

Interner Bericht  
DESY F22-90-02  
März 1990



## Messung der 2-Photon-Produktion von $\rho^0\omega$ mit dem JADE-Detektor bei PETRA

von

A. Wegner

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

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

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

MESSUNG DER 2-PHOTON-PRODUKTION VON  
 $\rho^0 \omega$   
 MIT DEM JADE-DETEKTOR BEI PETRA

Experimentelle Diplomarbeit von  
 ARMIN WEGNER

II. Institut für Experimentalphysik  
 Universität Hamburg

Hamburg  
 1989

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Kinematik von 2-Photon-Prozessen	7
2.1.1	Exakter Zusammenhang zwischen $\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- \chi}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \chi}$	7
2.1.2	Eine Näherung für die Luminositätsfunktion	11
2.2	Theoretische Modelle zur Beschreibung der Produktion von Vektormesonpaaren	12
2.2.1	Das VDM-Modell und der Prozeß $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$	13
2.2.2	S-Wellen $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen im MIT Bag-Modell	16
2.2.3	Das "t-channel factorization" Modell	22
<b>3</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>25</b>
3.1	Der Speicherring PETRA	25
3.2	Der JADE-Detektor	27
3.2.1	Die Jetkammer	27
3.2.2	Die Vertexkammer	27
3.2.3	Die Z-Kammer	27
3.2.4	Die Flugzeitähler	28
3.2.5	Der Muondetektor	28
3.2.6	Die Vorwärtsdetektoren	28
3.2.7	Das Bleiglassystem	28
3.3	Triggersystem und Datennahme	29
3.3.1	Das Triggersystem	29
3.3.2	Datennahme	30
<b>4</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>31</b>
4.1	Ereignisrekonstruktion	31
4.1.1	Spurerkennung und Impulsbestimmung	31
4.1.2	Die Energieverlustmessung	31
4.1.3	Die Bleiglasanalyse	32
4.2	Datenselektion	33
4.2.1	Selektion von Ereignissen mit 4 Spuren und 2 Photonen	33
4.2.2	$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ Selektion und Untergrundreduktion	35

<b>5 Die Ereignissimulation</b>	<b>43</b>
5.1 Die Ereignisgeneration	43
5.2 Die Detektorsimulation	44
5.2.1 Korrekturen zur Detektorsimulation	46
<b>6 Korrekturen, Untergrundsubtraktion und Bestimmung der systematischen Fehler</b>	<b>50</b>
6.1 Korrekturen	50
6.2 Untergrund	52
6.3 Die systematischen Fehler	53
<b>7 Ergebnisse</b>	<b>55</b>
7.1 Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$	55
7.2 Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$	57
7.3 Diskussion der Ergebnisse	60
7.3.1 Vergleich mit anderen Experimenten	60
7.3.2 Vergleich mit theoretischen Modellen	61

# Kapitel 1

## Einleitung

Nach den Maxwellgleichungen der klassischen Elektrodynamik gilt das Superpositionsprinzip. Lichtstrahlen durchdringen sich ungestört, und die Wechselwirkung von Licht mit Licht ist nicht möglich. Doch die Quantenelektrodynamik (QED) zeigt, daß dieses nur näherungsweise richtig ist. Auf Grund der Heisenberg'schen Unschärferelation können Photonen durch Quantenfluktuationen kurzzeitig in ein virtuelles Teilchen-Antiteilchenpaar übergehen. Ein anderes Photon kann nun an die Ladung dieser Teilchen koppeln. In niedrigster Ordnung der QED-Störungsrechnung wird die elastische  $\gamma\gamma$ -Streuung durch eine virtuelle Elektronenschleife ausgedrückt (Abbildung 1.1a). Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß wurde 1935 erstmals von Euler und Kockel [1] berechnet. Für sichtbares Licht ist er allerdings sehr gering:  $10^{-30}$  nbarn für  $E_\gamma = 3 \text{ eV}$ .

Neben elastischer  $\gamma\gamma$ -Streuung ist auch die 2-Photon-Produktion massiver Teilchen möglich (Abbildung 1.1b und 1.1c). Um diese Reaktion beobachten zu können sind allerdings Photonen hoher Energie und, auf Grund des geringen Wirkungsquerschnitts, hoher Intensität notwendig. Die hochenergetischen Photonen können durch (virtuelle) Bremsstrahlung an  $e^+e^-$ -Speicherringen mit Strahlenergien von einigen GeV zur Verfügung gestellt werden.

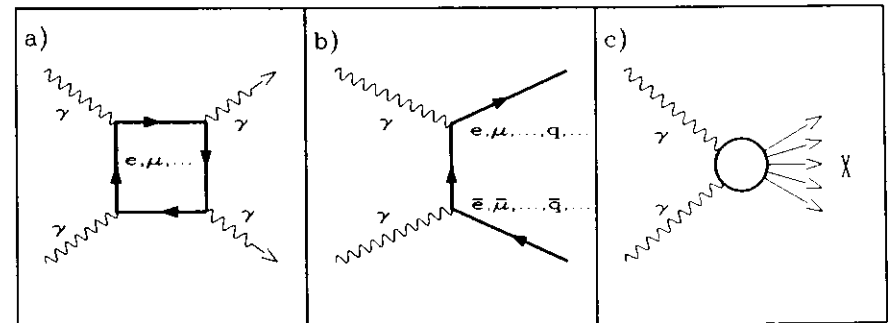


Abbildung 1.1: Feynman-Graphen für a)  $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  b)  $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$  c)  $\gamma\gamma \rightarrow X$

Diese Speicherringe sind vorwiegend für die Untersuchung von Vernichtungsreaktionen gebaut worden (Abbildung 1.2a). 2-Photon-Prozesse sind gegenüber Vernichtungsreaktionen um den Faktor  $\alpha^2$  unterdrückt. Doch gewinnt die Photon-Photon-Wechselwirkung mit

höher werdender Strahlenergie an Bedeutung. Der Wirkungsquerschnitt für Vernichtungsreaktionen fällt auf Grund des Photonpropagators mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie. Dagegen steigt der Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma$ -Reaktionen mit dem Logarithmus der Strahlenergie. So ist z.B. der Wirkungsquerschnitt für Muonpaarproduktion bei einer Strahlenergie von  $4\text{ GeV}$  in 2-Photon-Reaktionen ca. sechsmal so groß wie in Vernichtungsreaktionen, und liegt damit nahe dem Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ .

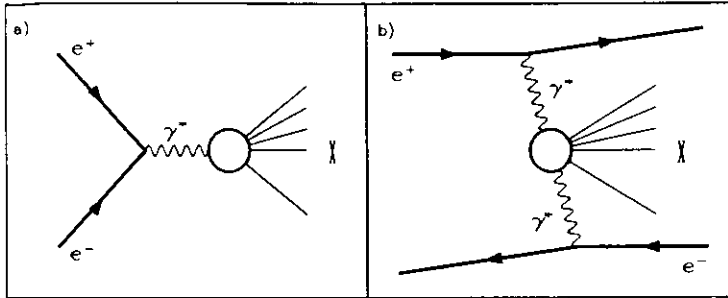


Abbildung 1.2: Feynman-Graphen für a)  $e^+e^- \rightarrow X$  b)  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$

Bei den typischen Strahlenergien von PETRA, etwa  $20\text{ GeV}$ , haben neben Bhabha-Streuung 2-Photon-Prozesse die größten Reaktionsraten bei  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen. Sie stellen damit einerseits einen großen Untergrund für die Beobachtung von Vernichtungsreaktionen dar, sind andererseits aber selber Gegenstand der Forschung in der experimentellen Hochenergiephysik. Bisherige Untersuchungen auf dem Gebiet der 2-Photon-Physik behandeln folgende Gebiete [2,3,4,5]:

- Test der QED bis zur Ordnung  $\alpha^4$  durch Leptonpaarproduktion.
- Mesonspektroskopie durch 2-Photon-Erzeugung von Resonanzen. Die produzierbaren Resonanzen haben, anders als in Vernichtungsreaktionen, gerade Ladungskonjugationsparität. Die Erzeugungsrate ist proportional zur 2-Photon-Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma}$ . Da die Photonen an die Ladung der Quarks koppeln, lassen sich aus der Messung von  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  Informationen über die Quarkstruktur, wie z.B. über Singulett-Oktett-Mischungswinkel, von Mesonen gewinnen.
- Test der QCD durch Untersuchung von hadronischen Endzuständen mit hohen Transversalimpulsen. Jetproduktion bei hohen Transversalimpulsen. Messung der Photon-Strukturfunktion.
- Messung der totalen Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}}$ . Das Ergebnis kann mit Vorhersagen des Vektordominanzmodells (VDM) verglichen werden.
- Nichtresonante Erzeugung exklusiver Endzustände wie  $\pi\pi$ ; Vergleich der Wirkungsquerschnitte mit QCD-Berechnungen.

- Erzeugung von Vektormesonpaaren wie  $\rho\rho, \rho^0\omega, \omega\omega, \dots$ . Zur Erklärung dieser Wirkungsquerschnitte wurde u.a. die 2-Photon-Erzeugung von  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen vorgeschlagen.

Diese Analyse ist dem letzten der obigen Punkte zuzuordnen. Das Interesse für die Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow VV'$  begründet sich auf die Überraschung, die die Messung von  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow 4\pi}$  im Jahre 1980 von TASSO [6] verursachte. Das VDM-Modell, von dem man bis dahin annahm, daß es die 2-Photon-Produktion von Vektormesonpaaren gut beschreiben kann, war nicht in der Lage den gemessenen Wirkungsquerschnitt zu beschreiben. Daraufhin wurden zwei Modelle entwickelt, die für den Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  Übereinstimmung mit der Messung ergaben. Durch Messung weiterer Kanäle der Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow VV'$  können diese Modelle getestet werden.

In dieser Analyse wird mit dem JADE-Detektor bei PETRA der Wirkungsquerschnitt für die 2-Photon-Produktion der Vektormesonen  $\omega$  und  $\rho^0$  in gemessen. Die Daten wurden in den Jahren 1979-1986 bei einer mittleren Strahlenergie von  $18\text{ GeV}$  mit einer integrierten Luminosität von  $224\text{ pbarn}^{-1}$  genommen.

Die experimentellen Schwierigkeiten bei der Messung von  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$  sind größer als für  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ . Zum einen sagen beide Modelle einen deutlich kleineren Wirkungsquerschnitt voraus, so daß nur mit einer geringen Anzahl von  $\omega\rho^0$ -Ereignissen zu rechnen ist. Zum anderen erfordert die Messung von  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$  den Nachweis von, im wesentlichen niederenergetischen, Photonen.

Im ersten Teil des **Kapitel 2** wird die Kinematik von 2-Photon-Prozessen an  $e^+e^-$ -Speicherungen erläutert. Es wird der Zusammenhang zwischen dem meßbaren Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X}$  und dem hier interessierendem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$  dargestellt. Im zweiten Abschnitt wird auf zwei theoretische Modelle zur Beschreibung der 2-Photon-Produktion von Vektormesonpaaren, das  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Modell und das "t-channel factorization" Modell, eingegangen.

Im **Kapitel 3** werden der Aufbau und die Komponenten des JADE-Detektor vorgestellt. Anschließend werden die bei dieser Analyse verwendeten Trigger erläutert sowie kurz die Datennahme beschrieben.

Zunächst wird im **Kapitel 4** die Rekonstruktion aller wichtigen Größen eines Ereignisses aus den Rohdaten der einzelnen Detektorkomponenten beschrieben. Nachfolgend wird die Selektion von exklusiven  $\omega\rho^0$ -Ereignissen behandelt. Auf Grund der Hauptzerfallskanäle des  $\omega$ - bzw. des  $\rho^0$ -Mesons ( $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ ;  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) werden zunächst Ereignisse mit vier geladenen Teilchen und zwei Photonen ausgewählt. Es schließt sich eine Selektion von  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen sowie Schnitte zur Untergrundreduktion und zur Anreicherung von  $\omega\rho^0$ -Ereignissen in den  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ -Daten an.

Die zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts benötigte Detektorakzeptanz wird im **Kapitel 5** ermittelt. In Abschnitt 5.1 wird die Generation von Viererimpulsen der Teilchen aus der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\omega\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$  beschrieben. Abschnitt 5.2 befaßt sich mit der Simulation der Reaktion des JADE-Detektors auf den Durchgang obiger Teilchen. Korrekturen zur Standard-Detektorsimulation, die bei den in dieser Analyse vorherrschenden kleinen Pionimpulsen und niedrigen Photonenergien notwendig sind, werden im

letzten Abschnitt dieses Kapitels beschrieben.

Im ersten Abschnitt des **Kapitels 6** wird ein Korrekturfaktor für den Verlust von  $5\pi$ -Ereignissen aufgrund zusätzlicher, vorgetäuschter, Photonen bestimmt. Untergrundbeiträge, die in dieser Analyse von Bedeutung sind, werden in Abschnitt 6.2 untersucht. In Abschnitt 6.3 werden die systematischen Fehler der Messung des Wirkungsquerschnitts ermittelt.

Im **Kapitel 7** wird ausgehend von den in Kapitel 4 ausgewählten Daten aus der Anzahl der Ereignisse mit einem identifizierten  $\omega$ -Meson der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$  abgeleitet. Anschließend wird die Korrelation zwischen  $\omega$ - und  $\rho^0$ -Signal untersucht und so der im obigen Wirkungsquerschnitt enthaltene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$  ermittelt. Abschließend werden die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen und den theoretischen Modellen aus Kapitel 2 gegenübergestellt.

## Kapitel 2

### Theoretische Grundlagen

Im ersten Teil dieses Kapitels wird die Luminositätsfunktion hergeleitet. Die Luminositätsfunktion gibt das Verhältnis von  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}$  und der hier interessierenden Größe  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$  an. Es wird dabei die für diese Analyse ("no tag") gültige Näherung quasi-reeller Photonen benutzt. In Abschnitt 2.1.1 wird eine Näherungsformel für die Luminositätsfunktion angegeben, aus der einige qualitative Eigenschaften von 2-Photon-Prozessen an  $e^+e^-$ -Speicherringen leicht abgelesen werden können.

Der zweite Teil dieses Kapitels befaßt sich mit zwei theoretischen Modellen zur Beschreibung von  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$  für den Fall, daß  $X$  für zwei Vektormesonen steht.

#### 2.1 Kinematik von 2-Photon-Prozessen

##### 2.1.1 Exakter Zusammenhang zwischen $\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$

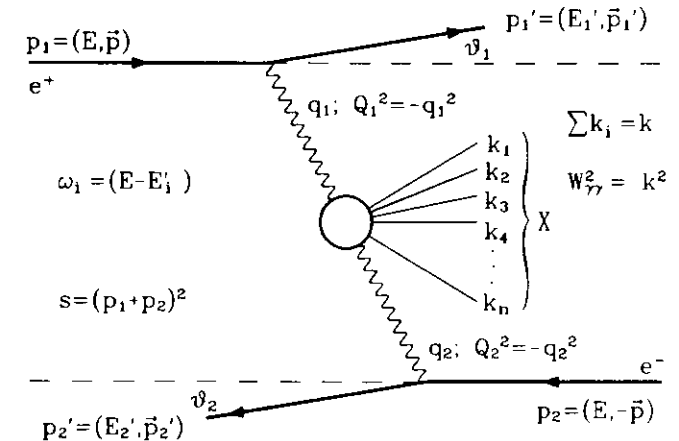


Abbildung 2.1: Kinematik der 2-Photon-Reaktion

2-Photon-Reaktionen an  $e^+e^-$ -Speicherringen lassen sich als zweistufige Prozesse betrachten. Der erste Teil, die Abstrahlung zweier virtueller Photonen (mit  $\gamma^*$  bezeichnet):  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^* \gamma^*$ , ist in der QED berechenbar. Der zweite Prozeß,  $\gamma^* \gamma^* \rightarrow X$ , ist der physikalisch interessante Teil, über den durch die Messung von  $\sigma_{\gamma\gamma}$  Informationen gewonnen werden soll.

An  $e^+e^-$ -Speicherringen kann zunächst nur der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X}$  gemessen werden. Wie daraus der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$  abgeleitet werden kann, soll in diesem Abschnitt gezeigt werden [7].

Aus dem Feynmandiagramm Abbildung 2.1 läßt sich die Amplitude für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$  ablesen, wobei X für einen beliebigen Endzustand steht:

$$T_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X} = |\bar{u}(p'_1, s'_1) \gamma^\mu u(p_1, s_1)| \frac{e}{q_1^2} \cdot T_{\mu\nu} \cdot |\bar{v}(p'_2, s'_2) \gamma^\nu v(p_2, s_2)| \frac{e}{q_2^2} \quad (2.1)$$

Dabei sind  $\mu$  und  $\nu$  die Diracspinoren für das Elektron bzw. Positron. Die 2-Photon-Erzeugung des Endzustandes X wird durch den Tensor  $T_{\mu\nu}$  beschrieben.

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem Quadrat der Amplitude. Für nicht polarisierte Elektron- und Positronstrahlen ist außerdem über deren Spin zu mitteln. Damit ergibt sich:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X} = \frac{(4\pi\alpha)^2}{q_1^2 q_2^2} \rho_1^{\mu'\nu'} \rho_2^{\nu\nu'} \frac{1}{4\sqrt{p_1^2 p_2^2 - m_e^4}} W^{\mu'\nu',\mu\nu} \frac{d^3 p'_1}{(2\pi)^3 2E'_1} \frac{d^3 p'_2}{(2\pi)^3 2E'_2} \quad (2.2)$$

mit

$$W^{\mu'\nu',\mu\nu} = \frac{1}{2} \int T^{\mu'\nu'} T^{\mu\nu} (2\pi)^4 \cdot k^4 (q_1 + q_2 - k) \cdot dLIPS(X) \quad (2.3)$$

Die Tensoren  $W^{\mu'\nu',\mu\nu}$  sind im wesentlichen  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte ohne Flußfaktoren.  $dLIPS(X)$  bezeichnet den Lorentzinvarianten Phasenraum des Endzustandes:

$$dLIPS(X) = \prod_{j=1}^n \frac{d^3 k_j}{2E_j (2\pi)^3}$$

Die  $\rho_i^{\mu\nu}$  sind die Dichtematrizen der virtuellen Photonen <sup>1</sup>:

$$\rho_i^{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} + \frac{1}{q_i^2} \cdot (q_i^\mu q_i^\nu - (2p_i - q_i)^\mu (2p_i - q_i)^\nu) \quad (2.4)$$

Der Tensor  $W^{\mu'\nu',\mu\nu}$  hat  $4^4 = 256$  Komponenten. Doch durch Anwendung von Invarianzprinzipien wie Eichinvarianz, Lorenzinvarianz, Zeitumkehrinvarianz und Paritätserhaltung läßt sich zeigen, daß es nur acht unabhängige Tensoren gibt [8,9]:

**Eichinvarianz:** Die Forderung nach Eichinvarianz wird durch Übergang in die Helizitätsbasis im  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem erfüllt. Das Helizitätssystem wird durch die Indizes  $a, b \in (+, -, 0)$  für rechts bzw. linkszirkulare und longitudinale Photonpolarisation gekennzeichnet. Die Photon-Polarisationsvektoren in dieser Basis lassen sich wie folgt schreiben:

$$(\epsilon_\pm)_i = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, \pm i, 0) \quad \text{und} \quad (\epsilon_0)_i = \frac{1}{\sqrt{-q^2}} (|q|, 0, 0, \omega) \quad (2.5)$$

<sup>1</sup>Für polarisierte Elektron- bzw. -Positron muß der Term:  $-2i(m_e/q_i^2)\epsilon^{\mu\nu\gamma\delta}q_i^\gamma n_i^\delta$  addiert werden.  $n_i^\delta$  ist dabei der Polarisationsvektor des Leptons.

Die Transformationsgleichungen für den hadronischen Tensor lauten:

$$W_{a'b',ab} = (\epsilon'_a)^{\mu'} (\epsilon'_b)^{\nu'} (2) W_{\mu'\nu',\mu\nu} (\epsilon_a)^{\mu} (\epsilon_b)^{\nu} (2) \quad (2.6)$$

Die Dichtematrizen der Photonen  $\rho_i^{\mu\nu}$  werden ebenfalls in die Helizitätsbasis transformiert:

$$\rho_i^{ab} = (-1)^{(a+b)} (\epsilon_a)_\mu (i) \rho_i^{\mu\nu} (\epsilon_b)_\nu (i) \quad (2.7)$$

Die Anzahl der Komponenten ist in dieser Basis auf  $3^4 = 81$  beschränkt.

Der Tensor  $W_{a'b',ab}$  kann über das optische Theorem als absorptiver Teil der  $\gamma\gamma$ -Vorwärtsstreuamplitude betrachtet werden. Dadurch können aus den Invarianzprinzipien folgende Bedingungen für den Tensor  $W_{a'b',ab}$  direkt abgelesen werden:

**Erhaltung der Gesamthelizität:** Es muß  $a - b = a' - b'$  gelten. Auf Grund dieser Bedingung sind 62 der 81 Tensoren gleich null.

**Zeitumkehrinvarianz:** Dieses führt zu der Bedingung  $W_{a'b',ab} = W_{ab,a'b'}$ . Damit sind nur 15 der 19 verbleibenden Tensoren linear unabhängig.

**Paritätsinvarianz:** Es gilt:  $W_{a'b',ab} = W_{a'-b',-a-b}$ . Damit verbleiben noch 8 unabhängige Tensoren.

Durch Linearkombination dieser acht Tensoren lassen sich  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte für transversal- bzw. longitudinal polarisierte Photonen angeben ( $+ - \rightarrow T, 0 \rightarrow L$ ):

$$\begin{aligned} \sigma_{TT} &\equiv \frac{1}{4\sqrt{X}} (W_{+,+,-,-} + W_{+,-,+,-}) \\ \sigma_{TL} &\equiv \frac{1}{2\sqrt{X}} W_{+,0,+0} \\ \sigma_{LT} &\equiv \frac{1}{2\sqrt{X}} W_{0,+0,+} \\ \sigma_{LL} &\equiv \frac{1}{2\sqrt{X}} W_{00,00} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Dabei bezeichnet X die analytische Fortsetzung des Möllerschen Flußfaktors auf raumartige, virtuelle Photonen.

$$X \equiv (q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2 = \frac{1}{4} (W_{\gamma\gamma}^2 - q_1^2 - q_2^2)^2 - q_1^2 q_2^2 \quad (2.9)$$

Die übrigen vier  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte sind Interferenzterme.

$$\begin{aligned} \tau_{TT} &\equiv \frac{1}{2\sqrt{X}} W_{+,+,-,-} \\ \tau_{TL} &\equiv \frac{1}{4\sqrt{X}} (W_{+,+0,0} + W_{0,+,-0}) \\ \tau_{TT}^a &\equiv \frac{1}{4\sqrt{X}} (W_{+,+,-,-} - W_{+,-,+,-}) \\ \tau_{TL}^a &\equiv \frac{1}{4\sqrt{X}} (W_{+,+0,0} - W_{0,+,-0}) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Damit läßt sich der Wirkungsquerschnitt schreiben als:

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = \frac{\alpha^2}{16\pi^4 q_1^2 q_2^2} \sqrt{\frac{X}{(p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} \left[ 4 \rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{TT} \right. \quad (2.11)$$

$$- 2 |\rho_1^{+-} \rho_2^{+-}| \tau_{TT} \cos 2\bar{\phi} + 2 \rho_1^{++} \rho_2^{00} \sigma_{TL}$$

$$+ 2 \rho_1^{00} \rho_2^{++} \sigma_{LT} + \rho_1^{00} \rho_2^{00} \sigma_{LL}$$

$$\left. - 8 |\rho_1^{+0} \rho_2^{+0}| \tau_{TL} \cos \bar{\phi} + A \tau_{TT}^a + B \tau_{TL}^a \right] \frac{d^3 p_1' d^3 p_2'}{E_1' E_2'}$$

Mit  $\bar{\phi}$  wird der Winkel zwischen den Leptonstrebeneben im  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem bezeichnet.

Die Faktoren A und B in Gleichung 2.11 sind nur für polarisierte Elektron- und Positronstrahlen ungleich null. Da bei PETRA keine Polarisation festgestellt wurde, können diese beiden Terme hier vernachlässigt werden.

Auf Grund des Photonpropagators  $1/q_i^2$  wird der Hauptanteil des Wirkungsquerschnitts von quasi-reellen, transversal polarisierten Photonen bestimmt. Da in dieser Analyse der Transversalimpuls der Endzustandes X begrenzt wird (siehe Kapitel 4), ist der Anteil von hoch virtuellen Photonen weiter eingeschränkt. Es kann deshalb die Näherung  $q_i^2 \approx 0$  gemacht werden. Für die  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte (Gleichung 2.9 und 2.11) gilt, falls  $q_i^2 \rightarrow 0$ :<sup>2</sup>

$$\sigma_{TT}(W_{\gamma\gamma}^2, q_1^2, q_2^2) \rightarrow \sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}^2) \quad \tau_{TT}(W_{\gamma\gamma}^2, q_1^2, q_2^2) \rightarrow \tau_{TT}(W_{\gamma\gamma}^2) \quad (2.12)$$

$$\sigma_{TL} \propto q_2^2 \quad \sigma_{LT} \propto q_1^2 \quad \sigma_{LL} \propto q_1^2 q_2^2 \quad \tau_{TL} \propto \sqrt{q_1^2 q_2^2}$$

In dieser Näherung brauchen damit nur  $\sigma_{\gamma\gamma}$  und  $\tau_{TT}$  berücksichtigt zu werden.

