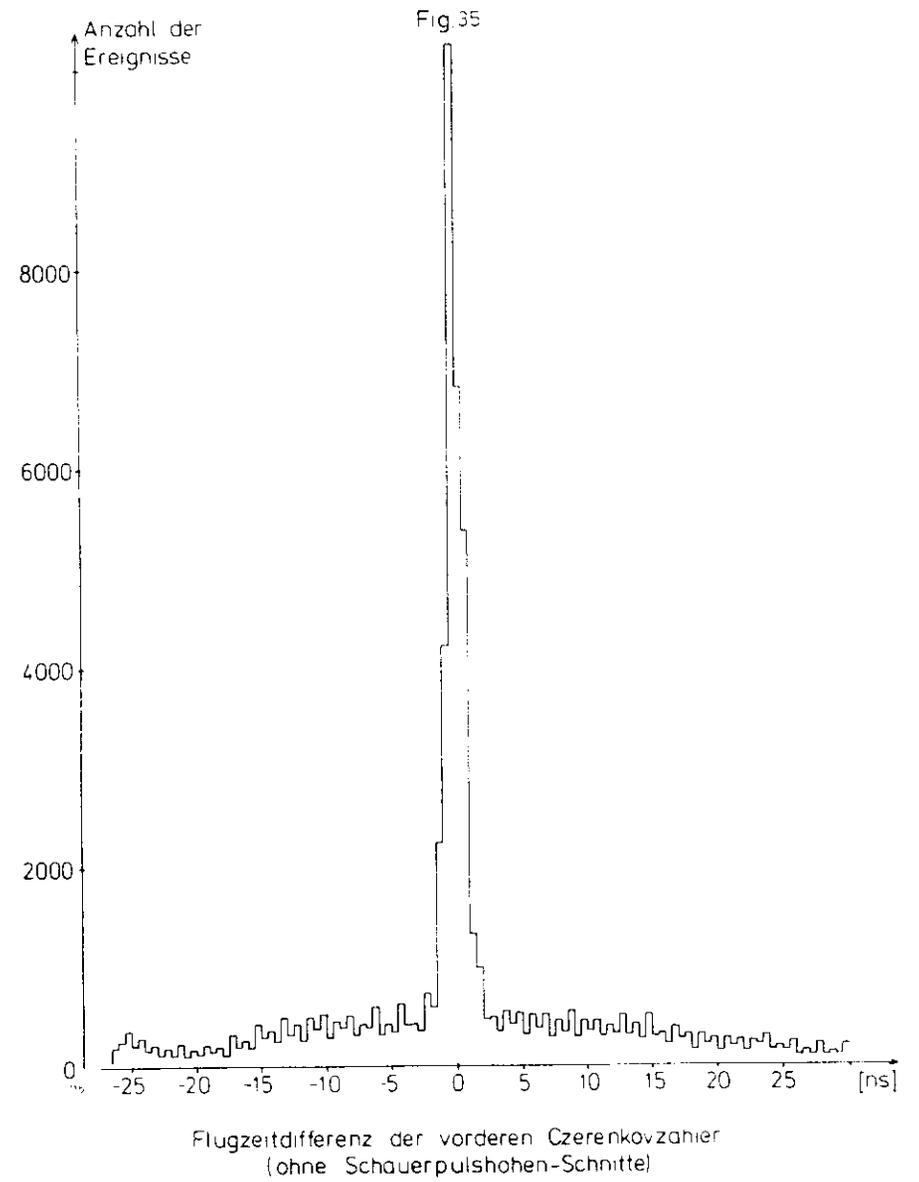
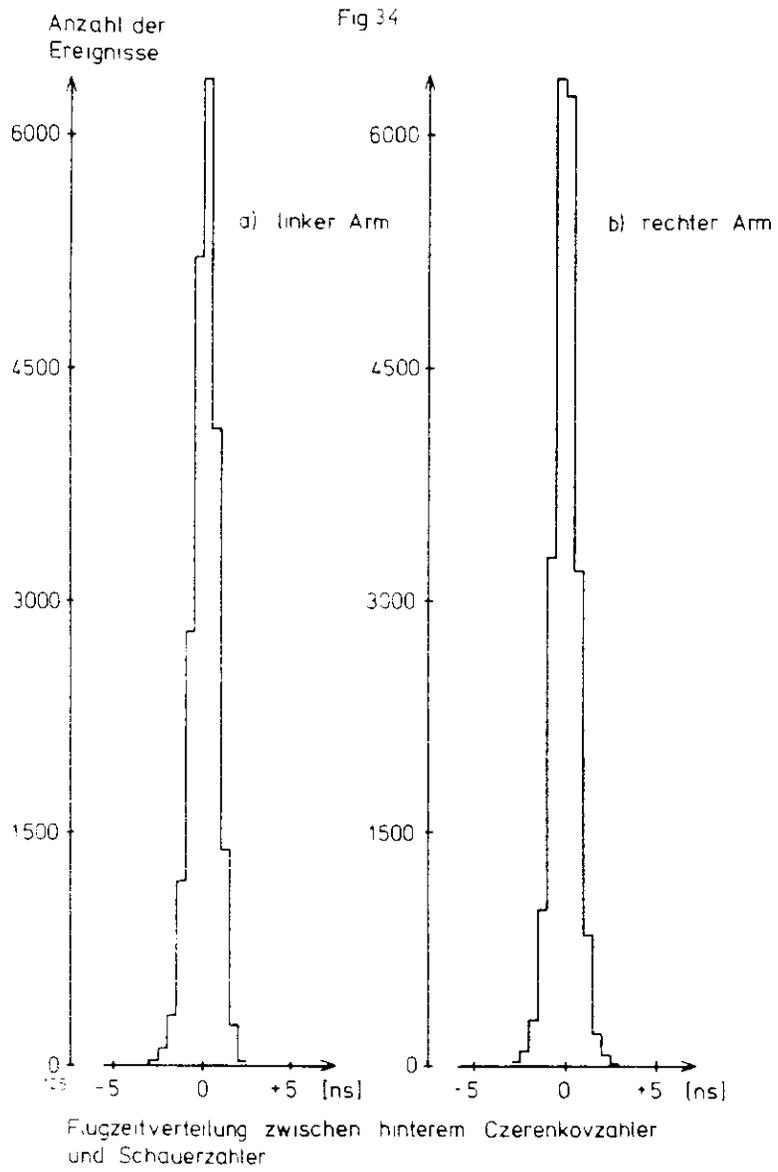


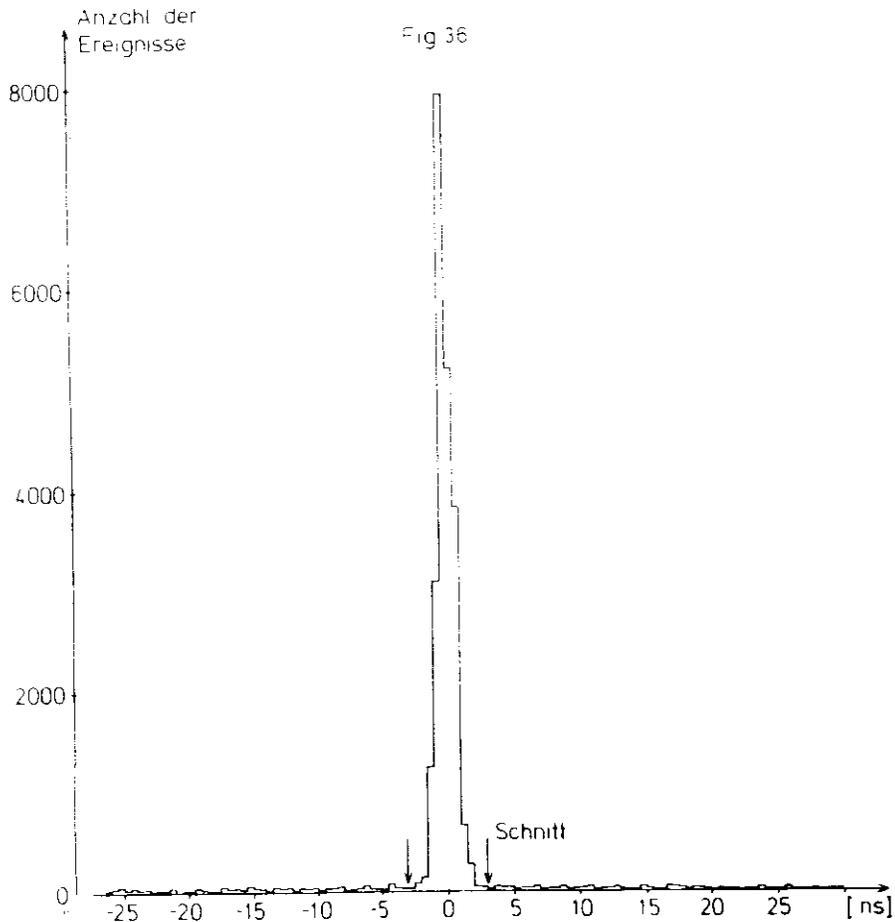
Als Beispiel für Flugzeitverteilungen zwischen Zählern in einem Arm sind in Fig.33 die Flugzeitverteilung zwischen den beiden Czerenkovzählern und in Fig.34 die Flugzeitverteilung zwischen hinterem Czerenkovzähler und Schauerzähler dargestellt (jeweils a) für den linken Arm und b) für den rechten Arm). Die Schnittfenster sind ca ± 3 ns breit (nicht eingezeichnet). Man erkennt, daß diese Einarm - Flugzeiten kaum zur Reduzierung des Untergrundes beitragen. Deshalb verwendet man Flugzeitdifferenzen zwischen gleichen Zählern in beiden Armen, um den Untergrund zu reduzieren (zeitliche Korrelation von Teilchenspuren). Fig.35 zeigt eine Verteilung der Flugzeitdifferenz zwischen den beiden vorderen Czerenkovzählern, und zwar ohne Anwendung von Schnitten in den Schauerpulshöhenverteilungen. Es ist ein deutlicher Untergrund in der Verteilung erkennbar. Dieser geht drastisch zurück, wenn man nun in den Schauerpulshöhenverteilungen die endgültigen Schnitte anwendet (Fig.36). Der restliche Untergrund wird durch einen Schnitt in der Flugzeitverteilung selbst weggetilgt (in Fig.36 eingezeichnet). Das Schnittfenster ist etwa ± 3 ns breit, während die volle Breite der Flugzeitverteilung auf halber Höhe des Maximums ca 1.5 ns beträgt. Aus der Beschreibung von Fig.35 und Fig. 36 ist die Korrelation der Flugzeit- und Schauerpulshöhenschnitte ersichtlich. Diese Korrelation der Schnitte hat ein iteratives Analyseverfahren zur Folge, in dem wechselseitig die Flugzeitverteilungen (bei Schnitten in den Schauerpulshöhen) und die Schauerpulshöhenverteilungen (bei Schnitten in den Flugzeitverteilungen) studiert und die Flugzeit- und Schauerpulshöhenschnitte festgelegt werden.

Nach dieser Auswahl enthält der Satz an Ereignissen fast nur noch Paare von Teilchen, die aus derselben Wechselwirkung stammen. Der nächste Schritt der Analyse dient der Aussortierung von Hadronenpaaren (Forderung b)), wobei die Pulshöheninformationen der Schauerzähler benutzt werden.

Die Pulshöhe des Schauerzählers ist definiert als diejenige des Zählersegmentes, das von dem Teilchen getroffen wurde. Wurde ein Zählersegment am Rande getroffen, so wird die Pulshöhe des benachbarten Elementes addiert, um die Fortpflanzung des Schauers in das Nachbar-







Flugzeitdifferenz der vorderen Czerenkovzähler
(mit endgültigen Schauerpulshohen-Schnitten)

element zu berücksichtigen. Außerdem werden die Pulshöhen auch auf die Lichtabschwächung im Szintillationsmaterial korrigiert, und zwar auf Grund vorangegangener Messungen im Teststrahl.

Die Pulshöhenverteilung von monoenergetischen Elektronen entspricht für eine hinreichend große Anzahl von Photoelektronen einer Gaußverteilung. Der Mittelwert dieser Verteilung hängt linear von der Energie des Elektrons ab ($\overline{PH} \sim \beta E$). Die Breite der Verteilung variiert gemäß $\Delta PH \sim \alpha \sqrt{E}$. α und β sind für den Schauerzähler spezifische Konstanten. In diesem Experiment wurde α zu 0.29 bzw. 0.25 für den linken bzw. den rechten Schauerzähler bestimmt. Die Pulshöhenverteilung von Hadronen dagegen hängt praktisch nicht von deren Energie ab. Unser Satz von Elektronen ist nicht monoenergetisch. Zwei Teilchen unterschiedlicher Energie, aber gleicher Pulshöhe, haben eine unterschiedliche Wahrscheinlichkeit, ein Elektron zu sein. Sie können deshalb nicht auf gleiche Art und Weise behandelt werden. Man muß also einen Weg finden, der es erlaubt, jedes Ereignis mit der gleichen statistischen Signifikanz zu behandeln, um Hadronen bei möglichst geringem Verlust an Elektronen zurückzuweisen. Das erreicht man, indem man die Abweichung der korrigierten Pulshöhe PH von deren Mittelwert $\overline{PH} \sim \beta E$ in Abhängigkeit von der Standardabweichung $\alpha \sqrt{E}$ betrachtet. Die Größe

$$\frac{PH - \overline{PH}}{\beta \alpha \sqrt{E}} \quad (4.1)$$

ist unabhängig von der Teilchenenergie und gaußverteilt, da sie sich aus gaußverteilten Größen zusammensetzt. Sie wird im weiteren Verlauf der Analyse als (auf den Impuls) normierte Pulshöhe bezeichnet. (Man kann die Impulse der Teilchen statt ihrer Energie verwenden, weil in diesem Experiment nur Teilchen mit einem Impuls $p > 1 \text{ GeV}/c$ nachgewiesen werden). Weiterhin ist wichtig, daß Hadronen bei gleichem Impuls kleinere Pulshöhen im Schauerzähler liefern als Elektronen. Diese beginnen mit der Schauerbildung sofort, wenn sie den Zähler treffen. Dagegen müssen Hadronen erst in Elektronen oder Photonen konvertiert werden, bevor sie einen Schauer bilden können. Diese Verzögerung führt dazu, daß nicht die ganze Teilchenenergie der Hadronen im Schauerzähler deponiert wird, sondern daß ein Teil dieser Energie verlorengeht. Das hat eine kleinere Pulshöhe zur Folge.

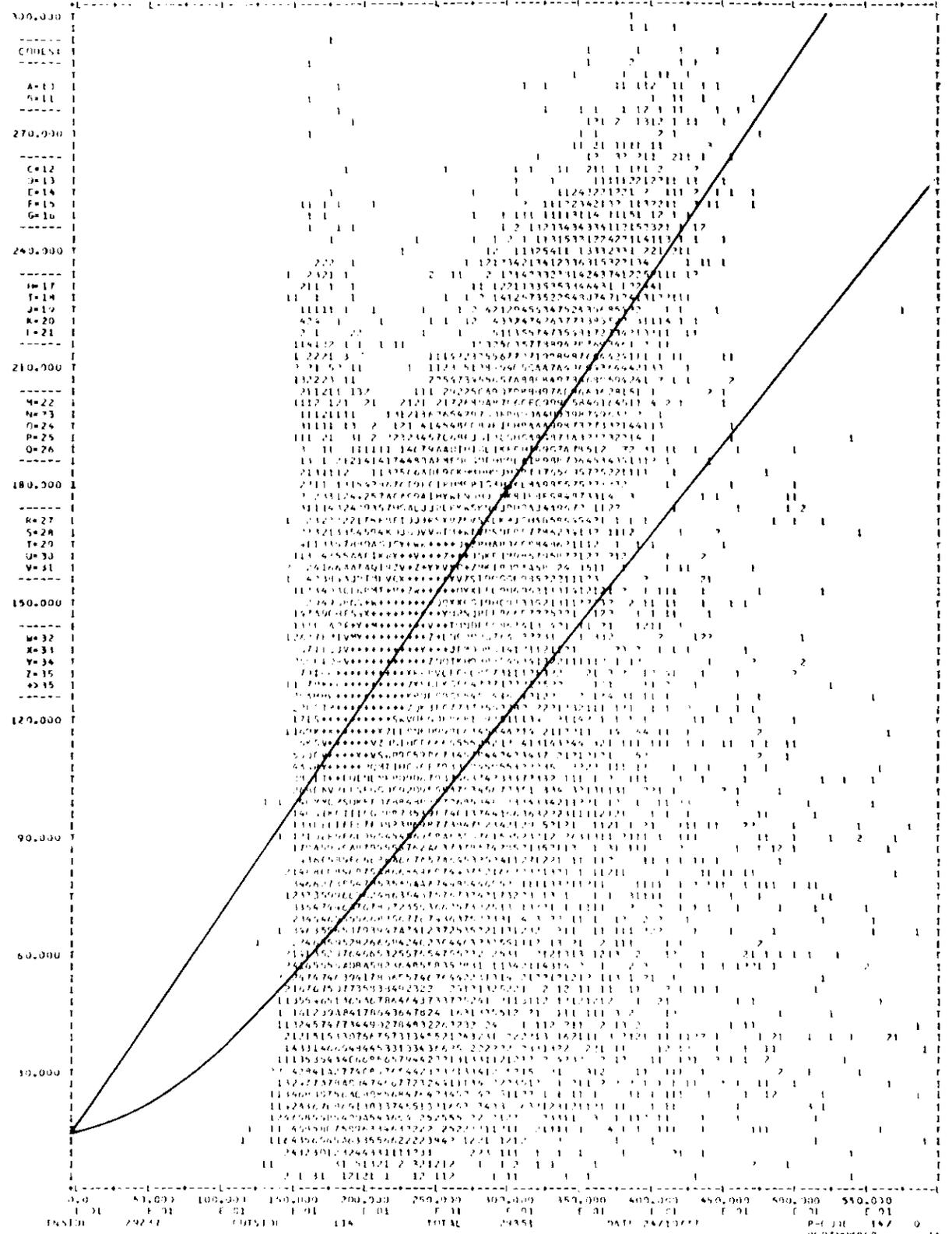
Dieser Sachverhalt soll nun graphisch veranschaulicht werden. Fig.37 zeigt die Verteilung der korrigierten Pulshöhen PH über dem Teilchenimpuls im rechten Arm. Die entsprechende Verteilung für den linken Arm ist in Fig.38 dargestellt. Eingezeichnet sind die Gerade der Mittelwerte \bar{PH} der Schauerpulshöhen und der Schnitt in der Pulshöhenverteilung. Dieser verläuft parabelförmig (d.h. er ist proportional zur Wurzel aus dem Teilchenimpuls), da die Breite der Pulshöhenverteilung von monoenergetischen Elektronen proportional zur Wurzel aus dem Teilchenimpuls ist (s.o.).

Wie sehen nun die eindimensionalen Verteilungen der normierten Pulshöhen im Schauerzähler aus ? Fig.39 zeigt diese Verteilung für den rechten Arm bzw. Fig.40 für den linken Arm, jeweils mit endgültigen Schnitten in den Flugzeitverteilungen. In diesen Bildern wird demonstriert, daß für korrelierte Paare auch die Pulshöhen in den Schauerzählern korreliert sind. Man erkennt in Fig.39 (rechter Arm) genau, wie der Schnitt in der Schauerpulshöhenverteilung im linken Arm den Untergrund an Hadronen reduziert. Fig.39 Teil b) stellt die Pulshöhenverteilung im rechten Arm (ohne Schnitt im linken Arm) dar; Fig.39 Teil a) zeigt die Pulshöhenverteilung im rechten Arm mit Schnitt im linken Arm. Der Schnitt in der normierten Pulshöhenverteilung des Schauerzählers im rechten Arm ist in Fig.39 Teil a) angedeutet. Entsprechendes gilt für den linken Arm (Fig.40).

