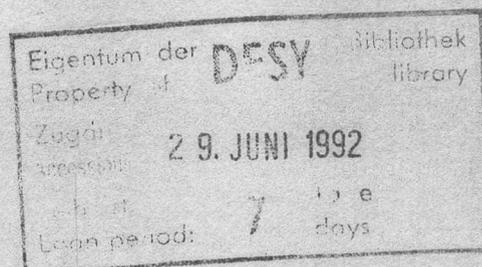


Interner Bericht
DESY FCE-92-02
Juni 1992

Erzeugung von $\rho^0\omega$ in 2-Photon-Kollisionen

von

H. Fenner



Erzeugung von $\rho^0\omega$ in 2-Photon-Kollisionen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Hartmut Fenner ✓
aus Lüdenscheid

Hamburg
1992

Kurzfassung

Diese Arbeit beschreibt eine experimentelle Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$. Die zugrundeliegenden Daten wurden mit dem CELLO-Detektor am e^+e^- -Speicherring PETRA bei einer Strahlenergie von 17.5 GeV aufgenommen und entsprechen einer integrierten Luminosität von 86 pb^{-1} .

Nach Verbesserungen der Photonrekonstruktion und einer geeigneten Selektion kann ein Signal von 50 ± 10 Ereignissen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ beobachtet werden, die für $W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$ eine vollständige $\rho^0\omega$ -Korrelation aufweisen. Neben dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}(W_{\gamma\gamma})$ läßt sich in einer zweiten, unabhängigen Selektion auch der topologische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0}(W_{\gamma\gamma})$ messen.

Mit einer Extended-Maximum-Likelihood-Methode wird erstmals eine Spin-Paritäts-Analyse für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ durchgeführt. Die Einbeziehung von $b_1\pi$ -Modellen ermöglicht die Bestimmung von oberen Grenzen für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi} \cdot BR(b_1 \rightarrow \omega\pi)$. Im $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich von 1.5–2.0 GeV führt die J^P -Zerlegung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ auf eine Mischung mehrerer Spin-Paritäts-Zustände. Die Abwesenheit von 2^+ -Beiträgen setzt harte Randbedingungen für die $qq\bar{q}\bar{q}$ -Modelle. Auch die bestehenden Austauschmodelle liefern keine überzeugende Erklärung des gemessenen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$.

Abstract

This thesis describes an experimental analysis of the reaction $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$. The data were taken with the CELLO detector at the PETRA e^+e^- storage ring with a beam energy of 17.5 GeV and correspond to an integrated luminosity of 86 pb^{-1} .

After improvements of the photon reconstruction procedure, a signal of 50 ± 10 events of the type $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ can be selected, showing a complete $\rho^0\omega$ correlation in the range of $W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$. Apart from $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}(W_{\gamma\gamma})$ the topological cross section $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0}(W_{\gamma\gamma})$ can be measured by making use of a second, independent selection.

For the first time a spin-parity analysis of the reaction $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ is carried out by applying an extended maximum likelihood method. The inclusion of $b_1\pi$ models allows to determine upper limits for the cross section $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi} \cdot BR(b_1 \rightarrow \omega\pi)$. In the $W_{\gamma\gamma}$ range from 1.5 to 2.0 GeV the J^P decomposition of the $\rho^0\omega$ system leads to a mixture of several spin parity states. The absence of 2^+ contributions establishes severe constraints on $qq\bar{q}\bar{q}$ models. Present exchange models cannot provide a convincing explanation for the experimental findings either.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	vi
Tabellenverzeichnis	viii
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 2-Photon-Reaktionen an e^+e^- -Speicherringen	5
2.1.1 Die Kinematik	5
2.1.2 Der Wirkungsquerschnitt	7
2.1.3 Untergrundreaktionen zum 2-Photon-Prozeß	9
2.2 2-Photon-Erzeugung von Hadronen	11
2.2.1 Resonanzerzeugung	11
2.2.2 Das VektormesonDominanz-Modell	12
2.3 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren	14
2.3.1 Die VDM-Vorhersage	14
2.3.2 Das t -Kanal-Faktorisierungs-Modell	16
2.3.3 Gebundene 4-Quark-Zustände	25
2.3.4 Weitere Modelle	32
3 Das Experiment	40
3.1 Der Speicherring PETRA	40
3.2 Der CELLO-Detektor	42
3.2.1 Überblick	42
3.2.2 Die Spurmessung	45
3.2.3 Die Energiemessung	49
3.2.4 Der Myon-Nachweis	54
3.2.5 Der Trigger	55
3.2.6 Die Datennahme	60
4 Datenreduktion und Ereignisrekonstruktion	62
4.1 Die Datenreduktion	62
4.2 Die Ereignisrekonstruktion	64
4.2.1 Überblick	64
4.2.2 Die Spurrekonstruktion	65
4.2.3 Schauerrekonstruktion und Photonerkennung	71
4.2.4 Weitere Rekonstruktionsverfahren	80

5 Die Ereignissimulation	83
5.1 Die Monte-Carlo-Technik	83
5.2 Die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts	85
5.3 Die Generierung der Vierervektoren	86
5.3.1 Die Abstrahlung der virtuellen Photonen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^*$	87
5.3.2 Die 2-Photon-Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow X$	87
5.4 Die Detektorsimulation	89
5.4.1 Die Vorselektion	89
5.4.2 Bahnextrapolation und Sekundärreaktionen	89
5.4.3 Der Meßprozeß	90
5.4.4 Der Trigger	91
6 Die Ereignisselektion	93
6.1 Überblick	93
6.2 Die 4-Spur-Selektion	94
6.3 Die Selektion der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^-2\pi^-\pi^0$	96
6.4 Die Selektion der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$	100
7 Der Wirkungsquerschnitt	105
7.1 Überblick	105
7.2 Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$	105
7.2.1 Der $\omega\pi\pi$ -Anteil am 5π -Endzustand	106
7.2.2 Der $\rho^0\omega$ -Anteil am $\omega\pi\pi$ -Endzustand	107
7.3 Der topologische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0}$	110
7.4 Der systematische Fehler	114
8 Die Spin-Paritäts-Analyse	117
8.1 Überblick	117
8.2 Die Methode	117
8.3 Die Amplituden für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow X \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$	119
8.3.1 Die Modelle für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow X \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$	119
8.3.2 $\rho^0\omega$ -Amplituden	120
8.3.3 $b_1\pi$ -Amplituden	122
8.4 Spin-Paritäts-Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$	123
8.4.1 Die Ausführung	123
8.4.2 Beiträge durch die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi$	124
8.4.3 Die J^P -Zerlegung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$	125
8.5 Test des Verfahrens mit simulierten Daten	129
9 Die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren — eine Bestandsaufnahme	132
9.1 Überblick	132
9.2 Der experimentelle Stand	132
9.2.1 Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$	132
9.2.2 Die übrigen Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow VV'$	134
9.3 Implikationen für die Theorie	136
9.3.1 Einzelne Resonanzen	140

9.3.2	Quarkmodell und QCD	141
9.3.3	Austauschprozesse	142
9.3.4	4-Quark-Modelle	144
9.3.5	Resümee und Ausblick	147
10	Zusammenfassung	149
Anhang		151
A	Numerische Integration mit der Monte-Carlo-Methode	151
B	Parameterschätzung mit der Maximum-Likelihood-Methode	154
B.1	Das Maximum-Likelihood-Prinzip	154
B.2	Die Extended-Maximum-Likelihood-Methode	155
B.3	Die Schätzung der Vertrauensintervalle	156
Literaturverzeichnis		158
Danksagung		167

Abbildungsverzeichnis

1.1	Verfahren zur Realisierung von 2-Photon-Kollisionen	2
2.1	Kinematik der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$	5
2.2	QED-Untergrundreaktionen zum 2-Photon-Prozeß	10
2.3	2-Photon-Erzeugung von Hadronen	13
2.4	$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ im additiven Quarkmodell	15
2.5	Referenzreaktionen im t -Kanal-Faktorisierungs-Modell	16
2.6	Austauschprozesse bei der 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonen	17
2.7	Wirkungsquerschnitt für ρ^0 -Photoproduktion	21
2.8	Quadrat des Matrixelementes für ρ^0 -Photoproduktion	22
2.9	$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ in verschiedenen Faktorisierungsrechnungen	23
2.10	$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega}$ im t -Kanal-Faktorisierungs-Modell	24
2.11	9- und 36-Multipletts im MIT-bag-Modell	27
2.12	Zweig-Regel bei Zerfällen von $q\bar{q}$ - und $qq\bar{q}\bar{q}$ -Mesonen	27
2.13	$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ im 4-Quark-Modell	30
2.14	$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho}$ im 4-Quark-Modell	31
2.15	$\rho\rho$ -Resonanzschema nach Ueda	33
2.16	Mesonaustauschprozesse in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$	34
2.17	$\rho^0\rho^0$ -Erzeugung durch Born-Diagramme höherer Ordnung	35
2.18	$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ in Austauschmodellen und Quarkmodell	36
2.19	$\rho^0\rho^0$ -Erzeugung über Pionschleifen	37
2.20	$\rho^0\rho^0$ -Erzeugung im Quark-Interchange-Modell.	38
2.21	QCD-Diagramme für nichtdiffraktive Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow VV'$	39
3.1	Speicherring PETRA mit Vorbeschleunigungsanlagen	40
3.2	Der CELLO-Detektor	43
3.3	Geometrische Anordnung der Detektorkomponenten	44
3.4	Materialdicke der Detektorkomponenten	44
3.5	Der Innendetektor	46
3.6	Die Driftzellenstruktur	47
3.7	Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters	50
3.8	Aufbau eines Kalorimetermoduls	51
3.9	Logische Struktur des CELLO-Triggers	56
3.10	$r\varphi$ -Sektoreinteilung des Spurtriggers	58
4.1	Datenfluß und Datenreduktion	62
4.2	Ereignisse mit VTRACK-Spuren	70
4.3	Photonenergiekorrelation in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$	71

4.4	Pulshöhenspektrum eines Kalorimeterkanals	74
4.5	Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von Photonschauern.	75
4.6	Transformation der $p_{x,y}$ -Verteilung für kinematischen Fit	82
6.1	Schema der Datenselektion	93
6.2	z -Vertexverteilung	95
6.3	π^0 -Zerfallswinkelverteilung	97
6.4	Transversalimpulsverteilung der geladenen Pionen	98
6.5	Invariante $\gamma\gamma$ -Massenverteilung	99
6.6	Verteilung des Transversalimpulsquadrates	101
6.7	Invariante $\gamma\gamma$ -Massenverteilung (ω -Selektion)	101
6.8	Dalitz-Diagramm für den ω -Zerfall	103
6.9	Invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilung	104
7.1	$m_{\pi^+\pi^-\pi^0}/m_{\pi^+\pi^-}$ -Korrelation	108
7.2	Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}$	111
7.3	Der topologische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0}$	113
8.1	Isobare Modelle für die Reaktion $\gamma\gamma\rightarrow\omega\pi^+\pi^-$	120
8.2	Obere Grenzen des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow b_1\pi}$	125
8.3	Obere Grenze für $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}(2^+,2)$ und $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}(2^+,0)$	128
8.4	Likelihood der Einzelmodell-Anpassungen an simulierte Daten	130
9.1	Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}$ (alle Experimente)	133
9.2	Der topologische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0}$ (alle Experimente)	134
9.3	0^+ - und 2^+ -Beiträge zu $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\rho^0}$	135
9.4	$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\omega\omega}$, $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\phi}$, $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\omega\phi}$ und $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\phi\phi}$	138
9.5	$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}}$, $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow K^{*+}K^{*-}}$ und $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\rho^0(1700)}\cdot BR(\rho^0(1700)\rightarrow\rho^0\pi^+\pi^-)$	139
9.6	Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}$ (Experiment und Resonanzbeiträge)	140
9.7	Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}$ (Experiment und Austauschmodelle)	142
9.8	Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}$ (Experiment und 4-Quark-Modelle)	145
9.9	Untere Grenzen für das Verhältnis a_0 der Zerfallsbreiten	146
B.1	Vertrauensintervalle in der Nähe unphysikalischer Bereiche	157

Tabellenverzeichnis

2.1	Referenzreaktionen im Faktorisierungsmodell	17
2.2	recoupling-Koeffizienten für die leichtesten $qq\bar{q}\bar{q}$ -Tensoren	28
2.3	Einfache $\rho\rho$ -Resonanzmodelle	33
3.1	PETRA Maschinenparameter (Stand 1986)	41
3.2	Geometrische Daten des Innendetektors	47
3.3	Aufbau eines Moduls des Zentralkalorimeters	52
4.1	Geometrie- und Qualitätsanforderungen bei der Spurrekonstruktion	67
4.2	Kinematische Anpassungen in der Analyse von $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$	81
5.1	Integrationsvariable für den differentiellen e^+e^- -Wirkungsquerschnitt	86
5.2	Simulierte 2-Photon-Reaktionen und verwendete Wirkungsquerschnitte	87
5.3	Triggersimulation im Vergleich zum Experiment	92
6.1	Reduktionsraten bei der 4-Spur-Selektion	96
6.2	Reduktionsraten bei der Selektion der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$	99
6.3	Reduktionsraten bei der Selektion der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$	104
7.1	Die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi\pi/\omega\rho^0}(W_{\gamma\gamma})$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 5\pi}(W_{\gamma\gamma})$	107
7.2	Die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0}(W_{\gamma\gamma})$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi\pi}(W_{\gamma\gamma})$	109
7.3	$\rho^0\omega$ -Gehalt des Untergrundes	110
7.4	Der topologische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0}$	112
8.1	Obere Grenzen für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi}$	124
8.2	J^P -Zerlegung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$	126
8.3	Likelihood-Werte für einzelne J^P -Modelle	127
8.4	J^P -Zerlegung mit simulierten Ereignissen	129
9.1	Überblick über die Messungen zur Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow VV'$	136
9.2	Modelle für die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren	137

Kapitel 1

Einleitung

Lange Zeit bestand in der Physik die Auffassung, daß Wechselwirkungen von Licht mit Licht in der Natur nicht vorkommen. Die dem Huygenschen Prinzip zugrundeliegende Vorstellung von der ungestörten Überlagerung von Lichtwellen blieb auch bei der Formulierung der klassischen Elektrodynamik bestehen und fand dort in der Linearität der Maxwell'schen Gleichungen ihren Ausdruck.

Mit der Entwicklung der Quantenelektrodynamik wurde dieses Bild jedoch korrigiert. Der abelsche Charakter dieser Feldtheorie erlaubt zwar nicht die direkte Kopplung der Photonen untereinander, wie sie beispielsweise in der Quantenchromodynamik zwischen den Feldquanten der starken Wechselwirkung auftritt. Das Heisenbergsche Unschärfeprinzip läßt jedoch eine (räumlich und zeitlich begrenzte) Umwandlung eines Photons in ein Paar virtueller geladener Teilchen zu, über die die Kopplung an das andere Photon stattfinden kann. Derartige Quantenfluktuationen machen die Wechselwirkung zwischen Photonen zu einem physikalisch möglichen Prozeß.

Bereits in den 30er Jahren wurden verschiedene Photon-Photon-Reaktionen theoretisch berechnet [1]. Bei den damals experimentell verfügbaren Energien erwiesen sie sich jedoch als bedeutungslos. So ist der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung zweier Lichtquanten im sichtbaren Bereich kleiner als 10^{-29} nb. Der Versuch, Photon-Photon-Streuung mit Sonnenlicht nachzuweisen, mußte daher erfolglos bleiben [2].

Erst der Bau von Teilchenbeschleunigern eröffnete die Möglichkeit zur Herstellung von Photonenstrahlen mit genügend hoher Energie und machte Photon-Photon-Wechselwirkungen dem Experiment zugänglich. Durch Streuung von Photonen an einem (durch das Coulombfeld schwerer Kerne realisierten) virtuellen Photonentarget (siehe Abb. 1.1a) konnten — einer Idee von Bethe, Heitler und Primakoff [3] folgend — neben e^+e^- -Paaren auch leichte Mesonen (π^0 , η) erzeugt und ihre radiativen Breiten gemessen werden. Weitgehende Bedeutung erlangte die 2-Photon-Physik dann mit der Inbetriebnahme größerer e^+e^- -Speicherringe. Der bereits 1960 von Low, Calogero und Zemach [4] geäußerte Vorschlag, die von den Elektronen bzw. Positronen abgestrahlten virtuellen Photonen zur Untersuchung von 2-Photon-Wechselwirkungen zu benutzen (s. Abb. 1.1b), erwies sich nun als überaus fruchtbar und führte zu einer Fülle neuer experimenteller Resultate [5–7]. Die mit diesem Verfahren erreichbaren Reaktionsenergien (im $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem) sind wesentlich höher als beim Primakoff-Effekt, aber wegen des bremsstrahlungsartigen Spektrums der Photonen dennoch stark eingeschränkt. Als zukünftiges Konzept, das die Erschließung weit höherer Energiebereiche in Aussicht

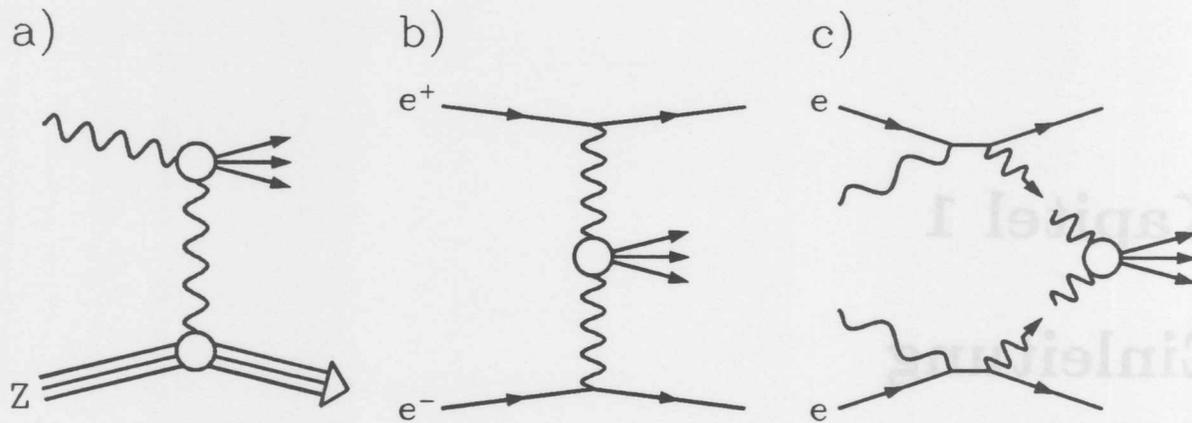


Abbildung 1.1: Verfahren zur Realisierung von Photon-Photon-Kollisionen: a) Primakoff-Effekt, b) e^+e^- -Speicherring, c) Compton-Streuung von Laserlicht.

stellt, wird derzeit die Erzeugung reeller Photonenstrahlen durch Compton-Streuung von Laserlicht diskutiert [8] (s. Abb. 1.1c).

Ähnlich wie die Technik von 2-Photon-Kollisionen unterliegen auch die mit ihnen verknüpften physikalischen Fragestellungen einem Wandel. Untersuchungen von rein leptonischen Endzuständen zur Überprüfung der Quantenelektrodynamik bei höherer Ordnung sind inzwischen in den Hintergrund getreten. Das Hauptinteresse konzentriert sich heute auf die Erzeugung hadronischer Systeme, von deren Beobachtung man sich weitere Aufschlüsse über die starke Wechselwirkung und eine umfassendere Kenntnis ihrer Phänomenologie erhofft. Im Vergleich zu Hadron-Hadron-Kollisionen bieten 2-Photon-Reaktionen dabei den Vorteil eines durch die QED exakt beschreibbaren Anfangszustandes, der ohne Spektatoren vollständig in den Endzustand übergeht.

Diese für eine saubere Erzeugung einzelner Resonanzen guten Voraussetzungen haben 2-Photon-Reaktionen zu einem wirksamen Instrument der Mesonspektroskopie gemacht. Insgesamt reichen die Anwendungen der 2-Photon-Physik jedoch über diese Thematik weit hinaus. So können beispielsweise bei gewissen kinematischen Konstellationen, die mit einem hohen Impulsübertrag verbunden sind, Vorhersagen der Quantenchromodynamik überprüft werden. In nichtperturbativen Bereichen hingegen muß zur theoretischen Interpretation der beobachteten Phänomene nach wie vor auf ältere Vorstellungen zurückgegriffen werden, die bereits lange vor der Formulierung der QCD entwickelt wurden. Dieser Fall liegt auch bei der in dieser Arbeit diskutierten 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren vor. Das Vektormesondominanzmodell (VDM), das unser Verständnis von der Photon-Hadron-Kopplung entscheidend geprägt hat, aber auch die zur Beschreibung hadronischer Wechselwirkungen ausgearbeiteten Konzepte wie z.B. die Regge-Theorie oder das OPE-Modell zählen zu den typischen Werkzeugen, mit denen eine Berechnung der betreffenden 2-Photon-Produktionswirkungsquerschnitte versucht wird.

Bei der ersten beobachteten Vektormeson-Paarerzeugung $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ zeigte der Wirkungsquerschnitt nahe der Schwelle ein unerwartet hohes Maximum, das mit einem konventionellen VDM-Ansatz nicht erklärt werden konnte [9–14]. Dieser Umstand gab den Anstoß zu zahlreichen theoretischen Arbeiten, von denen einige auch die Existenz

neuer Phänomene nicht ausschließen. Insbesondere fand die Interpretation der Schwelenerhöhung als Signal mehrerer interferierender 4-Quark-Zustände weitgehend Beachtung. Da die meisten Modelle unterschiedliche Vorhersagen für die anderen Reaktionen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ machen, kann deren Untersuchung klären helfen, welche Mechanismen bei der 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren wirken und inwieweit dabei die Existenz von 4-Quark-Zuständen in Betracht zu ziehen ist. Die in dieser Arbeit beschriebene Messung und Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ ist wesentlich durch diese Fragestellung motiviert.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

Kapitel 2: Theoretische Grundlagen. Im Anschluß an diese Einleitung werden die grundlegenden theoretischen Beziehungen und Modelle erläutert, die für die Analyse und Interpretation der Daten relevant sind. Zunächst wird die Kinematik von 2-Photon-Reaktionen an e^+e^- -Speicherringen beschrieben und der Zusammenhang zwischen dem meßbaren Wirkungsquerschnitt $\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}$ und dem interessierenden Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$ dargestellt. Anschließend wenden sich die Ausführungen den Mechanismen der Hadronerzeugung zu. Die zahlreichen theoretischen Modelle, die eine Beschreibung der 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren versuchen, werden im einzelnen vorgestellt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf dem 4-Quark-Modell und dem Faktorisierungsmodell, das durch Vergleich mit eigenen Rechnungen einer kritischen Überprüfung unterzogen wird.