Werden nicht beide gestreuten Leptonen gemessen ("double tag"), so muß über  $\bar{\phi}$  integriert werden. Damit verschwindet der Term  $\tau_{TT}$ . Da in dieser Analyse keines der gestreuten Leptonen nachgewiesen wird, verbleibt hier als relevante Größe nur der Wirkungsquerschnitt zweier reeller Photonen  $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ . Der Wirkungsquerschnitt läßt sich somit schreiben als:

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = \frac{d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^{TT}}{d^3 p_1' d^3 p_2'} \sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}^2) d^3 p_1' d^3 p_2' \quad (2.13)$$

$$\frac{d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^{TT}}{d^3 p_1' d^3 p_2'} \equiv \frac{\alpha^2}{4\pi^4 E_1' E_2' q_1^2 q_2^2} \sqrt{\frac{X}{(p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} \rho_1^{++} \rho_2^{++} \quad (2.14)$$

$$2\rho_i^{++} \equiv \frac{1}{X} (2p_i q_i - q_1 q_2)^2 + 1 + 4 \frac{m_i^2}{q_i^2} \quad (2.15)$$

$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^{TT}$  wird als differentielle  $\gamma\gamma$ -Luminositätsfunktion bezeichnet.

Nach Variablentransformation und Integration über fünf Variablen des Phasenraums läßt sich eine nur noch von  $W_{\gamma\gamma}$  abhängige Luminositätsfunktion  $L_{\gamma\gamma}^{TT}$  definieren:

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = \int \frac{dL_{\gamma\gamma}^{TT}}{dW_{\gamma\gamma}} \sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}) dW_{\gamma\gamma} \quad (2.16)$$

Dieses ist der in dieser Analyse verwendete Zusammenhang von  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}$  und  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$ .

## 2.1.2 Eine Näherung für die Luminositätsfunktion

Die Faktoren  $\rho_i^{++}$  in Gleichung 2.15 hängen jeweils von den kinematischen Variablen beider Photonen ab. Doch für  $|q_i^2| \ll W_{\gamma\gamma}^2$  lassen sie sich wie folgt annähern:

$$\rho_i^{++} \approx \frac{2EE_i'}{(E \cdot E_i')^2} \left( 1 - \left| \frac{q_{i, \min}^2}{q_i^2} \right| \right) - 1 \quad (2.17)$$

Damit kann der Wirkungsquerschnitt faktorisiert werden:

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = dn_1 dn_2 \cdot \sigma_{\gamma\gamma} \quad (2.18)$$

Die  $dn_i$  können als Photonflußfaktoren interpretiert werden, sie lauten:

$$d^2 n_i = \frac{\alpha d\omega_i dq_i^2}{\pi \omega_i q_i^2} \left( \left( 1 - \frac{\omega_i}{E} + \frac{\omega_i^2}{2E^2} \right) - \left( 1 - \frac{\omega_i}{E} \right) \frac{q_{i, \min}^2}{q_i^2} \right) \quad (2.19)$$

Dieses entspricht dem Ergebnis der Weizsäcker-Williams Näherung (Equivalent Photon Approximation [10]), in der die elektromagnetische Wechselwirkung relativistischer geladener Teilchen durch den Strahlungsimpuls eines elektromagnetischen Wellenfeldes beschrieben wird. Integriert man Gleichung 2.18, so erhält man näherungsweise ("leading log approximation") [11]:

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = \frac{dL_{\gamma\gamma}^{EPA}}{dW_{\gamma\gamma}} \sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}) dW_{\gamma\gamma} \quad (2.20)$$

mit der EPA-Luminositätsfunktion:

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}^{EPA}}{dW_{\gamma\gamma}} = \left( \frac{2\alpha}{\pi} \right)^2 \frac{1}{W_{\gamma\gamma}} \left( \ln \frac{2E}{m_e} \right)^2 f(W_{\gamma\gamma}/2E) \quad (2.21)$$

Die Funktion  $f(x)$  wird als Low-Funktion [12] bezeichnet:

$$f(x) = (2+x^2)^2 \ln(1/x) - (1-x^2)(3+x^2)$$

Damit ist man in dieser Näherung zu einem analytischen Ausdruck für die Luminositätsfunktion gelangt, während sich die exakte Luminositätsfunktion Gleichung 2.16 nur numerisch berechnen läßt. Aus der EPA lassen sich leicht einige qualitative Eigenschaften von 2-Photon-Prozessen an  $e^+e^-$ -Speicherringen ablesen:

- Aus Gleichung 2.20 und 2.21 erkennt man folgende Abhängigkeit von  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}$  von  $W_{\gamma\gamma}$ :

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} \propto \frac{1}{W_{\gamma\gamma}} \ln \left( \frac{2E}{W_{\gamma\gamma}} \right)$$

Der starke Abfall der Luminositätsfunktion mit  $W_{\gamma\gamma}$  bewirkt, daß überwiegend Endzustände X mit kleiner invarianter Masse erzeugt werden (Abbildung 2.2).

Auf Grund der kleinen invarianten Masse ist eine weitgehende Trennung zu vollständig rekonstruierten Endzuständen aus Vernichtungsreaktionen möglich.

- Ebenfalls aus Gleichung 2.21 ist der logarithmische Anstieg der Luminositätsfunktion mit der Strahlenergie E zu erkennen.

<sup>2</sup>Die untere kinematische Grenze für  $-q^2$  beträgt  $(\omega_i \cdot m_e) : -q_{i, \min}^2 = \frac{m_e^2 \omega_i^2}{E E'}$



- Das Photonenspektrum in Gleichung 2.19 ist proportional zu  $1/q^2$ . Es werden hauptsächlich quasi-reelle Photonen abgestrahlt. Da  $Q_T^2 \approx 2E(E - \omega)(1 - \cos\vartheta)$ , ist der Transversalimpuls ( $p \perp$  Strahlachse) des Endzustandes  $X$  meist klein.
- Da die Photonen im allgemeinen unterschiedliche Impulse haben, bewegt sich, hauptsächlich in Richtung der Strahlachse, das Endzustandssystem  $X$  relativ zum  $e^+e^-$ -Schwerpunktsystem. Akzeptanzlücken der Detektoren in der Nähe der Strahlachse bewirken deshalb, daß die Wahrscheinlichkeit, den Endzustand  $X$  vollständig zu rekonstruieren, gering ist.

Aus Abbildung 2.2 ist zu erkennen, daß die Luminositätsfunktion durch die EPA um 10% - 15% überschätzt wird. Deshalb wird in dieser Analyse die numerisch berechnete Luminositätsfunktion aus Gleichung 2.16 verwendet (siehe Kapitel 5).

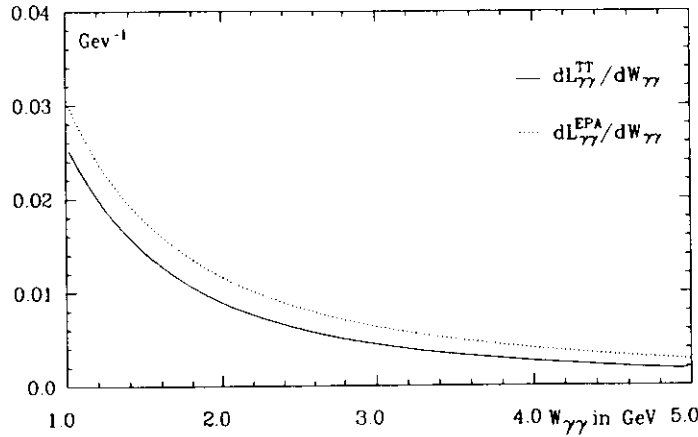


Abbildung 2.2: Die Luminositätsfunktion  $dL_{\gamma\gamma}^{TT}/dW_{\gamma\gamma}$  im Vergleich mit der EPA-Luminositätsfunktion  $dL_{\gamma\gamma}^{EPA}/dW_{\gamma\gamma}$  bei einer Strahlenergie von  $18 \text{ GeV}$ .

## 2.2 Theoretische Modelle zur Beschreibung der Produktion von Vektormesonpaaren

Zunächst scheint das VDM-Modell das geeignete Modell zur Beschreibung der 2-Photon-Produktion von Vektormesonpaaren zu sein (Abschnitt 2.2.1). Doch die Messung von  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$  im Jahre 1980 von TASSO steht im klaren Widerspruch zu den Vorhersagen des VDM-Modells. Daraufhin wurden zwei Modelle entwickelt, das  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Modell und das "t-channel factorization" Modell, die in der Lage sind den gemessenen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$  zu beschreiben. Diese beiden Modelle werden in Abschnitt 2.2.2 und 2.2.3 erläutert. Beide Modelle machen auch Aussagen über die 2-Photon-Produktion anderer Vektormesonpaare, wie z.B.  $\omega \rho^0$ .

### 2.2.1 Das VDM-Modell und der Prozeß $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$

#### Hadronproduktion im VDM-Modell

In niedrigster Ordnung wird die Hadronproduktion in 2-Photon-Reaktionen durch das Feynmandiagramm Abbildung 2.3 a beschrieben. Die Photonen koppeln punktförmig an Quarks, die anschließend in Hadronen fragmentieren. Die Gültigkeit dieser Beschreibung ist allerdings auf kinematische Bereiche mit großem Impulsübertrag beschränkt. Bei kleinen Impulsüberträgen, die bei "no tag" Analysen überwiegen, verschwindet, aufgrund von Gluonaustausch, der punktförmige Charakter der Kopplung.

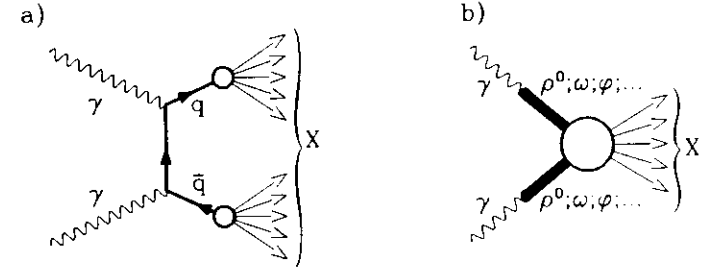


Abbildung 2.3: a) Die punktförmige Kopplung von Photonen an Quarks. b) Hadronproduktion im VDM-Modell

In dieser Situation hat sich das Vektor-Dominanz-Modell als geeignetes Modell zur Beschreibung der Photon-Hadron-Kopplung erwiesen [13]. Im VDM-Bild konvertiert das Photon zunächst in neutrale Vektormesonen, mit den Quantenzahlen des Photons, die anschließend stark miteinander wechselwirken (Abbildung 2.3 b). Formal wird dieses durch Einführung eines Photon-Vektormeson-Vertex und eines Vektormesonpropagators ausgedrückt. Das Matrixelement für den Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow X$  lautet damit:

$$M_{\gamma\gamma \rightarrow X} = \sum_{i,k} \left( \frac{e^2}{f_V f_{V_i}} \right) \frac{m_{V_i}^2}{m_{V_i}^2 - q_1^2} \frac{m_{V_k}^2}{m_{V_k}^2 - q_2^2} M_{V_i V_k \rightarrow X} \quad (2.22)$$

Dabei bezeichnet  $e/f_V$  die Amplitude für den den Übergang Photon  $\rightarrow$  Hadron. Da das Photon an die Ladung der Quarks koppelt, erwartet man aus der SU(3) Darstellung der Vektormesonen bei idealer Mischung folgende Verhältnisse der Kopplungen:

$$1/f_{\rho^0} : 1/f_{\omega} : 1/f_{\phi} = 1 : \frac{1}{3} : \frac{\sqrt{2}}{3} \quad (2.23)$$

Diese Verhältnisse können mit den Kopplungen, die über den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow V \rightarrow X$  aus  $e^+e^-$  Annihilationsdaten bestimmt wurden [14], verglichen werden:

$$\frac{f_{\rho^0}^2}{4\pi} = 2.11 \pm 0.29 \quad \frac{f_{\omega}^2}{4\pi} = 18.3 \pm 1.9 \quad \frac{f_{\phi}^2}{4\pi} = 13.5 \pm 1.4 \quad (2.24)$$

Die gemessenen Verhältnisse sind für  $f_{\rho^0}$  und  $f_{\omega}$  in Einklang mit Gleichung 2.23, während  $f_{\phi}$  etwas größer ist, als in Gleichung 2.23 angenommen.

## Der Prozeß $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$

Die Produktion von zwei Vektormesonen durch quasireelle Photonen wurde erstmals von TASSO in der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  beobachtet. Der gemessene Wirkungsquerschnitt zeigt eine starke Erhöhung nahe der Schwelle für  $\rho^0 \rho^0$  Produktion bei  $1.54 \text{ GeV}$  (Abbildung 2.4). Dieses Verhalten konnte nachfolgend von anderen Messungen bestätigt werden (Abbildung 2.10) [15,16,17,18].

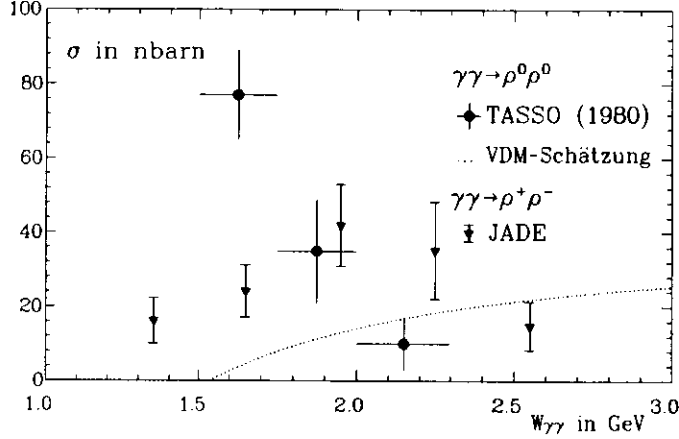


Abbildung 2.4:  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  (TASSO) und die VDM Vorhersage

Im VDM-Bild läßt sich der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$  durch die elastische Streuung  $\rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0$  ausdrücken:

$$\frac{d}{dt}(\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}) = \left(\frac{c}{f_{\rho^0}}\right)^2 \left(\frac{p^*}{k^*}\right)^2 \frac{d}{dt}(\sigma_{\rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0}) \quad (2.25)$$

Dabei sind  $p^*$  und  $k^*$  die Impulse der  $\rho$ -Mesonen bzw. der Photonen im  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem. Mit  $t$  wird die Mandelstamvariable des Impulsübertrages bezeichnet.

Nimmt man ausschließlich diffraktive Streuung an, so ist das Matrixelement für die elastische  $\rho^0 \rho^0$ -Streuung rein imaginär und läßt sich wie folgt parametrisieren:  $|M(t)|^2 = |M(0)|^2 e^{At}$ . Den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man damit über das optische Theorem:

$$\sigma_{\rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0}^{\text{tot}} = \frac{1}{2k^* \sqrt{W_{\gamma\gamma}}} \text{Im} |M(0)| \quad (2.26)$$

Damit kann der elastische Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0}$  geschrieben werden als [15]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\sigma_{\rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0}^{\text{tot}}) &= \frac{1}{16\pi} (\sigma_{\rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0}^{\text{tot}})^2 e^{At} \\ \sigma_{\rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0}^{\text{tot}} &\simeq \frac{1}{16\pi A} (\sigma_{\rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0}^{\text{tot}})^2 \end{aligned}$$

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\rho^0 \rho^0 \rightarrow X}^{\text{tot}}$  ist nicht direkt meßbar. Doch kann er mit Hilfe des additiven Quarkmodells in Beziehung zum totalen Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt gesetzt werden:

$$\sigma_{\rho^0 \rho^0 \rightarrow X}^{\text{tot}} = \frac{4}{9} (\sigma_{pp \rightarrow X}^{\text{tot}})$$

Damit erhält man aus dem VDM-Modell folgende Abschätzung für  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$ :

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0} = \left(\frac{c}{f_{\rho^0}}\right)^2 \left(\frac{p^*}{k^*}\right)^2 \frac{1}{16\pi A} \frac{16}{81} (\sigma_{pp \rightarrow X}^{\text{tot}})^2 \quad (2.27)$$

Für  $\sigma_{pp \rightarrow X}^{\text{tot}} \simeq 40 \text{ mbarn}$  und  $A = 5.6 \text{ GeV}^{-2}$  ist die resultierende Kurve in Abbildung 2.4 gezeigt. Nahe der Schwelle liegt der gemessene Wirkungsquerschnitt fast eine Größenordnung über der Vorhersage nach dem VDM-Modell.

Der große Unterschied zwischen der Erwartung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$  im VDM-Bild und der Messung regte eine Reihe von neuen Vorschlägen zur Beschreibung des Wirkungsquerschnitts an. Die vielleicht einfachste Möglichkeit ist, den großen Wirkungsquerschnitt durch Bildung einer intermediären Resonanz zu erklären<sup>3</sup>. Doch mußte diese Beschreibung nach Messung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-}$  von JADE [19] (Abbildung 2.4) verworfen werden. Diese Messung liegt wesentlich unter dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$ , während man aus der Isospinerhaltung folgende Verhältnisse erwartet:

$$\text{Isospin 0 Resonanz} : \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-} = 2 \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0} \quad (2.28)$$

$$\text{Isospin 2 Resonanz} : \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-} = \frac{1}{2} \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$$

Demnach ist es nicht möglich den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$  durch eine einzige Resonanz zu erklären. Doch kann Interferenz zwischen einer isotensoriellen und einer isoskalaren Resonanz zum Verschwinden von  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-}$  führen, falls die Amplituden  $M$  für beide Isospinkanäle gleich groß sind. Aus den Clebsch-Gordan Koeffizienten der Isospin SU(2) ergeben sich folgende Interferenzen zwischen Isotensor und Isoskalar:

$$\begin{aligned} M_{\rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0} &= \frac{2}{3} M_{\text{Isotensor}} + \frac{1}{3} M_{\text{Isoskalar}} \\ M_{\rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-} &= \frac{\sqrt{2}}{3} M_{\text{Isotensor}} - \frac{\sqrt{2}}{3} M_{\text{Isoskalar}} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Im folgenden werden zwei Modelle vorgestellt, die in der Lage sind den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$  zu beschreiben:

- Das  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Modell von N.N. Achasov *et al.* [20,21,22] und B.A. Li und K.F. Liu [23,24, 25,26].

Die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$  und  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-}$  werden durch Formation von  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen beschrieben. Die große Differenz zwischen beiden Wirkungsquerschnitten ergibt sich in diesem Modell auf einfache Weise durch konstruktive bzw. destruktive Interferenz zwischen Isospin 2 und Isospin 0  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen. (siehe Abschnitt 2.2.2)

<sup>3</sup>Der Beitrag der  $f_2(1270)$ -Resonanz zum Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  beträgt ca.  $15 \text{ nbarn}$ , und der Beitrag der  $f_0(1400)$ -Resonanz wird zu  $\leq 5 \text{ nbarn}$  abgeschätzt [2]. Demnach können bekannte Resonanzen mit den richtigen Quantenzahlen den Wirkungsquerschnitt nicht erklären.

- Ein mehr konservativer Ansatz ist das "t-channel factorization" Modell von G. Alexander, A. Levy, P.G. Williams und U. Maor [27,28,29]

Für verschiedene Austauschbeiträge im t-Kanal wird Faktorisiertbarkeit angenommen, und damit der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$  aus Photoproduktionsdaten:  $\sigma_{\gamma N \rightarrow \rho^0 N}$  und Daten der Nukleon-Nukleon-Streuung abgeleitet (siehe Abschnitt 2.2.3).

Es wird argumentiert, daß erst dann für die Beschreibung von  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$  die Existenz exotischen Resonanzen zu erwägen sind, wenn es keine Möglichkeit gibt den gemessenen Wirkungsquerschnitt mit herkömmlichen Modellen zu erklären. Da das "t-channel factorization" Modell den gemessenen Wirkungsquerschnitt weitgehend beschreibt, gibt es demnach keinen Grund die Existenz von  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen in Betracht zu ziehen.

Beide Modelle machen auch Aussagen über die 2-Photon-Produktion anderer Vektor-mesonpaare. Durch Messung der Wirkungsquerschnitte  $\gamma\gamma \rightarrow VV'$  dieser Kanäle können die vorgeschlagenen Modelle getestet werden.

$$\begin{array}{lll} \gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 & \gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^- & \gamma\gamma \rightarrow \omega\omega \\ \gamma\gamma \rightarrow \phi\phi & \gamma\gamma \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0} & \gamma\gamma \rightarrow K^{*+} K^{*-} \\ \boxed{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega} & \gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \phi & \gamma\gamma \rightarrow \omega\phi \end{array}$$

In den nächsten beiden Abschnitten werden die Modelle genauer beschrieben und ihre Aussagen über die Prozesse  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \omega \rho^0$  angegeben.

## 2.2.2 S-Wellen $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen im MIT Bag-Modell

### Das MIT Bag-Modell

Während die Feldtheorie der starken Wirkungsquerschnitt, die Quanten-Chromo-Dynamik, Streuexperimente mit hohem Impulsübertrag gut beschreiben kann, ist es z.Z. nicht möglich im Rahmen der QCD gebundene Zustände stark wechselwirkender Teilchen zu berechnen.

Im MIT<sup>4</sup> Bag-Modell [30] wird das "Confinement" der Quarks in Hadronen "ab initio" festgelegt. In der Hamiltonfunktion der Quarks wird dazu ein Druckterm:  $B \cdot \frac{4}{3} \pi R^3$  mit dem "bag"-Radius R, eingeführt, der die Quarks in einem begrenzten Raumbereich (bag) einschließt. Die u- und d- Quarks werden als masselos angenommen, während dem s-Quark eine Masse m, zugeordnet wird. Die Gluonwechselwirkung der Quarks wird nur in der ersten Bornschen Näherung berücksichtigt. Da die Lösungen im Bag-Modell zeitunabhängig sind, entspricht diese Wechselwirkung der gewöhnlichen magneto- (oder elektro-) Statik. Der farbelektrostatische Beitrag ist klein und wird vernachlässigt. Der farbmagnetostatische Beitrag ergibt:

$$\begin{aligned} E_M &= \frac{1}{2} g^2 \sum_{i \neq j} \sum_{a=1}^8 dx^3 B_j^a(x) B_i^a(x) \\ &= \frac{1}{2} g^2 \sum_{i \neq j} \sum_{a=1}^8 dx^3 \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \lambda_i^a \lambda_j^a M(m_i R, m_j R) \end{aligned}$$

Dabei ist  $B_i^a$  das farbmagnetische Feld des i-ten Quarks,  $\lambda_i^a$  die Farbe des i-ten Quarks und  $\vec{\sigma}_i$  dessen Spin.  $M(m_i R, m_j R)$  ergibt sich aus einem Integral über die Wellenfunktion der Quarks im "bag". Durch Einführung dieses Terms läßt sich Massenaufspaltung zwischen Baryonenoktett und -dekuplett, sowie zwischen pseudoskalaren- und Vektormesonen beschreiben.

Um die endlichen Energieverschiebungen aufgrund von Nullpunktsfluktationen in einem endlichen Raumbereich zu berücksichtigen, wird der Term:  $-z_0/R$  zur Hamiltonfunktion addiert.

Damit enthält das Bag-Modell vier Parameter. Diese werden durch eine Anpassung an die Massen der S-Wellen-Baryonen und Mesonen bestimmt:

$$B^{1/4} = 146 \text{ MeV} \quad m_s = 279 \text{ MeV} \quad \alpha_c \equiv \frac{g^2}{4\pi} = 0.55 \quad z_0 = 1.84$$

Mit diesen Parametern lassen sich die Massen der S-Wellen Hadronen gut beschreiben. Im Bag-Modell können aber auch die Massen von exotischen Zuständen, deren Existenz von der QCD vorhergesagt werden, wie reine Gluonzustände, Hybrid-Zustände und Multiquark-Zustände, berechnet werden.

### $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen

In erster Näherung steigt die Masse der Hadronen linear mit der Anzahl der Quarks. Für Mesonmassen um 700 MeV und Baryonmassen um 1.1 GeV werden  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen bei Massen um 1.5 GeV erwartet. Zur Zeit gibt es keine direkte Evidenz für diese Zustände, doch werden die skalaren Mesonen  $\delta(980)$  und  $S^*(980)$  als Kandidaten für S-Wellen  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen betrachtet [31,20,21].

Zur Konstruktion der Multiplettstruktur der  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen werden zunächst Quarkpaare und Antiquarkpaare zu  $SU(6)_{\text{Farbe} \otimes \text{Spin}}$ - und zu  $SU(3)_{\text{Flavour}}$ -Multipletts gekoppelt. Quarks sind in der [6] Darstellung der  $SU(6)$ , so daß sich für Quarkpaare folgende  $SU(6)$ -Multipletts ergeben: [6]  $\otimes$  [6] = [15]  $\oplus$  [21]. Die [15] Darstellung ist antisymmetrisch, während die [21] Darstellung symmetrisch ist. Die Flavour-Darstellung eines Quarkpaares ist entweder die antisymmetrische  $\bar{6}$ -Darstellung oder die symmetrische  $\bar{3}$ -Darstellung. Unter Berücksichtigung des Pauliprinzipes gibt es folgende Kombinationen für Quarkpaare: [21] $\bar{3}$  und [15] $\bar{6}$ ; und entsprechend für Antiquarkpaare: [21] $\bar{3}$  und [15] $\bar{6}$ . Zwischen diesen  $q\bar{q}$ - und  $\bar{q}q$ -Paaren sind alle Kombinationen zu  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen, die mit Gesamtfarbe 1 verträglich sind, möglich. Damit ergeben sich folgende Flavour-Multipletts:

$$\begin{aligned} \bar{3} \otimes \bar{3} &= 1 \oplus 8 \equiv 9 \\ 6 \otimes \bar{6} &= 1 \oplus 8 \oplus 27 \equiv 26 \\ 6 \otimes \bar{3} \oplus \bar{3} \otimes \bar{6} &= 8_f \oplus 8_d \oplus 10 \oplus \bar{10} \equiv 18 \oplus \bar{18} \quad ^5 \end{aligned}$$

Es wird ideale Mischung angenommen, so daß die Multipletts wie oben zusammengefaßt werden. Die Multipletts treten mit folgendem Gesamtspin auf:

$$\begin{aligned} J^P &= 2^+ : 9, 36 \\ J^P &= 1^+ : 9, 36, 18, 18^*, \bar{18}, 18^* \\ J^P &= 0^+ : 9, 9^*, 36, 36^* \end{aligned}$$

<sup>5</sup>Die Flavouroktetts in  $\bar{3} \otimes \bar{6}$  und  $3 \otimes 6$  sind keine Eigenzustände der G-Parität. Die Oktetts  $8_f$  und  $8_d$  sind geeignete Linearkombinationen.

