

Interner Bericht  
DESY F31-71/1  
Marz 1971

26. MRZ. 1971

INTERFERENZERSCHEINUNGEN BEI DER PHOTOERZEUGUNG VON ELEKTRONPAAREN

von

Horst Alvensleben



## ZUSAMMENFASSUNG

Es wird über die Messung von Elektronpaaren aus der Reaktion



im Bereich der effektiven Paarmasse von  $610 < m < 850 \text{ MeV}/c^2$  berichtet. Bei Photonenergien zwischen 4.1 GeV und 6.1 GeV wurden etwa 2800 analysierbare Elektronpaare festgestellt. Ihr Massenspektrum zeigte eine signifikante Interferenz zwischen Rho- und Omegamesonen im  $(e^+e^-)$ -Endzustand.

Die Analyse der Daten lieferte für das Verhältnis der Vektormeson-Photonkopplungskonstanten

$$g_\omega^2 / g_\rho^2 = 9.4 \begin{matrix} + 2.6 \\ - 1.6 \end{matrix}$$

und für die Phasendifferenz zwischen der Omega- und der Rhoamplitude

$$\varphi_{\omega\rho} = 41^\circ \pm 20^\circ.$$

Die Photoproduktionsamplitude des Rhomesons an Beryllium in diesem Energiebereich wich von rein imaginären Werten um

$$\psi = 11.8^\circ \pm 4.4^\circ$$

ab. Dies entspricht einem Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Rho-Nukleonamplitude von

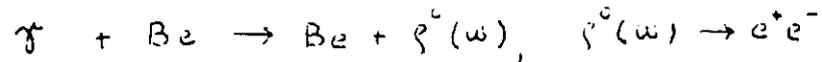
$$\xi = -0.2 \pm 0.1.$$

## INHALTSVERZEICHNIS

1.	EINLEITUNG	1
2.	WIRKUNGSQUERSCHNITT FÜR ELEKTRONPAARERZEUGUNG	
	a. Bethe-Heitler Wirkungsquerschnitt	3
	b. Korrekturen zum Bethe-Heitler Wirkungsquerschnitt	4
	c. Compton Wirkungsquerschnitt	5
	d. Interferenzerscheinungen	10
	e. Rho-Omega-Mixing	12
3.	EXPERIMENTELLER AUFBAU	
	a. $\gamma$ -Strahl	14
	b. Aufbau des Spektrometers	14
	c. Wahl des Targets	16
	d. Elektronik	17
	e. Datenverarbeitung	18
4.	MESSUNGEN UND EXPERIMENTELLE PRÜFUNGEN	
	a. Messungen	20
	b. Experimentelle Prüfungen	21
5.	KORREKTUREN DER MESSUNGEN	24
6.	ANALYSE DER MESSUNGEN	
	a. Transport und Einzelarmgrößen	26
	b. Photonspektrum	27
	c. Berechnung der theoretischen Zählraten	29
	d. Methoden der Anpassung	31
	d.1. Anpassung der Rho-Omega-Interferenz	33
	d.2. Anpassung der Compton-Bethe-Heitler-Interferenz	35
	e. Berechnung des Massenspektrums	37
7.	DISKUSSION DER ERGEBNISSE	
	a. Analyse der Rho-Omega-Interferenz	39
	b. Bestimmung der Rho-Phase	41
	VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN	46
	VERZEICHNIS DER TABELLEN	48
	LITERATURANGABE	49
	DANKSAGUNG	52

## 1. EINLEITUNG

Diese Arbeit berichtet über ein Experiment, das am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY (Hamburg) im Rahmen der Zusammenarbeit mit dem MASSACHUSETTS INSTITUTE OF TECHNOLOGY ausgeführt wurde. Es wurden die Zerfälle von kohärent erzeugten Rho- und Omegamesonen in Elektronpaare untersucht, die aus der Reaktion



stammten. Die Messungen wurden mit einem Bremsstrahl der Maximalenergie von 7 GeV durchgeführt und erstrecken sich über einen Bereich der effektiven Elektronpaarmasse von  $600 < m < 850 \text{ MeV}/c^2$ .

Das Experiment hatte 2 Aufgaben:

- a. Nachweis des Omegazerfalls in Elektronpaare und der Interferenz mit den Zerfällen des Rhomesons. Die Möglichkeit eines die G-Parität verletzenden Zerfalls des Omegamesons in zwei Pionen ist häufig untersucht worden (1), aber erst kürzlich vorgenommene Experimente zeigen eine starke Evidenz hierfür (2,3). Bei der Messung der leptonischen Zerfälle des Rhomesons sind vor der Durchführung dieses Versuches keine Interferenzerscheinungen des Omegamesons mit dem Rhospektrum beobachtet worden (4-7). Im Sinne des Vektordominanzmodells (VDM) (8) würde man gerade hier einen starken  $\omega$ -Beitrag erwarten, da das Omegameson über den  $\omega\gamma$ -Vertex in ein Leptonpaar zerfallen kann. M. DAVIER (9) und R.G. PARSONS und G. WEINSTEIN (10) haben für diesen Fall Berechnungen angestellt. Mit dem SU(3)-Wert für das Verhältnis der Rho- und Omegakopplungskonstanten  $\chi_{\omega}^1/\chi_{\zeta}^2 = 9$  erhalten sie eine starke Interferenzstruktur in der Nähe der  $\omega$ -Masse. Für den Widerspruch mit den experimentellen Ergebnissen sind mehrere Erklärungen möglich: Mangelnde Massenauflösung (besonders bei  $\mu^{+}\mu^{-}$ -Experimenten) oder ungenügende Statistik. Das DESY-Experiment (5) hatte z.B. nur zwölf Elektronereignisse in der Nähe der Omegamasse. Ferner könnte das VDM-Bild von DAVIER, PARSONS und WEINSTEIN einer Veränderung bedürfen. Aus diesem Grund erschien eine experimentelle Klärung dieser Diskrepanz erforderlich. Die Messungen von P.J. BIGGS et al (50) sowie der hier geschilderte Versuch zeigen eine signifikante Interferenzstruktur und bestätigen so die Voraussetzungen des Vektordominanzmodells.
- b. Messung des Verhältnisses von Real- zu Imaginärteil der Rhoamplitude in Vorwärtsrichtung. In den vergangenen Jahren wurden verschiedene Experimente

durchgeführt, die die Photoerzeugung von Rhomesonen an schweren Kernen untersuchten (59). J. SWARTZ und R. TALMAN (11) demonstrierten den großen Einfluß von  $\beta$ , dem Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Rhoamplitude in Vorwärtsrichtung, auf die in diesen Messungen gewonnenen Größen  $\sigma_{\rho N}$  und  $\chi_s^2 / 4\pi$ . Ein Abriß der experimentelle Situation unter Berücksichtigung neuerer Versuche (12,13) gibt R. MARSHALL (14). Die Größe von  $\beta$  wurde bis jetzt hergeleitet aus Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes für die Photoproduktion von Hadronen an Wasserstoff und Deuterium (15, 54-58). Über Dispersionsbeziehungen werden dann bei H. MEYER et al Werte von  $\beta_s$  aus  $\sigma_{\text{TOT}}(\gamma p)$  gewonnen. VDM und das Quarkmodell sagen für  $E_\gamma > 5 \text{ GeV}$  voraus, daß  $\beta \approx \beta_s \approx \beta_{\pi^0}$  gilt. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen des  $\pi^+ p$  Wirkungsquerschnittes (52). Eine Aussage über  $\beta$  erhält man ebenfalls durch die Messung von Interferenzerscheinungen zwischen der Compton- und der Bethe-Heitler-Amplitude für die Photoerzeugung von Elektronpaaren. Diese Interferenz ist abhängig vom Phasenwinkel der Rhoamplitude und kann über die Streutheorie von MARGOLIS (16) mit  $\beta$  in Beziehung gesetzt werden. Kernphysikalische Korrekturen spielen bei der Bestimmung von  $\beta$  aus dem Phasenwinkel eine geringe Rolle. Das Experiment liefert daher eine Messung des Verhältnisses von Real- zu Imaginärteil der Rhoamplitude.

Die Arbeit gliedert sich in drei Teile. Abschnitt 2 beschreibt den theoretischen Wirkungsquerschnitt für die Photoerzeugung von Elektronpaaren und die Interferenzerscheinungen. Die Abschnitte 3-6 befassen sich mit dem apparativen Aufbau des Experiments sowie mit der Analyse der Daten. Die Ergebnisse der Messungen finden sich im letzten Teil der Arbeit.

## 2. WIRKUNGSQUERSCHNITT FÜR ELEKTRONPAARERZEUGUNG

Zur Erzeugung von Elektronpaaren tragen in erster Näherung der Störungsrechnung die in Abb. 1 gezeigten Feynmandiagramme bei. Die beiden ersten sind die

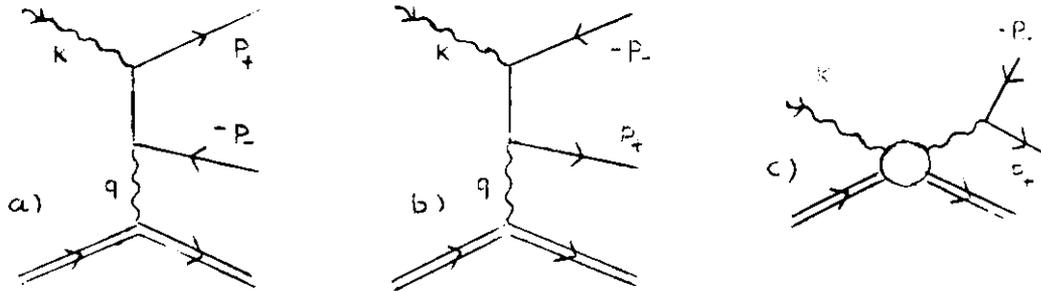


Abb. 1

beiden Bethe-Heitler-Diagramme (a und b), während c die Erzeugung von Elektronpaaren durch den Zerfall von Vektormesonen beschreibt (Comptondiagramm).

### 2.a. Der Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt

Der Beitrag der Terme a und b für Bethe-Heitler-Paarherzeugung (BH) wurde zuerst von Bethe und Heitler (17) berechnet. Sie vernachlässigten den Kernformfaktor und den Kernrückstoß. BJORKEN, DRELL und FRAUTSCHI (18) berücksichtigten beide Effekte. Ihr Resultat stimmt mit experimentellen Ergebnissen überein (19,20). Die Autoren erhalten für den Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma_{BH}}{dE_+ d\Omega_+ dE_- d\Omega_-} = \frac{\alpha^3 M}{4\pi^2} \frac{\lambda_{11}}{p_+ \cdot Q + p_- \cdot Q - p_+ \cdot p_-} G(k) E_+ E_-$$

$$\lambda_{11} = \frac{1}{2t^2} \mathcal{F}_1(t) \left\{ \frac{m_e^2 t}{(k \cdot p_-)^2} - 2 \left[ \frac{k \cdot p_+}{k \cdot p_-} + \frac{k \cdot p_-}{k \cdot p_+} + \frac{t}{k \cdot p_+} \frac{p_+ \cdot p_-}{k \cdot p_-} \right] \right\}$$

$$+ \frac{1}{2t^2} \mathcal{F}_2(t) \left\{ \frac{2m_e^2 (p_+ \cdot \tilde{p})^2}{(k \cdot p_-)^2} - \frac{t [(p_+ \cdot \tilde{p})^2 + (p_- \cdot \tilde{p})^2]}{k \cdot p_+ k \cdot p_-} \right\}$$

2.1

hierbei ist

- $k$  = Viererimpuls des einlaufenden Photons
- $p_+$  = Viererimpuls des Positrons (Elektrons)
- $Q$  = Viererimpuls des Targetkerns vor der Wechselwirkung
- $q$  =  $k - p_+ - p_-$
- $t$  =  $q^2$

- $\tilde{p}$  =  $2Q+q$   
 $M$  = Masse des Targetkerns  
 $m_e$  = Elektronmasse  
 $G(N)$  = Photonspektrum  
 $\mu$  = anomales magnetisches Moment des Kerns

Die Beziehung zwischen  $\mathcal{F}_1, \mathcal{F}_2$  und dem Diracformfaktor  $F_1$  und dem Pauliformfaktor  $F_2$  ist

$$\mathcal{F}_1(t) = \frac{t}{M^2} (F_1 + \mu F_2)^2 + \frac{\tilde{p}^2}{2M^2} (F_1^2 - \frac{t}{4M^2} \mu^2 F_2^2)$$

$$\mathcal{F}_2(t) = \frac{1}{M^2} (F_1^2 - \frac{t}{4M^2} \mu^2 F_2^2)$$

Mit dem elektrischen Formfaktor  $G_E$  und dem magnetischen Formfaktor  $G_M$

$$G_E = F_1 + \frac{t}{4M^2} \mu F_2$$

$$G_M = F_1 + \mu F_2$$

lassen sich  $\mathcal{F}_1, \mathcal{F}_2$  umschreiben

$$\mathcal{F}_1 = \frac{t}{M^2} G_M^2 + \frac{\tilde{p}^2}{2M^2} \frac{G_E^2 - \frac{t}{4M^2} G_M^2}{1 - \frac{t}{4M^2}} \quad (2.2)$$

$$\mathcal{F}_2 = \frac{1}{M^2} \frac{G_E^2 - \frac{t}{4M^2} G_M^2}{1 - \frac{t}{4M^2}}$$

Der elektrische Formfaktor für Beryllium wird bei HOFSTADTER (21) angegeben als

$$G_E = \left(1 + \frac{a_0^2}{24} t\right) \exp\left\{\frac{a_0^2}{8} t\right\} \quad \text{mit} \quad a_0 = 2.42 \text{ f.}$$

Der magnetische Formfaktor gibt wegen der Kleinheit von  $|t/4M^2| \lesssim 10^{-6}$  keinen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Die hier und des weiteren benutzte Metrik ist gegeben durch  $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1, g_{44} = +1$ .

## 2.b. Korrekturen zum Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt

Zu dem im Abschnitt 2a) angegebenen Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt wurden Korrekturen berücksichtigt, die jedoch die Größe einiger Prozent nicht überschritten.

Die Strahlungskorrekturen zur Paarerzeugung sind Beiträge von Feynmangraphen (Abb. 2) mit einem zusätzlichen virtuellen Photon (insgesamt 14 Diagramme) und von solchen mit einem zusätzlichen reellen Photon (insgesamt 6). Die Größe der Strahlungskorrekturen hängt wesentlich von  $k/k_{\max}$  ab, wobei  $k_{\max}$  die maximale Photonenergie ist.



Abb. 2

Für die Bedingungen dieses Experimentes wurden Korrekturen von -3% des mittleren Bethe-Heitler-Querschnittes berechnet (22).

$$\bar{\sigma}_{\text{RAD}} = - 0.03 \bar{\sigma}_{\text{BH}}$$

Eine weitere Korrektur liefert die Berücksichtigung inelastischer Prozesse und wurde nach DRELL und SCHWARTZ (23,24) vorgenommen. Dieser Beitrag ergab sich zu etwa 6% des Bethe-Heitlerquerschnittes.

$$\bar{\sigma}_{\text{IN}} \cong 0.06 \bar{\sigma}_{\text{BH}}$$

BRODSKY und GILLESPIE (27) haben die Bornterme zweiter Ordnung (Abb. 3) berechnet für eine statische, sphärisch symmetrische Kernladungsverteilung. Ferner

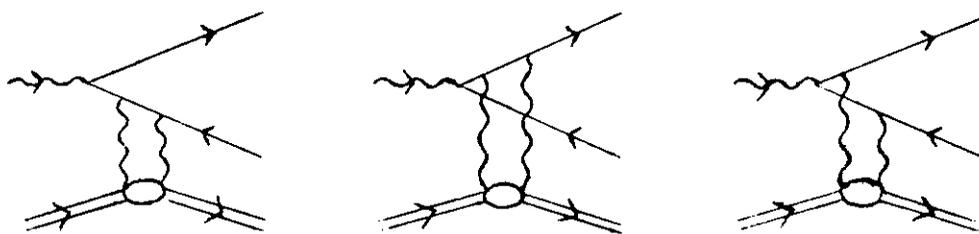


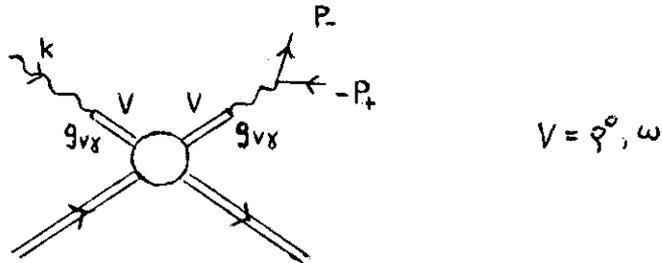
Abb. 3

wird angenommen, daß die Korrektur des Paarwirkungsquerschnitts durch die Zweiphotonaustauschterme unabhängig vom Leptonspin ist. Das Ergebnis wird dann für spinlose Teilchen hergeleitet. Die Interferenz dieser 3 Terme mit den Borntermen erster Ordnung (Abb. 1a und b) wurde in der Analyse berücksichtigt (siehe 7 b).

### 2.c. Der Compton-Wirkungsquerschnitt

Im Bereich der effektiven Elektron-Paar­masse  $m$ ,  $650 < m < 850 \text{ MeV}/c^2$ , und hinreichend großer Paaröffnungswinkel liefern die Zerfälle der Vektor-Mesonen in Elektronpaare einen erheblichen Beitrag zum Paarwirkungsquerschnitt. Die

Photoerzeugung von Vektormesonen kann durch einen Diffraktionsprozess (25,26) beschrieben werden, in dem sich das Photon mit den Quantenzahlen  $J^P = 1^-$  in ein virtuelles Vektormeson mit denselben Quantenzahlen umwandelt. Das Vektormeson wird



(Abb. 4)

(unter Abgabe des Impulsübertrags  $t$ ) am Kern A gestreut und dadurch reell. Abb. 4 zeigt den Graphen des Vektordominanzmodells (8). Die Größe  $g_{V\gamma} = \sqrt{4\pi}/g_V$  bezeichnet die Photon-Vektormesonkopplungskonstante. Mit dem Propagator  $D_V = (m^2 - m_V^2 + im_V\Gamma_V)^{-1}$  für das gestreute Vektormeson und  $m^{-2}$ , dem Propagator für das virtuelle Photon, erhält man

$$\frac{d\sigma_c}{dE_+ d\Omega_+ dE_- d\Omega_-} = C G(k) p_\varphi^2 e^{at} 2m \tilde{R}(m) \left(\frac{m_\varphi}{m}\right)^2 \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta^*) \frac{2E_+ E_-}{m p_\varphi}$$

$$\tilde{R}(m) = m_\varphi \Gamma_{\varphi \rightarrow e^+ e^-} \frac{1}{\pi} \left| D_\varphi(m) + \frac{m_\omega^2}{m^2} \frac{\gamma_\varphi^2}{\gamma_\omega^2} D_\omega(m) R e^{i\varphi_{\omega\varphi}} \right|^2 = \frac{m_\varphi \Gamma_{\varphi \rightarrow e^+ e^-}}{\pi} |\Lambda_0|^2$$

$$R e^{i\varphi_{\omega\varphi}} = \frac{A_{\varphi A \rightarrow \varphi A}}{A_{\omega A \rightarrow \omega A}}, \quad R > 0. \quad (2.3)$$

$A_{VA \rightarrow VA}$  ist die Streuamplitude des Vektormesons  $V$  am Kern,  $p_\varphi = |\vec{p}_+ + \vec{p}_-|$  der Betrag des Mesonimpulses.  $\varphi_{\omega\varphi}$  bezeichnet die Phasendifferenz zwischen der  $\omega$ - und der  $\varphi^0$ -Streuamplitude, und für die Abhängigkeit von  $d\sigma_c/dt$  von  $t$  wurde

$$\frac{d\sigma_c}{dt} \sim \left[ \frac{J_1(R\sqrt{|t|})}{R\sqrt{|t|}} \right]^2 \sim e^{at}$$

$$\frac{d\sigma_c}{dt} = \left( \frac{d\sigma_c}{dt} \Big|_{t=0} \right) e^{at} = \pi C e^{at}$$

angesetzt gemäß dem diffraktiven Verhalten der Vektormesonerzeugung. Für Zerfallswinkelverteilung von  $\varphi^0$  und  $\omega$  wurde

$$\frac{dW^*}{d\Omega^*} = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta^*)$$

angenommen (25), wobei  $\theta^*$  der Winkel zwischen  $e^+$  und der Photonrichtung im Schwerpunktsystem des Vektormesons ist.  $\Gamma_{\varphi \rightarrow e^+ e^-}$  ist die (energieunabhängige) Partialbreite des  $\varphi^0$ -Mesons. Sie ist mit dem Verzweungsverhältnis  $B$  für  $\varphi^0 \rightarrow e^+ e^-$  und der totalen Breite  $\Gamma_{\varphi, \text{tot}}$  ueber die VDM-Beziehung

$$B = \frac{\Gamma_{\gamma \rightarrow e^+e^-}}{\Gamma_{\gamma, \text{tot}}} = \frac{\alpha^2}{12} \left( \frac{4\pi}{\gamma_{\gamma}^2} \right) \frac{m_{\gamma}}{\Gamma_{\gamma, \text{tot}}}$$

verbunden.

Unter Verwendung von (28) lässt sich  $d\sigma_c$  umschreiben:

$$\frac{d\sigma_c}{dp_{\gamma} d\Omega dm^2 d\Omega^*} = C G(k) p_{\gamma}^2 e^{at} \tilde{R}(m) \left( \frac{m_{\gamma}}{m} \right)^2 \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \Theta^*) \frac{dE_{\gamma}}{dp_{\gamma}} \quad (2.4)$$

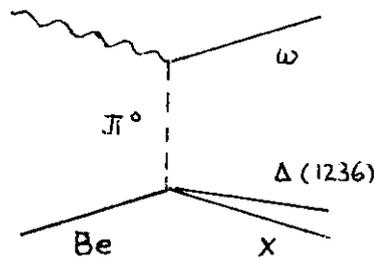
Der zu erwartende  $\omega$ -Beitrag in  $\tilde{R}(m)$  vom Quadrat der  $\omega$ -Amplitude ist wegen  $\gamma_{\omega}^2 / \gamma_{\gamma}^2 \approx 9$  klein. Der Hauptbeitrag in der Nähe der  $\omega$ -Masse wird durch das Interferenzglied

$$2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{m_{\omega}^2}{m_{\gamma}^2} \frac{\gamma_{\gamma}^2}{\gamma_{\omega}^2} \overline{D_{\gamma}} D_{\omega} \operatorname{Re} e^{i\varphi_{\omega\gamma}} \right\}$$

hervorgehoben.

Einen weiteren Beitrag zur  $\omega$ -Produktion liefert der OPE-Graph (Abb. 5).

Die Berechnung von



(Abb. 5)

$d\sigma^{\text{OPE}}/dt$  wurde mit einem Programm von G. WOLF (29) vorgenommen. Der mit diesem Programm bestimmte OPE-Beitrag zur Reaktion  $\gamma + p \rightarrow p + \omega$  reproduzierte den Wirkungsquerschnitt der  $\omega$ -Produktion durch Austausch von unnatürlicher Parität (30),  $P = -(-1)^J$ . Ebenfalls konnte hiermit der OPE-Beitrag in der Reaktion  $\gamma + A \rightarrow \omega + X$  berechnet werden (31). Tabelle 1 zeigt  $d\sigma^{\text{OPE}}/dt$  als Funktion von  $t^*$ , dem Impulsübertrag, der dem Ereignis unter der Annahme einer elastischen Reaktion zugeordnet wird.

Die Beiträge inkohärenter Prozesse zum Comptonquerschnitt wurden mit dem Programm CLOSURE (32) berechnet. Tabelle 2 zeigt das Verhältnis des inkohärenten zum kohärenten Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  als Funktion von  $t_{\perp}$  für die Bedingungen dieses Experiments.

Als Ausdruck für den gesamten Comptonwirkungsquerschnitt wurde somit angesetzt:

$$\frac{d\sigma_{c,tot}}{dp_q d\Omega dm^2 d\Omega^*} = C G(k) p_q^2 e^{at} \left(\frac{m_q}{m}\right)^2 \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta^*) \frac{d\tilde{E}_q}{dp_q} m_q \Gamma_{q \rightarrow e^+e^-} \\ \times \frac{1}{\pi} \left\{ F(m) + \beta(t_\perp) \left[ |D_q|^2 + \frac{m_\omega^2}{m_q^2} \frac{\gamma_q^2}{\gamma_\omega^2} |D_\omega|^2 \right] + \gamma(t) \frac{m_\omega^2}{m_q^2} \frac{\gamma_q^2}{\gamma_\omega^2} |D_\omega|^2 \right\}$$

mit  $\beta(t_\perp) = \frac{d\sigma}{dt} (\text{inkohärent}) / \frac{d\sigma}{dt} (\text{kohärent}),$

$$\gamma(t) = \frac{d\sigma^{OPE}}{dt} / \frac{d\sigma}{dt} (\text{kohärent}), \quad (2.5)$$

$$F(m) = \pi \tilde{R}(m) / (m_q \Gamma_{q \rightarrow e^+e^-}).$$

Tabelle 1  $d\sigma/dt (\gamma + Be \rightarrow \omega + \Delta + X)$  für  $E_\gamma = 4.1 - 6$  GeV und  $N_{\text{eff}} = 5.3$

$t^*$ $[(\text{GeV}/c)^2 \times 10^3]$	$d\sigma/dt [\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2]$
2.5	-
3.0	6.6
3.5	20.1
4.0	38.
4.5	60.
5.0	81.
5.5	97.
6.0	112.
7.0	136.
8.0	147.
9.0	147.
10.0	144.
11.0	141.
13.0	137.
15.0	128.