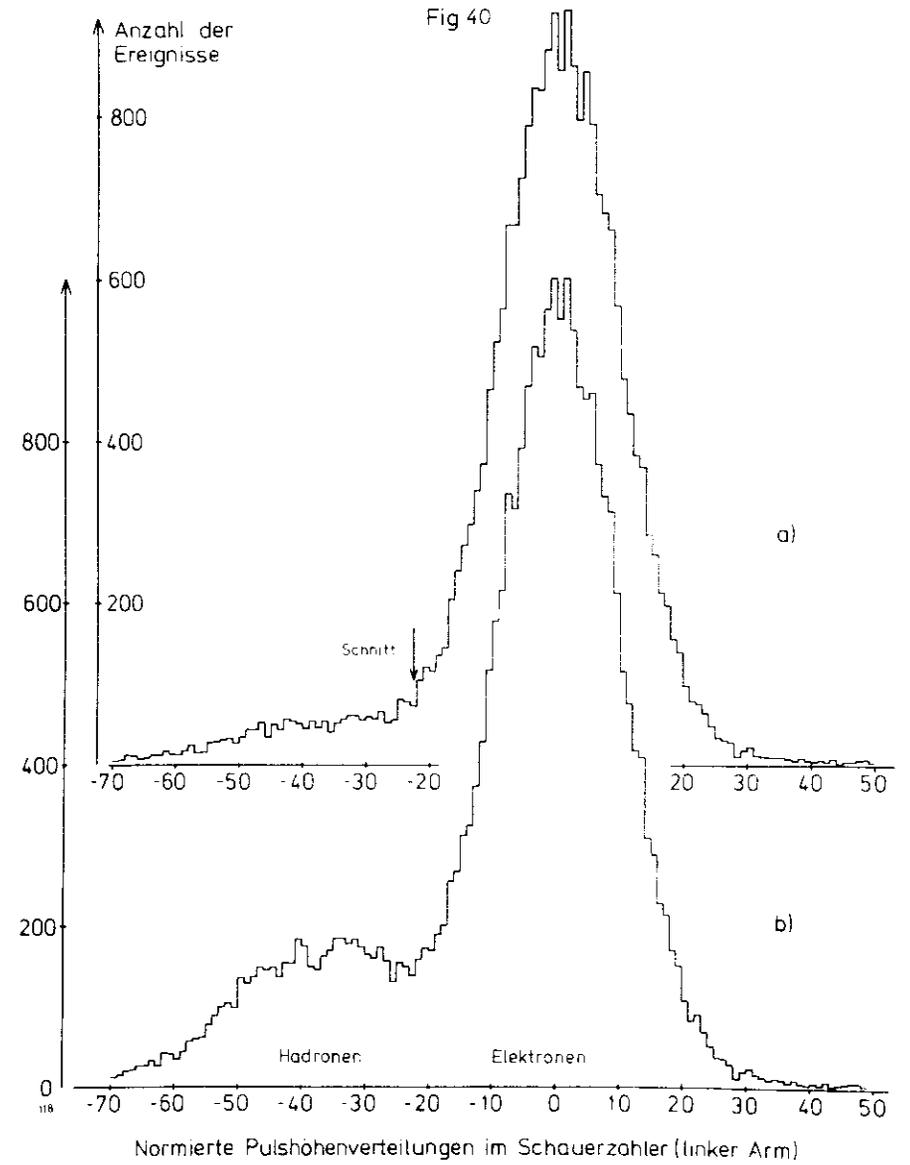
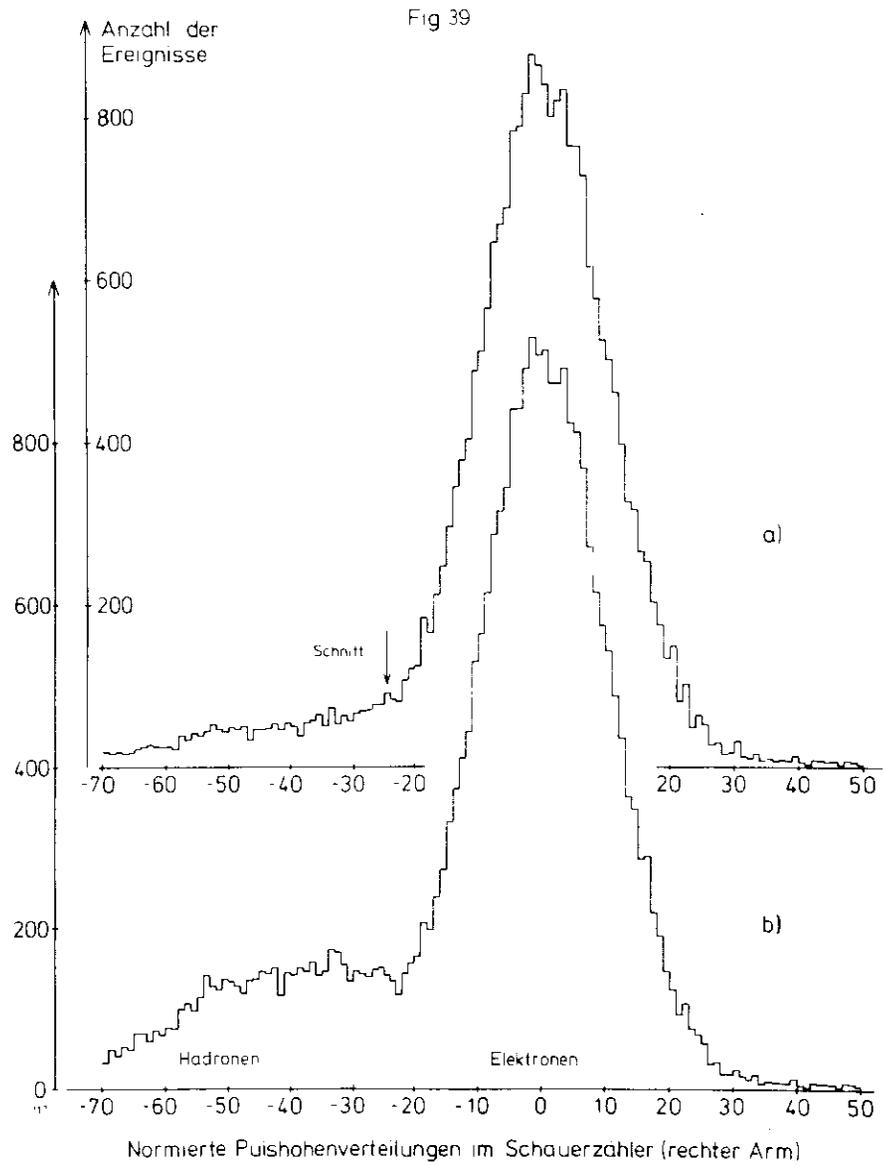
Um die Pulshöhenverteilungen in einem Arm zu studieren, werden also auf die Pulshöhen im andern Arm Schnitte angewendet. Dieses Vorgehen ist sehr nützlich, da es unmöglich ist, in einem Arm ein Hadron zu haben und im anderen ein Elektron, ohne daß eine sekundäre Wechselwirkung im Target stattgefunden hat.

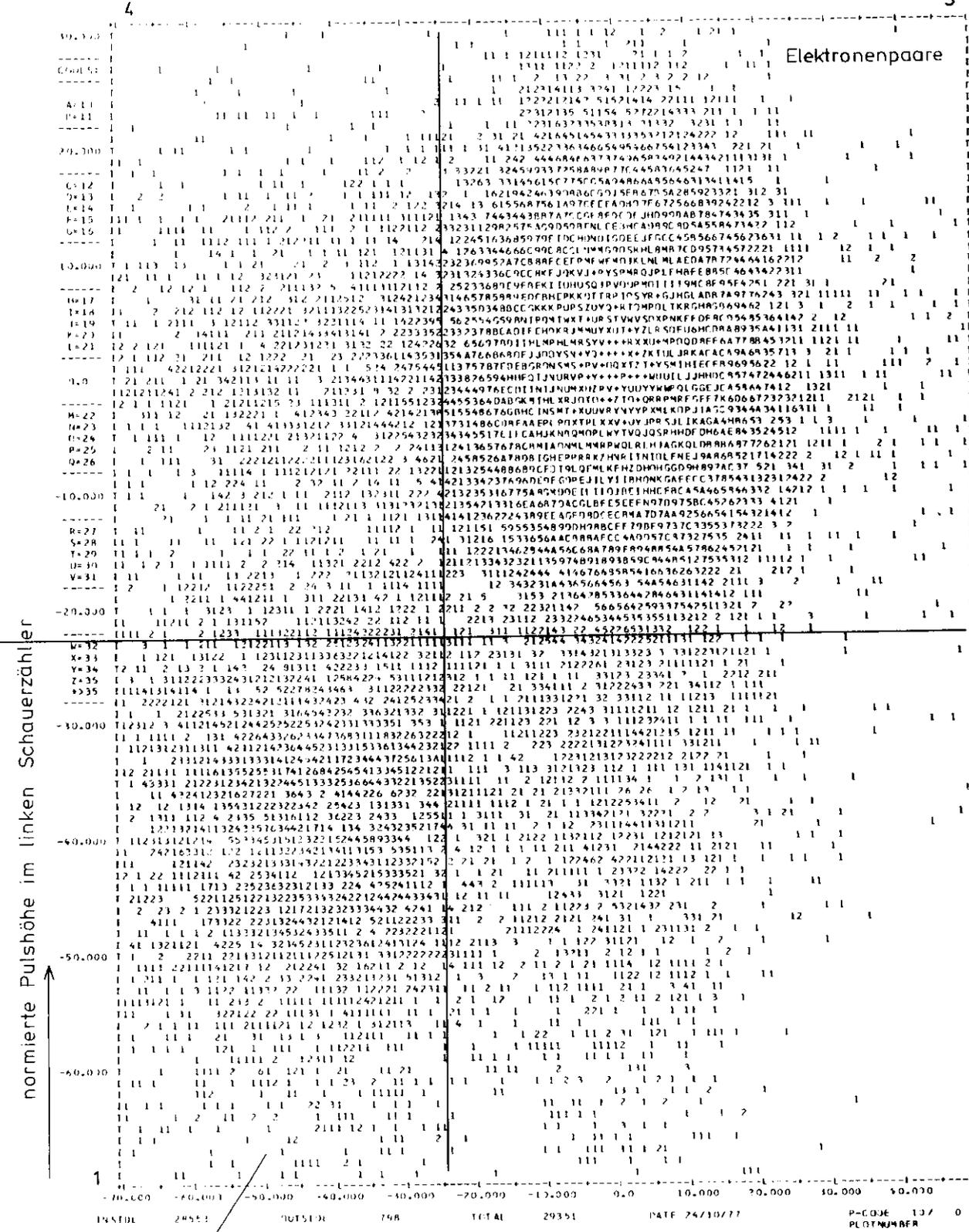
Eine mächtige Methode zur Festlegung der Schnitte in den Schauerpulshöhenverteilungen - und damit zur Diskriminierung der Elektronenpaare gegen die Untergrundpaare - ist eine zweidimensionale Darstellung der normierten Pulshöhen gegeneinander. Fig.41 zeigt diese Darstellung einschließlich der Schnitte in den Schauerpulshöhenverteilungen. Das Elektronensignal (Quadrant 3) hebt sich deutlich vom Untergrund ab (Hadronenpaare: Quadrant 1, Hadron - Elektron - Paare: Quadranten 2 und 4). Zur Veranschaulichung des Unterschie-

Fig. 37



Pulshöhen im Schauerzähler vs Impuls (rechter Arm) p_r [MeV/c]





normierte Pulshöhe im linken Schauerzähler

Schauerpulshöhe links

Hadronen-paare

normierte Pulshöhe im rechten Schauerzähler

INSTEAD 24551 OUTSIDE 798 TOTAL 29351 DATE 24/10/77 P-CODE 13/ 0
 SIK #SIR ABC Schauerpulshöhe rechts PLOTNUMBER

des in der Größenordnung von Elektronen- und Untergrundsignal ist in Fig.42 eine perspektivische Ansicht einer Fig.41 entsprechenden dreidimensionalen Verteilung dargestellt.

An dieser Stelle sei vermerkt, daß im weiteren Verlauf der Analyse als Untergrund korrelierte Paare verstanden werden, die nicht e^+e^- - Paare sind. Diese sind korrelierte Hadronen- oder Hadron - Elektron - Paare (siehe Quadranten 1 bzw. 2 und 4 in Fig. 41). Das Verhältnis von Elektronen- zu Untergrundpaaren beträgt etwa 3:1 am Ende dieser Analysestufe. Nach Anwendung der Targetschnitte auf der Analysestufe "Berechnung der Interferenz" verbessert sich dieses Verhältnis auf 6:1. Die reinen Hadronenpaare liefern knapp den halben Anteil an den Untergrundpaaren.

Im Kapitel "Ergebnisse" werden Massen- und Interferenzspektren für alle korrelierten Paare präsentiert, d.h. sowohl für Elektronen- als auch für Untergrundpaare.

Vor Anwendung der Schnitte in den Schauerpulshöhenverteilungen wird die χ^2 - Verteilung der überlebenden Spuren untersucht und mit der erwarteten theoretischen Kurve für zwei Freiheitsgrade verglichen. Nach diesem Vergleich werden alle Spuren mit $\chi^2 > 15$ (bei sechs Kammerebenen) zurückgewiesen. Zu berücksichtigen ist allerdings, daß auch jetzt noch Spuren mit fünf angesprochenen Kammerebenen vorkommen (ca 9% der Ereignisse, siehe Tabelle 8). Für diese Spuren wird $\chi^2 \leq 10$ verlangt. Die χ^2 - Verteilung wird mit der theoretischen

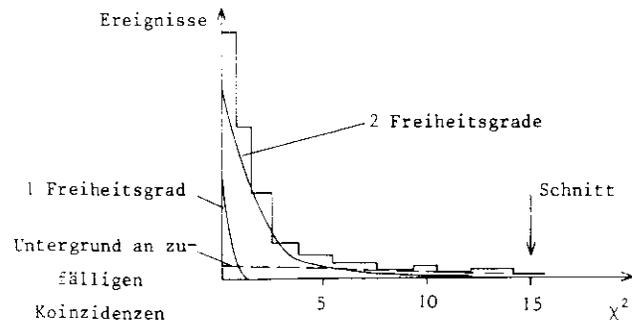


Fig.44 Beiträge zur χ^2 - Verteilung.

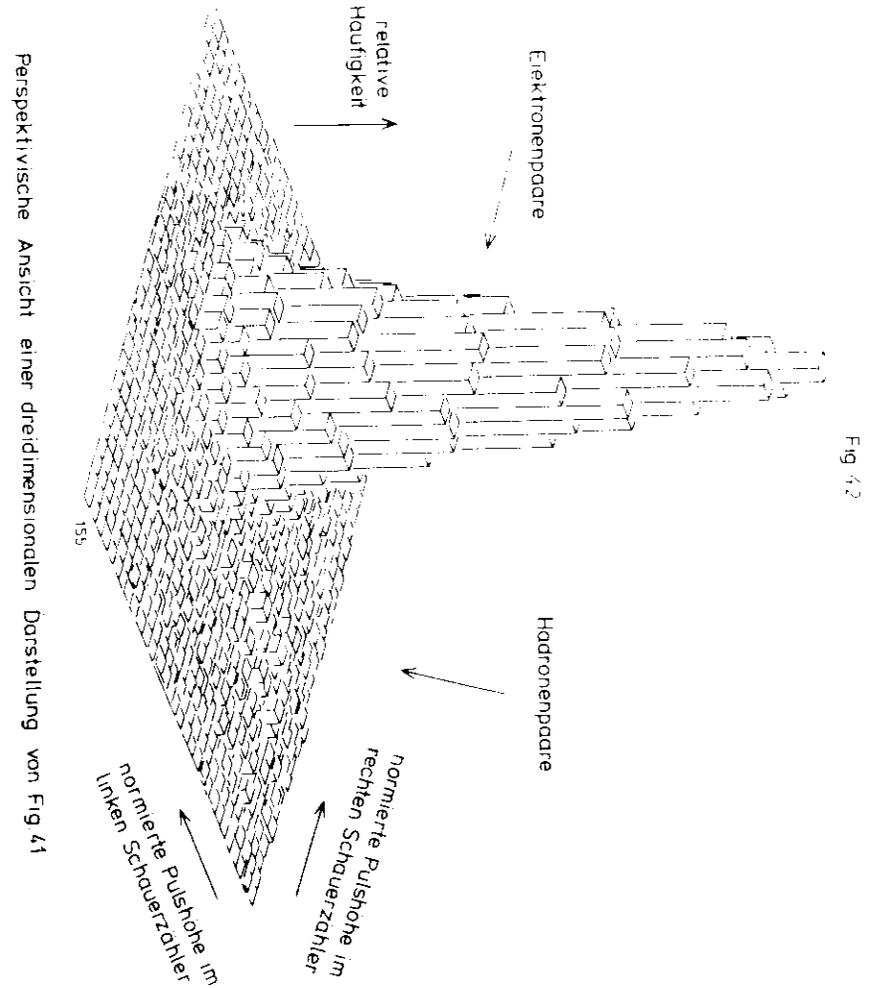
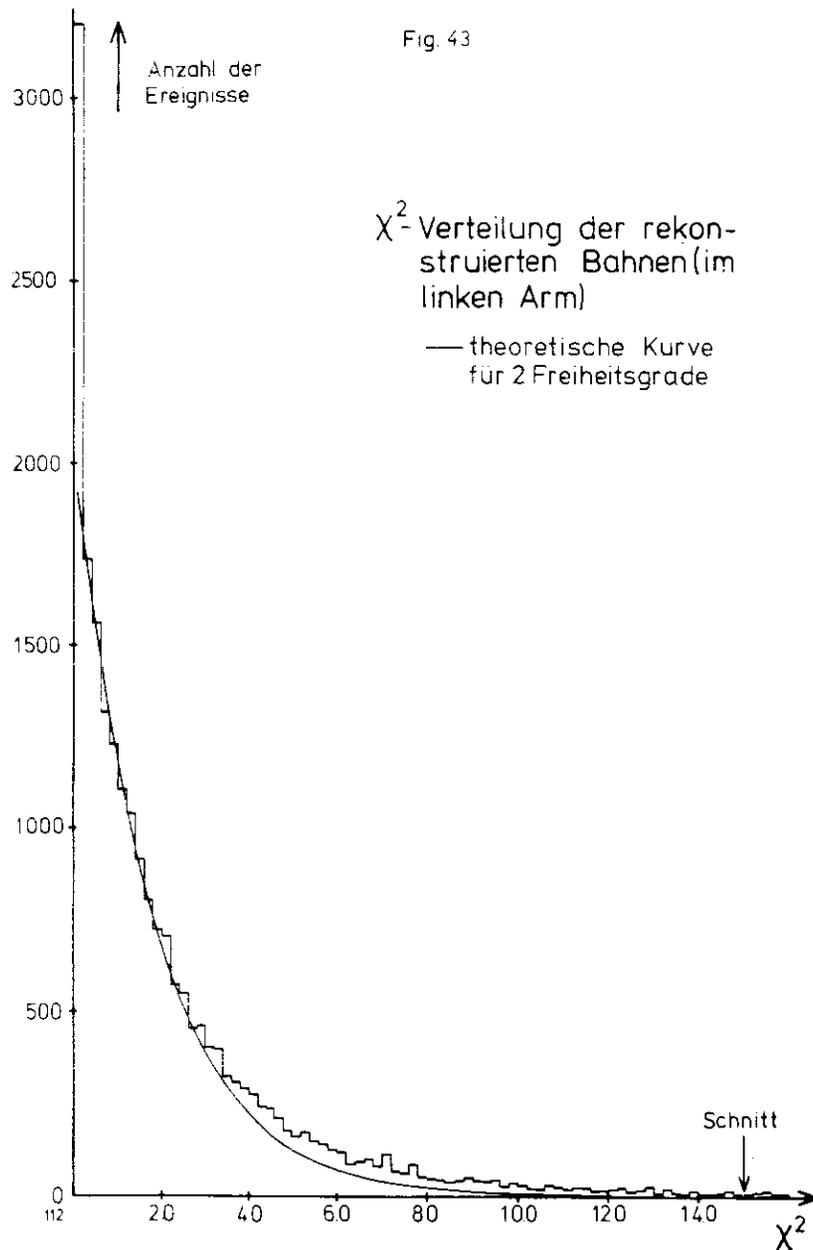


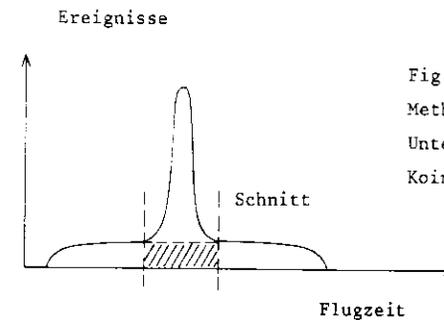
Fig 42



Kurve für zwei Freiheitsgrade und dem Schnitt für Spuren mit sechs Kammererebenen in Fig.43 gezeigt. Zieht man von der experimentellen χ^2 -Verteilung die erwarteten Anteile für Spuren mit fünf bzw. sechs Kammererebenen ab, so bleibt ein konstanter Untergrund in der χ^2 -Verteilung übrig. Dieser ist mit zufälligen Koinzidenzen in den Kammern zu erklären. Fig.44 verdeutlicht diesen Sachverhalt.