Kapitel 3: Das Experiment. Dieses Kapitel informiert über die experimentelle Apparatur. Nach einem kurzen Blick auf den PETRA-Speicherring wird der CELLO-Detektor mit Aufbau, Funktionsprinzipien und Eigenschaften seiner Einzelkomponenten beschrieben. Für diese Arbeit sind insbesondere der Innendetektor, das elektromagnetische Kalorimeter und der Spurtrigger von Bedeutung.

Kapitel 4: Datenreduktion und Ereignisrekonstruktion. Die offline-Verarbeitung der vom Detektor aufgenommenen Daten ist Gegenstand des vierten Kapitels. Nach der Darstellung des Gesamtkonzeptes wird ausführlich auf die Rekonstruktions-Software eingegangen, wobei neben der CELLO-Standardversion auch deren Optimierungen und Erweiterungen behandelt werden, die für diese und andere 2-Photon-Analysen vor allem bei der Schauerrekonstruktion und Photonerkennung von großer Bedeutung sind. Außerdem werden die zur Verbesserung der Massenauflösung unverzichtbaren kinematischen Anpassungsverfahren erläutert.

Kapitel 5: Die Ereignissimulation. Kapitel 5 geht zunächst auf die Monte-Carlo-Technik und ihre Anwendung bei der Bestimmung von 2-Photon-Reaktionswirkungsquerschnitten ein. Anschließend werden die in der vorliegenden Analyse erforderlichen Einzelschritte (Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}$, Generierung der Vierervektoren sowohl für interessierende Reaktionen als auch Untergrundprozesse, Simulation des Detektors) näher beschrieben.

Kapitel 6: Die Ereignisselektion. Dieses Kapitel behandelt die Selektion der Ereignisse, die aus den Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$ und $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ stammen. Die dafür geforderten Bedingungen und Schnitte werden begründet, ihre Auswirkungen auf experimentelle und simulierte Daten untersucht und Massenverteilungen der resultierenden Ereignismengen gezeigt.

Kapitel 7: Der Wirkungsquerschnitt. Nun erfolgt die genauere Untersuchung der Massenspektren. Durch Anpassungsrechnungen mit Monte-Carlo-Verteilungen werden der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ sowie der topologische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0}$ bestimmt und dabei auftretende systematische Unsicherheiten abgeschätzt.

Kapitel 8: Die Spin-Paritäts-Analyse. Im achten Kapitel werden außer den Massenspektren auch die Verteilungen (und wechselseitigen Korrelationen) von weiteren Phasenraumvariablen (Produktions-, Zerfallswinkel) ausgewertet, um so die $\omega\pi\pi$ -Ereignisse einer Spin-Paritäts-Analyse zu unterziehen. Nach einführenden Erläuterungen zur angewendeten Methode folgt die Konstruktion der Amplituden für die in Frage kommenden J^P -Eigenzustände. Die Einbeziehung von $b_1\pi$ -Amplituden ermöglicht es, neben der Partialwellenstruktur des Prozesses $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ auch mögliche Beiträge durch die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi$, $b_1 \rightarrow \omega\pi$ zu untersuchen.

Kapitel 9: Die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren — eine Bestandsaufnahme. Kapitel 9 dokumentiert den gegenwärtigen Kenntnisstand über die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren. Die hier und in früheren Experimenten gewonnenen Ergebnisse zur Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ werden miteinander verglichen. Eine Zusammenstellung der Resultate aller anderen Reaktionen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ vervollständigt den experimentellen Überblick. Die aus dieser Analyse und den übrigen Daten folgenden Konsequenzen für die verschiedenen theoretischen Modelle werden eingehend diskutiert.

Kapitel 10: Zusammenfassung. Die wichtigsten Ergebnisse und Schlußfolgerungen dieser Arbeit sind in diesem Kapitel noch einmal zusammengestellt.

Anhang A: Numerische Integration mit der Monte-Carlo-Methode. Anhang A erläutert den mathematischen Hintergrund der numerischen Integrationsverfahren nach der Monte-Carlo-Methode, insbesondere die bei der Integration des differentiellen e^+e^- -Wirkungsquerschnitts verwendete "importance sampling"-Technik.

Anhang B: Parameterschätzung mit der Maximum-Likelihood-Methode. Anhang B skizziert die Herleitung der bei der Spin-Paritäts-Analyse verwendeten Extended-Maximum-Likelihood-Methode und nennt die Konventionen, nach denen in dieser Arbeit Vertrauensintervalle abgeschätzt werden.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 2-Photon-Reaktionen an e^+e^- -Speicherringen

Über ihre ursprüngliche Bestimmung als Experimentierstätten für Annihilationsreaktionen ($e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow X$) hinaus haben sich e^+e^- -Speicherringe heute als die ergiebigsten Quellen für 2-Photon-Kollisionen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+e^- X$) etabliert. Im folgenden wird zunächst die zur Beschreibung von 2-Photon-Reaktionen verwendete Notation definiert und ihre Kinematik erläutert. Der Zusammenhang zwischen den Wirkungsquerschnitten $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- X)$ und $\sigma(\gamma^* \gamma^* \rightarrow X)$ ist durch die Quantenelektrodynamik gegeben und somit exakt herleitbar. Mögliche Untergrundbeiträge durch andere, an e^+e^- -Speicherringen auftretende QED-Reaktionen sind zu untersuchen.

2.1.1 Die Kinematik

Die zur Beschreibung von 2-Photon-Prozessen verwendeten kinematischen Variablen sind in Abb. 2.1 illustriert.

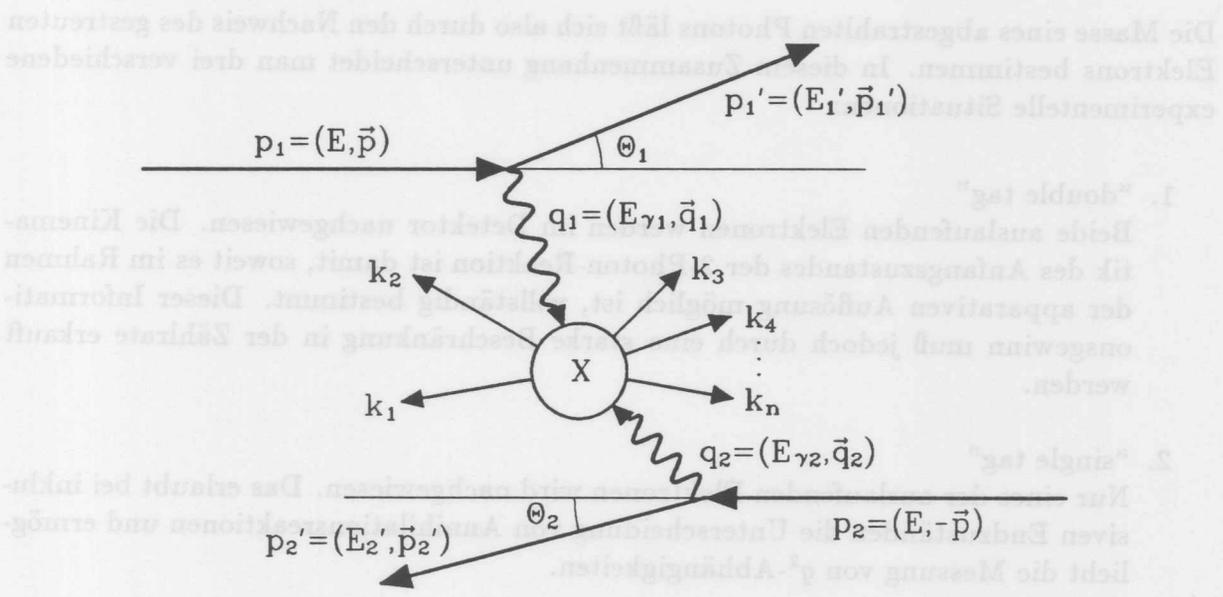


Abbildung 2.1: Kinematik der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+e^- X$

Es bedeuten:

E	Strahlenergie des Speicherringes
$p_i = (E, \pm \vec{p})$	Viererimpulse der einlaufenden Elektronen ¹
$s = (p_1 + p_2)^2 = (2E)^2$	Quadrat der e^+e^- -Schwerpunktsenergie
$p'_i = (E'_i, \vec{p}'_i)$	Viererimpulse der auslaufenden Elektronen
Θ_i	Polarwinkel der auslaufenden Elektronen
$q_i = (E_{\gamma_i}, \vec{q}_i)$	Viererimpulse der abgestrahlten Photonen
$Q_i^2 = -q_i^2$	Betrag des Massenquadrates der abgestrahlten Photonen
$k_i = (E_i, \vec{k}_i)$	Viererimpulse der Teilchen des Endzustandes X
$k = \sum k_i = q_1 + q_2$	Viererimpuls des Endzustandes X
$W = W_{\gamma\gamma} = \sqrt{k^2}$	Masse des Endzustandes X .

Die einlaufenden Elektronen mit den Viererimpulsen p_1 und p_2 strahlen virtuelle Photonen mit den Impulsen q_1 und q_2 ab und werden dabei um einen Winkel Θ_1 bzw. Θ_2 gestreut. Die beiden Photonen erzeugen den (leptonischen oder hadronischen) Endzustand X mit der invarianten Masse W .

Die virtuellen Photonen sind raumartig und haben daher negative Massenquadrate, die mit den Energien und Streuwinkeln der auslaufenden Strahlelektronen folgendermaßen zusammenhängen:

$$q_i^2 = (p_i - p'_i)^2 = 2m_e^2 - 2(E_i E'_i - \sqrt{E_i^2 - m_e^2} \sqrt{E_i'^2 - m_e^2} \cos \Theta_i). \quad (2.1)$$

Für den Fall $\Theta_i \gg \frac{m_e}{E}$ (m_e = Elektronenmasse) gilt die Näherung:

$$q_i^2 \simeq -2E_i E'_i (1 - \cos \Theta_i). \quad (2.2)$$

Die Masse eines abgestrahlten Photons läßt sich also durch den Nachweis des gestreuten Elektrons bestimmen. In diesem Zusammenhang unterscheidet man drei verschiedene experimentelle Situationen:

1. "double tag"

Beide auslaufenden Elektronen werden im Detektor nachgewiesen. Die Kinematik des Anfangszustandes der 2-Photon-Reaktion ist damit, soweit es im Rahmen der apparativen Auflösung möglich ist, vollständig bestimmt. Dieser Informationsgewinn muß jedoch durch eine starke Beschränkung in der Zählrate erkauft werden.

2. "single tag"

Nur eines der auslaufenden Elektronen wird nachgewiesen. Das erlaubt bei inklusiven Endzuständen die Unterscheidung von Annihilationsreaktionen und ermöglicht die Messung von q^2 -Abhängigkeiten.

¹Mit der Bezeichnung "Elektronen" ist hier und im folgenden stets "Elektronen oder Positronen" gemeint.

3. "no tag"

In diesem Fall, der bei der in dieser Arbeit beschriebenen Analyse vorliegt, wird keines der auslaufenden Elektronen im Detektor nachgewiesen. Für ein individuelles Ereignis kann man daher keine genaue Aussage über die Kinematik des Anfangszustandes machen. Das Fehlen des Elektronennachweises ("anti tag"-Bedingung) erlaubt allenfalls die Angabe einer oberen Grenze für die Elektronenstreuwinkel. Man weiß aber, daß aufgrund der Photonpropagatoren $\frac{1}{q_1^2} \cdot \frac{1}{q_2^2}$ im Matrixelement der 2-Photon-Reaktion (siehe Gl. 2.4) quasireelle Photonen mit $q_i^2 \simeq q_{min}^2$ dominieren, wobei

$$q_{min}^2 \simeq -\frac{m_e^2 E_\gamma^2}{E(E - E_\gamma)} \quad (2.3)$$

das vom Betrag her kleinste kinematisch mögliche Viererimpulsquadrat eines abgestrahlten Photons ist und nach Gl. 2.1 bei Elektronstreuwinkeln von 0° auftritt. Der Transversalimpuls $p_T = (\sum_{i \in X} \vec{k}_i)_T$ des erzeugten Endzustandes X wird daher überwiegend klein sein. Diese Bedingung kann als Kriterium zur Selektion exklusiver Ereignisse benutzt werden.

2.1.2 Der Wirkungsquerschnitt

Bei Analysen von 2-Photon-Reaktionen an e^+e^- -Speicherringen muß aus dem zunächst gemessenen Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+e^- X)$ der physikalisch interessierende Wirkungsquerschnitt für den 2-Photon-Prozeß $\sigma(\gamma^* \gamma^* \rightarrow X)$ extrahiert werden. Der Zusammenhang zwischen beiden Wirkungsquerschnitten ist in der Literatur ausführlich behandelt worden [15]. Im folgenden wird die für experimentelle Anwendungen gut geeignete Darstellung von Budnev et al. [16] kurz skizziert.

Nach den Regeln der quantenelektrodynamischen Störungsrechnung lautet die Übergangsamplitude für den in Abb. 1.1 b dargestellten Feynman-Graphen der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+e^- X$:

$$T = -\bar{u}(p'_1, s'_1) \gamma^\mu u(p_1, s_1) \frac{e^2}{q_1^2 q_2^2} \bar{v}(p'_2, s'_2) \gamma^\nu v(p_2, s_2) M_{\mu\nu} \quad (2.4)$$

wobei u, \bar{u}, v, \bar{v} die Diracspinoren für die ein- und auslaufenden Elektronen mit Viererimpuls p_i und Spinzustand s_i sind. Der Tensor $M_{\mu\nu}$ beschreibt dabei den Übergang $\gamma^* \gamma^* \rightarrow X$. Nach Quadrieren von T und Mittelung (bzw. Summation) über die Spineinstellungen der Teilchen im Anfangs- (bzw. End-)zustand folgt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$d\sigma = \frac{(4\pi\alpha)^2}{q_1^2 q_2^2} \cdot \frac{\rho_1^{\mu\mu'} \rho_2^{\nu\nu'} W_{\mu'\nu',\mu\nu}}{2\sqrt{(p_1 p_2)^2 - p_1^2 p_2^2}} \cdot \frac{d^3 p'_1 d^3 p'_2}{2E'_1 2E'_2 (2\pi)^6} \quad (2.5)$$

Dabei ist $\rho_i^{\alpha\beta}$ die (unnormierte) Dichtematrix, die den Spinzustand des am Vertex i abgestrahlten virtuellen Photons beschreibt. Falls die einlaufenden (und auslaufenden) Elektronen unpolarisiert sind, gilt für sie

$$\rho_i^{\alpha\beta} = -\left(g^{\alpha\beta} - \frac{q_i^\alpha q_i^\beta}{q_i^2}\right) - \frac{(2p_i - q_i)^\alpha (2p_i - q_i)^\beta}{q_i^2} \quad (2.6)$$

Der vierstufige Tensor $W_{\mu'\nu',\mu\nu}$ ergibt sich aus den Amplituden $M_{\mu\nu}$ durch Integration über den Phasenraum des erzeugten Endzustandes X :

$$W_{\mu'\nu',\mu\nu} = \frac{1}{2} \int M_{\mu'\nu'}^* M_{\mu\nu} (2\pi)^4 \delta(q_1 + q_2 - k) d\Gamma, \quad (2.7)$$

wobei $d\Gamma = \prod_j \frac{d^3k_j}{2E_j(2\pi)^3}$ das lorentzinvariante Phasenraum-Volumenelement bezeichnet.

Dieser sogenannte "hadronische Tensor" $W_{\mu'\nu',\mu\nu}$ enthält alle Informationen über den Übergang $\gamma^*\gamma^* \rightarrow X$. Für hadronische Endzustände ist er im allgemeinen nicht exakt berechenbar. Allerdings werden seine $4^4 = 256$ Komponenten durch Lorentzinvarianz, Eichinvarianz und T -Invarianz auf 8 unabhängige Komponenten reduziert. Nach Wechsel von der linearen Polarisationsbasis auf die Helizitätsbasis

$$\begin{aligned} W_{\mu'\nu',\mu\nu} &\longrightarrow W_{a'b',ab} = \varepsilon_1^{*\mu'}(a') \varepsilon_2^{*\nu'}(b') W_{\mu'\nu',\mu\nu} \varepsilon_1^\mu(a) \varepsilon_2^\nu(b) \\ \rho_i^{\alpha\beta} &\longrightarrow \rho_i^{ab} = (-1)^{a+b} \varepsilon_{i\alpha}(a) \rho_i^{\alpha\beta} \varepsilon_{i\beta}^*(b) \\ \alpha, \beta, \mu, \nu, \mu', \nu' = 1, \dots, 4 &\longrightarrow a, b, a', b' = \pm 1, 0 \end{aligned} \quad (2.8)$$

(mit $\varepsilon_i(a)$ = Polarisationsvektor von Photon i mit Helizität a im $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem²) können z.B. die 8 Komponenten W_{++++} , $W_{+-,-}$, $W_{+0,+0}$, $W_{0+,0+}$, $W_{00,00}$, $W_{++,-}$, W_{++0} und $W_{0+,-}$ betrachtet werden. Sie sind lorentzinvariante, dimensionslose Funktionen, die nur von $W^2 = (q_1 + q_2)^2$, q_1^2 und q_2^2 abhängen. Für experimentelle Analysen ist es zweckmäßig, Linearkombinationen zu bilden, die eine einfache physikalische Interpretation in Form von Wirkungsquerschnitten (σ) und Interferenztermen (τ) für die Streuung von transversalen (T) und longitudinalen (L) Photonen ermöglichen:³

$$\begin{aligned} 2\sqrt{X}\sigma_{TT} &= W_{TT} = \frac{1}{2}(W_{++++} + W_{+-,-}) \\ 2\sqrt{X}\sigma_{TL} &= W_{TL} = W_{+0,+0} \\ 2\sqrt{X}\sigma_{LT} &= W_{LT} = W_{0+,0+} \\ 2\sqrt{X}\sigma_{LL} &= W_{LL} = W_{00,00} \\ 2\sqrt{X}\tau_{TT} &= W_{TT}^r = W_{++,-} \\ 2\sqrt{X}\tau_{TL} &= W_{TL}^r = \frac{1}{2}(W_{++0} + W_{0+,-}) \\ 2\sqrt{X}\tau_{TT}^a &= W_{TT}^a = \frac{1}{2}(W_{++++} - W_{+-,-}) \\ 2\sqrt{X}\tau_{TL}^a &= W_{TL}^a = \frac{1}{2}(W_{++0} - W_{0+,-}). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Dabei ist $X = (q_1q_2)^2 - q_1^2q_2^2 = k^{*2}W^2$ der für virtuelle raumartige Teilchen verallgemeinerte Møllersche Flußfaktor. k^* bezeichnet den Impulsbetrag der Photonen in ihrem Schwerpunktsystem.

²Die Polarisationsvektoren können in der Form $\varepsilon_j(\pm 1) = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, \pm i, 0)$; $\varepsilon_j(0) = \frac{i}{\sqrt{-q_j^2}}(k^*, 0, 0, \omega_j)$ geschrieben werden, wobei k^* und ω_j Impulsbetrag und Energie von Photon j im $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem bezeichnen.

³Der hadronische Tensor ist nach dem Optischen Theorem gleich dem Imaginärteil der (lorentzinvarianten) $\gamma\gamma$ -Vorwärtsstreuamplitude und kann daher über einen Flußfaktor mit den entsprechenden Wirkungsquerschnitten in Beziehung gebracht werden.

Damit läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ schreiben als:

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{16\pi^4 q_1^2 q_2^2} \sqrt{\frac{X}{(p_1 p_2)^2 - p_1^2 p_2^2}} \cdot [4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{TT} + 2|\rho_1^{+-} \rho_2^{+-}| \tau_{TT} \cos 2\tilde{\varphi} + 2\rho_1^{++} \rho_2^{00} \sigma_{TL} + 2\rho_1^{00} \rho_2^{++} \sigma_{LT} + \rho_1^{00} \rho_2^{00} \sigma_{LL} - 8|\rho_1^{+0} \rho_2^{+0}| \tau_{TL} \cos \tilde{\varphi} + A\tau_{TT}^a + B\tau_{TL}^a] \frac{d^3 p_1' d^3 p_2'}{E_1' E_2'} \quad (2.10)$$

$\tilde{\varphi}$ ist der Winkel zwischen den Streuebene der Elektronen im $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem. Im Falle unpolarisierter Elektronenstrahlen ist $A = B = 0$, und die asymmetrischen Interferenzterme τ_{TT}^a und τ_{TL}^a treten nicht auf. Wenn Experiment und Analyse unabhängig von den Azimutwinkeln der gestreuten Elektronen ablaufen, kann über $\tilde{\varphi}$ integriert werden, und die beiden anderen Interferenzterme τ_{TT} und τ_{TL} verschwinden ebenfalls.

Da aufgrund von Eichinvarianz reelle Photonen stets transversal sind, können die Terme mit longitudinalen Photonhelizitäten im Grenzfall $q_i^2 \rightarrow 0$ vernachlässigt werden, und $\sigma_{TT}(\gamma\gamma \rightarrow X)$ kann mit dem Wirkungsquerschnitt für reelle Photonen $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$ identifiziert werden. Für die in der vorliegenden Analyse behandelten "no tag"-Ereignisse vereinfacht sich damit die Beziehung zwischen dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ und dem Wirkungsquerschnitt für die 2-Photon-Streuung $\sigma_{\gamma\gamma}$ zu

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{4\pi^4 q_1^2 q_2^2} \sqrt{\frac{X}{(p_1 p_2)^2 - p_1^2 p_2^2}} \rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{\gamma\gamma}(W, q_1^2, q_2^2) \frac{d^3 p_1' d^3 p_2'}{E_1' E_2'} \quad (2.11)$$

Die Spindichtematrixelemente ρ_i^{++} folgen dabei aus Gl. 2.6 und 2.8:

$$2\rho_1^{++} = \frac{1}{X} (2p_1 p_2 - q_1 q_2)^2 + 1 + \frac{4m_e^2}{q_1^2} \quad (2.12)$$

$$\rho_2^{++} = \rho_1^{++} (1 \leftrightarrow 2).$$

Integration von Gl. 2.11 über die im Experiment zugelassenen Elektron-Endzustände führt auf die gewünschte Beziehung zwischen dem gemessenen Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ und dem zu bestimmenden Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$. Das Verhältnis zwischen beiden Größen wird als Photon-Photon-Luminositätsfunktion $L_{\gamma\gamma}$ bezeichnet.