Tabelle 2  $d\sigma/dt$  (inkohärent) /  $d\sigma/dt$  (kohärent)  
 $m = 765$  MeV/c<sup>2</sup>,  $p_q = 5.2$  GeV/c,  $t_{\text{min}} = .0032$  (GeV/c)<sup>2</sup>

$t_1 [(\text{GeV}/c)^2 \times 10^5]$	$d\sigma/dt(\text{inkoh.}) / d\sigma/dt(\text{koh.})$
0.	.000
2.	.030
4.	.035
6.	.041
8.	.051
10.	.063
12.	.078
14.	.097
16.	.120
18.	.148
20.	.181

## 2.d. Interferenzerscheinungen

Die gesamte Amplitude (A) für den Vorgang  $\gamma + Be \rightarrow e^+ + e^- + X$  läßt sich nach dem in Abschnitt 2a-c Gesagten als Summe der folgenden Terme ausdrücken:

$$A = A_{BH}^+ + A_{\rho}^- + A_{\omega}^- + A_{2\gamma}^- + A_X$$

Die Indizes BH bezeichnen die Bethe-Heitler-Amplitude,  $\rho$  und  $\omega$  die kohärente Rho-Omegaerzeugung und  $2\gamma$  den Bethe-Heitler-Beitrag der zweiten Bornschen Näherung.  $A_X$  steht für die Summe aus den inelastischen Beiträgen zum Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt und den inkohärenten bzw. OPE-Beiträgen zum Comptonwirkungsquerschnitt. "+" oder "-" kennzeichnet den Effekt des Operators C, der Ladungsumkehr, auf den jeweiligen Endzustand. Der negative Index bedeutet eine Änderung des Vorzeichens von  $A^-$  bei Vertauschen von Elektron und Positron, der positive Index keine Änderung von  $A^+$ .

$|A|^2$  enthält neben den Quadraten der Beträge der einzelnen Amplituden gemischte Glieder zweier Typen

- 1)  $2 \operatorname{Re} (\overline{A_i^+} A_k^-)$
- 2)  $2 \operatorname{Re} (\overline{A_i^+} A_k^+)$  bzw.  $2 \operatorname{Re} (\overline{A_i^-} A_k^-)$ .

Die gemischten Glieder des zweiten Typs sind gerade Funktionen beim Vertauschen von  $e^+$  und  $e^-$  ( $p^+$  und  $p^-$ ), die vom ersten Typ ungerade und liefern daher einen antisymmetrischen Beitrag zum Paarwirkungsquerschnitt.

$$|A|^2 \cong |A_{BH}^+|^2 + |A_{\rho}^- + A_{\omega}^-|^2 + |A_X|^2 + 2 \operatorname{Re} \left\{ (A_{\rho}^- + A_{\omega}^-) \overline{A_{BH}^+} \right\} + 2 \operatorname{Re} \left\{ A_{2\gamma}^- \overline{A_{BH}^+} \right\}$$

Hierbei wurden die Terme  $2 \operatorname{Re} \{ (A_{\rho}^- + A_{\omega}^-) \overline{A_{2\gamma}^-} \}$  und  $|A_{2\gamma}^-|^2$  vernachlässigt. Die in der Analyse der Daten berücksichtigte Größe  $2 \operatorname{Re} (A_{2\gamma}^- \overline{A_{BH}^+})$  war ebenfalls klein und beeinflusste die Ergebnisse nicht wesentlich (Abschnitt 7.b.).

Der Summand  $|A_{\rho}^- + A_{\omega}^-|^2$  ist verantwortlich für den Omegabeitrag im beobachteten Massenspektrum, der "Rho-Omega-Interferenz", die wegen  $|A_{\omega}^-|^2 \approx 0$  ihren Grund im gemischten Glied  $2 \operatorname{Re} (A_{\rho}^- \overline{A_{\omega}^-})$  hat. Schließlich bezeichnet  $2 \operatorname{Re} \{ (A_{\rho}^- + A_{\omega}^-) \overline{A_{BH}^+} \}$  die Interferenz zwischen Bethe-Heitler-Amplitude und Rho-Amplitude. Dieser Term verschwindet in einer symmetrischen Meßapparatur, die nicht zwischen Elektron und Positron unterscheidet. Der entsprechende

Wirkungsquerschnitt (33) ist

$$\frac{d\sigma_i}{dE_+ d\Omega_+ dE_- d\Omega_-} = \left(\frac{\alpha}{\hbar}\right)^2 G(k) D G_E E_+ E_- \frac{e^{at/2}}{t} \frac{g_{\gamma\gamma} m_\gamma^2}{m^2} \operatorname{Re}\{\Lambda_1\} \Lambda_2$$

mit

$$\Lambda_1 = i e^{i\varphi} \left\{ D_\varphi + \frac{m_\omega^2}{m_\gamma^2} \frac{\gamma_\varphi^2}{\gamma_\omega^2} D_\omega \operatorname{Re} e^{i\varphi_\omega \varphi} \right\},$$

$$\Lambda_2 = 2m^2 \left( \frac{E_-}{k \cdot p_+} - \frac{E_+}{k \cdot p_-} \right) + 2 \left( \frac{1}{k \cdot p_+} + \frac{1}{k \cdot p_-} \right) \left( \frac{m^2}{2} (E_+ - E_-) + k \cdot p_+ E_- - k \cdot p_- E_+ \right) + \frac{2}{M} (p_+ \cdot p_-)_{1,2} \left( \frac{Q \cdot p_+}{p_- \cdot k} - \frac{Q \cdot p_-}{p_+ \cdot k} \right) \quad (2.6)$$

Die Richtung des einfallenden Photons wurde in z-Richtung angenommen, so daß  $(p_+ \cdot p_-)_{1,2} = -p_{+x} p_{-x} - p_{+y} p_{-y}$  ist. Die Phasendifferenz zwischen der Bethe-Heitler- und der Rhoamplitude ist  $\varphi + \pi/2$  und die zwischen der Omega- und der Bethe-Heitleramplitude  $\varphi + \varphi_\omega + \pi/2$ . Reine Diffraktion für die Rhoamplitude ist daher im Falle  $\varphi = 0$  gegeben. Mit  $C = (d\sigma/dt|_{t=0}) \frac{1}{\hbar}$  ist  $D = (C/4)^{1/2}$ .  $d\sigma_i / dE_+ d\Omega_+ dE_- d\Omega_-$  ist abhängig von den folgenden Größen:

- $e^{at}$  , der t-Abhängigkeit für Diffraktionsstreuung ,
- $D, g_{\gamma\gamma}$  , der Normalisierung von  $d\sigma/dt$  und dem Verzweigungsverhältnis  $\Gamma_\varphi \rightarrow e^+ e^- / \Gamma_{\varphi, t, \omega}$  ,
- $G(k)$  , dem Photonspektrum ,
- der Form des Rhomassenspektrums (Ross-Stodolskyfaktor) ,
- der Anzahl der gemessenen effektiven Quanten.

Diese Abhängigkeiten heben sich heraus, wenn man anstelle von  $d\sigma_i$  den Quotienten  $d\sigma_i / \sqrt{d\sigma_c \cdot d\sigma_{BH}}$  bildet, mit  $d\sigma_{BH}$  aus Gleichung (2.1) und  $d\sigma_c$  aus (2.6). Setzt man

$$\Lambda_3 = \frac{m_e^2 t}{(k \cdot p_-)^2} - 2 \left[ \frac{k \cdot p_+}{k \cdot p_-} + \frac{k \cdot p_-}{k \cdot p_+} + \frac{t p_+ \cdot p_-}{k \cdot p_+ k \cdot p_-} \right] + \frac{2}{\tilde{p}^2} \left[ \frac{2 m_e^2 (p_+ \cdot \tilde{p})^2}{(k \cdot p_-)^2} - \frac{t [(p_+ \cdot \tilde{p})^2 + (p_- \cdot \tilde{p})^2]}{k \cdot p_+ k \cdot p_-} \right]$$

und benutzt  $\mathcal{F}_1 \approx 2G_E^2$ ,  $\mathcal{F}_2 \approx \frac{1}{M^2} G_E^2$  (aus 2.2),

$$(p_+ \cdot p_-)_{3,4} \approx \frac{m^2}{4} (1 + \cos^2 \theta^*) \quad \text{in Vorwärtsrichtung,}$$

so erhält man

$$\frac{d\sigma_i}{\sqrt{d\sigma_c \cdot d\sigma_{BH}}} = \left[ \frac{p_+ \cdot Q + p_- \cdot Q - p_+ \cdot p_-}{\Lambda_3 p_\varphi M (p_+ \cdot p_-)_{3,4}} \right]^{1/2} \Lambda_2 \frac{\operatorname{Re}(\Lambda_1)}{|\Lambda_1|} = \eta(p_+, p_-) \sin(\varphi + \psi(m)),$$

$$\sin(\varphi + \psi(m)) = \frac{\operatorname{Re}(\Lambda_1)}{|\Lambda_1|}, \quad \tan \psi(m) = \frac{\operatorname{Im}(D_\varphi + \frac{m_\omega^2 \gamma_\varphi^2}{m_\gamma^2 \gamma_\omega^2} D_\omega \operatorname{Re} e^{i\varphi_\omega \varphi})}{\operatorname{Re}(D_\varphi + \frac{m_\omega^2 \gamma_\varphi^2}{m_\gamma^2 \gamma_\omega^2} D_\omega \operatorname{Re} e^{i\varphi_\omega \varphi})} \approx \frac{m_\omega \Gamma_\omega}{m_\gamma^2 - m^2} \quad (2.7)$$

Der Ausdruck  $d\sigma_i / \sqrt{d\sigma_c d\sigma_{BH}}$  spaltet sich auf in zwei Faktoren, nämlich  $\eta$  einen rein kinematischen Faktor und  $\sin(\varphi + \psi(m))$ . Der letztere ist eine Funktion von  $m$  und hängt neben  $\varphi$  und  $\varphi_\omega$  von den Parametern  $R \gamma_\varphi^2 / \gamma_\omega^2$ ,  $\Gamma_\varphi$ ,  $m_\varphi$ ,  $\Gamma_\omega$ ,  $m_\omega$

ab. Abb. 19 zeigt den Verlauf von  $\sin(\varphi + \psi(m))$  für

$$\Gamma_\rho = 130, \quad m_\rho = 765, \quad \Gamma_\omega = 12.7, \quad m_\omega = 783.7 \text{ MeV}/c^2,$$

$$R \frac{\gamma_\rho^2}{\gamma_\omega^2} = 9.4, \quad \varphi_{\omega\rho} = 41^\circ, \quad \varphi = 11.8^\circ \pm 4.4^\circ.$$

In der Nähe der Rho-Masse ist der Interferenzeffekt am größten ( $|\sin(\varphi + \psi)| \approx 1$ ), die Abhängigkeit von  $\varphi$  ist hier jedoch sehr schwach.

Der gesamte asymmetrische Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma_{ASY}}{dE_+ d\Omega_+ dE_- d\Omega_-} = \sin(\varphi + \psi(m)) \eta(p_+, p_-) + \epsilon(p_+, p_-)$$

enthalt neben dem Interferenzglied zwischen den Bethe-Heitleramplituden

und den Comptonamplituden auch  $\epsilon$ , den Beitrag von  $2 \operatorname{Re} \left\{ (A_{BH}^+ A_{2\gamma}^-) / \sqrt{|A_{BH}^+ A_C^-|^2} \right\}$ ,

einer Korrektur von etwa 3%.

### 2.e. Rho-Omega-Mixing

Experimente, die in letzter Zeit die Reaktion  $\gamma + A \rightarrow A + \pi^+ + \pi^-$  mit hinreichender Massenauflösung und guter Statistik untersucht haben (3), zeigen einen meßbaren Beitrag von isospinverletzenden Rho-Omega-Übergängen (Rho-Omega-Mixing). Diese Amplituden (Abb. 5) liefern einen weiteren Beitrag zur Rho-Omegainterferenz. Zu den in Abb. 4 treten im wesentlichen noch die von Abb. 5 additiv hinzu.

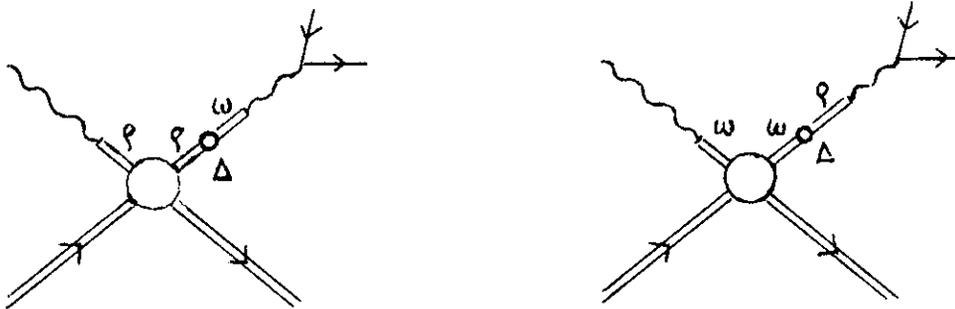


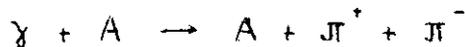
Abb. 5

Neben  $R$ ,  $\gamma_\omega^2/\gamma_\rho^2$  und  $\varphi_{\omega\rho}$  gibt es dann zwei weitere Parameter,  $|\Delta|$  und  $\chi$ , den Absolutbetrag und die Phase des Rho-Omega-Mixingeffekts ( $\Delta = |\Delta| e^{i\chi}$ ).

H.R. QUINN und T.F. WALSH (34) wiesen auf die Notwendigkeit hin, diese Diagramme im Interesse einer konsistenten Auswertung von Rho-Omegainterferenzerscheinungen einzuschließen. Sie erhalten anstelle von  $\tilde{R}(m)$

$$\begin{aligned} \tilde{R}'(m) &= \frac{1}{\mathbb{F}} m_\rho \Gamma_{\rho \rightarrow e^+e^-} \left| D_\rho(m) \left\{ 1 - \frac{\gamma_\rho}{\gamma_\omega} \left[ \frac{m_\omega^2}{m_\rho^2} + R e^{i\varphi_{\omega\rho}} \right] \mathcal{S} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{m_\omega^2}{m_\rho^2} \frac{\gamma_\rho^2}{\gamma_\omega^2} R e^{i\varphi_{\omega\rho}} D_\omega(m) \left\{ 1 + \frac{\gamma_\omega}{\gamma_\rho} \left[ \frac{m_\rho^2}{m_\omega^2} + \frac{e^{-i\varphi_{\omega\rho}}}{R} \right] \mathcal{S} \right\} \right|^2 \\ \mathcal{S} &= |\Delta| e^{i\chi} m_\omega^2 \left[ m_\rho^2 - i m_\rho \Gamma_\rho - m_\omega^2 + i m_\omega \Gamma_\omega \right]^{-1} \end{aligned} \quad (2.8)$$

$\tilde{R}'(m)$  ersetzt dann  $\tilde{R}(m)$  in Gleichung (2.3). In diesem Experiment ist es jedoch nicht möglich, alle Parameter von Gleichung (2.8) zu bestimmen. Die Größen von  $|\Delta|$  und  $\chi$  können in einem Experiment gemessen werden, das die Reaktion



untersucht. Ein solches Experiment befindet sich noch in der Auswertung (3). Daher wurde der Beitrag des Rho-Omega-Mixingeffekts nicht bei der Analyse der Daten berücksichtigt. Bei Kenntnis von  $|\Delta|$  und  $\chi$  besteht jedoch die Möglichkeit  $\tilde{R}'(m)$  an  $\tilde{R}(m)$  anzupassen und so Werte für  $R \gamma_\rho^2 / \gamma_\omega^2, \varphi_{\omega\rho}$  zu bekommen, die die Graphen von Abb. 5 einschließen.

Der Einfluß der Mixingterme auf das theoretische Massenspektrum kann beträchtlich sein. Für  $R = 1, \varphi_{\omega\rho} = \chi = 0$  und  $\Delta = 0.91 \times 10^{-2}$  erhalten H.R. QUINN und T.F. WALSH eine ähnliche Interferenzstruktur wie ohne Rho-Omega-Mixing ( $\Delta = 0$ ) für  $R = 1$  und  $\varphi_{\omega\rho} \approx 20^\circ$ . Das heißt, daß die ohne Berücksichtigung des Mixingeffekts bestimmte Phasendifferenz  $\varphi_{\omega\rho}$  zu groß ist.

### 3. EXPERIMENTELLER AUFBAU

#### 3.a. $\gamma$ -Strahl

Der Gammastrahl wird an einem internen Target aus 0.5 mm dickem Wolfram (14% Strahlungslängen) erzeugt. 12 m strahlabwärts befindet sich ein Kollimator von  $12 \times 12 \text{ mm}^2$ , 18.1 m strahlabwärts vom Maschinentarget ein zweiter der Größe  $17 \times 17 \text{ mm}^2$ . Zwei Magnete sorgen für die Säuberung des Photonstrahles von geladenen Teilchen. Die Justierung der Kollimatoren wurde während des Experiments durch Strahlaufnahmen mit Röntgenfilm überprüft. Der Brennfleck des Strahles an der Stelle des Experimentiertargets betrug etwa  $3.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$ . Die Gesamtenergie des auf das Target fallenden Photonstrahles wurde während der Messungen mit einem Quantameter QM (Abb. 6) festgestellt. Es ist ein gasgefülltes Quantameter nach R.R. WILSON (35), das mit einer Füllung von 90% Helium und 10% Stickstoff betrieben wird. Seine Eichkonstante beträgt

$$k_Q = 1.65 \times 10^{19} \frac{\text{MeV}}{\text{A sec}} \pm 2\%$$

Aus dem vom Quantameter abgegebenen Strom wurde von einem Integrator (36) die Gesamtladung berechnet. Es ist

$$Q = 10 \times B \times S \quad (\text{A sec}),$$

wobei S die Anzahl der Integratorausschläge, B der gewählte Empfindlichkeitsbereich (in diesem Experiment  $B = 10^{-4}$ ) des Integrators ist.

Die Anzahl der effektiven Quanten berechnet man daraus zu

$$N_Q = \frac{k_Q Q}{K_{\text{max}}} = \frac{1.65 \times 10^{16}}{K_{\text{max}}} \cdot S.$$

$k_{\text{max}}$  ist die Maximalenergie des Photonstrahles in MeV.

#### 3.b. Aufbau des Spektrometers

Für die Durchführung dieses Experiments waren zwei Dinge von entscheidender Bedeutung: gute Massenauflösung und maximale Ausnutzung der Synchrotronintensität. Aus diesem Grund wurde für diesen Versuch ein neues symmetrisches Doppelarmmagnet-Spektrometer entwickelt.

Abb. 6 zeigt die räumliche Anordnung der Magnete und Zähler. Dem Target T, das auf einer optischen Bank angebracht ist, folgt ein Dipolmagnet MD mit einem Feldvolumen von  $100.4 \times 150 \times 27.2 \text{ cm}^3$ . Er lenkt Teilchen, die im Target mit dem Sollimpuls  $p_0$  erzeugt werden, um  $15^\circ - \theta_0$  vom  $\gamma$ -Strahl fort.  $\theta_0$  ist der gewünschte Paaröffnungswinkel in der horizontalen Ebene. Er wird eingestellt durch geeignete Wahl des Feldes in MD und des Targetabstandes von MD. Drei

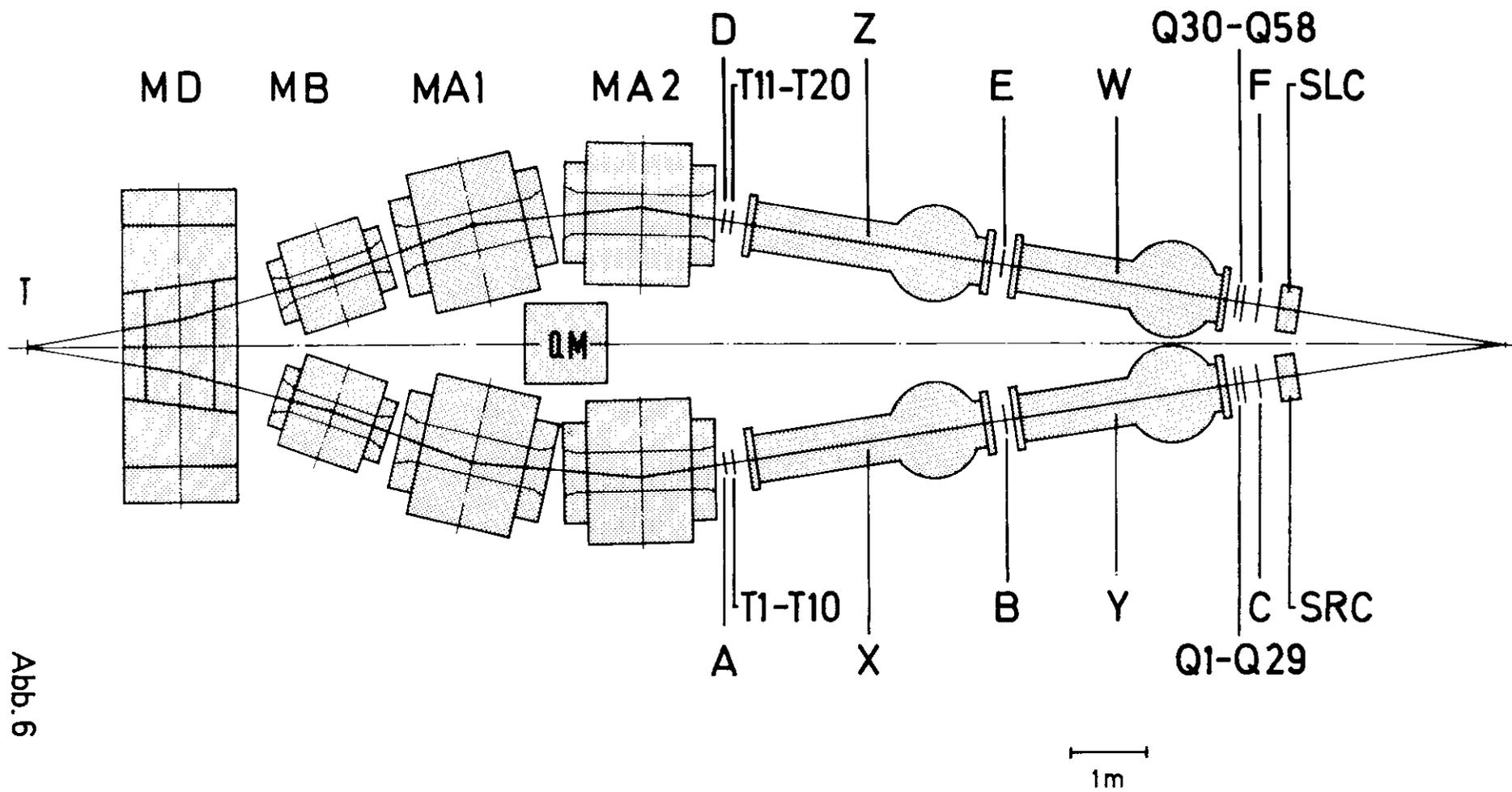


Abb. 6

Durchgänge durch den MD wurden voneinander getrennt und mit einer Bleiabschirmung umgeben: Zwei für die symmetrisch erzeugten Paare und einer als Durchtritt des  $\gamma$ -Strahls zum Quantameter QM. Diese Abschirmung war stets mehr als 5 cm von den extremsten Teilchentrajektorien entfernt und wurde entsprechend der Spektrometereinstellung variiert.

Strahlabwärts, in 200.5 cm Entfernung von der Mitte des MD entfernt, folgen zwei weitere Dipolmagnete MB mit einem effektiven Volumen von je  $105.36 \times 30.3 \times 15.0 \text{ cm}^3$ , die die Sollbahn um  $4.3^\circ$  vom  $\gamma$ -Strahl wegbeugen. Schließlich werden Teilchen mit Sollimpuls  $p_0$  in zwei identischen Paaren von Dipolmagneten MA1 und MA2 um jeweils  $14^\circ$  in Strahlrichtung abgelenkt. Diese Magnete liegen 382.9 cm bzw. 598.2 cm vom Zentrum des MD entfernt und besitzen ein Feldvolumen von  $132.7 \times 18.3 \times 16.8 \text{ cm}^3$ .

Der Identifizierung der Teilchen dienen in jedem Spektrometerarm 3 Triggerzähler (A,B,C und D,E,F) aus 0.3 cm dickem Pilot Y-Szintillatormaterial.