<sup>4</sup>MIT: Massachusetts Institut of Technology

Bei zwei Multipletts mit identischen Spin- und Flavourquantenzahlen kennzeichnet der Stern das schwerere Multiplett.

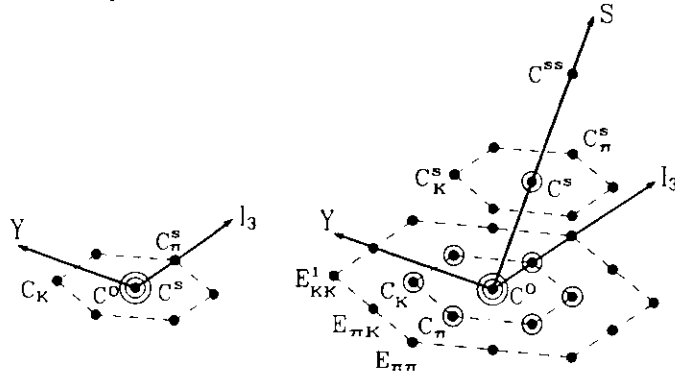


Abbildung 2.5: Die 9 und 36 Multipletts. <sup>6</sup> Die dritte Achse gibt die Anzahl der  $s\bar{s}$  Paare an.

### Der Zerfall von $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen

Beim Zerfall von  $q\bar{q}$ -Mesonen wird zwischen Zweig-erlaubten (Abbildung 2.6 a) und Zweig-verbotenen Zerfällen (Abbildung 2.6 b) unterschieden. Die Zweig-verbotenen Zerfälle sind unterdrückt, da hier drei Quarklinien vernichtet bzw. erzeugt werden müssen, während bei Zweig-erlaubten Zerfällen nur eine Quarklinie erzeugt wird. Für  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen existiert ein zusätzlicher Zerfallskanal, in dem das Meson einfach in zwei  $q\bar{q}$  Paare "auseinanderfällt" (Abbildung 2.6 c). Dieser Zerfallsmodus wird im folgendem mit Zweig-übererlaubt bezeichnet. Da bei Zweig-übererlaubten Zerfällen keine unverbundenen Quarklinien auftreten, wird erwartet, daß  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen extrem breit sind. Liegt die Masse des Mesons allerdings nahe der Schwelle für diesen Zerfall, kann die Resonanz auf Grund der Phasenraumunterdrückung schmal genug werden, um als Erhöhung in invarianten Massenspektren beobachtet zu werden.

S-Wellen  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen können nur in S-Wellen  $q\bar{q}$ -Mesonen in relativen S-Wellen "auseinanderfallen". Der Zerfall von Spin 2  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen in pseudoskalare Mesonen ist deshalb nur über Gluonaustausch möglich und unterdrückt. Somit können die Mesonen in erster Näherung nur in die schwereren Vektormesonen zerfallen. Es wird aus diesem Grund erwartet, daß sich besonders unter den Spin 2  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen beobachtbare Resonanzen befinden.

Die Amplitude für den Zerfall von  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen wird berechnet, indem der  $|q\bar{q}q\bar{q}\rangle$ -Zustand als Superposition von farbneutralen  $(q\bar{q})|q\bar{q}\rangle$ -Zuständen geschrieben wird. Die Koeffizienten dieser Entwicklung werden als "recoupling-coefficients" bezeichnet [31].

<sup>6</sup>Zur Notation von Jaffe [31].

C steht für "cryptoexotic". Das ist ein  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Meson mit den gleichen Isospin- und Hyperladungsquantenzahlen wie ein  $q\bar{q}$ -Meson (dieses ist durch den unteren Index gekennzeichnet). Dagegen steht E für "exotic": ein  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Meson ohne  $q\bar{q}$ -Äquivalent. Der untere Index kennzeichnet den pseudoskalaren Flavourkanal, an den diese Mesonen koppeln. Der obere Index gibt die Anzahl der  $s$ -Quarkpaare an.

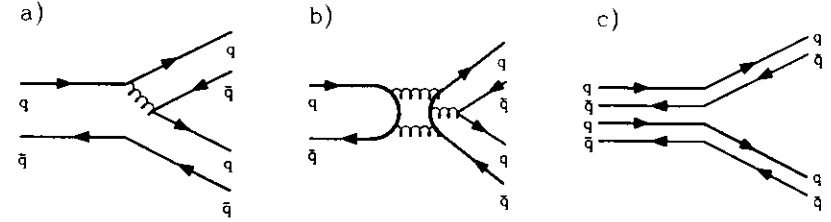


Abbildung 2.6: a) Zweig-erlaubter Zerfall b) Zweig-verbotener Zerfall c) Zweig-übererlaubter Zerfall

### Erzeugung von $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen in $\gamma\gamma$ -Reaktionen

Da Spin 2  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen stark an Vektormesonen koppeln, erwartet man nach VDM Annahmen auch eine relativ große 2-Photon-Breite dieser Mesonen (Abbildung 2.7).

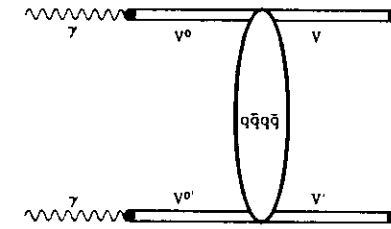


Abbildung 2.7: Der Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q} \rightarrow V V'$

Achasov *et al.* [20,21,22] und Li und Liu '23,24,25,26] haben Rechnungen für die Produktion von  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen in 2-Photon-Prozessen veröffentlicht. Im folgenden werden die Resultate von Achasov *et al.* vorgestellt. Li und Liu beziehen Spin 0  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte ein. Die Resultate stimmen aber im Wesentlichen mit den Ergebnissen von Achasov *et al.* überein.

Für den Wirkungsquerschnitt der 2-Photon-Erzeugung eines Spin 2  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesons und dessen Zerfall in zwei Vektormesonen gilt:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow R, \dots \rightarrow VV'} = \frac{(2J+1)\rho_{VV'}}{32\pi W_{\gamma\gamma}^2} \left| \sum_R \frac{g_{R\gamma\gamma} g_{RVV'}}{m_R^2 - W_{\gamma\gamma}^2 - i(W_{\gamma\gamma}\Gamma_R + a_{RM}\Gamma_R(m_R^2))} \right|^2 \quad (2.30)$$

mit:

$$\rho_{VV'} = \frac{p^*}{W_{\gamma\gamma}/2} = \frac{\sqrt{W_{\gamma\gamma}^2 - (m_V + m_{V'})^2} \sqrt{W_{\gamma\gamma}^2 - (m_V - m_{V'})^2}}{W_{\gamma\gamma}^2} \quad (2.31)$$

$p^*$  bezeichnet den Impuls der Vektormesonen im  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem. Für Vektormesonen mit großer Breite wird der Faktor  $\rho_{VV'}$  mit der Form dieser Resonanz gewichtet.

$qq\bar{q}\bar{q}$ -Meson	Masse [MeV]	Iso-spin	$\rho^+\rho$	$\rho^0\rho^0$	$K^{*+}K^*$	$K^{*0}K^{*0}$	$\omega\omega$	$\omega\phi$	$\rho^0\phi$	$\rho^0\omega$	$\phi\phi$
$C^0(9,2^+)$	1650	0	$\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	0	0	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	0	0	0	0
$C^+(9,2^+)$	1950	0	0	0	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	0	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	0	0
$C^*(9,2^+)$	1950	1	0	0	$-\frac{1}{\sqrt{6}}$	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	0	0	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	0
$E_{**}(36,2^+)$	1650	2	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	0	0	0
$C_*(36,2^+)$	1650	1	0	0	0	0	0	0	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	0
$C^0(36,2^+)$	1650	0	$\frac{1}{3\sqrt{2}}$	$\frac{1}{6}$	0	0	2	0	0	0	0
$C_*^*(36,2^+)$	1950	1	0	0	$\frac{1}{2\sqrt{3}}$	$-\frac{1}{2\sqrt{3}}$	0	0	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	0	0
$C^*(36,2^+)$	1950	0	0	0	$\frac{1}{2\sqrt{3}}$	$-\frac{1}{2\sqrt{3}}$	0	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	0	0	0
$C^{**}(36,2^+)$	2250	0	0	0	0	0	0	0	0	0	$\frac{1}{\sqrt{3}}$

Tabelle 2.1: Zerfallskoeffizienten  $A(V, V')$  der niedrigsten Spin 2  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Mesonen und deren Massen nach dem Bag-Modell

Die Summe in Gleichung 2.2.2 läuft über alle Resonanzen  $R$ , die zu einem bestimmten Zerfallskanal beitragen.

Die Gesamtbreite  $\Gamma_R$  der Resonanz ergibt sich aus der Summe aller partiellen Breiten:

$$\Gamma_R = \sum_{V, V'} \frac{g_{RV, V'}}{16\pi m_R} \times \begin{cases} \frac{1}{2} & , V = V' \\ 1 & , V \neq V' \end{cases}$$

Die Konstante  $a_R$  berücksichtigt den Zerfall des  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Mesons durch nicht Zweig-übererlaubte Kanäle und wird in diesem Modell als freier Parameter behandelt.

Die Faktoren  $g_{RV, V'}$  und  $g_{R, \gamma\gamma}$  sind die Zerfallsmatrixelemente für den Zerfall in zwei Vektormesonen bzw. zwei Photonen:  $g_{RV, V'} = g_0 \cdot A(V, V')$ . Mit  $g_0$  wird die Zerfallskonstante für Zweig-übererlaubte Zerfälle bezeichnet. Sie kann aus den Daten der  $S^*(980)$  und der  $\delta(980)$  Resonanz abgeleitet werden. In [32,33,34] werden folgende Werte ermittelt:  $g_0^2/4\pi = 9.3; 16.4; 21.4 \text{ GeV}^2$ .  $A(V, V')$  ist der oben erwähnte "recoupling-coefficient" (Tabelle 2.1). Entsprechend gilt für  $g_{R, \gamma\gamma}$ :

$$g_{R, \gamma\gamma} = \sum_{V^0, V^{0'}} g_0 A(V^0, V^{0'}) \frac{e^2}{f_{V^0} f_{V^{0'}}} \sqrt{\frac{7}{15}} \times \begin{cases} 1 & , V^0 = V^{0'} \\ \sqrt{2} & , V^0 \neq V^{0'} \end{cases} \quad (2.32)$$

Der Faktor  $\sqrt{\frac{7}{15}}$  berücksichtigt, daß sich nur  $2\frac{1}{3}$  der 5 möglichen Spinzustände eines Tensormesons in reelle Photonen unwandeln können.

Die Ergebnisse der Rechnung für  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$  und  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-}$  sind in Abbildung 2.8 zusammen mit bisherigen Messungen gezeigt (für  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$  siehe [19,35]). Bei der Rechnung wurde der Anteil des Tensormesons  $f_2(1270)$  am Wirkungsquerschnitt berücksichtigt.

Die im Bag-Modell berechneten Massen der  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Mesonen können nur als Leitwerte betrachtet werden, so daß das  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Modell zusammen mit der nur ungenau bekannten Zerfallskonstanten  $g_0$  und dem Parameter  $a_R$  drei Größen enthält, die an das Experiment angepaßt werden können. Deshalb sind in Abbildung 2.8 und 2.9 Kurven für verschiedene Parameterwerte dargestellt.

Der große Unterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$  und  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-}$  ist das Ergebnis von konstruktiver, bzw. destruktiver Interferenz zwischen dem Isotensor  $E_{**}(36,2^+)$  und den Isoskalaren  $C^0(9,2^+)$  und  $C^0(36,2^+)$ .

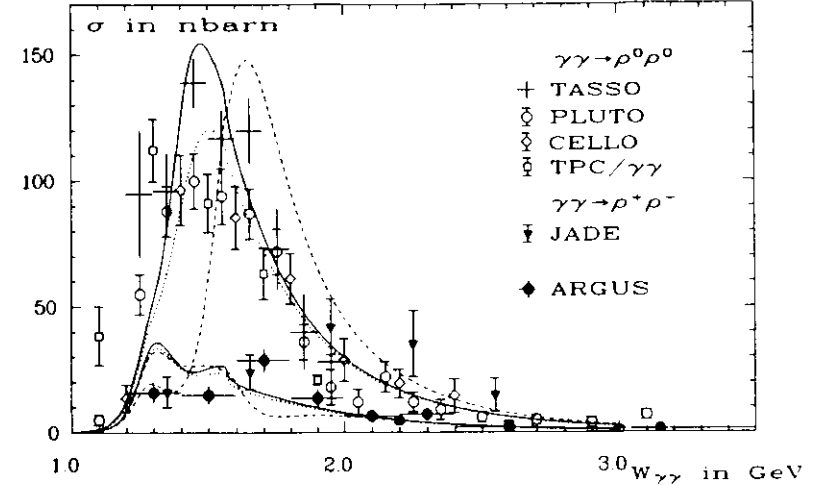


Abbildung 2.8:  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$  und  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-}$  und die Vorhersagen des  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Modells mit  $g_0^2/4\pi = 19.7 \text{ GeV}^2$

- a)  $m_{E_{**}} = m_{C^0(9)} = m_{C^0(36)} = 1.40 \text{ GeV}$   $a_{E_{**}} = a_{C^0(9)} = a_{C^0(36)} = 0.50$
- b)  $m_{E_{**}} = m_{C^0(9)} = m_{C^0(36)} = 1.40 \text{ GeV}$   $a_{E_{**}} = a_{C^0(9)} = a_{C^0(36)} = 0.65$
- c)  $m_{E_{**}} = m_{C^0(9)} = m_{C^0(36)} = 1.65 \text{ GeV}$   $a_{E_{**}} = a_{C^0(9)} = a_{C^0(36)} = 0.50$

Aussagen der  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Modells für den Endzustand  $\omega\rho^0$  ergeben sich aus dem Zerfall des  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Mesons  $C_*(36,2^+)$ . Der nach dem Modell von Achasov *et al.* [22] berechnete Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow C_*(36,2^+) \rightarrow \omega\rho^0}$  ist in Abbildung 2.9 dargestellt. In Abschnitt 7.3.1 wird der Wirkungsquerschnitt mit den Ergebnissen dieser Analyse verglichen.

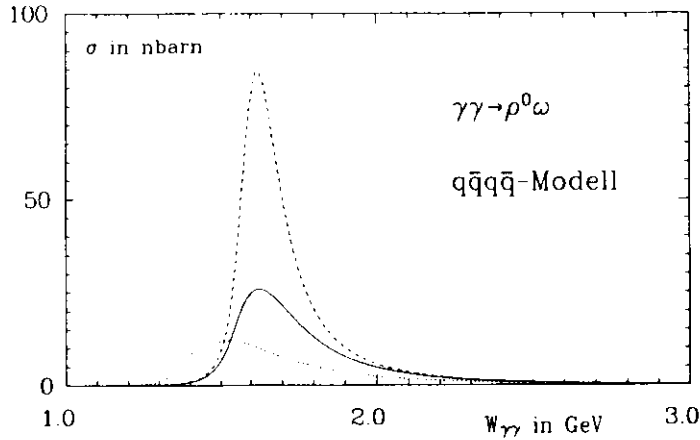


Abbildung 2.9:  
Vorhersagen des  $q\bar{q}q$ -Modells für  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}$  mit:  $g_0^2/4\pi = 16.4 \text{ GeV}^{-2}$   
a) —  $m_{C^*} = 1.65 \text{ GeV}$   $a_{C^*} = 0.5$   
b) ...  $m_{C^*} = 1.40 \text{ GeV}$   $a_{C^*} = 0.5$   
c) ...  $m_{C^*} = 1.65 \text{ GeV}$   $a_{C^*} = 0.0$

### 2.2.3 Das "t-channel factorization" Modell

Der Wirkungsquerschnitt für  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow V_1 V_2}$  wird im "t-channel factorization" Modell mit Hilfe des Faktorisierungstheorems berechnet:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow V_1 V_2} = \sum_i \sigma_{\gamma N \rightarrow V_1 N}^i \sigma_{V_2 N \rightarrow V_2 N}^i / \sigma_{NN \rightarrow NN}^i \quad (2.33)$$

Die Summe läuft über Pomonaustausch (diffraktiver Beitrag) und Pionaustausch (OPE = one particle exchange). Um das unterschiedliche Schwellenverhalten der Kanäle mit ungleichen Massen zu berücksichtigen wird Gleichung 2.33 bei gleichem Impuls  $p^*$  der auslaufenden Teilchen angewendet. Da das Faktorisierungstheorem für Matrixelemente gilt, muß für den unterschiedlichen Fluß der einlaufenden Teilchen korrigiert werden. Dieses ist besonders bei niedrigen Schwerpunktsenergien  $W_{\gamma\gamma}$  wichtig. Es werden deshalb Flußfaktoren  $F_i$  eingeführt:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow V_1 V_2} = \sum_i \frac{\sigma_{\gamma N \rightarrow V_1 N}^i \sigma_{V_2 N \rightarrow V_2 N}^i}{\sigma_{NN \rightarrow NN}^i} \frac{F_{\gamma N}^2}{F_{NN} F_{V_2}} \quad (2.34)$$

mit:

$$F_{\gamma N} = 2(W_{\gamma N}^2 - m_N^2) \quad F_{NN} = 4W_{NN} p_N^* \quad F_{V_2} = 2W_{\gamma V_2}^2$$

Gegenüber Gleichung 2.33, bei gleichen Schwerpunktsenergien der eingehenden Kanäle angewendet, unterscheidet sich das Schwellenverhalten von Gleichung 2.34 wesentlich. Es wird aber für hohe  $W_{\gamma\gamma}$  der gleiche, konstante, Wirkungsquerschnitt erreicht.

$\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$

Als Eingabedaten dienen die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{pp \rightarrow pp}$  und  $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}$ . Beide Reaktionen sind überwiegend diffraktiv, so daß nur Pomonaustausch berücksichtigt wird.

Um die endliche Breite des  $\rho$ -Mesons einzubeziehen wird eine Gewichtung von Gleichung 2.34 mit der Breit-Wigner Amplitude des  $\rho$ -Mesons durchgeführt [28]<sup>7</sup>.

Das Ergebnis der Rechnung ist in Abbildung 2.10 gezeigt<sup>8</sup>. Auf Grund der Unsicherheiten des Modells, i.e. statistische Fehler der Ausgangsdaten und Unsicherheit in der Beschreibung der  $\rho^0$ -Resonanzform in der Photoproduktion, ist ein breites Band angegeben. Das "t-channel factorization" Modell ist in der Lage die Erhöhung der Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$  nahe der Schwelle zu beschreiben.

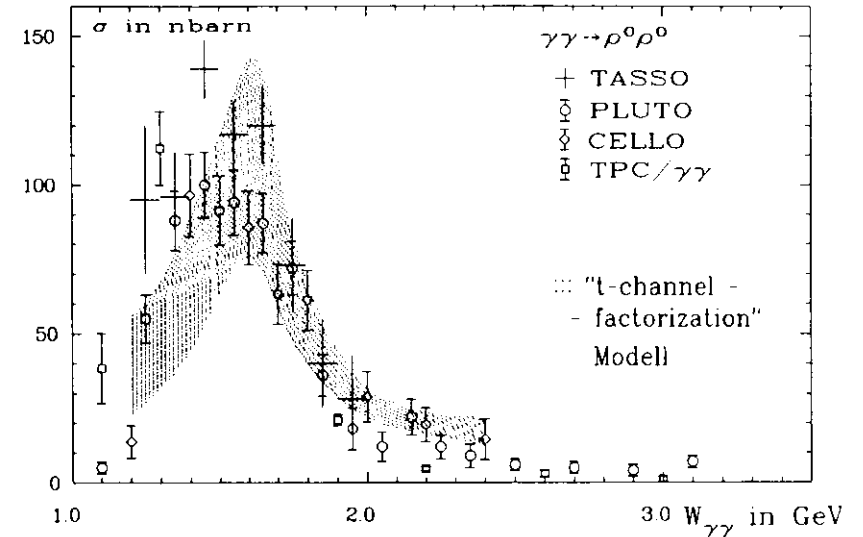


Abbildung 2.10: Die Vorhersage des "t-channel factorization" Modells für  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$  im Vergleich mit den Messungen

$\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$

Auf Grund ungenügender Qualität der Daten aus der Photoproduktion von geladenen  $\rho$ -Mesonen,  $\gamma p \rightarrow \rho^+ n$  und  $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ , ist eine Separation in definierte t-Kanal Beiträge schwierig. Unter der Annahme, daß der OPE-Beitrag dominiert, ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von  $6 \text{ nbarn}$  für  $W_{\gamma\gamma} = 2 \text{ GeV}$ , der auf  $1 \text{ nbarn}$  für  $W_{\gamma\gamma} = 3 \text{ GeV}$  fällt. Er ist somit verträglich mit den Messungen für  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-}$  (Abbildung 2.8).

<sup>7</sup>In [36] wird das in [28] verwendete Verfahren die Breite des  $\rho$ -Mesons zu berücksichtigen kritisiert.

<sup>8</sup>In [36] wird mit dem gleichen Modell eine abweichendes Ergebnis abgeleitet. Die Abweichung beruht auf unterschiedlichen Annahmen über den diffraktiven Anteil des elastischen Proton-Proton Wirkungsquerschnittes

$\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$

Die Photoproduktionsdaten  $\sigma_{\gamma p \rightarrow \omega p}$  haben bei niedrigen Energien gegenüber  $\rho^0$  Photoproduktion einen größeren OPE-Anteil ( $\sigma_{\gamma p \rightarrow \omega p}^* = 9 \cdot \sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}^*$  siehe Gleichung 2.23). Deshalb muß in der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$  auch der nicht diffraktive Anteil beachtet werden.

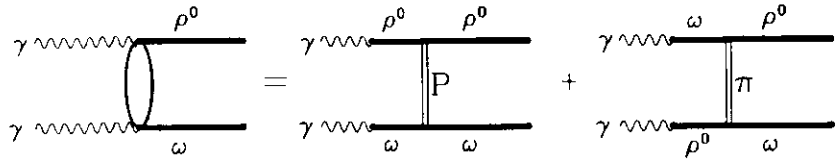


Abbildung 2.11: Der Pomeron und der OPE-Beitrag zur Reaktion  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}$

Da die Isolation des OPE-Beitrag der elastischen Proton-Proton Streuung schwierig ist, wird der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{pp \rightarrow pp}^*$  aus der Neutron-Proton Ladungsaustauschreaktion ermittelt. Aus den Clebsch-Gordan Koeffizienten der Isospin SU(2) erhält man:  $\sigma_{pp \rightarrow pp}^* = 1/4 \cdot \sigma_{np \rightarrow np}$ .

Die Anwendbarkeit des Faktorisierungstheorem für OPE-Reaktionen ist weniger gesichert als für diffraktive Reaktionen. Außerdem ist die Aufteilung des Wirkungsquerschnittes der Photoproduktion  $\gamma p \rightarrow \omega p$  in diffraktiven- und OPE-Anteil schwierig, so daß das Ergebnis des "t-channel factorization" Modells (Abbildung 2.12) für  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}$  mit mehr Unsicherheiten behaftet ist als für  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$ .

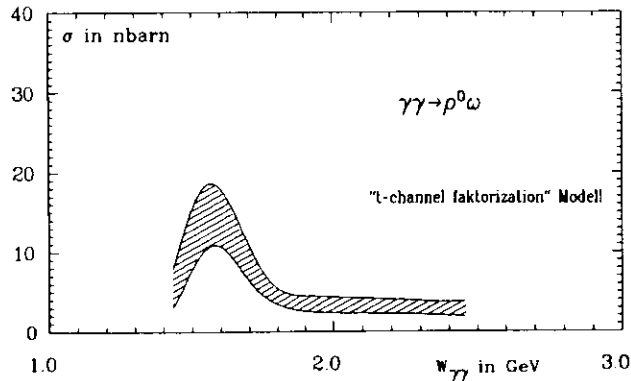


Abbildung 2.12: Die Vorhersage des "t-channel factorization" Modells für  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}$

Die Aussagen des "t-channel factorization" Modells für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega \rho^0}$  werden im Abschnitt 7.3.2 mit den Messungen dieser Arbeit verglichen.

## Kapitel 3

### Das Experiment

#### 3.1 Der Speicherring PETRA

PETRA ist ein Elektron-Positron Speicherring mit 2,3 km Umfang und einer maximalen Strahlenergie von 23,4 GeV. Elektronen und Positronen laufen im gleichen Vakuumrohr in Gegenrichtung um.

Der Speicherring PETRA wurde von 1979 bis 1986 betrieben. Die mittlere Luminosität betrug  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ . Seit Ende 1986 wird PETRA zur Vorbeschleunigung für den neuen Proton-Elektron-Speicherring HERA umgebaut.