2.1.3 Untergrundreaktionen zum 2-Photon-Prozeß

Neben dem multiperipheren 2-Photon-Prozeß (Abb. 1.1 b) gibt es an e^+e^- -Speicherringen eine Vielzahl anderer QED-Reaktionen, in denen Hadronen erzeugt werden können. Die Graphen der wichtigsten als Untergrundprozesse in Frage kommenden Reaktionsklassen sind in Abb. 2.2 zusammengestellt. Die Annihilationsgraphen a-e können jedoch nur im "no tag"-Fall beitragen.

Die hadronischen Endzustände koppeln entweder an ein oder an zwei Photonen. Um die relativen Beiträge der einzelnen Graphen exakt zu bestimmen, muß für den jeweils betrachteten Endzustand das Verhältnis der 1γ - zur 2γ -Kopplungsstärke bekannt sein. Inwieweit die verschiedenen Graphen vernachlässigbar sind, läßt sich jedoch für viele Fälle mit der folgenden Argumentation unmittelbar einsehen:

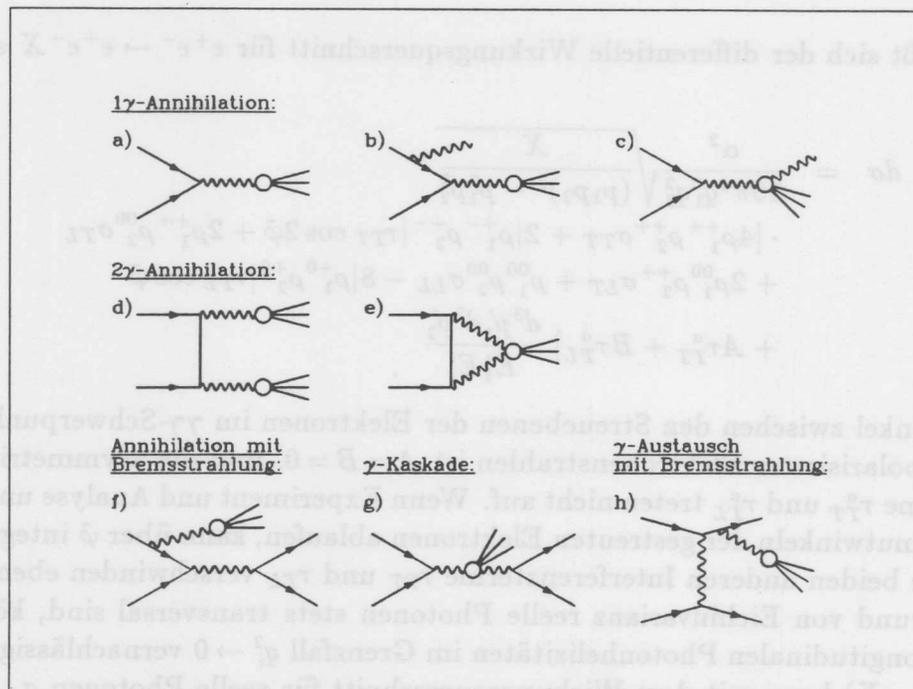


Abbildung 2.2: QED-Untergrundreaktionen zum 2-Photon-Prozess

- Ist man an exklusiven Endzuständen interessiert, können viele Graphen häufig nur durch unvollständig rekonstruierte Ereignisse beitragen. Dies gilt für die Annihilationsgraphen 2.2 a–e, wenn der untersuchte W -Bereich wesentlich unterhalb der doppelten Strahlenergie liegt ($W \ll \sqrt{s}$). Das trifft jedoch auch auf die 1γ -Prozesse (Abb. 2.2 a, b, f, h) zu, falls der betrachtete Endzustand eine eindeutig definierte positive Ladungskonjugation aufweist (z.B. ($C=+1$)-Resonanzen, $\rho^0\omega$ oder andere Paare neutraler Vektormesonen). In beiden Fällen lassen sich die Ereignisse — wie alle anderen inklusiven Untergrundreaktionen — durch die Forderung nach ausgeglichenem Transversalimpuls größtenteils abtrennen. Verbleibender Untergrund kann aus der Transversalimpulsverteilung abgeschätzt werden.
- Neben der Ordnung eines Graphen sind die Photonpropagatoren $\frac{1}{q_i^2}$ für die Größenordnung der Amplitude mit entscheidend. So können in der 2-Photon-Reaktion (Abb. 1.1 b) die beiden raumartigen Photonen nahezu masselos sein und dadurch einen logarithmischen Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit der Strahlenergie bewirken.⁴ Demgegenüber sind Graphen mit schweren zeitartigen Photonen stark unterdrückt.⁵ Aus diesem Grunde ist die 2-Photon-Reaktion im Vergleich zu anderen Graphen 4. Ordnung der eindeutig dominierende Prozeß. Auch der Brems-

⁴Der logarithmische Anstieg läßt sich im Rahmen der EPA-Näherung (“equivalent photon approximation”) herleiten [17]. Die 2-Photon-Kollision wird dabei als Wechselwirkung zweier voneinander unabhängiger Photonflüsse aufgefaßt; die Abhängigkeit des $e\gamma$ -Vertex vom jeweils anderen Photon wird vernachlässigt.

⁵Beispielsweise fällt der Wirkungsquerschnitt für die 1γ -Annihilation (Abb. 2.2 a) mit $1/s$ ab und ist — obwohl es sich nur um einen Graphen 2. Ordnung in α handelt — schon ab Strahlenergien oberhalb einiger weniger GeV kleiner als der 2-Photon-Wirkungsquerschnitt. Beim Vergleich der Ereignisraten ist jedoch zu berücksichtigen, daß exklusive 2-Photon-Ereignisse typischerweise eine um 1–2 Größenordnungen niedrigere Akzeptanz als Annihilationsereignisse haben.

strahlungsgraph (Abb. 2.2 h) kann — trotz des *einen* raumartigen Photons — im allgemeinen vernachlässigt werden. Er ist zudem durch eine gänzlich andere kinematische Situation gekennzeichnet, in der ein Elektron stark zurückgestreut wird und das hadronische System einen hohen Longitudinalimpuls ($k_z \simeq \frac{\sqrt{s}}{2}$) erhält [18]. Sein Hauptbeitrag liegt damit in einem experimentell kaum zugänglichen Rapiditybereich.

Insgesamt zeigt sich, daß bei PETRA-Energien die übrigen QED-Reaktionen keine nennenswerten Beiträge zu exklusiven 2-Photon-Ereignissen liefern. Der Hauptgrund ist in der 2-Photon-Erzeugung anderer hadronischer Endzustände sowie in kombinatorischen Ambiguitäten zu erwarten.

Von den QED-Graphen höherer Ordnung spielen allenfalls die Strahlungskorrekturen zum multiperipheren 2-Photon-Prozeß eine Rolle. Sie können bei großen Q^2 -Werten ($1 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$) bis zu 10 % betragen, sind jedoch im "no tag"-Fall bei einer Größenordnung von $\simeq 1 \%$ vernachlässigbar [19].

2.2 2-Photon-Erzeugung von Hadronen

In diesem Abschnitt werden zunächst einige wichtige Beziehungen für die exklusive Erzeugung einzelner Resonanzen aufgeführt. Anschließend werden mögliche Erzeugungsmechanismen diskutiert und das Vektormesondominanz-Modell vorgestellt.

2.2.1 Resonanzerzeugung

Die Quantenzahlen von Resonanzen, die in 2-Photon-Kollisionen exklusiv erzeugt werden, sind durch eine Reihe von Invarianzprinzipien festgelegt. Aufgrund der definierten (ungeraden) C -Parität eines Photons können nur ($C=+1$)-Zustände erzeugt werden. In allen Ladungsarten (elektr. Ladung, Flavour, Leptonen-, Baryonenzahl) müssen die Resonanzen neutral sein. Bei der Kollision zweier (quasi-)reeller Photonen sind Spin, Parität und Helizität durch *Yang's Theorem* [20] für $J \leq 2$ auf genau fünf mögliche Kombinationen eingeschränkt:

$$J^P(\lambda) = 0^-(0), 0^+(0), 2^-(0), 2^+(0), 2^+(\pm 2). \quad (2.13)$$

Der Wirkungsquerschnitt für die 2-Photon-Erzeugung einer Resonanz R , die anschließend in den Endzustand X zerfällt, kann durch die *Breit-Wigner-Formel* [16] beschrieben werden:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow R \rightarrow X} = 8\pi(2J + 1) \frac{\Gamma_{\gamma\gamma} \Gamma_X}{(m_R^2 - W^2)^2 + m_R^2 \Gamma^2}, \quad (2.14)$$

wobei J den Spin, m_R die Masse und Γ die totale Breite der Resonanz bezeichnen.⁶ Die partielle Resonanzbreite $\Gamma_X = \Gamma \cdot BR(R \rightarrow X)$ ergibt sich nach der *Goldenen Regel* [21]

⁶Gl. 2.14 gilt — weil die W -Abhängigkeit von $\Gamma_{\gamma\gamma}$ vernachlässigt wurde — nur für schmale Resonanzen ($\Gamma \ll m_R$). Eine allgemeingültige Parametrisierung der W -Abhängigkeit ist nicht möglich, da sie für die einzelnen $J^P(\lambda)$ -Zustände verschieden ist.

durch Integration der Zerfallsamplitude D^λ über das Phasenraumvolumen des Endzustandes:

$$\Gamma_X = \frac{1}{2m_R} \int |D^\lambda|^2 d\Gamma. \quad (2.15)$$

Eine analoge Beziehung verknüpft die radiative Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ mit den Erzeugungsamplituden M_{ab} .⁷ Nach Ausführung der Phasenraumintegration ergibt sich für sie, über die Polarisationszustände der Resonanz gemittelt:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{1}{32\pi(2J+1)m_R} \sum_{a,b=+,-} |M_{ab}|^2. \quad (2.16)$$

Die Form der Helizitätsamplituden M_{ab} ist durch allgemeine Prinzipien (Eichinvarianz, Lorentzinvarianz, Bose-Symmetrie, Paritätserhaltung) weitgehend festgelegt [22]. Für eine Vorhersage, die auch Stärke und Q^2 -Abhängigkeit der $\gamma\gamma$ -Kopplung beinhaltet, bedarf es jedoch eines Modells, das die Resonanzproduktion näher beschreibt. Als Grundlage zum Verständnis der Mesonproduktion dient das Quarkmodell. Eine Vorhersage für die 2-Photon-Erzeugung von $q\bar{q}\bar{q}$ -Zuständen wurde auf der Basis des *MIT-bag-Modells* versucht (s. Kap. 2.3.3).

Die Q^2 -Abhängigkeit der 2-Photon-Kopplung wird üblicherweise — in Anlehnung an das Vektormesondominanz-Modell (s. Kap. 2.2.2) — durch den Formfaktor

$$f(Q_1^2, Q_2^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q_1^2}{m_V^2}\right) \left(1 + \frac{Q_2^2}{m_V^2}\right)} \quad (2.17)$$

parametrisiert, wobei man häufig ρ -Dominanz annimmt, d.h. $m_V = m_\rho$ setzt und die Beiträge anderer Vektormesonen ($\omega, \phi, J/\Psi$) vernachlässigt.

2.2.2 Das Vektormesondominanz-Modell

Die Wechselwirkung zwischen Photonen und Hadronen kann in zwei verschiedenen Bildern veranschaulicht werden. In der einfachsten Beschreibung niedrigster Ordnung koppeln die Photonen punktförmig an Quarkladungen. Die 2-Photon-Erzeugung von Hadronen wird damit als ein zweistufiger Prozeß verstanden, in dem zunächst ein $q\bar{q}$ -Paar entsteht, welches anschließend in den Endzustand X fragmentiert (s. Abb. 2.3 a). Eine solche Darstellung ist gerechtfertigt, solange α_s , die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, klein ist, d.h. solange große Impulsüberträge involviert sind. In der Tat lassen sich die Photonstrukturfunktionen in der tiefinelastischen Elektron-Photon-Streuung oder die 2-Photon-Erzeugung von Jets mit großem Transversalimpuls in diesem Bild gut verstehen [6,7].

Bei kleineren Impulsüberträgen erstreckt sich die Wechselwirkung über größere Abstände und Zeiträume, und mit wachsendem α_s spielt der Gluonaustausch zwischen den primär erzeugten Quarks eine zunehmende Rolle. Diese können dann gebundene

⁷Wegen der Zeitumkehrinvarianz der elektromagnetischen Wechselwirkung wird die Erzeugung $\gamma\gamma \rightarrow R$ (für $Q_i^2 \rightarrow 0$) und der Zerfall $R \rightarrow \gamma\gamma$ durch dieselben Amplituden beschrieben.

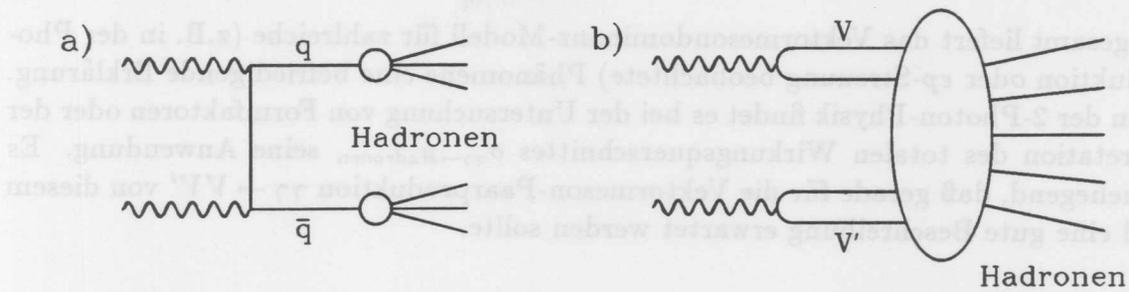


Abbildung 2.3: 2-Photon-Erzeugung von Hadronen: a) punktförmige Kopplung, b) Vektormesondominanz-Modell

Zustände mit den Quantenzahlen des Photons (d.h. Vektormesonen) bilden. Da in diesem Bereich störungstheoretische Methoden nicht mehr anwendbar sind, versucht man statt dessen eine phänomenologische Beschreibung mit dem Vektormesondominanz-Modell (VDM) [23]. Der 2-Photon-Prozess wird dabei als hadronische Reaktion zweier zuvor erzeugter virtueller Vektormesonen aufgefaßt (s. Abb. 2.3 b). Eine effektive Kopplung $\frac{e}{f_V} m_V^2$ für die γV -Vertices und ein Breit-Wigner-Propagator für die Vektormesonen verknüpfen die Gesamtamplitude $T_{\gamma\gamma \rightarrow X}^\lambda$ mit der hadronischen Amplitude $T_{VV' \rightarrow X}^\lambda$:

$$T_{\gamma\gamma \rightarrow X}^\lambda = \sum_{VV'} \frac{e}{f_V} \cdot \frac{e}{f_{V'}} \cdot \frac{m_V^2}{m_V^2 - q_1^2 - i\Gamma_V m_V} \cdot \frac{m_{V'}^2}{m_{V'}^2 - q_2^2 - i\Gamma_{V'} m_{V'}} T_{VV' \rightarrow X}^\lambda \quad (2.18)$$

Diese Gleichung gilt für transversale Photonen, d.h. für Helizität $\lambda = \pm 1$. Die Summe erstreckt sich über die Vektormesonen $V, V' = \rho^0, \omega, \phi$. Im GVDM-Modell ("generalized vectormeson dominance model") werden darüber hinaus auch schwerere Vektormesonen und Kontinuumsbeiträge berücksichtigt.

Eine grundlegende Annahme des Modells besteht darin, daß sich $T_{VV' \rightarrow X}^\lambda$ mit q_i^2 nur schwach ändern soll. Da man für raumartige Photonen ($q_i^2 \leq 0$) den Term $i\Gamma_V m_V$ vernachlässigen kann, ergibt sich dann die durch den Formfaktor (2.17) beschriebene Q^2 -Abhängigkeit.

Für die (zur mittleren Quarkladung proportionalen) Kopplung $\frac{e}{f_V}$ folgt aus der $SU(3)$ -Darstellung der Vektormesonen die Relation

$$\frac{e^2}{f_\rho^2} : \frac{e^2}{f_\omega^2} : \frac{e^2}{f_\phi^2} = 9 : 1 : 2 \quad (2.19)$$

Die Berücksichtigung von Symmetriebrechung führt zu leicht unterschiedlichen Vorhersagen, läßt jedoch das wesentliche Ergebnis der ρ -Dominanz unverändert [24]. Die experimentelle Bestimmung der Kopplungen ist von der gewählten Methode und Reaktion nicht ganz unabhängig [25]. Aus e^+e^- -Annihilationsdaten von den Speicherringen in Orsay, Frascati und Stanford lassen sich die folgenden — mit Gl. 2.19 im wesentlichen verträglich — Werte herleiten [26]:

$$\frac{f_\rho^2}{4\pi} = 2.12, \quad \frac{f_\omega^2}{4\pi} = 18.4, \quad \frac{f_\phi^2}{4\pi} = 13.6 \quad (2.20)$$

Insgesamt liefert das Vektormesondominanz-Modell für zahlreiche (z.B. in der Photoproduktion oder ep -Streuung beobachtete) Phänomene eine befriedigende Erklärung. Auch in der 2-Photon-Physik findet es bei der Untersuchung von Formfaktoren oder der Interpretation des totalen Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}}$ seine Anwendung. Es ist naheliegend, daß gerade für die Vektormeson-Paarproduktion $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ von diesem Modell eine gute Beschreibung erwartet werden sollte.

2.3 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren

Der im Jahre 1980 von TASSO [9] gemessene, später von vielen anderen Experimenten [10–14] bestätigte Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ übersteigt die ursprüngliche Vektormesondominanz-Erwartung an der Schwelle um mehr als eine Größenordnung. Dieses Ergebnis und der demgegenüber niedrige Wirkungsquerschnitt für $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ [27–29] haben eine Vielzahl theoretischer Überlegungen ausgelöst. Zwei Modelle werden zur Zeit am stärksten diskutiert: a) der im konventionellen Rahmen der Vektormesondominanz verbleibende t -Kanal-Faktorisierungs-Ansatz und b) die Annahme exotischer $qq\bar{q}\bar{q}$ -Resonanzen.

2.3.1 Die VDM-Vorhersage

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ wurde auf der Basis des Vektormesondominanz-Modells von verschiedenen Autoren [30] abgeschätzt. Für quasirelle Photonen ($q_i^2 \approx 0$) folgt aus Gl. 2.18:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0} = \left(\frac{e}{f_\rho}\right)^4 \cdot \frac{p^*}{k^*} \cdot \sigma_{\rho^0\rho^0 \rightarrow \rho^0\rho^0} \quad (2.21)$$

Der Quotient aus dem ρ^0 -Impuls p^* und dem Photonimpuls k^* (beide im Schwerpunktsystem der Reaktion) korrigiert dabei auf den unterschiedlichen Fluß der einlaufenden ρ^0 -Mesonen bzw. Photonen.

Offensichtlich reicht das Vektormesondominanz-Modell allein für eine Vorhersage von 2-Photon-Wirkungsquerschnitten nicht aus, weil es sie lediglich in Beziehung zu unbekanntem hadronischen Wirkungsquerschnitten setzt. Deren direkte Berechnung erfordert eine (zumindest phänomenologische) Theorie der starken Wechselwirkung. Statt dessen kann man jedoch auch versuchen, diese unbekanntem Wirkungsquerschnitte über allgemeine Prinzipien (z.B. additives Quarkmodell, Faktorisierung) mit bekannten Wirkungsquerschnitten zu verknüpfen. Die Gültigkeit dieser Prinzipien ist allerdings nur für hohe Energien gesichert, so daß ihre Anwendung auf den hier interessierenden niederenergetischen Bereich dicht oberhalb der Schwelle problematisch ist.

Im additiven Quarkmodell wird von der "impulse approximation" [31] Gebrauch gemacht. Die $\rho^0\rho^0$ -Streuung wird dabei als Summe von 2-Teilchen-Wechselwirkungen zwischen freien Quarks aufgefaßt. Unter der Annahme, daß die Wirkungsquerschnitte unabhängig von der Art der Quarks sind (vgl. das Pomeranchuk-Theorem), erhält man durch bloßes Abzählen der Quarks den folgenden Zusammenhang mit dem pp -Streuwirkungsquerschnitt:

$$\frac{\sigma_{\rho^0\rho^0\rightarrow\rho^0\rho^0}}{4} = \frac{\sigma_{pp\rightarrow pp}}{9} \quad (2.22)$$

Mit dem asymptotischen Wert von $\sigma_{pp\rightarrow pp} = 7 \text{ mb}$, der im wesentlichen durch Pomeron-austausch bestimmt ist, folgt aus Gl. 2.21 und 2.22 die in Abb. 2.4 eingezeichnete Vorhersage für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\rho^0}$. Die damit vorgenommene Beschränkung auf den diffraktiven Anteil des $\rho^0\rho^0$ -Streuwirkungsquerschnittes und dessen Abschätzung durch das additive Quarkmodell führen offenbar zu keiner adäquaten Beschreibung der Daten.