Die Abmessungen sind

A (D)	27 cm x 15 cm
B (E)	36.4 cm x 18.04 cm
C (F)	43.06 cm x 18.04 cm

Die Bestimmung des Öffnungswinkels des erzeugten Teilchens gegen die  $\gamma$ -Richtung sowie des Impulses wird in je zwei Hodoskopbänken vorgenommen (T1-T10, Q1-Q29 und T11-T20, Q30-Q58). Die T-Hodoskope bestehen aus zehn 0.5 cm dicken und 3.1 cm breiten Szintillationsstreifen, während die Q-Hodoskope aus zwei Lagen von 0.5 cm dicken Zählern bestehen. Die Überlappung der Szintillatoren in den Q-Hodoskopen wurde so gewählt, daß ihnen 45 effektive Hodoskopzähler von der Breite 1 cm entsprechen. Im Verlauf des Experimentes wurden die T-Hodoskope mit dem ersten Paar Triggerzähler vertauscht und die Größe von A (D) auf 25.4 cm x 15 cm verringert.

Elektronen werden von Teilchen größerer Masse unterschieden durch je ein Paar Schwellengas-Čerenkovzähler (X,Y und Z,W) und je einen Schauerzähler (SLC und SRC). Die Čerenkovzähler haben eine Länge von 320 cm bzw. 280 cm und einen inneren Durchmesser von 43.5 cm bzw. 49.4 cm. Sie wurden gefüllt mit  $\text{CO}_2$  von 1.1 atm. Druck. Die Schauerzähler bestehen aus 16 Plexiglasplatten von  $55 \times 30 \times 0.63 \text{ cm}^3$  im Wechsel mit 16 Bleiplatten von je einer Strahlungslänge (22).

Die mit diesem Spektrometernaufbau erreichte gute Massenauflösung hat hauptsächlich 2 Gründe:

- 1). Die große Anzahl der Hodoskope (10+45) in jedem Spektrometerarm.

2). Es wurde ein dünnes Target benutzt (2.13 cm Be) und alle Zähler liegen hinter den Magneten.

Zusätzlich befanden sich Heliumsücker im gesamten vorderen Bereich des Spektrometers bis zum Ort der ersten Triggerzähler. Hierdurch wird der Einfluß von Vielfachstreuung und Bremsstrahlung der Elektronen auf die Massenauflösung so klein wie möglich gehalten.

Da keiner der Triggerzähler direkte Sicht auf das Target hat, sondern von ihm durch das Feld von vier Magneten getrennt liegt, war es möglich, die gesamte Synchrotronintensität auszunutzen und gleichzeitig die Korrekturen für Totzeit der Elektronik und zufällige Koinzidenzen klein zu halten.

### 3.c. Wahl des Targets

Da die in diesem Experiment zu erwartenden Zählraten sehr niedrig sind, wurde besonderes Augenmerk auf die Wahl des Targets gelegt. Der mittlere Streuwinkel der Vielfachstreuung nimmt mit  $\sqrt{x}$  zu, der Energieverlust der Elektronen durch Bremsstrahlung ist ungefähr proportional zu  $x$  ( $x$  = Dicke des Targets in Strahlungslängen). Die Forderung nach guter Massenauflösung verlangt daher ein dünnes Target. Um trotzdem eine ausreichende Ausbeute an Elektronenpaaren zu erlangen, wurde das Verhältnis

$$\frac{N_{\rho}}{\sqrt{N_{\rho} + N_{BH}}}$$

durch geeignete Wahl der Massenzahl  $A$  des Targets optimiert.  $N_{\rho}$  ist die Anzahl kohärent diffraktiv erzeugter Rho-Mesonen, die in Elektron-Positronpaare zerfallen,  $N_{BH}$  die Anzahl der Bethe-Heitler Paare. Es gilt ungefähr

$$N_{\rho} \sim A^{1.7} p^2 e^{at} \quad \text{mit} \quad a = a_0 A^{2/3}$$

$$N_{BH} \sim Z^2 G_E^2 p^{-2} \theta^{-7}$$

$Z$  ist die Ladung der Targetkerne,  $t = (k - p_+ - p_-)^2$  der Impulsübertrag auf das Elektron-Positronpaar,  $p = |\vec{p}_+ + \vec{p}_-|$  der Gesamtimpuls des Paares und  $G_E$  der elektrische Formfaktor des Kernes.

Die Optimierung des obigen Ausdrucks, des Verhältnisses des zu beobachtenden Signals zu dessen Fehler, ergab  $A = 9$  und einen halben Öffnungswinkel  $\theta_0$  zwischen 7 und 9 Grad.

Das im Versuch benutzte Berylliumtarget hatte eine Dicke von 2.13 cm ( $3.94 \text{ g/cm}^2$ ). Dies entspricht im Mittel 3.1% Strahlungslängen.

### 3.d. Elektronik

Abb. 7 zeigt ein Blockschaltbild der Triggerlogik. Die Pulse von den Photovervielfachern der Zähler (56DVP, 56 AVP) für die Triggerzähler A bis F, 58 UVP für die Čerenkovzähler und XP 1040 für die Schauerzähler) gelangen zu Diskriminatoren von der Firma LeCroy (Modell 161 und 121 mit einer maximalen Folgefrequenz von 150 MHz und 125 MHz). Aus den akzeptanzdefinierenden Triggerzählern A,B,C im rechten Arm und D,E,F im linken Arm des Spektrometers werden die beiden Koinzidenzen  $S = A \cdot B \cdot C$  und  $P = D \cdot E \cdot F$  gebildet.

$AX5 = S \cdot P$  mit einer Auflösung von 5 ns und

$AX10 = S \cdot P$  mit einer Auflösung von 10 ns definieren dann die gesamte Paarzahlrate des Spektrometers. Alle weiteren logischen Einheiten dienen der schrittweisen Unterdrückung von Pion- und Myonpaaren.  $SX = SLC' \cdot SRC'$  zusammen mit  $AX10$  und je einem Čerenkovzähler bilden die Koinzidenzen X, Y, Z und W. Um Aufschluß über die Pion- und Myonkontamination der Messung sowie über die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen zu erhalten, wurden X,Y,Z und W in zwei Systemen von 5 ns bzw. 10 ns Auflösungszeit schrittweise zur Koinzidenz gebracht.

	<u>2 Čerenkovzähler</u>	<u>3 Čerenkovzähler</u>	<u>4 Čerenkovzähler</u>
10 ns Auflösung	$XZ10 = AX10 \cdot X \cdot Z$ $WZ10 = AX10 \cdot W \cdot Z$ $XY10 = AX10 \cdot X \cdot Y$	$XZW10 = XZ10 \cdot W$ $XZY10 = XZ10 \cdot Y$	$M10 = XZW10 \cdot XZY10$
5 ns Auflösung	$XZ 5 = AX 5 \cdot X \cdot Z$	$XZW 5 = XZ 5 \cdot W$ $XZY 5 = XZ 5 \cdot Y$	$M 5 = XZW 5 \cdot XZY 5$

M5 (M10) definiert ein Elektronenpaar. Diese Einheit enthält neben den Triggerzählern (A-F) alle vier Čerenkovzähler und die beiden Schauerzähler.

Die Zählrate in den Einheiten XZ10 bis M5 läßt sich als Funktion zweier Variabler auftragen, der Anzahl der Čerenkovzähler und der Zeitauflösung  $\tau$  der Einheit. Auf diese Weise erhält man

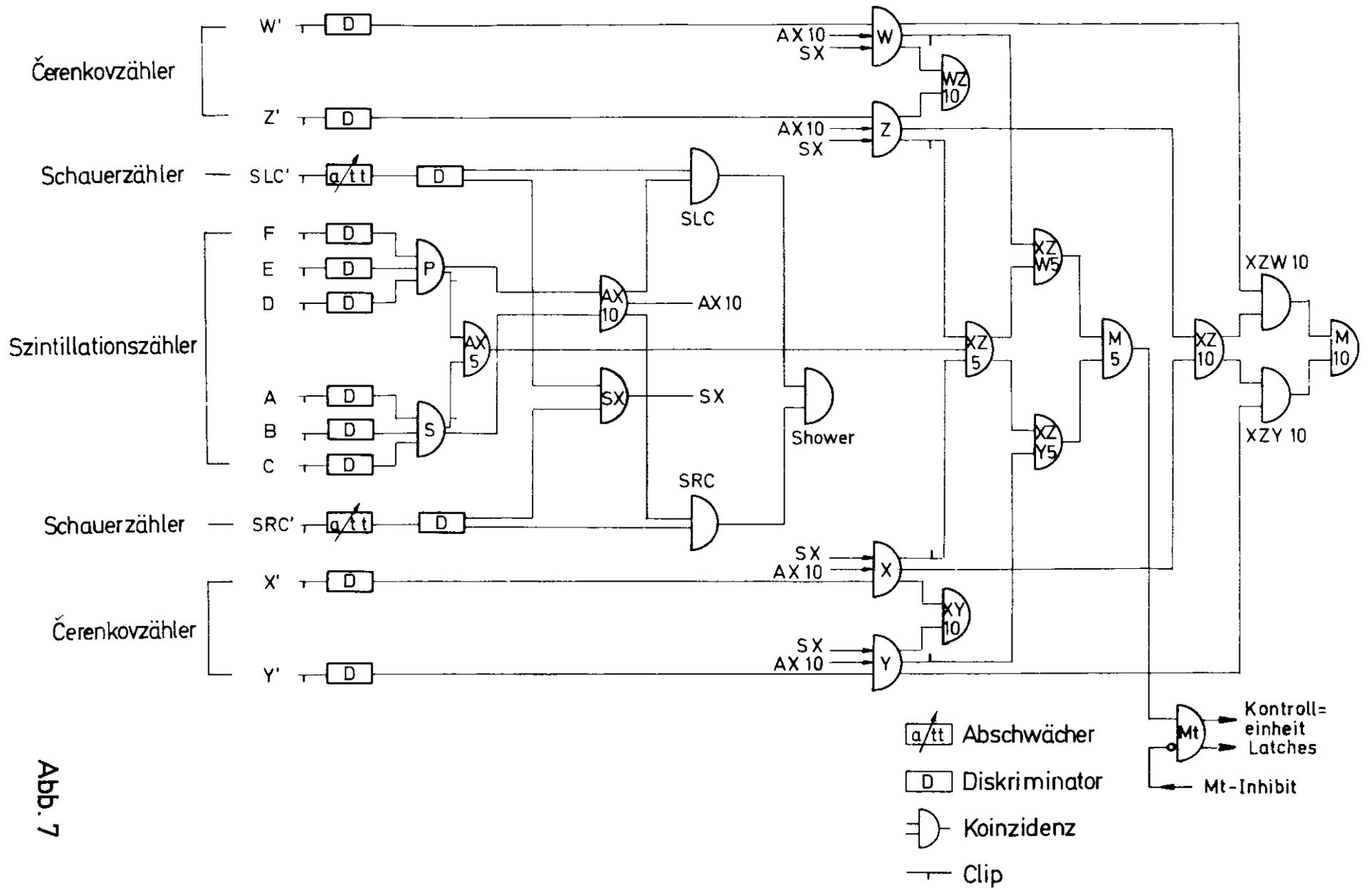
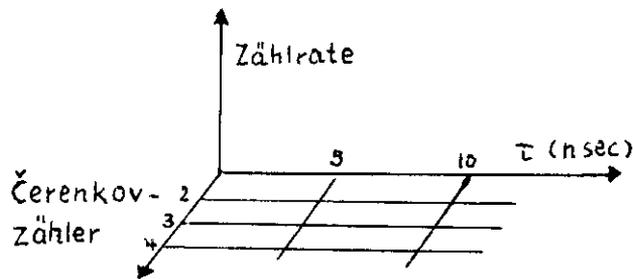


Abb. 7



ein Gitter von Meßpunkten. Aus der Abnahme der Zählrate für konstantes  $\tau$  läßt sich der Anteil der Pionen und Myonen in M5 abschätzen. Für eine feste Anzahl von Čerenkovzählern gibt die Abhängigkeit der Zählrate von Aufschluß über den Anteil zufälliger Koinzidenzen.

### 3.e. Datenverarbeitung

Ereignisse, die von der Triggerlogik als Elektronpaar identifiziert wurden, d.h. in der Einheit M5 zählten, wurden registriert und auf Magnetband gespeichert. Diese Datenverarbeitung wurde von dem programmgesteuerten Prozessrechner PDP-8 der Firma Digital Equipment Corporation (DEC) übernommen. Die Information, die zur weiteren Analyse der Paare zur Verfügung stand, ist die Festlegung des Ortes von Elektron oder Positron nach dem Passieren der Magnetfelder durch je zwei Zählerreihen, den Hodoskopen T und Q. Die Impulse der Hodoskopzähler wurden in 6-Kanal Zweifachkoinzidenzen (in Abb. 8 als Latch bezeichnet) (LeCroy Modell 140 G) zusammen mit dem Gate-Signal Mt als logische "1" oder "0" gespeichert, je nachdem ob ein Hodoskop während des Mt-Pulses ansprach oder nicht. Durch den Impuls der Einheit Mt wurde die Kontrolleinheit (LeCroy Modell 152 B) initialisiert, die den zeitlichen Ablauf des Einlesevorganges der in den Koinzidenzregistern gespeicherten Information in die PDP-8 steuerte. Ein während der Zeitdauer des Dateneinlesens von der PDP-8 erzeugtes Vetosignal (Mt-Inhibit) verhinderte ein erneutes Ansprechen von Mt durch einen M5-Puls und somit ein Überschreiben der in den Registern gespeicherten Information.

Die Datenübertragung in den Speicher der PDP-8 erfolgte über 12 Datenleitungen. Nach Beendigung des Einlesens (nach etwa 7 ms) wird das Mt-Inhibit wieder aufgehoben, und es kann das nächste Ereignis verarbeitet werden. Über die Anzahl der Elektronpaare, die unterdrückt wurden, da die PDP-8 gerade ein anderes Ereignis einlas, gibt das Verhältnis Mt/M5 Aufschluß. Wegen der geringen Zählrate in diesem Experiment war jedoch Mt/M5 nie wesentlich von eins verschieden. Die in der PDP-8 gespeicherten Ereignisse wurden in Blöcken zu je 21 auf DEC-Magnetband geschrieben. Jedes Ereignis umfaßte dabei 24 PDP Worte à 12 Bits.

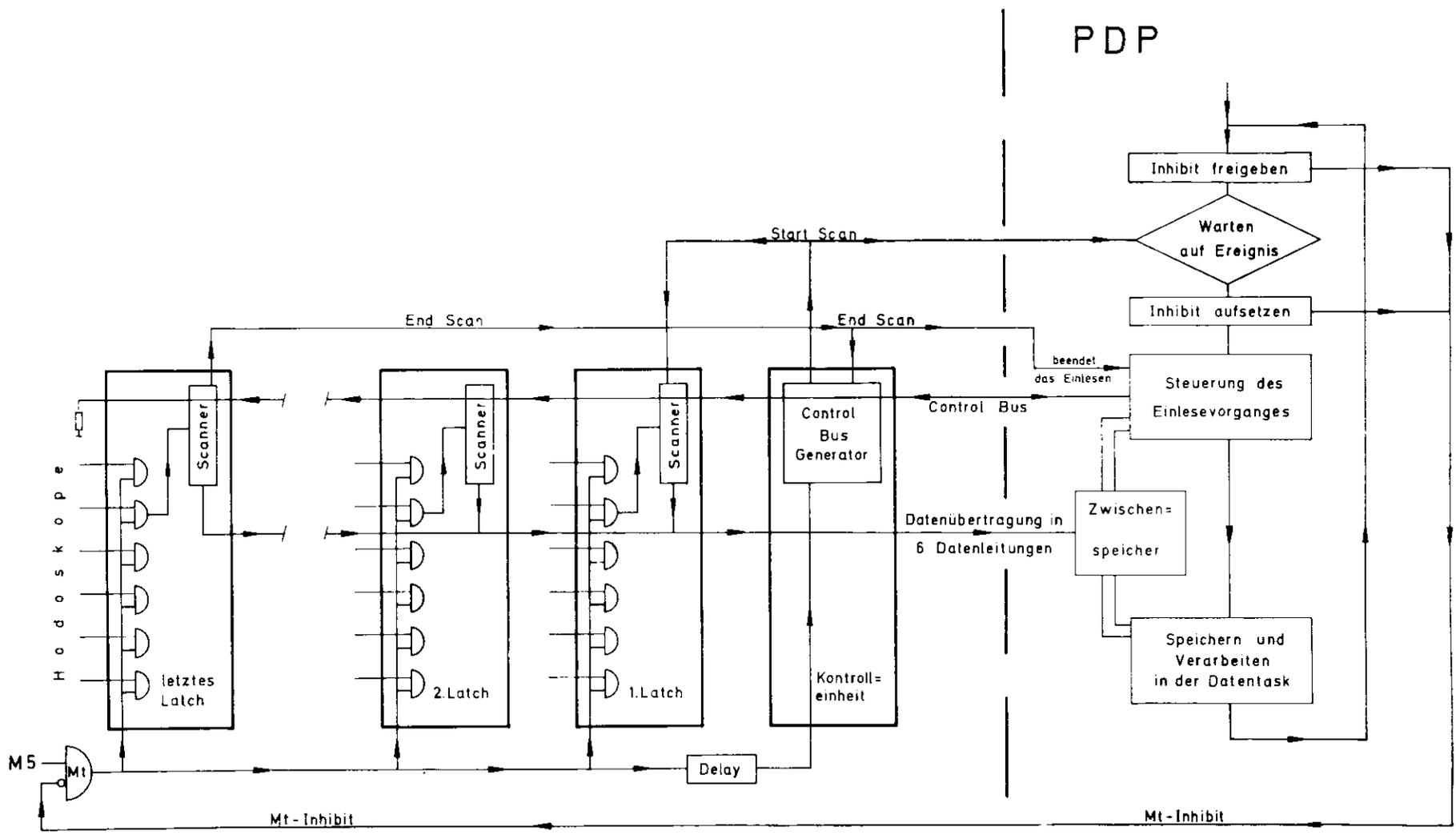


Abb. 8

Für jedes Elektronpaar lag dabei die Identifizierung der Messreihe, die Ereignisnummer und die Information über sämtliche Hodoskopzähler vor. Aus Gründen der Sicherheit wurde dies ebenfalls mittels einer mit der PDP-8 verbundenen Schreibmaschine ausgedruckt. Gleichzeitig wurde stets auf einem Leuchtschirm die Verteilung der Ereignisse über die Hodoskopzähler ausgegeben, die über den Zustand jedes Hodoskopes Aufschluß gab. Eine genaue Beschreibung der Datenverarbeitung während der Messung ist in (37) zu finden. Alle DEC-Bänder wurden am Ende einer Meßperiode mit Hilfe der Großrechenanlage IBM 360-75 auf IBM-Magnetbänder umgeschrieben und diese schließlich auf einem Magnetband vereint.

#### 4. MESSUNGEN UND EXPERIMENTELLE PRÜFUNGEN

##### 4.a. Messungen

Im Laufe von etwa 70 Synchrotronschichten à 8 Stunden wurden bei einer maximalen Photonenergie von 7 GeV insgesamt 4187 Elektronpaare registriert. Der halbe Öffnungswinkel  $\theta_0$  des Spektrometers betrug  $\theta_0 = 7.5^\circ, 8.0^\circ, 8.4^\circ$  und  $8.8^\circ$ . Der mittlere Impuls der Elektronen (Positronen) war in beiden Spektrometerarmen konstant ( $p_0 = 2560 \text{ MeV}/c$ ). Dies entspricht einem mittleren Paarimpuls von  $5.1 \text{ GeV}/c$  und einem akzeptierten Massenbereich von 600 bis  $870 \text{ MeV}/c^2$ .

Für jede Spektrometersetzung betrug der gemessene Massenbereich  $\Delta m(e^+e^-) = \pm 80 \text{ MeV}/c^2$ , der akzeptierte Paarimpulsbereich  $\Delta p(e^+e^-) = \pm 1 \text{ GeV}/c$ , während für Elektron (Positron) in jedem Arm

$$\Delta p_z = \pm .55 \text{ GeV}/c$$

$$\Delta \theta = \pm 15 \text{ mrad}$$

$$\Delta \phi = \pm 13 \text{ mrad}$$

dem akzeptierten kinematischen Bereich entsprach. Die gemessene Intensität des Photonstrahls betrug etwa  $10^{11}$  effektive Quanten pro Sekunde.

Von den gemessenen Ereignissen (M5) ließ sich in 2841 Fällen in allen 4 Hodoskopbanken eindeutig ein Hodoskopzähler dem Elektronpaar zuordnen. Nur diese Ereignisse wurden bei der weiteren Analyse der Daten in den Histogrammen berücksichtigt (analysierbare M5).

Tabelle 3 gibt Aufschluß über die Ereigniszahlen bei den verschiedenen Spektrometersetzungen, ferner über den prozentualen Anteil von zufälligen Koinzidenzen in M5.

Tabelle 3

$\theta_0, p_0$	M5	analysierbare M5	% zuf. Koinzidenzen
$7.5^\circ, 2560 \text{ MeV}/c$	1 480	1 012	7.2
$8.0^\circ, 2560 \text{ MeV}/c$	804	527	6.1
$8.4^\circ, 2560 \text{ MeV}/c$	10 17	682	6.4
$8.8^\circ, 2560 \text{ MeV}/c$	886	620	7.2
Summe	4 187	2 841	6.8

Für die Messungen war  $p_0$  und damit die mittlere Photonenergie  $\langle k \rangle$  konstant. Da Strahlungskorrekturen im wesentlichen von  $\langle k \rangle/k_0$  ( $k_0 =$  maximale Photonenergie)

abhängen (22), waren diese für alle Winkel  $\theta_0$  konstant. Auch die Korrekturen für die Bremsstrahlung und Vielfachstreuung der Elektronen sind bei festem  $p_0$  annähernd unabhängig von  $\theta_0$ .

#### 4.b. Experimentelle Prüfungen

Der Versuchsaufbau wurde vor und während des Experiments zahlreichen Prüfungen unterworfen um sicherzustellen, daß das Magnetspektrometer die gewünschten Eigenschaften besaß und für die Dauer der Messungen beibehielt.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerzähler, der Hodoskope und der Schauerzähler wurde in einem Elektronenstrahl von 2.5 GeV über die gesamte Fläche der Zähler gemessen. Die Hochspannung der Photovervielfacher wurde 100 V über dem für 99.9% Ansprechwahrscheinlichkeit notwendigen Wert festgelegt. Die Wahl aller Hochspannungen wurde vor jeder Meßperiode überprüft. Während der Messungen wurden alle Spannungen auf 10 V konstant gehalten. Die Berechnung der Sollbahn war zu einem früheren Zeitpunkt (19) bei den gleichen Magnettypen experimentell nachgemessen worden. Hierzu diente ein stromdurchflossener Spanndraht ("floating wire method"). Alle Magnetfelder waren für die Dauer des Experiments mit einer Genauigkeit von mehr als  $0.4^0/00$  justiert. Ein vor dem Spektrometer gelegenes Monitorteleskop, das aus 4 Szintillationszählern der Größe  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  bestand, war auf eine Folie im Photonstrahl gerichtet. Die vom Monitor registrierten Teilchen wurden in zwei Einheiten gezählt, von denen die eine (wie die übrige Elektronik) nur für die Dauer des Photonpulses geöffnet war, die andere während der gesamten Messung zählte. Die Anzahlen in beiden Einheiten differierten nicht mehr als  $10^{-2}\%$ , d.h.: alle Ereignisse, die von den im Quantameter gemessenen effektiven Quanten erzeugt wurden, wurden auch von der Elektronik registriert.

Zu Beginn jeder Meßperiode wurde die relative zeitliche Lage aller Zählerimpulse gemessen. Gleichzeitig wurde die Zeitauflösung der Koinzidenzen MS und MLO bestimmt, die zur Berechnung des Anteils zufälliger Koinzidenzen an den Ereignissen wichtig ist. Die Intensität des Photonstrahles wurde während des Experiments durch Messen der Einzelzählraten aller Zähler in kurzen Zeitintervallen überprüft und stets so niedrig gehalten, daß der Prozentsatz an zufälligen Koinzidenzen 7% nicht überschritt.

Die zeitliche Konstanz der Meßapparatur wurde im Abstand von 24 Stunden durch die Messung von Elektronpaaren bei einer Spektrometersetzung von  $\theta_0 = 4^0$ ,  $p_0 = 2560 \text{ MeV/c}$  überprüft. Die Zählrate bei dieser Einstellung ist groß genug, um in etwa 20 Minuten hinreichend gute Statistik ( $\sim 400$  Ereignisse) zu erlangen.