Die nun noch überlebenden Ereignisse werden auf Magnetband geschrieben und sind fertig, um im realen Magnetfeld analysiert zu werden.

Schließlich muß noch einiges über Untergrund und Verluste in diesem Satz von Ereignissen gesagt werden. Der Untergrund der zufälligen Koinzidenzen kann durch Interpolation der Flugzeitverteilungen gewonnen werden (schraffierte Fläche in Fig.45).



Dieser Anteil beträgt auf dieser Analysestufe etwa 1% und kann durch Anwendung der endgültigen Targetschnitte nach der Analyse im realen Magnetfeld auf 0.5% reduziert werden.

Die Hadronenkontamination läßt sich durch Extrapolation der Schauerpulshöhenverteilungen ermitteln. Sie beträgt maximal 2%. Auf die gleiche Weise ergeben sich die Elektronenpaarverluste zu weniger als 2% (schraffierte Flächen in Fig.46).

Eine Korrektur auf Ereignisse vom leeren Target (Ereignisse an den Targetwänden) konnte vernachlässigt werden.

Eine weitere wichtige Quelle von Verlusten sind solche guten Ereignisse, die nur schlechte Flugzeiten haben. Diese schlechten Flugzeiten können durch Teilchen vorgetäuscht werden, die den Zähler ein

paar Nanosekunden vor dem wahren Teilchen treffen. In speziellen Runs wurde diese Möglichkeit untersucht. Dabei wird der Trigger durch einen Pulser gegeben, der die Lichtdioden in jedem Triggerzähler ansteuert. Trifft dann zusätzlich der Photonstrahl das Target, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein künstliches Ereignis verschoben wird, die gleiche wie für ein wirkliches Ereignis. Man ermittelt so einen Wert von 8%.

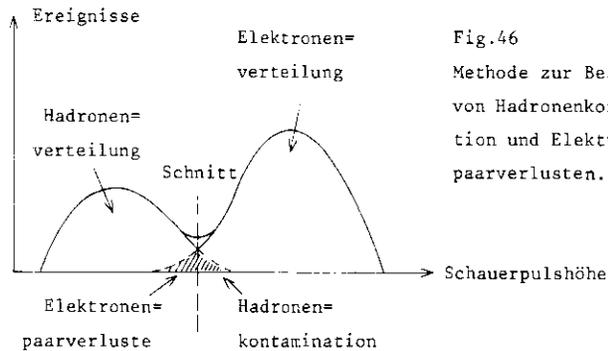


Fig.46
Methode zur Bestimmung von Hadronenkontamination und Elektronenpaarverlusten.

Zu guter Letzt soll auf die Effektivität der Schnitte dieser Stufe eingegangen werden. Die Flugzeitschnitte werfen ca. 70% der eingelese- nen Ereignisse heraus, die Schauerpulshöhenschnitte ca. 80%. Etwa 65% der eingelese- nen Ereignisse auf dieser Analysestufe haben sowohl schlechte Flugzeiten als auch schlechte Schauerpulshöhen. D.h. daß die Flugzeit- und Schauerpulshöhenschnitte stark korreliert sind (die Korrelationen zwischen den anderen Schnitten sind geringer). Sie sind die effektiven Schnitte, tragen also am stärksten zur Reduzierung des Untergrundes bei. Berücksichtigt man, daß ca. 12% der in diese Stufe eingelese- nen Ereignisse alle Schnitte überleben, so findet man, daß χ^2 - und Targetschnitte höchstens 8% der Ereignisse eliminieren. Da der Schnitt in der χ^2 - Verteilung zur Reduzierung der Ereignisse um ca. 6% führt, ist der Targetschnitt mit maximal 2% der schwächste Schnitt auf dieser Analysestufe. Das hängt mit der Wahl eines breiten Schnittfensters zusammen (s.o.). In der z - Koordinate ist das Schnittfenster 2 m breit (Target-

länge 1m), in der y - Achse 20 cm (Strahlbreite 3.5 cm).

Genauer über die einzelnen Schnitte und über die Korrelationen zwischen ihnen erfährt man bei (LAU 78).

4.4 ANALYSE IM REALEN MAGNETFELD

Auf dieser Stufe der Analyse werden die kinematischen Größen jedes überlebenden e^+e^- - Paares mit Hilfe des realen Magnetfeldes bestimmt. Dieses wurde mit der Hallprobe sehr genau vermessen (10^5 Meßpunkte auf 0.1% genau, siehe (BAR 77/1)). Dabei ermittelte man, daß die Homogenität des realen Magnetfeldes nur an den Enden und in der Nähe der Magnetwände gestört ist.

Die durch die Kammerpunkte gefitteten Geraden werden durch das Magnetfeld zurückverfolgt und in das Target hinein verlängert. Da zwischen Target und Magneten eine weitere Ortsinformation benötigt wird, hilft man sich mit der Annahme, daß die e^+e^- - Paare mit $x=0$ (Mitte des Strahls bzw. Targets) produziert werden. Die x - Koordinate kann also nicht rekonstruiert werden.

Zur Rekonstruktion der Teilchenspuren durch das Magnetfeld wird ein numerisches Integrationsverfahren nach Runge-Kutta benutzt. Es liefert die Impulskomponenten und Produktionswinkel von Elektron und Positron und den Target - Vertex des e^+e^- - Paares. Genauere Informationen über das Integrationsverfahren findet man bei (BER 76).

4.5 BERECHNUNG DER INTERFERENZ

Nach der Rekonstruktion der Teilchenspuren durch das reale Magnetfeld wird überprüft, ob diese Spuren die Magnetwände treffen oder nicht. Sollte dies der Fall sein, werden die entsprechenden Spurkombinationen aussortiert. Allerdings trifft dieser Fall nur auf 5% der e^+e^- - Paare auf dieser Auswertungsstufe zu (bei den Untergrund - Paaren (Hadronen -, Hadron - Elektron - Paare) ist dieser Fall sehr häufig (40 %)).

Anschließend wird der letzte entscheidende Schnitt an diesem Satz von Ereignissen vorgenommen, nämlich der Schnitt in der Targetvertexverteilung. Dieser Schnitt wirft 2% der e^+e^- - Paare bzw. 30% der Untergrund - Paare heraus. Die Targetvertexverteilung für die e^+e^- - Paare mit den zugehörigen Schnitten zeigt Fig.47. Die Projektionen dieser Verteilung - die z - und y - Verteilungen - sind mit den entsprechenden Schnitten in Fig.29 dargestellt. Auffallend ist, daß die z - Verteilung asymmetrisch bezgl. $z = 0$ (Mitte des Targets) ist. Im vorderen Teil des Targets werden mehr e^+e^- - Paare produziert als im hinteren Teil (in Strahlrichtung). Das kann man folgendermaßen erklären:

Den größten Anteil an der Zählrate liefert die Paarerzeugung. Für diese Bethe - Heitler - Zählrate gilt nun nach Gleichung (2.35):

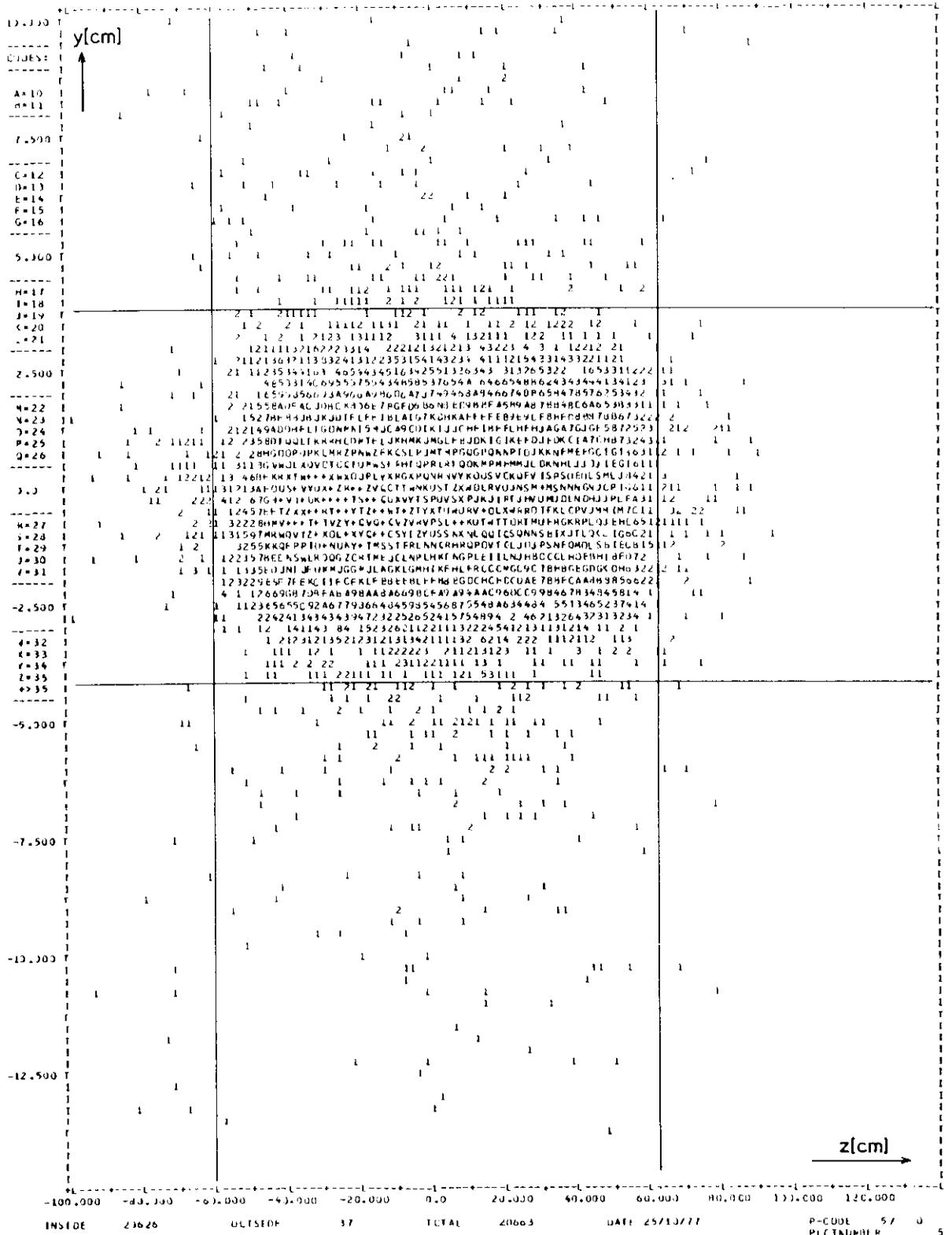
$N_{BH} \sim \Theta_{+-}^{-7}$. D.h. je kleiner der Öffnungswinkel Θ_{+-} des produzierten e^+e^- - Paares ist, desto größer ist die Zählrate N_{BH} . Das bedeutet aber gerade, daß die Zählrate für den vorderen Teil des Targets größer sein muß als für den hinteren Teil, da e^+e^- - Paare mit kleinerem Öffnungswinkel weiter vorn im Target produziert werden müssen, damit sie vom Spektrometer akzeptiert werden.

Nach Anwendung der Schnitte in der Targetvertexverteilung reduziert sich der Untergrund in dem endgültigen Satz von Ereignissen auf ca. 1%. Dies stimmt mit dem ermittelten Untergrund aus den Flugzeitverteilungen überein. Durch den Targetschnitt werden ca 1% der guten Ereignisse verloren.

Es soll noch die Breite des Schnittfensters in der Targetvertexverteilung angegeben werden. In der z - Koordinate ist das Schnittfenster 120 cm breit (Targetlänge 100 cm), in der y - Koordinate 8 cm (Strahlbreite 3.5 cm). Die Diskrepanz zwischen Targetdimensionen und Schnittfensterbreite folgt aus der Ungenauigkeit in der Rekonstruktion des Targetvertex (siehe Anfang des Abschnittes 4.3).

Die mittlere Anzahl an Spurkombinationen pro Ereignis beträgt auf dieser letzten Analysestufe 1.2 (das Maximum der Verteilung liegt bei 1, siehe Tabelle 6). Man erwartet allerdings, daß es zu jedem Ereignis genau eine Spurkombination gibt. Dieser Erwartung wird Rechnung getragen, indem man für jedes Ereignis die Spurkombination mit

Fig. 47



Vertexverteilung im Target (reales Magnetfeld)

dem kleinsten χ^2 auswählt. Dabei ist das χ^2 der Spurkombination die Summe der χ^2 von den Spuren im linken und im rechten Spektrometerarm.

Das Hauptgewicht liegt in dieser Analysestufe auf der physikalischen Auswertung der Ereignisse auf statistischer Basis. Es werden die Verteilung der Photonenergie und des Impulsübertrages hergestellt (Formeln siehe Kapitel 2), deren Deutungen im Kapitel "Ergebnisse" gegeben werden. Weiterhin werden die wesentlichen Ergebnisse des Experimentes, nämlich die Interferenz- und Massenspektren, auf dieser Stufe produziert.

Die invariante Masse der e^+e^- - Paare erhält man aus den Impulsen und dem Öffnungswinkel von Elektron und Positron nach (2.26):

$$M^2 = 4 p_+ p_- \sin^2 \frac{\Theta_{+-}}{2} \quad (4.2)$$

Zum Schluß soll noch erläutert werden, wie die Interferenzspektren hergestellt werden.

In Abschnitt 2.4 hatten wir gesehen, daß man den Interferenzterm aus der Verteilung der Zählrate unter der asymmetrischen Variablen $x = p_+ \Theta_+ - p_- \Theta_-$ für jedes Massenbin gewinnen kann (Fig.11). Berücksichtigt man nun, daß bei gegebener Magnetpolarität in einem Spektrometerarm nur eine Teilchensorte nachweisbar ist (positiv oder negativ geladene Teilchen), so erkennt man, daß ein Wechsel der Magnetpolarität gerade dem Austausch von Elektron und Positron entspricht. Um irgendwelche apparativen Asymmetrien auszuschließen, wird bei beiden Magnetpolaritäten die gleiche Anzahl an äquivalenten Quanten angesammelt (vergleiche Kapitel 3.1). Man hat also zwei Zählraten, auf die das Verfahren nach Fig.11 angewendet werden muß, um den Interferenzterm zu bestimmen. Diese sind:

$N_+ = N (R = +)$ $\hat{=}$ Zählrate bei Magnetpolarität $R = +$ (d.h. Positronen werden im rechten Spektrometerarm nachgewiesen),

$N_- = N (R = -)$ $\hat{=}$ Zählrate bei Magnetpolarität $R = -$ (d.h. Elektronen werden im rechten Spektrometerarm nachgewiesen).

Man erhält also folgende Verteilungen:

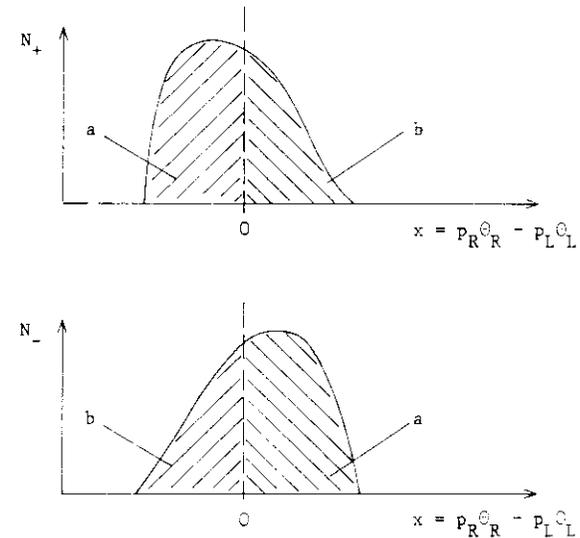


Fig.48 Symmetrieverhalten der Zählraten N_+ , N_- bzgl. der Variablen $x = p_R \Theta_R - p_L \Theta_L$ (vergleiche Fig.11)

Dabei bedeutet p_R den Impuls bzw. Θ_R den Winkel zur Strahlachse des Teilchens im rechten Spektrometerarm (analog für p_L , Θ_L).

Man erkennt aus folgender Überlegung, daß N_+ und N_- spiegelsymmetrisch zur Achse $x = 0$ sein müssen:

Bei Magnetpolarität $R = -$ gilt für die Variable x :

$$x = p_+ \Theta_+ - p_- \Theta_- = - (p_R \Theta_R - p_L \Theta_L) \quad (4.3)$$

Dagegen gilt bei Magnetpolarität $R = +$:

$$x = p_+ \Theta_+ - p_- \Theta_- = + (p_R \Theta_R - p_L \Theta_L) \quad (4.4)$$

Nun kann man den Interferenzterm nach (2.21) bestimmen:

$$INT = N_+ - N_- \quad (4.5)$$

Dem entspricht die nachfolgende Verteilung in x :

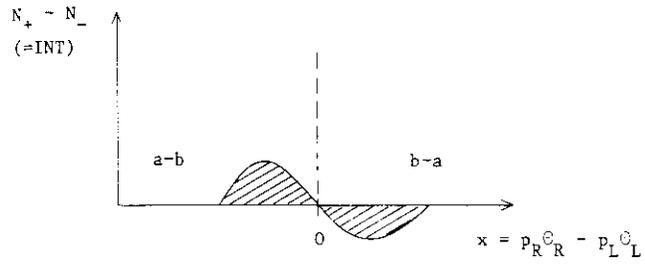


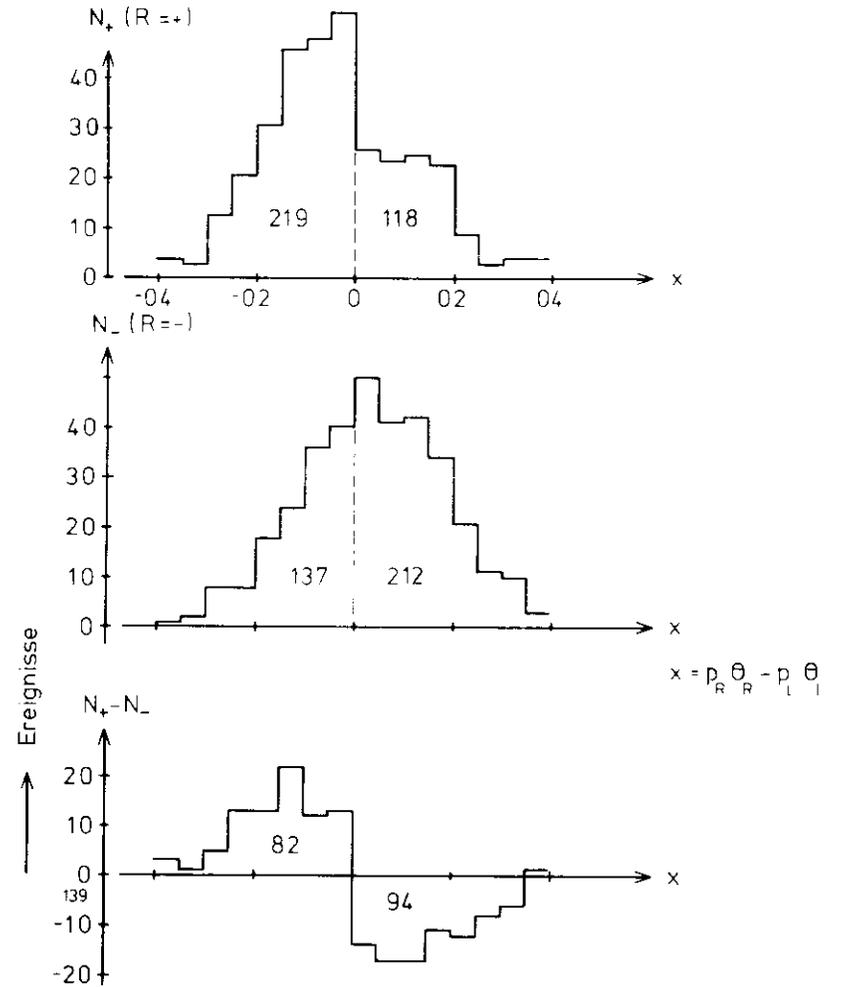
Fig.49 Bestimmung des Interferenztermes aus den Verteilungen von N_+ , N_- bzgl. $x = p_R^\theta - p_L^\theta$.