Die Erzeugung anderer Vektormesonpaare kann entweder über virtuelle ρ^0 -Mesonen ($\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\rho^0\rightarrow VV'$) oder über direkte Kopplung an die Photonen ($\gamma\gamma\rightarrow VV'\rightarrow VV'$) erfolgen. Im ersten (nichtdiffraktiven) Fall ist dabei der Austausch von Quantenzahlen zwischen den Vektormesonen erforderlich. Berücksichtigt man wiederum ausschließlich diffraktive Prozesse, kann die nur mit Ladungsaustausch mögliche Reaktion $\gamma\gamma\rightarrow\rho^+\rho^-$ nicht stattfinden. Die Erzeugung der anderen neutralen Vektormesonen ist in diesem Fall — da $\sigma_{VV'\rightarrow VV'}$ im additiven Quarkmodell für alle Vektormesonen gleich groß ist — durch ihre γV -Kopplungen (2.19) bestimmt:

$$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\rho^0} = 9\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega} = 81\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\omega\omega} = \frac{9}{2}\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\phi} = \frac{81}{2}\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\omega\phi} = \frac{81}{4}\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\phi\phi} \quad (2.23)$$

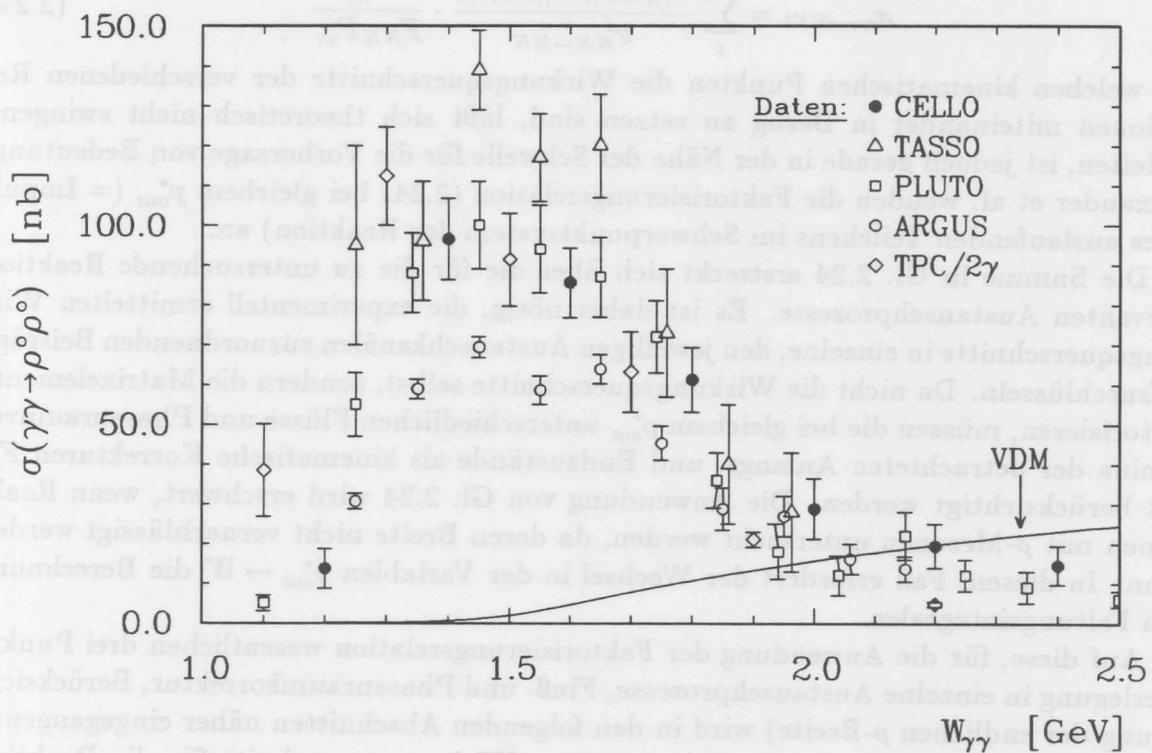


Abbildung 2.4: Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\rho^0$. Die experimentellen Daten stammen aus den Referenzen [9–14]. Die durchgezogene Linie zeigt die im Text beschriebene VDM-Vorhersage nach dem additiven Quarkmodell. Durch Faltung mit Breit-Wigner-Verteilungen wurde die endliche Breite der ρ^0 -Mesonen berücksichtigt.

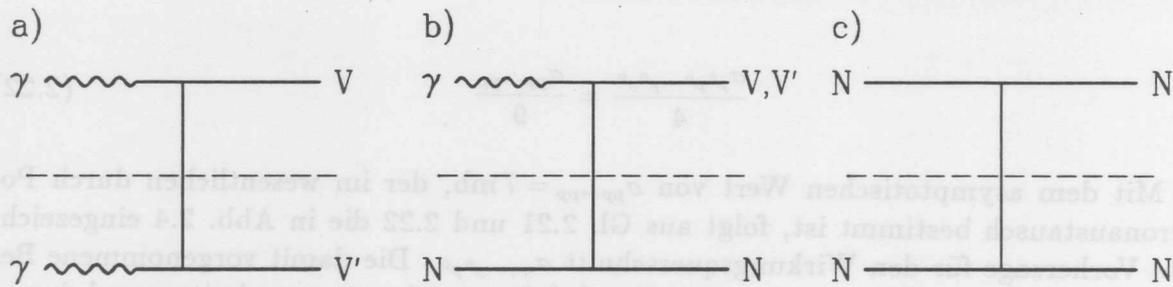


Abbildung 2.5: Die im t -Kanal-Faktorisierungs-Modell betrachteten Austauschprozesse: a) 2-Photon-Erzeugung, b) Photoproduktion, c) Nukleon-Nukleon-Streuung.

2.3.2 Das t -Kanal-Faktorisierungs-Modell

2.3.2.1 Überblick

Ein anderer, auf dem Vektormesondominanz-Modell basierender Ansatz zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow VV'}$ wurde von Alexander et al. [32,33] vorgeschlagen. Die grundlegende Idee besteht in der Anwendung des für hohe Energien aufgestellten Faktorisierungstheorems [34] auf t -Kanal-Austauschamplituden im hier interessierenden niederenergetischen Bereich. Dadurch wird der Wirkungsquerschnitt für die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren (Abb. 2.5 a) mit experimentell bekannten Photoproduktionsdaten (Abb. 2.5 b) und Nukleon-Nukleon-Streudaten (Abb. 2.5 c) verknüpft:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow VV'} = \sum_i \frac{\sigma_{\gamma N \rightarrow VN}^i \sigma_{\gamma N \rightarrow V'N}^i}{\sigma_{NN \rightarrow NN}^i} \cdot \frac{F_{\gamma N}^2}{F_{NN} F_{\gamma\gamma}} \quad (2.24)$$

An welchen kinematischen Punkten die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Reaktionen miteinander in Bezug zu setzen sind, läßt sich theoretisch nicht zwingend herleiten, ist jedoch gerade in der Nähe der Schwelle für die Vorhersage von Bedeutung. Alexander et al. wenden die Faktorisierungsrelation (2.24) bei gleichem p_{out}^* (= Impuls eines auslaufenden Teilchens im Schwerpunktsystem der Reaktion) an.

Die Summe in Gl. 2.24 erstreckt sich über die für die zu untersuchende Reaktion relevanten Austauschprozesse. Es ist daher nötig, die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte in einzelne, den jeweiligen Austauschkanälen zuzuordnenden Beiträge aufzuschlüsseln. Da nicht die Wirkungsquerschnitte selbst, sondern die Matrixelemente faktorisieren, müssen die bei gleichem p_{out}^* unterschiedlichen Flüsse und Phasenraumvolumina der betrachteten Anfangs- und Endzustände als kinematische Korrekturen F_{jk} mit berücksichtigt werden. Die Anwendung von Gl. 2.24 wird erschwert, wenn Reaktionen mit ρ -Mesonen untersucht werden, da deren Breite nicht vernachlässigt werden kann. In diesem Fall erfordert der Wechsel in der Variablen $p_{out}^* \leftrightarrow W$ die Berechnung von Faltungsintegralen.

Auf diese, für die Anwendung der Faktorisierungsrelation wesentlichen drei Punkte (Zerlegung in einzelne Austauschprozesse, Fluß- und Phasenraumkorrektur, Berücksichtigung der endlichen ρ -Breite) wird in den folgenden Abschnitten näher eingegangen.

Mit dem von Alexander et al. ermittelten Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ (s. Abb. 2.9) läßt sich die experimentell beobachtete starke Erhöhung an der Schwelle reproduzieren. Die Vorhersagen für die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ und $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ sind in Abb. 2.10 wiedergegeben. Um die durch statistische und systematische Fehler der verwendeten Meßdaten bedingten Unsicherheiten anzugeben, wird der Verlauf der Wirkungsquerschnitte in Form eines breiten Bandes dargestellt.

$\gamma\gamma \rightarrow VV'$	Austausch- teilchen	Referenzreaktionen		
		$\gamma N \rightarrow VN$	$\gamma N \rightarrow V'N$	$NN \rightarrow NN$
$\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$	\mathbb{P}	$\gamma p \rightarrow \rho^0 p$	$\gamma p \rightarrow \rho^0 p$	$pp \rightarrow pp$
$\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$	π	$\gamma p \rightarrow \rho^+ n$	$\gamma n \rightarrow \rho^- p$	$pn \rightarrow np$
$\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$	\mathbb{P}, π	$\gamma p \rightarrow \rho^0 p$	$\gamma p \rightarrow \omega p$	$pp \rightarrow pp$
$\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$	\mathbb{P}, π	$\gamma p \rightarrow \omega p$	$\gamma p \rightarrow \omega p$	$pp \rightarrow pp$

Tabelle 2.1: 2-Photon-Erzeugungsprozesse von Vektormesonpaaren und die im Faktorisierungsmodell benutzten Referenzreaktionen

2.3.2.2 Zerlegung in einzelne Austauschprozesse

Zur Beschreibung der 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren als t -Kanal-Austauschprozesse kommen — unter Beachtung aller Erhaltungssätze — eine Vielzahl von Austauschteilchen in Betracht [35]. Der dem Faktorisierungsmodell inhärente Vorteil der Parameterfreiheit kann nur zum Tragen kommen, wenn die Zerlegung der Wirkungsquerschnitte der Bezugsreaktionen in die dominanten Austauschkanäle mit hinreichender Sicherheit und Genauigkeit möglich ist.

Die von Alexander et al. für die verschiedenen 2-Photon-Prozesse herangezogenen Referenzreaktionen sind in Tab. 2.1 zusammengestellt. Abb. 2.6 zeigt die jeweils berücksichtigten Austauschprozesse. Außer dem Pomeron- und dem 1-Pion-Austausch (= OPE) werden alle übrigen Kanäle vernachlässigt.

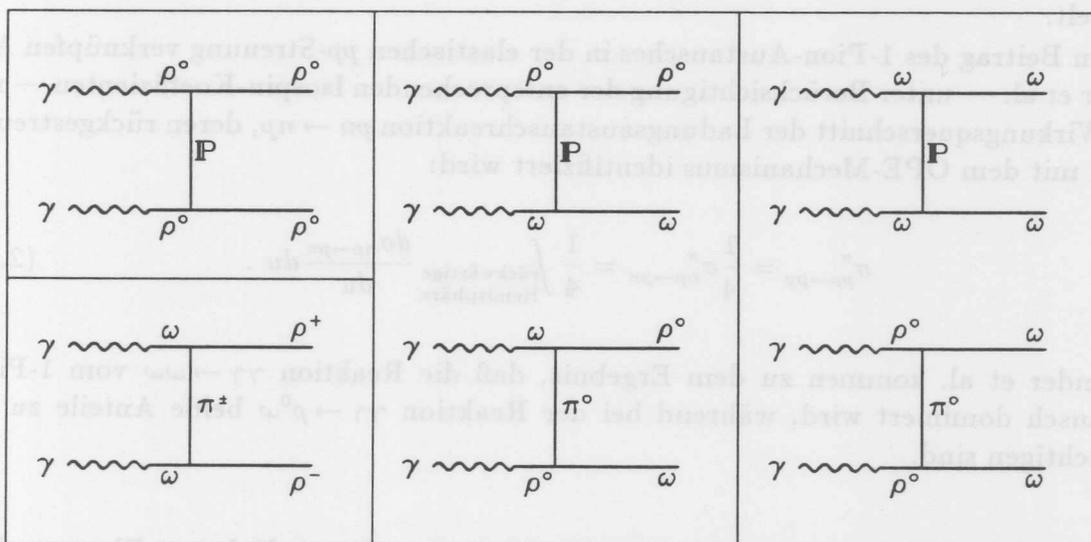


Abbildung 2.6: Austauschprozesse bei der 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonen: links: $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$, Mitte: $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$, rechts: $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$, oben: Pomeron-austausch, unten: 1-Pion-austausch.

Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ berücksichtigen Alexander et al. nur den Pomeron-austausch, da die ρ^0 -Photoproduktion als nahezu rein diffraktiver Prozeß betrachtet wird. Diese Annahme wird durch die gemessenen Produktions- und Zerfallswinkelverteilungen unterstützt. Allerdings sind die Daten in dem für den Faktorierungsansatz wichtigen Photonenergiebereich von $E_\gamma < 2 \text{ GeV}$ nicht gut verstanden [36].

Als Abschätzung für den diffraktiven Anteil der elastischen pp -Streuung benutzen Alexander et al. den totalen pp -Wirkungsquerschnitt direkt unterhalb der inelastischen Schwelle ($\approx 23 \text{ mb}$). Diesen Beitrag lassen sie mit kleiner werdender Energie abfallen. Statt dessen legt die Regge-Theorie nahe, den diffraktiven elastischen Streuwirkungsquerschnitt konstant auf den asymptotischen Wert von $\sigma_{pp \rightarrow pp} \approx 7 \text{ mb}$ zu setzen.

Die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ und $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$. Bei der Erzeugung von ω -Mesonen werden sowohl der Pomeron- als auch der 1-Pion-Austausch berücksichtigt. Um die relativen Anteile beider Mechanismen in der ω -Photoproduktion zu bestimmen, passen Alexander et al. an den gemessenen Wirkungsquerschnitt einen Funktionsausdruck an, der den diffraktiven Beitrag durch einen nur schwach energieabhängigen, den OPE-Beitrag durch einen mit der Energie stark abfallenden Term beschreibt. Der OPE-Wirkungsquerschnitt für die ρ^0 -Photoproduktion wird dann mit Hilfe der $SU(3)$ -Relation 2.19 durch die Beziehung

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}^\pi = \frac{1}{9} \sigma_{\gamma p \rightarrow \omega p}^\pi \quad (2.25)$$

ermittelt.

Den Beitrag des 1-Pion-Austausches in der elastischen pp -Streuung verknüpfen Alexander et al. — unter Berücksichtigung der entsprechenden Isospin-Koeffizienten — mit dem Wirkungsquerschnitt der Ladungsaustauschreaktion $pn \rightarrow np$, deren rückgestreuter Anteil mit dem OPE-Mechanismus identifiziert wird:

$$\sigma_{pp \rightarrow pp}^\pi = \frac{1}{4} \sigma_{np \rightarrow pn}^\pi = \frac{1}{4} \int_{\text{Hemisphäre}}^{\text{rückwärtige}} \frac{d\sigma_{np \rightarrow pn}}{du} du . \quad (2.26)$$

Alexander et al. kommen zu dem Ergebnis, daß die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ vom 1-Pion-Austausch dominiert wird, während bei der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ beide Anteile zu berücksichtigen sind.

Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$. In diesem Fall erlauben die verfügbaren Photoproduktionsdaten keine Aufteilung in verschiedene t -Kanal-Beiträge. Unter der Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ vom 1-Pion-Austausch dominiert wird und gleich dem (bislang nicht gemessenen) Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^+ n}$ ist, sagen Alexander et al. für den Prozeß $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-} \approx 6 \text{ nb}$ bei $W_{\gamma\gamma} = 2 \text{ GeV}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-} \approx 1 \text{ nb}$ bei $W_{\gamma\gamma} = 3 \text{ GeV}$ voraus. Die experimentellen Werte liegen etwas höher [27–29].

2.3.2.3 Fluß- und Phasenraumkorrektur

Ausgangspunkt für die Bestimmung der in Gl. 2.24 auftretenden kinematischen Korrekturfaktoren F_{jk} ist die zwischen dem differentiellen Wirkungsquerschnitt und dem Matrixelement bestehende Beziehung

$$\frac{d\sigma(s, t)}{dt} = \frac{1}{64\pi W^2} \cdot \frac{1}{p_{in}^{*2}} \cdot |\mathcal{M}(s, t)|^2. \quad (2.27)$$

Die Vorschrift, die Faktorisierungsrelation 2.24 bei gleichem p_{out}^* anzuwenden, ist allein nicht ausreichend, da Matrixelemente — bei Vernachlässigung der Azimutwinkelabhängigkeit — Funktionen von *zwei* unabhängigen Variablen s (bzw. p_{out}^*) und t sind. Die anzubringende Fluß- und Phasenraumkorrektur hängt davon ab, wie die Matrixelemente hinsichtlich der zweiten Variablen t zueinander in Bezug zu setzen sind.

Nach den von Gribov und Pomeranchuk aus Unitaritätsrelationen abgeleiteten Amplitudenbeziehungen [34] faktorisieren die Matrixelemente bei jedem t -Wert. Damit wird jedoch der Korrekturfaktor, der das Verhältnis zwischen faktorisierender Größe und integriertem Wirkungsquerschnitt angeben soll, selbst eine Funktion von t , und eine von t unabhängige faktorielle Parametrisierung wie in Gl. 2.24 ist nur möglich, wenn die t -Abhängigkeit bei allen Reaktionen gleich ist und sich gegenseitig kompensiert. Auch wenn man sich darauf beschränkt, Faktorisierung nur an einem bestimmten t -Wert zu verlangen, setzt die Berechnung der korrekten F_{jk} voraus, daß die t -Abhängigkeit der Matrixelemente aller involvierten Reaktionen explizit bekannt ist. Da dies normalerweise nicht gegeben ist, kann man statt dessen als naheliegenden Ausweg annehmen, daß das über den kinematisch zugänglichen t -Bereich $\Delta t = 4p_{out}^*p_{in}^*$ gemittelte Quadrat des Matrixelementes $\langle |\mathcal{M}(s)|^2 \rangle_t$ faktorisieren soll. In diesem Fall führt Integration von Gl. 2.27 auf die gesuchte multiplikative Beziehung zwischen dem im Modellansatz verwendeten integrierten Wirkungsquerschnitt und der faktorisierenden Größe:

$$\sigma(s) = \frac{1}{64\pi W^2 p_{in}^{*2}} \int_{t_{min}}^{t_{max}} |\mathcal{M}(s, t)|^2 dt = \frac{\Delta t \langle |\mathcal{M}(s)|^2 \rangle_t}{64\pi W^2 p_{in}^{*2}} = \frac{p_{out}^* \langle |\mathcal{M}(s)|^2 \rangle_t}{16\pi W^2 p_{in}^{*2}}. \quad (2.28)$$

Hieraus läßt sich die Fluß- und Phasenraumkorrektur ablesen, die unter obiger Annahme⁸ in Gl. 2.24 anzubringen ist:

$$F_{jk} = \frac{16\pi W^2 p_{in}^*}{p_{out}^*}. \quad (2.29)$$

Alexander et al. setzen in ihrer Modellrechnung als Flußkorrektur jedoch

$$F_{jk} = 4W^2 p_{in}^{*2} \quad (2.30)$$

an. Dieser Ausdruck unterscheidet sich — von Konstanten abgesehen — von der Korrektur 2.29 durch den Faktor $\Delta t = t_{max} - t_{min} = 4p_{out}^*p_{in}^*$. Bei hohen Energien, bei denen

⁸Setzt man alternativ für das Matrixelement die für diffraktive Reaktionen typische exponentielle t -Abhängigkeit $\mathcal{M}(s, t) = \mathcal{M}(s, t_{min})e^{a(t-t_{min})}$ an und wählt $|\mathcal{M}(s, t_{min})|^2$ als faktorisierende Größe, ergibt sich in der Nähe der Schwelle derselbe Korrekturfaktor 2.29.

die Massenunterschiede der betrachteten Anfangs- und Endzustände vernachlässigt werden können, ist der verfügbare t -Bereich Δt für alle Reaktionen ungefähr gleich groß, so daß die Unterdrückung dieses Faktors nicht ins Gewicht fällt. In der Nähe der Schwelle hingegen weicht die funktionale Abhängigkeit von $\Delta t(p_{out}^*)$ bei verschiedenen Reaktionen stark voneinander ab, und der Faktorisierungsansatz führt bei Verwendung der Faktoren 2.30 (statt 2.29) zu vollkommen anderen Vorhersagen.

Das läßt sich vor allem am Flußfaktor F_{pp} für die elastische pp -Streuung verdeutlichen, bei der die Massen im Anfangs- und Endzustand gleich sind ($p_{in}^* = p_{out}^*$). Mit dem Korrekturansatz von Alexander et al. weist F_{pp} bei $p_{out}^* = 0$ eine Nullstelle auf, die in Gl. 2.29 exakt dadurch kompensiert wird, daß der zugängliche t -Bereich an der Schwelle verschwindet. Infolge dieser Nullstelle im pp -Fluß führen Alexander et al. in Gl. 2.24 für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow VV}$ eine Singularität ein, die anschließend — wenn bei Reaktionen mit ρ -Mesonen deren endliche Breite berücksichtigt werden soll (s. u.) — durch Faltung mit einer Breit-Wigner-Funktion zu einer Erhöhung an der Schwelle verschmiert wird [33].

Die Korrektur mit den Faktoren 2.30 impliziert, daß nicht das über den verfügbaren t -Bereich *gemittelte*, sondern *integrierte* Quadrat des Matrixelementes faktorisieren soll. Mit einer solchen Annahme werden in das für Amplituden gültige Faktorisierungstheorem kinematische Variable, nämlich die Größen der kinematisch zugänglichen t -Bereiche, unzulässig mit einbezogen.