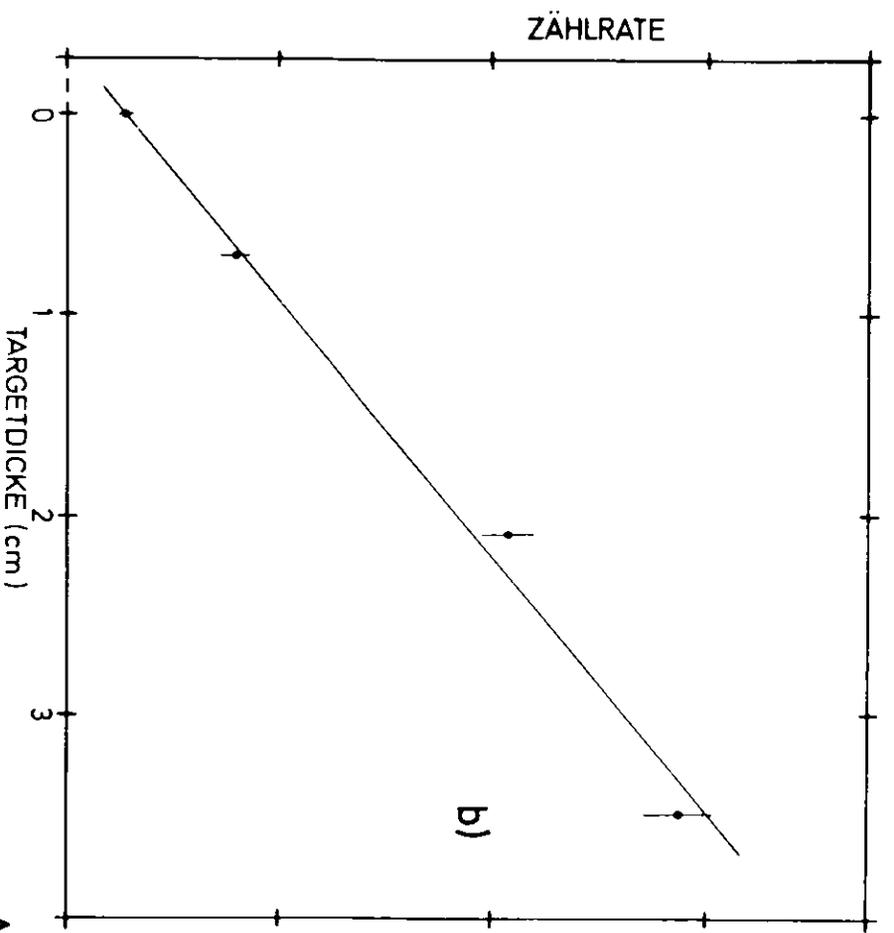
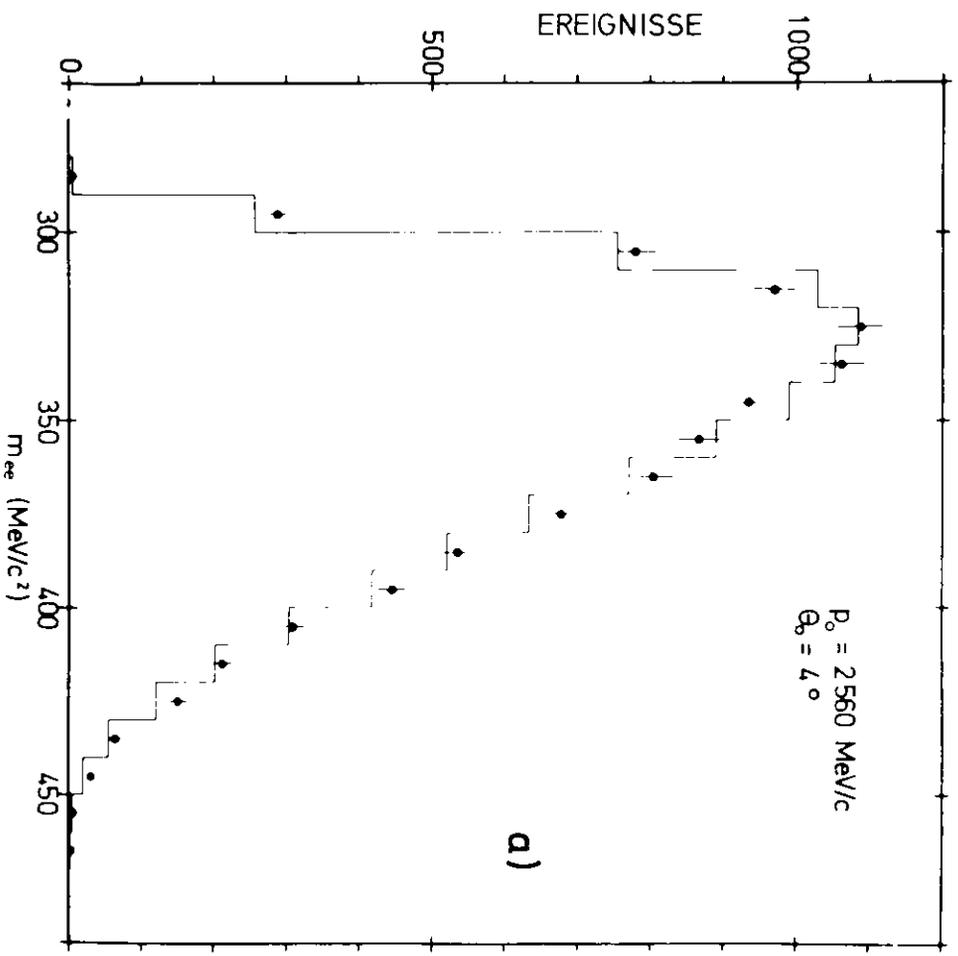


Abb.9

Die Elektronpaarerzeugung in diesem kinematischen Gebiet ist durch den Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt bestimmt und kann daher berechnet werden. Da sich der Wirkungsquerschnitt schnell in dem vom Spektrometer empfangenen Bereich der Teilchenimpulse  $\hat{p}_+, \hat{p}_-$  verändert, ist ein Vergleich der experimentellen und der berechneten Zählrate ein guter Test der Akzeptanzberechnung für das Spektrometer. Am Ende des Experiments lagen  $14.5 \times 10^3$  Elektronpaarereignisse bei  $\theta_0 = 4^\circ$ ,  $p_0 = 2560 \text{ MeV}/c$  vor, von denen  $9.2 \times 10^3$  analysierbar waren. Die dabei gefundene experimentelle Zählrate stimmte mit der berechneten besser als 3% überein. Abb. 9 zeigt die analysierbaren Ereignisse als Funktion der effektiven ( $e^+e^-$ )-Masse zusammen mit der berechneten Anzahl der Ereignisse. Beide Verteilungen stimmen in der Form gut überein. Dies zeigt, daß neben der absoluten Normierung des Spektrometers auch dessen Massenauflösung und Massenbestimmung bekannt ist.

Eine wesentliche Eigenschaft des Spektrometers ist dadurch gegeben, daß seine Akzeptanz nur durch die Fläche der Triggerzähler (A-D) definiert wird. Ist dies der Fall, so läßt sich die Änderung der Zählrate bei einer Änderung der Zählerfläche berechnen. Aus diesem Grund wurden Messungen bei  $\theta_0 = 4^\circ$ ,  $p_0 = 2560 \text{ MeV}/c$  vorgenommen, bei denen die Fläche der Triggerzähler B, E auf  $33.0 \times 13.0 \text{ cm}^2$  verringert wurde. Die Abnahme der Zählrate um  $22 \pm 1\%$  stimmte mit der berechneten (24%) innerhalb der statistischen Fehler überein. Die theoretische Zählrate bei einer Spektrometersetzung ist proportional zur Targetdicke. Sind jedoch in wesentlichem Maße Reaktionen der erzeugten Teilchen im Target vorhanden, so erwartet man eine Abweichung von der linearen Abhängigkeit der Zählrate von der Targetdicke d. Als Test wurden Messungen von Elektronpaaren bei  $\theta_0 = 4^\circ$ ,  $p_0 = 2560 \text{ MeV}/c$  und Werten für d von  $d = 0, 0.7, 2.1$  und  $3.5 \text{ cm}$  vorgenommen. Abb. 9.b zeigt die gemessenen Zählraten zusammen mit einer angepassten Kurve der Form

$$a + bd.$$

Die Meßpunkte wurden auf Bremsstrahlungsverluste korrigiert, die 6% bei  $d = 2.1 \text{ cm}$  betragen. Der theoretische Verlauf der Zählrate als Funktion von d stimmt innerhalb der Fehler mit den Messungen überein.

Ein Maß der Interferenz zwischen Bethe-Heitler- und Comptonamplitude ist die Größe  $N_+(\Delta q, m) - N_-(\Delta q, m)$  mit  $\Delta q = p_R \theta_R - p_L \theta_L$ .  $N_+, N_-$  sind die Anzahlen der Ereignisse bei positiver (negativer) Spektrometerpolarität (siehe Abschnitt 6.d.) im betrachteten Intervall der effektiven ( $e^+e^-$ )-Masse m. Für Pionpaare sollte  $N_+(\Delta q, m) - N_-(\Delta q, m)$  bei symmetrischem Spektrometer gleich Null sein. Eine Messung von etwa  $10^4$  Pionpaaren im Bereich von  $610 < m <$

850 MeV/c<sup>2</sup> zeigte, daß die Meßapparatur sich symmetrisch verhält.

Das Verzweigungsverhältnis des Rhomesons für den Zerfall in Elektronpaare beträgt etwa  $6 \times 10^{-5}$ . Aus diesem Grund ist eine starke Unterdrückung von Pionpaaren durch die Meßapparatur notwendig. Der Unterdrückungsfaktor F für Pionen und Myonen wurde berechnet anhand der Gleichung

$$F = \frac{XY10-M10}{AX10} \times \frac{ZW10-M10}{AX10} \times \frac{AX10}{SHOWER} \simeq 4 \times 10^{-7}$$

(hierbei steht XY10 usw. für die Zahl der Ereignisse in dieser Einheit). Die Pionkontamination der Elektronereignisse ist also kleiner als 1%. Bei der Analyse der Daten wurde daher angenommen, daß keine Pionereignisse in M10 und M5 registriert wurden.

## 5. KORREKTUREN DER MESSERGEBNISSE

Die Zählrate sowie die Form des Massenspektrums der registrierten Elektronpaare können nicht direkt mit den theoretischen Voraussagen verglichen werden. Beide müssen zuvor auf systematische Effekte der Meßapparatur korrigiert werden.

Die Elektronpaare werden in Einheiten (M10, M5) von endlicher zeitlicher Auflösung registriert. Unkorrelierte Elektronen in beiden Spektrometerarmen können daher Paare simulieren. Die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen R in M5 kann mittels der in M10 und M5 registrierten Ereignisse berechnet werden. Es ist

$$R = \frac{\tau_5}{\tau_{10} - \tau_5} \cdot (M10 - M5)$$

( $\tau_5, \tau_{10}$  = Auflösung der Einheit M5, M10,

M5, M10 = Zahl der Ereignisse in der Einheit M5, M10),

was die Normierung der vom Massenspektrum abzuziehenden zufälligen Koinzidenzen festsetzt. Die Form der Verteilung wurde durch die Messung von unkorrelierten Elektronen in beiden Spektrometerarmen bestimmt. Das Spektrum, das durch Kombination von Elektron- mit Positronereignissen gewonnen wurde, folgte dem Verlauf der Spektrometerakzeptanz. Der Schwerpunkt der Verteilung war jedoch zu niedrigeren Massen hin verschoben. Als Funktion von ( $p_+ \Theta_+ - p_- \Theta_-$ ) konnte keine Asymmetrie festgestellt werden. Die Messung der Interferenz zwischen den Vektormesonamplituden und der Bethe-Heitler-Amplitude enthält daher keine zufälligen Koinzidenzen, da dieser Anteil in der Differenz  $N_+ - N_-$  eliminiert wird.

Eine weitere Korrektur der experimentellen Zählrate ist für die Targetleerrate des Spektrometers nötig. Wegen der geringen Elektronenzählrate bei großen Spektrometeröffnungswinkeln konnte die Rate ohne Target nicht direkt gemessen werden. Es wurden jedoch die Leerraten für Pionen für alle Spektrometersetzungen, sowie die Leerrate für Elektronen bei  $\theta = 4^\circ$  bestimmt. Eine Abschätzung ergab eine Targetleerrate von 6%. Es wurde angenommen, daß die Verteilung dieser Kontamination dem Verlauf des Ereignisspektrums folgt.

Schließlich wurde auch die Anzahl der effektiven Quanten für jede Messung berichtet. Die folgenden Korrekturen fanden Berücksichtigung:

- 1) Totzeit der Elektronik (1 - 2%)
- 2) Verlust von Photonen im Target (2%)
- 3) Verlust an Ereignissen durch den Gate-Impuls für die Elektronik ( $\approx 0\%$ ).

Etwa 32% der in der Einheit M5 registrierten Elektronereignisse waren nicht analysierbar, d.h.: wenigstens eine Modoskopbank sprach nicht an, oder es sprachen mehr als ein Modoskopzähler in einer Bank an. Um die Massenauflösung der Messungen nicht zu verschlechtern, wurden diese Ereignisse von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Dies wurde beim Vergleich von Ereignisverteilungen mit der Theorie durch einen Skalenfaktor berücksichtigt.

## 6. ANALYSE DER MESSUNGEN

### 6.a. Transport und Einzelarmgrößen

Zur Analyse der gemessenen Ereignisse ist es notwendig, jedem Elektronpaar kinematische Größen zuzuordnen. Hierzu dienen die Hodoskope in den beiden Spektrometerarmen. Zu jedem Ereignis liegt die Information vor, welcher der Zähler in den vier Hodoskopbänken angesprochen hat.

Z.B.:  $TL=n_1$ ,  $TR=n_2$ ,  $QL=i_1$ ,  $QR=i_2$ .

Dem Teilchen im linken Spektrometerarm wird dann  $p_L = \langle p \rangle_{n_1 i_1}$ ,  $\theta_L = \langle \theta \rangle_{n_1 i_1}$  zugewiesen und dem im rechten Arm  $p_R = \langle p \rangle_{n_2 i_2}$ ,  $\theta_R = \langle \theta \rangle_{n_2 i_2}$ ,

$p_{L,R}$  = Impuls des Elektrons (Positrons),

$\theta_{L,R}$  = Winkel des Elektrons (Positrons) gegen die  $\gamma$ -Richtung.

Da keine horizontalen Hodoskope vorliegen, wird angenommen, daß beide Teilchenimpulse in der Horizontalebene liegen. Aus der Kenntnis von  $p_L, p_R, \theta_L, \theta_R$  läßt sich dann die effektive Masse des Elektronpaares berechnen.  $\langle p \rangle_{n,k}$  beziehungsweise  $\langle \theta \rangle_{n,k}$  sind gegeben durch

$$\langle p \rangle_{n,k} = \frac{\int_V \delta_{mn} \delta_{ik} p dp d\Omega}{\int_V \delta_{mn} \delta_{ik} dp d\Omega},$$

$$\langle \theta \rangle_{n,k} = \frac{\int_V \delta_{mn} \delta_{ik} \theta dp d\Omega}{\int_V \delta_{mn} \delta_{ik} dp d\Omega},$$

dem Mittel von  $p$  bzw.  $\theta$  über die Akzeptanz einer Hodoskopkombination.

$V$  ist das Gebiet aus dem dreidimensionalen Impulsraum, das vom Spektrometer akzeptiert wird.  $m$  ist die Nummer des T Hodoskopes,  $i$  die des Q Hodoskopes, das zu einem Ereignis mit dem Impuls  $\vec{p}$  gehört. Der Wert dieser Integrale wurde mit einem Monte Carlo-Verfahren berechnet. Zu diesem Zweck wurden Teilchen mit einer isotropen Impulsverteilung gleichmäßig über die Targetdicke und über den Querschnitt des  $\gamma$ -Strahles erzeugt. Im folgenden wurden die Laborkoordinaten ( $z$  in  $\gamma$ -Richtung,  $x$  in der horizontalen,  $y$  in der vertikalen Richtung) in die Spektrometerkoordinaten transformiert ( $y$  in Richtung der Sollbahn,  $x$  in der horizontalen Ebene,  $z$  in vertikaler Richtung). Die Sollbahn bezeichnet diejenige Trajektorie, die ein Teilchen mit dem Impuls  $p = p_0$ , dem Öffnungswinkel  $\theta = \theta_0$  gegen die  $\gamma$ -Richtung und  $\phi = 0$

durchläuft. Die Monte Carlo-Ereignisse wurden dann einem Transport entlang der Sollbahn durch die verschiedenen Spektrometerelemente unterworfen. Die Magnettransportgleichungen enthielten alle linearen, bilinearen und quadratischen Terme in  $x, x', y, y', \delta p/p$ , die nicht aus Symmetriegründen verschwinden (38) und Terme bis zur 4. Ordnung in  $(\delta p/p)/(1 + \delta p/p)$ . Die Koeffizienten sind das Ergebnis einer Anpassung an 100 Teilchentrajektorien, die mittels numerischer Integration aus den gemessenen Feldpunkten gewonnen wurden (19).  $x', z'$  sind hierbei Steigungen der Teilchentrajektorie gegen die Sollbahn in der horizontalen und der vertikalen Ebene.

An allen Orten, an denen die Teilchenbahn Materie durchsetzte (im Target, in den Triggerzählern, den Hodoskopen und den Čerenkovzählern) wurde der Einfluß von Vielfachstreuung berücksichtigt. Der mittlere Winkel der Vielfachstreuung ist

$$\langle \Theta^2 \rangle^{1/2} = \frac{21 \text{ MeV}}{p \cdot v} \sqrt{\frac{x}{x_0}} (1 - \epsilon) .$$

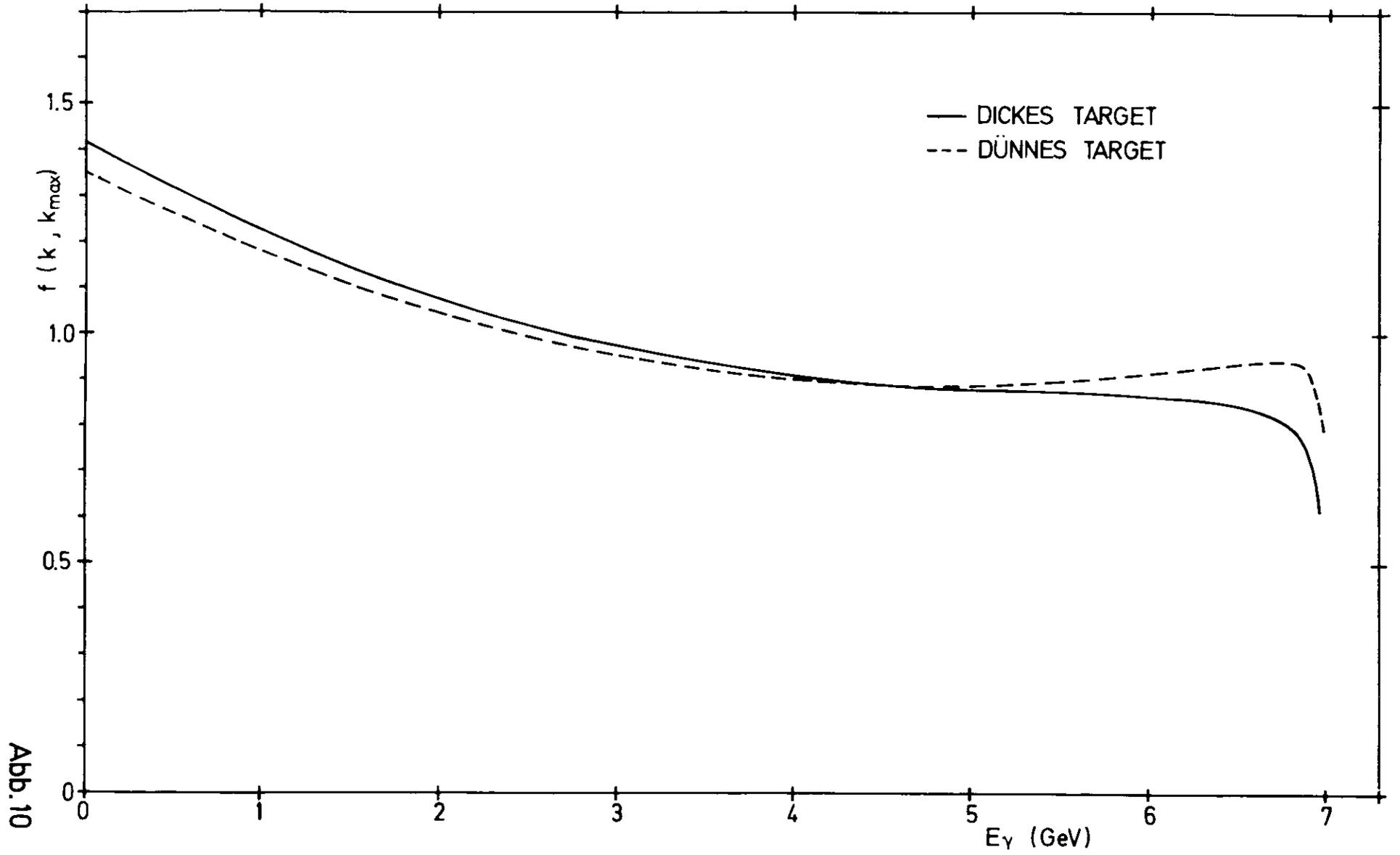
$p$  ist der Impuls (in MeV/c) und  $v$  die Geschwindigkeit des Teilchens,  $x/x_0$  ist die Dicke der durchlaufenden Materie in Strahlungslängen. Die von  $v$  und der Ordnungszahl  $Z$  der streuenden Materie abhängende Korrekturgröße  $\epsilon$  wurde (39) entnommen. Als Verteilungsfunktion wurde eine Gauss-Verteilung angenommen.

Da die Akzeptanz des Spektrometers nur durch die Triggerzähler bestimmt wird, wird während der Monte-Carlo-Integration überprüft, ob das Teilchen alle drei Zähler durchläuft. Ist dies der Fall, so werden die kinematischen Größen des Ereignisses zusammen mit der Hodoskopkombination  $(n, k)$  auf Magnetband gespeichert. Die Einzelarmgrößen  $\langle p \rangle_{nk}, \langle \Theta \rangle_{nk}$  wurden dann durch Mittelung von  $p$  und  $\Theta$  für jede der Kombinationen gewonnen.

#### 6.b. Photonspektrum

Für die Berechnung von Zählraten ist Kenntnis der Energieverteilung der am Maschinentarget erzeugten Photonen notwendig. Der Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt für Elektronen der Energie  $k_0$  kann nach (40,41) geschrieben werden als

$$d\sigma_B = Z r_0^2 \alpha \frac{dk}{k} \left\{ (1 + \epsilon^2) \left[ \Phi_1(\gamma) - \frac{4}{3} \ln Z - 4 f(Z) \right] - \frac{2}{3} \epsilon \left[ \Phi_2(\gamma) - \frac{4}{3} \ln Z - 4 f(Z) \right] \right\}$$



$Z$  = Kernladungszahl des Targets (74)

$r_0$  =  $2.82 \cdot 10^{-13}$  cm (Klassischer Elektronenradius)

$k$  = Energie des emittierten Photons

$\varepsilon$  =  $(K_0 - k) / K_0$

$$f(Z) = (Z\alpha)^2 \left\{ \frac{1}{1 + (Z\alpha)^2} + 0.20206 - 0.0369 (Z\alpha)^2 + 0.0083 (Z\alpha)^4 + \dots \right\}$$

$$\gamma = \frac{100k}{K_0 (K_0 - k) Z^{1/3}}$$

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1(\gamma) &= 20.867 - 4.409 \gamma + 1.156 \gamma^2 \\ \Phi_2(\gamma) &= 20.209 - 2.625 \gamma + 0.159 \gamma^2 \end{aligned} \right\} \text{ für } \gamma \leq 0.735$$

$$\Phi_1(\gamma) = \Phi_2(\gamma) = 19.80 - 4.184 \ln(\gamma + 0.695) \text{ für } \gamma > 0.735$$

Dies ist jedoch nur gültig für ein dünnes Target. Für den realen Fall eines dicken Targets müssen folgende Korrekturen angebracht werden (42):

- 1) Die Energieverteilung der Elektronen ändert sich beim Durchgang durch das Target,
- 2) die Elektronen erleiden im Target Vielfachstreuung,
- 3) die resultierende Emissionswinkelverteilung der Photonen muß über die endliche Kollimatoröffnung integriert werden.

Zur Berechnung der Korrekturfunktion  $a_T(k, K_0)$  für den Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt  $d\sigma_B^1$  am Maschinentarget von 14% Strahlungslänge wurde eine kreisförmige Kollimatoröffnung vom Radius 6.8 mm im Abstand von 12 m angenommen. Es gilt dann

$$d\sigma_B^1 = d\sigma_B a_T(k, K_0)$$

und die Energieverteilung der Photonen ist

$$f(k, K_0) = K_0 \frac{\frac{d\sigma_B^1}{dk} k}{\int_0^{K_0} \frac{d\sigma_B^1}{dk} k dk}, \quad G(k) = \frac{f(k, K_0)}{k}$$

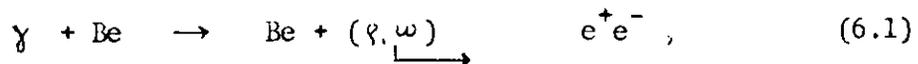
Abb. 10 zeigt die Funktion  $f(k, K_0)$  für ein dünnes Target und die korrigierte Funktion.

Die Korrekturfunktion  $a_T(k, K_0)$  wurde ebenfalls berechnet für einen quadratischen Kollimator von  $12 \times 12$  mm<sup>2</sup> und eine endliche Breite des auf das Target fallenden Elektronenstrahls. Hierbei wurde eine Gaussverteilung der Elektronen von  $4\sigma = 17.5$  mm angenommen. Die Änderung in der Energieverteilung war kleiner als 0.5%.

### 6.c. Berechnung der theoretischen Zählraten

Die Berechnung von Zählraten wird durch Integration des theoretischen Wirkungsquerschnitts über die Akzeptanz des Doppelarmspektrometers vorgenommen. Wie bei der Ermittlung der Einzelarmgrößen fanden daher Monte-Carlo-Verfahren Anwendung. Da Wirkungsquerschnitte für Paarerzeugung jedoch von den Impulsen beider erzeugten Teilchen abhängen, muß über die Akzeptanz beider Spektrometerarme integriert werden.