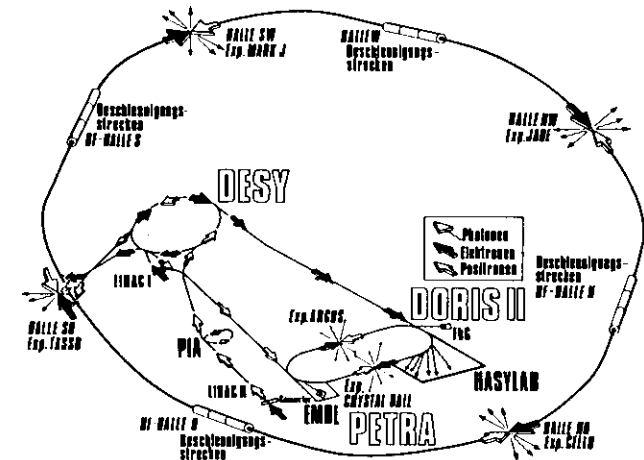


Abbildung 3.1: Der Speicherring PETRA

## 3.2 Der JADE - Detektor

Der JADE-Detektor ist ein magnetischer Detektor zum Nachweis und zur Analyse von Reaktionsprodukten der  $e^+e^-$ -Wechselwirkung über nahezu den gesamten Raumbereich [37]. Zum Nachweis geladener Teilchen dient, von einer Magnetspule umgeben, eine zylindrische Driftkammer (Jetkammer). Neutrale Teilchen werden durch Schauerentwicklung im Bleiglaszähler, außerhalb der Magnetspule, nachgewiesen. Den äußersten Teil des Detektors bildet ein quaderförmiger Hadronabsorber zur Identifikation von Muonen. 1984 wurde der Detektor durch eine Vertexkammer erweitert. Zur Verbesserung der Spurpunktbestimmung in z-Richtung (Abbildung 3.3) wurde 1985 eine Z-Kammer ergänzt.

### 3.2.1 Die Jetkammer

Die Jetkammer dient zur Rekonstruktion von Bahnkurven geladener Teilchen und zur Messung ihres Energieverlustes im Kammergas [38]. Die Jetkammer hat einen Durchmesser von 1.5 m und eine Länge von 2.4 m. Entlang einer Spur werden maximal 48 Spurpunkte gemessen. Innerhalb von 97% des gesamten Raumwinkels sprechen mindestens 8 Drähte an. Die Kammer ist mit einer aus 88.7% Argon, 8.5% Methan und 2.8% Isobutan bestehenden Gasmischung unter einem Druck von 4 bar gefüllt.

Für jeden Signaldraht wird die Driftzeit und die Ladungsmenge an jedem Drahtende gemessen. Aus der Driftzeit kann ein Spurpunkt senkrecht zur Strahlrichtung auf  $170 \mu\text{m}$  genau bestimmt werden. Die zugehörige z-Koordinate wird aus der normierten Differenz der an den Drahtenden gemessenen Ladungspulse mit einer Genauigkeit von 16 mm bestimmt. Die Ausleseelektronik liefert Raumpunkte für bis zu acht Spuren pro Ereignis. Eine Spurerkennung ist daher nur in der Projektion senkrecht zum Strahl notwendig. Durch Einbau einer verbesserten Ausleseelektronik (Flash ADC's [39]) konnte 1986 die Auflösung auf  $110 \mu\text{m}$  verbessert und die Doppelspurauflösung von 7 mm auf 2 mm reduziert werden. Die Auflösung der z-Koordinate verschlechterte sich allerdings auf ca. 32 mm. Aus der Summe der an beiden Drahtenden gemessenen Ladung kann der Energieverlust pro Wegstrecke bestimmt und zur Teilchenidentifikation genutzt werden.

### 3.2.2 Die Vertexkammer

1984 wurde im Zentrum der Jetkammer aber außerhalb des Drucktanks eine zusätzliche Driftkammer zur Verbesserung der Vertexrekonstruktion installiert [40]. Die Vertexkammer hat eine Länge von 760 mm und einen Durchmesser von 320 mm. Sie ist azimuthal in 24 Segmente mit je 7 Signaldrähten aufgebaut. Es wird eine Ortsauflösung in der x-y Ebene von  $110 \mu\text{m}$  erreicht.

### 3.2.3 Die Z-Kammer

Zur genaueren Erfassung der z-Koordinate der Spuren wurde 1984 eine weitere Driftkammer zwischen Jetkammer und Magnetspule aufgebaut [41]. Die Z-Kammer besteht aus zwei 2400 mm langen Halbschalen mit einem Durchmesser von 1250 mm mit je 32 Signaldrähten. Die Drähte verlaufen senkrecht zur Strahlachse und unspannen die Jetkammer in Form eines Polygons. Aus der Driftzeit kann die z-Koordinate auf  $250 \mu\text{m}$  genau bestimmt werden.

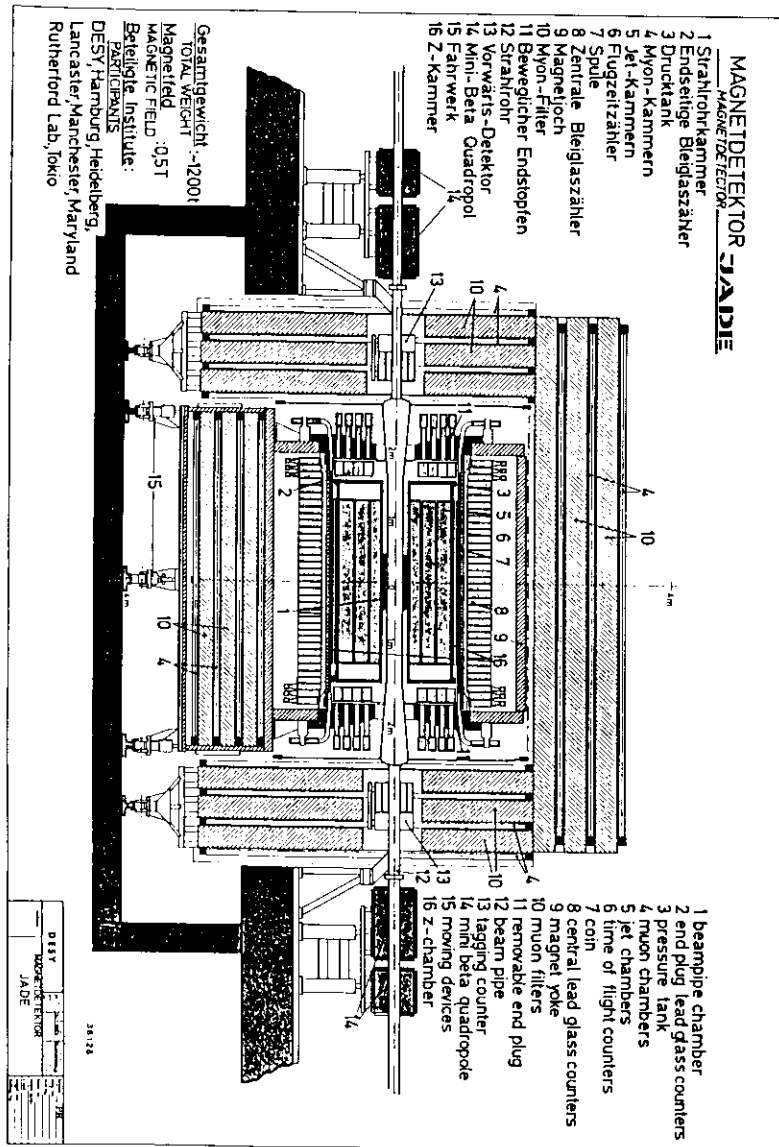


Abbildung 3.2: Der JADE Detektor



### 3.2.4 Die Flugzeitähler

Zwischen Z-Kammer und Magnetspule befinden sich 42 Szintillationszähler von 3.25 m Länge. Photomultiplier an jeweils beiden Enden messen den Zeitpunkt des registrierten Lichtblitzes. Die Zeitauflösung beträgt ca. 400 psec. Neben der Teilchenidentifikation mittels Flugzeitmessung dienen die Flugzeitähler zur schnellen Triggerentscheidung.

### 3.2.5 Der Muondetektor

Der quaderförmige Muondetektor bildet die äußerste Komponente des JADE-Detektors [42]. Er besteht aus drei Lagen planaren Driftkammern zwischen denen sich Absorptionsmaterial für Hadronen befindet.

### 3.2.6 Die Vorwärtsdetektoren

Die Vorwärtsdetektoren dienen als schnelle Luminositätsmonitore und zum Nachweis von markierten ("tag") 2-Photon-Ereignissen.

Bis 1980 bestanden die beiden Vorwärtsdetektoren aus je 92 Bleiglasblöcken sowie Driftkammern und Szintillationszählern, die in einer Entfernung von 4.85 m vom Wechselwirkungspunkt das Strahlrohr umschlossen. 1981 wurden neue Vorwärtsdetektoren, bestehend aus je 32 Bleiglasblöcken und Photomultipliern, auf den Endplatten des Muondetektors montiert. Seit 1983 bestehen die Vorwärtsdetektoren aus 50 Lagen Blei- und Szintillatorplatten ("Sandwich") an gleicher Position wie die zweite Version. In den letzten beiden Versionen wird ein Polarwinkel von 32 mrad bis 75 mrad erfaßt.

### 3.2.7 Das Bleiglassystem

Im Bleiglassystem werden Teilchen nachgewiesen, die einen elektromagnetischen Schauer erzeugen. Es dient bei dieser Analyse überwiegend zur Identifikation von Photonen.

Das Bleiglassystem ist in drei Einheiten unterteilt:

Der zylindrische Zentralteil hat einen Durchmesser von 2.2 m und eine Länge von 3392 mm. Er ist aus 2520 keilförmig geschliffenen Bleiglasblöcken (SF5) in 30 Ringen mit je 84 Blöcken und zwei Halbringen mit je 42 Blöcken aufgebaut. Die einzelnen Blöcke haben eine Tiefe von 30 cm, entsprechend 12.5 Strahlungslängen. 1986 wurden die mittleren 6 Ringe durch Blöcke mit gleichen Außenmaßen aber mit 18.1 Strahlungslängen (SF6) ersetzt.

Die beiden anderen Einheiten des Bleiglassystems befinden sich an den Endflächen der Jetkammer, in einer Entfernung von 1514 mm vom Wechselwirkungspunkt. Sie bestehen aus je 96 Bleiglasblöcken (SF5) mit einer Grundfläche von  $14 \times 14 \text{ cm}^2$  und einer Tiefe von 23 cm, entsprechend 9.6 Strahlungslängen.

Jeder Block ist mit Aluminiumfolie und lichtdichter Kunststoffolie umkleidet, so daß zwischen den Blöcken etwa 3.5 mm breite Lücken bestehen.

Das von dem Schauer emittierte Čerenkovlicht wird von Photomultipliern, die mit den Bleiglasblöcken über ca. 6 cm lange Lichtleiter verbunden sind, gemessen. Die Gesamtakzeptanz des Bleiglassystem beträgt 90% des vollen Raumwinkels.

## 3.3 Triggersystem und Datennahme

### 3.3.1 Das Triggersystem

Alle 3.84  $\mu\text{sec}$  treffen Elektron- und Positronstrahlen im Wechselwirkungspunkt aufeinander. Synchron dazu beginnt das Auslesen der Detektorkomponenten. Die höchsten Raten haben Untergrundprozesse wie Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen und kosmische Strahlung. Das Auslesen sämtlicher Signale des Detektors benötigt etwa 30 msec. Um Totzeit zu vermeiden ist es deshalb notwendig schon vor Abschluß des Auslesevorgangs klare Untergründereignisse zu erkennen und den Auslesevorgang entsprechend zu beenden.

Bei JADE dient dazu ein dreistufiges Triggersystem mit den Stufen T1, T2 und T3, die zeitlich nacheinander durchlaufen werden [43].

**T1:** Die Triggerstufe T1 verwendet die nach ca. 350 nsec vorliegenden Informationen aus dem Bleiglassystem, Flugzeitählern und den Vorwärtsdetektoren. Auf dieser Stufe kann das Ereignis akzeptiert, verworfen oder die Entscheidung bis zur nächsten Triggerstufe zurückgestellt werden. Für die Triggerentscheidung werden die Signale aus den 2712 Bleiglasblöcken zu verschiedenen Summen integriert. Das Ereignis wird akzeptiert, wenn eine triggerspezifische Auswahl dieser Summen die geforderten Energieschwellen erreichen. Wird keines dieser Kriterien erfüllt, so wird die Entscheidung bis zur Stufe T2 zurückgestellt, falls die Anordnung von gesetzten Flugzeitählern vorgegebene Spurtopologien erkennen lassen. Neben Flugzeitählern werden zu diesem Zweck auch Triggerelemente, die aus der Kombination von Bleiglassummen, den sog. Barrelgroups (BG), und Flugzeitählern bestehen, verwendet. Diese BG-Gruppen bestehen aus jeweils sechs Reihen von Bleiglasblöcken des zylindrischen Teils des Bleiglassystems. Die einzelnen Elemente überlappen sich über je zwei Bleiglasreihen, so daß es insgesamt 42 davon gibt. Zusammen mit dem Flugzeitähler vor dem Zentrum der "Barrelgroup" entsteht das Triggerelement "TBG".

**T2:** Nach etwa 2.5  $\mu\text{sec}$  stehen die Daten der Jetkammer bereit. Die angesprochenen Drähte werden mit vorgegebenen Mustern verglichen, um so durch einen schnellen Algorithmus Spuren zu erkennen. Wie in der ersten Triggerstufe kann das Ereignis akzeptiert, verworfen oder die Entscheidung an die Stufe T3 weitergeleitet werden.

**T3:** Die Informationen aus der Muonkammer, die von der Triggerstufe T3 genutzt wird, liegt nach etwa 4  $\mu\text{sec}$  vor, so daß bei Weitergabe an diese Stufe eine Totzeit von mindestens einer Strahlkollision entsteht.

Die in dieser Analyse untersuchten Ereignisse wurden von einer der folgenden vier Triggerbedingungen der Stufe T2 akzeptiert:

Trigger	Bedingungen	
	T1	T2
"wide coplanar twoprong"	mindestens 2 gegenüberliegende Flugzeitähler mit einer zulässigen Abweichung von der gegenüberliegenden Position (Weite) von 3 Flugzeitähler ; maximale Anzahl der Flugzeitähler : 4 <sup>1</sup>	mindestens 2 koplanare Spuren
"narrow coplanar twoprong"	mindestens 2 gegenüberliegende Flugzeitähler mit einer Weite von einem Flugzeitähler ; maximale Anzahl der Flugzeitähler : 6 <sup>1</sup>	mindestens 2 koplanare Spuren
"TBG coplanar"	mindestens 2 gegenüberliegende TBG-Elemente ; Weite: 2 Flugzeitähler	mindestens 2 koplanare Spuren
"TBG neighbor suppressed"	mindestens 2 TBG-Elemente mit einem Abstand von mindestens drei Elementen ; maximale Anzahl der Flugzeitähler : 6 <sup>1</sup>	mindestens 2 Spuren

Tabelle 3.1: Erklärung der verwendeten Trigger.

### 3.3.2 Datennahme

Die von dem Trigger akzeptierten Ereignisse werden von dem Online-Rechner NORD 10/50 ausgelesen. Neben der Datenauslese wird eine erste Vorselektion vorgenommen [44]. Die Ereignisrate wird dadurch um ca. 60% reduziert. Vom Online-Rechner gelangen die Daten zum DESY-Rechenzentrum, wo sie auf Magnetbändern gespeichert werden.

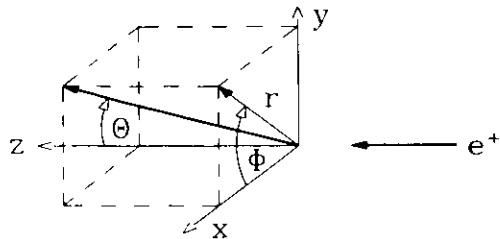


Abbildung 3.3: Das JADE-Koordinatensystem

<sup>1</sup>Die maximal zulässige Anzahl von Flugzeitählern ist für Datennahmeperioden mit hoher Strahlenergie verringert worden (Kapitel 5).

## Kapitel 4

## Datenanalyse

Die auf Magnetbänder gespeicherten Daten haben einen Umfang von ca.  $10^6$  Ereignissen. Der größte Teil besteht allerdings noch aus Strahl-Gas-Ereignissen und kosmischen Schauern. Mit den beiden Filterprogrammen REDUC1 und REDUC2 wird eine erste Untergrundreduktion vorgenommen [45]. Die Datenmenge wird dabei um ca. 90% vermindert. Danach stehen die Daten den individuellen Analysen zur Verfügung.

### 4.1 Ereignisrekonstruktion

#### 4.1.1 Spurerkennung und Impulsbestimmung

Da die Auflösung der Driftzeitmessung zwei Größenordnungen besser ist als die  $z$ -Auflösung, wird die Spurerkennung ausschließlich in der  $x$ - $y$  Ebene vorgenommen [46]. Die Spursuche ist in 3 Teilschritte untergliedert:

1. Suche nach Spurelementen innerhalb einer Zelle des Innendetektors.
2. Zusammensetzen der Spurelemente zu Spuren.
3. Anpassen einer Parabel oder eines Kreises (für  $p_t \geq 0.5 \text{ GeV}$ ). Suche nach zusätzlichen Spurpunkten.

Die einer Bahnkurve zugeordneten Spurpunkte werden anschließend an eine Gerade in der  $r$ - $z$  Ebene angepaßt. Aus der Krümmung der Kurve in der  $x$ - $y$  Ebene läßt sich mit Kenntnis des Magnetfeldes der Transversalimpuls des Teilchens bestimmen. Der Fehler der Impulsmessung ergibt sich aus der Ortsauflösung in der  $x$ - $y$  Ebene. Für Impulse größer als  $2 \text{ GeV}$  beträgt er:  $\sigma_p/p \approx 2\% p \cdot \text{GeV}$ . Für kleinere Impulse wird der Fehler durch Vielfachstreuung im Material der Jetkammer dominiert:  $\sigma_p/p \approx 4\%$ .

#### 4.1.2 Die Energieverlustmessung

Der Energieverlust pro Wegstrecke  $dE/dx$  eines geladenen Teilchens hängt nach der Bethe-Bloch Formel von seiner Geschwindigkeit  $\beta$  ab. Zusammen mit der Impulsmessung kann somit durch die  $dE/dx$ -Messung die Masse des Teilchens bestimmt werden.

Der Energieverlust durch Ionisation im Kammergas wird mittels der Pulshöhen an den Signaldrähten der Jetkammer gemessen [47]. Maximal können 48 Meßpunkte gewonnen werden.

Die Pulshöhen haben gemäß der Landauverteilung Ausläufer zu hohen Ionisationsverlusten. Um Fluktuationen zu vermindern werden deshalb die höchsten 30% der Pulshöhenmessungen bei der Bestimmung des mittleren Energieverlustes weggelassen ("truncated mean"). Zusätzlich werden die niedrigsten 5% verworfen. Die Auflösung der  $dE/dx$ -Messung hängt von der Anzahl der Pulshöhenmessungen ab. Für Bhabha-Ereignisse mit durchschnittlich 42 Messungen beträgt der Fehler:  $\sigma_{dE/dx} \approx 6.5\%$ .

Für jedes Teilchen wird ein  $\chi^2$  für die Hypothese, daß es sich um ein Elektron, Pion, Kaon oder Proton handelt, bestimmt. Dieses  $\chi^2$  wird durch die Messung des quadratischen Abstandes, in Einheiten der Varianz ( $\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_p^2$ ) des Punktes  $(dE/dx, p)_{\text{gemessen}}$  zu der theoretischen  $dE/dx(p)$ -Kurve [48] definiert.

### 4.1.3 Die Bleiglasanalyse

**Clustersuche** Der erste Schritt der Bleiglasanalyse besteht in dem Aufsuchen von sog. Bleiglasclustern. Dazu werden benachbarte Blöcke, in denen Energie deponiert ist, zusammengefaßt. Treten in diesen benachbarten Blöcken mehrere Energiemaxima auf, die durch deutliche Minima getrennt sind, so werden diese Blöcke entsprechend mehreren Clustern zugeordnet. Dadurch ist es in einigen Fällen möglich überlappende Schauer zu trennen.

Die im Innendetektor rekonstruierten Spuren werden durch das Bleiglas extrapoliert. Alle Blöcke, die unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung und der Meßfehler der Spurparameter von einer Spur erfaßt werden, werden markiert. Cluster, die keine markierten Blöcke enthalten, gelten als Photonkandidaten.

**Positionsbestimmung** Zunächst wird ein energiegewichteter Schauerschwerpunkt bestimmt. Anschließend wird die so erhaltene Positionsmessung durch Anpassung eines theoretischen Schauerprofils an die Energieverteilung des Clusters verbessert. Unter der Annahme, daß alle Photonen aus dem Wechselwirkungspunkt kommen, erhält man aus den Koordinaten des Auftreffpunktes die Winkel  $\theta$  und  $\phi$  der Photonflugrichtung.

Besteht der Cluster nur aus einem Block, so bestimmt sich die Winkelauflösung aus der Blockgröße:

$$\sigma_\theta \approx 22 \text{ mrad} \quad \sigma_\phi = 25 \text{ mrad}$$

Mit steigender Photonenergie und entsprechend wachsender Anzahl der Blöcke pro Cluster verbessert sich die Winkelauflösung. Aus Bhabha-Ereignissen wurden folgende Werte bestimmt:

$$\sigma_\theta \approx 10 \text{ mrad} \quad \sigma_\phi \approx 12 \text{ mrad}$$

**Bestimmung der Photonenergie** Zur Bestimmung der in den Blöcken deponierten Energie wird zunächst die gemessene Pulshöhe der Photomultiplier mit einer aus Bhabha-Ereignissen ermittelten Kalibrationskonstanten multipliziert. Die Clusterenergie ergibt sich aus der Summe der Blockenergien. Bei der Bestimmung der Photonenergien werden Korrekturen für folgende Effekte vorgenommen:

- Energieverlust von konvertierten Photonen im Material zwischen Jetkammer und Bleiglas (1.04 Strahlungslängen).

- Energieverlust auf Grund der unvollständigen Abdeckung der Blockenden durch die Lichtleiter.
- Winkelabhängigkeit der Effizienz für das Sammeln des Čerenkovlichts auf der Photokathode.
- Energieverlust durch die Ausleseschwelle für jeden Block (28 MeV 1979-1982 und 35 MeV 1983-1986).

Mit diesen Korrekturen wird für in dieser Analyse typischen Photonenergien folgende Energieauflösung erreicht:

$$\frac{\sigma_E}{E_\gamma} = \frac{7\%}{\sqrt{E_\gamma}} + 2\% \quad E_\gamma \text{ in GeV}$$

## 4.2 Datenselektion

### 4.2.1 Selektion von Ereignissen mit 4 Spuren und 2 Photonen

Das  $\rho^0$ - und das  $\omega$ -Meson haben eine kurze Lebensdauer (Zerfallslänge:  $c\tau_\rho = 1.29 \text{ fm}$ ;  $c\tau_\omega = 23.2 \text{ fm}$ ) und zerfallen praktisch am Ereignisvertex. Das  $\rho^0$ -Meson zerfällt fast ausschließlich in zwei geladenen Pionen und das  $\omega$ -Meson überwiegend in zwei geladene und ein neutrales Pion.

$$\begin{array}{ll} \begin{array}{c} \longrightarrow \pi^+ \pi^- \\ \gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega \\ \longleftarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \\ \longleftarrow \gamma\gamma \end{array} & \begin{array}{l} BR \approx 100\% [49] \\ BR = 89.3\% [49] \\ BR = 98.79\% [49] \end{array} \end{array}$$

Der erste Schritt der Selektion von  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$  Ereignissen besteht deshalb in der Auswahl von Ereignissen mit zwei positiv und zwei negativ geladenen Spuren sowie zwei Photonen.

An die Spuren werden folgende Qualitätsanforderungen gestellt:

- Mindestens acht Punkte der Spur werden in der Jetkammer gemessen.
- Der Impuls ist größer als  $100 \text{ MeV}$ .
- Die Spur gehört nicht zu einer Konversion. Konversionen werden dabei durch Spurpaare definiert, die unter einem kleinen Öffnungswinkel einen gemeinsamen Vertex außerhalb der Wechselwirkungszone besitzen.
- Die Extrapolation der Spur führt durch einen den Wechselwirkungspunkt umschließenden Zylinder mit einer Länge von  $400 \text{ mm}$  und einem Radius von  $20 \text{ mm}$ .

Ereignisse, die neben vier Spuren mit diesen Anforderungen weitere Spuren haben, werden ebenfalls akzeptiert, denn auch bei "echten" vier-Spur-Ereignissen können zusätzliche Spuren durch nukleare Wechselwirkung in der äußeren Tankwand oder der Spule auftreten ("backscatters"). Außerdem werden spiralförmige Konversionsbeine von dem Spurerkennungsalgorithmus nicht als zusammenhängende Spur erkannt.

Photonen werden durch Konversionen oder durch Bleiglascluster, die folgende Kriterien erfüllen, definiert:

- Der Bleiglascluster ist keiner Spur zugeordnet.
- Durch elektronische Störungen in den Analog-Digital-Wandlern der Bleiglasausleselektronik gibt es bei JADE einzelne Blöcke, die zeitweise ein Signal anzeigen, obwohl keine Energie in dem Block deponiert ist. Diese Blöcke wurden aufgrund ihrer erhöhten Signalrate identifiziert und für verschiedene Zeitperioden in Listen vermerkt.