2.3.2.4 Berücksichtigung der ρ^0 -Breite

Betrachtet man Reaktionen mit ρ^0 -Mesonen in der Nähe (oder sogar unterhalb) der nominellen Schwelle, kann die Resonanzbreite nicht vernachlässigt werden. Mit der ρ^0 -Masse tritt daher eine weitere kinematische Variable auf, von der das Matrixelement bzw. der Wirkungsquerschnitt abhängen können. Der beobachtete ρ^0 -Photo-produktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}(E_\gamma)$ läßt sich dann als Faltungsintegral eines Wirkungsquerschnitts $\tilde{\sigma}_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}(E_\gamma, m_{\pi\pi})$ mit einer (auf 1 normierten) Breit-Wigner-Verteilung auffassen:

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}(E_\gamma) = \int_{4m_\pi^2}^{(W-m_p)^2} \tilde{\sigma}_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}(E_\gamma, m_{\pi\pi}) |BW_\rho(m_{\pi\pi})|^2 dm_{\pi\pi}^2 \quad (2.31)$$

mit

$$BW_\rho(m_{\pi\pi}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{m_\rho \Gamma(m_{\pi\pi})}}{m_\rho^2 - m_{\pi\pi}^2 - im_\rho \Gamma(m_{\pi\pi})} \quad (2.32)$$

Der entfaltete Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}$, der die Erzeugung eines "stabilen" ρ^0 mit Masse $m_{\pi\pi}$ beschreibt, ist die in die Faktorisierungsrelation 2.24 einzusetzende Größe. Der sich daraus ergebende 2-Photon-Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow VV}$ muß anschließend erneut mit der ρ^0 -Massenverteilung gefaltet werden. So gilt beispielsweise für die ρ^0 -Paarproduktion

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}(W) = \int_{4m_\pi^2}^{(W-2m_\pi)^2} dm_1^2 \int_{4m_\pi^2}^{(W-m_1)^2} dm_2^2 \frac{\tilde{\sigma}_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p} \tilde{\sigma}_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}}{\sigma_{pp \rightarrow pp}} \frac{F_{\gamma p}^{(1)} F_{\gamma p}^{(2)}}{F_{pp} F_{\gamma\gamma}} |BW_\rho(m_1)|^2 |BW_\rho(m_2)|^2 \quad (2.33)$$

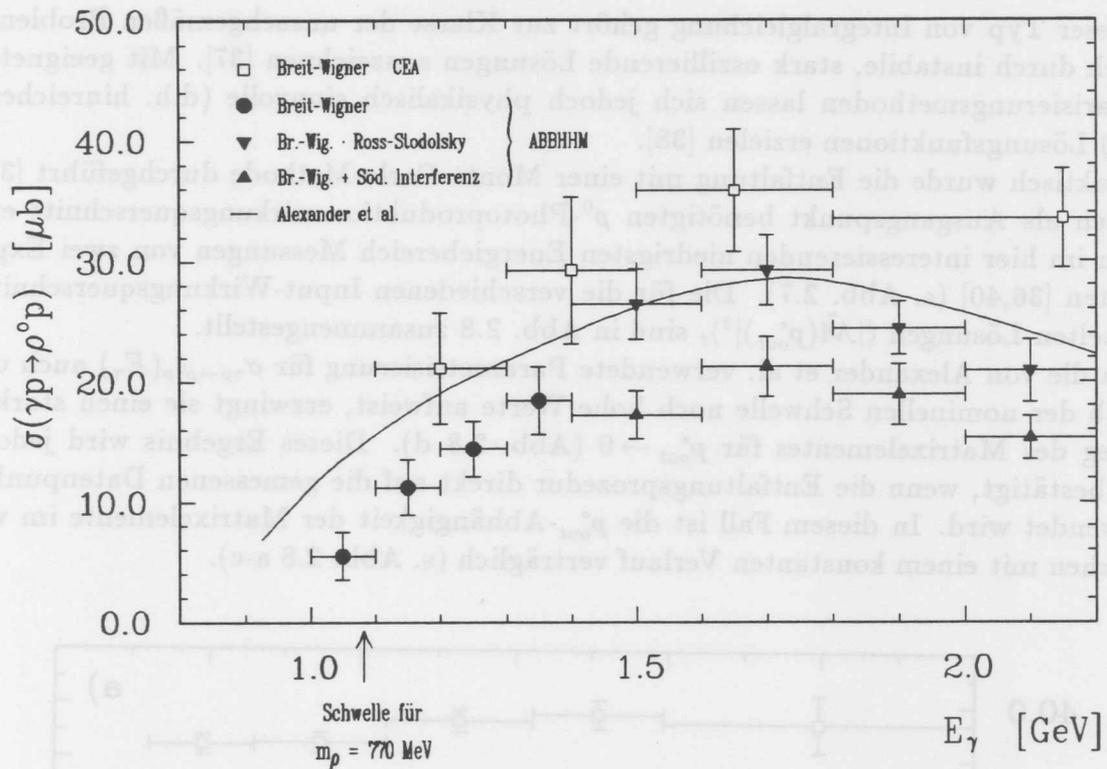


Abbildung 2.7: Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$. Die Ergebnisse sind von dem zur Beschreibung der ρ^0 -Massenverteilung verwendeten Funktionsausdruck abhängig. Die durchgezogene Linie zeigt die von Alexander et al. verwendete Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts.

Der schwierigste Schritt in dieser Prozedur ist die Lösung der Integralgleichung 2.31. Alexander et al. machen keine Angaben über die von ihnen verwendete Lösungsmethode und den resultierenden entfalteten Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}$. Im folgenden wird ein geeignetes Verfahren beschrieben, mit dem die Entfaltung nachvollzogen wurde.

Da die gesuchte Funktion $\tilde{\sigma}_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}(E_\gamma, m_{\pi\pi})$ von mehr Variablen als das Integral abhängt, ist Gl. 2.31 ohne weitergehende Annahmen nicht eindeutig lösbar. Im Sinne des von Alexander et al. vorgeschlagenen Modelles kann man verlangen, daß das faktorisierte (über t gemittelte) Matrixelement für ein gegebenes p_{out}^* eindeutig bestimmt sein soll und von keinen weiteren Variablen abhängt. Damit läßt sich Gl. 2.31 durch Einsetzen der Relation 2.28 und Substitution der Integrationsvariablen $m_{\pi\pi}^2$ durch p_{out}^* zu einer linearen Volterra-Integralgleichung erster Art⁹ umformen:

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}(E_\gamma) = \int_0^{p_{max}^*(E_\gamma)} \frac{p_{out}^*}{16\pi p_{in}^* W^2} \langle |\tilde{\mathcal{M}}(p_{out}^*)|^2 \rangle_t |BW_\rho(m_{\pi\pi})|^2 \frac{2p_{out}^* W}{\sqrt{p_{out}^{*2} + m_p^2}} dp_{out}^* . \quad (2.34)$$

⁹Eine — durch eine variable Integrationsgrenze gekennzeichnete — Volterra-Integralgleichung kann ebenso als Fredholm-Integralgleichung aufgefaßt werden, wenn die obere Integrationsgrenze durch eine hohe Konstante ersetzt wird und statt dessen der Kern für Bereiche außerhalb des ursprünglichen Integrationsintervalles auf Null gesetzt wird. Im vorliegenden Fall bleibt der Kern sogar eine stetige Funktion, da er für $p_{out}^* = p_{max}^*$ (d.h. $m_{\pi\pi} = 2m_\pi$) aufgrund der Breit-Wigner-Funktion stets gleich Null ist.

Dieser Typ von Integralgleichung gehört zur Klasse der unsachgemäßen Probleme, die sich durch instabile, stark oszillierende Lösungen auszeichnen [37]. Mit geeigneten Regularisierungsmethoden lassen sich jedoch physikalisch sinnvolle (d.h. hinreichend glatte) Lösungsfunktionen erzielen [38].

Praktisch wurde die Entfaltung mit einer Monte-Carlo-Methode durchgeführt [39]. Für den als Ausgangspunkt benötigten ρ^0 -Photoproduktionswirkungsquerschnitt existieren im hier interessierenden niedrigsten Energiebereich Messungen von zwei Experimenten [36,40] (s. Abb. 2.7). Die für die verschiedenen Input-Wirkungsquerschnitte ermittelten Lösungen $\langle |\tilde{\mathcal{M}}(p_{out}^*)|^2 \rangle_t$ sind in Abb. 2.8 zusammengestellt.

Da die von Alexander et al. verwendete Parametrisierung für $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}(E_\gamma)$ auch unterhalb der nominellen Schwelle noch hohe Werte aufweist, erzwingt sie einen starken Anstieg des Matrixelementes für $p_{out}^* \rightarrow 0$ (Abb. 2.8 d). Dieses Ergebnis wird jedoch nicht bestätigt, wenn die Entfaltungsprozedur direkt auf die gemessenen Datenpunkte angewendet wird. In diesem Fall ist die p_{out}^* -Abhängigkeit der Matrixelemente im wesentlichen mit einem konstanten Verlauf verträglich (s. Abb. 2.8 a-c).

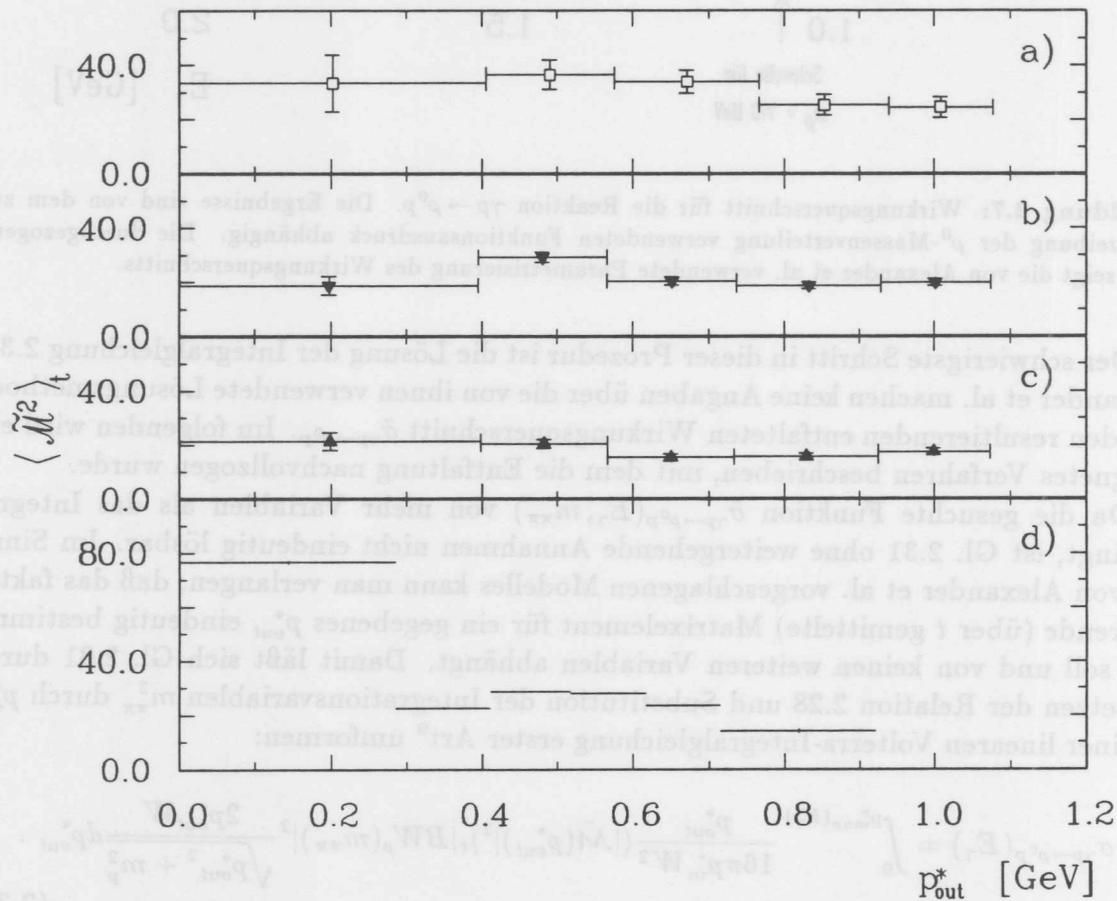


Abbildung 2.8: Quadrat des Matrixelementes für ρ^0 -Photoproduktion. Für die Entfaltung verwendete Input-Wirkungsquerschnitte: a) CEA, b) ABBHHM, $E_\gamma < 1.4$ GeV: Breit-Wigner, $E_\gamma > 1.4$ GeV: Breit-Wigner · Ross-Stodolsky-Faktor, c) ABBHHM, $E_\gamma < 1.4$ GeV: Breit-Wigner, $E_\gamma > 1.4$ GeV: Breit-Wigner + Söding-Interferenzterm, d) Parametrisierung von Alexander et al.

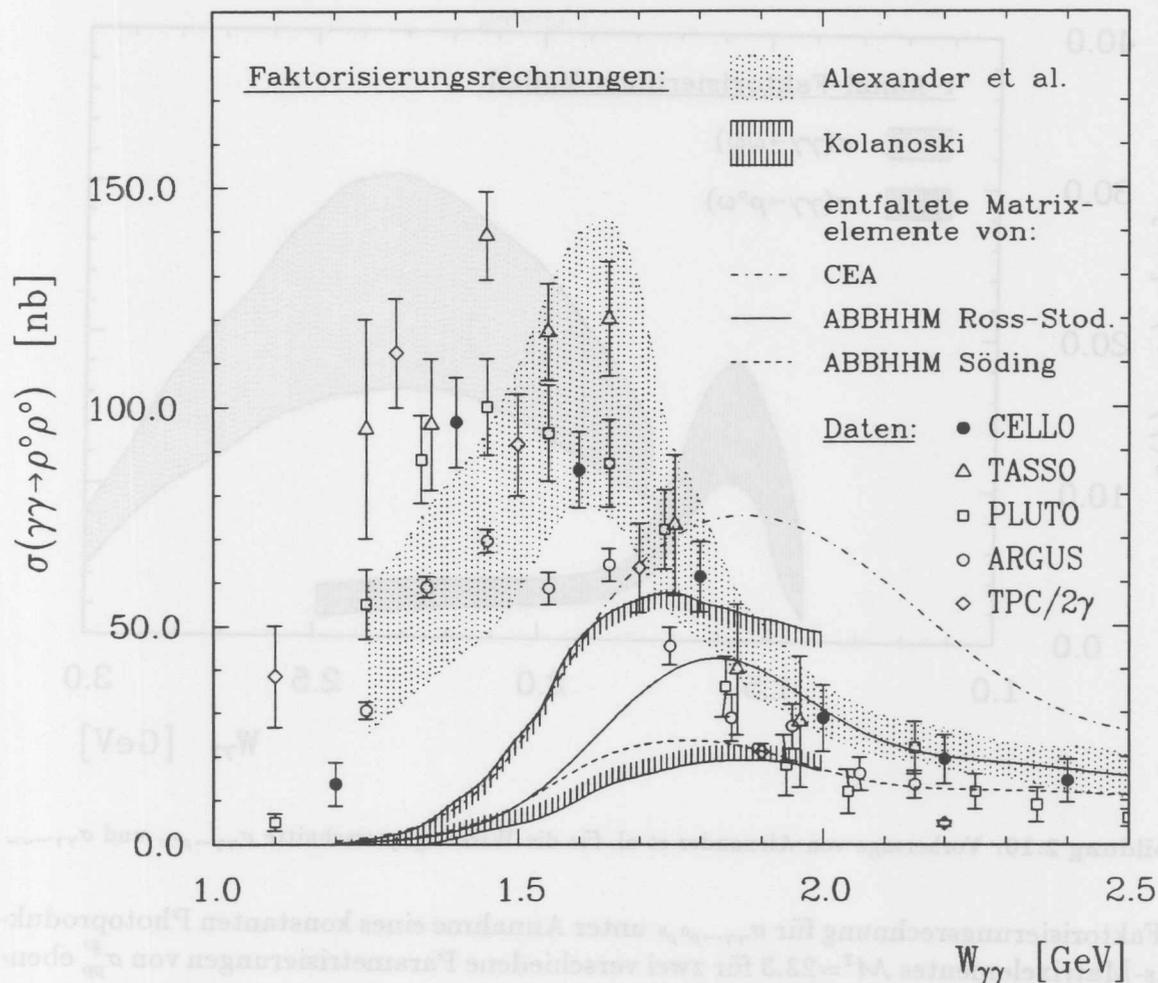


Abbildung 2.9: Vorhersage für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$ in verschiedenen Faktorisierungsrechnungen. Die für die Rechnung von Kolanoski angegebenen Grenzen umfassen beide von ihm verwendeten Ansätze für den diffraktiven pp -Streuwirkungsquerschnitt: $\sigma_{pp}^P = 23 \text{ mb}$ und $\sigma_{pp}^P = 23 \text{ mb} \frac{p_{\text{cm}}}{0.5 \text{ GeV}}$. Die Kurven sind die mit den entfalteten Matrixelementen aus Abb. 2.8 a-c und $\sigma_{pp}^P = 23 \text{ mb}$ errechneten Vorhersagen.

2.3.2.5 Ergebnisse und Diskussion

Die von Alexander et al. mit dem t -Kanal-Faktorisierungsmodell errechneten Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ und $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$ sind in Abb. 2.9 und 2.10 wiedergegeben. Für beide Reaktionen, die aufgrund der endlichen ρ^0 -Breite auch Angaben unterhalb der nominellen Schwelle zulassen, wird eine deutliche Erhöhung des Wirkungsquerschnittes im Bereich der Schwelle vorhergesagt.

Eine Neuberechnung von $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$ mit der Faktorisierungsrelation 2.33, dem Korrekturfaktor 2.29 und den aus den gemessenen ρ^0 -Photoproduktionsdaten entfalteten Matrixelementen (Abb. 2.8 a-c) führt jedoch zu einem relativ flachen Verlauf des Wirkungsquerschnittes, der die Daten nicht beschreiben kann (s. Abb. 2.9). Dabei wurde der diffraktive Anteil des pp -Streuwirkungsquerschnittes $\sigma_{pp}^P = 23 \text{ mb} = \text{const.}$ gesetzt. Dieses Ergebnis steht in guter Übereinstimmung mit den Resultaten von Kolanoski, der

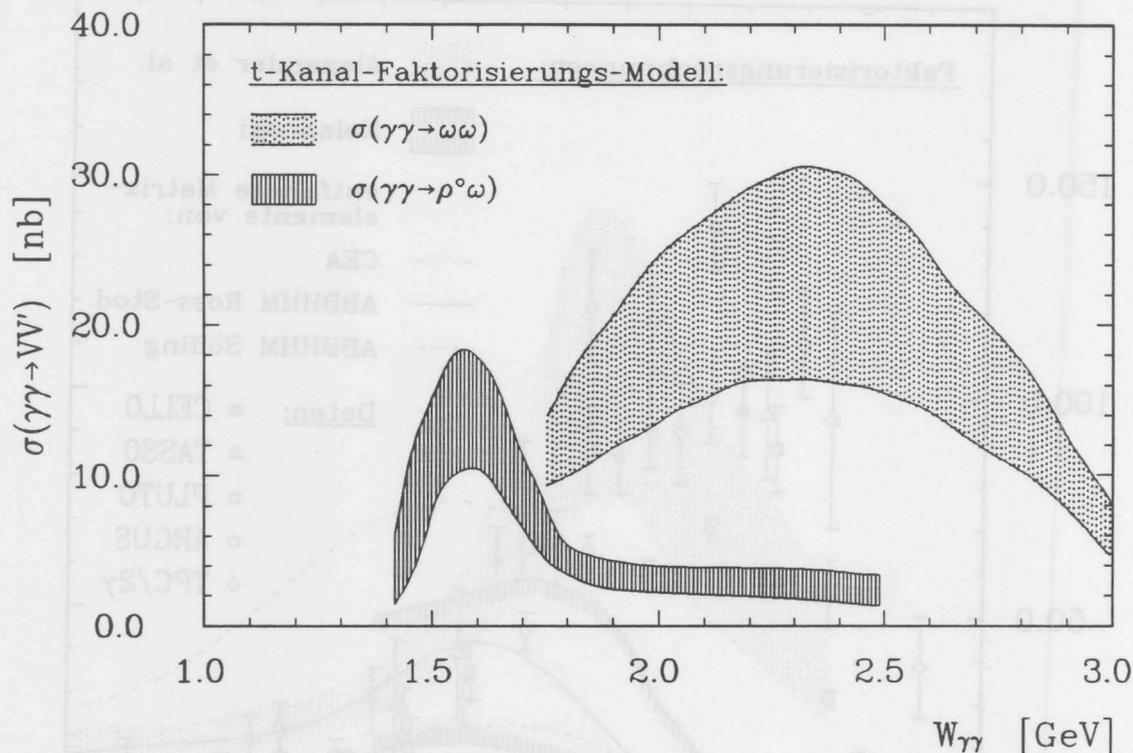


Abbildung 2.10: Vorhersage von Alexander et al. für die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega}$

die Faktorisierungsrechnung für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$ unter Annahme eines konstanten Photoproduktions-Matrixelementes $\mathcal{M}^2 = 23.3$ für zwei verschiedene Parametrisierungen von σ_{pp}^P ebenfalls nachvollzogen hat [41].

Ersetzt man den in den Abschätzungen für den diffraktiven Streuwirkungsquerschnitt σ_{pp}^P angenommenen Wert von 23 mb durch den asymptotischen Wirkungsquerschnitt von 7 mb, erhält man für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$ wesentlich höhere Voraussagen, deren Verlauf jedoch mit den Daten unverträglich bleibt. Daß Alexander et al. die experimentell beobachtete Erhöhung an der Schwelle reproduzieren können, ist offensichtlich Folge der fehlerhaften Flußkorrektur 2.30 sowie einer Überschätzung des ρ^0 -Photoproduktionswirkungsquerschnittes an der Schwelle.

Neben den hier und von Kolanoski erhobenen Einwänden gegen die Ausführung der Modellrechnung wurde auch Kritik am Faktorisierungsansatz als solchen geübt. Achašov und Shestakov [42] beanstandeten die fehlende theoretische Grundlage für Faktorisierungsrelationen im niederenergetischen Bereich, die Vernachlässigung anderer Regge-Austauschkanäle sowie die Unverträglichkeit mit den Daten bei Anwendung auf andere Reaktionen.

Darüberhinaus macht die Tatsache, daß die Zerlegung der Referenzreaktionen die Anwendung theoretischer Vorstellungen über die Energieabhängigkeit einzelner Austauschprozesse erfordert, die ermittelten 2-Photon-Wirkungsquerschnitte hingegen diesen Vorstellungen nicht immer entsprechen, das Modell logisch angreifbar.

2.3.3 Gebundene 4-Quark-Zustände

Der Versuch, die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren über die Produktion gebundener $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zustände zu beschreiben, hat weitgehend Beachtung gefunden, weil in diesem s -Kanal-Resonanzmodell der beobachtete Unterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-}$ erklärbar ist. Die Existenz gebundener 4-Quark-Zustände sowie ihre Massen und Zerfallskanäle werden vom MIT-bag-Modell [43] vorhergesagt. Davon ausgehend haben zwei verschiedene Autorengruppen [44,45] Wirkungsquerschnitte für Reaktionen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow qq\bar{q}\bar{q} \rightarrow VV'$ berechnet.

2.3.3.1 Das MIT-bag-Modell

Im MIT-bag-Modell wird ein Hadron als ein sphärisches Volumen ("bag") aufgefaßt, in dem Quarks und Gluonen eingeschlossen sind. Die Gluonen sowie die u - und d -Quarks werden als masselos angenommen. Die Masse des s -Quarks m_s ist ein Modellparameter. Es werden nur Zustände betrachtet, bei denen die Quarks keinen relativen Bahndrehimpuls zueinander aufweisen (= S -Wellen-Hadronen). Die Energie des Systems ist eine Funktion des bag-Radius R und setzt sich aus vier Anteilen zusammen:

- die **kinetische Energie der Quarks**. Sie macht mit typischerweise $\approx 75\%$ den Hauptanteil der Gesamtenergie aus.
- eine **konstante Energiedichte** $E = B \cdot \frac{4}{3}\pi R^3$. Mit diesem Beitrag wird ein Druck eingeführt, der das "confinement" der Quarks auf einen endlichen Radius erzwingt.
- die **Nullpunktsfluktuationen** $E = -\frac{z_0}{R}$ der Quark- und Gluonfelder, die aufgrund des endlichen bag-Volumens zu Energieverschiebungen führen.
- die **Gluon-Wechselwirkungen der Quarks**. Da die Quarks in einem eng begrenzten Bereich eingeschlossen sind, kann die Quark-Gluon-Kopplungskonstante $\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$ als klein betrachtet und die Wechselwirkung störungstheoretisch berechnet werden. Das MIT-bag-Modell berücksichtigt nur den Gluon-Austausch-Graphen niedrigster Ordnung. Die mit einer großen Kopplungskonstante verknüpften, für das confinement verantwortlichen langreichweitigen Kräfte werden durch den obigen Druckterm erfaßt.