Ist  $\frac{d\sigma}{d\Omega dm}$  ( $m, p, t$ ) der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion



so erhält man die Gesamtzahl der gemäß (6.1) produzierten Elektronpaare

$$N = N_T \cdot N_Q \int_V \frac{d\sigma}{d\Omega dm} d\Omega dm W^* d\Omega^* G(k) dk, \quad (6.2)$$

$N_T$  = Anzahl der Targetatome / Flächeneinheit,

$N_Q \frac{f(k, k_{max})}{k} dk$  = Anzahl der Photonen der Energie zwischen  $k$  und  $k + dk$ ,

$W^*$  = Zerfallswinkelverteilung des  $e^+$  im Schwerpunktsystem der Resonanz,

$V$  = Bereich im  $\Omega, k, \Omega^*, m$  -Raum, der akzeptiert wird.

Für die Ausführung dieser Integration wurden aus rechentechnischen Gründen 2 Methoden benutzt. Sie unterscheiden sich in der Wahl der kinematischen Variablen des Elektronpaares, sind jedoch für ein dünnes Target mathematisch äquivalent. In jedem Fall wurden die Koordinaten des Erzeugungspunktes mit gleicher Wahrscheinlichkeit über das Wechselwirkungsvolumen des Targets gewählt.

1. Bei der ersten Integrationsmethode wurden einem Zweiteilchensystem folgende Größen mit isotroper Wahrscheinlichkeit zugeordnet:  $m$ , die effektive Masse des Paares,  $p$  dessen Impuls,  $\cos \theta$  und  $\phi$ , die Erzeugungswinkel des Paares und  $\cos \theta^*$  und  $\phi^*$ , die Winkel des Positrons im Ruhesystem des Paares. Das Integrationsintervall  $\Delta p \times \Delta \Omega \times \Delta m \times \Delta \Omega^*$  wurde so groß gewählt, daß es den gesamten vom Spektrometer akzeptierten Bereich einschloß. Das Elektron und das Positron wurden dann unabhängig voneinander dem Spektrometertransport unterworfen. Trafen beide Teilchen alle drei Triggerzähler, so wurde das Paar akzeptiert und dessen kinematischen Größen zusammen mit den

vier Hodoskopzählern auf Magnetband gespeichert. In jedem anderen Fall wurde das Monte-Carlo-Ereignis verworfen und ein neues Paar erzeugt.

2. Im zweiten Verfahren wurde zunächst der Impuls  $p_+$  und die Erzeugungswinkel  $\cos \Theta_+$ ,  $\Phi_+$  des Positrons mit gleicher Wahrscheinlichkeit in dem Intervall  $\Delta p_+ \times \Delta \Omega_+$  erzeugt. Wurde das Positron durch das Spektrometer akzeptiert, so wurden Elektronen vom gleichen Targetpunkt aus erzeugt mit Impulsen und Winkeln  $p_-$ ,  $\cos \Theta_-$ ,  $\Phi_-$  aus dem Intervall  $\Delta p_- \times \Delta \Omega_- = \Delta p_+ \times \Delta \Omega_+$ , bis ein Elektron akzeptiert wurde. Verfehlte das Positron einen der Triggerzähler, so wurde ein neuer Wechselwirkungspunkt im Target und ein neues Positron erzeugt. Erfolgreiche Elektron-Positron-Paare wurden wie in 1) auf Magnetband gespeichert.

Der Teil des Integrationsprogrammes, der für den Spektrometertransport verantwortlich war, war bis auf eine Ausnahme identisch mit dem in Abschnitt a) beschriebenen. Um die gemessene Zählrate als Funktion der Masse mit der Theorie vergleichen zu können, mußte die Möglichkeit betrachtet werden, daß die Elektronen im Target Energie durch Bremsstrahlung abgeben. Die Wahrscheinlichkeit eines Elektrons der Energie  $E_0$ , die Energie  $E_0 - E$  zu verlieren, beträgt (43):

$$P(E_0, E, x) = \frac{1}{E_0} \left\{ \ln \frac{E_0}{E} \right\}^{\left( \frac{x}{l_n^2} - 1 \right)} \frac{1}{\Gamma\left(\frac{x}{l_n^2}\right)} \quad (6.3)$$

$x$  = Dicke des Materials in Strahlungslängen,  $\Gamma(z)$  = Gammafunktion.

Der Effekt von Bremsstrahlung im Target bestand in einer Verringerung der beobachteten Masse der Ereignisse, was besonders im Falle von Resonanzen geringer Breite, wie des  $\omega$ -Mesons, wichtig ist. Bremsverluste in den Triggerzählern usw. spielten keine Rolle. Diese Elemente lagen hinter den Feldern der Magnete. Ein Energieverlust kann hier nicht mehr zu einer Richtungsänderung der Teilchenbahn aufgrund der Lorentzkraft führen.

Die Integration über die Photonenergie  $k$  läßt sich umwandeln in eine Integration über den Impuls des Paares  $p$ .

$$N = N_T N_Q \int_v \frac{d\sigma}{d\Omega dm} d\Omega dm W^* d\Omega^* G(k) \frac{\partial k}{\partial p} dp$$

Im Grenzwert unendlich vieler Monte-Carlo-Versuche wird die Zählrate dann im Integrationsverfahren <sup>1)</sup>

$$N = N_T N_Q \frac{\Delta m \Delta p \Delta \Omega \Delta \Omega^*}{T} \sum_{i=1}^S w_i .$$

Hierbei ist T = Anzahl der Monte-Carlo-Versuche

S = Anzahl der akzeptierten Paare

$$w_i = \frac{d\sigma}{d\Omega dm} W^* G(k) \frac{\partial k}{\partial p} \quad \text{für das } i\text{-te akzeptierte Paar.}$$

Mit dem Verfahren 2) wird

$$N = N_T N_Q \frac{\Delta p_+ \Delta \Omega_+ \Delta p_- \Delta \Omega_-}{T_P T_M} S \sum_{i=1}^S w_i$$

(6.4) mit

$T_P$  = Anzahl der Monte-Carlo-Versuche für Positronen

$T_M$  = Anzahl der Monte-Carlo-Versuche für Elektronen

S = Anzahl der akzeptierten Paare

$$w_i = \frac{d\sigma}{dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_-} G(k) \quad (6.5) \quad \text{des } i\text{-ten akzeptierten Paares.}$$

(6.5) ist jedoch nur richtig, falls, wie bei einem dünnen Be-Target, die Akzeptanz keine Funktion des Erzeugungsortes des Paares ist.

Beide Verfahren der Integration sind Äquivalente und können mit der Funktionaldeterminante (23)

$$\frac{\partial(p_+ \Omega_+ p_- \Omega_-)}{\partial(m \Omega^* p \Omega)} = \frac{E_+ E_- p^* p^2}{p_+^2 p_-^2 E} \cong \frac{m p^2}{2 E_+ E_- E}$$

ineinander überführt werden ( $E_+$ ,  $E_-$  = Energie des Positrons (Elektrons) im Laborsystem,  $p^*$  = Impuls des Positrons (Elektrons) im Ruhesystem des Paares,  $E$  = Energie des Paares).

Der relative statistische Fehler der Methode 1) ist

$$\frac{\Delta N}{N} = \left\{ \frac{1}{S-1} \left[ \frac{S \sum w_i^2}{(\sum w_i)^2} - \frac{1}{S} \right] - \frac{1}{T} \right\}^{1/2} \cong \left\{ \frac{\sum w_i^2}{(\sum w_i)^2} \right\}^{1/2}$$

und für 2)

$$\frac{\Delta N}{N} = \left\{ \frac{1}{S-1} \left[ \frac{S \sum w_i^2}{(\sum w_i)^2} + 1 - \frac{2}{S} \right] - \frac{1}{T_P} - \frac{1}{T_M} \right\}^{1/2} \cong \left\{ \frac{\sum w_i^2}{(\sum w_i)^2} + \frac{1}{S} \right\}^{1/2}$$

#### 6.d. Methoden der Anpassung

Bei der Analyse der gemessenen Daten bestand die Aufgabe, die im theoretischen Wirkungsquerschnitt fuer  $e^+e^-$  Erzeugung freien Parameter  $\varphi$ ,  $R \gamma_1^2 / \gamma_2^2$ ,  $\varphi_{w\varphi}$  an das Ereignisspektrum anzupassen. Hierzu diente das allgemeine Fitprogramm

MINUIT (44), das es gestattet, eine Funktion mehrerer Parameter zu minimalisieren.

Die totale Produktionsamplitude für Elektronpaare ist gemäß Abschnitt 2

$$A = A_{BH}^+ + A_{\varrho}^- + A_{\omega}^- + A_{2\gamma}^- + A_x$$

$A_{BH}$  = Elastische Bethe-Heitler-Amplitude

$A_{\varrho}, A_{\omega}$  = Kohärente  $\varrho, \omega$ -Erzeugung

$A_{2\gamma}$  = Beiträge von Graphen mit Austausch zweier Photonen am Vertex des Kernes

$A_x$  = Inelastische QED-Beiträge, inkohärente ( $\varrho, \omega$ )-Erzeugung, OPE-Beiträge (keine Interferenz mit den übrigen).

Unter Vernachlässigung kleiner Größen ergibt sich hieraus:

$$|A|^2 = |A_{BH}^+|^2 + |A_{\varrho}^- + A_{\omega}^-|^2 + |A_x|^2 + 2 \operatorname{Re} \left\{ \overline{A_{BH}^+} (A_{\varrho}^- + A_{\omega}^-) \right\} + 2 \operatorname{Re} \left\{ \overline{A_{BH}^+} A_{2\gamma}^- \right\}$$

Sowohl  $2 \operatorname{Re} \left\{ \overline{A_{BH}^+} (A_{\varrho}^- + A_{\omega}^-) \right\}$  als auch  $2 \operatorname{Re} \left\{ \overline{A_{BH}^+} A_{2\gamma}^- \right\}$  bestehen aus dem Produkt zweier Amplituden, von denen die eine eine gerade, die andere eine ungerade Zahl von Photonlinien am Elektronpaar besitzt und sind daher ungerade unter C. Trägt man daher den gesamten Wirkungsquerschnitt als Funktion einer Variablen auf, die bei Vertauschen von  $e^+$  mit  $e^-$  ihr Vorzeichen ändert, so liefern diese Terme einen antisymmetrischen Beitrag, während der Beitrag der übrigen symmetrisch ist. Als Variable wurde  $\tilde{q}' = q'_+ - q'_- = p'_+ \theta'_+ - p'_- \theta'_-$  gewählt (der Strich soll andeuten, daß für alle Einträge in das Histogramm Einzelarmgrößen verwendet wurden). Als zweite Variable diente die Masse  $m'$  des Elektronpaares. Da etwa die Hälfte der Daten bei positiver Spektrometerpolarität (d.h.:  $e^+$  im rechten Spektrometerarm) gemessen wurde, die andere Hälfte bei negativer Polarität, gibt es eine einfache Möglichkeit, den asymmetrischen Anteil des Wirkungsquerschnitts zu isolieren. Es ist für ein Intervall  $\Delta \tilde{q}' \times \Delta m'$ :

$$N^+(q'_R - q'_L) = N_S^+(q'_R - q'_L) + N_A^+(q'_R - q'_L) = N_S^+(q'_+ - q'_-) + N_A^+(q'_+ - q'_-)$$

$$N^-(q'_R - q'_L) = N_S^-(q'_R - q'_L) + N_A^-(q'_R - q'_L) = N_S^-(q'_+ - q'_-) - N_A^-(q'_+ - q'_-)$$

$N^+$ ,  $N^-$  = Gesamte Anzahl der Ereignisse bei positiver (negativer) Spektrometerpolarität

$q'_R, q'_L$  = im rechten (linken) Arm gemessenes  $q$

$q'_+, q'_-$  =  $q$  des Positrons (Elektrons)

$N_S$  = Beitrag von  $|A_{BH}^+|^2 + |A_{\varrho}^- + A_{\omega}^-|^2 + |A_x|^2$

$N_A$  = Beitrag von  $2 \operatorname{Re} \left\{ \overline{A_{BH}^+} (A_{\varrho}^- + A_{\omega}^- + A_{2\delta}^-) \right\}$

Ist  $Q_+$  die Anzahl der effektiven Quanten bei positiver,  $Q_-$  bei negativer Polarität, so gilt

$$N_S^+ = \frac{Q_+}{Q_-} N_S^-, \quad N_A^+ = \frac{Q_+}{Q_-} N_A^-$$

und man erhält nach Multiplikation der unteren Gleichung von (6.6) mit  $Q_+/Q_-$  und Subtraktion von der oberen, da  $N_A(q_- - q_+) = -N_A(q_+ - q_-)$  ist:

$$\alpha_+ N^+(q'_R - q'_L) - \alpha_- N^-(q'_R - q'_L) = Q \pi_A (q'_+ - q'_-) \quad (6.7)$$

mit  $Q = Q_+ + Q_-$ ,  $\alpha_+ = \frac{Q}{2Q_+}$ ,  $\alpha_- = \frac{Q}{2Q_-}$ ,  $\pi_A = N_A^+(q'_+ - q'_-)/Q_+ = N_A^-(q'_+ - q'_-)/Q_-$

Den symmetrischen Anteil von  $|A|^2$  erhält man durch Addition von  $N^+$  und  $N^-$ . Hierbei wird über alle Intervalle  $\Delta \tilde{q}'$  summiert. Für ein Intervall  $\Delta m'$  gilt dann

$$\sum (N^+(q'_R - q'_L) + N^-(q'_R - q'_L)) = \sum (N_S^+(q'_+ - q'_-) + N_S^-(q'_+ - q'_-)),$$

wobei die Summe sich über alle Intervalle von  $q'_R - q'_L$  bzw.  $q'_+ - q'_-$  erstreckt. Dies ist immer bei vollständiger Symmetrie beider Spektrometerarme erfüllt. Die Messung der Daten mit unterschiedlicher Spektrometerpolarität bewirkt hier nur eine Minimalisierung eventuell vorhandener Asymmetrien der Meßapparatur.

#### 6.d.1. Anpassung der Omega-Rho-Interferenz

Die Voraussage zeigt für den Fall einer  $\varrho, \omega$ -Interferenz eine starke Struktur in der Umgebung der  $\omega$ -Masse. Es wurden daher die gemessenen Ereignisse aller Spektrometereinstellungen als Funktion der Masse in einem Histogramm von 5 MeV Schrittweite aufgetragen. Die Masse wurde den Ereignissen aufgrund ihrer Hodoskopkombinationen unter Verwendung der Einzelarmgrößen  $\langle \rho \rangle_{nk}$ ,  $\langle G \rangle_{nk}$  zugewiesen. Die Berechnung der theoretischen Anzahlen wurde mit den auf Magnetband gespeicherten Monte-Carlo-Ereignissen vorgenommen. Es wurde dabei über alle Beiträge zum Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^-$  Erzeugung in allen Spektrometer-

setzungen integriert. Hierzu wurden die wahren, d.h. erzeugten kinematischen Größen der Monte-Carlo-Ereignisse verwendet. Um jedoch den gleichen Einfluß von Bremsstrahlung und Vielfachstreuung auf die Massenzuordnung wie im Experiment zu gewährleisten, wurden für den Eintritt in das theoretische Massenhistogramm ebenfalls Einzelarmgrößen verwendet. Die theoretische Anzahl von Ereignissen enthielt Beiträge der folgenden Prozesse:

- 1) Elektronpaarerzeugung gemäß Quantenelektrodynamik.  
Der Beitrag für inelastische Prozesse wurde nach DRELL und SCHWARTZ (23) berechnet.
- 2) Diffraktive Erzeugung von  $\gamma^0$  und  $\omega$ . Der inkohärente Anteil wurde nach TREFIL (32) berechnet.
- 3) Beiträge von  $\gamma + \text{Be} \rightarrow \omega + \Delta(1236) + \pi$  via OPE.

Hierzu addiert wurde das Massen-Spektrum von zufälligen Koinzidenzen. Es wurde gewonnen durch Kombination von gemessenen Einzelarmelektronhodoskop-Verteilungen und wurde für jede Spektrometersetzung auf die bekannte Anzahl der Zufallskoinzidenzen normiert. Der gesamte Ausdruck für die theoretische Berechnung der Ereigniszahlen für das Massenhistogramm lautete

$$N_{th}(m'_0, m'_0 + \Delta m') = N_T \sum_i S_i \left\{ R_i(m'_0, m'_0 + \Delta m') + N_Q \left[ \int \frac{d\sigma_{BH}}{dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_-} \chi(m') dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_- + \int \frac{d\sigma_{e,tot}}{d\Omega dp dm d\Omega^*} \chi(m') d\Omega dm d\Omega^* \frac{\partial k}{\partial p} dp \right] \right\}$$

mit  $d\sigma_{BH}$  aus (2.1) und  $d\sigma_{e,tot}$  aus (2.5).

$N_{th}(m'_0, m'_0 + \Delta m')$  : theoretische Anzahl in dem auf Grund der Einzelarmgrößen berechneten Massenintervall  $(m'_0, m'_0 + \Delta m')$ .

$i$  : zu summieren ist über die verschiedenen Spektrometersetzungen.

$R_i(m'_0, m'_0 + \Delta m')$  : Anzahl der zufälligen Koinzidenzen in  $(m'_0, m'_0 + \Delta m')$ .

$R_i$  summiert (für festes  $i$ ) über alle  $m'$ -Intervalle ergibt  $M5_i - M10_i$ , die Gesamtzahl der gemessenen zufälligen Koinzidenzen der Spektrometersetzung  $i$ .

$\chi(m')$  ist = 1 wenn  $m'$ , die mit Einzelarmgrößen berechnete Masse, in  $(m'_0, m'_0 + \Delta m')$  liegt, sonst = 0.

$S_i = \frac{M5_i^P}{M5} (1 + t_i/100)$  : Skalenfaktor, der das Verhältnis von analysierbaren Ereignissen  $M5_i^P$  zu gesamten Ereignissen  $M5_i$  und die Korrektur für die Targetleerrate enthält ( $t_i$  = Leerrate in %).

Ist  $N_i^{th}$  die theoretische Anzahl von Ereignissen in  $(m_i^i, m_i^i + \Delta m^i)$ ,  $N_i$  die gemessene Zahl, so gibt, unter Verwendung von Poisson-Statistik,

$$P_i(\lambda) = \frac{N_i^{th}(\lambda)^{N_i}}{N_i!} \exp \left\{ -N_i^{th}(\lambda) \right\}$$

die Wahrscheinlichkeit an, daß  $N_i$  Ereignisse auftraten, während  $N_i^{th}$  erwartet wurden ( $\lambda$  = Satz der anzupassenden Parameter). Die Likelihood-Funktion  $\mathcal{L}(\lambda)$  wurde dann gebildet als Produkt der Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Massenintervalle (45),

$$\mathcal{L}(\lambda) = \prod_{i=1}^N P_i(\lambda)$$

und  $-\ln(\mathcal{L})$  durch das Programm MINUIT minimalisiert. Als Parameter für die Anpassung dienten  $R \gamma_s^2 / \gamma_\omega^2$  und  $\psi_{\omega\gamma}$  im Comptonquerschnitt (2.3). Als Breite des Rhomesons im Rho-Propagator wurde der von J.D. JACKSON (28) vorgeschlagene Ausdruck

$$\Gamma_\rho(m) = \Gamma_\rho \left[ \frac{m^2 - 4m_\pi^2}{m_\rho^2 - 4m_\pi^2} \right]^{3/2} \frac{m_\rho}{m}$$

verwendet.

### 6.d.2. Anpassung der Compton-Bethe-Heitler-Interferenz

Die in Gleichung 6.7 gebildete Differenz  $\alpha_+ N_+ - \alpha_- N_-$  ist proportional zur Gesamtzahl der effektiven Quanten und, da der Beitrag von  $2 \operatorname{Re}(A_{BH}^+ A_{2\gamma}^-)$  relativ klein ist, proportional zu

$$G_E e^{at/2} (C \times B)^{1/2}$$

$G_E$  = Elektrischer Formfaktor von Beryllium ,

$C e^{at} = \frac{1}{\pi} \frac{dG}{dE} (\gamma \text{Be} \rightarrow \text{Be } \rho^0)$  für kohärente Rho-Erzeugung ,

$B$  = Verzweigungsverhältnis für  $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ .

Der Quotient  $G \cdot n_A (q_+^i - q_-^i) / \sqrt{N_C \cdot N_{BH}}$

wobei  $N_C$  die Anzahl der in  $\Delta m^i$  kohärent erzeugten  $(\rho, \omega)$ -Ereignisse

und  $N_{BH}$  die Anzahl der elastischen Bethe-Heitler-Ereignisse darstellt, ist daher unabhängig von der Anzahl der Gammaquanten und der Normierung des Comptonwirkungsquerschnittes.

Aus diesem Grund wurde die theoretische Anzahl von Interferenzereignissen im Intervall  $\Delta \tilde{q}' \times \Delta m'$

$$N_i(\Delta \tilde{q}', \Delta m') = N_T \sum_i N_Q^i \int \left\{ \frac{d\sigma_i}{dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_-} + \epsilon(\Delta \tilde{q}', \Delta m') \right\} \times \mathcal{R}(\Delta \tilde{q}') \mathcal{R}(\Delta m') dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_- \quad (6.8)$$

dividiert durch  $[N_c(\Delta m') \cdot N_{BH}(\Delta m')]^{1/2}$ , wobei

$$N_c(\Delta m') = N_T \sum_i N_Q^i \int \frac{d\sigma_c}{dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_-} \mathcal{R}(\Delta m') dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_- \quad (6.9)$$

die Anzahl der kohärenten  $\varphi, \omega$  Ereignisse in  $\Delta m'$  ist und

$$N_{BH} = N_T \sum_i N_Q^i \int \frac{d\sigma_{BH}}{dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_-} \mathcal{R}(\Delta m') dp_+ d\Omega_+ dp_- d\Omega_- \quad (6.10)$$

die theoretische Anzahl von elastischen Bethe-Heitler-Ereignissen. Die Summation erstreckt sich wieder über alle Spektrometersetzungen.  $d\sigma_c$  ist der Wirkungsquerschnitt der Interferenz zwischen Compton- und Bethe-Heitler-Amplitude ( $\sim 2 \operatorname{Re}(A_{BH}^+ (A_{\varphi}^- + A_{\omega}^-))$ ), während  $\epsilon(\Delta \tilde{q}', \Delta m')$  den Beitrag von  $2 \operatorname{Re}(A_{BH}^+ A_{2\gamma}^-)$  bezeichnet. Der theoretische Ausdruck wurde verglichen mit

$$\frac{\sum_i (\alpha_i^+ N_i^+ - \alpha_i^- N_i^-) g_i}{\sqrt{\left\{ \sum_i (N_E^i - R_i) t_i - N_{BH} - N_x \right\} N_{BH}}} \quad (6.11)$$

$$g_i = \frac{M S_i}{M S_i^p (1 + t_i^A/100)} \quad , \quad t_i^A = \text{Targetleerrate für Interferenzereignisse in \%}$$

$$t_i = \frac{M S_i}{M S_i^p (1 + t_i/100)} \quad , \quad t_i = \text{Targetleerrate in \%}$$

$N_E^i$  = Anzahl der experimentellen Ereignisse in  $\Delta m'$ ,

$R_i$  = zufällige Koinzidenzen in  $\Delta m'$ ,

$N_x$  = theoretischer Beitrag von  $|A_x|^2$ ,

$N_{BH}$  = wie oben.

Die Intervallbreite für die Paarmasse  $\Delta m'$  war  $30 \text{ MeV}/c^2$ , für  $\Delta \tilde{q}'$ :  $10 \text{ MeV} \cdot \text{rad}/c^2$ . Als freier Parameter war hier nur  $\varphi + \pi/2$ , der Phasenwinkel zwischen der Rho- und der Bethe-Heitler-Amplitude, vorhanden. Für  $R \gamma_{\varphi}^2 / \gamma_{\omega}^2$  und  $\varphi_{\omega\varphi}$  wurden die Werte von der Anpassung für den symmetrischen Fall (Abschnitt 6.d.1.) eingesetzt. Als Funktion, die durch geeignete Wahl von  $\varphi$  minimalisiert wurde, diente eine Chiquadratfunktion. Der statistische Fehler

von (6.11) ist unter Vernachlässigung von  $\Delta N_E^i$ :

$$\frac{\left[ \sum_i g_i^2 (\alpha_i^{i2} N_i^+ + \alpha_i^{i2} N_i^-) \right]^{1/2}}{\left[ \sum_i ((N_E^i - R_i) t_i - N_{BH} - N_x) N_{BH} \right]^{1/2}}$$

### 6.e. Berechnung des Massenspektrums

Die erwartete Zählrate in einem Massenintervall  $(m^i, m^i + \Delta m^i)$  kann für kohärente  $(\gamma, \omega)$ -Erzeugung durch Integration über die Spektrometerakzeptanz gewonnen werden

$$N_C^i(\Delta m^i) = N_T N_Q^i \int_{V_i} \frac{d\sigma_c}{d\Omega dm} \mathcal{K}(\Delta m^i) d\Omega dm W^* d\Omega^* \frac{\partial k}{\partial p} dp$$

Hierbei ist  $i$  die Spektrometersetzung und

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_c}{d\Omega dm} &= C B e^{at} p^2 Y(m) G(k), \quad B = \Gamma_{\gamma \rightarrow e^+e^-} / \Gamma_{\gamma, \text{tot}}, \\ Y(m) &= 2m \frac{1}{\sqrt{1}} m_\gamma \Gamma_{\gamma, \text{tot}} \left(\frac{m_\gamma}{m}\right)^2 \left| D_\gamma(m) + \frac{m_\omega \gamma_\gamma^2}{m_\gamma^2 \gamma_\omega^2} D_\omega(m) \text{Re} e^{i\psi_{\omega\gamma}} \right|^2 \\ &= 2m R(m) \text{ ("Massenspektrum")}. \end{aligned}$$

Definiert man als Massenakzeptanz das Integral (46)

$$A_i(\Delta m^i) = N_T \int_{V_i} C B e^{at} p^2 \mathcal{K}(\Delta m^i) d\Omega dm W^* d\Omega^* G(k) \frac{\partial k}{\partial p} dp,$$

so sollte das über  $(m^i, m^i + \Delta m^i)$  gemittelte  $2mR(m)$

$$\langle 2mR(m) \rangle_{i(\Delta m^i)} = \frac{N_C^i(\Delta m^i)}{N_Q^i A_i(\Delta m^i)}$$

nicht mehr von der Akzeptanz des Spektrometers abhängen.