In dieser Analyse werden Einblockcluster, die aus einem dieser Blöcke bestehen, nur als Photon gedeutet, falls eindeutig dieser Block die analoge Bleiglassumme BG (siehe Abschnitt 3.3) gesetzt hat (die BG-Bleiglassumme wird durch das Eingangssignal der Analog-Digital-Wandler gesetzt), oder vor dem Bleiglascluster ein Flugzeitzähler angesprochen hat. Dieses weist darauf hin, daß ein Photon schon vor dem Bleiglas mit der Schauerentwicklung begonnen hat.

- Der Bleiglascluster muß eine (korrigierte) Energie von mindestens  $40 \text{ MeV}$  haben, es sei denn es ist wie oben eine BG-Gruppe oder ein Flugzeitzähler gesetzt. Dieser Energieschnitt liegt nur wenig über der Ausleseschwelle (Abschnitt 4.1) und damit nahe dem Rauschpegel der Bleiglasausleselektronik. Es ist aber erforderlich den Energieschnitt möglichst niedrig zu halten, da zum einen in der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \gamma\gamma$  überwiegend Photonen niedriger Energie entstehen. Zum anderen wächst mit höherem Energieschnitt die Akzeptanz für Ereignisse aus Endzuständen höherer Photomultiplizität, da niederenergetische Photonen nicht mehr erkannt werden.

Während die Erkennung von Spuren mit niedrigen Impulsen in der Jetkammer, sowie die Trennung von Spuren aus dem Ereignisvertex und sekundären Spuren, problemlos ist, wird die Selektion von niederenergetischen Photonen durch folgende Effekte erschwert:

- In Abbildung 4.1 b ist eine Anhäufung bei  $\cos \vartheta = 1$ , d.h. bei kleinen Öffnungswinkeln (vom Ereignisvertex aus gemessen) zwischen Photonkandidaten und Spuren ohne zugeordneten Cluster zu erkennen. Dieses deutet darauf hin, daß durch harte Streuung der geladenen Pionen in der äußeren Tankwand, oder in der Spule, der von dem geladenen Teilchen erzeugte Cluster nicht mehr von der Spurextrapolation erfaßt wird. Von der Standard-Bleiglasanalyse (Abschnitt 4.1.3) wird dieser Cluster dann fälschlicherweise als Photon gedeutet. Für Pionen mit einem Impuls unter  $300 \text{ MeV}$  tritt dieser Effekt nicht auf, da diese meist im äußeren Detektormaterial absorbiert werden.
- Durch nukleare Wechselwirkung in den Detektorteilen außerhalb der Jetkammer (Ladungsaustauschreaktionen mit  $\pi^0$ -Erzeugung) können Pionen neben den ihnen zugeordneten Bleiglasclustern weitere Cluster in der Nähe des Spuraufreffpunktes erzeugen (Abbildung 4.1 a). Die Wahrscheinlichkeit für der Erzeugung dieser Cluster steigt mit dem Impuls der Pionen, während die Cluster selber meist niederenergetisch sind.

Es werden deshalb nur Bleiglascluster als Photonen akzeptiert, die neben obigen Anforderungen folgende Bedingungen füllen:

1. Der Bleiglascluster muß mit allen Auftreffpunkten von Spuren im Bleiglas einen Öffnungswinkel (vom Ereignisvertex aus gemessen) größer als  $18^\circ$  einschließen. Dieses gilt für Spuren mit einem Impuls  $p > 300 \text{ MeV}$  und ohne zugeordneten Cluster.

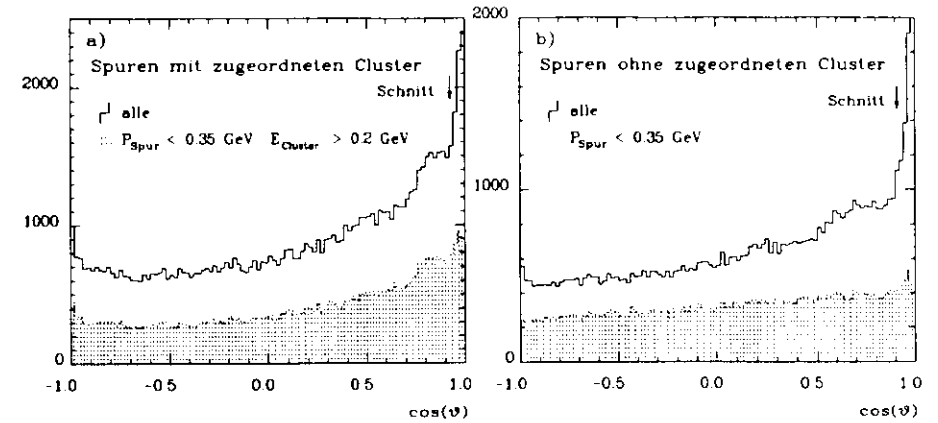


Abbildung 4.1: Der Kosinus des Öffnungswinkels zwischen den Auftreffpunkten der Spuren im Bleiglas und den Photonkandidaten (vom Ereignisvertex aus gemessen)

2. Photonkandidaten mit einer Energie unter  $200 \text{ MeV}$  müssen mit allen Auftreffpunkten der Spuren, mit zugeordnetem Cluster und mit einem Impuls größer als  $400 \text{ MeV}$ , einen Öffnungswinkel größer als  $18^\circ$  einschließen.

Mit den oben genannten Kriterien für Spuren und Photonen wurden aus der REDUC2-Datengeneration 15374 "4 Spur - 2 Gamma" Ereignisse ausgewählt.

#### 4.2.2 $\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ Selektion und Untergrundreduktion

Die in Abschnitt 4.2.1 ausgewählten Ereignisse werden zunächst einer neuen, verbesserten, Spuranpassung sowohl in der  $r - \phi$  als auch in der  $z - s$ -Ebene (s: Bogenlänge der Spuren in der  $r - \phi$ -Ebene) [50] unterzogen. Dabei werden die vier Spuren auf einen gemeinsamen Vertex in  $z$ -Richtung gezwungen. Die Verteilung der so erhaltenen Ereignisvertices ist in Abbildung 4.2 a dargestellt.

##### Schnitt in der $z$ -Vertex-Verteilung

Es wird gefordert, daß der  $z$ -Vertex maximal  $50 \text{ mm}$  von dem mittleren Wechselwirkungspunkt auf der  $z$ -Achse abweicht. Durch diesen Schnitt werden Strahl-Gas-Wechselwirkungen, die eine flache Verteilung der  $z$ -Vertices aufweisen, teilweise verworfen.

##### Schnitt in der $dE/dx$ -Verteilung

Die Verteilung der  $dE/dx$ -Messungen ist in Abbildung 4.2 b zusammen mit den theoretischen Kurven für Elektronen, Muonen, Pionen, Kaonen und Protonen gezeigt. Die ausgewählten Spuren stammen hauptsächlich von Pionen. Der Anteil anderer geladener Teilchen wird weiter vermindert indem gefordert wird, daß für alle vier Spuren das  $\chi^2$  der Pionhypothese kleiner als 9 (entsprechend  $3\sigma_{dE/dx}$  siehe Abschnitt 4.1.2) ist.

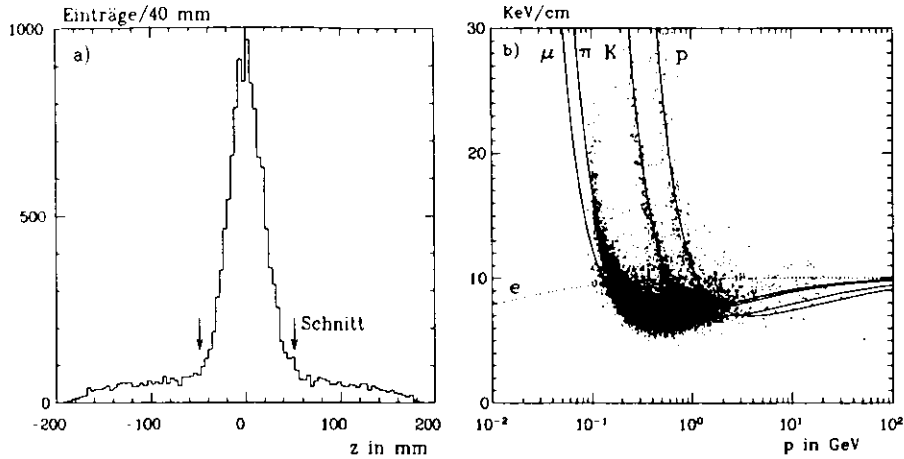


Abbildung 4.2: a) Die z-Vertex-Verteilung b) Die  $dE/dx$ -Messung mit den theoretischen Kurven

### Die $\pi^0$ -Selektion

Die Tiefe, in Strahlungslängen, der Bleiglasblöcke in den Endkappen ist um 23% bzw 47% (siehe Kapitel 3) geringer als die der Blöcke im Zentralteil des Bleiglassystems. Auf Grund des dadurch verursachten größeren Energieverlustes durch Herauslecken der Schauer an den Blockenden sind die durch Bhabha-Ereignisse bestimmten Kalibrationskonstanten ungenau. Dieses bewirkt eine schlechtere Energieauflösung für niederenergetische Photonen. Es werden deshalb im weiteren nur Ereignisse betrachtet, bei denen keines der beiden Photonen in den Endkappen gemessen wurde.

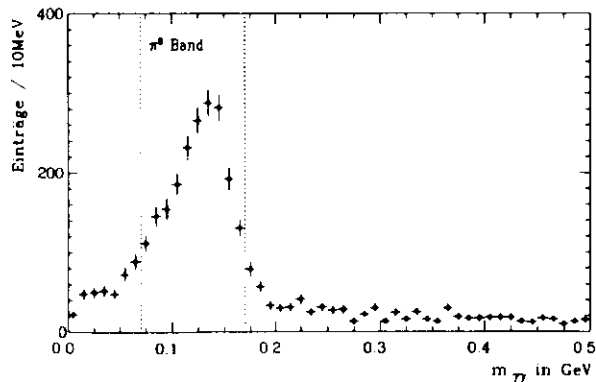


Abbildung 4.3: Die invariante Masse der Photonen

Die invariante Masse der Photonen ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Es ist ein klares

$\pi^0$ -Signal zu erkennen. Die unsymmetrische Form des Signals bedingt durch das vermehrte Auftreten kleiner invarianter Massen beruht auf dem Energieverlust von konvertierten Photonen im Material zwischen Jetkammer und Bleiglas. Für sehr niederenergetische Photonen wird dieser Energieverlust nicht mehr vollständig durch die in Abschnitt 4.1.3 erwähnten Korrekturen kompensiert. Dieser Effekt wird in der Monte-Carlo-Simulation (Abschnitt 5.2) korrekt wiedergegeben.

Alle  $\pi^0$ -Kandidaten mit einer invarianten Masse zwischen  $0.07 \text{ GeV}$  und  $0.18 \text{ GeV}$  werden akzeptiert und einer kinematischen Anpassung an die  $\pi^0$ -Masse zugeführt.

### Untergrund von $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ Ereignissen

Der große Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  zusammen mit zwei nicht aus der primären Wechselwirkung stammenden Photonen bewirken einen deutlichen Untergrund von  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ -Ereignissen in den 4 Spur-2 Gamma Daten. Die Photonen sind nach den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Schnitten verbliebene durch Pionwechselwirkung erzeugte Photonen, oder werden durch Rauschen der Bleiglasausleseelektronik vorgetäuscht.

Das Quadrat des Transversalimpulses der vier Spuren ( $[\sum p_{\text{Spuren}}]_{\perp}^2$ ) zeigt im Vergleich zu der entsprechenden Verteilung einer Monte-Carlo-Simulation des Prozesses  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$  eine Erhöhung bei kleinen Transversalimpulsen (Abbildung 4.4 a). Diese Ereignisse sind auf oben erwähnten Untergrund zurückzuführen. Durch die Forderung, daß das Transversalimpulsquadrat ( $[\sum p_{\text{Spuren}}]_{\perp}^2$ ) größer als  $0.005 \text{ GeV}^2$  sein muß, wird dieser Untergrund vermindert.

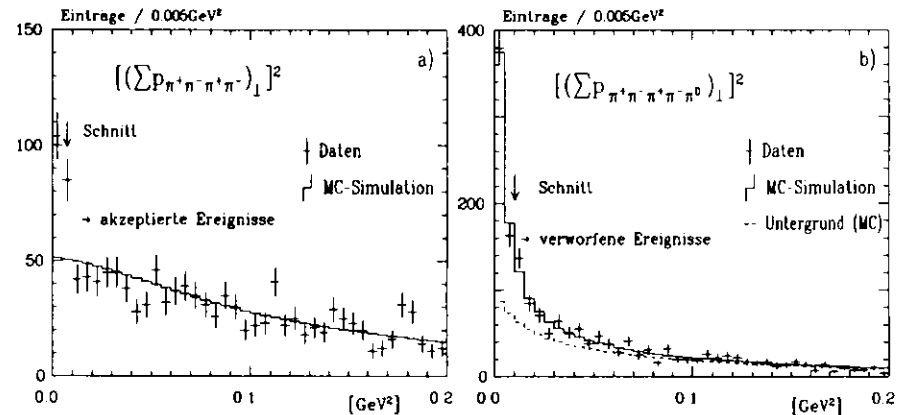


Abbildung 4.4: a) Transversalimpulsquadrat der vier Spuren b) Transversalimpulsquadrat aller fünf Pionen

### Schnitt in der Transversalimpulsverteilung

Es wird verlangt, daß das Transversalimpulsquadrat des Endzustandes kleiner ist als  $0.01 \text{ GeV}^2$ . Mit diesem Schnitt wird zum einen der Anteil nicht exklusiver Ereignisse vermindert und zum anderen werden  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ -Ereignisse, bei deren Erzeugung Photonen mit hohem  $Q^2$  beteiligt sind, verworfen.

Abbildung 4.4 b zeigt die Transversalimpulsverteilung zusammen mit einer Anpassung der entsprechenden Verteilung aus der MC-Simulation von  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ . Der Untergrund wird mit nicht vollständig rekonstruierten Ereignissen aus der MC-Simulation der Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$  und  $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$  (Abschnitt 6.1) angepaßt.

### Kinematische Anpassung

Die Identifizierung schmaler Resonanzen, wie das  $\omega$ -Meson, anhand invarianter Massenspektren wird durch eine gute Massenaufösung erleichtert.

In 2-Photon-Reaktionen erzeugte Endzustände besitzen überwiegend kleine Transversalimpulse. Dieses läßt sich für eine kinematische Anpassung ausnutzen. Die Variablen dieser Anpassung sind die Impulskomponenten  $p_x; p_y; p_z$  der 5 Pionen im Endzustand sowie die Viererimpulskomponenten  $P_x; P_y; P_z; E$  des  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystems  $X$ . Die Impulse der Pionen werden gemessen, während der Viererimpuls des Systems  $X$  zunächst unbekannt ist. Doch aufgrund des überwiegend kleinen Transversalimpulses werden  $P_x$  und  $P_y$  als zu null gemessen angenommen. Die Viererimpulserhaltung am Zerfallsvertex von  $X$  ergibt vier Bedingungsgleichungen, so daß die Anpassung zwei Freiheitsgrade besitzt ("2C-Fit"):  $17$  (gemessene Variablen)  $- 4$  (Bedingungsgleichungen)  $- 19$  (Anzahl der Variablen)  $= 2$ . In der Anpassung wird die Größe <sup>1</sup>:

$$Q = \sum_i \frac{(Y_i^{gem} - Y_i^{aus})^2}{\sigma_i^2} \quad \begin{array}{l} Y_i^{gem} : \text{gemessene Variablenwerte,} \\ Y_i^{aus} : \text{"verbesserte" Variablenwerte} \\ \sigma_i : \text{Fehler von } Y_i^{gem} \end{array}$$

unter Einhaltung der Bedingungsgleichungen in einem iterativen Verfahren [51] minimiert. Abbildung 4.5 zeigt anhand des  $\omega$ -Signals, daß die Anpassung zu einer Auflösungsverbesserung führt, obwohl die Hypothese:  $P_x = P_y = 0$  nur näherungsweise richtig ist.

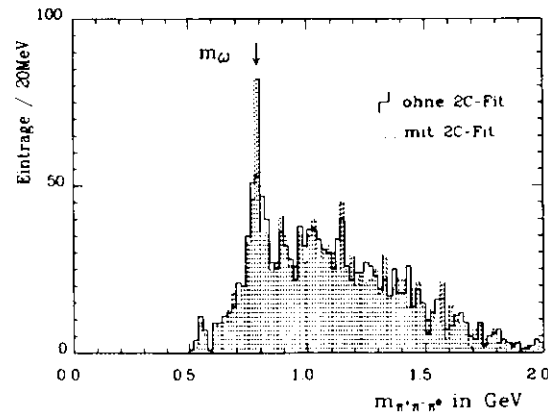


Abbildung 4.5: Die  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse vor und nach Anpassung an die  $P_x = P_y = 0$  Hypothese

<sup>1</sup>Die Gleichung gilt in dieser Form nur für unkorrelierte Meßgrößen.

Statt dieses 2C-Fits läßt sich auch ein 3C-Fit formulieren in dem gleichzeitig eine Anpassung der invarianten  $\gamma\gamma$ -Masse an die  $\pi^0$ -Masse vorgenommen wird. Doch da die Impulse der Photonen einen wesentlich größeren Meßfehler als die Impulse der geladenen Pionen haben, führt die gemeinsame Anpassung zu Konvergenzschwierigkeiten.

### Schnitt im Dalitzplot

Für die Auswahl der Zerfallsprodukte des  $\omega$ -Mesons,  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , aus den fünf Pionen gibt es vier kombinatorische Möglichkeiten. Zur Reduktion des aus den drei falschen Kombinationen bestehenden Untergrundes, wie auch zur Verminderung anderen Untergrundes, wird die Kinematik der Dreikörperzerfälle von Vektormesonen mittels des Dalitzplots ausgenutzt.

Im Dalitzplot für den Zerfall  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  werden die auf  $Q/3$  normierten kinetischen Energien  $T_i$  der drei Pionen im ihrem Ruhesystem von den Seiten eines gleichseitigen Dreiecks der Höhe 3 aufgetragen (Abbildung 4.6 a). Mit  $Q$  wird dabei die Zerfallsenergie bezeichnet:  $Q = M_{\pi^+\pi^-\pi^0} - 3m_\pi$ . Jede  $3\pi$ -Massenkombination gibt einen Eintrag im Dalitzplot mit den Koordinaten:

$$x = \frac{\sqrt{3}}{Q}(T_1 - T_2) \quad y = \frac{3T_3}{Q} - 1 \quad (4.1)$$

Beim Zerfall einer  $J^P = 1^-$  Resonanz in drei Pionen liegt das Maximum der Einträge im Zentrum des Dalitzplots (Abbildung 4.6 b), während die Einträge bei reinem Phasenraumzerfall gleichverteilt sind. Die Dichteverteilung für eine  $J^P = 1^-$  Resonanz  $A(r, \varphi)$  hat die Form [52]:

$$A(r, \varphi) = \left[ 1 - (1 + B) \cdot r^2 - B \cdot r^3 \cdot \cos \varphi \right] \quad B = \frac{2 - 6m_\pi / M_{\pi^+\pi^-\pi^0}}{(1 + 3m_\pi / M_{\pi^+\pi^-\pi^0})^2} \quad (4.2)$$

Dabei sind  $r$  und  $\varphi$  die aus  $x$  und  $y$  berechneten Polarkoordinaten; mit  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  wird die invariante Masse der 3 Pionen bezeichnet.

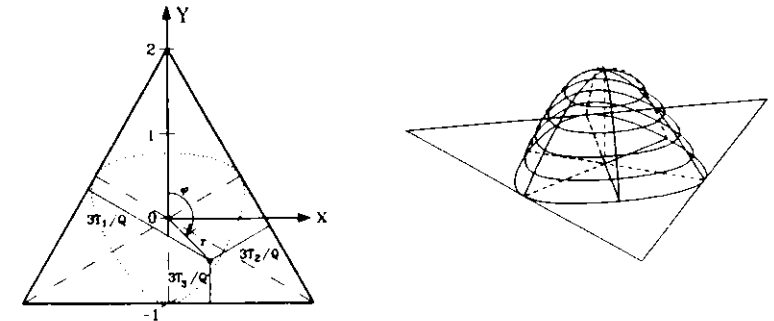


Abbildung 4.6: a) Das Dalitzdreieck mit der kinematischen Begrenzungskurve der Einträge für das  $\omega$ -Meson ( $M_\omega = 782 \text{ MeV}$ ) b) Die Dichteverteilung  $A(r, \varphi)$  im Dalitzplot für den Zerfall  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

In Abbildung 4.7 sind die  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilungen sowie die entsprechenden Verteilungen im Dalitzplot abgebildet.

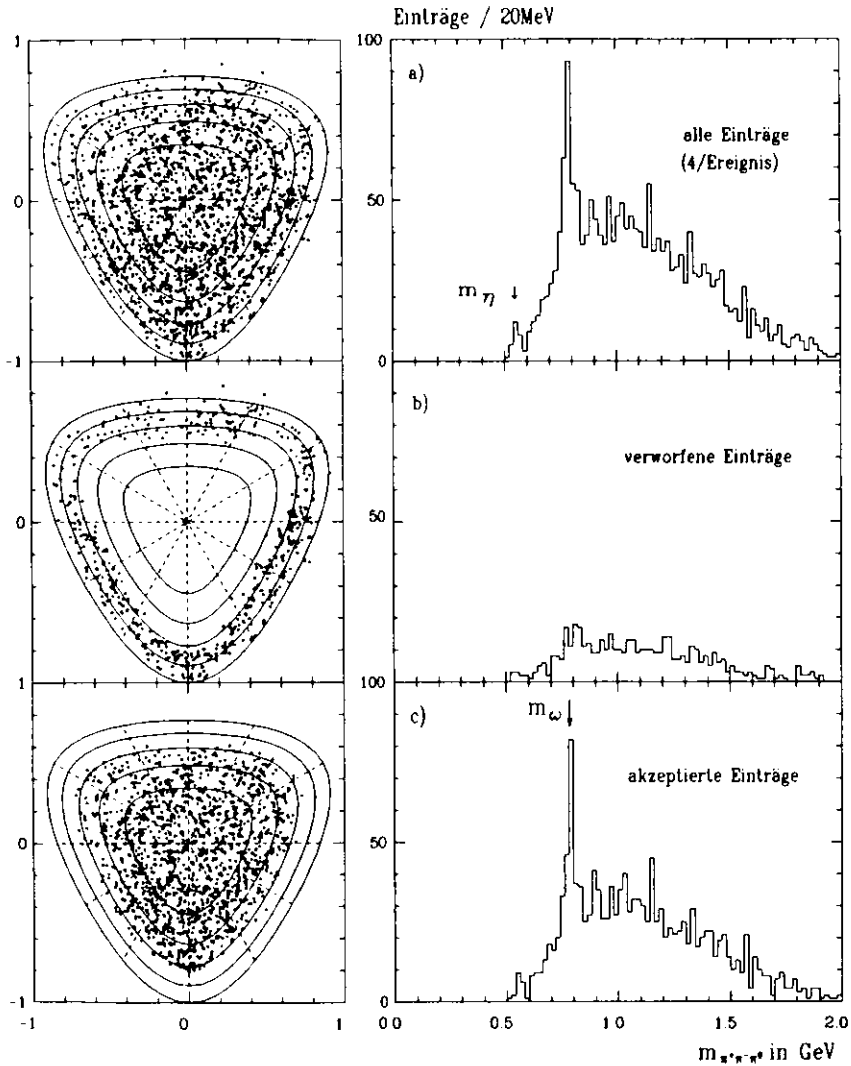


Abbildung 4.7:  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -Dalitzplots- und Massenverteilungen: a) alle Einträge (4/Ereignis) Es ist neben dem  $\omega$ -Signal ein  $\eta(549)$ -Signal zu erkennen. Diese Analyse beschränkt sich allerdings auf Ereignisse mit einem  $\omega$ -Meson. b) verworfene Einträge c) akzeptierte Einträge (0.4/Ereignis)

Es werden nur die  $3\pi$ -Kombinationen akzeptiert, die in den inneren 65% ( $r^2, r_{max}^2 = 0.65$ ) der Fläche im Dalitzplot liegen. Dort werden 89% des  $\omega$ -Signals erwartet.

Die nach diesen Schnitten verbleibenden Ereignisse werden mit Hilfe von Grafikprogrammen am Bildschirm nach weiterem Untergrund untersucht. Dabei werden 74 Ereignisse, überwiegend Ereignisse mit nicht erkannten Konversionen, verworfen. Es verbleiben 470 Ereignisse mit einer invarianten Masse der fünf Pionen zwischen 1.2 GeV und 3.0 GeV. Im Zentrum des Dalitzplots befinden sich 1370  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -Kombinationen.

Die Anpassung von Verteilungen aus der MC-Simulation der Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow \omega \rho^0$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 3\pi$  und  $\gamma\gamma \rightarrow 5\pi$  an das invariante  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  Massenspektrum (Abbildung 4.8) ergeben  $125 \pm 16$  Einträge im  $\omega$ -Signal.

In Abbildung 4.9 ist für jede akzeptierte  $3\pi$ -Kombination die invariante Masse der verbleibenden 2 Pionen dargestellt. Da das  $\rho^0$ -Meson wesentlich breiter ist als das  $\omega$ -Meson, ist das  $\rho^0$ -Signal weniger evident. Um eine Abschätzung der Anzahl der  $\rho^0$ -Mesonen in den Daten zu erhalten wird wie oben eine Anpassung mit MC-Verteilungen vorgenommen. Es ergeben sich ca. 210 Einträge im  $\rho^0$ -Signal. Die Erhöhung im Bereich von 300 MeV bis 600 MeV ist teilweise auf die kinematische Reflexion des  $\omega$ 's, d.h. der invarianten Masse der geladenen Pionen aus dem  $\omega$ -Zerfall, zurückzuführen.