Das Quark-confinement ist im MIT-bag-Modell also nicht Ergebnis feldtheoretischer Berechnungen, sondern durch Einführung einer konstanten Energiedichte im Modell *ab ovo* eingebaut.

Zur Berechnung der Energieeigenwerte muß nach Konstruktion der hinsichtlich Flavour, Farbe und Spin passend antisymmetrisierten Wellenfunktionen der Hamilton-Operator diagonalisiert werden.¹⁰ Der für jeden Eigenzustand bzgl. des bag-Radius R minimierte Energie-Eigenwert wird als Masse des Hadrons angesehen.

Insgesamt enthält das MIT-bag-Modell vier freie Parameter, die durch Anpassung an die Massen des p , $\Delta(1236)$, Ω^- und ω zu

¹⁰Der aus den vier Energietermen zusammengesetzte Hamilton-Operator wird (annähernd) diagonal bei idealer Mischung, d.h. in einer Basis von Zuständen mit wohldefinierter Anzahl von s -Quarks.

$$B^{\frac{1}{2}} = 146 \text{ MeV}, \quad m_s = 279 \text{ MeV}, \quad \alpha_s = 0.55, \quad z_0 = 1.84 \quad (2.35)$$

bestimmt wurden. Mit diesen Werten lassen sich die Massen der leichten Hadronen erfolgreich beschreiben.¹¹

Ohne Einführung weiterer Parameter kann das MIT-bag-Modell zur Vorhersage von $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zuständen und deren Massen erweitert werden. Zum Aufbau ihrer Multipllett-Struktur werden zunächst Quarkpaare qq (bzw. Antiquarkpaare $\bar{q}\bar{q}$) gebildet, die durch die folgenden $SU(6)_{\text{Farbe} \otimes \text{Spin}}$ - und $SU(3)_{\text{Flavour}}$ -Multipletts dargestellt werden:

$$\begin{array}{l}
 \text{Farbe} \otimes \text{Spin} : \qquad \qquad \qquad \text{Flavour} : \\
 qq : \qquad [6] \otimes [6] = [15] \oplus [21] \qquad 3 \otimes 3 = \bar{3} \oplus 6 \\
 \bar{q}\bar{q} : \qquad [\bar{6}] \otimes [\bar{6}] = [\bar{15}] \oplus [\bar{21}] \qquad \bar{3} \otimes \bar{3} = 3 \oplus \bar{6}
 \end{array} \quad (2.36)$$

$\underbrace{\qquad\qquad\qquad}_{\text{anti-symm.}} \quad \underbrace{\qquad\qquad\qquad}_{\text{symm.}} \qquad \underbrace{\qquad\qquad\qquad}_{\text{anti-symm.}} \quad \underbrace{\qquad\qquad\qquad}_{\text{symm.}}$

Bei der Zusammenfassung zu $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zuständen ist das Pauli-Prinzip zu beachten, das nur die vier antisymmetrischen Farbe-Spin-Flavour-Kombinationen erlaubt:

$$[15]6 \otimes [\bar{15}]\bar{6}, \quad [15]6 \otimes [21]3, \quad [21]\bar{3} \otimes [\bar{15}]\bar{6}, \quad [21]\bar{3} \otimes [\bar{21}]3. \quad (2.37)$$

Um Eigenzustände zum Hamilton-Operator zu erhalten, werden die dabei entstehenden Flavour-Multipletts jeweils ideal gemischt:

$$\begin{aligned}
 \bar{3} \otimes 3 &= 1 \oplus 8 \equiv 9 \\
 6 \otimes \bar{6} &= 1 \oplus 8 \oplus 27 \equiv 36 \\
 6 \otimes 3 \oplus \bar{3} \otimes \bar{6} &= 8 \oplus 8 \oplus 10 \oplus 10 \equiv 18 \oplus \bar{18}.
 \end{aligned} \quad (2.38)$$

Die folgenden Kombinationen von Gesamtspin und Flavour-Multipletts treten als Farbsingulett und damit als physikalisch beobachtbare Zustände auf:

$$\begin{aligned}
 J^P = 2^+ &: 9, 36 \\
 J^P = 1^+ &: 9, 36, 18, 18^*, \bar{18}, \bar{18}^* \\
 J^P = 0^+ &: 9, 9^*, 36, 36^*.
 \end{aligned} \quad (2.39)$$

In Abb. 2.11 ist das 9- und 36-Flavour-Multipllett dargestellt.¹² Mit den Werten aus Gl. 2.35 ergeben sich für die so konstruierten $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zustände Massen im Bereich

¹¹Eine Ausnahme bilden das η und η' . Für Spin-0-Flavour-Singulett existiert ein zusätzlicher $q\bar{q}$ -Annihilationsgraph ($q\bar{q} \rightarrow g\bar{g} \rightarrow q\bar{q}$), dessen Wechselwirkungsenergie nicht vernachlässigbar ist und der zu Abweichungen von der idealen Mischung führt.

¹²Zur Notation: Weisen zwei Multipletts identische Spin- und Flavour-Quantenzahlen auf, wird zur Unterscheidung das schwerere von beiden mit * gekennzeichnet. Einzelne Zustände werden entweder mit C (= cryptoexotisch) oder mit E (= exotisch) bezeichnet. Im ersten Fall existiert ein Pseudoskalar mit gleichen Flavour-Quantenzahlen, welcher dann mit dem unteren Index angegeben wird. Im zweiten Fall kennzeichnet der untere Index den (pseudoskalaren) Flavour-Kanal, an den der $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zustand koppelt. Ein s als oberer Index weist auf ein verborgenes $s\bar{s}$ -Paar hin. Das zugehörige Flavour-Multipllett sowie Spin und Parität des Zustandes werden in Klammern angegeben. Zum Beispiel: $C_K^s(36, 2^+)$ kennzeichnet den $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zustand aus dem 36-Multipllett mit $J^P = 2^+$, den Flavour-Quantenzahlen des Kaons und einem $s\bar{s}$ -Paar.

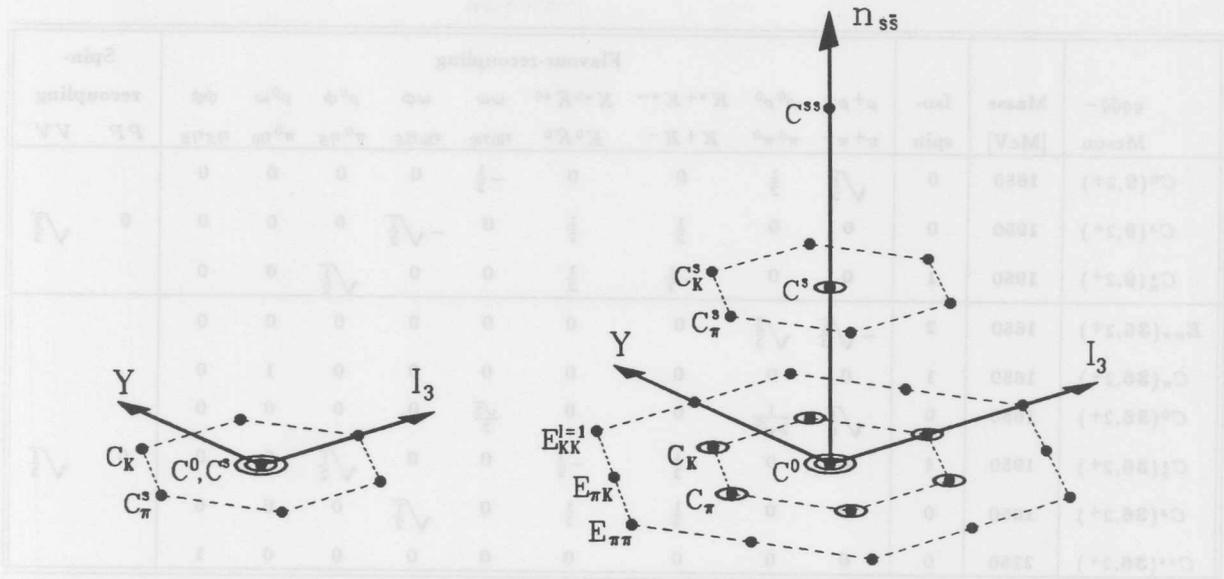


Abbildung 2.11: Das 9- und 36-Flavour-Multiplett. Die dritte Achse gibt die Anzahl der $s\bar{s}$ -Paare an.

von 650–2350 MeV. Experimentell ist bislang keines der 4-Quark-Mesonen eindeutig nachgewiesen worden. Die Skalare $f_0(975)$ und $a_0(980)$ (frühere Bezeichnung: S^* und δ) werden jedoch als mögliche Kandidaten für die Zustände $C^s(\mathbf{9}, 0^+)$ und $C_\pi^s(\mathbf{9}, 0^+)$ diskutiert. Generell gestaltet sich der experimentelle Nachweis von $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zuständen schwierig, da für die meisten von ihnen erhebliche Zerfallsbreiten in der Größenordnung von ≈ 1 GeV erwartet werden.

Die Ursache dafür liegt in der Existenz eines zusätzlichen Zerfallsmodus, der bei 2-Quark- und 3-Quark-Zuständen nicht auftritt. Bei Zerfällen herkömmlicher $q\bar{q}$ -Mesonen (Abb. 2.12 a,b) ist die Erzeugung mindestens einer neuen Quarklinie unvermeidlich. Der Graph 2.12 b enthält dabei mehr Quark-Gluon-Vertices und ist nach der Zweig-Regel im Verhältnis zu Graph 2.12 a unterdrückt. Ein 4-Quark-Meson hingegen kann ohne Austausch von Gluonen direkt in zwei Bestandteile auseinanderfallen (s. Abb. 2.12 c). Dieser dominierende Zerfallsmodus wird als "Zweig-übererlaubt" bezeichnet.

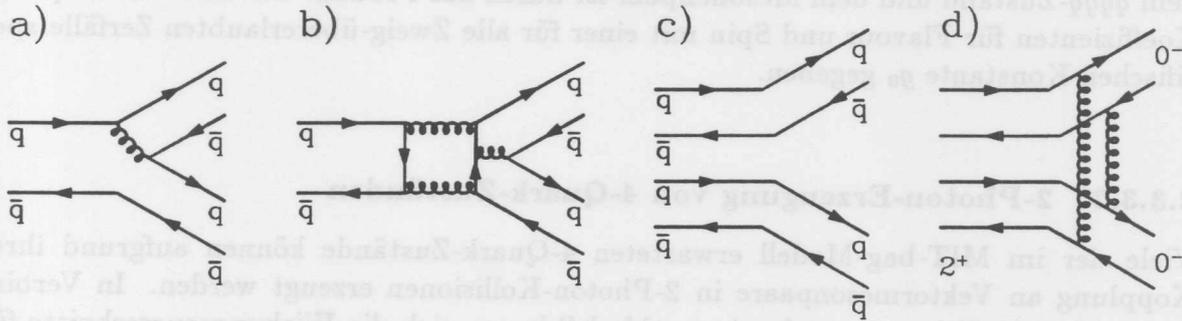


Abbildung 2.12: a) Zweig-erlaubter und b) Zweig-unterdrückter Zerfall eines $q\bar{q}$ -Mesons, c) Zweig-übererlaubter Zerfall eines $qq\bar{q}\bar{q}$ -Mesons, d) unterdrückter Zerfall eines $qq\bar{q}\bar{q}$ -Tensors in Pseudoskalare.

$qq\bar{q}\bar{q}$ - Meson	Masse [MeV]	Iso- spin	Flavour-recoupling									Spin- recoupling		
			$\rho^+\rho^-$ $\pi^+\pi^-$	$\rho^0\rho^0$ $\pi^0\pi^0$	$K^{*+}K^{*-}$ K^+K^-	$K^{*0}\bar{K}^{*0}$ $K^0\bar{K}^0$	$\omega\omega$ $\eta_0\eta_0$	$\omega\phi$ $\eta_0\eta_S$	$\rho^0\phi$ $\pi^0\eta_S$	$\rho^0\omega$ $\pi^0\eta_0$	$\phi\phi$ $\eta_S\eta_S$	PP	VV	
$C^0(\mathbf{9},2^+)$	1650	0	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{2}$	0	0	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0	0		
$C^s(\mathbf{9},2^+)$	1950	0	0	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$-\sqrt{\frac{1}{2}}$	0	0	0	0	0	$\sqrt{\frac{2}{3}}$
$C_\pi^s(\mathbf{9},2^+)$	1950	1	0	0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	0	0	0	0	
$E_{\pi\pi}(\mathbf{36},2^+)$	1650	2	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\sqrt{\frac{2}{3}}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
$C_\pi(\mathbf{36},2^+)$	1650	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	
$C^0(\mathbf{36},2^+)$	1650	0	$\sqrt{\frac{1}{6}}$	$\frac{1}{2\sqrt{3}}$	0	0	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	0	0	0	0	0	0	
$C_\pi^s(\mathbf{36},2^+)$	1950	1	0	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	0	0	0	0	$\sqrt{\frac{1}{3}}$
$C^s(\mathbf{36},2^+)$	1950	0	0	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	0	0	0	0	0	
$C^{ss}(\mathbf{36},2^+)$	2250	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	

Tabelle 2.2: recoupling-Koeffizienten für die leichtesten $qq\bar{q}\bar{q}$ -Tensoren

Allerdings kann eine $qq\bar{q}\bar{q}$ -Resonanz auf diese Weise nicht beliebig in $q\bar{q}$ -Mesonen dissoziieren. So zerfallen die 2^+ -Zustände überwiegend in Vektormesonen, da ihr Zerfall in Pseudoskalare (Abb. 2.12 d) bloß über eine D -Welle möglich ist und aufgrund des dabei erforderlichen Austausches zweier Gluonen unterdrückt wird. Für die leichtesten 4-Quark-Tensoren ($C^0(\mathbf{9},2^+)$, ($E_{\pi\pi}(\mathbf{36},2^+)$, ($C_\pi(\mathbf{36},2^+)$, ($C^0(\mathbf{36},2^+)$) bedeutet das, daß ihre Masse von ≈ 1650 MeV dicht oberhalb der Schwelle für Zweig-übererlaubte Zerfälle liegt. Das kleine Phasenraumvolumen führt zu einer beträchtlichen Verringerung der Zerfallsbreite, so daß diese Zustände möglicherweise als Erhöhungen in Massenspektren beobachtbar sind.

Um die Amplituden für Zweig-übererlaubte Zerfälle zu bestimmen, wird die $qq\bar{q}\bar{q}$ -Wellenfunktion als Überlagerung von $(q\bar{q})(q\bar{q})$ -Zuständen geschrieben. Die Koeffizienten dieser (für Spin/Farbe und Flavour getrennt durchgeführten) Entwicklung werden als "recoupling coefficients" bezeichnet und sind in Tab. 2.2 für die leichtesten 4-Quark-Tensoren zusammengestellt. Sie geben die Wahrscheinlichkeit an, das jeweilige Mesonenpaar im 4-Quark-Zustand "anzutreffen". Die Kopplungskonstante zwischen dem $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zustand und dem Mesonenpaar ist durch das Produkt der beiden recoupling-Koeffizienten für Flavour und Spin mit einer für alle Zweig-übererlaubten Zerfälle spezifischen Konstante g_0 gegeben.

2.3.3.2 2-Photon-Erzeugung von 4-Quark-Zuständen

Viele der im MIT-bag-Modell erwarteten 4-Quark-Zustände können aufgrund ihrer Kopplung an Vektormesonpaare in 2-Photon-Kollisionen erzeugt werden. In Verbindung mit dem Vektormesondominanz-Modell lassen sich die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow qq\bar{q}\bar{q} \rightarrow VV'$ voraussagen. Achasov et al. [44] haben dazu detaillierte Berechnungen durchgeführt, die im folgenden Abschnitt — in die Notation von Kap. 2.2.1 übersetzt — kurz skizziert werden.

Als Ausgangspunkt für die Berechnung der interessierenden Resonanz-Wirkungsquerschnitte dient ein Ansatz zur Beschreibung der Erzeugungs- und Zerfallsprozesse, der zunächst durch Amplituden ausgedrückt und in die entsprechenden, in Gl. 2.14 eingehenden Zerfallsbreiten übersetzt wird.

Mit der Zerfallsamplitude

$$D = g_0 \cdot A(VV'), \quad (2.40)$$

wobei $A(VV')$ das Produkt beider recoupling-Koeffizienten aus Tab. 2.2 bezeichnet, folgt nach Gl. 2.15 die partielle Zerfallsbreite:

$$\Gamma_{R \rightarrow VV'} = \frac{1}{2m_R} \int g_0^2 A^2(VV') \frac{1}{(4\pi)^2} \frac{p^*}{m_R} d\Omega = \frac{g_0^2 A^2(VV') p^*}{8\pi m_R^2}. \quad (2.41)$$

p^* , der Impuls der Vektormesonen im Schwerpunktsystem der Reaktion, ist nur für stabile Vektormesonen eindeutig bestimmt und muß bei Erzeugung breiter Resonanzen mit deren Breit-Wigner-Verteilungen gefaltet werden.

In die Erzeugungsamplituden gehen nach dem Vektormesondominanz-Modell zwei Kopplungen ein: der Term $g_0 A(V^0 V^{0'})$ beschreibt den Übergang des 4-Quark-Zustandes in zwei neutrale Vektormesonen, $\frac{e}{f_{V^0}} \frac{e}{f_{V^{0'}}$ kennzeichnet die Photon-Vektormeson-Vertices. Außerdem müssen die $qq\bar{q}\bar{q}$ -Helizitätszustände mit einem Clebsch-Gordan-Koeffizienten entsprechend den Helizitätskombinationen zweier transversaler Photonen gewichtet werden. Insgesamt ergibt sich für $J = 2$:

$$M_{m_{\gamma 1} m_{\gamma 2}} = \sum_{V^0 V^{0'}} g_0 A(V^0 V^{0'}) \frac{e}{f_{V^0}} \frac{e}{f_{V^{0'}}} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 2 \\ m_{\gamma 1} & -m_{\gamma 2} & m_{qq\bar{q}\bar{q}} \end{pmatrix} \cdot \begin{cases} 1 & V^0 = V^{0'} \\ \sqrt{2} & V^0 \neq V^{0'} \end{cases}, \quad (2.42)$$

$$m_{\gamma 1}, m_{\gamma 2} = \pm 1.$$

Dabei muß über alle neutralen Vektormesonpaare summiert werden. Mit Gl. 2.16 folgt daraus die radiative Breite eines $qq\bar{q}\bar{q}$ -Tensors:

$$\Gamma_{R \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{1}{16\pi m_R} \cdot \frac{7}{15} \left| \sum_{V^0 V^{0'}} g_0 A(V^0 V^{0'}) \frac{e}{f_{V^0}} \frac{e}{f_{V^{0'}}} \cdot \begin{cases} 1 & V^0 = V^{0'} \\ \sqrt{2} & V^0 \neq V^{0'} \end{cases} \right|^2. \quad (2.43)$$

Der bei Teilchenidentität anzubringenden Modifikation der Breite wird bereits bei der Bestimmung der $qq\bar{q}\bar{q}$ - VV' -Kopplung Rechnung getragen. Für nichtidentische Vektormesonen existieren zwei verschiedene Graphen, deren Amplituden zueinander orthogonal sind, so daß ein Faktor $\sqrt{2}$ angebracht werden muß.

Um den Beitrag aller übrigen, nicht Zweig-übererlaubten Zerfälle zur totalen Breite zu berücksichtigen, führen Achasov et al. den Parameter a_0 ein, der das Verhältnis der Breiten von unterdrückten zu Zweig-übererlaubten Zerfällen angibt:

$$a_0 = \frac{\Gamma_{tot} - \Gamma_R}{\Gamma_R}, \quad \Gamma_R = \sum_{VV'} \Gamma_{R \rightarrow VV'}. \quad (2.44)$$

Diese Größe kann für jeden $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zustand einen anderen Wert annehmen. Sie ist im 4-Quark-Modell nicht berechenbar, sondern dient als freier Parameter.

Mit $\Gamma_{tot} = \Gamma_R + a_0\Gamma_R$ läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die 2-Photon-Erzeugung eines Vektormesonpaares über eine $J=2$ -Resonanz schreiben als:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow R \rightarrow VV'} = 40\pi \frac{\Gamma_{R \rightarrow \gamma\gamma}(W)\Gamma_{R \rightarrow VV'}(W)}{(m_R^2 - W^2)^2 + (W\Gamma_R(W) + a_0m_R\Gamma_R(m_R))^2} \quad (2.45)$$

Neben a_0 gehen in diesen Wirkungsquerschnitt einige weitere Größen ein, deren Werte nicht genau bestimmt sind und die daher auch als Modellparameter betrachtet werden müssen. Die Kopplungskonstante g_0 , die theoretisch nicht vorhersagbar ist, bestimmen Achasov et al. aus Messungen der Skalare $f_0(975)$ und $a_0(980)$, die sie als 4-Quark-Zustände interpretieren. Das Verfahren ist nicht eindeutig und liefert drei mögliche Werte:

$$\frac{g_0^2}{4\pi} = 9.3 \text{ GeV}^2; \quad \frac{g_0^2}{4\pi} = 16.4 \text{ GeV}^2; \quad \frac{g_0^2}{4\pi} = 21.4 \text{ GeV}^2. \quad (2.46)$$

Da die vom MIT-bag-Modell vorhergesagten Massen nur als Richtwerte zu verstehen sind, können auch sie in begrenztem Ausmaß variiert werden.

Der aus Gl. 2.45 berechnete Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ ist in Abb. 2.13 für drei verschiedene a_0 -Werte dargestellt. Der einzige zu diesem Prozeß beitragende 4-Quark-Zustand ist der Isovektor $C_\pi(36, 2^+)$ (s. Tab. 2.2).