Man erhält so den Interferenzterm in dem benutzten Massenbin zu:

$$INT = 2 (a - b) \quad (4.6)$$

Fig.50 zeigt ein Beispiel für die Berechnung des Interferenzsignals im Massenbin $1.0 < M < 1.04 \text{ GeV}$ (ϕ -Meson).

Fig 50



1.0 GeV < M < 1.04 GeV (13° Daten)

Berechnung des Interferenzsignals im angegebenen Massenbereich

5. MONTE-CARLO SIMULATION DES EXPERIMENTES

Dieses Kapitel beschreibt die wesentlichen Aufgaben der Monte-Carlo Programme.

Die Monte-Carlo Simulation dieses Experimentes läuft in 3 Stufen ab:

- 1) Erzeugung von e^+e^- Paaren, die einen Targetvertex haben, und deren Impulse vom Paarspektrometer akzeptiert werden. Pro Spektrometerwinkel werden 30 000 akzeptierte e^+e^- Paare generiert.
(SPAWN)
- 2) Rekonstruktion der in 1) generierten Ereignisse. Berechnung der invarianten Masse. (NATTY)
- 3) Berechnung von Zählraten verschiedener Prozesse für eine bestimmte Zahl äquivalenter Quanten
z.B. : a) Berechnung der Bethe-Heitler-Rate mit inelastischem Beitrag und Strahlungskorrekturen;
b) Berechnung der Compton-Rate von D, ω, ϕ , ebenfalls mit inelastischem Beitrag und Strahlungskorrekturen (vergleiche Kapitel 6).

Außerdem: Berechnung von Matrixelementen, Kinematik, Bremsspektrum, Czerenkov-Ineffizienz. (MONTE-CARLO)

In Klammern sind die Namen der Monte-Carlo Programme angegeben.

Diese Struktur des Monte-Carlo Programms ist notwendig, da

- I) Die Rechenzeit für die Rekonstruktion einer Teilchenspur durch das Magnetfeld sehr groß ist (.3 s pro Spur);
- II) Eine große Anzahl an generierten Ereignissen benötigt wird, um den erlaubten Phasenraum mit genügender Dichte abzudecken.

Die Generation der Spuren (Stufe 1) wird nur einmal am Anfang der Monte-Carlo Simulation durchgeführt. Sie liefert die geometrische Akzeptanz des Spektrometers. Nach Gleichung (2.4) gilt für die Zählrate:

$$N = \text{const} \int f(K) \frac{d\sigma}{dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_-} \text{acc} (p_+, \Omega_+, p_-, \Omega_-) dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_- \quad (5.1)$$

Der Wert der Akzeptanzfunktion $\text{acc}(\dots)$ beträgt 1 oder 0, je nachdem, ob das e^+e^- Paar innerhalb der Akzeptanz liegt oder nicht.

Werte zwischen 0 und 1 sind möglich, da Vielfachstreuung, Strahlungs- und Stoßverluste und Ineffizienzen der Apparatur berücksichtigt werden.

Die Rekonstruktion der generierten Ereignisse wird mit der gleichen Programmkette durchgeführt, die für die Auswertung der gemessenen Daten benutzt wird. Diese Stufe der Monte-Carlo Simulation liefert die Auflösung der Meßanordnung.

Die wesentlichen Aufgaben der Monte-Carlo Programme sind also:

- 1) Berechnung der Akzeptanzen,
- 2) Berechnung der Auflösungen der Meßanordnung,
- 3) Korrekturen wie Vielfachstreuung, Strahlungs- und Ionisationsverluste, Ineffizienzen der Apparatur,
- 4) Berechnung von Zählraten verschiedener Prozesse.

Außerdem:

- 5) Wahl des Targets (vergleiche Abschnitt 2.6, 2.7),
- 6) Wahl der Spektrometereinstellung.

6. ERGEBNISSE

In diesem Kapitel werden die Massen- und Interferenzspektren präsentiert. Zuvor jedoch sollen die Verteilungen einiger kinematischer Größen untersucht werden. Fig.51 zeigt die Häufigkeitsverteilung des Gesamtimpulses der e^+e^- - Paare. In Fig.52 ist die Häufigkeitsverteilung der Photonenergie dargestellt (vergleiche Abschnitt 2.5, Gleichung (2.28) und Abschnitt 4.5, Seite 84). Man erkennt, daß beide Verteilungen die gleiche Form haben und außerdem den gleichen Impuls- bzw. Energiebereich abdecken. Das bedeutet, daß die Vektormesonen bzw. Elektronenpaare mit kleinem Transversalimpuls (oder kleinem Impulsübertrag auf das Proton) produziert werden.

Mit welcher Photonenergie werden nun Elektronenpaare einer bestimmten invarianten Masse erzeugt? Antwort auf diese Frage gibt die Verteilung der Masse über der Photonenergie in Fig.53. Man erhält folgende Aussagen:

- 1) Die invariante Masse M des erzeugten e^+e^- - Paares steigt mit der Photonenergie K_Y (Gleichung (2.28)):

$$M \sim \sqrt{K_Y} \quad (6.1)$$

- 2) Photonen fester Energie K_Y produzieren e^+e^- - Paare in einem Massenbereich ΔM . Dabei ist:

$$\frac{\Delta M}{K_Y} = \text{const.} \quad (6.2)$$

Mit steigender Photonenergie wird der erzeugte Massenbereich also größer.

- 3) Elektronenpaare einer bestimmten Masse M werden durch ein Photonspektrum ΔK_Y produziert. Dabei ist

$$\frac{\Delta K_Y}{M} = \text{const.} \quad (6.3)$$

Mit steigender invarianter Masse wird also das erzeugende Photonspektrum breiter.

Fig.54 zeigt nun die Abhängigkeit der invarianten Masse von dem Impulsübertrag t auf das Proton (der minimale Impulsübertrag t_{\min} wird subtrahiert). Man erkennt, daß die e^+e^- - Paare bevorzugt mit

Fig 51

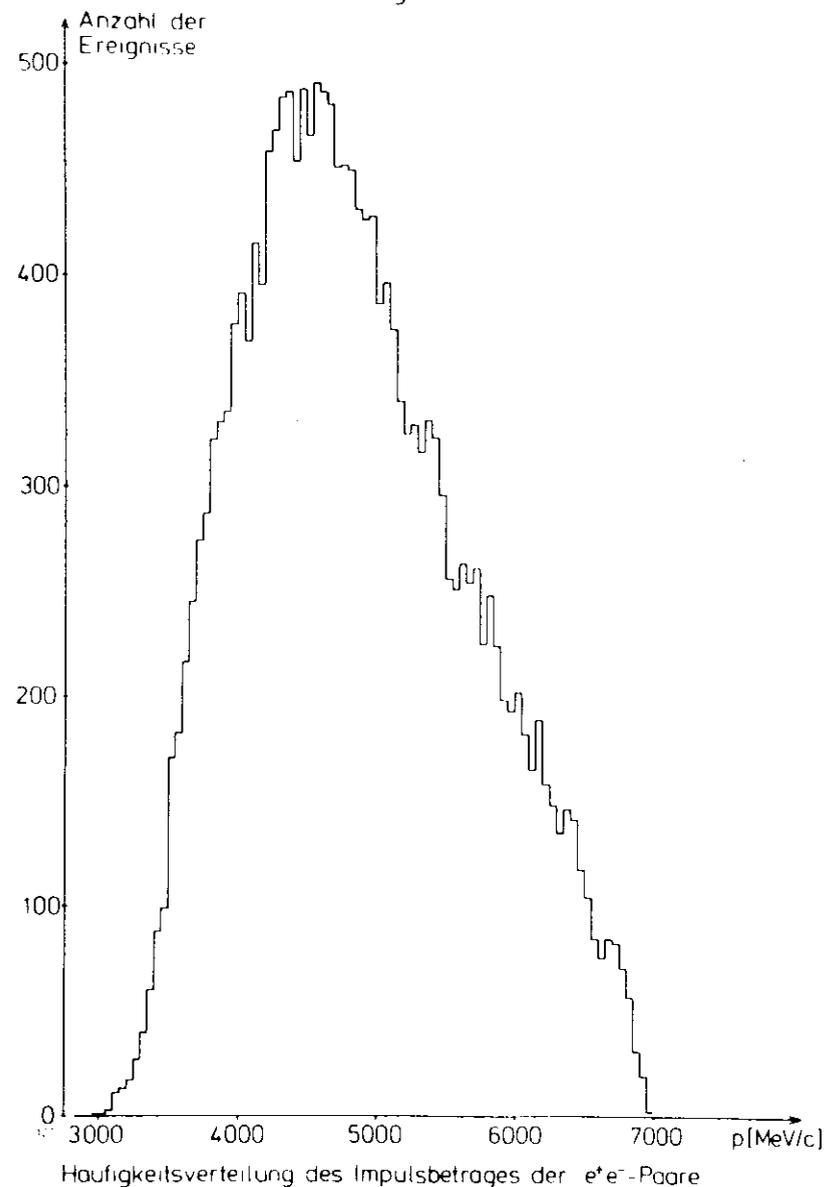


Fig. 52

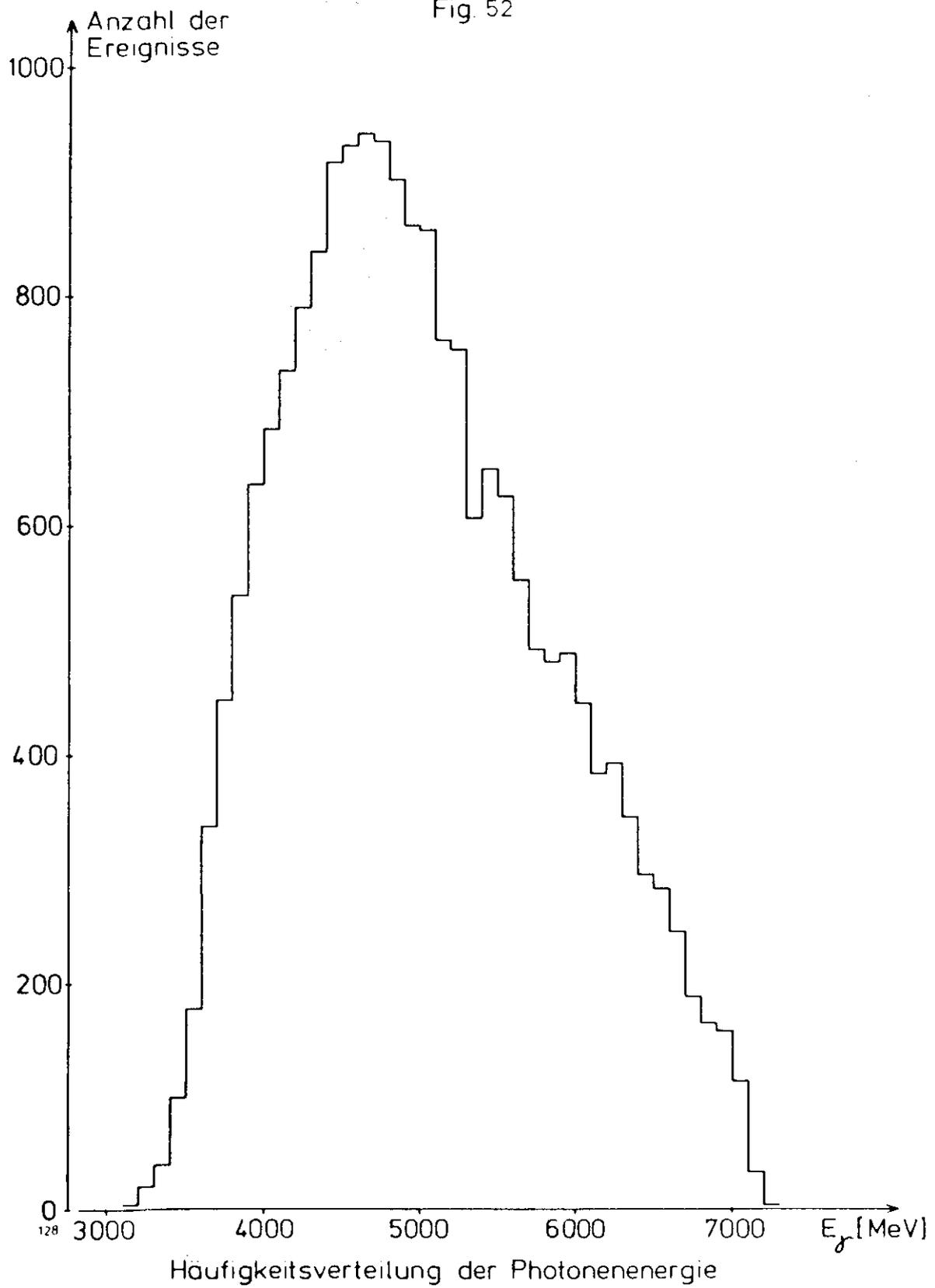


Fig 53

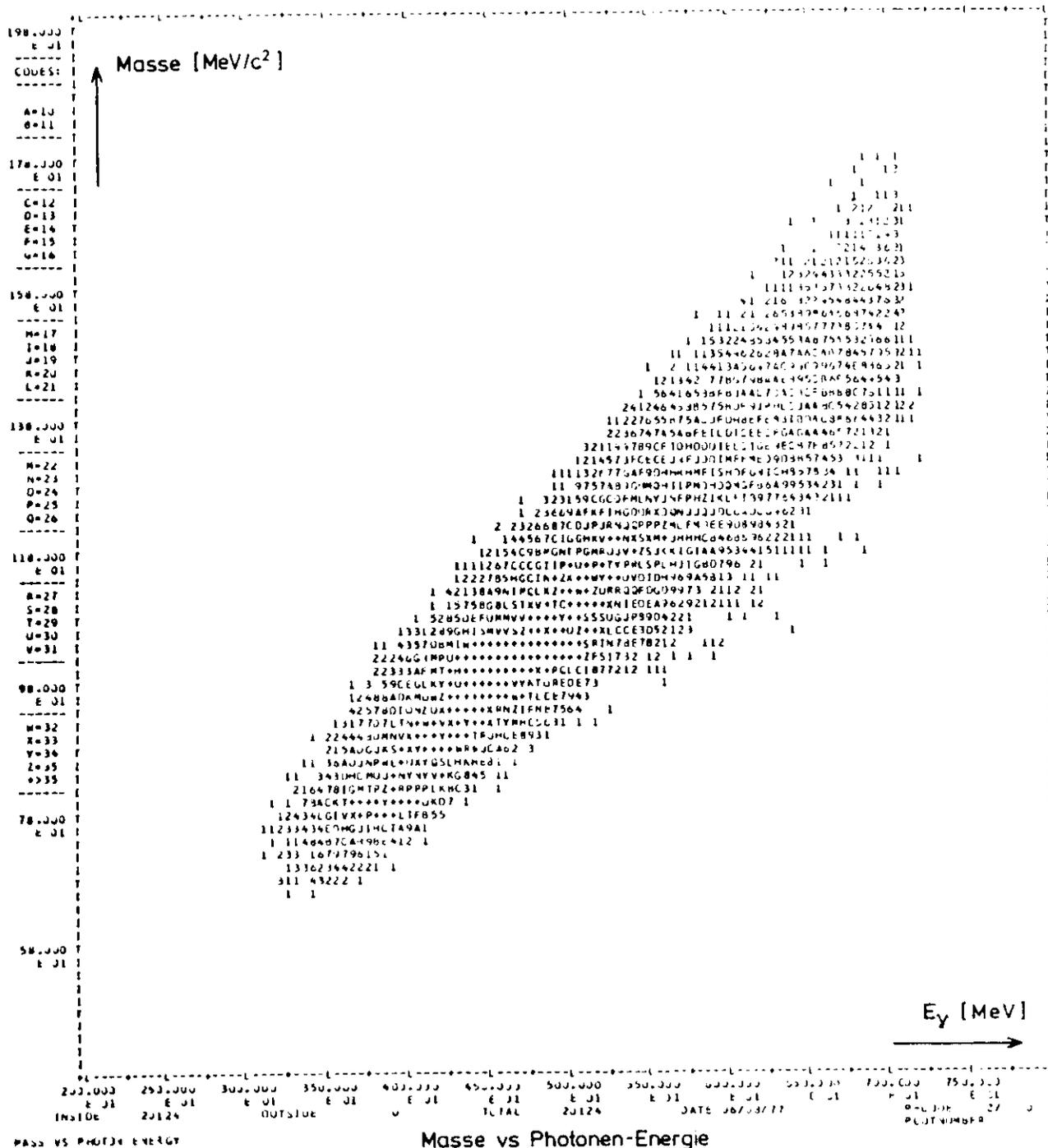
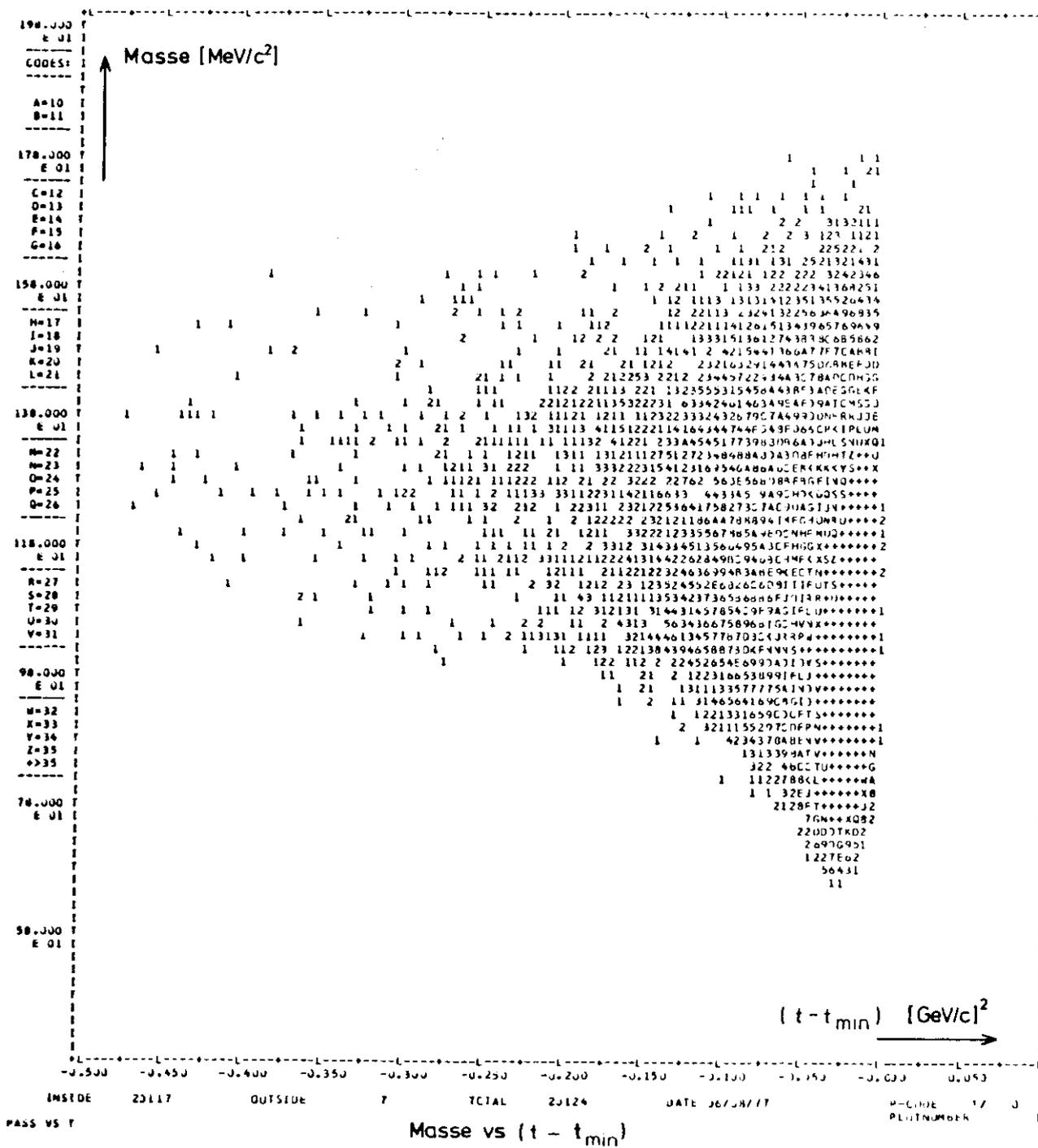


Fig 54



kleinem Impulsübertrag erzeugt werden (s.o.).