#### Reduktionsraten:

Selektionsstufe	Ereignisse (Daten)	Ereignisse (MC)
generiert	-	10000
Auswahl von 4 Spuren und 2 Photonen	15374	356
Schnitt in der z-Vertex Verteilung	10876	340
Schnitt in der dE/dx-Verteilung	8551	332
Beschränkung auf Photonen im Zentralteil des Bleiglassystems	4538	244
$\pi^0$ -Band	2376	220
Schnitt im Transversalimpuls der Spuren	2271	212
Schnitt im Transversalimpuls	605	130
$1.2 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 3.0 \text{ GeV}$	539	130
visueller Scan	465	130
Einträge im Zentrum des Dalitzplots	1370	$382 \pm 115 \omega$ 's

Tabelle 4.1: Anzahl der Ereignisse in den verschiedenen Selektionsstufen im Vergleich mit der MC-Simulation (auf 10000 Ereignisse normiert)

Mit diesen Ereignissen wird in Kapitel 7 der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-}$  bzw.  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega \rho^0}$  berechnet. Zuvor wird in den nächsten Kapiteln auf die Detektorakzeptanz, Korrekturen, Untergrundsubtraktion sowie auf die systematischen Fehler eingegangen.

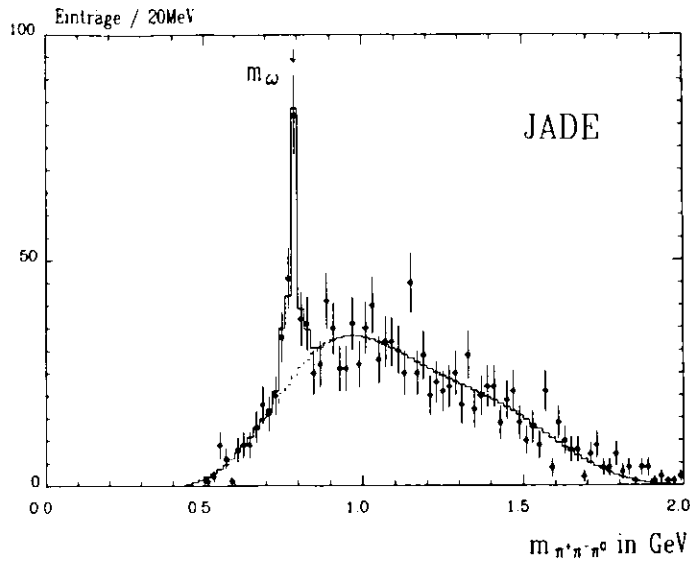


Abbildung 4.8: Die  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse

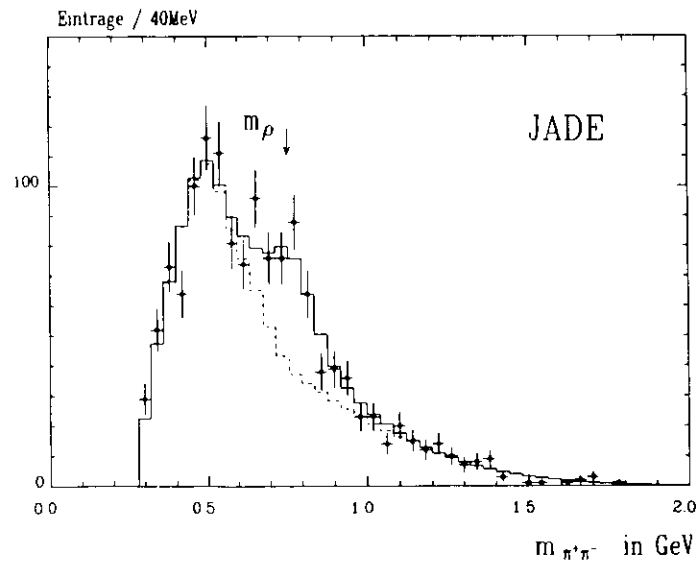


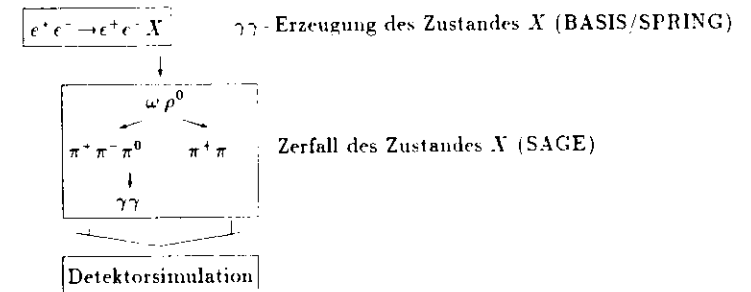
Abbildung 4.9: Die  $\pi^+\pi^-$ -Masse

## Kapitel 5

### Die Ereignissimulation

Wie in Kapitel 2 erwähnt, wird nur ein geringer Teil der erzeugten Ereignisse der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$  im Detektor nachgewiesen. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes ist deshalb eine möglichst genaue Kenntnis des Verhältnisses der nachgewiesenen zu den erzeugten Ereignissen, der Detektorakzeptanz, erforderlich.

Die Detektorakzeptanz wird durch viele Faktoren, wie geometrische und energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Detektorkomponenten, Meßgenauigkeiten der Energie- und Impulsbestimmung, Auslösewahrscheinlichkeit der Trigger und Wirkung der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Schritte bestimmt. Da diese Faktoren in komplizierter Weise zusammenwirken ist eine analytische Bestimmung der Detektorakzeptanz nicht möglich. Sie wird deshalb mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation ermittelt. Die MC-Simulation verläuft dabei in drei Stufen:



#### 5.1 Die Ereignisgeneration

Der erste Schritt der Ereignisgeneration besteht in der Erzeugung von Impulsvierervektoren des Systems  $X$  gemäß Gleichung 2.13 mit in  $W_{\gamma\gamma}$  konstantem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma}$ . Die  $Q^2$  Abhängigkeit von  $\sigma_{\gamma\gamma}$  wird nach dem VDM-Modell durch  $\rho^0$ -Formfaktoren parametrisiert:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(W^2, q_1^2, q_2^2) \approx F^2(q_1^2) F^2(q_2^2) \sigma_{\gamma\gamma}(W^2) \quad F(q_i^2) = \frac{1}{1 - q_i^2/m_\rho^2} \quad (5.1)$$



Da in dieser Analyse die Photonen überwiegend nur ein kleines  $Q^2$  haben, ist der Einfluß der Formfaktoren allerdings gering<sup>1</sup>.

Für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$  gibt es 6 kinematische Freiheitsgrade (Gleichung 2.13). Ein Freiheitsgrad läßt sich eliminieren, indem man ausnutzt, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X}$  für "no tag" Ereignisse gegenüber einer Drehung um die  $e^+e^-$ -Strahlrichtung invariant ist.

Die Vierervektoren des Systems  $X$  werden mit dem Programmpaket BASIS/SPRING [53] von Kawabata erzeugt. In diesem Programm wird der 5-dimensionale Zustandsraum in Hyperquader unterteilt, in denen anschließend der integrierte Wirkungsquerschnitt mittels einer MC-Integration errechnet wird (BASIS). Um die statistische Varianz der MC-Integration zu vermindern wird in einem iterativen Verfahren die Einteilung in Hyperquader in der Weise optimiert, daß die Quader dort am kleinsten sind wo sich der Integrand am stärksten ändert ("importance sampling" siehe auch [54]).

Das Ergebnis der Integration für jeden Quader wird auf einem Datenträger gespeichert. In einem zweiten Schritt (SPRING) können so mit hoher Geschwindigkeit Ereignisse generiert werden indem in jedem Quader, mit einer seinem Integral entsprechenden Häufigkeit, Vierervektoren ausgewählt werden. Das Integral über den gesamten Integrationsbereich ergibt sich aus der Summe über alle Hyperquader.

Für die Simulation der Zerfallskette  $X \rightarrow \omega \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \gamma \gamma$  wird das Programm SAGE [55] verwendet. Dieses Programm produziert Zerfallsverteilungen im Lorentzinvarianten Phasenraum.

Die Massen des  $\rho^0$ - bzw.  $\omega$ -Mesons, im ersten Schritt der Zerfallskette, sind gemäß einer Breit-Wigner-Funktion verteilt:

$$BW(m) = \frac{\Gamma(m) m_0}{(m^2 - m_0^2)^2 + m^2 \Gamma^2}$$

Da die Breite  $\Gamma$  des  $\omega$ -Mesons gering ist ( $\Gamma_\omega = 8.5 \text{ MeV}$  [49]), kann deren Massenabhängigkeit vernachlässigt werden. Die Breite des  $\rho^0$ -Mesons wird wie folgt parametrisiert [56]:

$$\Gamma(m) = \Gamma(m_0) \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2j+1} \left(\frac{2q_0^2}{q_0^2 + q^2}\right) \quad \Gamma(m_0) = 153 \text{ MeV} [49]$$

Mit  $q$  wird dabei der Impuls der Pionen aus dem  $\rho^0$ -Zerfall im  $\rho^0$ -Schwerpunktsystem und mit  $q_0$  der entsprechende Impuls bei nomineller  $\rho^0$ -Masse bezeichnet.

Da in der Datenselektion der Dalitzplot des  $\omega$ -Zerfalls benutzt wird, wird das generierte Ereignis mit der Dichtefunktion des Dalitzplots (Gleichung 4.2) gewichtet.

Die so gewonnenen Vierervektoren dienen als Eingabe für die nachfolgend beschriebene Detektorsimulation.

## 5.2 Die Detektorsimulation

In der Detektorsimulation soll die Reaktion der einzelnen Detektorkomponenten auf Teilchendurchgänge wiedergegeben werden. Dabei werden geladene Teilchen und Photonen unterschiedlich behandelt.

<sup>1</sup>Die  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $\sigma_{\gamma\gamma}$  wurde in der Näherung von Gleichung 2.13 gänzlich vernachlässigt.

**geladene Teilchen:** Für geladene Teilchen wird die Bahnkurve im Detektormagnetfeld schrittweise berechnet. In jedem Schritt werden Prozesse wie Vielfachstreuung und Energielverlust berücksichtigt. Auch der Zerfall instabiler Teilchen (z.B.  $\pi \rightarrow \mu \nu$ ) wird simuliert, und auf diese Weise neu entstehende Teilchen werden ebenso weiterverfolgt. Nukleare Wechselwirkungen werden allerdings nicht simuliert, so daß die in Abschnitt 4.2 angegebenen Effekte in der MC-Simulation nicht wiedergegeben werden. Durchquert das Teilchen einen Flugzeitzähler so wird dieser als gesetzt markiert.

Die Simulation der von geladenen Pionen im Bleiglassystem deponierten Energien wird nach Ergebnissen von Testmessungen mit Pionstrahlen vorgenommen.

**Photonen:** Photonen werden geradlinig zum Bleiglassystem extrapoliert, wobei die Konversionswahrscheinlichkeit in jeder Materialschicht berücksichtigt wird. Im Bleiglassystem wird eine vollständige Schauersimulation mit den Schauerverteilungen nach Messel und Crawford [57] vorgenommen.

Die so gewonnenen "Rohdaten" werden in dem gleichen Datenformat gespeichert wie reale Ereignisse. Nach den im folgendem Abschnitt beschriebenen Korrekturen wird eine Triggersimulation vorgenommen, in der die gleichen Bedingungen an die MC-Rohdaten gestellt werden wie an reale Daten. Anschließend können die MC-Daten dieselben Analyse- und Selektionsprogramme durchlaufen wie die realen Daten.

Es werden ca. 400 000  $\omega \rho^0$ -Ereignisse generiert. Aus der Anzahl der nach der vollständigen Analyseketten verbleibenden Ereignisse, mit der richtigen  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -Kombination im Zentrum des Dalitzplots, ergibt sich die in Abbildung 5.1 dargestellte Detektorakzeptanz in Abhängigkeit von  $W_{\gamma\gamma}$ <sup>2</sup>. In einer entsprechenden Untersuchung für  $\gamma\gamma \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$ -Ereignisse wurde keine unterschiedliche Detektorakzeptanz festgestellt.

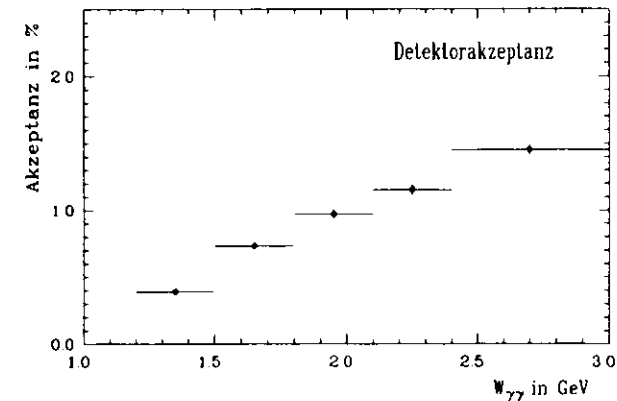


Abbildung 5.1: Die Detektorakzeptanz

<sup>2</sup>Die so erhaltene Detektorakzeptanz entspricht einem luminositätsgewichteten Mittel über das  $W_{\gamma\gamma}$ -Bin:  

$$\bar{A}(W_{\gamma\gamma}) = \int_{bin} A(W_{\gamma\gamma}) \frac{dL_{\gamma\gamma}^{TT}}{dW_{\gamma\gamma}} dW_{\gamma\gamma} / \int_{bin} \frac{dL_{\gamma\gamma}^{TT}}{dW_{\gamma\gamma}} dW_{\gamma\gamma}$$

### 5.2.1 Korrekturen zur Detektorsimulation

Bei der Bestimmung der Detektorakzeptanz, insbesondere bei der Bestimmung der Akzeptanz der Trigger, sind einige Effekte zu berücksichtigen, die in der oben beschriebenen Detektorsimulation nicht enthalten sind:

**Durch Synchrotronstrahlung gesetzte Flugzeitähler:** Diese zusätzlichen Flugzeitähler vermindern die Effizienz der Trigger, die eine obere Grenze für die Anzahl der Flugzeitähler beinhalten (siehe Abschnitt 3.3). Die Rate der zusätzlichen Flugzeitähler (Abbildung 5.2) wird mit Bhabha-Ereignissen, bei denen ein Elektron oder Positron im Vorwärtsdetektor nachgewiesen wurde, oder mit Ereignissen, die von einem Zufallstrigger akzeptiert wurden, für verschiedene Datennahmeperioden bestimmt. Entsprechend der integrierten  $e^+e^-$ -Luminosität der Perioden werden gemäß diesen Raten in die MC-Ereignisse zusätzliche Flugzeitähler eingestreut.

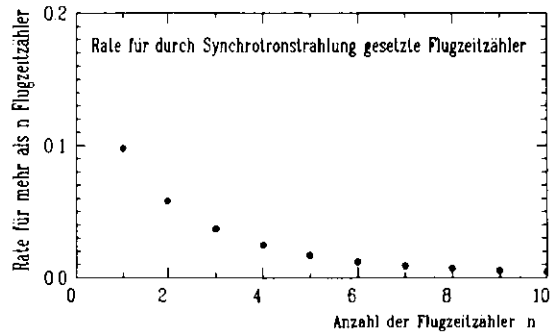


Abbildung 5.2: Rate für mehr als n durch Synchrotronstrahlung gesetzte Flugzeitähler (Luminositätsgewichtetes Mittel)

**Das Setzen mehrerer Flugzeitähler durch ein Pion:** Durch die Reaktionsprodukte von nuklearen Wechselwirkungen der geladenen Pionen in der Spule oder der äußeren Tankwand wird zeitweise das Ausprechen mehrerer Flugzeitähler auf ein Pion verursacht. Dieses vermindert wie oben die Triggereffizienz. Mit Hilfe von Grafikprogrammen werden 400 reale Ereignisse auf diesen Effekt hin untersucht. Dabei werden folgende Raten für das Auftreten dieses Effektes ermittelt:

Anzahl der zusätzlichen Flugzeitähler	Rate pro Pion
1	$8,0\% \pm 1,4\%$
2	$0,9\% \pm 0,5\%$

Entsprechend dieser Raten wird der Effekt in die MC-Simulation implementiert.

**Ineffizienz von Flugzeitähler:** Aufgrund von Alterungserscheinungen sinkt die Effizienz der Szintillationszähler mit der Zeit. Diese Ineffizienz wird mit Ereignissen, die

unabhängig von den Flugzeitählern akzeptiert wurden, für verschiedene Datennahmeperioden ermittelt. Sie steigt von 0,9% (1982) bis 5,9% (1985). Entsprechend dieser Ineffizienzen werden in der Triggersimulation gesetzte Flugzeitähler ignoriert.

**Ansprechverhalten der BG-Gruppen:** Das Ansprechverhalten der BG-Gruppen ist für eine korrekte Ermittlung der Triggereffizienz der TBG-Trigger wesentlich. Für niederenergetische Pionen und Photonen gibt es im Ansprechverhalten Abweichungen der MC-Simulation von den Daten. Eine Korrektur erfolgt getrennt für das Setzen der TBG-Gruppen durch Photonen oder Pionen:

1. Die Abhängigkeit für das Setzen der BG-Gruppen (siehe Abschnitt 3.3) von der im Bleiglas deponierten Energie wird in der MC-Simulation als Stufe bei  $80 \text{ MeV}$  angenommen. In realen Daten steigt die Ansprechwahrscheinlichkeit der BG-Gruppen langsam mit der deponierten Energie an. Da bei den hier betrachteten Ereignissen die deponierten Energien häufig im Bereich der Schwelle liegen, muß dieses Schwellenverhalten hier beachtet werden. Zur Korrektur werden Ereignisse, die unabhängig von den BG-Gruppen "getriggert" wurden, genutzt um das richtige Schwellenverhalten der BG-Gruppen zu ermitteln und danach das Ansprechverhalten für Photonen in die MC-Simulation zu implementieren.

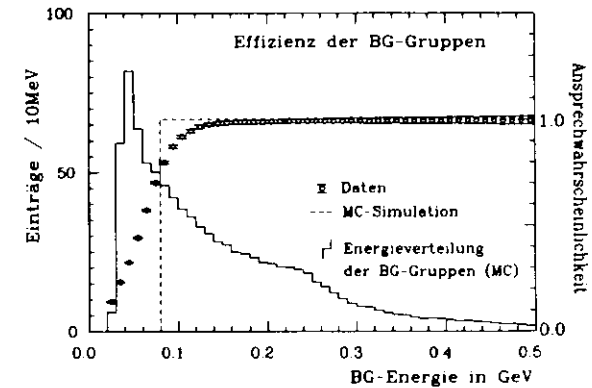


Abbildung 5.3: Effizienz der BG-Gruppen in Abhängigkeit von der deponierten Energie

2. Die simulierte Energiedeposition im Bleiglas von geladenen Pionen weicht besonders für niederenergetische Pionen von der in den Daten beobachteten ab. Deshalb wird die Simulation des Verhaltens der TBG-Gruppen für Pionen gesondert behandelt. Aus Daten der Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  und  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta \rightarrow e^+e^-\gamma\rho^0$  wird die Ansprechwahrscheinlichkeit der TBG-Gruppen für Pionen in Abhängigkeit von deren Impuls ermittelt und danach die MC-Simulation der TBG-Gruppen vorgenommen.

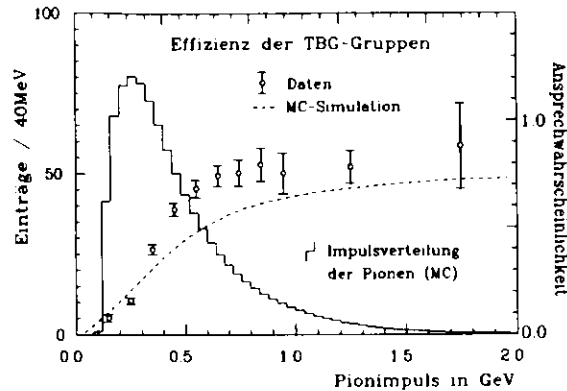


Abbildung 5.4: Effizienz der TBG-Gruppen in Abhängigkeit von den Pionimpulsen

**Verlust von Pionen aufgrund von nuklearen Wechselwirkungen:** Der Impuls von Pionen, die im Material vor dem sensitiven Teil der Jetkammer (Strahlrohr und innere Tankwand, beides aus Aluminium) nukleare Wechselwirkungen eingehen, kann nicht mehr rekonstruiert werden, so daß dadurch ein Verlust von Ereignissen entsteht. Die Wahrscheinlichkeit einer nuklearen Reaktion beträgt bei den in dieser Analyse typischen Pionimpulsen etwa 5% pro Pion. Dieser Effekt wird in die MC-Simulation implementiert, indem der gemessene Wirkungsquerschnitt von Pionen in Aluminium [58] genutzt wird um für jedes MC-Ereignis die Wahrscheinlichkeit zu berechnen, daß mindestens ein Pion eine nukleare Wechselwirkung eingeht. Die MC-Ereignisse werden entsprechend dieser Wahrscheinlichkeit verworfen.

**Akzeptanz des Bleiglasses:** Das Bleiglas des Zentralteils überdeckt wegen der Ummantelung der Blöcke nur 98% des in der Simulation dafür angenommenen Raumwinkels. Für zwei zu messende Photonen (von Konversionen abgesehen) führt das zu einem Korrekturfaktor der Detektorakzeptanz von ca. 0.96.

**Abweichungen in der Blockmultiplizität:** In der Bleiglassimulation wird gegenüber den Daten ein vermehrtes Auftreten von Einblockclustern beobachtet. Dieser Effekt ist auf eine zu geringe laterale Ausdehnung der Schauer in der Schauersimulation zurückzuführen<sup>3</sup>. Da in der Selektion von zwei Photonen Einblockcluster, die aus einem durch häufige elektronische Störungen registriertem Block (Abschnitt 4.2) bestehen, nicht gewertet wurden, ist der Verlust von echten Photonen demnach in der Simulation größer als in den Daten.

Die Zahl der Einblockphotonen ist in der Simulation um 23% höher als in den Daten (Abbildung 5.5). Zur Korrektur dieses Effektes werden in der MC-Simulation Einblockcluster nach obigen Kriterien nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 77% verworfen.

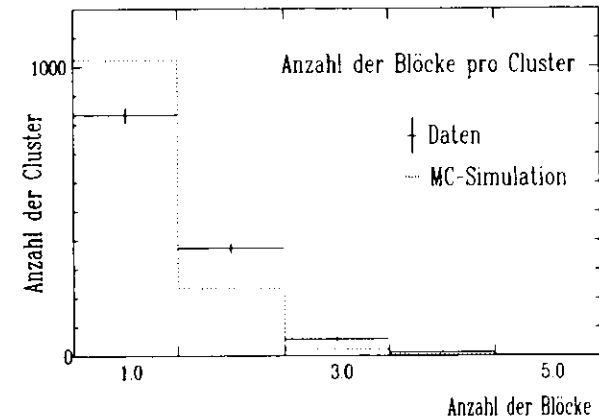


Abbildung 5.5: Blockmultiplizität der Bleiglascluster

<sup>3</sup>In einer Schauersimulation mit dem Programm EGS wird der gleiche Effekt beobachtet.

## Kapitel 6

# Korrekturen, Untergrundsubtraktion und Bestimmung der systematischen Fehler

Wie im vorherigem Kapitel erwähnt sind nukleare Wechselwirkungen der geladenen Pionen im Detektor in der Standard-Detektorsimulation nicht enthalten. Die im Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Korrekturen erfassen nicht alle dadurch verursachten Effekte. Ebenso werden Effekte durch Rauschen der Bleiglasausleselektronik nicht simuliert. Für den dadurch in dieser Analyse entstehenden Verlust an  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$  Ereignissen wird in Abschnitt 6.1 aus den Daten ein Korrekturfaktor ermittelt. In dieser Analyse wichtige Untergrundbeiträge werden in Abschnitt 6.2 betrachtet. Anschließend wird auf die systematischen Fehler eingegangen

### 6.1 Korrekturen

Durch nukleare Wechselwirkung der geladenen Pionen erzeugte Photonen (Abschnitt 4.1), die nicht durch die in Abschnitt 4.1 beschriebenen Schnitte erfaßt werden, oder durch Rauschen der Bleiglasausleselektronik vorgetäuschte Photonen, verursachen einen Verlust an  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ -Ereignissen. Vollständig rekonstruierte 4 Spur - 2 Gamma - Ereignisse werden durch diese zusätzlichen "Photonen" zu 4 Spur - n Gamma - Ereignissen, mit  $n > 2$ , und somit in der Auswahl von Ereignissen mit genau zwei Photonen (Abschnitt 4.1) verworfen.

Um den Umfang dieses Verlustes zu ermitteln werden  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ -Ereignisse genutzt indem deren "feedup" in 4 Spur - 1, 2 und 3 Gamma - Kanäle gemessen wird. Die  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ -Ereignisse werden in jedem Kanal durch den kleinen Transversalimpuls der vier Spuren identifiziert.