Die experimentelle Anzahl  $N_C^i(\Delta m^i)$  erhält man aus der Gesamtzahl von Ereignissen  $N_E^i(\Delta m^i)$  nach Abziehen der zufälligen Koinzidenzen  $R^i(\Delta m^i)$  und der berechneten Bethe-Heitler-Ereignisse  $N_{BH}^i(\Delta m^i)$  und der Ereignisse, die via OPE oder inkohärent erzeugt wurden,  $N_x^i(\Delta m^i)$ ,

$$N_C^i(\Delta m^i) = \frac{1}{1 + t_i/100} \left\{ N_E^i(\Delta m^i) \frac{M_{S_i}}{M_{S_P}} - R^i(\Delta m^i) \right\} - N_{BH}^i(\Delta m^i) - N_x^i(\Delta m^i)$$

Trugen mehrere Spektrometersetzungen zum gleichen Massenintervall bei, so wurde das statistisch gewichtete Mittel gebildet

$$\langle 2mR(m) \rangle_{(\Delta m')} = \frac{\sum_i N_C^i(\Delta m')}{\sum_i N_Q^i A'(\Delta m')}$$

Die Akzeptanz eines Massenintervalls ist, wenn man von dem langsam variierenden Integranden absieht, proportional zu der Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse, die vom Spektrometer akzeptiert werden und in das Massenintervall  $\Delta m'$  fallen, dividiert durch die Anzahl der Monte-Carlo-Versuche. Die relative Häufigkeit, daß ein Ereignis der effektiven Masse  $m$  in das Intervall  $(m', m' + \Delta m')$  fällt, ist proportional der Wahrscheinlichkeit, daß die wahre Masse  $m$  in  $(m', m' + \Delta m')$  identifiziert wird, multipliziert mit der relativen Häufigkeit, daß die Masse  $m$  erzeugt wird. Dem ersten Effekt wird im Integrationsprogramm im Spektrometertransport Rechnung getragen, die invariante Masse der Paare wurde jedoch uniform erzeugt. Die Häufigkeit, mit der die Masse  $m$  gegenüber  $m'$  auftritt, ist

$$\delta(m, m') = \frac{2mR(m)}{2m'R(m')} .$$

Mit der Massenakzeptanz

$$\tilde{A}_i(\Delta m') = N_T \int_{V_i} C B e^{at} p^2 \mathcal{H}(\Delta m') \delta(m, m') d\Omega dm W^* d\Omega^* G(k) \frac{\partial k}{\partial p} dp$$

wird die Form des Massenspektrums berücksichtigt und die Einflüsse von Vielfachstreuung, Bremsstrahlung und endlicher Hodoskopgröße auf die Messung ausgeglichen. Die so gewonnenen Messpunkte hängen dann jedoch vom theoretischen Verlauf von  $2mR(m)$  ab, d.h.: zur Entfaltung des mit endlicher Massenauflösung gemessenen Spektrums benötigt man die Kenntnis der zugrundeliegenden theoretischen Verteilung.

## 7. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

### 7.a. Analyse der Rho-Omega-Interferenz

Abb. 11 zeigt die Ereignisse als Funktion der effektiven Paarmasse. Es sind darin alle Spektrometersetzungen mit  $\theta_0 > 7^\circ$  enthalten. Ebenfalls dargestellt ist die theoretische Berechnung des Bethe-Heitler-Beitrages an den Ereignissen. Er macht in der Nähe der Omegamasse etwa 30%, in der Nähe der Rho-masse etwa 50% der gesamten Ereignisse aus und dominiert stark unterhalb von  $m = 700 \text{ MeV}/c^2$ .

Nach Subtraktion des Bethe-Heitler Beitrages und der zufälligen Koinzidenzen von den Daten ergibt sich Abb. 12. Dies Ereignisspektrum repräsentiert somit den Bruchteil der Ereignisse, der durch die Zerfälle von Vektormesonen in Elektronpaare entsteht. Zum Vergleich wurden ebenfalls die erwarteten Rhoereignisse aufgetragen. Diese liegen insbesondere im Bereich der Omegamasse weit unterhalb des beobachteten Ereignisspektrums und zeigen einen signifikanten Omegabeitrag an.

Die Anpassung des theoretischen Wirkungsquerschnitts wurde mit der in Abschnitt 6.d. beschriebenen Maximum-Likelihood Methode an die Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse vorgenommen. Freie Parameter waren  $R \gamma_\rho^2 / \gamma_\omega^2$  und  $\phi_{\omega\rho}$ . Der Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt wurde nicht variiert, ebenso wie die inkohärenten und OPE Beiträge zu  $d\sigma_c$  (etwa 5% von  $d\sigma_c$ ). Für die übrigen Werte (47,48), von denen der Comptonwirkungsquerschnitt abhängt, wurden gewählt

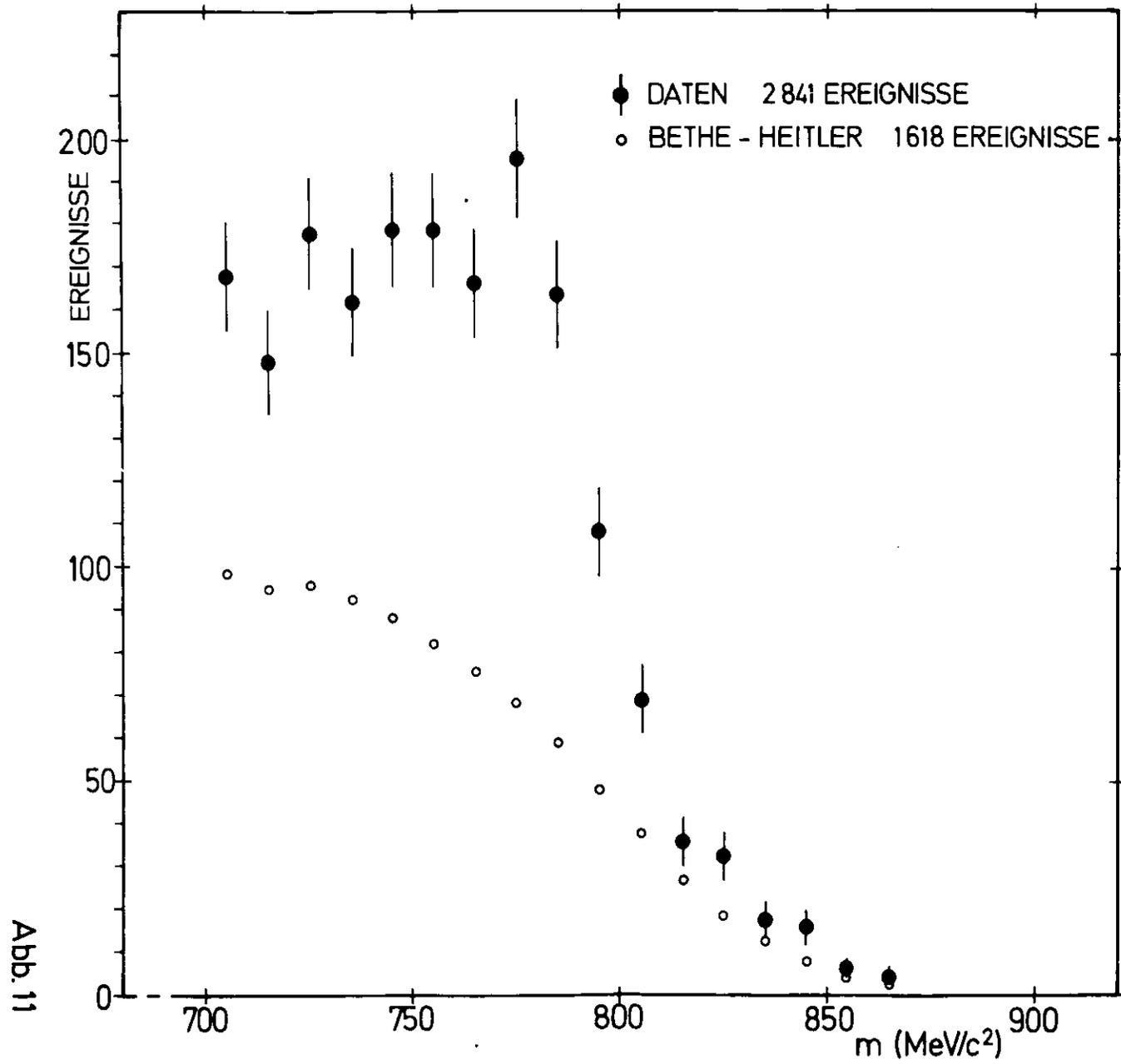
$$m_\rho = 765, m_\omega = 783.7, \Gamma_\rho = 130, \Gamma_\omega = 12.7 \text{ MeV}/c^2,$$

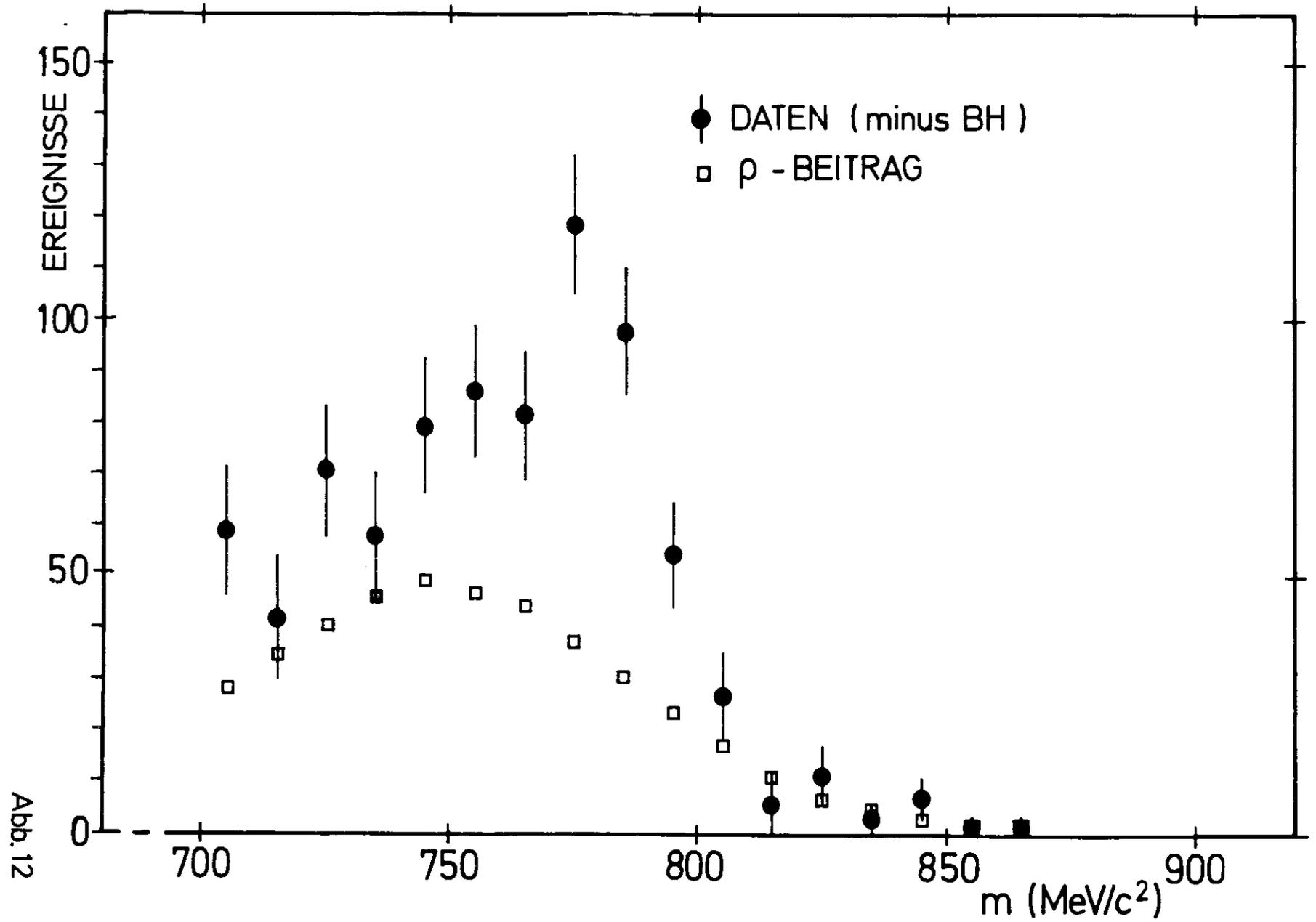
$$\Gamma_{\rho \rightarrow e^+e^-} / \Gamma_{\rho, \text{tot}} = 6.5 \times 10^{-5},$$

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma \text{Be} \rightarrow \text{Be} \rho) = 6.77 \text{ mb}/(\text{GeV}/c^2)$$

und für die t-Abhängigkeit der Diffraktionsstreuung an Be,  $e^{at}$ ,  $a = 70 \text{ GeV}^{-2}$ .

Schließlich wurde die Anpassung nur für Paarmassen größer als  $700 \text{ MeV}/c^2$  vorgenommen. Diese Grenze wurde so festgelegt, daß ein Fehler von  $\pm 3\%$  in der Normalisierung des Experiments die Ergebnisse nicht wesentlich beeinflussen. Außerdem dominierten für  $m < 700 \text{ MeV}/c^2$  die Bethe-Heitler Beiträge, und massenabhängige Modifizierungen (49) der Rhoamplitude fallen besonders ins Gewicht. Das Ergebnis der in Abschnitt 6.d.1. beschriebenen Anpassung war





$$\frac{\gamma_{\omega}^2}{R \gamma_{\varphi}^2} = 9.4 \pm 2.6$$

$$\varphi_{\omega\varphi} = 41^{\circ} \pm 20^{\circ}$$

Die angegebenen Fehler enthalten neben den statistischen Fehlern

$$\Delta (\gamma_{\omega}^2 / R \gamma_{\varphi}^2) = 0.8$$

$$\Delta \varphi_{\omega\varphi} = 13^{\circ}$$

auch eine Abschätzung der Unsicherheiten der übrigen Parameter

$$\Delta m_{\varphi} = \pm 10 \text{ MeV}/c^2, \quad \Delta \Gamma_{\varphi} = \pm 10 \text{ MeV}/c^2, \quad \Delta m_{\omega} = \pm 2 \text{ MeV}/c^2, \quad \Delta \Gamma_{\omega} = \pm 1.2 \text{ MeV}/c^2,$$

$$\Delta \text{CxB} = \pm 10\%,$$

Ungenauigkeit in der totalen Normierung  $\pm 2\%$ ,

geringe Kenntnis der Rhoform,

$$\Delta a_0 \text{ (aus } G_E \text{, dem elektrischen Formfaktor für Be)} = \pm 10\%.$$

Abb. 13 enthält das experimentelle Massenspektrum zusammen mit der Kurve, die den theoretischen Verlauf für die beste Anpassung wiedergibt. Die Daten enthalten keine Entfaltung (Abschnitt 6.e.), die den Einfluß von Bremsstrahlung und endlicher Modoskopgröße auf das Massenspektrum ausgleicht. Abb. 14 zeigt das Ergebnis dieser Korrektur auf die Messpunkte für  $\frac{\gamma_{\omega}^2}{R \gamma_{\varphi}^2} = 9.4$ ,  $\varphi_{\omega\varphi} = 41^{\circ}$ .

Tabelle 4

Anderung des Parameters	Anderung von $\gamma_{\omega}^2 / R \gamma_{\varphi}^2$	Anderung von $\varphi_{\omega\varphi}$
$\Delta m_{\varphi} = \pm 10 \text{ MeV}/c^2$	$\pm .5$	$\pm 3^{\circ}$
$\Delta m_{\omega} = \pm 2 \text{ MeV}/c^2$	$\pm .3$	$\pm 13^{\circ}$
$\Delta \Gamma_{\omega} = \pm 1.2 \text{ MeV}/c^2$	$\pm .5$	$\pm .5^{\circ}$
$\Delta \text{CxB} = \pm 10\%$	$\pm 1.2$	$\pm 2^{\circ}$
$\Delta a_0 = \pm 10\%$	$\pm .4$	$\left\{ \begin{array}{l} - 2^{\circ} \\ + 1^{\circ} \end{array} \right.$
Normierung $\pm 2\%$	$\pm .4$	$\pm 1^{\circ}$

Die Empfindlichkeit in  $\gamma_{\omega}^2 / R \gamma_{\varphi}^2$  und  $\varphi_{\omega\varphi}$  gegenüber den oben aufgezählten Parametern wurde geprüft, indem jeweils ein Parameter von dem Standardwert verändert wurde. Tabelle 4 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchung. Das Verhältnis  $\gamma_{\omega}^2 / R \gamma_{\varphi}^2$  erwies sich als sehr empfindlich gegen Veränderungen von  $\Gamma_{\omega}$ , der Rhonormierung CxB und  $m_{\varphi}$ , während sich  $\varphi_{\omega\varphi}$  nur

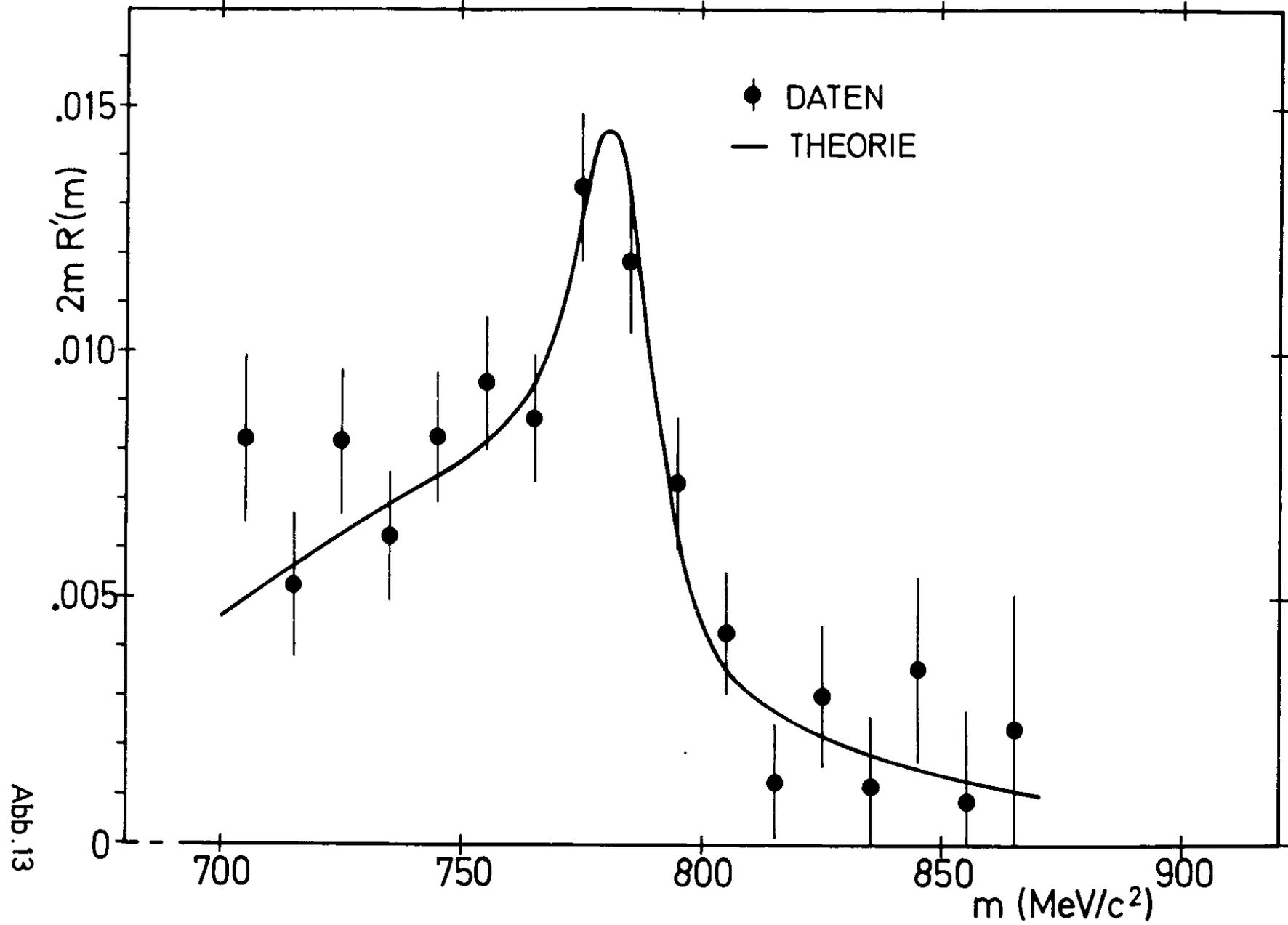
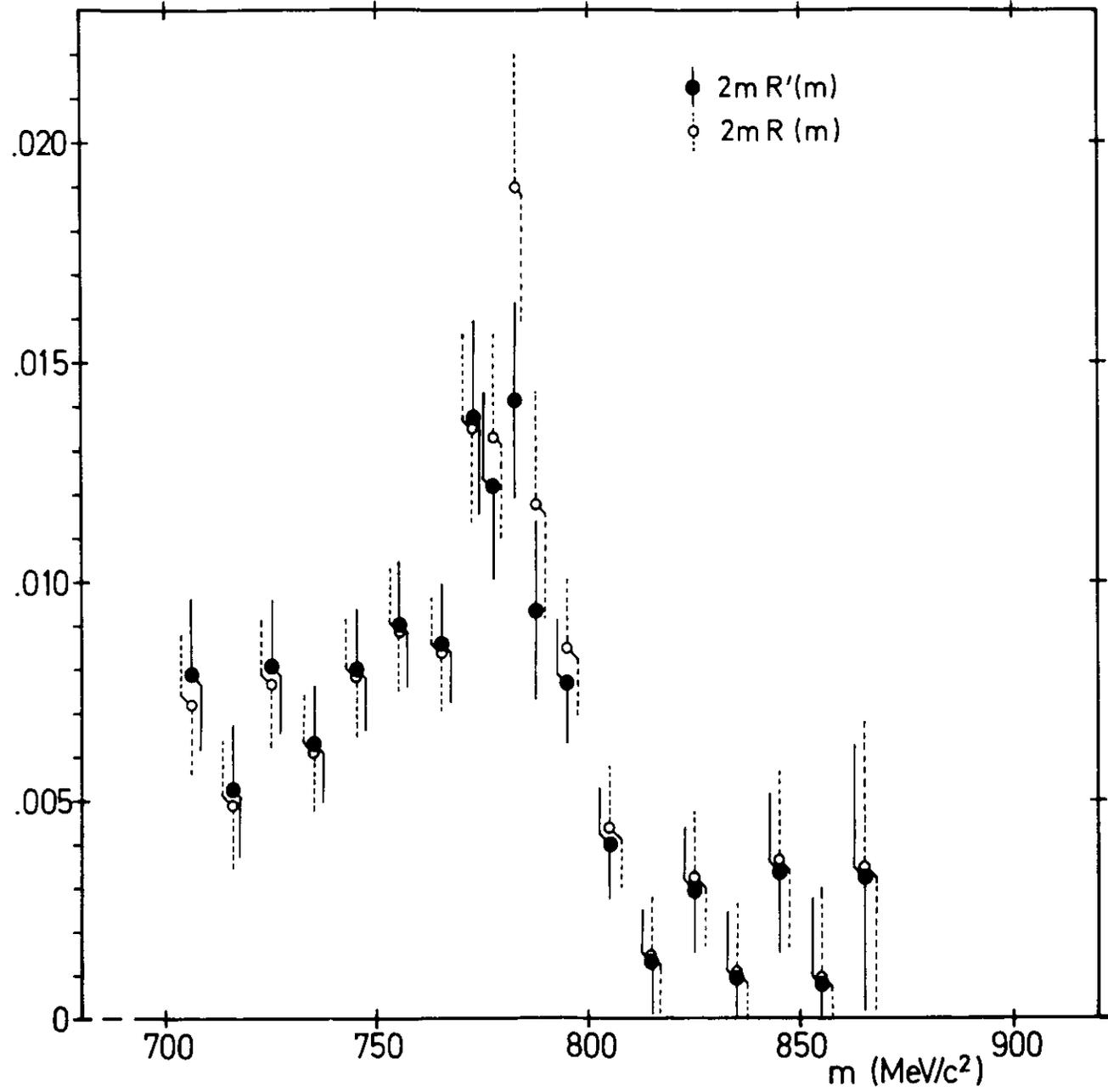


Abb. 13

Abb. 14



mit  $m_\omega$  wesentlich ändert. Dies wirft die Frage nach der Massenkalisierung des Spektrometers auf. Der Vergleich der Bethe-Heitler Zählrate bei  $\theta_0 = 4^\circ$ ,  $p_0 = 2560 \text{ MeV}/c$  mit der Theorie setzt eine Grenze von  $\Delta m \approx \pm 5 \text{ MeV}/c^2$  für die absolute Massenbestimmung. Vorläufige Ergebnisse der Messung von Zerfällen des  $\phi$ -Mesons in Elektronen beschränken die Unsicherheit in der Paarmasse auf etwa  $\pm 2 \text{ MeV}/c^2$ . Eine Abweichung von etwa  $\pm 2 \text{ MeV}/c^2$  vom errechneten Wert der Masse scheint jedoch nicht ausgeschlossen und somit  $\psi_{\omega\gamma} = 54^\circ$  möglich. Diese Unsicherheit wurde in der Bestimmung des Fehlers von  $\psi_{\omega\gamma}$  berücksichtigt.