Der Rest dieses Kapitels ist den Massen- und Interferenzspektren und deren Interpretation gewidmet. Als erstes soll das Massenspektrum der Elektronenpaare betrachtet werden (Fig.55). Der QED- Anteil (Bethe-Heitler, vergleiche Abschnitt 2.2) an der Zählrate ist eingezeichnet. Der Überschuß über der Bethe-Heitler-Rate ist in Fig.56 dargestellt. Zur Interpretation dieses Überschusses ist in Fig.56 der Anteil der Vektormesonen ρ, ω, ϕ an der Compton-Rate eingezeichnet. Die Parameter von ρ, ω, ϕ , die in der Berechnung der Compton-Rate mittels Monte-Carlo Simulation benutzt werden, sind Tabelle 9 zu entnehmen. Sie stammen aus (BAR 77/2).

Im Bereich von ρ, ω und ϕ wird das experimentelle Spektrum gut reproduziert. Bei Massen $M \geq 1300 \text{ MeV}/c^2$ ist ein leichter Überschuß zu erkennen .

Höhere Massen entsprechen nun bei festem Impuls (durch Spektrometerakzeptanz vorgegeben) einem größeren Öffnungswinkel des e^+e^- - Paares (und damit einem größeren Spektrometerwinkel, vergleiche Gleichung (2.26)). Die Abweichung des experimentellen Spektrums von der erwarteten theoretischen Verteilung nimmt mit der Masse zu, steigt also mit steigendem Öffnungswinkel.

Welche Abhängigkeit zeigen nun Compton- und Bethe-Heitler-Zählrate von diesem Öffnungswinkel? Nach Gleichung (2.34) gilt für die Compton - Produktion von Vektormesonen:

$$N_C \sim p^2 e^{bt} \quad (6.4)$$

Sie hängt also nicht vom Öffnungswinkel des e^+e^- - Paares ab. Der Bethe-Heitler-Anteil fällt mit zunehmendem Öffnungswinkel ϑ_{\pm} gemäß der Gleichung (2.35):

$$N_{BH} \sim p^{-2} \vartheta_{\pm}^{-7} . \quad (6.5)$$

Die Abweichung bei hohen Massen kommt also von der Compton-Produktion von Vektormesonen.

An dieser Stelle ist anzumerken, daß in dieser Arbeit nur Daten bei einem Spektrometerwinkel von 13° präsentiert werden. Das obige Argument wird einsichtig, wenn man berücksichtigt, daß bei Spektrometer-

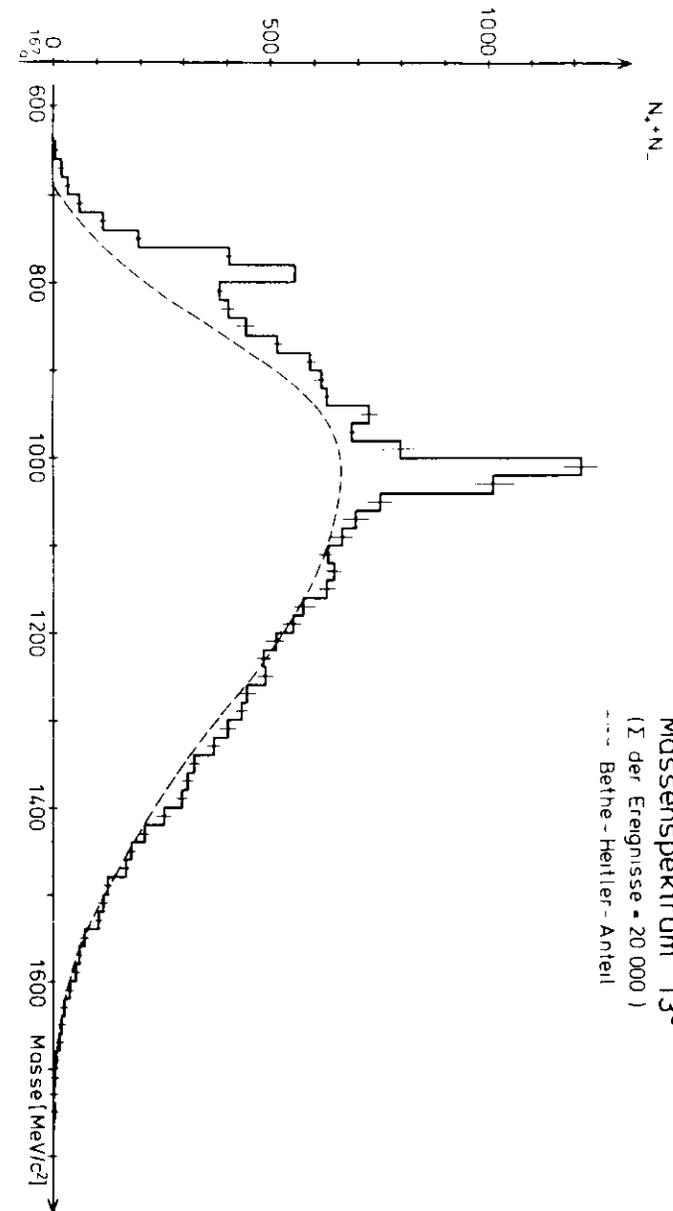


Fig 55

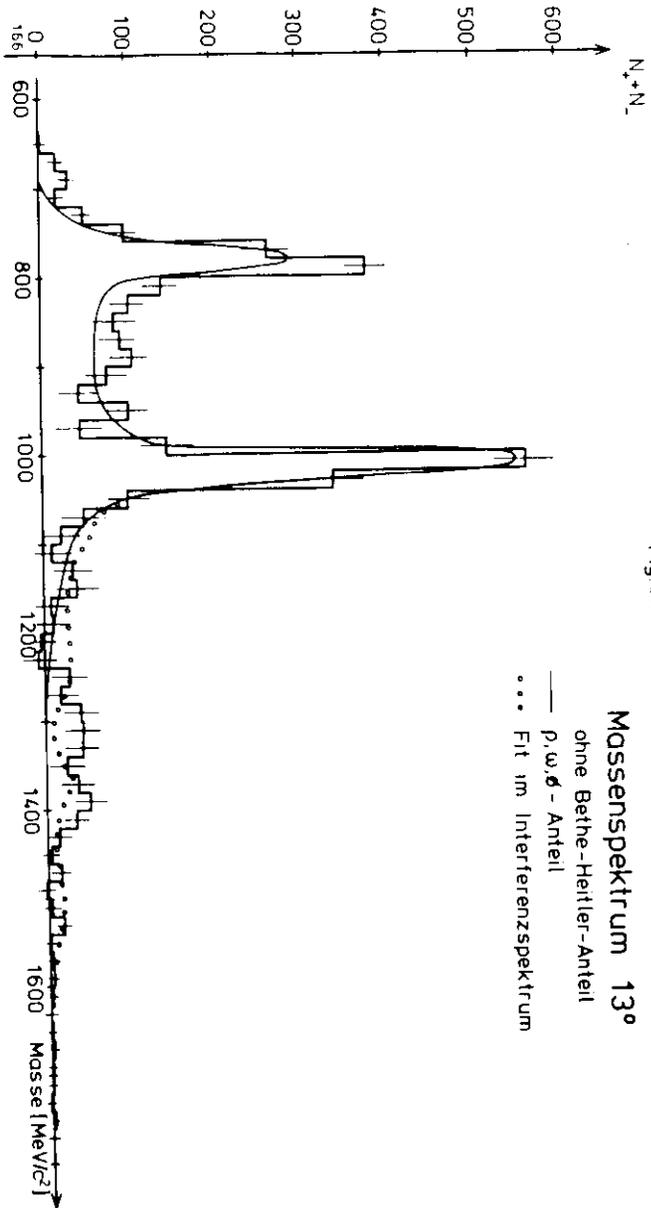


Fig 5/6

Tabelle 9: ρ, ω, φ - Parameter für Monte Carlo Berechnungen

	Masse M [MeV]	Breite Γ [MeV]	$\frac{d\sigma}{dt} _{t=0}$ (yp→Vp) [$\mu\text{b GeV}^{-2}$]	Steigung b [GeV ⁻²]	B.R. × $\frac{d\sigma}{dt} _{t=0}$ [nb GeV^{-2}]	Phase φ [Grad]
ρ	770	150	120	7.8	4.27	11.8
ω	783	10	12.5	7.2	.904	52.8
φ	1020	4.2	2.8	5.5	1.07	25

179

① vergleiche Gleichung (2.13)

② BR = Verzweungsverhältnis $V \rightarrow e^+e^-$

winkeln von 15° , 16° und 19° ebenfalls Daten genommen wurden. Diese findet man in den Artikeln (BAR 77/2), (BAR 77/4) und (BAR 77/5). In den gezeigten Massen- und Interferenzspektren sind ca 20 000 Ereignisse (e^+e^- - Paare) enthalten. Es sind jeweils nur die statistischen Fehler angegeben. Die theoretischen Kurven (Bethe-Heitler-Anteil, ρ, ω, ϕ - Anteil, später Fits an die experimentellen Spektren) sind mit einem systematischen Fehler von $\pm 5\%$ behaftet. Dieser hat folgende Ursachen:

- 1) Ungenauigkeiten in elektrischen und magnetischen Formfaktoren des Protons,
- 2) Ungenauigkeit in der Kalibrierung des Quantameters,
- 3) Totzeitverluste in der Meßanordnung (zufällige Koinzidenzen),
- 4) Verschiedene Ineffizienzen der Meßanordnung.

Die theoretischen Kurven sowie die Massenakzeptanz des Paarspektrometers sind normiert auf die Anzahl N_{eq} der gesammelten äquivalenten Quanten (vergleiche Abschnitt 3.1, Gleichungen (3.1) bis (3.3)). Für den in dieser Arbeit benutzten Datensatz gilt:

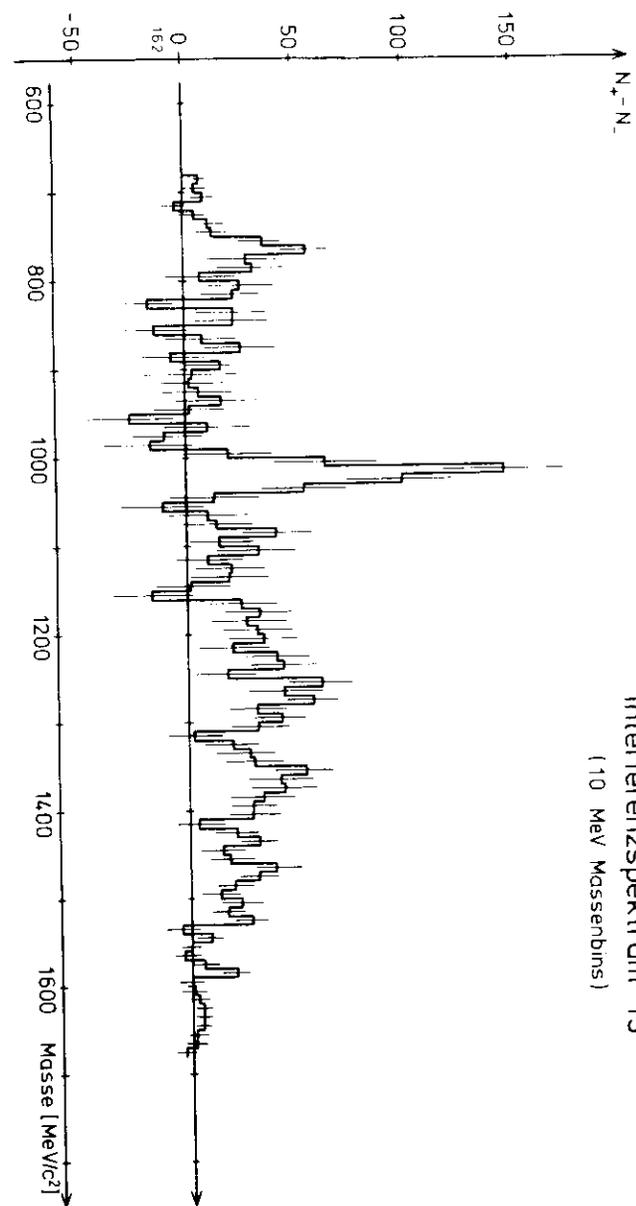
$$N_{eq} = 5.04 \cdot 10^{16} \quad (6.6)$$

Im folgenden werden die Interferenzspektren diskutiert.

Fig.57 zeigt ein Interferenzspektrum mit 10 MeV Massenbins, Fig.58 mit 20 MeV Massenbins, und Fig.59 zeigt ein Interferenzspektrum mit 20 MeV Massenbins, die jedoch um 10 MeV gegen die Bins in Fig. 58 verschoben sind. Die Abbildungen zeigen keine signifikanten Unterschiede. Für die Interpretation des Interferenzspektrums wird das Binning der Fig.58 verwendet. In Fig.60 ist nochmals das Spektrum der Fig.58 dargestellt. Jedoch ist jetzt der Beitrag, den die Vektormesonen ρ, ω und ϕ zum Interferenzterm leisten, eingezeichnet. Der negative Ausläufer von ρ ist eine Folge der Abweichung der Produktionsphase von 0° .

In der ρ, ω, ϕ -Region stimmen experimentelle Verteilung und theoretische Vorhersage gut überein. Bei Massen $M > M_\phi$ stellt man jedoch eine erhebliche Abweichung von der Erwartung fest. Diese Abweichung ist nicht mit den bekannten Vektormesonen zu erklären. Vielmehr weist diese Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie auf die Existenz weiterer Vektormesonen hin.

Die Frage nach der Echtheit dieser Asymmetrie läßt sich durch Unter-



Interferenzspektrum 13°
(10 MeV Massenbins)

Fig 57

Fig 59

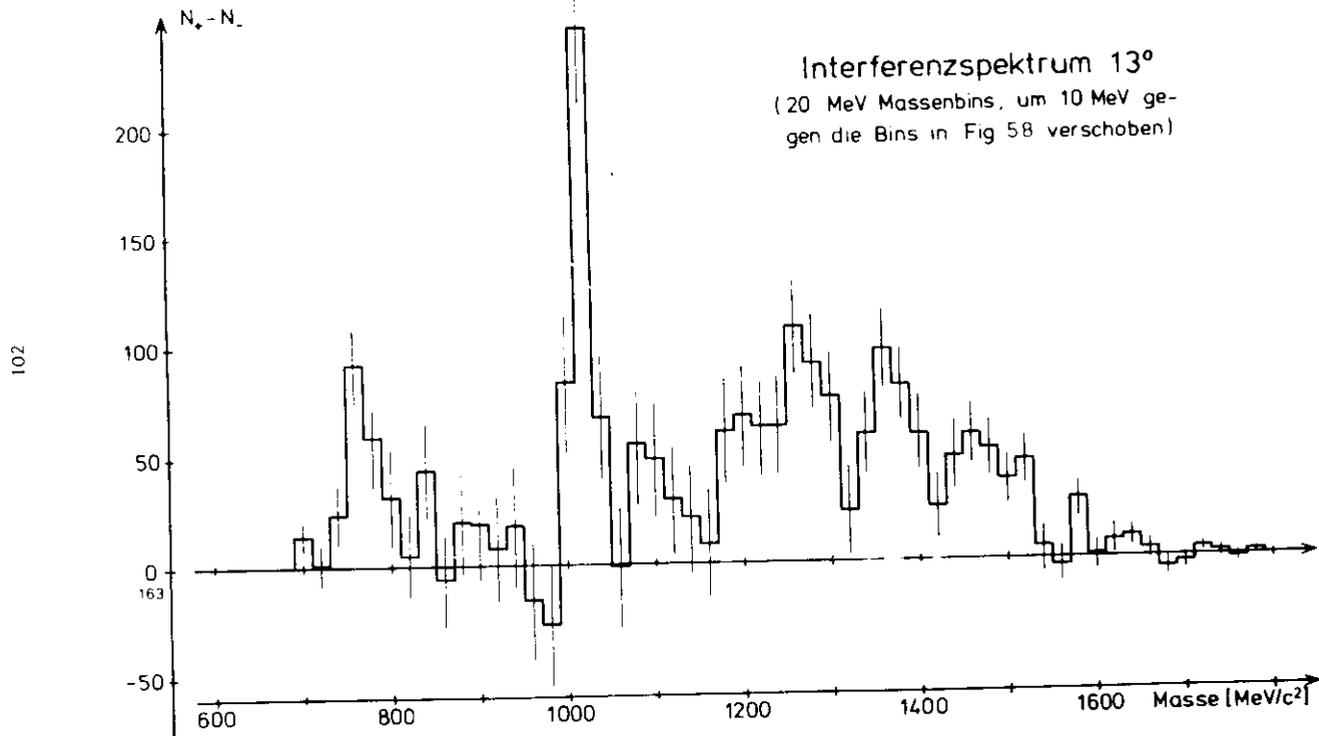
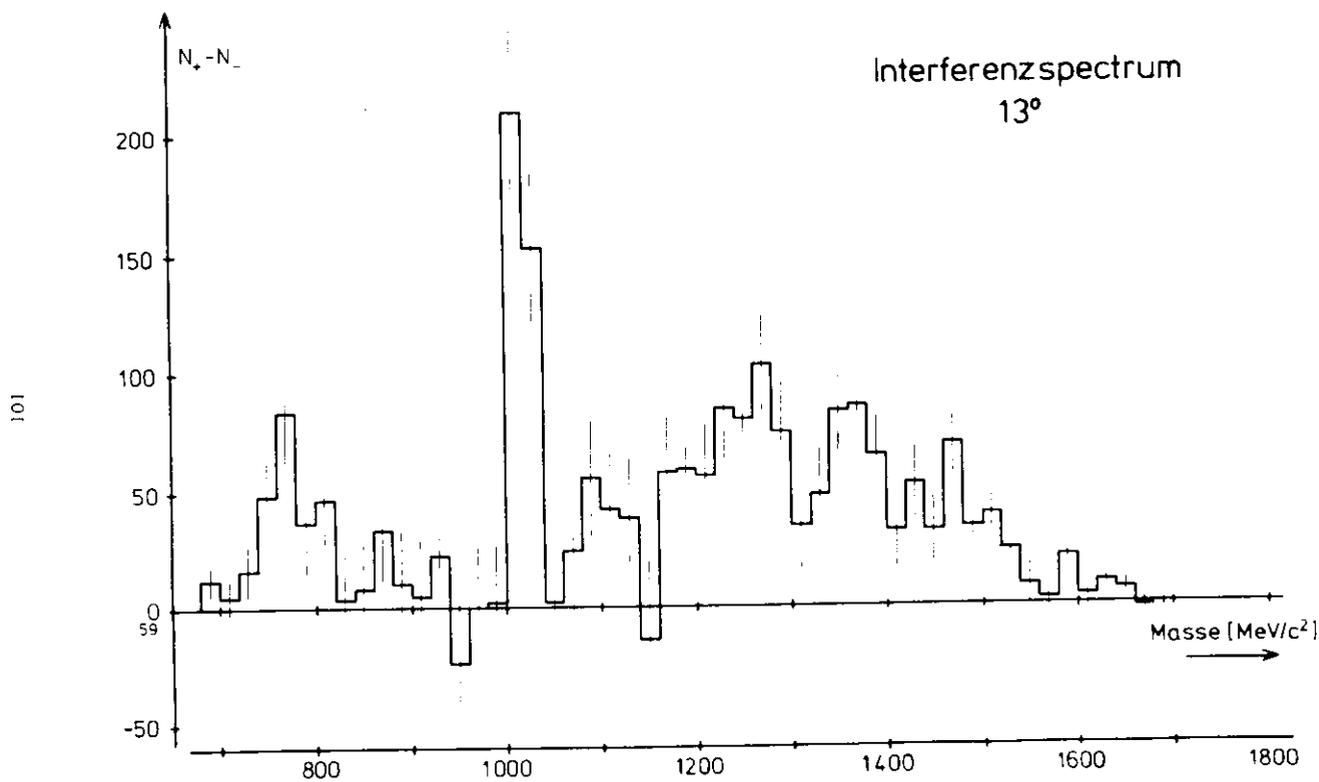