Abbildung 6.1 zeigt die Verteilung der Transversalimpulse der Spuren in den vier Kanälen. Es ist in allen Kanälen ein "peak" bei kleinen Transversalimpulsen, der auf exklusive  $\gamma\gamma \rightarrow 4\pi$ -Ereignisse hinweist, zu erkennen. Es wird eine Anpassung durch die aus einer MC-Simulation des Prozesses  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  gewonnene Transversalimpulsverteilung vorgenommen. Der Untergrund (nicht exklusive  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ -Ereignisse) wird durch entsprechende Verteilungen aus der Simulation von  $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$  und  $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$  mit 0, 1, 2 oder 3 gemessenen Photonen beschreiben. Aus der Anpassung ergeben sich folgende Zahlen für die Ereignisse im "peak" kleiner Transversalimpulse:

Kanal:	4 Spur - 0 Gamma	4 Spur - 1 Gamma	4 Spur - 2 Gamma	4 Spur - 3 Gamma
Ereignisse $N_n$ im "peak"	$12890 \pm 200$	$2630 \pm 105$	$508 \pm 45$	$115 \pm 30$
Verhältnis zu $N_{0\text{Gamma}}$	1	$23\% \pm 0.9\%$	$3.9\% \pm 0.3\%$	$0.9\% \pm 0.2\%$

Die in obiger Tabelle angegebenen Fehler ergeben sich aus den statistischen Fehlern der Anpassung. Durch Variation der Untergrundbeiträge wird ein systematischer Fehler von ca. 5% ermittelt.

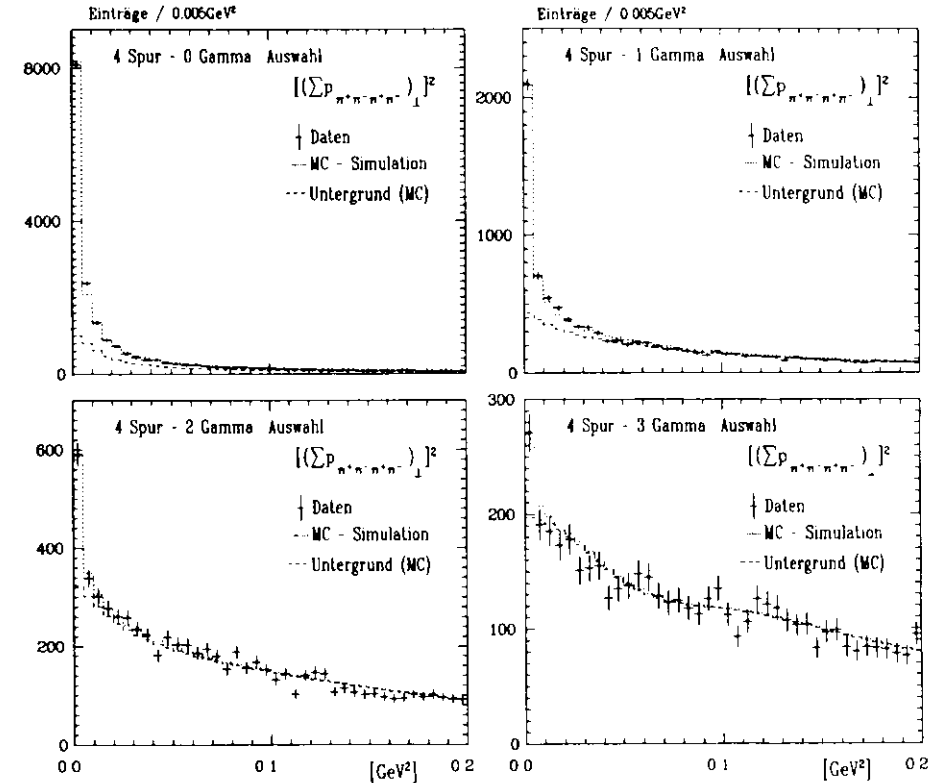


Abbildung 6.1: Transversalimpulsquadrat der vier Spuren in den 4 Spur - 0, 1, 2 und 3 - Gamma Daten.

Für den Anteil der Ereignisse mit zusätzlichen Photonen aus nuklearen Wechselwirkungen der Pionen, ist eine Abhängigkeit von den Pionimpulsen zu erwarten (Abschnitt 4.2.1). Dieser Effekt wird untersucht indem der Korrekturfaktor für verschiedene Bereiche der invarianten Masse der vier geladenen Pionen getrennt vorgenommen wird. Es zeigt sich, daß der Anstieg

mit der 4-Pionmasse nur gering ist. Der verbleibende Effekt wurde bereits in den obigen systematischen Fehler aufgenommen.

Aus der Summe der Beiträge ergibt sich ein Korrekturfaktor von  $1. + 0.28 \pm 0.05$ . Da  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse ebenfalls vier Spuren im Endzustand mit ähnlicher Impulsverteilung aufweisen, kann der Korrekturfaktor auf diese Datenauswahl übertragen werden.

## 6.2 Untergrund

Aus der Transversalimpulsverteilung der fünf Pionen (Abbildung 4.4b) kann der Untergrund von nicht exklusiven Ereignissen auf ca. 160 Ereignisse nach dem Schnitt in dem Transversalimpulsverteilung abgeschätzt werden.

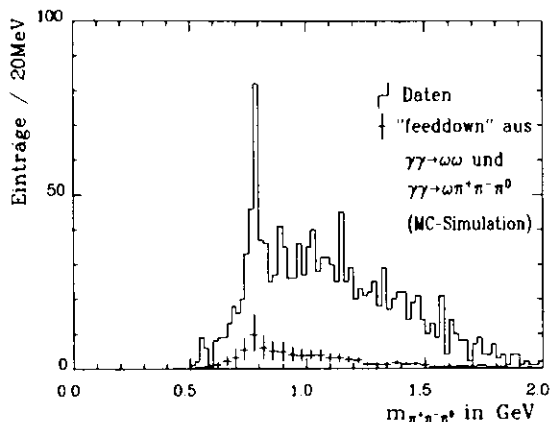


Abbildung 6.2: Untergrund aus den Reaktionen:  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-\pi^0$ . Der eingezeichnete Fehler ergibt sich aus dem in [59] angegebenen statistischen Fehlern der Messungen von  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega}$  und  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-\pi^0}$ .

Von Bedeutung in dieser Analyse ist der "feeddown" aus den Prozessen  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-\pi^0$  mit zwei nicht gemessenen Photonen, da dieser Untergrund vollständig rekonstruierte  $\omega$ -Mesonen enthält.

Die Wirkungsquerschnitte für beide Prozesse wurde von ARGUS gemessen [59]. Ausgehend von diesen Messungen wird mittels einer MC-Simulation dieser Reaktionen unter Beachtung der in Abschnitt 6.1.1 beschriebenen Korrekturen, der in den 4 Spur-2 Gamma-Daten nach allen Schnitten zu erwartende Untergrund berechnet (Abbildung 6.2). Die Rechnung ergibt  $182 \pm 90$  Eintäge in den  $\pi^+\pi^-$  und  $\pi^+\pi^-\pi^0$  Massenspektren mit  $18 \pm 9$  vollständig rekonstruierten  $\omega$ -Mesonen. Die Fehler ergeben sich dabei aus den in [59] angegebenen statistischen Fehlern der Messungen:  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega}$  und  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-\pi^0}$ . Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$  werden diese von der Anzahl der gemessenen  $\omega$ -Mesonen subtrahiert (Tabelle 7.1).

## 6.3 Die systematischen Fehler

### $e^+e^-$ -Luminosität

Zur Berechnung der integrierten  $e^+e^-$ -Luminosität werden bei JADE Bhabha-Ereignisse gemessen und deren Rate mit dem berechneten Wirkungsquerschnitt normiert. Eine detaillierte Untersuchung des Fehler der Luminositätsbestimmung wurde zur Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts vorgenommen [60]. Er beträgt 3%.

### Triggersimulation

Bei der Triggersimulation sind Unsicherheiten in der Simulation der TBG-Gruppen (Abschnitt 5.2.1) von Bedeutung. Der größte Effekt ist dabei für das Setzen der TBG-Gruppen durch geladenen Pionen zu erwarten, da überwiegend diese die TBG-Trigger auslösen.

Eine Fehlerabschätzung ergibt sich durch Variation der in der (korrigierten) MC-Simulation verwendeten Effizienzkurven (Abbildung 5.3) um deren Fehler. Daraus leitet sich ein Fehler von 2% in der Detektorakzeptanz ab.

### Korrekturfaktor

Der Fehler des Korrekturfaktors für den Verlust von  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ -Ereignissen aufgrund von vorgetauschten Photonen beträgt 5%. Daraus ergibt sich ein relativer Fehler des Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$  von 4%.

### VDM-Formfaktor

Der Faktor aus dem Vektor Dominanz Modell in Gleichung 5.1 kann für kleine  $Q^2$  durch  $1 + 4 \cdot (q^2/m_\rho^2)$  angenähert werden. Für ein mittleres  $Q^2$  von  $0.001 \text{ GeV}^2$  kann damit der Fehler durch Unsicherheiten der Beschreibung mit dem Vektor Dominanz Modell nach oben zu 0.7% abgeschätzt werden.

### Schnitte

Um systematische Effekte in der MC-Simulation, wie mögliche Abweichungen der Detektorauflösung von realen Daten, zu untersuchen wird der Wirkungsquerschnitt bei veränderten Schnitten bestimmt. Der größte Effekt ist bei dem Schnitt im Transversalimpuls der 5 Pionen zu erwarten.

Aus der mittleren Änderung des Wirkungsquerschnitts, nach Änderung des Schnitts im Transversalimpuls (Schnitt bei  $0.02 \text{ GeV}^2$  statt bei  $0.01 \text{ GeV}^2$ ), wird ein relativer Fehler von 10% ermittelt.

### Untergrund aus den Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ und $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-\pi^0$

ARGUS gibt für die Messungen von  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega}$  und  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-\pi^0}$  einen systematischen Fehler von 25% bzw. 15% an. Durch entsprechende Variation der Untergrundsubtraktion wird ein Fehler von 4% ermittelt.

## Bleiglasskalibration

Die Kalibrationskonstanten des Bleiglassystems wurden mit hochenergetischen Elektronen aus Bhabha-Ereignissen bestimmt. Mögliche Fehler bei der Extrapolation zu niedrigen Energien beeinflussen, aufgrund der Ausleseschwelle, die Ansprechwahrscheinlichkeit des Bleiglassystems. Ein systematischer Effekt bei der Energiebestimmung aufgrund falscher Kalibrationskonstanten macht sich ebenfalls in einer Verschiebung des  $\pi^0$ -Signals bemerkbar. Der Vergleich des  $\pi^0$ -Signals der MC-Simulation mit den Daten zeigt keine Diskrepanzen; das Maximum des Signals liegt bei der nominellen  $\pi^0$ -Masse (Abbildung 4.3). Jedoch zeigt eine Verschiebung der Photonenergie in der MC-Simulation, daß dadurch ein Fehler der Energiebestimmung in einer Größe von  $5\text{ MeV}$  nicht ausgeschlossen werden kann. Dieses führt zu einer Abschätzung des Fehlers für die Ansprechwahrscheinlichkeit des Bleiglassystems von ca. 12%.

Fehlerquelle	relativer Fehler
$L_{e^+e^-}$ - Luminosität	3.0%
Triggersimulation	2.0%
Korrekturfaktor für Verluste aufgrund vorgetäuschter Photonen	4.0%
VDM-Formfaktor	0.7%
Schnitte	10.0%
Bleiglasskalibration	12.0%
Untergrund aus den Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ und $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-\pi^0$	4.0%
quadratische Summe	17%

## Kapitel 7

### Ergebnisse

Ziel dieser Analyse ist die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$  bzw.  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$  in Abhängigkeit von  $W_{\gamma\gamma}$ . Aus dem experimentellen Signal, den invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ - und  $\pi^+\pi^-$ -Massen in Abbildung 4.8 und 4.9, kann zunächst die Anzahl der Ereignisse des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\omega\rho^0$  bzw.  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\omega\pi^+\pi^-$  bestimmt werden. Der Zusammenhang zwischen der Anzahl der gemessenen Ereignisse und dem Wirkungsquerschnitt ist:

$$N_{\omega\rho^0(\omega\pi^+\pi^-)} = L_{e^+e^-} BR(\omega) \int_{W_{\gamma\gamma, \min}}^{W_{\gamma\gamma, \max}} A(W_{\gamma\gamma}) \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0(\omega\pi^+\pi^-)}(W_{\gamma\gamma}) \frac{dL_{\gamma\gamma}^{TT}(W_{\gamma\gamma})}{dW_{\gamma\gamma}} dW_{\gamma\gamma} \quad (7.1)$$

bzw. in  $W_{\gamma\gamma}$  Bins:

$$N_{\omega\rho^0(\omega\pi^+\pi^-)} = L_{e^+e^-} BR(\omega) (\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0(\omega\pi^+\pi^-)}(W_{\gamma\gamma}))_{\text{bin}} \int_{W_{\gamma\gamma, \text{bin}}} A(W_{\gamma\gamma}) \frac{dL_{\gamma\gamma}^{TT}(W_{\gamma\gamma})}{dW_{\gamma\gamma}} dW_{\gamma\gamma} \quad (7.2)$$

Mit  $L_{e^+e^-}$  wird dabei die integrierte  $e^+e^-$ -Luminosität bezeichnet und mit  $A(W_{\gamma\gamma})$  die Detektorakzeptanz.

Die über das  $W_{\gamma\gamma}$ -Bin integrierte Luminositätsfunktion  $\int_{W_{\gamma\gamma, \text{bin}}} \frac{dL_{\gamma\gamma}^{TT}(W_{\gamma\gamma})}{dW_{\gamma\gamma}} dW_{\gamma\gamma}$  wird mit der MC-Integration des Programmpaketes BASIS/SPRING bestimmt (Abschnitt 5.1).

Abbildung 7.2 deutet darauf hin, daß der überwiegende Teil der Ereignisse mit einem  $\omega$ -Meson auf  $\omega\rho^0$ -Ereignisse zurückzuführen ist (Abschnitt 7.2). Da das  $\omega$ -Meson aufgrund seiner wesentlich geringeren Breite leichter in invarianten Massenverteilungen zu identifizieren ist als das  $\rho^0$ -Meson, wird in Abschnitt 7.1 zunächst aus der Anzahl der Ereignisse mit einem  $\omega$  der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$  bestimmt. Die Korrelation zwischen  $\omega$ -Signal und  $\rho^0$ -Signal wird in Abschnitt 7.2 untersucht.

### 7.1 Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$

In jedem der fünf  $W_{\gamma\gamma}$ -Bereiche wird die Anzahl der  $\omega$ -Mesonen in den invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenspektren mittels einer Anpassung von MC-Verteilungen der Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 3\pi$  und  $\gamma\gamma \rightarrow 5\pi$  bestimmt.

In Tabelle 7.1 sind die aus der Anpassung erhaltenen Anzahlen der  $\omega$ -Mesonen zusammen mit allen für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts nach Gleichung 7.2 relevanten Größen angegeben. Der Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Der angegebene Fehler

$W_{\gamma\gamma}$ [GeV]	$A(W_{\gamma\gamma})$ · $BR_{a_2}$	$\int L_{\gamma\gamma}^{stat} / L_{\gamma\gamma}$ [nbarn <sup>-1</sup> ]	$N_{\pi^+\pi^-}$	$N_{\omega}$ "feeddown"	Korrektur- faktor	$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$ [nbarn]
1.2-1.5	0.0035	941	37.6 ± 8.8	4.7 ± 3.7	1.28	12.8 ± 3.7
1.5-1.8	0.0066	685	47.0 ± 9.0	6.7 ± 3.5		11.5 ± 2.8
1.8-2.1	0.0087	522	28.5 ± 7.4	3.0 ± 2.2		7.2 ± 2.2
2.1-2.4	0.0103	411	13.0 ± 5.6	2.0 ± 0.7		3.3 ± 1.7
2.4-3.0	0.0130	607	3.6 ± 3.0	0.9 ± 0.3		0.4 ± 0.5

Tabelle 7.1: Der Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$

des Wirkungsquerschnitts ergibt sich aus dem Fehler der Anpassung quadratisch addiert mit dem Fehler der Untergrundsubtraktion.

In Abbildung 7.1 ist ebenfalls der erwartete Beitrag des Prozesses  $\gamma\gamma \rightarrow a_2(1320) \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  dargestellt. Der Beitrag errechnet aus einer über alle bisherigen Messungen gemittelten  $\gamma\gamma$ -Breite des  $a_2$ -Mesons von  $0.94 \text{ KeV} \pm 0.09 \text{ KeV}$  [61] und einer Zerfallsrate<sup>1</sup> in  $\omega\pi^+\pi^-$  von  $10.6\% \pm 3.2\%$  [49]. Der gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$  läßt sich in diesem Bereich nahezu vollständig von dem erwarteten Beitrag dieses Prozesses erklären, doch können Beiträge anderer Prozesse aufgrund der Meßfehler sowie der Ungenauigkeit bei der Berechnung des  $a_2$ -Beitrages nicht ausgeschlossen werden.

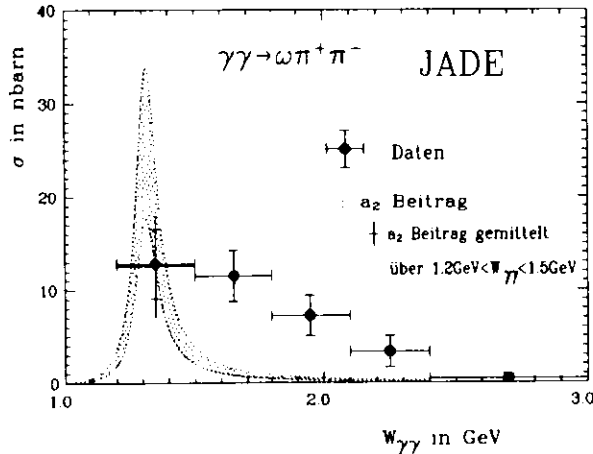


Abbildung 7.1: Der inklusive Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  (einschließlich  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ )

<sup>1</sup>Aus der Messung von  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$  im Bereich  $1.2 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}$  läßt sich unter der Annahme, daß in diesem Bereich der Wirkungsquerschnitt ausschließlich auf  $a_2(1320)$ -Produktion beruht, ein Wert für die bisher nur ungenau bekannte Zerfallsrate  $a_2 \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  ableiten. Unter Berücksichtigung der statistischen und der systematischen Fehler der Messung, sowie des Fehlers der Messungen von  $\Gamma_{\gamma\gamma}(a_2)$ , ergibt sich:  $BR_{a_2 \rightarrow \omega\pi^+\pi^-} = 10.8\% \pm 3.8\%$

## 7.2 Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$

Der Anteil der  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ -Ereignisse, deren  $\pi^+\pi^-$ -System aus dem Zerfall eines  $\rho^0$ 's stammen, wird ermittelt, indem die Korrelation zwischen den invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ - und  $\pi^+\pi^-$ -Massen untersucht wird. Abbildung 7.2a zeigt für  $W_{\gamma\gamma} > 1.55 \text{ GeV}$ <sup>2</sup> den Korrelationsplot der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse gegen die invariante  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse, sowie die Projektionen auf die  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  und  $M_{\pi^+\pi^-}$ -Achsen.

In Abbildung 7.2b sind die  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massen aller Einträge im Korrelationsplot dargestellt, deren  $\pi^+\pi^-$ -Projektionen im  $\rho^0$ -Band ( $0.62 \text{ GeV} - 0.92 \text{ GeV}$ ) liegen. Nahezu sämtliche Einträge im  $\omega$ -Signal sind in diesem Bereich des Korrelationsplots zu finden. In der Verteilung der  $\pi^+\pi^-$ -Massen, deren  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Projektionen im  $\omega$ -Band ( $0.72 \text{ GeV} - 0.84 \text{ GeV}$ ) liegen (Abbildung 7.2d), ist ein  $\rho^0$ -Signal zu erkennen.

Diese Beobachtungen weisen darauf hin, daß der gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$  überwiegend auf  $\omega\rho^0$ -Produktion beruht.

Eine Bestimmung der Anzahl der  $\omega\rho^0$ -Ereignisse wird mittels einer Anpassung der Verteilung im Korrelationsplot durch Verteilungen aus der MC-Simulation der Prozesse  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\rho^0$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$  erhalten. Die Endzustände  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\rho^0$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$  werden dabei gemäß einem drei-, vier bzw. fünf Körperphasenraum erzeugt.

Die in Abschnitt 6.2 ermittelten Untergrundbeiträge werden von der Verteilung der Daten im Korrelationsplot subtrahiert. Für alle weiteren Untergrundanteile wird angenommen, daß sich deren Verteilungen der  $\pi^+\pi^-\pi^0$  bzw.  $\pi^+\pi^-$ -Massen mit den Verteilungen aus der MC-Simulation von  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\rho^0$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$  beschreiben lassen.

Die Anpassung erfolgt mit einer Maximum-Likelihood-Methode. Der Korrelationsplot wird dafür in vier Bereiche  $i, i = 1 \dots 4$ , (Abbildung 7.2a) unterteilt. Für die Anzahl der Einträge in diesen Bereichen wird eine Poissonverteilung angenommen, so daß für die Wahrscheinlichkeit  $N_i$  Einträge zu beobachten gilt:

$$P_i = \frac{\epsilon^i T_i N_i}{N_i!} \quad (7.3)$$

Mit  $T_i$  wird dabei die "wahre" Anzahl der Einträge bezeichnet, die sich in diesem Modell aus folgenden Beiträgen zusammensetzt:

$$T_i = (\alpha_{\omega\rho^0}^i f_{\omega\rho^0} + \alpha_{\omega\pi^+\pi^-}^i f_{\omega\pi^+\pi^-} + \alpha_{\rho^0\pi^+\pi^-}^i f_{\rho^0\pi^+\pi^-} + \alpha_{\delta\pi^+\pi^-}^i f_{\delta\pi^+\pi^-}) \cdot N_{tot} \quad (7.4)$$

Die  $f_{xy}$  beschreiben den Anteil des Prozesses  $xy$  an der Gesamtzahl der Einträge  $N_{tot}$ . Die  $\alpha_{xy}^i$  geben für den Prozeß  $xy$  den Anteil der Einträge im  $i$ -ten Bereich des Korrelationsplots an und sind aus der MC-Simulation bekannt. Die  $f_{xy}$  sind die Parameter der Anpassung mit zulässigen Werten zwischen 0 und 1.

Das Produkt aller  $P_i$  bildet die Maximum-Likelihood-Funktion, deren Logarithmus mit Hilfe des Programmes MINUIT [62], durch Variation der Parameter  $f_{xy}$ , maximiert wird.

Die Anpassung erfolgt getrennt in den verschiedenen  $W_{\gamma\gamma}$ -Bereichen. Das niedrigste Bin,  $1.2 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}$ , wird dabei ausgenommen, da dieser Bereich unter der

<sup>2</sup>Der Bereich  $W_{\gamma\gamma} < 1.55 \text{ GeV}$  liegt unter der Schwelle für  $\omega\rho^0$ -Produktion, so daß das  $\rho^0$ -Meson nicht seine nominelle Masse erreichen kann.

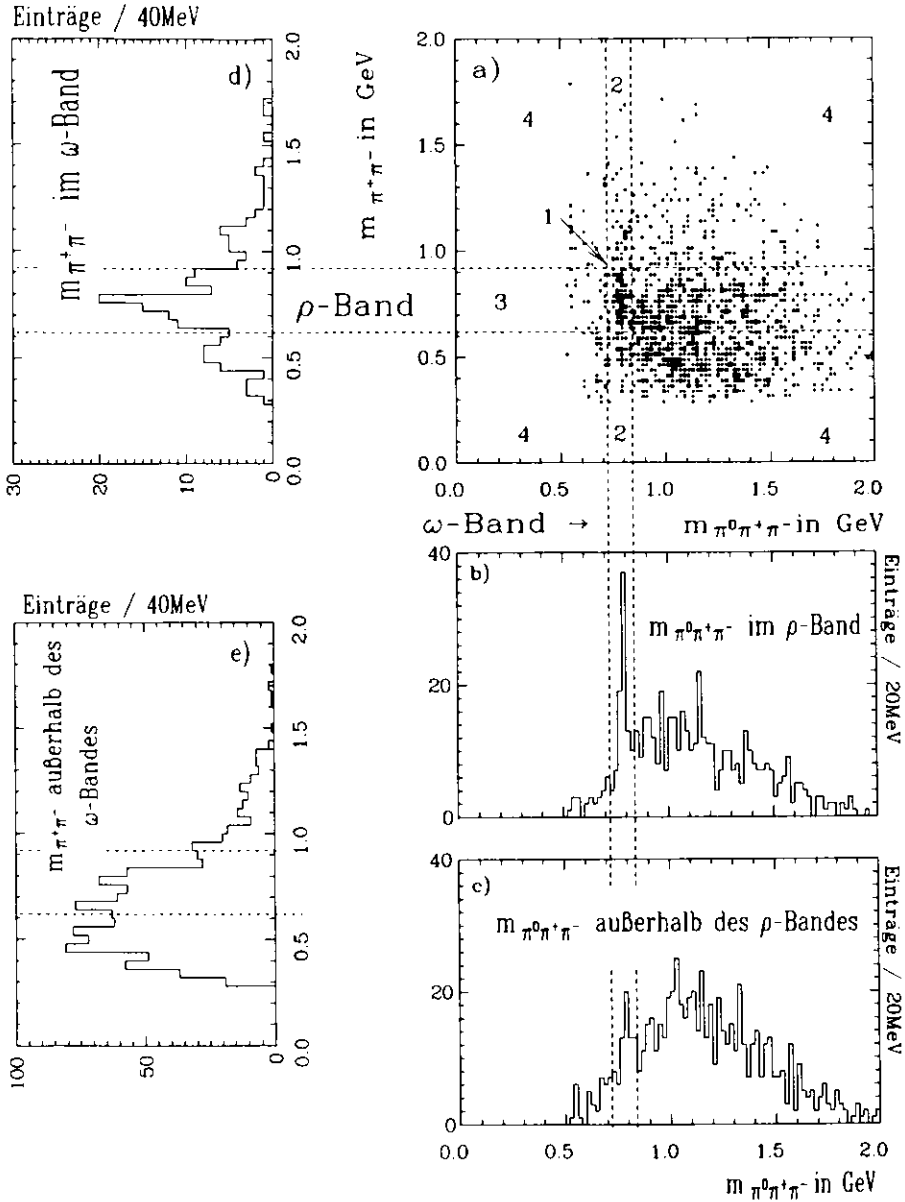


Abbildung 7.2: Korrelation zwischen  $\omega$  und  $\rho^0$  für  $W_{\gamma\gamma} > 1.55 \text{ GeV}$

Schwelle für  $\omega\rho^0$ -Produktion liegt, und bei niedriger Statistik keine Unterscheidung zwischen Phasenraumzerfall und Rhozerfall des  $\pi^+\pi^-$ -Systems anhand der invarianten Masse möglich ist. Der gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$  wird in diesem Bereich weitgehend von dem erwarteten Beitrag des Prozesses:  $\gamma\gamma \rightarrow a_2(1320) \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  ausgefüllt (Abschnitt 6.2). Es ist allerdings bisher nicht geklärt, ob die invariante Masse des  $\pi^+\pi^-$ -Systems aus dem  $a_2$ -Zerfall sich dabei durch ein  $\rho^0$ -Meson (unterhalb der nominellen Masse) beschreiben läßt und der  $a_2(1320)$ -Beitrag somit zum Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$  beiträgt<sup>3</sup>.