Die Modifikation der Rhoamplitude mit einem Ross-Stodolsky Faktor (49) bewirkt eine Verringerung von  $\gamma_\omega^2 / R \gamma_\zeta^2$  um 0.2 und von  $\psi_{\omega\gamma}$  um  $10^\circ$ . Schließlich wurde eine Anpassung mit dem durch die Rho-Omega-Mixingterme ergänzten Wirkungsquerschnitt unternommen. Das Resultat für  $\psi_{\omega\gamma} = \chi = 0^\circ$  war

$$\frac{\gamma_\omega^2}{R \gamma_\zeta^2} = 10.1 \pm 1.0, \quad \Delta = (1.6 \pm .6) \cdot 10^{-2} \text{ (nur statistische Fehler).}$$

Ein kürzlich veröffentlichtes DNPL Experiment (50) hat die Photoerzeugung von Elektronpaaren an Kohlenstoff untersucht. Die mittlere  $\gamma$ -Energie betrug 3.6 GeV. Die Ergebnisse dieses Experiments sind

$$\frac{\gamma_\omega^2}{R \gamma_\zeta^2} = 7.0 \begin{matrix} + 2.1 \\ - 1.5 \end{matrix}, \quad \psi_{\omega\gamma} = 100^\circ \begin{matrix} + 38^\circ \\ - 30^\circ \end{matrix}, \quad m_\omega = 782.5 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$$

(nur statistische Fehler)

bei etwa 1000 Ereignissen. Während das Resultat für  $\gamma_\omega^2 / R \gamma_\zeta^2$  um etwa eine Standardabweichung von dem hier beschriebenen Experiment verschieden ist, unterscheidet sich  $\psi_{\omega\gamma}$  um etwa zwei Standardabweichungen. Der Unterschied zu diesem Experiment könnte statistische Gründe haben. Ein weiterer Faktor der Unsicherheit ist gegeben durch die Verschiedenheit des Targets und der Energie. Auch in der Prozedur der Anpassung bestanden unterschiedliche Auffassungen, da in der Auswertung des DNPL Experiments die Omegamasse ein freier Parameter war. Die Abweichungen in  $\gamma_\omega^2 / \gamma_\zeta^2$  und in  $\psi_{\omega\gamma}$  scheinen voneinander abhängig zu sein. Für das Verhältnis der Kopplungskonstanten und  $\psi_{\omega\gamma}$  besteht für  $\psi_{\omega\gamma} \approx \pi/2$  eine starke Korrelation.

Setzt man  $|A_{\gamma A \rightarrow \gamma A}| = |A_{\omega A \rightarrow \omega A}|$ , d.h.  $R=1$ , so ist der Wert für  $\gamma_\omega^2 / \gamma_\zeta^2 = 9.4 (+ 2.6, -1.6)$  in guter Übereinstimmung mit der SU(3)-Voraussage und liegt zwischen der ORSAY Messung  $\gamma_\omega^2 / \gamma_\zeta^2 = 7.5 \pm 1.5$  (51) und dem Resultat von H.J. BEHREND et al (31)  $\gamma_\omega^2 / \gamma_\zeta^2 = 11.8 \pm 1.3$ . Der von Gourdin unter Berücksichtigung des Rho-Omega-Mixingeffektes vorausgesagte Wert von  $\psi_{\omega\gamma} =$

$(22 \pm 8)^{\circ}$  (53) ist um weniger als eine Standardabweichung von  $\varphi_{\omega\zeta} = (41 \pm 20)^{\circ}$  verschieden.

### 7.b. Die Bestimmung der Rho-Phase

Zur Bestimmung der Phase zwischen der Rho- und der Bethe-Heitler-Amplitude wurde die Anzahl der Interferenzereignisse (Gleichung 6.7)

$$\alpha_+ N^+(\Delta\tilde{q}', \Delta m') - \alpha_- N^-(\Delta\tilde{q}', \Delta m')$$

geteilt durch die Quadratwurzel aus  $N_C^e \cdot N_{BH} \cdot N_C^e$  ist die Anzahl der experimentellen, kohärent erzeugten Rho- und Omegaereignisse. Sie wurden gewonnen aus der Gesamtzahl der auf zufällige Koinzidenzen und Targetleerrate korrigierten Ereignisse durch Subtraktion der theoretisch berechneten Bethe-Heitler- und inkohärenten Rho-Omegabeiträge (6.11).  $N_{BH}$  ist die Anzahl der elastischen Bethe-Heitlerereignisse, die nach Gleichung (2.1) kalkuliert wurde.

Diese Größe wurde verglichen mit den theoretischen Werten von

$$\frac{N_i(\Delta\tilde{q}', \Delta m')}{[N_c(\Delta m') \cdot N_{BH}(\Delta m')]^{1/2}}$$

$N_i$  sind die auf die gesamte Zahl der effektiven Quanten normierten Interferenzereignisse nach Gleichung 6.8.  $N_C$  sind die der nach Gleichung 6.9 und 2.4 berechneten kohärenten Comptonereignisse.

Für die Anpassung wurden die gleichen Werte für die Massen und Breiten der Vektormesonen wie in Abschnitt 7.a. verwendet. Zusätzlich wurde  $\zeta_{\omega}/R \gamma_{\zeta}^2 = 9.4$  und  $\varphi_{\omega\zeta} = 41^{\circ}$  angenommen. Die Targetleerrate für asymmetrische Ereignisse wurde zu 50% der Leerrate für symmetrische Paare festgesetzt. Diese Annahme wurde gemacht, da für A=9 (Be) das Verhältnis der Rho- zur Bethe-Heitleramplitude etwa 1:1, d.h. optimal für die Interferenz ist. Die Targetleerrate wird jedoch an anderen Kernen (He, C, O, N, ...) erzeugt und sollte somit niedriger liegen als die für symmetrische Paare (der Einfluß der Leerrate auf  $\varphi$  beträgt etwa  $\pm 1^{\circ}$ ). Die Anpassung wurde im Massenbereich  $610 < m(e^+e^-) < 850 \text{ MeV}/c^2$  vorgenommen. Um die Abhängigkeit von  $\varphi$  von  $\gamma_{\omega}^2/\gamma_{\zeta}^2$  und  $\varphi_{\omega\zeta}$  zu reduzieren, wurde das Massenintervall, das die Omegamasse enthielt ( $760 < m(e^+e^-) < 790 \text{ MeV}/c^2$ ), bei der Anpassung von  $\varphi$  nicht berücksichtigt. Das Ergebnis ist

$$\varphi = 11.8^{\circ} \pm 4.4^{\circ} \text{ (nur statistischer Fehler).}$$

Die Anzahl der experimentellen asymmetrischen Ereignisse (in Massenintervallen von  $30 \text{ MeV}/c^2$ ),

$$(\alpha_+ N^+ - \alpha_- N^-) (N_C \cdot N_{BH})^{1/2} (N_C^e \cdot N_{BH}^e)^{1/2}, \quad (7.1)$$

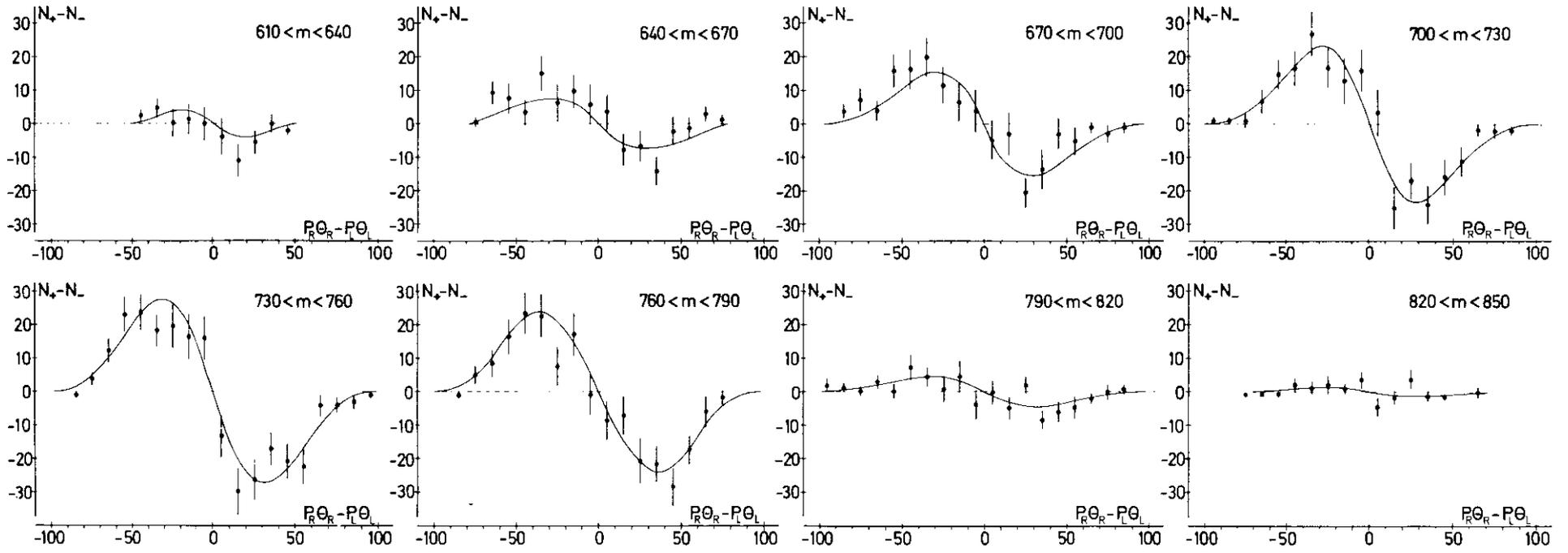


Abb. 15

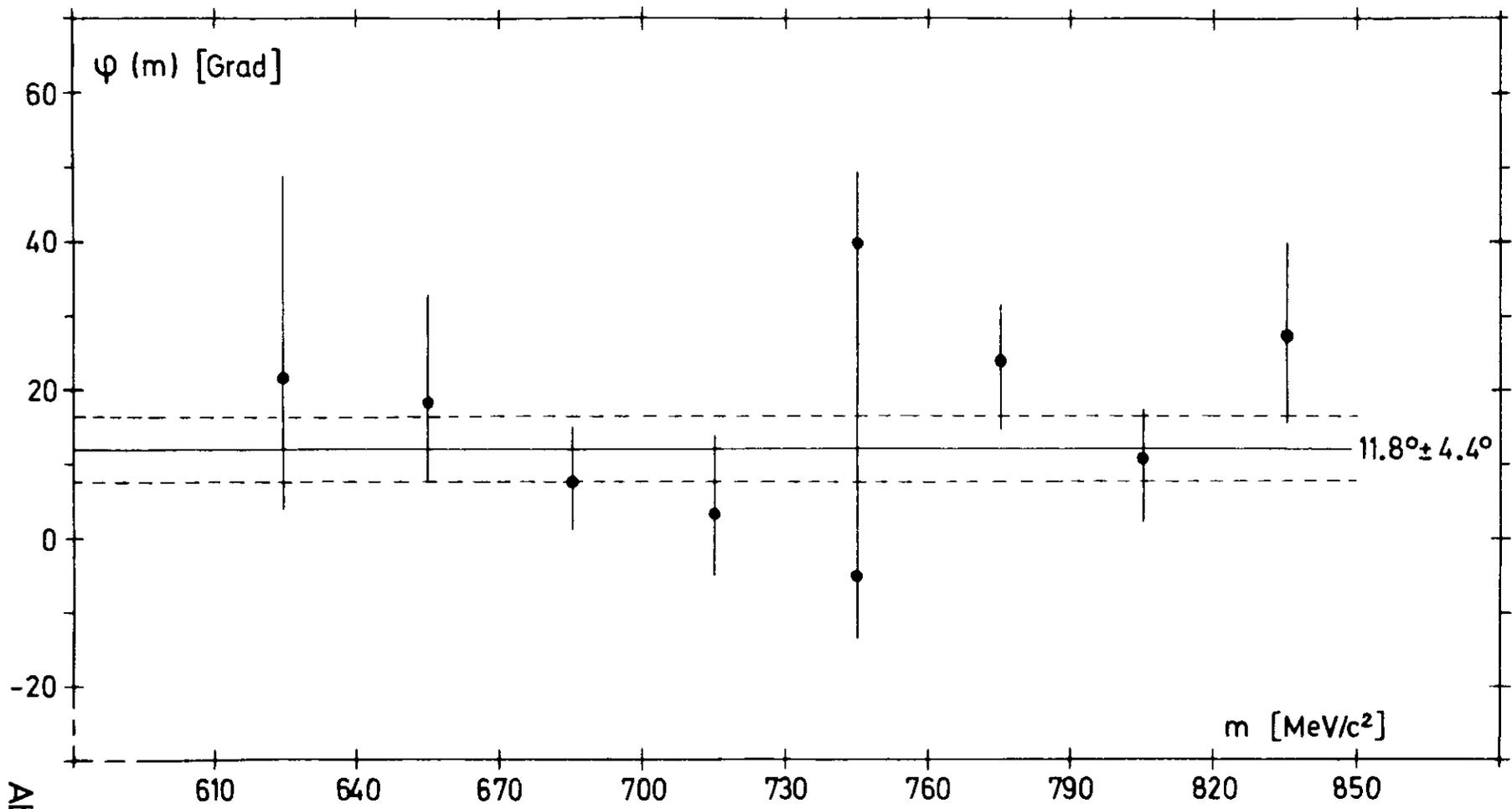


Abb. 16

summiert über alle Werte von  $q_R^i - q_L^i$ , gibt die Tabelle 5 wieder zusammen mit der theoretischen Anzahl  $N_i$  für  $\varphi = 11.8^\circ$ . Die experimentelle und theoretische Verteilung in Intervallen von  $\Delta \tilde{q}^i = 10 \text{ MeV rad}/c^2$  ist in Abb. 15 aufgetragen.

Tabelle 5 Anzahlen asymmetrischer Ereignisse

$m(e^+e^-)$ MeV/c <sup>2</sup>	610-640	640-670	670-700	700-730	730-760	760-790	790-820	820-850
$N^+ - N^-$ Daten	31.7	81.4	144.4	207.2	273.4	209.4	43.6	13.4
$N^+ - N^-$ Theorie	24.7	73.3	155.0	219.3	271.1	237.9	46.6	11.4

Die Empfindlichkeit des Ergebnisses für  $\varphi$  wurde analog zu dem im letzten Abschnitt beschriebenen Verfahren überprüft. Tabelle 6 zeigt die Änderung von  $\varphi$  in Abhängigkeit von den wichtigsten Parametern. Wie erwartet, zeigt das Ergebnis für  $\varphi$  keine Änderung bei der Modifizierung der Rhoamplitude mit einem Ross-Stodolsky-Faktor. Bei einer Anpassung von  $\varphi$ , die den gesamten Massenbereich umfaßt, steigt der Wert von  $\varphi$  leicht an auf  $13.5^\circ \pm 4.1^\circ$ . Dies zeigt, daß die Werte, die für  $\chi_\omega^2/\chi_\rho^2$  und  $\psi_{\omega\rho}$  erhalten wurden, mit  $\varphi$  konsistent sind. Abb. 16 stellt die Anpassungen von  $\varphi$  in den einzelnen Massenintervallen von  $30 \text{ MeV}/c^2$  dar. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehlergrenzen gut mit dem zentralen Wert von  $11.8^\circ \pm 4.4^\circ$  überein und zeigen keinen massenabhängigen Effekt. Die Vernachlässigung der Interferenz der Bethe-Heitleramplitude mit dem Term der zweiten Bornschen Näherung läßt den Wert von  $\varphi$  um  $1.3^\circ$  ansteigen. Die ermittelte Rhoase ist also weitgehend von den Annahmen für die Berechnung von  $\epsilon$  aus Abschnitt 2.d. unabhängig.

Tabelle 6

Anderung des Parameters	Anderung in $\varphi$
$\Delta m_\rho = + 10 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 4.6^\circ$
$\Delta \Gamma_\rho = + 20 \text{ MeV}/c^2$	$\mp 2.2^\circ$
$\Delta m_\omega = + 2.7 \text{ MeV}/c^2$	$\mp 0.5^\circ$
$\Delta \chi_\omega^2 / R \chi_\rho^2 = + 1$	$\pm 0.6^\circ$
$\Delta \psi_{\omega\rho} = + 20^\circ$	$- 2.4^\circ$
$\Delta \psi_{\omega\rho} = - 25^\circ$	$+ 3.5^\circ$
Normierung $\pm 8\%$	$\mp 0.3^\circ$

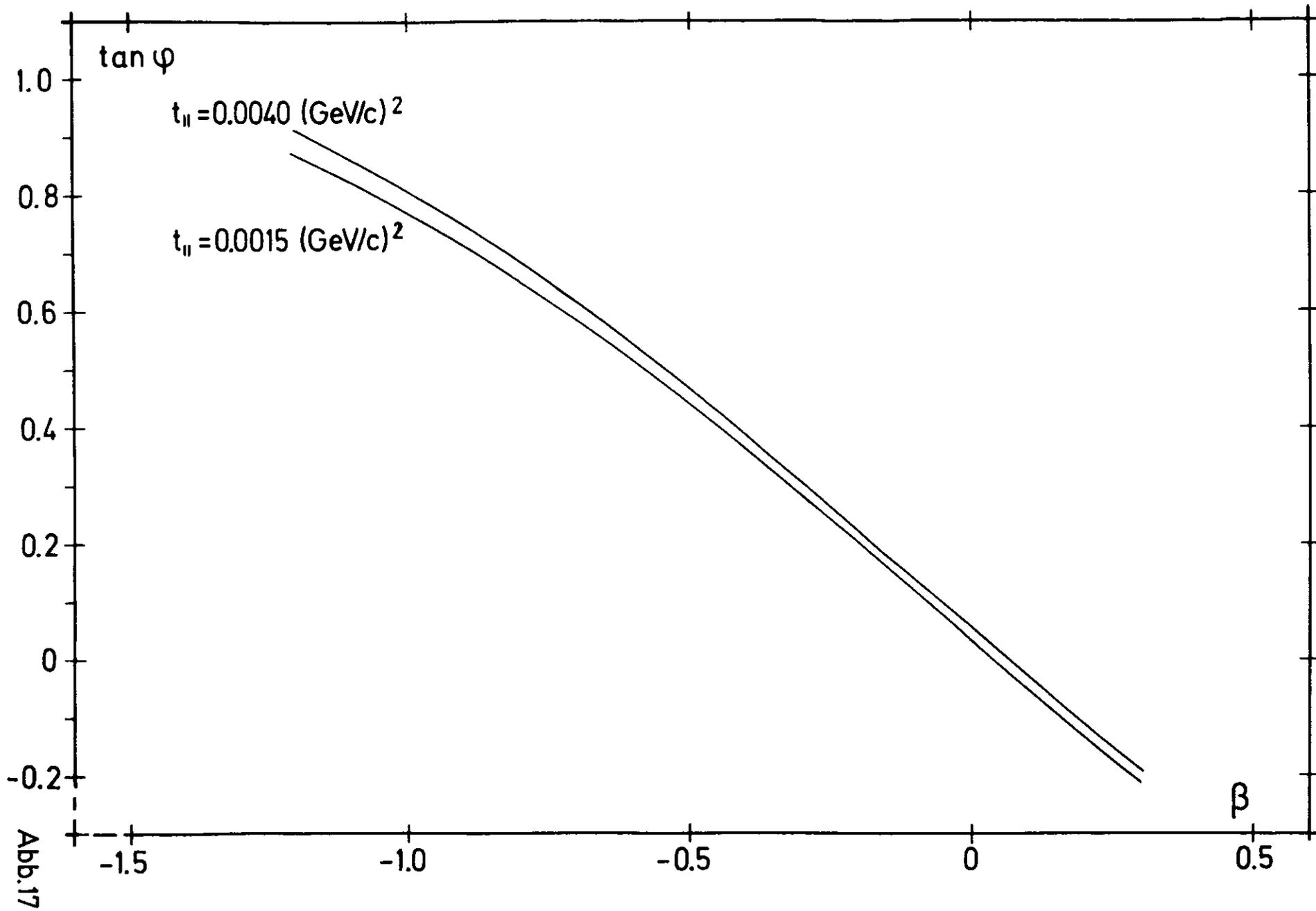


Abb.17

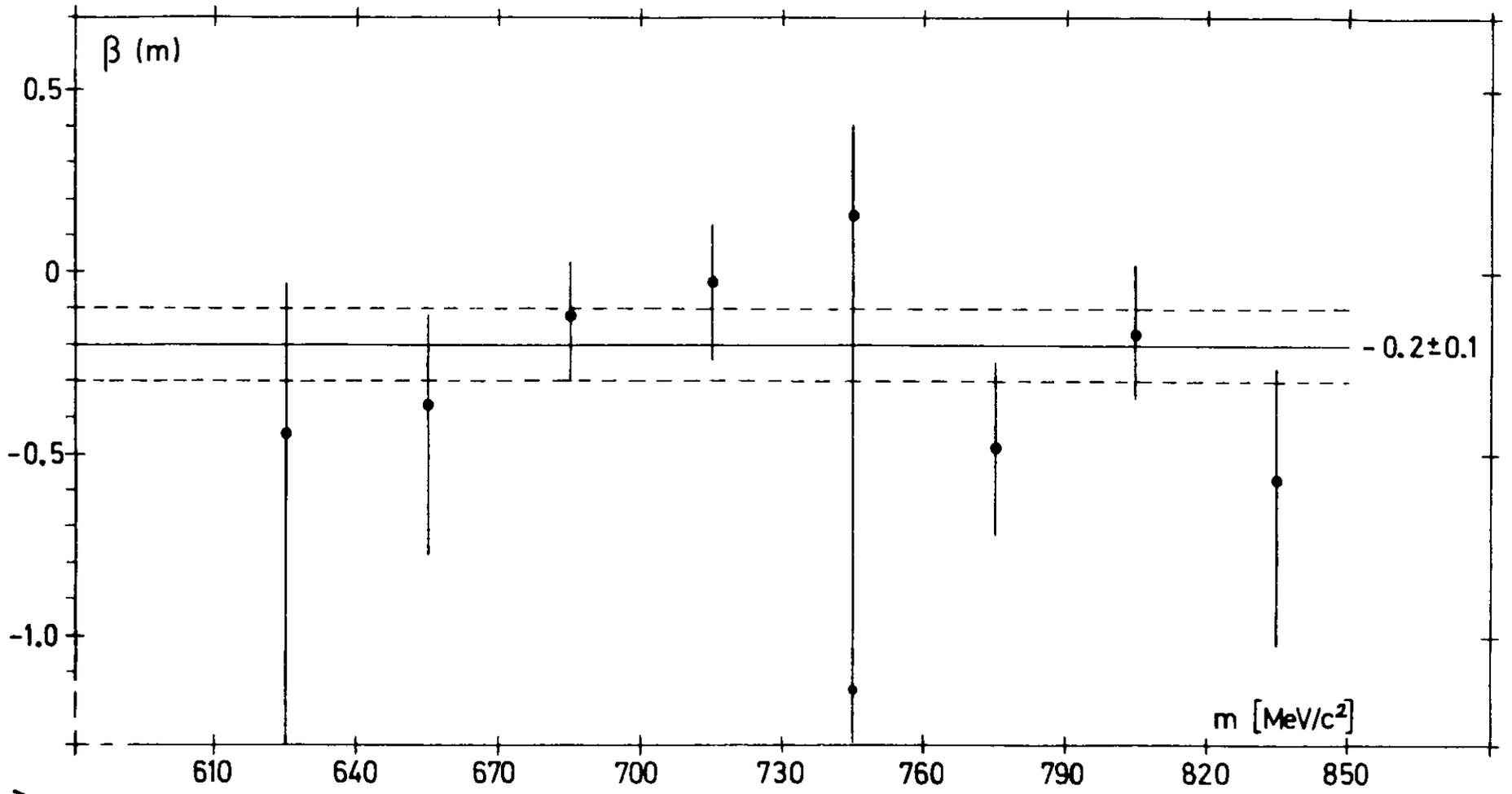


Abb. 18

Das Modell von K.S. KÖLBIG und B. MARGOLIS (16) gibt für die kohärente Rhoamplitude bei Diffraktionsstreuung

$$f_c = 2\pi f_0 (1-i\beta) \int_0^\infty b db \int_{-\infty}^\infty dz J_0 (b \sqrt{-t_\perp}) \exp(iz \sqrt{-t_\parallel}) \varphi(z, b) \exp\left\{ \frac{-\sigma_{\varphi N}}{2} (1-i\beta) \int_z^\infty (z', b) dz' \right\}.$$