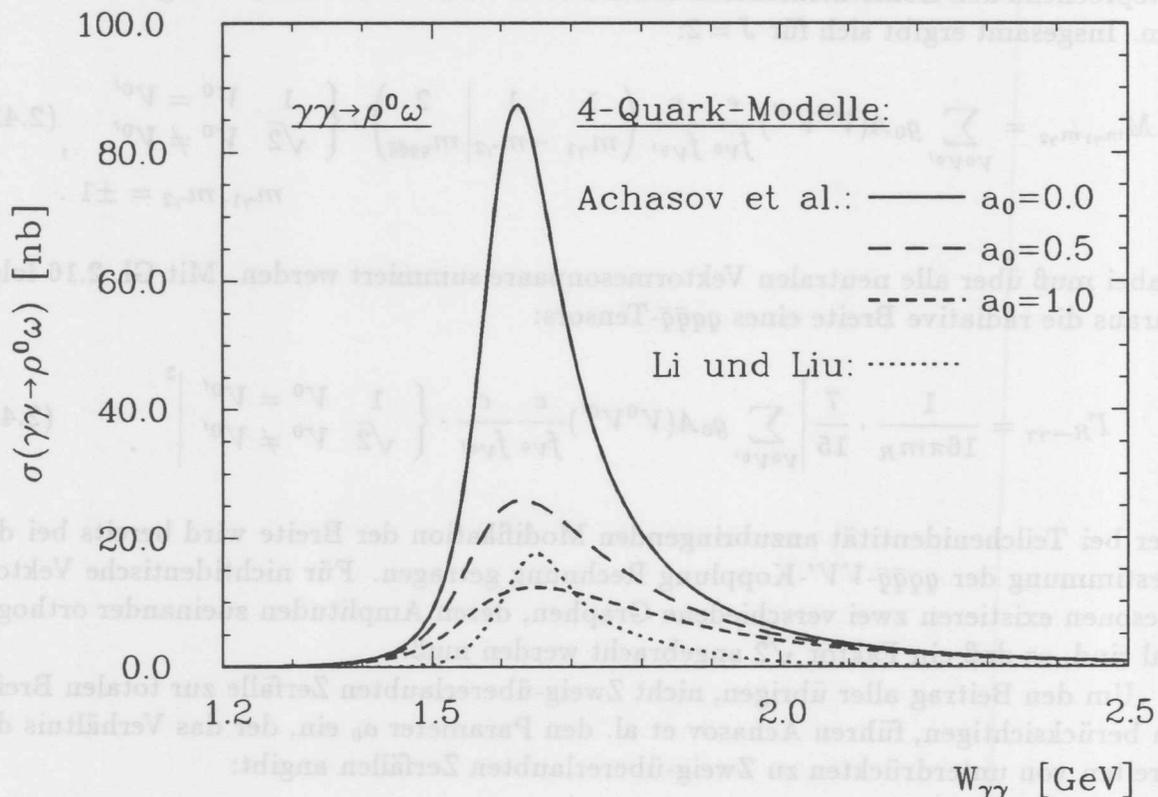


Abbildung 2.13: Vorhersagen für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ im 4-Quark-Modell. Für die Vorhersagen nach Achasov et al. wurde $m_R = 1.65 \text{ GeV}$ und $\frac{g_0^2}{4\pi} = 16.4 \text{ GeV}^2$ gesetzt. Die Vorhersage von Li und Liu nimmt eine 20 %-Mischung mit einer radialen a_2 -Anregung an.

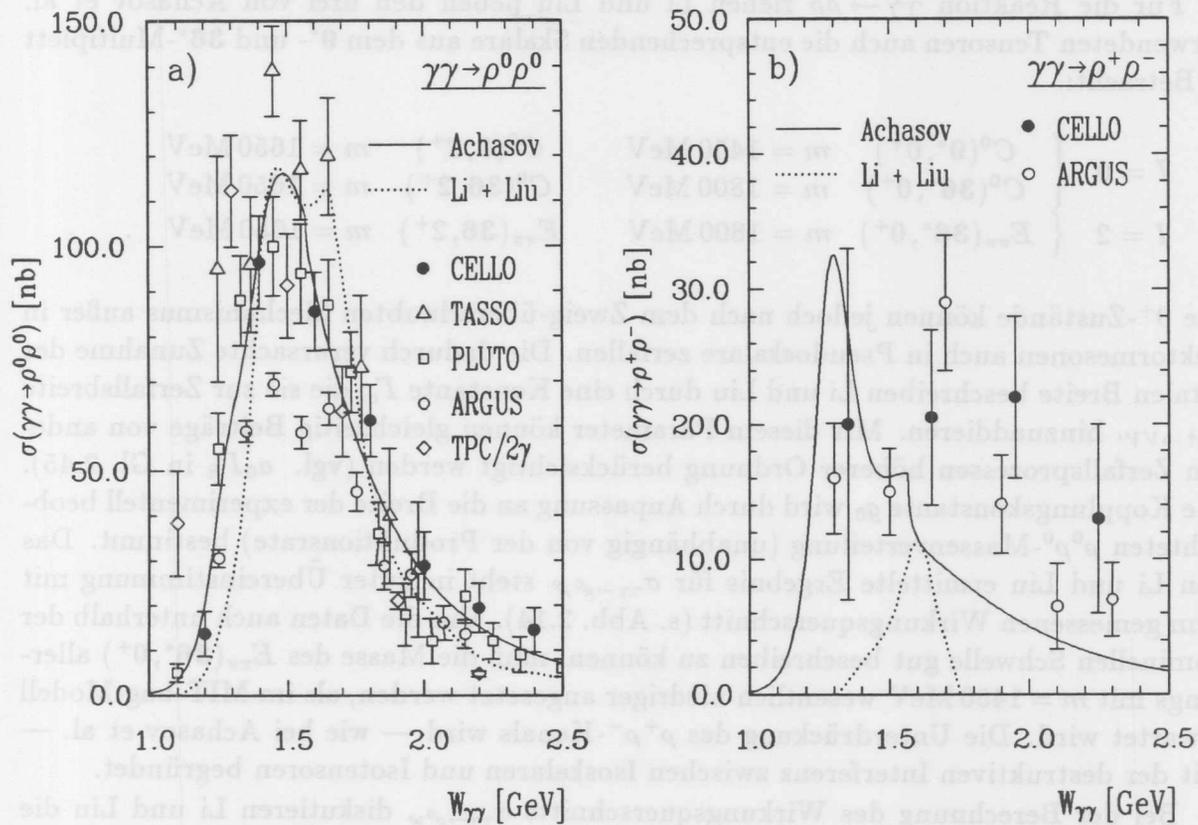


Abbildung 2.14: Vorhersagen für den Wirkungsquerschnitt der Reaktionen a) $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ und b) $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ im 4-Quark-Modell. Die für die Vorhersagen von Achasov et al. benutzten Parameter sind: $\frac{g_2^2}{4\pi} = 19.7 \text{ GeV}^2$, $m_R = 1.4 \text{ GeV}$ und $a_0 = 0.65$ für alle drei $qq\bar{q}\bar{q}$ -Tensoren. Zusätzlich wird das $f_2(1273)$ berücksichtigt. Li und Liu setzen die Massen der 4-Quark-Zustände auf $m_{2^+} = 1.65 \text{ GeV}$, $m_{0^+,9^+} = 1.4 \text{ GeV}$ und $m_{0^+,36^+} = 1.45 \text{ GeV}$. Für die Zerfälle $0^+ \rightarrow VV'$ veranschlagen sie $\Gamma_c = 130 \text{ MeV}$.

Wenn der Endzustand VV' über mehrere 4-Quark-Tensoren erzeugt werden kann, ist Gl. 2.45 nicht anwendbar. Statt dessen müssen die Amplituden für die einzelnen Resonanzbeiträge kohärent addiert werden. Dieser Fall liegt bei der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$ vor, die entweder über die Isoskalare $C^0(\mathbf{9}, 2^+)$ und $C^0(\mathbf{36}, 2^+)$ oder über den Isotensor $E_{\pi\pi}(\mathbf{36}, 2^+)$ ablaufen kann. Dabei ist die zwischen den verschiedenen 4-Quark-Zuständen auftretende Interferenz für den Kanal $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ konstruktiv, für den Kanal $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ (wegen der unterschiedlichen Resonanzbreiten allerdings nicht vollständig) destruktiv. Außer den 4-Quark-Zuständen berücksichtigen Achasov et al. noch zusätzlich das $f_2(1273)$. Insgesamt läßt sich mit diesem Modell — wie Abb. 2.14 zeigt — der experimentell beobachtete Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ gut beschreiben und die Unterdrückung von $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-}$ qualitativ nachvollziehen.

Die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren über 4-Quark-Zustände wurde auch von Li und Liu [45] untersucht. Genau wie Achasov et al. verwenden sie die vom MIT-bag-Modell vorhergesagten Zustände und koppeln diese über Vektormesondominanz an Photonen. Mit ihrem Amplitudenansatz, der die Polarisations- und Vierervektoren der beteiligten Photonen und Vektormesonen beinhaltet, berücksichtigen sie die dynamische Struktur der $qq\bar{q}\bar{q}-VV'/\gamma\gamma$ -Vertices.

Für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$ ziehen Li und Liu neben den drei von Achasov et al. verwendeten Tensoren auch die entsprechenden Skalare aus dem $\mathbf{9}^*$ - und $\mathbf{36}^*$ -Multipllett in Betracht:

$$\begin{array}{l}
 I = 0 \\
 I = 2
 \end{array}
 \left\{
 \begin{array}{ll}
 C^0(\mathbf{9}^*, 0^+) & m = 1450 \text{ MeV} \\
 C^0(\mathbf{36}^*, 0^+) & m = 1800 \text{ MeV} \\
 E_{\pi\pi}(\mathbf{36}^*, 0^+) & m = 1800 \text{ MeV}
 \end{array}
 \right.
 \begin{array}{ll}
 C^0(\mathbf{9}, 2^+) & m = 1650 \text{ MeV} \\
 C^0(\mathbf{36}, 2^+) & m = 1650 \text{ MeV} \\
 E_{\pi\pi}(\mathbf{36}, 2^+) & m = 1650 \text{ MeV}
 \end{array}
 .$$

Die 0^+ -Zustände können jedoch nach dem Zweig-übererlaubten Mechanismus außer in Vektormesonen auch in Pseudoskalare zerfallen. Die dadurch verursachte Zunahme der totalen Breite beschreiben Li und Liu durch eine Konstante Γ_c , die sie zur Zerfallsbreite $\Gamma_{0^+ \rightarrow \gamma\gamma}$ hinzuaddieren. Mit diesem Parameter können gleichzeitig Beiträge von anderen Zerfallsprozessen höherer Ordnung berücksichtigt werden (vgl. $a_0\Gamma_R$ in Gl. 2.45). Die Kopplungskonstante g_0 wird durch Anpassung an die Breite der experimentell beobachteten $\rho^0\rho^0$ -Massenverteilung (unabhängig von der Produktionsrate) bestimmt. Das von Li und Liu ermittelte Ergebnis für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ steht in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wirkungsquerschnitt (s. Abb. 2.14). Um die Daten auch unterhalb der nominellen Schwelle gut beschreiben zu können, muß die Masse des $E_{\pi\pi}(\mathbf{36}^*, 0^+)$ allerdings mit $m = 1450$ MeV wesentlich niedriger angesetzt werden, als im MIT-bag-Modell erwartet wird. Die Unterdrückung des $\rho^+\rho^-$ -Kanals wird — wie bei Achasov et al. — mit der destruktiven Interferenz zwischen Isoskalaren und Isotensoren begründet.

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ diskutieren Li und Liu die Möglichkeit, daß der Iovektor $C_\pi(\mathbf{36}, 2^+)$ mit einem benachbarten, gleiche Quantenzahlen aufweisenden $q\bar{q}$ -Zustand mischen kann, beispielsweise mit einer radialen a_2 -Anregung, die bei einer Masse von ≈ 1.8 GeV mit einer Breite von ≈ 200 – 400 MeV erwartet wird. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ kann dadurch — falls das $\rho^0\omega$ -Verzweigungsverhältnis dieses Zustandes klein ist — deutlich reduziert werden. Für die in Abb. 2.13 eingezeichnete Vorhersage wurde eine Mischung von 20% angenommen.

2.3.4 Weitere Modelle

Neben dem Faktorisierungsansatz und dem 4-Quark-Modell kamen in den vergangenen Jahren eine Vielzahl weiterer Ideen auf, mit denen eine Beschreibung der Vektormeson-Paarproduktion und insbesondere eine Erklärung der in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ beobachteten Anomalie versucht wurde.

2.3.4.1 Resonanzen

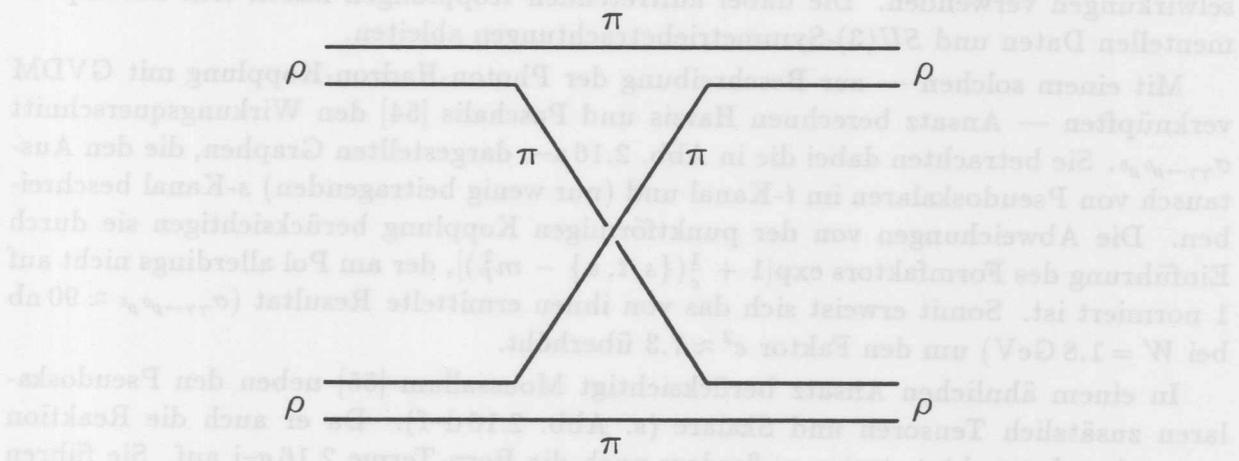
Die naheliegendste Interpretation einer Erhöhung im Wirkungsquerschnitt ist die Existenz einer einzelnen Resonanz. Die nach den ersten $\rho^0\rho^0$ -Messungen in diesem Sinne konzipierten Modelle sind in Tab. 2.3 aufgeführt. Einige von den dabei vorgeschlagenen Resonanzen wurden als Kandidaten für exotische 2-Gluon-Zustände ("glueballs") betrachtet. Durch Mischung mit $q\bar{q}$ -Zuständen kann die kleine $\gamma\gamma$ -Kopplung eines glueballs erhöht werden. Die Abwesenheit eines entsprechenden Signals im Kanal $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ wird für den 0^- - und 2^- -Zustand durch Paritätserhaltung erklärt, ist aber unabhängig davon auch mit bestehenden Vorstellungen über Gluonium-Zerfälle verträglich [50].

Autoren	m [MeV]	Γ [MeV]	$(I^G)J^{PC}$	Interpretation
Layssac, Renard [46]	1600	100	$(0^+)0^{-+}$	glueball (mit η, η' gemischt)
Godbole, Sarma [47]	1450–1550	100–150	$(0^+)0^{++}$	glueball
Goldberg, Weiler [48]	1660	200	$(0^+)2^{-+}$	$l=2$ orbitale η -Anregung
Minami [49]	1890	600	$(0^+)2^{++}$	glueball

Tabelle 2.3: Einfache $\rho\rho$ -Resonanzmodelle

Der inzwischen bekannte Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$, der ca. 5 mal kleiner als $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ ist [27–29], steht jedoch im Widerspruch zu diesen Modellen. Da ein Isoskalar doppelt so oft, ein (exotischer) Isotensor immerhin noch halb so oft in geladene wie in neutrale ρ -Paare zerfällt, sind Erklärungen durch *einzelne* Resonanzen heute experimentell ausgeschlossen. Die Unterdrückung des $\rho^+\rho^-$ -Kanals kann jedoch — wie es z.B. im 4-Quark-Modell geschieht — als Interferenzeffekt zwischen *zwei* (oder mehreren) Isospin-Zuständen mit $I=0$ und $I=2$ verstanden werden. Minami weist darauf hin, daß auch die Existenz einer nichtresonanten $I=2$ -Amplitude, die wesentlich kleiner als die resonante $I=0$ -Amplitude ist, zu einer mit den Daten verträglichen Unterdrückung führen kann [51].

In diesem Zusammenhang ist ein von Ueda [52] vorgeschlagenes, auf 4-Pion-Dynamik basierendes Resonanzschema erwähnenswert. Ueda interpretiert den in der Reaktion $\bar{p}n \rightarrow 3\pi^-2\pi^+$ beobachteten Zustand $\zeta(1480) \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ [53] als $\rho\rho$ -Resonanz, die durch wechselseitigen Pionenaustausch zwischen den ρ 's gebunden ist (s. Abb. 2.15). Mit diesem Formalismus werden gleichzeitig ein Isoskalar und ein Isotensor mit $m = 1.48$ GeV und $J^P = 2^+$ vorhergesagt. Die Anwendung dieses Modelles auf die 2-Photon-Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$ wäre aufschlußreich.

Abbildung 2.15: $\rho\rho$ -Resonanzschema nach Ueda

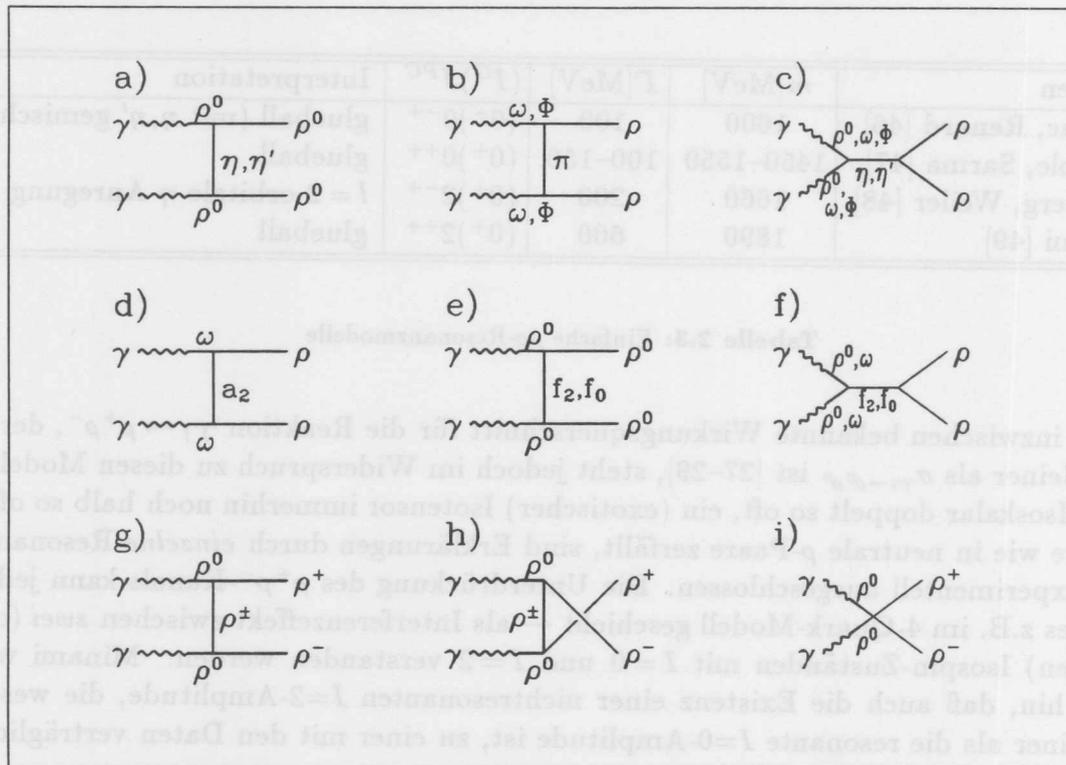


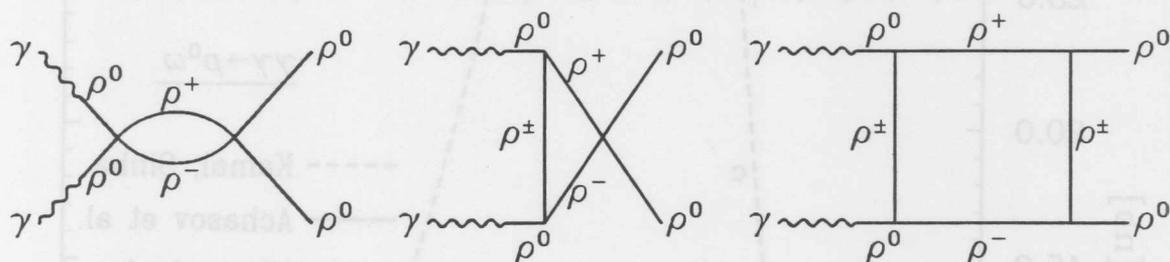
Abbildung 2.16: Mesonaustauschprozesse in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$: a-c) Austausch von Pseudoskalaren, d-f) Austausch von Tensoren und Skalaren, g-i) Born-Graphen.

2.3.4.2 Austauschprozesse

Vor der Postulierung neuer Resonanzen sollte jedoch geprüft werden, inwieweit die Daten durch konventionelle Austauschprozesse beschrieben werden können [35]. In Ermangelung einer Methode, die diese Prozesse auf fundamentale Quark-Gluon-Wechselwirkungen zurückführt, kann man eine effektive Lagrange-Dichte für Meson-Meson-Wechselwirkungen verwenden. Die dabei auftretenden Kopplungen lassen sich aus experimentellen Daten und $SU(3)$ -Symmetriebetrachtungen ableiten.

Mit einem solchen — zur Beschreibung der Photon-Hadron-Kopplung mit GVDM verknüpften — Ansatz berechnen Hatzis und Paschalis [54] den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$. Sie betrachten dabei die in Abb. 2.16 a-c dargestellten Graphen, die den Austausch von Pseudoskalaren im t -Kanal und (nur wenig beitragenden) s -Kanal beschreiben. Die Abweichungen von der punktförmigen Kopplung berücksichtigen sie durch Einführung des Formfaktors $\exp[1 + \frac{1}{c}(\{s, t, u\} - m_p^2)]$, der am Pol allerdings nicht auf 1 normiert ist. Somit erweist sich das von ihnen ermittelte Resultat ($\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0} \approx 90$ nb bei $W = 1.8$ GeV) um den Faktor $e^2 \approx 7.3$ überhöht.