In Tabelle 7.2 sind die Ergebnisse der Anpassung, die Anteile  $f_{x\gamma}$  der vier MC-Prozesse angegeben.

$W_{\gamma\gamma}$ [GeV]	$f_{\omega\rho^0}$ in %	$f_{\omega\pi^+\pi^-}$ in %	$f_{\rho^0\pi^+\pi^-}$ in %	$f_{5\pi}$ in %	$N_{tot}$	$n_{\omega\rho^0}/n$	$N_{\omega\rho^0}$	$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$ [nbarn]
1.2 - 1.5	—	—	—	—	—	—	—	—
1.5 - 1.8	$65 \pm 15$	$0 \pm 17$	$35 \pm 12$	$0 \pm 12$	221	0.28	$40.2 \pm 9.3$	$11.5 \pm 2.9$
1.8 - 2.1	$20 \pm 10$	$10 \pm 11$	$4 \pm 19$	$66 \pm 20$	320	0.28	$18.8 \pm 9.8$	$5.1 \pm 2.6$
2.1 - 2.4	$14 \pm 7$	$1 \pm 7$	$70 \pm 28$	$15 \pm 30$	297	0.29	$12.1 \pm 6.0$	$3.7 \pm 1.8$
2.4 - 3.0	$4 \pm 4$	$0 \pm 4$	$43 \pm 27$	$53 \pm 27$	270	0.34	$3.7 \pm 3.7$	$0.6 \pm 0.6$

Tabelle 7.2: Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$

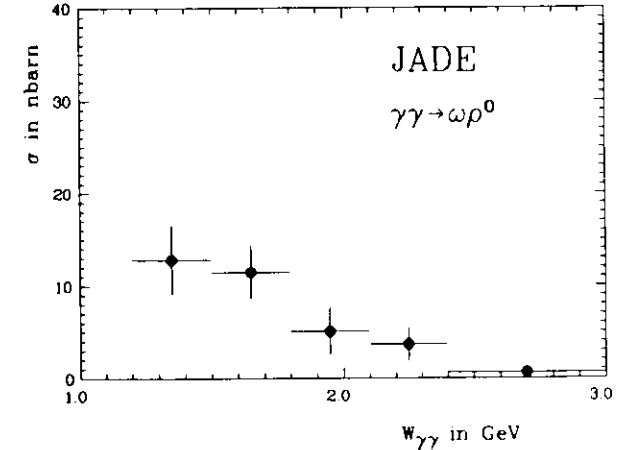


Abbildung 7.3: Der Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ . Für  $1.2 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}$  ist der inklusive Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$  angegeben. Es sind nur die statistischen Fehler eingezeichnet.

<sup>3</sup>Folgende Betrachtung [22] zeigt, daß für das  $\pi^+\pi^-$ -System die Quantenzahlen des  $\rho^0$ -Mesons zu erwarten sind: Da das  $\omega\pi^+\pi^-$ -System eine gerade Ladungskonjugationsparität ( $C$ ) besitzen muß gilt:  $-1 = C(\pi^+\pi^-) \cdot (-1)^{l+l_z} \Rightarrow$  Das  $\pi^+\pi^-$ -System hat einen ungeraden Drehimpuls  $l$ . Für niedrige Energien kann die Annahme  $l = 1$  gemacht werden. Aus der geraden G-Parität des  $\pi^+\pi^-$ -Systems folgt für den Isospin  $I$ :  $G(\pi^+\pi^-) = +1 = C(\pi^+\pi^-)(-1)^I \Rightarrow I = 1$ .



Diese Anteile beziehen sich auf die Anzahl der Einträge im Korrelationsplot. Um die Anzahl der  $\omega\rho^0$ -Ereignisse zu erhalten ist neben der Gesamtzahl der Einträge im Korrelationsplot  $N_{tot}$  die Kenntnis des nach dem Schnitt im Dalitzplot verbleibenden kombinatorischen Untergrundes, d.h. das Verhältnis der richtigen  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kombinationen zu allen Kombinationen erforderlich. Diese Verhältnisse  $n_{\omega\rho^0}/n$  für  $\omega\rho^0$ -MC Ereignisse sind in Tabelle 7.2 aufgeführt.

In Abbildung 7.3 ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$  dargestellt. Der in Tabelle 7.2 und Abbildung 7.3 angegebene Fehler des Wirkungsquerschnitts ergibt sich aus dem Fehler des Anteils  $f_{\omega\rho^0}$  quadratisch addiert mit dem Fehler der Untergrundsubtraktion.

Das Ergebnis bestätigt die oben gemachte Annahme, daß, für  $W_{\gamma\gamma} > 1.5 \text{ GeV}$ ,  $\omega\rho^0$ -Ereignisse den Hauptanteil der  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ -Ereignisse bilden. Im Bereich  $1.8 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.1 \text{ GeV}$  scheint es einen größeren  $\omega\pi^+\pi^-$ -Anteil zu geben, doch ist innerhalb der Fehler das Ergebnis konsistent mit ausschließlicher  $\omega\rho^0$ -Produktion.

## 7.3 Diskussion der Ergebnisse

### 7.3.1 Vergleich mit anderen Experimenten

Der Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  bzw.  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$  wurde bisher von drei anderen Experimenten gemessen. Die Ergebnisse von ARGUS [63], TPC/ $\gamma\gamma$  [64] und die vorläufigen Ergebnisse von CELLO [65] sind im Vergleich mit dieser Messung in Abbildung 7.4 gezeigt.

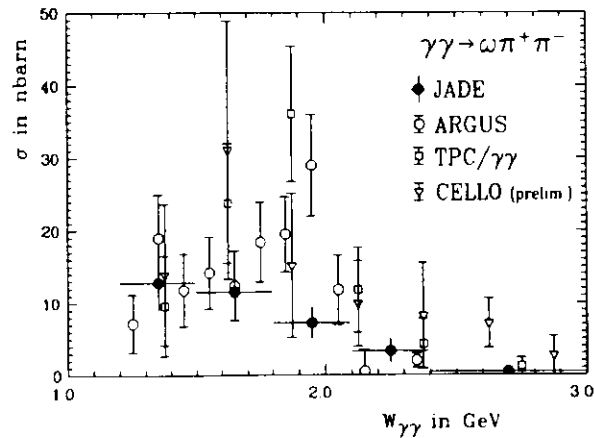


Abbildung 7.4: Der Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  im Vergleich mit den Messungen anderer Experimente

ARGUS schließt aus dem Vergleich der Verteilungen der  $\pi^+\pi^-$ -Massen derjenigen Massenkombinationen mit der  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse im  $\omega$ -Band mit MC-Verteilungen der Prozesse  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$  auf einen dominierenden  $\omega\rho^0$ -Anteil in den  $\omega\pi^+\pi^-$ -Ereignissen über den gesamten  $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich von  $1.2 \text{ GeV}$  bis  $2.5 \text{ GeV}$ . TPC/ $\gamma\gamma$  hat den  $\omega\rho^0$ -Anteil mit dem gleichen Verfahren wie in diese Analyse bestimmt. Es wird, wie bei Argus, überwiegende

$\omega\rho^0$ -Formation der  $\omega\pi^+\pi^-$ -Ereignisse im gesamten  $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich ( $1.25 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 3.0 \text{ GeV}$ ) angegeben. In Abbildung 7.5 ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$  im Vergleich mit dieser Messung gezeigt.

CELLO hat bisher keine Angaben über den  $\omega\rho^0$ -Anteil in den  $\omega\pi^+\pi^-$ -Daten gemacht.

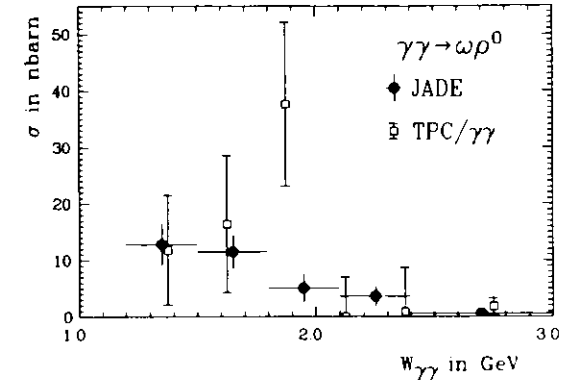


Abbildung 7.5: Der Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$  (im Bereich  $1.2 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}$  ist der inklusive Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$  angegeben) im Vergleich mit der TPC/ $\gamma\gamma$ -Messung

Im Gegensatz zu den Messungen von ARGUS und TPC/ $\gamma\gamma$  kann in dieser Analyse keine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts im  $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich um  $1.9 \text{ GeV}$  festgestellt werden. Im  $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich  $1.8 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.1 \text{ GeV}$  liegt der in dieser Analyse bestimmte Wirkungsquerschnitt unter den Messungen dieser Experimente, während die Ergebnisse im übrigen  $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich konsistent sind.

Der Vergleich mit den vorläufigen CELLO Ergebnissen ergibt innerhalb der Fehler Übereinstimmung über den gesamten  $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich.

### 7.3.2 Vergleich mit theoretischen Modellen

Sowohl das "t-channel factorization" Modell (Abschnitt 2.2.3) als auch das  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Modell (Abschnitt 2.2.2) beziehen in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$  einen  $a_2$ -Beitrag nicht mit ein. Deshalb wird in den folgenden Vergleichen mit diesen Modellen im Bereich  $1.2 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}$  als Schätzung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$  der inklusive Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$  nach Subtraktion des erwarteten  $a_2$ -Anteils angegeben. Dieses entspricht der Annahme von inkohärenter Überlagerung der einzelnen Beiträge. Dieses ist für das "t-channel factorization" Modell sicher gerechtfertigt. Für das  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Modell verbleibt dieser Punkt zu diskutieren.

In Abbildung 7.6 ist der gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$  im Vergleich mit der Vorhersage des "t-channel factorization" Modells dargestellt. Dieses Modell ergibt eine gute Beschreibung der Daten.

Da das  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Modell (Abschnitt 2.2.2) mehrere Parameter besitzt, erfordert ein Vergleich mit den Daten eine geeignete Wahl dieser Parameter. Es wird deshalb der im  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Modell

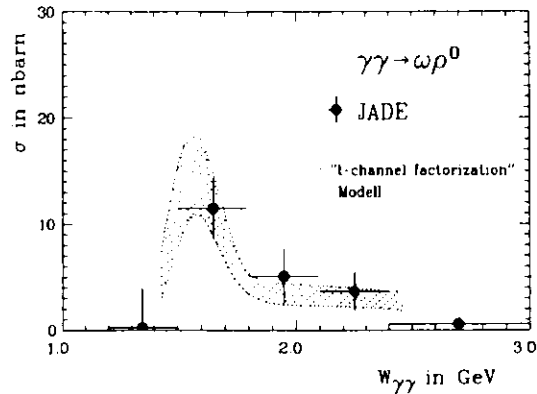


Abbildung 7.6: Der Wirkungsquerschnitt  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$  im Vergleich mit der Vorhersage des "t-channel factorization" Modells.

berechnete Wirkungsquerschnitt über die  $W_{\gamma\gamma}$ -Bins gemittelt und eine Anpassung an die Daten unter Variation der Parameter  $g_0^2/4\pi$ ,  $a_{c_\omega}$  und  $m_{c_\omega}$  vorgenommen. Das Resultat der Anpassung ist in Abbildung 7.7a gezeigt. Eine zweite Anpassung ist in Abbildung 7.7b gezeigt, in der die Zerfallskonstante  $g_0/4\pi$  auf den in [22] angegebenen Wert fixiert wird<sup>4</sup>. Mit den Parameterwerten beider Anpassungen ist das  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Modell in der Lage die Daten zu beschreiben. Es ist allerdings ein hoher Anteil  $a_{c_\omega}$  nicht Zweig-übererlaubter Zerfallskanäle erforderlich.

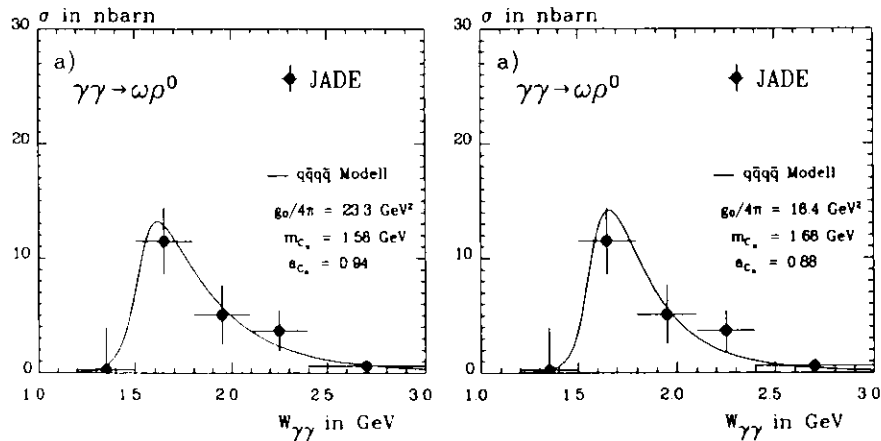


Abbildung 7.7: Der Wirkungsquerschnitt  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$  im Vergleich mit der Vorhersage des  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Modells.

Auf Grund dieser Messung kann also keines der beiden Modelle verworfen werden.

<sup>4</sup>Dieser Parameter gilt die für Zweig-übererlaubten Zerfälle aller  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Mesonen, und mit einem Wert in dieser Größe wird eine gute Beschreibung von  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$  erreicht (Abschnitt 2.4.2).

## Zusammenfassung

Mit dem JADE-Detektor wurde die 2-Photon-Produktion des Vektormesonpaares  $\omega\rho^0$  untersucht. Die Messung mit einer integrierten Luminosität von  $224 \text{ pbarn}^{-1}$  wurde bei einer mittleren Strahlenergie von 18 GeV durchgeführt.

Es wurde sowohl der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$  in Abhängigkeit von der  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsenergie  $W_{\gamma\gamma}$  gemessen, als auch für  $W_{\gamma\gamma} > 1.5 \text{ GeV}$  der Anteil mit intermediärer  $\rho^0$ -Produktion an diesem Wirkungsquerschnitt bestimmt. Für kleinere  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsenergien konnte kein  $\rho^0$ -Anteil bestimmt werden, da dieser Bereich unter der Schwelle für  $\omega\rho^0$ -Produktion liegt und kein vom Phasenraumzerfall unterscheidbares  $\rho^0$ -Signal in der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse auftritt. Doch wird in diesem Bereich der gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega^+\omega^-}$  weitgehend von dem erwarteten Beitrag der Reaktion  $\gamma\gamma + a_2(1320) \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  ausgefüllt.

Die von ARGUS und TPC/ $\gamma\gamma$  angegebene Erhöhung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}$  im  $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich um 1.9 GeV kann in dieser Messung nicht bestätigt werden. In diesem Bereich liegt der in dieser Analyse gemessene Wirkungsquerschnitt signifikant unter den Messungen dieser Experimente, während im übrigen  $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich alle drei Messungen innerhalb der Fehler übereinstimmen.

Der Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit dem "t-channel factorization" Modell und dem  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Modell zeigt, daß beide Modelle in der Lage sind die Daten zu beschreiben. Die Erhöhung des Wirkungsquerschnitts um 1.9 GeV in den Messungen von ARGUS und TPC/ $\gamma\gamma$  führt dagegen zu Diskrepanzen im Vergleich zu diesen Modellen.

# Literaturverzeichnis

- [1] D. Euler and B. Kockel; *Naturwissenschaften* **23** (1935) 246.
- [2] M. Poppe; *Int. Jour. of Mod. Phys.* **1** (1986) 545; DESY Preprint 86-014.
- [3] Ch. Berger and W. Wagner; *Phys. Rep.* **139C** (1987) 545.
- [4] H. Kolanoski; *Two Photon Physics at  $e^+e^-$  Storage Rings*, Springer Tracts in Modern Physics Vol. 105 (1984)
- [5] H. Kolanoski, P. Zerwas; *High Energy Electron-Positron Physics*; Ed.: A. Ali, P. Söding; World Scientific (1988) 697.; DESY Preprint 87-175.
- [6] R. Brandelik *et al.*; *Phys. Lett.* **97B** (1980) 448.
- [7] V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, G.V. Meledin and V.G. Serbo; *Phys.Rep.* **15** (1975) 181.
- [8] W. Wagner; *Photon Photon Interactions, Habilitationsschrift, I. Phys. Inst. der RWTH Aachen* (1983).
- [9] G. Köpp, T. Walsh, P. Zerwas; *Nucl. Phys.* **B70** (1974) 461.
- [10] C.F. von Weizsäcker; *Z. Phys.* (1934) 612.  
E. Williams; *Kgl. Danske Vidensk. Selskab Mat.-Fiz. Med. No.13* (1935).
- [11] J. Field; *Nucl. Phys.* **B166** (1980) 477, Erratum *Nucl.Phys.* **B176** (1980) 545.
- [12] F. Low; *Phys.Rev.* **120** (1960) 582.
- [13] J. J. Sakurai; *Ann. Phys.* **11** (1960) 1.  
*Phys. Rev. Lett* **22** (1969) 981  
*Phys. Lett.* **40B** (1972) 121
- [14] A. Donnachie, G. Shaw; Plenum Press New York (1978) 169.
- [15] M. Althoff *et al.*; *Z. Phys.* **C16** (1982) 13.
- [16] PLUTO Coll., Ch. Berger *et al.*; DESY Preprint 87-173.
- [17] CELLO Coll., H. J. Behrend *et al.*; *Z. Phys.* **C21** (1984) 205.
- [18] H. Aihara *et al.*; *Phys. Rev.* **D37** (1988) 28.
- [19] JADE Coll.; *Proc. Vth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions, Aachen* (1983); Ed.: Ch. Berger; *Lecture Notes in Physics, Vol. 191* Springer Verlag (1983) 45
- [20] N.N. Achasov, S.A. Devyanin, G.N. Shestakov; *Phys. Lett.* **108B** (1981) 134.
- [21] N.N. Achasov, S.A. Devyanin, G.N. Shestakov; *Z. Phys.* **C16** (1982) 55.
- [22] N.N. Achasov, S.A. Devyanin, G.N. Shestakov; *J. Nucl. Phys.(USSR)* **32** (1980) 1098.
- [23] B. A. Li, K. F. Liu; *Phys. Lett.* **118B** (1982) 435.
- [24] B. A. Li, K. F. Liu; *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1510.
- [25] B. A. Li, K. F. Liu; *Phys. Rev.* **D30** (1984) 613.
- [26] K. F. Liu, B. A. Li; *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2288.
- [27] G. Alexander, U. Maor, P.G. Williams; *Phys. Rev.* **D26** (1982) 1198.
- [28] G. Alexander, A. Levy, U. Maor; *Z. Phys.* **C30** (1986) 65.
- [29] A. Levy; *Proc. VIIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris* (1986); Ed.: A. Courau, P. Kessler; World Scientific (1986) 464.
- [30] T. DeGrand, R.L. Jaffe, K. Johnson, J. Kiskis; *Phys. Rev.* **D12** (1975) 2060.
- [31] R. L. Jaffe; *Phys. Rev.* **D15** (1977) 207. R. L. Jaffe; *Phys. Rev.* **D15** (1977) 281.
- [32] N.N. Achasov, S.A. Devyanin, G.N. Shestakov; *Phys. Lett.* **96B** (1980) 168.
- [33] N.N. Achasov, S.A. Devyanin, G.N. Shestakov; *Phys. Lett.* **102B** (1981) 196.
- [34] N.N. Achasov, S.A. Devyanin, G.N. Shestakov; *Z. Phys.* **C27** (1984) 99
- [35] A. Nilsson; *Proc. VIIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions, Shoresht* (1988). Ed.: U. Karshon; World Scientific (1988) 261.
- [36] H. Kolanoski; *Z. Phys.* **C39** (1988) 543.
- [37] R. Felst *et al.*; *Proposal for a Compact Magnetic Detector at PETRA, PETRA proposals, PRC No. 76/16.*
- [38] J. Heintze; *Nucl. Inst. Meth.* **196** (1982) 293.  
W. Farr *et al.*; *Nucl. Instr. & Meth.* **156** (1978) 283.  
H. Drumm *et al.*; *IEEE Trans. NS-26* (1979) 81.  
H. Drumm *et al.*; *Nucl. Instr. & Meth.* **176** (1980) 333.
- [39] W. Farr, R.D. Heuer, A. Wagner; *Readout of Drift Chambers with a 100 MHz Flash ADC System, IEEE NS-30.1* (1983) 95.
- [40] H. Kado; *Dissertation Uni Hamburg* 1987, unpubliziert.
- [41] G. Dietrich *et al.*; *Nucl. Instr. & Meth.* **217** (1983) 160.
- [42] J. Allison *et al.*; *Nucl. Instr. & Meth.* **238** (1985) 220.  
J. Allison *et al.*; *Nucl. Instr. & Meth.* **238** (1985) 230.
- [43] E. Gadermann, H. Krehbiel;  
JADE-Note 30, unpubliziert.  
M. Helm, H. Krehbiel, H. Riege;  
JADE-Note 31, unpubliziert.
- [44] H.E. Mills; *Nucl. Instr. & Meth.* **247** (1986) 525.
- [45] M. Goddard, J. Olsson, P. Steffen;  
JADE-Computer-Note 27, unpubliziert.  
J. Olsson;  
JADE-Computer-Note 43, unpubliziert.
- [46] J. Olsson *et al.*; *Nucl. Inst. Meth.* **176** (1980) 403.
- [47] I. Becker, G. Heinzelmann;  
JADE-Computer-Note 71, unpubliziert.
- [48] K. Ambrus; *Dissertation Uni Heidelberg* 1986, unpubliziert.

- [49] Particle Data Group; Phys. Lett. **204B** (1988).
- [50] J. Spitzer ; JADE-Computer-Note 94, unpubliziert.  
J. Spitzer ; JADE-Computer-Note 95, unpubliziert.
- [51] A. G. Frodesen, O. Skjeggstad, H. Tøfte ;  
Probability and Statistics in Particle Physics, Universitetsforlaget Bergen (1979)
- [52] D. H. Perkins ; Introduction to High Energy Physics,  
Addison-Wesley 1982.
- [53] S. Kawabata; Programmbeschreibung BASIS/SPRING (1981), unpubliziert.  
S. Kawabata; Comp. Phys. Communications, **41** (1986) 127.
- [54] G. P. Lepage; Jour. of Comp. Phys. **27** (1978) 192.
- [55] J. H. Friedman; Jour. of Comp. Phys. **7** (1971) 201.  
J. H. Friedman; Programmbeschreibung SAGE (1972), unpubliziert.
- [56] J.D. Jackson; Nuovo Cim. **34** (1964) 1644.
- [57] H. Messel, D.F Crawford;  
Electron-Photon Shower Distribution Function, Pergamon Press (1970).  
A. Sato; Master's Thesis, Universität Tokyo (1978), unpubliziert.
- [58] R. Eichler ; JADE-Note 65, unpubliziert.
- [59] ARGUS Coll., H. Albrecht *et al.* ; Phys. Lett. **198B** (1987) 2505.
- [60] JADE Coll., W. Bartel *et al.*; Phys. Lett. **129B** (1983) 145.
- [61] T. Oest; Diplomarbeit Universität Hamburg (1988), unpubliziert.
- [62] F. James, M. Roos ; CERN COMPUTER CENTRE  
Programmbeschreibung MINUIT (1977), unpubliziert.
- [63] ARGUS Coll., H. Albrecht *et al.* ; Phys. Lett. **106B** (1987) 101.
- [64] M. T. Ronan; Proc. VIIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions, Shoresh  
(1988); Ed.: U. Karshen ; World Scientific (1988) 30.  
K. A. Derby; Ph. D. Thesis, University of California Berkeley (1987), unpubliziert
- [65] M. Feindt; Proc. VIIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions, Shoresh (1988);  
Ed.: U. Karshen ; World Scientific (1988) 3.

## Danksagungen

Herrn Prof. Dr. G. Heinzlmann danke ich für die Betreuung dieser Arbeit. Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. J. Olsson, der immer mit fachlichem Rat zur Verfügung stand und ohne den die Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen wäre. Allen JADE-Mitgliedern danke ich für die gute Zusammenarbeit während meiner Diplomarbeit.

Für die Ermöglichung des Studiums möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken.

Ich versichere, die Arbeit selbständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln durchgeführt zu haben.

Hamburg, den 29.09.1989