Fig 58



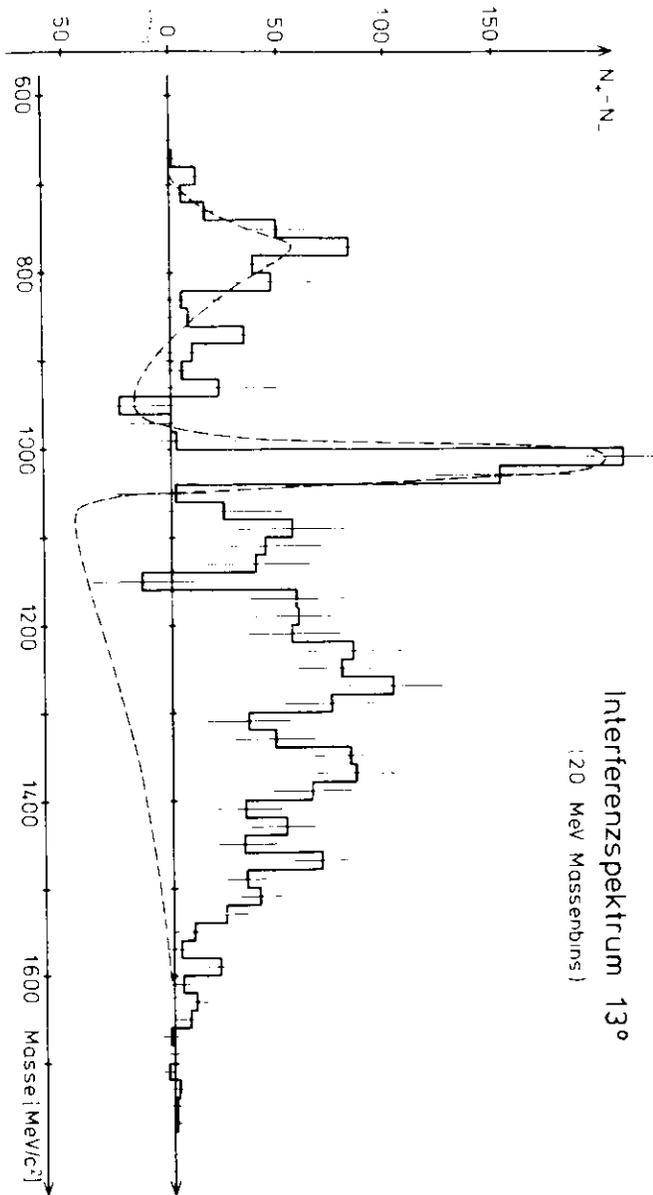


Fig 60

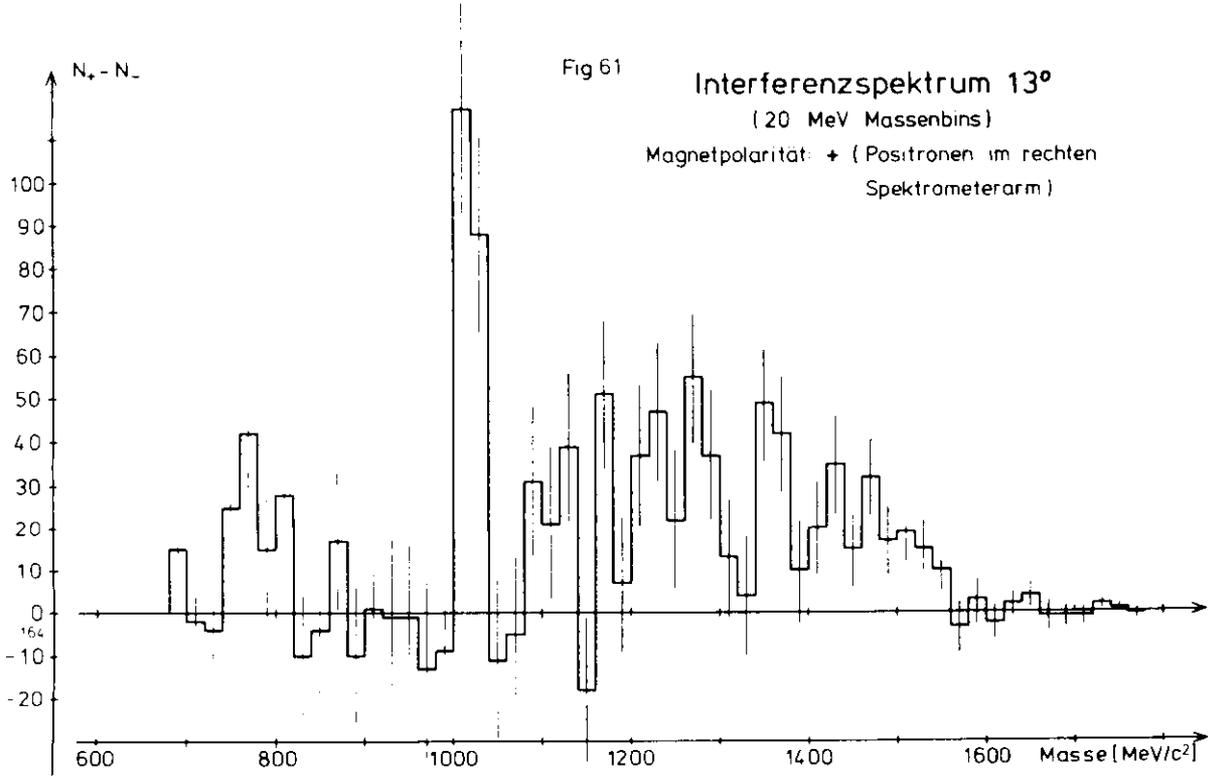
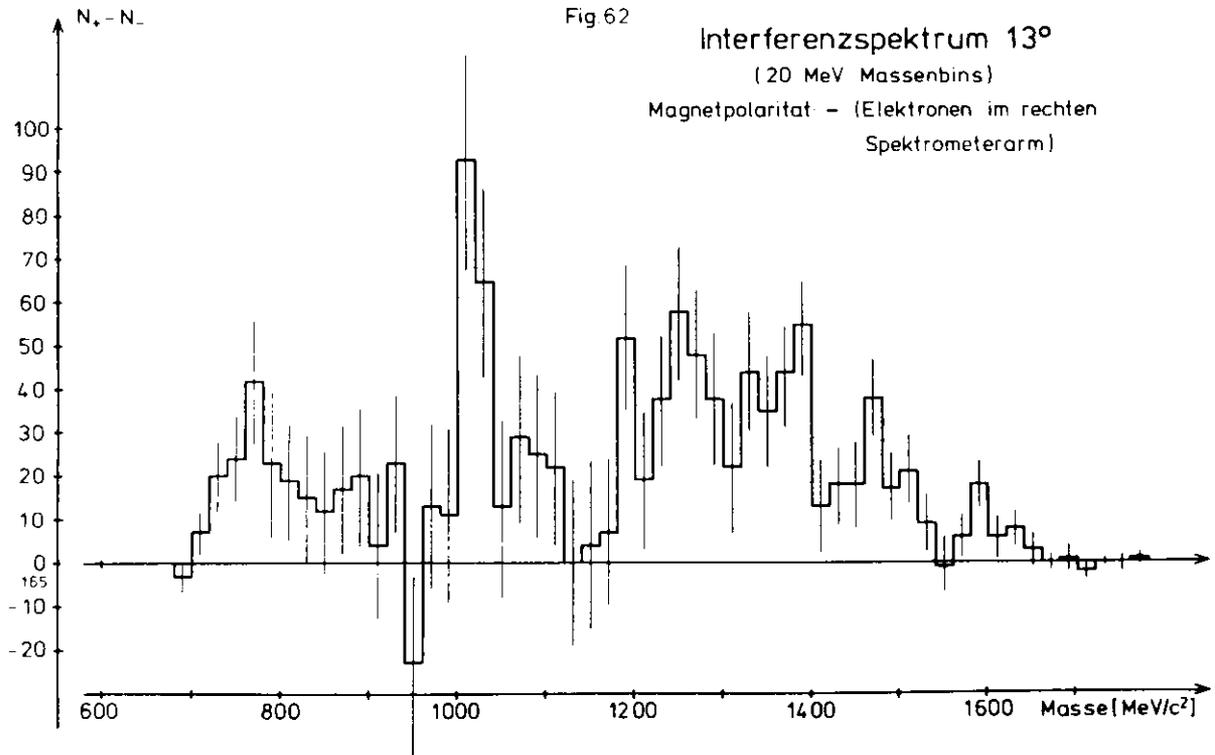
Interferenzspektrum 13°
(20 MeV Massenbins)

suchung der Interferenzspektren bei verschiedener Magnetpolarität beantworteten. Bei beiden Magnetpolaritäten wurde die gleiche Zahl äquivalenter Quanten gesammelt, um die symmetrische Einstellung des Paarspektrometers sicherzustellen (vergleiche Abschnitt 3.3). Fig.61 zeigt ein Interferenzspektrum bei positiver Polarität, Fig.62 bei negativer Polarität. Zwischen beiden Spektren läßt sich keine signifikante Abweichung feststellen.

Einen weiteren Test der Asymmetrie des Elektronensignals leistet die Untersuchung der Untergrundpaare (vergleiche Abschnitt 4.3). Fig.63 zeigt ein Massenspektrum (a) und ein Interferenzspektrum (b) für sämtliche Untergrundpaare. Fig.64 zeigt die gleichen Verteilungen für Hadronenpaare. In Fig.63 sind ca 3 500 Untergrundpaare, in Fig.64 ca 1 400 Hadronenpaare enthalten. Die Massenspektren haben die Form der Akzeptanzkurven. Die Mittelwerte der Interferenzspektren sind mit null verträglich (Tabelle 10), d.h. die Untergrundpaare erzeugen keine Asymmetrie. Dies entspricht der Erwartung.

Wir hatten gesehen, daß das Interferenzspektrum in Fig.60 klare Evidenz für die Existenz neuer Vektormesonen liefert. Nun stellt sich die Frage, ob es sich dabei um resonante Strukturen handelt. Eine mögliche Antwort auf diese Frage liefert die Anpassung von Breit-Wigner-Resonanzen an das experimentelle Spektrum in Fig.65. Dafür wurde das Fitprogramm MINUIT verwendet. In den Fit wurde allein das Interferenzspektrum einbezogen, da im Massenspektrum nur ein geringer Überschuß und somit nur eine geringe Zahl Freiheitsgrade vorhanden ist. Das Interferenzspektrum wurde für Massen $M > M_p$ mit vier Resonanzen gefittet. Ausschlaggebend für die Wahl der Anzahl und der Lage der Resonanzen waren die Ergebnisse der Resonanzanpassung, die mit allen Daten bei den Spektrometerwinkeln 13° , 15° , 16° und 19° gewonnen wurden. In Tabelle 11.1 sind die Parameter der Resonanzen von Fig.65 angegeben. Sie stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den Ergebnissen überein, die der Fit der Daten bei allen Spektrometerwinkeln liefert (vergleiche Tabelle 11.2). Die gesamten Parameter dieses Fits findet man bei (BAR 77/4) und (BAR 77/5).

Die Resonanzanpassung an die in dieser Arbeit verwendeten Daten bei einem Spektrometerwinkel von 13° liefert Strukturen bei Massen von



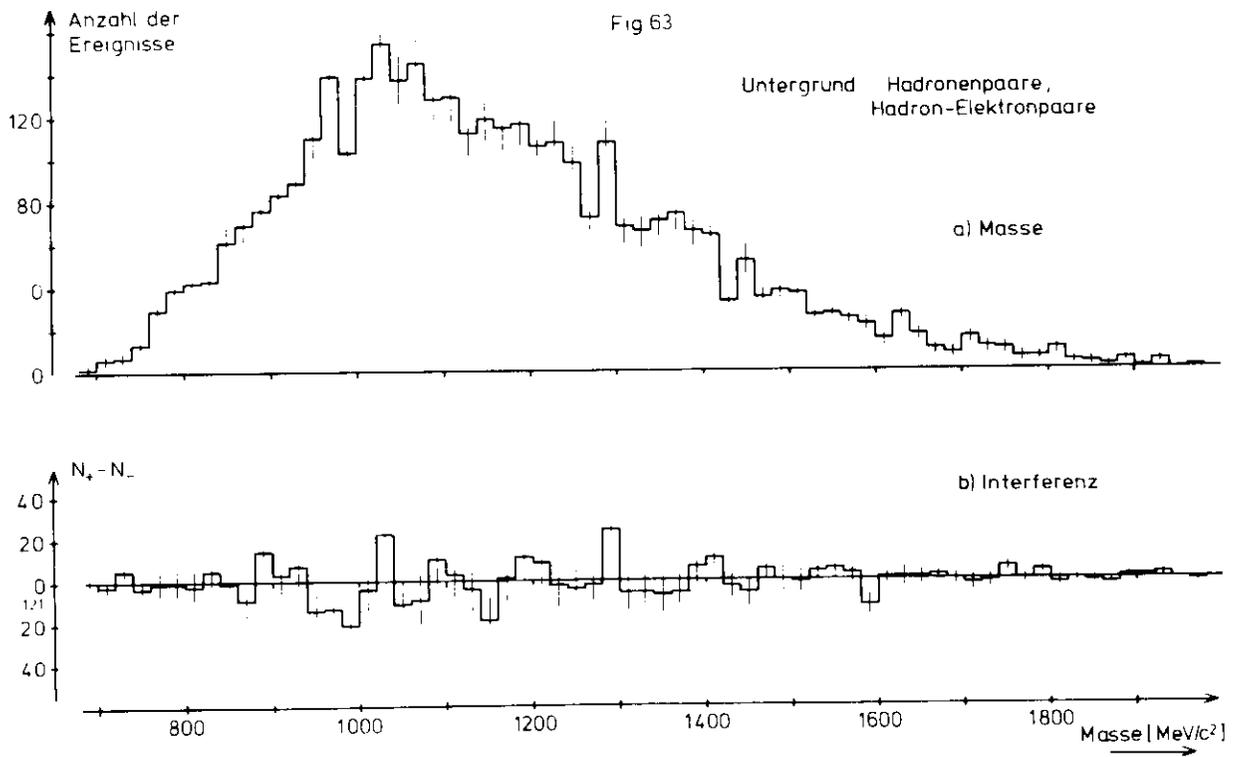
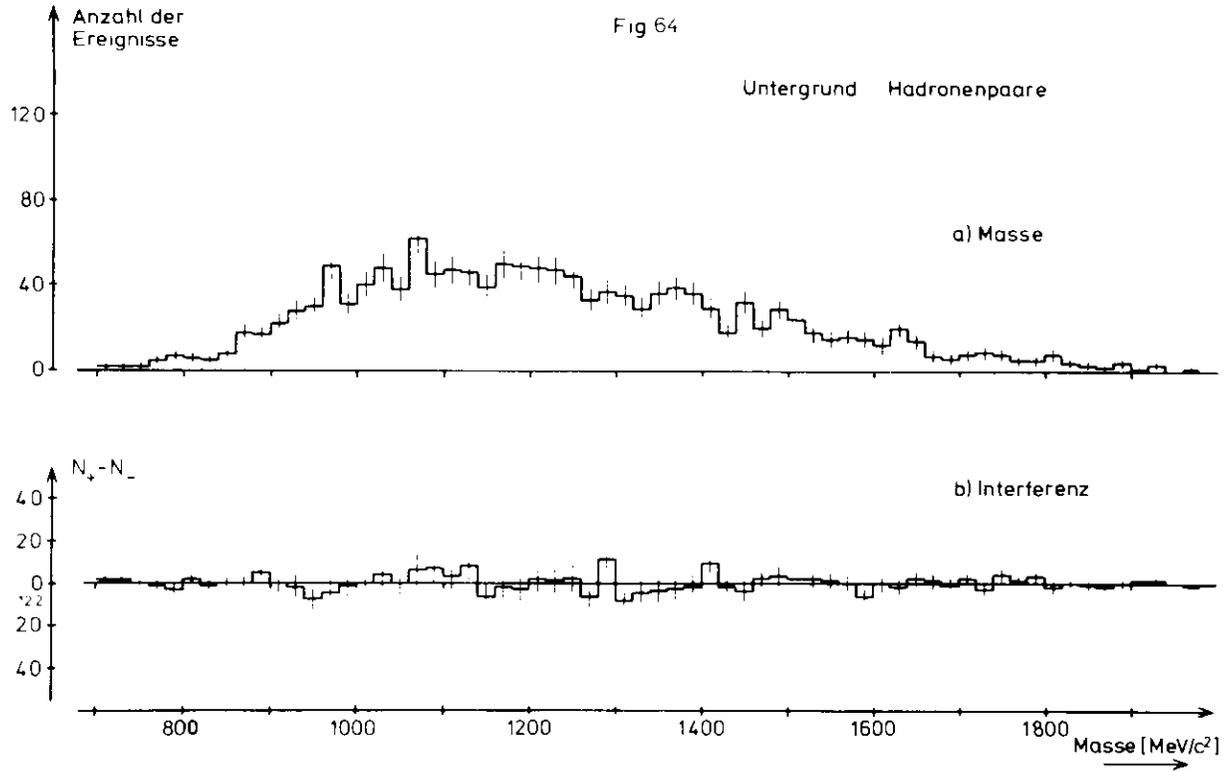
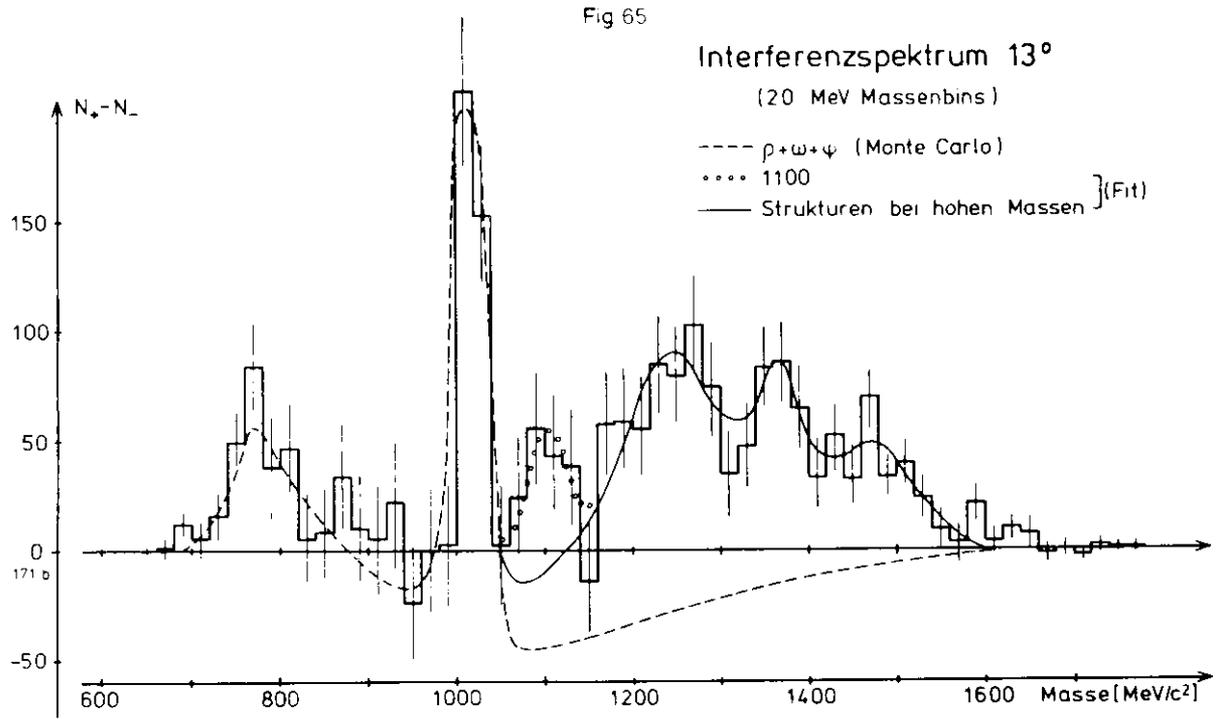