Die Photoproduktionsamplitude an einem komplexen Kern wird so mit der an einem Proton ( $f_0$ ) verbunden. Hierbei ist  $b$  der Stoßparameter,  $\varphi$  die Kerndichte,  $\beta$  das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Rhostreueamplitude an einem Nukleon und  $J_0$  die Besselfunktion nullter Ordnung. Auf diese Weise ist es möglich,  $\varphi$  mit  $\beta$  zu korrelieren (14). Für verschwindenden transversalen Impulsübertrag auf das Rhomeson,  $t_\perp = 0$ , hängt  $f_c$  vom minimalen Impulsübertrag  $t_{\min} \approx \frac{m^+}{4\kappa^2}$  ab. Abb. 17 zeigt  $\beta$  als Funktion von  $\tan \psi$  für zwei Werte von  $t_\parallel = t_{\min}$ , die den Massenintervallen  $610 < m < 640 \text{ MeV}/c^2$  und  $790 < m < 820 \text{ MeV}/c^2$  entsprechen. Abb. 18 zeigt die Umrechnung von  $\varphi$  auf  $\beta$  unter Berücksichtigung dieses  $t_{\min}$ -Effektes. Dem zentralen Wert von  $\varphi = 11.8^\circ \pm 4.4^\circ$  entspricht

$$\beta = -0.2 \pm 0.1.$$

Die Ergebnisse für  $\beta$  sind nicht empfindlich gegen die Wahl von  $\sigma_{\varphi N}$  und des Kernradius. Bei der Berechnung von  $\beta$  wurden benutzt (48)

$$\sigma_{\varphi N} = 26.7 \text{ mb}, \quad \varphi(r) = \varphi_0 / (1 + \exp[(r-R(A))/s]),$$

$$s = 0.545f, \quad R(A) = 1.12 A^{1/3}f.$$

Wie aus Gleichung 2.7 ersichtlich ist, ist die Analyse dieser Interferenzerscheinung im wesentlichen eine Bestimmung von  $\sin(\varphi + \psi(m))$  mit

$$\tan \psi = \frac{\text{Im}(A)}{\text{Re}(A)}, \quad A = \frac{1}{m_\varphi^2 - m^2 - i m_\omega \Gamma_\omega} + \frac{m_\omega^2}{m_\varphi^2} \frac{\delta_\varphi^2}{\chi_\omega^2} \frac{1}{m_\omega^2 - m^2 - i m_\omega \Gamma_\omega}.$$

$\sin(\varphi + \psi(m))$  hängt nicht von den Vektormesonpropagatoren und den Werten von  $\chi_\omega^2/\chi_\varphi^2$  und  $\varphi_{\omega\varphi}$  ab und ist somit das Ergebnis dieser Auswertung, das die wenigsten Unsicherheiten aufweist. Abb. 19 zeigt  $\sin(\varphi + \psi(m))$  für  $\varphi = 11.8^\circ \pm 4.4^\circ$  als kontinuierliche Funktion der Paarmasse, während Abb. 20 die über die Massenintervalle gemittelten Werte dieser Funktion für den Zentralwert und die Anpassungen für die einzelnen Massenintervalle darstellt.

In einem neueren DESY-Experiment von MEYER et al (15) wurde der totale Wirkungsquerschnitt für die Photoerzeugung von Hadronen an Wasserstoff und Deuterium zwischen 1 und 6 GeV gemessen. Eine Zusammenstellung früherer Meßergebnisse (54-58) wird dort ebenfalls gegeben. Mit Hilfe von Dispersionsbeziehungen wird dann

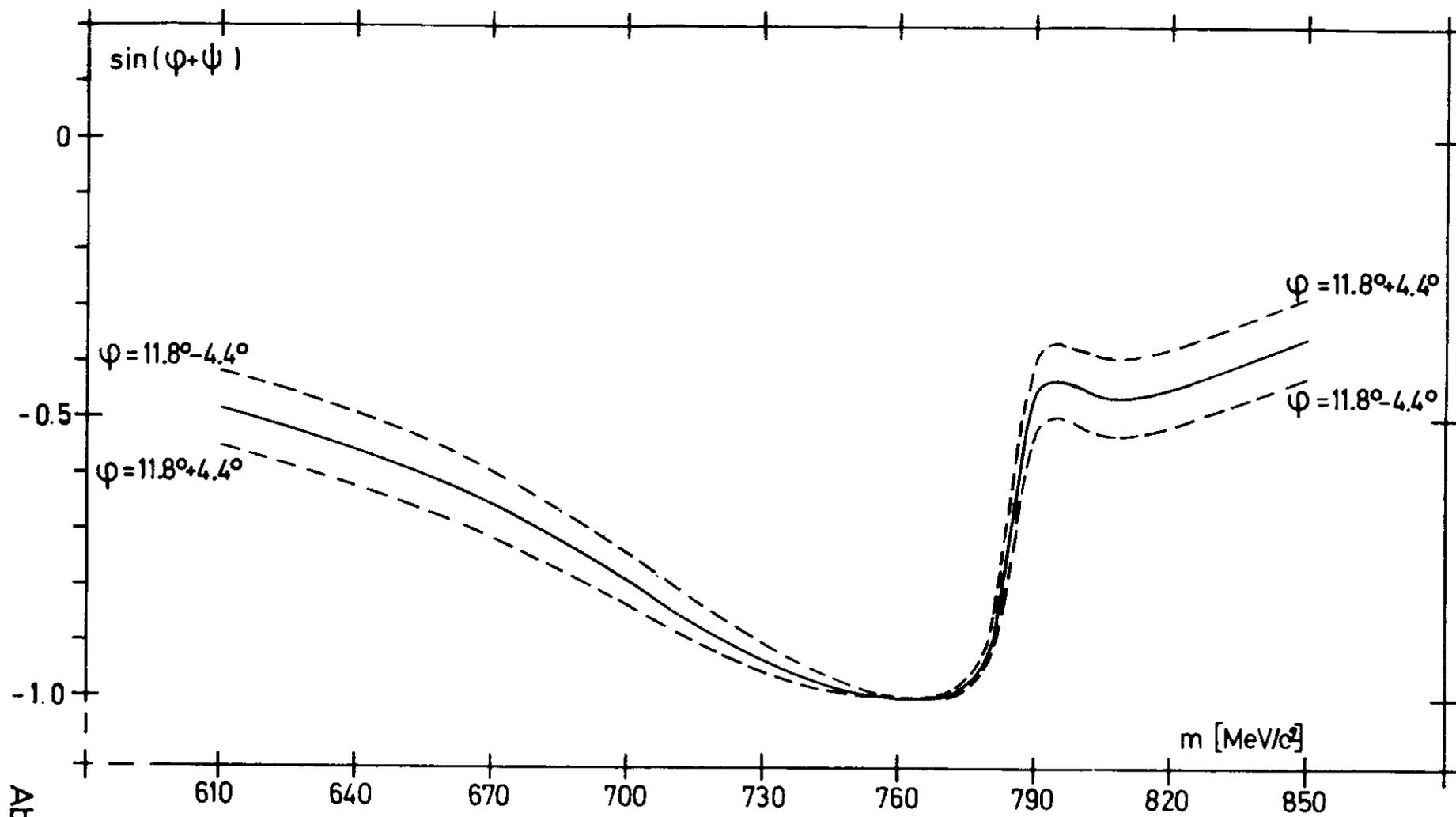


Abb. 19

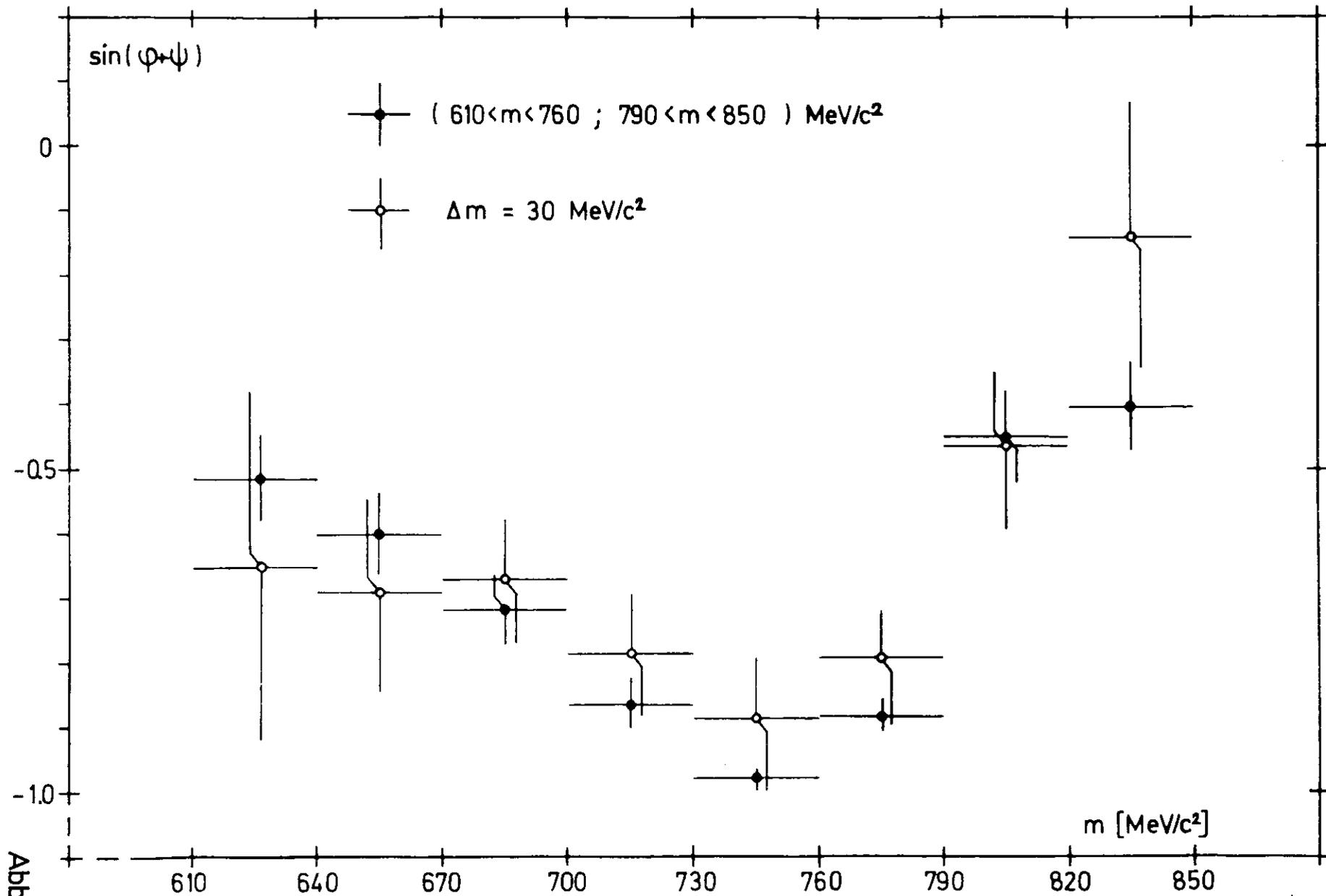


Abb. 20

$\sigma_{\text{TOT}}(\gamma p)$  mit  $\beta_\gamma$ , dem Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Compton-amplitude in Vorwärtsrichtung, in Beziehung gesetzt. Das Ergebnis für  $E_\gamma = 5.1 \text{ GeV}$  ist  $\beta_\gamma = -0.25$ . Zum Vergleich wurde  $\beta_{\pi^0}$  hergeleitet über  $\sigma(\pi^0 p) = 1/2 (\sigma(\pi^+ p) + \sigma(\pi^- p))$  unter Benutzung des  $\pi^+ p$  Wirkungsquerschnitts (52). Für die gleiche Photonenergie ist  $\beta = -0.2$ . VDM- und Quarkmodellargumente sagen für  $E_\gamma > 5 \text{ GeV}$  voraus, daß  $\beta \approx \beta_\gamma \approx \beta_{\pi^0}$  gilt. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem in diesem Experiment gefundenen Wert für  $\beta$ .

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

- Abb. 1            Bethe-Heitler-und Compton-Diagramme für Elektronpaarerzeugung
- Abb. 2            Feynman-Graphen für Strahlungskorrekturen
- Abb. 3            Feynman-Graphen für Born-Terme zweiter Ordnung
- Abb. 4            VDM-Diagramme für die Photoerzeugung von Vektormesonen  
und deren Zerfall in Elektronpaare
- Abb. 5            OPE-Graph für die Photoerzeugung von Omegamesonen
- Abb. 6            Aufbau des Spektrometers
- Abb. 7            Triggerlogik
- Abb. 8            Einlesen der Daten in die PDP-8
- Abb. 9        a)    Vergleich des Elektronpaarspektrums mit dem Bethe-Heitler-  
Wirkungsquerschnitt. Das Histogramm bezeichnet die theo-  
retischen Ereignisse; die Punkte geben die gemessenen Er-  
eignisse für den mittleren Paaröffnungswinkel  $\theta_0 = 4^\circ$  und  
den mittleren Elektronimpuls  $p_0 = 2560 \text{ MeV/c}$  wieder.
- b)    Elektronpaarzählrate als Funktion der Targetdicke. Die Linie  
ist die beste Anpassung einer Geraden an die Daten.
- Abb. 10        Energieverteilung der Photonen für ein dünnes Target  
(unterbrochene Linie) und für die Verhältnisse dieses Ex-  
periments (durchgezogene Linie).
- Abb. 11        Gemessene Elektronpaare für den mittleren Elektronimpuls  
 $p_0 = 2560 \text{ MeV/c}$  und die halben Paaröffnungswinkel  $\theta_0 = 7.5^\circ$ ,  
 $8.0^\circ$ ,  $8.4^\circ$  und  $8.8^\circ$ . Die Kreise stehen für den theoretisch  
berechneten Bethe-Heitler-Beitrag.
- Abb. 12        Elektronpaarerereignisse nach der Subtraktion des Bethe-Heitler-  
Beitrages. Der theoretische Rho-Beitrag wird durch die Qua-  
drate repräsentiert.

- Abb. 13 Gemessenes Massenspektrum, d.h.:  
Daten abzüglich des Bethe-Heitler-Beitrages dividiert durch die Massenakzeptanz des Spektrometers. Die Kurve ist die analoge theoretische Größe für  $\gamma_{\omega}^2 / \gamma_{\xi}^2 = 9.4$ ,  $\varphi_{\omega\xi} = 41^{\circ}$ .
- Abb. 14 Einfluß der Entfaltung auf das Massenspektrum. Die offenen Kreise sind die Entfaltung für  $\gamma_{\omega}^2 / \gamma_{\xi}^2 = 9.4$ ,  $\varphi_{\omega\xi} = 41^{\circ}$ , die gefüllten Kreise das nicht entfaltete Massenspektrum.
- Abb. 15 Die gemessene Asymmetrie als Funktion der effektiven Paar-  
masse und der Differenz  $P_R \Theta_R - P_L \Theta_L$  ( $P_R, P_L$  = Elektronimpuls im rechten (linken) Spektrometerarm,  $\Theta_R, \Theta_L$  = Öffnungswinkel des Elektrons im rechten (linken) Arm gegen die Photonrichtung). Die Kurven sind die beste Anpassung der Theorie an die Daten,  $\varphi = 11.8^{\circ}$ .
- Abb. 16 Anpassungen von  $\varphi$  in den einzelnen Massenintervallen. Für das Intervall von 730 bis 760  $\text{MeV}/c^2$  existieren 2 Minima. Die waagerechten Linien stellen den zentralen Wert  $\varphi = 11.8 \pm 4.4^{\circ}$  für alle Massenintervalle dar.
- Abb. 17 Das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Rho-Nukleon-  
amplitude ( $\beta$ ) als Funktion von  $\tan \varphi$ . Parameter ist der longitudinale Impulsübertrag,  $t_{||}$ .
- Abb. 18  $\beta$  in den einzelnen Massenintervallen zusammen mit dem zentralen Wert  $\beta = -0.2 \pm 0.1$ .
- Abb. 19  $\sin(\varphi + \psi(m))$  als Funktion der Masse für  $\varphi = 11.8^{\circ} \pm 4.4^{\circ}$ .
- Abb. 20  $\sin(\varphi + \psi(m))$  gemittelt über die Massenintervalle.  
Die schwarzen Punkte sind die Werte für die Anpassung im gesamten Massenbereich  $610 < m < 760$ ,  $790 < m < 850 \text{ MeV}/c^2$ . Die offenen Kreise geben die für die individuellen Massenintervalle erhaltenen Werte wieder.

VERZEICHNIS DER TABELLEN

- TABELLE 1  $d\sigma/dt$  für  $\gamma \text{ Be} \rightarrow \omega + \Delta + X$  via OPE.  
Bereich der Photonenergie ist  $4.1 < E_\gamma < 6 \text{ GeV}$ .
- TABELLE 2 Verhältnis von inkohärentem zu kohärentem Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$ .
- TABELLE 3 Anzahlen der gemessenen Ereignisse
- TABELLE 4 Abhängigkeit der Anpassung von  $\gamma_\omega^2/\gamma_\varphi^2$  und  $\psi_{\omega\varphi}$  als Funktion der wichtigsten Parameter
- TABELLE 5 Anzahl der asymmetrischen Ereignisse in Massenintervallen von  $30 \text{ MeV}/c^2$
- TABELLE 6 Abhängigkeit der Anpassung von  $\varphi$  als Funktion der wichtigsten Parameter.

LITERATURANGABE

1. G. Goldhaber et al, PRL 23, 1351 (1969) und dortige Literatur
2. J.E. Augustin et al, Lett. Nuovo Cimento 2, 214 (1969)
3. P.J. Biggs et al, PRL 24, 1201 (1970).  
ebenfalls vorläufige Ergebnisse von DESY-M.I.T.
4. J.K. de Pagter et al, PRL 16, 35 (1966)
5. J.G. Asbury et al, PRL 19, 869 (1967)
6. P.L. Rothwell et al, Proceedings of the Third International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Stanford, 1967 (Clearing House of Federal Scientific and Technical Information, Washington, D.C. 1968, p. 644)
7. S. Hayes et al, PRL 22, 1134 (1969)
8. H. Joos, Acta Physica Austriaca, Suppl. IV, 320 (1967)  
und dortige Literatur
9. M. Davier, Phys. Lett. 27B, 27 (1968)
10. Ronald G. Parsons und Roy Weinstein, PRL 20, 1314 (1968)
11. J. Swartz und R. Talman, PRL 23, 1078 (1969)
12. H.J. Behrend et al, PRL 24, 336 (1970)
13. H. Alvensleben et al, PRL 24, 786 (1970)
14. Robin Marshall, DESY 70/32, (1970)
15. H. Meyer et al, DESY 70/17 (1970)
16. K.S.Kölbig und B. Margolis, Nucl. Physics B6, 85 (1968)
17. H. Bethe und W. Heitler, Proc. Roy. Soc. Lon. 146, 83 (1934)
18. J.D. Bjorken, S.D. Drell, S.C. Frautschi, Phys. Rev. 112, 1409 (1958)
19. J.G. Asbury et al, Phys. Rev. 161, 1344 (1967)
20. H. Alvensleben et al, PRL 21, 1501 (1968)
21. H.R. Collard, L.R.B. Elton, R. Hofstadter, Landolt-Boernstein-Tables, I, Vol.2: Nuclear Radii (Springer Verlag, Berlin, 1967)
22. M. Rohde, Dissertation Hamburg (1966)  
und dortige Referenzen
23. S.D. Drell und L.C. Schwartz, Phys. Rev. 112, 568 (1958)
24. W.L. Faissler et al, PRL 19, 1202 (1967)
25. S.C.C. Ting, Proceedings of the 14th International Conference on High Energy Physics, Wien, 1968  
und dortige Literatur
26. E. Lohrmann, DESY 69/21 (1969)
27. S.J. Brodsky und J.G. Gillespie, Phys. Rev. 173, 1011 (1968)
28. J.D. Jackson, Il Nuovo Cimento 34, 1644 (1964)

29. G. Wolf, private Mitteilung
30. J. Ballam et al, PRL 24, 960 (1970)
31. H.J. Behrend et al, PRL 24, 1270 (1970)  
Für die Anzahl der effektiven Nukleonen wird  $N_{\text{eff}} = 5.3$  im Falle von Beryllium verwandt
32. J.S. Trefil, Nucl. Phys. B11, 330 (1969)  
Das Programm CLOSURE wurde getestet für  $p\bar{p}$  Streuung bei großen Impulsüberträgen
33. J.G. Asbury et al, Phys. Lett. 25B, 565 (1967)  
Dies Experiment ergab  $\varphi = 15^\circ \pm 25^\circ$ . Die Berechnungen für den theoretischen Wirkungsquerschnitt wurden ausgeführt von S.C.C. Ting, J. Pumpllin und J. Fleischer
34. H.R. Quinn und T.F. Walsh, DESY 70/13 (1970)
35. R.R. Wilson, Nucl. Instr. 1, 101 (1957)
36. DESY-Handbuch
37. H. Schubel, Diplomarbeit Hamburg (1970)
38. K.G. Steffen, High Energy Beam Optics, J. Wiley & Sons (1965)
39. CERN Users Handbook, CERN, Genf (1962)
40. H.W. Koch und J.W. Motz, Rev. Mod. Phys. 31, 920 (1959)
41. D. Lublow, DESY-Notiz A 2.96 (1963)
42. G. Lutz und H.D. Schulz, DESY 67/29 (1967)
43. B. Rossi, High Energy Particles, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey (1952)
44. F. James und M. Ross, CERN 67/623/1
45. Jay Orear, Notes on Statistics for Physicists, UCRL-8417 (1958)
46. U. Becker, Dissertation Hamburg (1968)
47. Review of Particle Data, Particle Data Group, Jan . 1970
48. H. Alvensleben et al, Nucl. Phys. B18, 333 (1970)
49. M. Ross and L. Stodolsky, Phys. Rev. 149, 1172 (1966),  
G. Kramer und J.L. Uretsky, Phys. Rev. 181, 1918 (1969)
50. P.J. Biggs et al, PRL 24, 1197 (1970)
51. J.E. Augustin et al, Phys. Lett. 28B, 508 und 513 (1969)
52. M.N. Focacci und G. Giacomelli, CERN 66-18 (1966)
53. M. Gourdin, Proceedings of the Daresbury Study Weekend, 12-14 June 1970, DNPL/R7
54. H.G. Hilpert et al, Phys. Lett. 27B, 474 (1968)
55. J. Ballam et al, PRL 21, 1544 (1968)
56. J. Ballam et al, PRL 23, 498 (1969)
57. E.D. Bloom et al, SLAC-PUB-653 (1969)

- 58. D.O. Caldwell, PRL 23, 1256 (1969)
- 59. J.G. Asbury et al, PRL 19, 865 (1967)  
PRL 20, 227 (1968)  
F. Bülos et al, PRL 22, 490 (1969)  
G. McClellan et al, PRL 22, 377 (1969).

## DANKSAGUNG

Dieses Experiment wurde am Deutschen Elektronen-Synchrotron von der Experimentiergruppe F31 in Zusammenarbeit mit dem Massachusetts Institute of Technology durchgeführt.

Ich danke allen, die diese Kollaboration ermöglichten und die Voraussetzungen schafften, meine Arbeit herzustellen.

Den Herren Professor E. Lohmann und Professor S.C.C. Ting sei für die freundliche Unterstützung dieser Arbeit und für die vielen klärenden Diskussionen gedankt. Ebenso gilt mein Dank allen Mitgliedern der Gruppe F31, die tatkräftig an diesem Experiment mitwirkten.

Ich möchte auch der Maschinengruppe für den stabilen Beschleunigerbetrieb und dem Hallendienst für seine Hilfe beim Aufbau des Experimentes Dank sagen.

Für ihre aufopfernde Mitarbeit bei der Analyse des Experiments sei besonders den Herren Dr. Min Chen und Dr. D.J. Quinn gedankt. Viele Anregungen habe ich in den Gesprächen mit Professor U. Becker, Professor W.K. Bertram, Dr. H.R. Quinn, Dr. M. Rohde und Professor T.F. Walsh empfangen. Professor U. Becker und Dr. M. Rohde bin ich für die Durchsicht des Manuskriptes zu Dank verpflichtet, ebenso wie Frau H. Feind und Frl. I. Schulz für die Verfertigung meiner Arbeit.

Die Auswertung dieses Experiments wäre nicht möglich gewesen ohne die Unterstützung der Rechenmaschinengruppe R1. Besonders danke ich Herrn Dr. H.O. Wüster und Dr. L. Lublow für die Bereitstellung von Rechenzeit.