Tabella 1C: Mittelwerte der Interferenzspektren für die Untergrundpaare

Runs	Untergrundpaare	Mittelwert	Standardabweichung
369 - 437	Hadronenpaare Hadronenpaare und Hadron- Elektron-Paare	-.24 -.21	.30 .42
449 - 520	Hadronenpaare Hadronenpaare und Hadron- Elektron-Paare	.38 .06	1.14 4.87



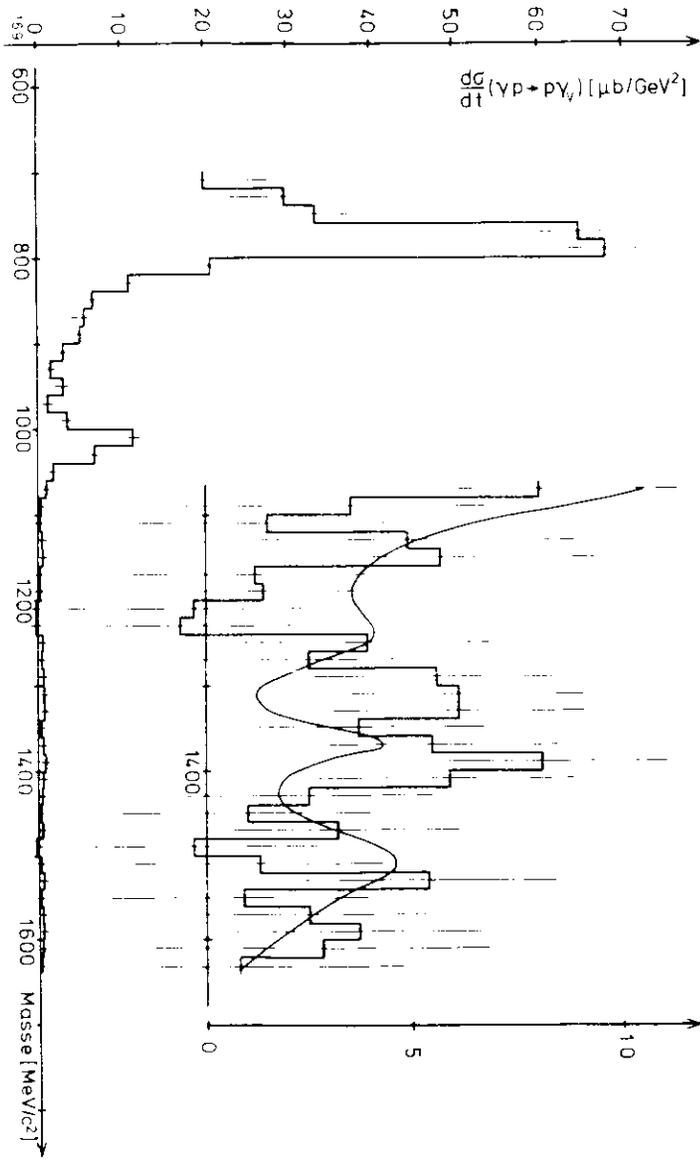


Fig 67
Wirkungsquerschnitt für virtuelle Comptonstreuung

spektrum ist Fig.56 zu entnehmen.

Welche Beziehung besteht nun zwischen dem virtuellen Compton - Querschnitt und dem Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $\gamma p \rightarrow p e^+ e^-$ (Gleichung (2.3)) ? Es gilt:

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p e^+ e^-) \approx A (\gamma p \rightarrow p e^+ e^-)^2 \quad (6.13)$$

Die Amplitude in (6.13) kann man ausdrücken durch:

$$A (\gamma p \rightarrow p e^+ e^-) = A (\gamma p \rightarrow \gamma_V p) \text{ Propagator } (\gamma_V) A (\gamma_V \rightarrow e^+ e^-) \quad (6.14)$$

$$A (\gamma p \rightarrow \gamma_V p) = A (\gamma p \rightarrow \gamma p) \text{ Propagator } (V) A (V p \rightarrow \gamma_V p) \quad (6.15)$$

Damit ist der Zusammenhang zwischen gemessenem Wirkungsquerschnitt und dem Wirkungsquerschnitt für virtuelle Compton - Streuung hergestellt.

Fassen wir noch einmal die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen.

Im Interferenzspektrum wird eine Abweichung von der Erwartung (ρ_{11} -Beitrag) bei Massen $M \approx M_\rho$ festgestellt. Dies liefert klare Evidenz für die Existenz weiterer Vektormesonen. Versucht man diese Abweichung durch Anpassen von Breit-Wigner-Resonanzen zu interpretieren, so findet man signifikante Strukturen bei 1097 und 1268 MeV.

Damit kann die Frage nach der Existenz von schwereren Vektormesonen als ρ, ω, ϕ (aus Kapitel 1) positiv beantwortet werden. Ob eine Sättigung der Compton - Summenregel mit diesen Strukturen erreicht wird, ist fraglich, da man die Kopplungskonstanten der beiden Vektormesonen an das virtuelle Photon nicht kennt.

Inwieweit die Struktur bei 1268 MeV mit dem $\phi(1250)$ identifiziert werden kann, ist dem Artikel (BAR 78) zu entnehmen.

bei 1097 MeV eine statistische Signifikanz von 7 Standardabweichungen (gemessen über dem σ - Ausläufer). Die beiden anderen Strukturen liegen nicht mehr in der Mitte der Massenakzeptanz, so daß sie nicht als gesicherte Strukturen angesehen werden können.

Auf diese Massenakzeptanz müssen die Massen- und Interferenzspektren korrigiert werden, um zu Aussagen über den Wirkungsquerschnitt zu kommen (vergleiche Gleichung (2.4)). Das Verfahren soll im folgenden erläutert werden.

Die Amplitude A für die virtuelle Compton-Streuung am Proton kann man schreiben als:

$$A(\gamma p \rightarrow \gamma_V p) = A(-i) e^{i\delta} \quad (\gamma_V: \text{virtuelles Photon}) \quad (6.10)$$

Der Realteil dieser Amplitude geht ins Interferenzspektrum ein:

$$\text{Re}(A(\gamma p \rightarrow \gamma_V p)) = \sin^2 \left[\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma_V p) \right] = \left[\frac{3}{\alpha} \frac{N_I}{\text{acc}_I} \right], \quad (6.11)$$

während das Betragsquadrat dieser Amplitude (bzw. der Wirkungsquerschnitt) das Massenspektrum bestimmt:

$$|A|^2 = \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma_V p) = \frac{3}{\alpha} \frac{N_M - N_{BH}}{\text{acc}_M} \quad (6.12)$$

Dabei gelten folgende Bezeichnungen:

- N_M Zählrate im Massenspektrum
- N_{BH} Bethe-Heitler-Rate im Massenspektrum
- acc_M Akzeptanz für das Massenspektrum
- N_I Zählrate im Interferenzspektrum
- acc_I Akzeptanz für das Interferenzspektrum

Die Amplitude A ist so normiert, daß das erste Gleichheitszeichen in Gleichung (6.11) streng gilt. Anzumerken ist an dieser Stelle, daß die "Compton - Amplitude" in Kapitel 2 die Kopplung des virtuellen Photons an das e^+e^- - Paar mit einschließt. Den Gleichungen (6.11) und (6.12) ist zu entnehmen, wie man den Wirkungsquerschnitt für virtuelle Compton - Streuung aus den gemessenen Zählraten bestimmt. In Fig.66 ist der Realteil der Compton - Amplitude dargestellt, in Fig.67 der differentielle Wirkungsquerschnitt für virtuelle Compton-Streuung. In den Ausschnittvergrößerungen ist jeweils der Fit an das Interferenzspektrum in Fig.65 eingezeichnet. Die Auswirkung dieses Fits im Massen-

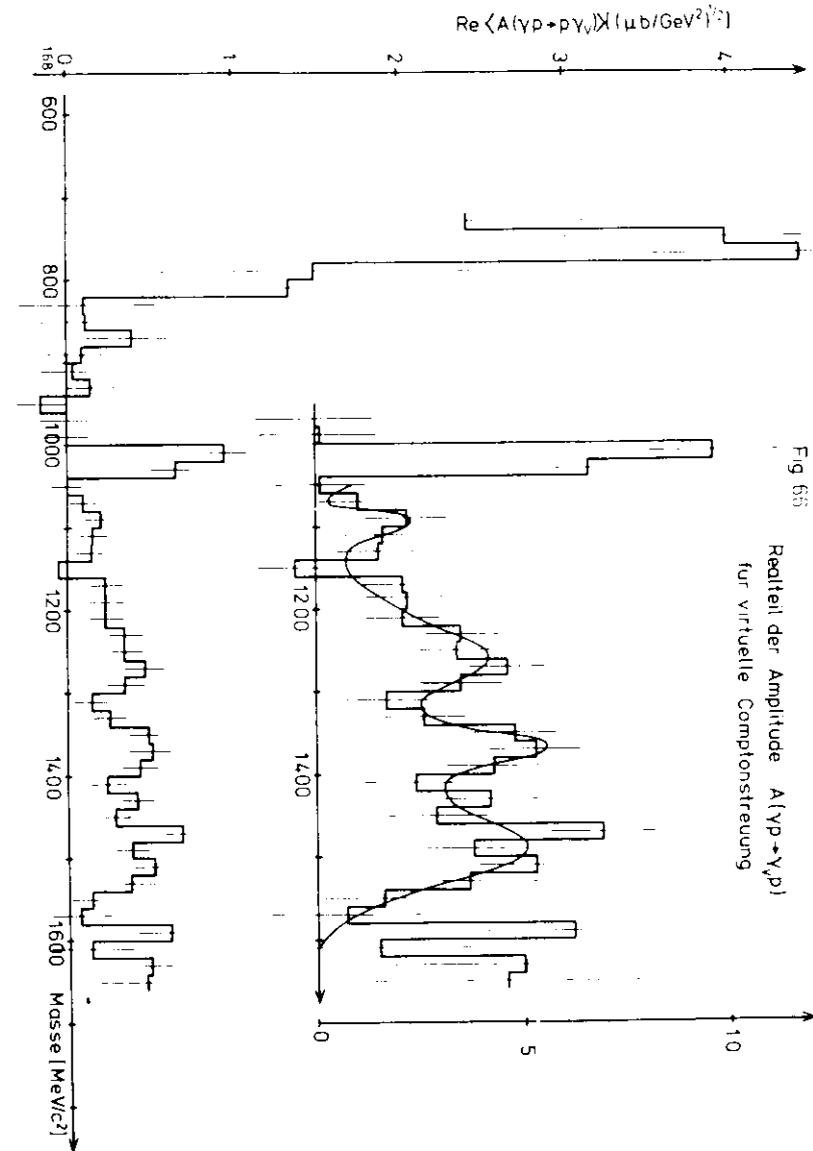


Fig. 65
Realteil der Amplitude $A(\gamma p \rightarrow \gamma_V p)$
für virtuelle Comptonstreuung

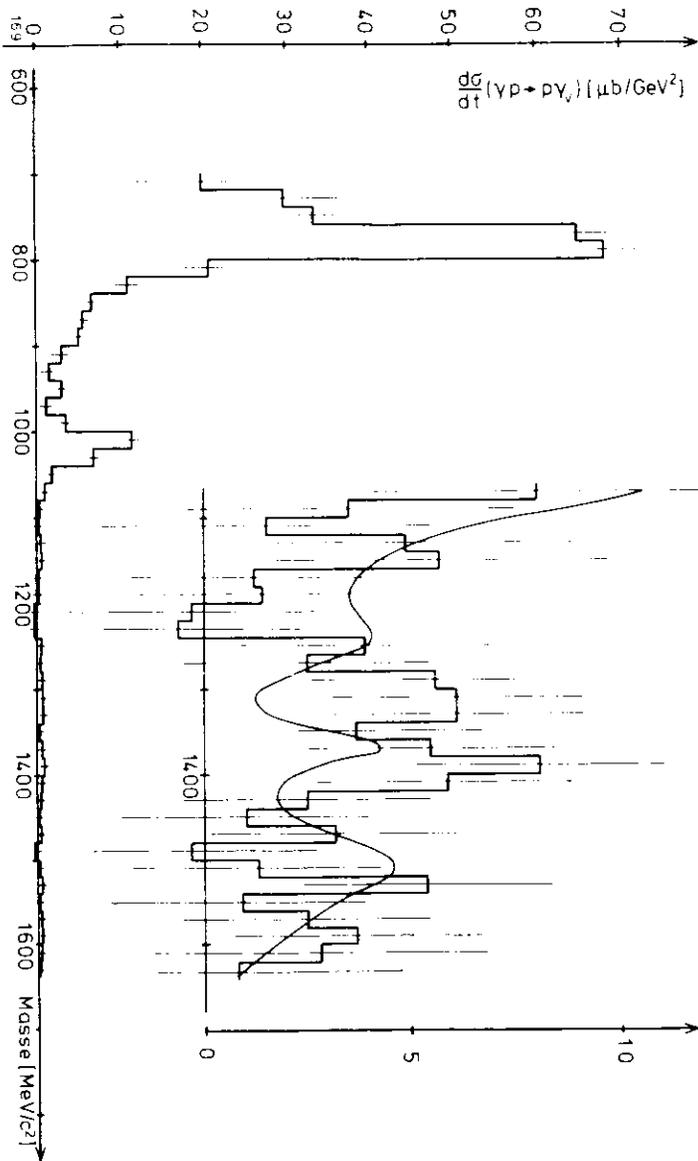


Fig 67
Wirkungsquerschnitt für virtuelle Comptonstreuung

spektrum ist Fig.56 zu entnehmen.

Welche Beziehung besteht nun zwischen dem virtuellen Compton - Querschnitt und dem Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $\gamma p \rightarrow p e^+ e^-$ (Gleichung (2.3)) ? Es gilt:

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p e^+ e^-) \sim |A (\gamma p \rightarrow p e^+ e^-)|^2 \quad (6.13)$$

Die Amplitude in (6.13) kann man ausdrücken durch:

$$A (\gamma p \rightarrow p e^+ e^-) = A (\gamma p \rightarrow \gamma_V p) \text{ Propagator } (\gamma_V) A (\gamma_V \rightarrow e^+ e^-) \quad (6.14)$$

$$A (\gamma p \rightarrow \gamma_V p) = A (\gamma p \rightarrow V p) \text{ Propagator } (V) A (V p \rightarrow \gamma_V p) \quad (6.15)$$

Damit ist der Zusammenhang zwischen gemessenem Wirkungsquerschnitt und dem Wirkungsquerschnitt für virtuelle Compton - Streuung hergestellt.

Fassen wir noch einmal die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen.

Im Interferenzspektrum wird eine Abweichung von der Erwartung ($\rho_{\omega, \omega, \omega}$ -Beitrag) bei Massen $M > M_\rho$ festgestellt. Dies liefert klare Evidenz für die Existenz weiterer Vektormesonen. Versucht man diese Abweichung durch Anpassen von Breit-Wigner-Resonanzen zu interpretieren, so findet man signifikante Strukturen bei 1097 und 1268 MeV.

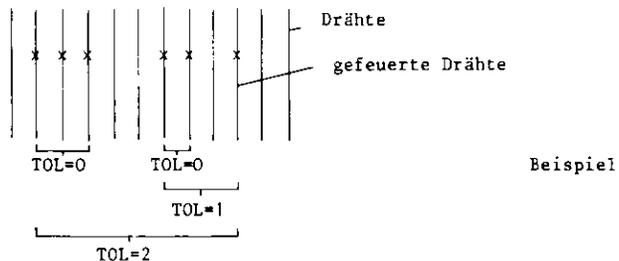
Damit kann die Frage nach der Existenz von schwereren Vektormesonen als ρ, ω, ϕ (aus Kapitel I) positiv beantwortet werden. Ob eine Sättigung der Compton - Summenregel mit diesen Strukturen erreicht wird, ist fraglich, da man die Kopplungskonstanten der beiden Vektormesonen an das virtuelle Photon nicht kennt.

Inwieweit die Struktur bei 1268 MeV mit dem $\rho'(1250)$ identifiziert werden kann, ist dem Artikel (BAR 78) zu entnehmen.

ANHANG: STATISTIK ZUR REKONSTRUKTION DER SPUREN

In diesem Anhang wird einiges Zahlenmaterial zur Unterstützung der Aussagen des Kapitels "Rekonstruktion der Spuren" präsentiert.

Zuerst wird aufgezeigt, wieviele Drähte im Mittel pro Kammerebene ansprechen bzw. wieviele Elemente einer Hodoskopebene feuern. Dabei ist zu berücksichtigen, daß beim Durchgang eines Teilchens durch eine Kammer meistens mehrere Drähte ansprechen (vergleiche Fig.20). Diese müssen nachträglich zusammengefaßt werden, falls sie nahe beieinanderliegen (Cluster - Bildung). In Tabelle 12 wird gezeigt, wie sich die wahrscheinlichste Drahtmultiplizität (MPV) bei Änderung des Parameters TOL verhält. Dieser Parameter gibt an, wie benachbarte Drähte zusammengefaßt werden. TOL = 2 bedeutet, daß zwei gefeuerte Drähte zusammengefaßt werden, auch wenn zwei Drähte zwischen ihnen nicht angesprochen haben. Unmittelbar benachbarte Dräh-



te (TOL=0) werden in der Auswertung immer zusammengefaßt. Für die On-line - Plots der Drahtmultiplizitäten (Fig.20) sind jedoch keine Drähte zusammengefaßt worden. Die geschweiften Klammern im Beispiel geben an, welche gefeuerten Drähte bei den angegebenen Werten des Parameters TOL einen "Cluster" bilden.

Die Größe $P_{2,5}$ in Tabelle 12 gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß weniger als 2,5 Drähte pro Kammerebene ansprechen. Diese Wahrscheinlichkeit ist ein Maß für die Güte der Multiplizitätsverteilung (je größer die Wahrscheinlichkeit, desto "besser" die Verteilung).

Tabelle 12: Drahtmultiplizitäten in den Proportionalkammern

TOL	MPV	$P_{2,5}$	\bar{G}_{links}	\bar{G}_{rechts}
1	2	60 %	.6	1.5
2	1.5	85 %	.5	7
3	1.4	90 %	.4	.65
4	1.4	92 %	.4	6

Tabelle 13: Spurmultiplicitäten (vor "Rekonstruktion der Spuren")
Run 499, 4800 Trigger

gefeuerte Ebenen pro Trigger		linker Arm			rechter Arm		
		TOL			TOL		
		2	3	4	2	3	4
4	N ₂₀	34	31	29	29	25	24
	N ₃₀	28	24	22	23	21	19
	N ₄₀	21	17	16	18	16	15
5	N ₂₀	35	33	30	30	24	20
	N ₃₀	29	26	22	25	20	18
	N ₄₀	25	20	19	20	17	16
6	N ₂₀	51	48	46	45	42	40
	N ₃₀	46	43	41	40	37	35
	N ₄₀	41	38	35	35	31	29

177

Alle Angaben in % der verarbeiteten Trigger

Die Multiplizitätsverteilungen sind asymmetrisch. Zur Beschreibung durch Parameter werden, neben der wahrscheinlichsten Drahtmultiplizität (MPV), die Breiten auf halber Höhe des Maximums der Verteilung, σ_{links} und σ_{rechts} , angegeben.

Was kann man nun den Zahlen in Tabelle 12 entnehmen?

Mit größter Wahrscheinlichkeit sprechen pro Kammerebene $2_{-0.6}^{+1.5}$ Drähte bei jedem Ereignis an. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß weniger als 2,5 Drähte pro Ebene und Ereignis ansprechen, beträgt 60%. Faßt man benachbarte Drähte zusammen, so geht für TOL=2 die wahrscheinlichste Drahtmultiplizität auf $1.5_{-0.5}^{+.7}$ Drähte herunter. Die Wahrscheinlichkeit für eine geringere Drahtmultiplizität als 2,5 Drähte pro Ebene und Ereignis steigt dann auf 85%. Mit steigendem Wert von TOL wird die Verteilung schmaler und symmetrischer und die wahrscheinlichste Multiplizität fällt. Sättigung wird etwa bei TOL=4 erreicht. Das Rekonstruktionsprogramm arbeitet mit dem Wert TOL=2.

Für die Szintillator - Hodoskope lassen sich ähnliche Zahlen angeben. Die wahrscheinlichste Zahl der angesprochenen Elemente pro Hodoskoperebene beträgt $1 \pm .4$. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß weniger als 1.5 Elemente pro Ebene und Ereignis feuern, ist 90%.

Wir wenden uns der Frage zu, wieviele Spuren bei gegebener Drahtmultiplizität in den Kammern maximal möglich sind. Ein grobes Maß dafür ist das Produkt NCOMBO aus den Drahtmultiplizitäten m_i in den sechs Kammerebenen eines Spektrometerarmes:

$$\text{NCOMBO} = \prod_{i=1}^6 m_i$$

Diese Größe muß für den linken und den rechten Arm des Spektrometers betrachtet werden.

In der Analysestufe "Rekonstruktion der Spuren" sind maximal 20 Spuren pro Arm zugelassen. Hier soll nun untersucht werden, welcher Anteil der Ereignisse mehr als 20, 30 bzw. 40 Spuren in einem Arm hat (d.h. NCOMBO = 20, 30, 40). Diese Anteile sind in Tabelle 13 mit N_{20} , N_{30} , N_{40} bezeichnet. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß

es verschiedene Klassen von Spuren gibt, nämlich solche, bei denen 4, 5 oder 6 Kammerebenen angesprochen haben. Der Parameter TOL hat die gleiche Bedeutung wie oben.

Die Zahlenwerte der Tabelle 13 beziehen sich auf eine "normale" Meßreihe (Run 499). Das beschriebene Verfahren wurde entwickelt, um Messungen mit großem Strahlenuntergrund und entsprechend höheren Multiplizitäten in den Kammern zu identifizieren. Tabelle 14 zeigt die Werte von N_{20} usw. für eine "schlechte" Meßreihe (Run 443).

Tabelle 14. Spurmultiplicitäten (vor "Rekonstruktion der Spuren")
Run 443, 20100 Trigger

gefeuerte Ebenen pro Trigger		linker Arm			rechter Arm		
		TOL			TOL		
		2	3	4	2	3	4
4	N ₂₀	65	62	60	67	65	62
	N ₃₀	59	55	52	60	56	55
	N ₄₀	53	48	46	55	51	49
5	N ₂₀	67	64	62	67	64	62
	N ₃₀	61	57	54	60	56	55
	N ₄₀	55	50	48	54	50	48
6	N ₂₀	81	79	77	83	82	80
	N ₃₀	77	74	72	80	78	76
	N ₄₀	72	69	67	76	73	72

178

Alle Angaben in % der verarbeiteten Trigger

LITERATURVERZEICHNIS

KAPITEL 1

- SCH 69 D. Schildknecht, DESY-Report 69/10 (1969)
 SIL 75 A. Silvermann, Proc. Int. Lepton-Photon-Symposium, Stanford, 1975, p. 355.
 JOS 67 H. Joos, Phys. Lett. 24B, 103 (1967)
 SCH 72 D. Schildknecht, Springer Tracts in Modern Physics 63, 57 (1972)
 LEI 77 D.W.G.S. Leith, Slac-Pub-1878 (1977)
 SAK 72 J.J. Sakurai, D. Schildknecht, Phys. Lett. 40B, 121 (1972)
 GRE 73 M. Greco, Nucl. Phys. B63, 398 (1973)
 DAV 73 M. Davier et al., Nucl. Phys. B58, 31 (1973)
 BAR 72 G. Barbarino et al., Lett. Nuovo Cimento 3, 689 (1972)
 ALV 71 H. Alvensleben et al., Phys. Rev. Lett. 26, 273 (1971)
 ROS 76 Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 48 (1976), no 2 part II

KAPITEL 2

- DRE 64 S.D. Drell, J.D. Walecka, Ann. Phys. 28, 18 (1964)
 PER 69 M.L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 23, 1191 (1969)
 MEH 75 S. Mehrotra, M. Roos, Helsinki Univ. Report ISBN 951-45-0635-9 (1975)
 BRA 76 F.W. Brasse et al., DESY-Report 76/11 (1976)
 HUL 68 B. Huld, Phys. Rev. 168, 1115 (1968);
 Phys. Rev. 169, 1782 (1968)
 ALV 71 H. Alvensleben, Interner Bericht DESY F 31-71/1 (1971)
 COL 67 H.R. Collard, L.R.B. Elton, R. Hofstädter, Landolt-Börnstein Tables I, Vol. 2 : Nuclear Radii (Berlin 1967)
 FEY 49 R.P. Feynman, Phys. Rev. 76, 769-789 (1949)

KAPITEL 3,4,5

- BER 76 S. Bertolucci, Dissertation Pisa (1976)
 BAR 77/1 S. Bartalucci, Dissertation Pisa (1977)
 LAU 78 R. Laudan, Diplomarbeit Hamburg (1978)

KAPITEL 6

BAR 77/2	S. Bartalucci et al., Il Nuovo Cimento <u>39A</u> , 374 (1977)
BAR 77/3	S. Bartalucci et al., DESY-Report 77/56 (1977)
BAR 77/4	S. Bartalucci et al., DESY-Report 77/59 (1977)
BAR 77/5	S. Bartalucci et al., DESY-Report 77/60 (1977)
BAR 78	S. Bartalucci et al., eingereicht an Nuovo Cimento.

TABELLENVERZEICHNISSEITEKAPITEL 1

Tabelle 1	Test der Compton - Summen - Regel	4
Tabelle 2	Vektormesonen im Quark - Modell	6
Tabelle 3	Vektormesonen im Veneziano - Modell	6

KAPITEL 4

Tabelle 4	Ereignisstatistik (relative Zahl der Trigger nach den verschiedenen Analysestufen)	50
Tabelle 5	Spurmultiplizitäten pro Arm und Ereignis nach der Analysestufe "Rekonstruktion der Spuren"	50
Tabelle 6	Zahl der Spurkombinationen pro Ereignis nach den verschiedenen Analysestufen	51
Tabelle 7	Schnitte an den Daten auf den verschiedenen Analysestufen	51
Tabelle 8	Häufigkeitsverteilung von Spuren mit 4, 5, 6 Kammerebenen in einem Spektrometerarm	53

KAPITEL 6

Tabelle 9	ρ, ω, ϕ - Parameter für Monte-Carlo-Berechnungen	98
Tabelle 10	Mittelwerte der Interferenzspektren für die Untergrundpaare	109
Tabelle 11.	1 Resultate der Resonanzanpassung 2 Parameter der Resonanzen (alle Daten)	111

ANHANG

Tabelle 12	Drahtmultiplizitäten in den Proportionalkammern	118
Tabelle 13	Spurmultiplizitäten (vor "Rekonstruktion der Spuren"); Run 499	118
Tabelle 14	Spurmultiplizitäten (vor "Rekonstruktion der Spuren"); Run 443	121

<u>LEGENDEN</u>	<u>SEITE</u>
<u>KAPITEL 1</u>	
Fig.1a Graph zur hadronischen Wechselwirkung des Photons;	2
Fig.1b Graph zur Photoproduktion von Vektormesonen.	2
Fig. 2 Massenspektrum für die Reaktion $\gamma + C \rightarrow C + \pi^+ + \pi^-$ im invarianten Massenbereich $.6 < m_{\pi\pi} < 1.8 \text{ GeV}/c^2$. Daten der DESY-MIT-Kollaboration (ALV 71).	8
Fig. 3 Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ gegen die Gesamtenergie (2E) im Bereich $1.0 < 2E < 2,5 \text{ GeV}$. Daten von ADONE (Bar 72).	8
Fig. 4 Massenspektrum für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+p$ im invarianten Massenbereich $.7 < M(4^-) < 3.9 \text{ GeV}/c^2$ a) Alle Ereignisse b) Ereignisse ohne Δ^{++} c) Ereignisse mit ρ^0 , aber ohne Δ^{++} Daten der SLAC-Streamer-Kammer-Gruppe (DAV 73)	9
<u>KAPITEL 2</u>	
Fig. 5 Koordinatensystem im Target	13
Fig. 6 Graphen zum Bethe-Heitler-Prozeß	13
Fig. 7 Graph zur virtuellen Compton-Streuung	15
Fig. 8 Skizze zur Veranschaulichung der Anteile, die zur Zählrate für den Prozeß $\gamma p \rightarrow e^+e^-p$ beitragen	17
Fig. 9 Symmetrieverhalten der Zählrate bzgl. der Variablen $x = p_+^{\theta_+} - p_-^{\theta_-}$.	18
Fig.10 Symmetrieverhalten des Interferenztermes bzgl. der Variablen $x = p_+^{\xi_+} - p_-^{\xi_-}$.	19
Fig.11 Verfahren zur Bestimmung des Interferenztermes	19
<u>KAPITEL 3</u>	
Fig.12 Perspektivische Ansicht des Paarspektrometers	27
Fig.13 Seitenansicht und Draufsicht des Paarspektrometers	28

Fig.14 Geometrie der Proportionalkammern, Szintillator - Hodoskope und Schauerzähler a) linker Arm b) rechter Arm	31
Fig.15 Massenakzeptanz des Spektrometers (gewichtet mit Bremsstrahlungsspektrum) für die Spektrometerwinkel $13^\circ, 15^\circ, 16^\circ$ und 19°	32
Fig.16 Impulsakzeptanz des Spektrometers für den Spektrometerwinkel 13° a) $p - \mathcal{J}$ - Fenster b) $p - \mathcal{V}$ - Fenster	33
Fig.17 Flußdiagramm : Der Trigger	37
Fig.18 ADC - Spektren (Pulshöhenverteilungen der Triggerzähler) a) Schauerzähler im linken Arm (SHL - OR = logisches "Oder" der 7 Elemente des Schauerzählers) b) Schauerzähler im rechten Arm (SHR - OR = s.o.) c) Flugzeitdifferenz zwischen linkem und rechtem Arm (L - R TOF) d) vorderer Czerenkovzähler im linken Arm (COL) e) hinterer Czerenkovzähler im linken Arm (CIL) f) vorderer Czerenkovzähler im rechten Arm (COR) g) hinterer Czerenkovzähler im rechten Arm (CIR)	41
Fig.19 TDC - Spektren (Flugzeitverteilungen der Triggerzähler) a) vorderer Czerenkovzähler im linken Arm (COL) b) hinterer Czerenkovzähler im linken Arm (CIL) c) Schauerzähler im linken Arm (SHL) d) Zeitdifferenz zwischen Trigger im linken Arm (MTL) und Hauptkoinzidenz (Master - Trigger) e) vorderer Czerenkovzähler im rechten Arm (COR) f) hinterer Czerenkovzähler im rechten Arm (CIR) g) Schauerzähler im rechten Arm (SHR) h) Zeitdifferenz zwischen Trigger im rechten Arm (MTR) und Hauptkoinzidenz (Master - Trigger)	42

	<u>SEITE</u>
Fig.20 Verteilungen der Drahtmultiplizitäten in den Proportionalkammern a) im linken Arm (Ebenen 0 - 5) b) im rechten Arm (Ebenen 6 - 11)	42
Fig.21 Besetzungswahrscheinlichkeiten (Populationen) in den Szintillator - Hodoskopen und den Schauerzählern a) im linken Arm (Hodoskop-Ebenen 0 - 4, Schauerzähler) b) im rechten Arm (Hodoskop-Ebenen 5 - 9, Schauerzähler)	43
Fig.22 Multiplizitäten in den Szintillator - Hodoskopen und den Schauerzählern a) linker Arm (Hodoskop - Ebenen 0 - 4, Schauerzähler) b) rechter Arm (Hodoskop - Ebenen 5 - 9, Schauerzähler)	43
<u>KAPITEL 4</u>	
Fig.23 Flußdiagramm : Prinzip des Auswertungsganges	45
Fig.24 Flußdiagramm : Analysestufe "Analyse im homogenen Magnetfeld"	47
Fig.25 Flußdiagramm : Analysestufe "Berechnung der Interferenz"	49
Fig.26 Flugzeitverteilung im Szintillator - Hodoskop (a) ohne, b) mit Korrektur auf die Teilchenposition)	55
Fig.27 Flugzeitverteilungen in den Szintillator - Hodoskopen A, B und C und im Schauerzähler	56
Fig 28 Vertex - Verteilung im Target (homogenes Magnetfeld) a) Verteilung der z-Koordinate (längs der Strahlachse) b) Verteilung der y-Koordinate (quer zur Strahlachse)	59
Fig.29 Vertex - Verteilung im Target (reales Magnetfeld) a) Verteilung der z-Koordinate (längs der Strahlachse) b) Verteilung der y-Koordinate (quer zur Strahlachse)	60
Fig.30 Impulsverteilung im linken Arm a) bei Verwendung des realen Magnetfeldes b) bei Verwendung des homogenen Magnetfeldes	61
Fig.31 Impulsverteilung im rechten Arm a) bei Verwendung des realen Magnetfeldes b) bei Verwendung des homogenen Magnetfeldes	62

	<u>SEITE</u>
Fig.32 Verteilung der Flugzeitdifferenz zwischen den beiden Schauerzählern (a) ohne, b) mit Korrektur auf die Teilchenposition)	63
Fig.33 Verteilung der Flugzeit zwischen den beiden Czerenkovzählern in einem Arm a) im linken Arm b) im rechten Arm	65
Fig.34 Verteilung der Flugzeit zwischen dem hinteren Czerenkovzähler und dem Schauerzähler a) im linken Arm b) im rechten Arm	66
Fig.35 Verteilung der Flugzeitdifferenz zwischen den beiden vorderen Czerenkovzählern (ohne Schnitte in den Schauerpulshöhenverteilungen)	67
Fig.36 Verteilung der Flugzeitdifferenz zwischen den beiden vorderen Czerenkovzählern (mit den endgültigen Schnitten in den Schauerpulshöhenverteilungen)	68
Fig.37 Verteilung der korrigierten Pulshöhen im Schauerzähler über dem Impuls (im rechten Arm). Eingezeichnet sind die Gerade der Mittelwerte und der parabelförmige Schnitt.	71
Fig.38 Verteilung der korrigierten Pulshöhen im Schauerzähler über dem Impuls (im linken Arm). Eingezeichnet sind die Gerade der Mittelwerte und der parabelförmige Schnitt	72
Fig.39 Verteilung der normierten Pulshöhen im Schauerzähler (im rechten Arm) a) mit Schnitt in der normierten Schauerpulshöhenverteilung im linken Arm b) ohne Schnitt in der normierten Schauerpulshöhenverteilung im linken Arm Der Schnitt in der Pulshöhenverteilung im rechten Arm ist eingezeichnet (Teil a)	73

	<u>SEITE</u>
Fig.40 Verteilung der normierten Pulshöhen im Schauerzähler (im linken Arm)	74
a) mit Schnitt in der normierten Pulshöhenverteilung im rechten Arm	
b) ohne Schnitt in der normierten Schauerpulshöhenverteilung im rechten Arm	
Der Schnitt in der Pulshöhenverteilung im linken Arm ist eingezeichnet (Teil a)	
Fig.41 Verteilung der normierten Schauerpulshöhe im linken Arm über der normierten Schauerpulshöhe im rechten Arm. Die Schnitte sind eingezeichnet. In den einzelnen Quadranten sind folgende Teilchenpaare enthalten:	75
1) Hadronenpaare 3) Elektronenpaare	
2) und 4) Hadron-, Elektronpaare	
Fig.42 Perspektivische Ansicht einer dreidimensionalen Darstellung von Fig.41	77
Fig.43 χ^2 - Verteilung der rekonstruierten Spuren im linken Arm (nach der Analysestufe "Analyse im homogenen Magnetfeld"). Der Schnitt in der Verteilung und die theoretische Kurve für zwei Freiheitsgrade sind eingezeichnet.	78
Fig.44 Beiträge zur χ^2 - Verteilung	76
Fig.45 Methode zur Bestimmung des Untergrundes an zufälligen Ko- inzidenzen	79
Fig.46 Methode zur Bestimmung von Hadronenkontamination und Elektronenpaarverlusten	80
Fig.47 Vertexverteilung im Target (reales Magnetfeld). Verteilung der y-Koordinate über der z-Koordinate. Die Targetschnitte sind eingezeichnet.	83
Fig.48 Symmetrieverhalten der Zählraten N_+ , N_- bzgl. der Variablen $x = p_R^3 p_R - p_L^3 p_L$ (vergleiche Fig. 11)	85
Fig.49 Bestimmung des Interferenztermes aus den Verteilungen von N_+ , N_- bzgl. $x = p_R^6 p_R - p_L^6 p_L$	86

	<u>SEITE</u>
Fig.50 Beispiel für die Berechnung des Interferenzsignals nach der Methode, die in den Fig. 46 und 47 beschrieben ist.	87
<u>KAPITEL 6</u>	
Spektrometerwinkel 13° . nur statistische Fehler	
Fig.51 Häufigkeitsverteilung des Impulsübertrages der $e^+ e^-$ - Paare	91
Fig.52 Häufigkeitsverteilung der Photonenergie	92
Fig.53 Verteilung der Masse über der Photonenergie	93
Fig.54 Verteilung der Masse über dem Impulsübertrag auf das Proton (relativ zum minimalen Impulsübertrag)	94
Fig.55 Massenspektrum, Bethe-Heitler-Anteil eingezeichnet	96
Fig.56 Massenspektrum ohne Bethe-Heitler-Anteil, ρ, ω, τ - Anteil bzw. Fit im Interferenzspektrum eingezeichnet	97
Fig.57 Interferenzspektrum (10 MeV Massenbins)	100
Fig.58 Interferenzspektrum (20 MeV Massenbins)	101
Fig.59 Interferenzspektrum (20 MeV Massenbins, um 10 MeV gegen Bins in Fig.58 verschoben)	102
Fig.60 Interferenzspektrum (20 MeV Massenbins), ρ, ω, ϕ - Beitrag eingezeichnet	103
Fig.61 Interferenzspektrum (20 MeV Massenbins) Magnetpolarität: +	105
Fig.62 Interferenzspektrum (20 MeV Massenbins) Magnetpolarität: -	106
Fig.63 Untergrund: Hadronenpaare; Hadron-, Elektronpaare	107
a) Massenspektrum	
b) Interferenzspektrum	
Fig.64 Untergrund: Hadronenpaare	108
a) Massenspektrum	
b) Interferenzspektrum	
Fig.65 Interferenzspektrum (20 MeV Massenbins) ρ, ω, ϕ - Beitrag und Fit für Massen $M > M_0$ eingezeichnet	110

SEITE

Fig.66 Verteilung des Realteils der Amplitude $A(\gamma p \rightarrow \gamma_V p)$ der virtuellen Compton-Streuung über der invarianten Masse der e^+e^- -Paare:

$$\operatorname{Re} A \sim \sin \delta \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma_V p)} \quad \text{mit } A = |A| e^{i\delta}.$$

Der Fit im Interferenzspektrum (Fig.65) ist in der Ausschnittszeichnung für höhere Massen wiedergegeben.

Fig.67 Verteilung des Wirkungsquerschnitts für virtuelle Comptonstreuung über der invarianten Masse der e^+e^- -Paare: 115

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma_V p) \sim |A|^2$$

Der Fit im Interferenzspektrum (Fig.65) ist in der Ausschnittszeichnung für höhere Massen wiedergegeben.

DANKSAGUNG

Diese Arbeit entstand bei DESY im Rahmen des Photoproduktionsexperimentes der Forschungsgruppe F 31.

Ich danke Herrn Prof. Dr. J. Bienlein für die Ermöglichung und Betreuung dieser Arbeit,

den Herren Dr. S. Bartalucci, Dr. M. Fiori, Dr. P. Giromini, Dr. Habercorn, H. Leazen und Dr. A. Sermoneta für wertvolle Auskunft und Ratschläge,

den Herren Dr. S. Bertolucci, R. Laudan und Dr. C. Rippich für viele Diskussionen und gründliches Korrekturlesen,

Frä. U. Rehder für das Anfertigen der Zeichnungen und für das Schreiben der Arbeit.