In einem ähnlichen Ansatz berücksichtigt Moussallam [55] neben den Pseudoskalaren zusätzlich Tensoren und Skalare (s. Abb. 2.16 d-f). Da er auch die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ betrachtet, treten außerdem noch die Born-Terme 2.16 g-i auf. Sie führen dazu, daß der Wirkungsquerschnitt für geladene ρ -Paare den für neutrale ρ -Paare deutlich übersteigt. Allerdings stellt Moussallam eine destruktive Interferenz zwischen dem f_2 -Austausch im s -Kanal (Graph 2.16 f) und den Born-Graphen 2.16 g-i fest. Um sie zu verstärken, erhöht er die $f_2\rho\rho$ -Kopplung um 50%. Des weiteren führt er für die Born-

Abbildung 2.17: $\rho^0\rho^0$ -Erzeugung durch Born-Diagramme höherer Ordnung

Amplituden eine minimale Unitarisierung durch, die nur die Zustände $\gamma\gamma$, $\rho^0\rho^0$ und $\rho^+\rho^-$ berücksichtigt, aber alle anderen offenen Mesonkanäle ($\pi\pi$, $K\bar{K}$, ...) vernachlässigt. Mit diesem Vorgehen kann er den gemessenen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\rho^0}$ annähernd reproduzieren und das Verhältnis $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^+\rho^-}/\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\rho^0}$ auf $\approx \frac{1}{2}$ herunterdrücken. Allerdings kann eine quantitativ befriedigende Übereinstimmung mit den Daten auch unter diesen etwas fragwürdigen Annahmen nicht erzielt werden.

Eventuell können die Born-Terme durch Korrekturen höherer Ordnung (s. Abb. 2.17) zur Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ beitragen. Eine Kalkulation dieses Effektes wurde von Prudden [56] versucht. Er mußte jedoch feststellen, daß aufgrund der starken $\rho\rho$ -Kopplung die Diagramme mit Schleifen wesentlich größere Amplituden liefern als die Diagramme mit einfacher Baumstruktur, so daß ein derartiger Störungsansatz nicht durchführbar ist.

Auch Achasov et al. haben für Reaktionen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ Austauschprozesse berechnet, um den konventionellen "Untergrund" zu dem vom 4-Quark-Modell vorhergesagten Wirkungsquerschnitt abzuschätzen [57,42]. Zu diesem Zweck betrachten sie nur den 1-Pion-Austausch (bzw. für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K^{0*}\bar{K}^{0*}$ den 1-Kaon-Austausch) im t - und u -Kanal. Da hadronische 2-Teilchen-Reaktionen mit der punktförmigen Kopplung des elementaren OPE-Modells erfahrungsgemäß nicht gut beschrieben werden, verwenden Achasov et al. den Formfaktor

$$F(s, \{t, u\}) = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_\pi(t)} e^{B(\{t, u\} - m_\pi^2) - \frac{i\pi\alpha_\pi(t)}{2}}, \quad (2.47)$$

mit dem sie explizit die in der Regge-Theorie erwartete s -, t - und u -Abhängigkeit einführen ("reggeised Born term"). $\alpha_\pi(t)$ bezeichnet dabei die Pion-Trajektorie. Der sich damit ergebende OPE-Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ ist in Abb. 2.18 für zwei verschiedene Steigungen B skizziert. Die Größenordnung des Wirkungsquerschnitts für andere Kanäle läßt sich aus dem Verhältnis der $V\pi\gamma$ -Kopplungen ($g_{\rho\pi\gamma}/g_{\omega\pi\gamma} \approx 1/3$) abschätzen:

$$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\omega\omega}^{OPE} \approx 5\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}^{OPE} \approx 40\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^+\rho^-}^{OPE} \approx 80\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\rho^0}^{OPE}. \quad (2.48)$$

Bei der Erzeugung von ρ -Paaren spielt der Pionenaustausch offensichtlich keine Rolle. Für die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ und $\gamma\gamma \rightarrow K^{0*}\bar{K}^{0*}$, die aufgrund von Interferenzeffekten keinen meßbaren Beitrag durch 4-Quark-Resonanzen aufweisen sollten, erwarten Achasov et al. jedoch einen nennenswerten OPE- (bzw. OKE-)Wirkungsquerschnitt.

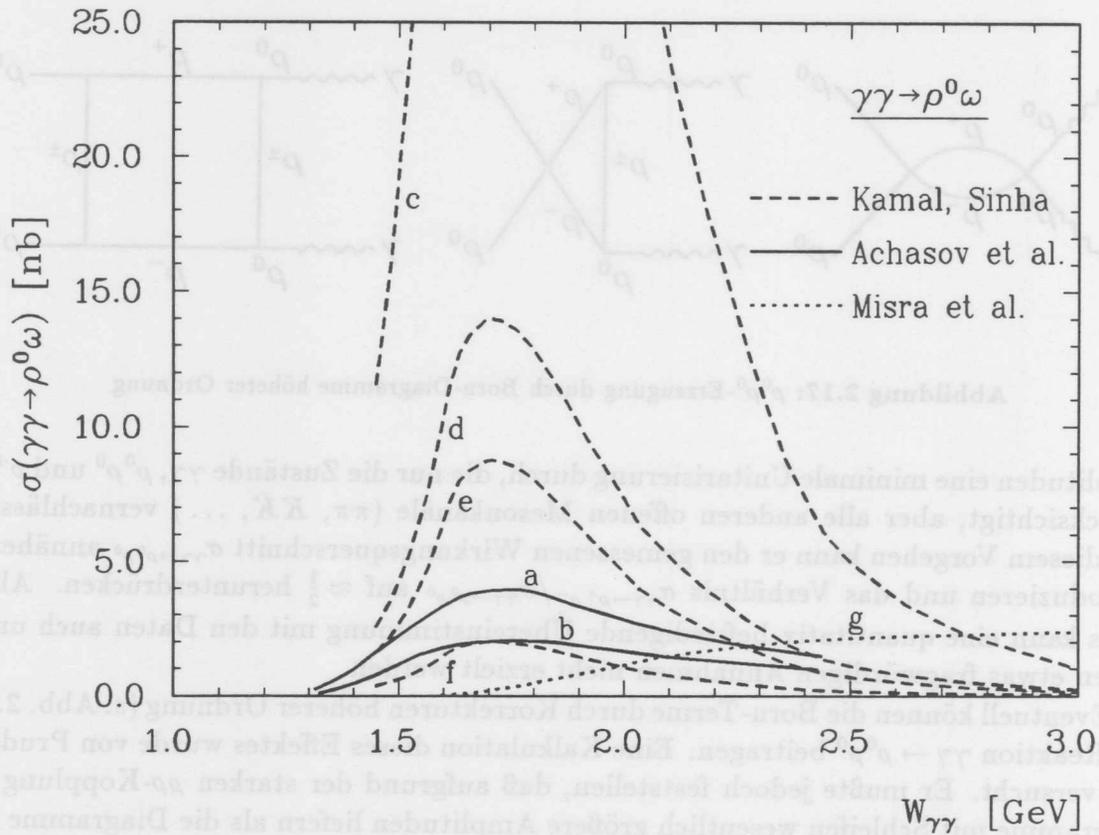


Abbildung 2.18: Vorhersagen für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$. OPE-Austausch nach Achasov et al.: a) $B=0.5 \text{ GeV}^{-2}$, b) $B=1 \text{ GeV}^{-2}$, Regge-Austausch nach Kamal und Sinha: c) $\beta_\eta = 0.15$, $g_{\omega\eta\gamma} = 0.379 \text{ GeV}^{-1}$, $g_{\rho\eta\gamma} = 0.645 \text{ GeV}^{-1}$ (Maximalwert: 63 nb bei 1.7 GeV), d) $\beta_\eta = 0.15$, $g_{\omega\eta\gamma} = 0.12 \text{ GeV}^{-1}$, $g_{\rho\eta\gamma} = 0.527 \text{ GeV}^{-1}$, e) $\beta_\eta = 0.4$, Kopplungen wie c, f) $\beta_\eta = 0.4$, Kopplungen wie d. Für alle vier Kurven gilt $\beta_\pi = 2$. Quark-Modell nach Misra et al.: g) diffraktive Streuung als 4-Fermion-Punktwechselwirkung.

Kamal und Sinha [58] haben den Ansatz von Achasov et al. aufgegriffen. Statt Einführung des Formfaktors 2.47 schlagen sie zur Modifikation des elementaren OPE-Modells eine Amplitude vom Veneziano-Typ vor. Damit beschreiben sie — im Sinne der Regge-Theorie — den Austausch nicht nur eines einzelnen Pols, sondern einer gesamten, unendlich viele Pole enthaltenden Trajektorie. Neben der π -Trajektorie berücksichtigen sie zusätzlich die η -Trajektorie. Ihr Amplitudenansatz enthält einen Parameter β , der die Position der Nullstellen auf der positiven t -Achse festlegt und für große, negative Impulsüberträge die t -Abhängigkeit ($\propto |t|^{-\beta}$) bestimmt. Kamal und Sinha nehmen an, daß er für eine gegebene Trajektorie bei allen Reaktionen gleich ist und benutzen ihn als frei wählbaren Modellparameter. Die Vorhersage für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ ist in Abb. 2.18 für verschiedene β_π/β_η -Kombinationen und $V\eta\gamma$ -Kopplungen¹³ mit eingezeichnet. Der hohe Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ und sein Verhältnis zu $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-}$ sind im Rahmen dieses Modelles nicht erklärbar (vgl. Gl. 2.48).

¹³Die von Kamal und Sinha benutzten $V\eta\gamma$ -Kopplungen wurden aus radiativen Zerfällen photoproduzierter Vektormesonen ($\gamma N \rightarrow VN \rightarrow \eta\gamma N$) bestimmt. Die Annahme von konstruktiver oder destruktiver Interferenz zwischen ρ und ω führt zu verschiedenen Ergebnissen für $g_{\omega\eta\gamma}$ und $g_{\rho\eta\gamma}$ [59].

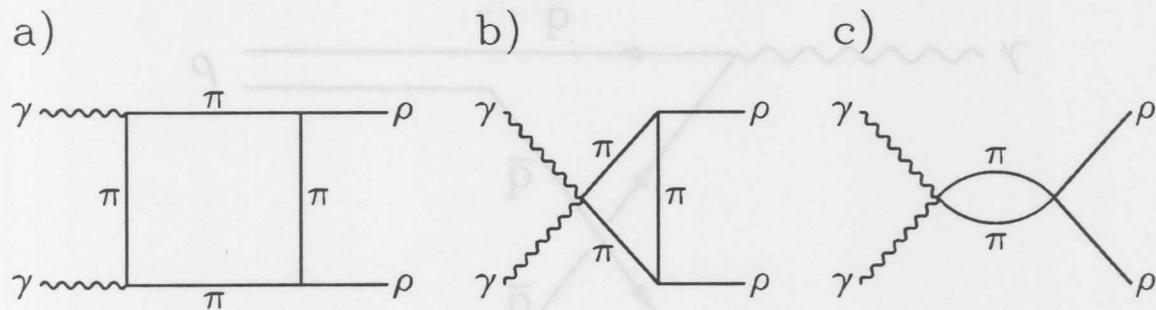


Abbildung 2.19: $\rho^0\rho^0$ -Erzeugung über Pionschleifen. Die Diagrammtypen niedrigster Ordnung sind: a) Box-Diagramm, b) einfaches Seagull-Diagramm, c) doppeltes Seagull-Diagramm.

Moran, Nussinov und Yennie [60] haben die 2-Photon-Erzeugung von ρ^0 -Paaren über Pionschleifen untersucht. Sie betrachten die in Abb. 2.19 gezeigten Diagramme niedrigster Ordnung und berücksichtigen außerdem die durch nichtresonante Pionproduktion auftretenden Interferenzeffekte. Da sie die Amplituden nur an der Schwelle berechnen, können sie keine Angaben über die W -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts machen. Ihr Ergebnis lautet:

$$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\rho^0}^{\text{Schwelle}} = \beta \cdot 147.5 \text{ nb} , \quad (2.49)$$

wobei β die Geschwindigkeit der auslaufenden ρ^0 's im Schwerpunktsystem der Reaktion bezeichnet.¹⁴ Somit kann dieser Mechanismus einen signifikanten Anteil zum beobachteten Wirkungsquerschnitt beitragen. Für eine Unterdrückung der geladenen ρ -Paare liefert dieses Modell jedoch keine Argumente, sondern die Autoren erwarten von einer Berechnung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^+\rho^-}$ ein ähnliches Resultat.

2.3.4.3 Quark-Modell und QCD

In einer weiteren Kategorie von Modellen wird versucht, die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonen mit Hilfe ihrer Substruktur zu erklären. Einer dieser Ansätze (von Misra et al.) basiert auf einem relativistischen Quarkmodell, das eine feldtheoretische Darstellung mit Quarkfeldoperatoren und einem speziellen Lorentz boost-Schema benutzt, um Hadronen in Bewegung durch Wellenfunktionen auszudrücken [61]. Mit diesem Formalismus läßt sich das — ursprünglich als *ad hoc*-Hypothese eingeführte — Konzept der Vektormesondominanz auf das Quarkmodell zurückführen [62]. Diffraktive Streuung verstehen die Autoren als eine 4-Fermion-Punktwechselwirkung, die sie durch einen phänomenologischen Hamilton-Operator beschreiben [63].

Eine auf dieser Grundlage durchgeführte Berechnung der diffraktiven Erzeugung von Vektormesonpaaren [64] führt zu Wirkungsquerschnitten, die monoton mit der Energie ansteigen und oberhalb $\approx 5 \text{ GeV}$ einen asymptotischen Wert erreichen. Für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ beträgt $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}^{\text{asympt}} = 3.1 \text{ nb}$ (s. Abb. 2.18 g), für die $\rho^0\rho^0$ -Erzeugung ergibt sich — im Widerspruch zu den experimentellen Daten — $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\rho^0}^{\text{asympt}} = 26.6 \text{ nb}$. Die Autoren

¹⁴Diese Definition von β ist nicht eindeutig, da die ρ^0 's aufgrund ihrer Breite unterschiedliche Geschwindigkeiten aufweisen können. Unter Berücksichtigung der ρ^0 -Massenverteilung erhält man an der Schwelle im Mittel $\beta \approx 0.3$.

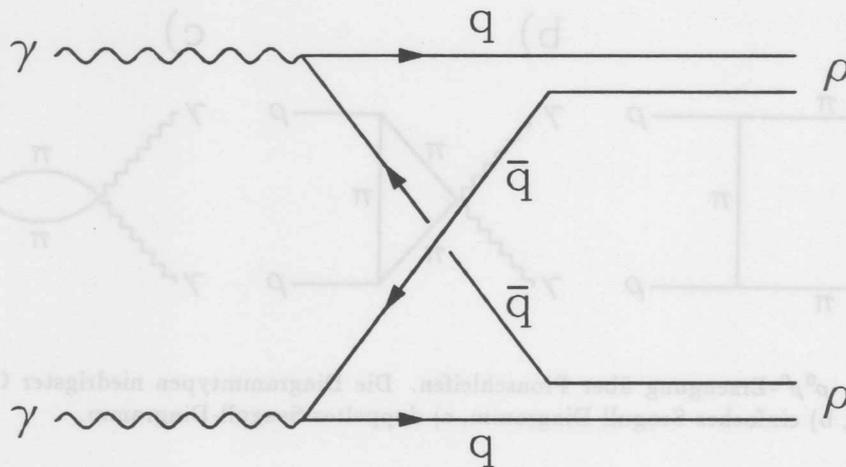


Abbildung 2.20: $\rho^0\rho^0$ -Erzeugung im Quark-Interchange-Modell.

vermuten, daß bei der 2-Photon-Erzeugung von leichten Vektormesonen in der Nähe der Schwelle nichtdiffraktive Prozesse dominieren.

Aus diesem Grunde haben Biswal und Misra [65] für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ einen anderen Produktionsmechanismus vorgeschlagen, bei dem sich die erzeugten $q\bar{q}$ -Paare überkreuz zu ρ^0 -Mesonen neu arrangieren ("quark-interchange", s. Abb. 2.20). Neben der punktförmigen Quark-Photon-Kopplung geht in die Amplitude die ρ^0 -Wellenfunktion ein, die formal ein Integral über die Quark- und Antiquark-Erzeugungsoperatoren darstellt und implizit die auftretenden Quark-Wechselwirkungen beinhaltet. Der von den Autoren ermittelte Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ zeigt an der Schwelle eine ausgeprägte Erhöhung, die in der Größenordnung der experimentell bestimmten Werte liegt. Das erwartete Verhältnis $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0} / \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-}$ geben Biswal und Misra mit $\frac{25}{4}$ an.

Es wurde jedoch darauf hingewiesen [6,66], daß bei einer korrekten Berechnung der Flavour-Anteile $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0} / \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-} = \frac{25}{32}$ betragen müßte und das Quark-Interchange-Modell die beobachtete $\rho^+\rho^-$ -Unterdrückung daher nicht erklären kann. Darüberhinaus hat Maas [66] den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ mit diesem Modell ebenfalls berechnet. Statt der Wellenfunktion von Misra verwendet er Bethe-Salpeter-Amplituden. Sein Ergebnis ($\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0} < 3 \text{ nb}$) steht in krassem Widerspruch zu den oben zitierten Rechnungen.¹⁵

Eine weitere, noch zu diskutierende Möglichkeit zur Vorhersage von Wirkungsquerschnitten ist die QCD-Störungsrechnung. Sie wird üblicherweise auf Prozesse mit hohen Impulsüberträgen angewendet, kann aber auch Resonanzproduktion mit niedrigen Impulsüberträgen beschreiben, wenn die beteiligten Hadronen schwere Quarks enthalten. In diesem Fall nimmt die 1-Gluon-Austausch-Korrektur in der Nähe der Schwelle die Form einer nichtrelativistischen Coulomb-Korrektur an [67]. Brodsky et al. [68] gehen davon aus, daß dieses — zwischen QCD-Störungstheorie und Resonanzproduktion duale

¹⁵Maas stellt fest, daß die Höhe des von Biswal und Misra errechneten Wirkungsquerschnittes auf zwei Ursachen zurückzuführen ist: 1. Biswal und Misra ordnen den Quarks im ρ -Meson eine feste Energie $E = \frac{m_\rho}{2}$ zu. Dadurch führen sie in den Wirkungsquerschnitt an der Schwelle eine Singularität ein. 2. Für den Impulsanteil der ρ^0 -Wellenfunktion setzen sie fälschlicherweise eine nichtrelativistische Normierungsbedingung an.

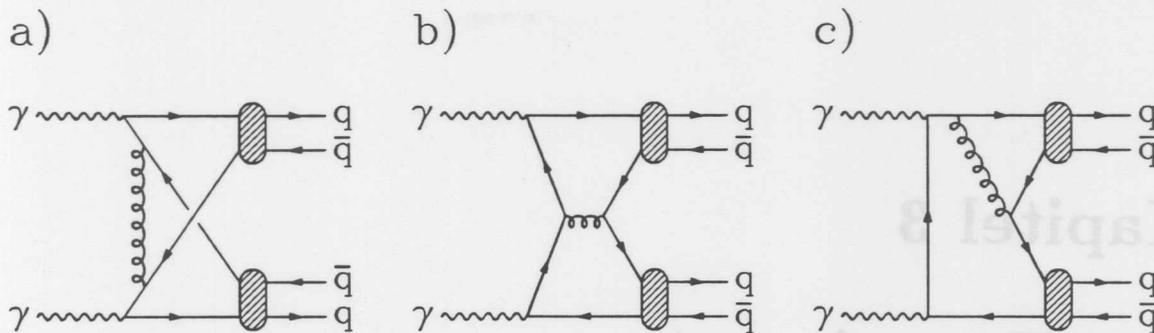


Abbildung 2.21: QCD-Diagramme für nichtdiffraktive 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren: a) Quark-Interchange, b) Formation, c) Bremsstrahlung.

— Bild auch für Mesonen mit leichten Quarks annähernd gültig ist. Für die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow VV'$, die diffraktiv stattfinden können, erwarten sie jedoch große Beiträge durch Multi-Gluon-Austausch. Brodsky et al. beschränken sich daher auf die Behandlung der nichtdiffraktiven Prozesse $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$, $K^{*+}K^{*-}$ und $K^{*0}\bar{K}^{*0}$. Dazu berechnen sie die in Abb. 2.21 dargestellten Graphen, wobei für jedes (durch eine schraffierte Blase gekennzeichnete) Quarkpaar im Endzustand der Coulomb-Korrekturfaktor eingebracht werden muß. Das auf diese Weise für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-}$ ermittelte Ergebnis liegt in derselben Größenordnung wie der gemessene Wirkungsquerschnitt.

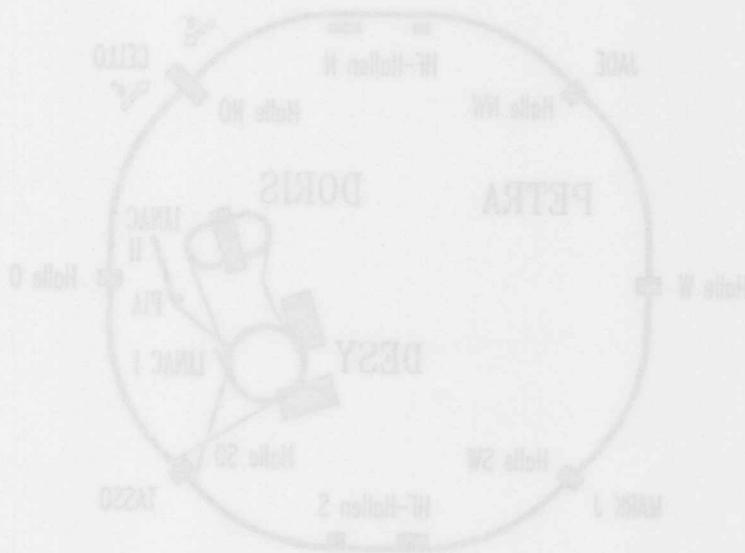


Abbildung 2.1: Speicherring PETRA mit Vorbeschleunigern

Abb. 2.1 gibt einen Überblick über PETRA und die dazugehörigen Vorbeschleunigeranlagen. Vom Linearbeschleuniger LINAC I werden Elektronen mit einer Energie von 400 MeV in das Synchrotron DESY eingeschossen. Dort werden sie auf 7 GeV beschleunigt und dann in PETRA injiziert. Im Linearbeschleuniger LINAC II werden Elektronen elektromagnetische Strahlung. Die dabei entstehenden Positionen werden

Kapitel 3

Das Experiment

3.1 Der Speicherring PETRA

Die Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage PETRA wurde im September 1978 fertiggestellt. Während des achtjährigen Experimentierbetriebes konnten e^+e^- -Reaktionen bei Schwerpunktsenergien von 17–46.7 GeV untersucht werden. In dieser Zeit führten die bei PETRA installierten Experimente Messungen zur Quantenchromodynamik, Quantenflavourdynamik, 2-Photon-Physik und zur Suche nach neuen Teilchen durch.

Nach Beendigung des Experimentierbetriebes am 3. November 1986 begann der Umbau PETRAS für die zukünftige Aufgabe als Vorbeschleuniger des Elektron-Proton-Speicherringes HERA.

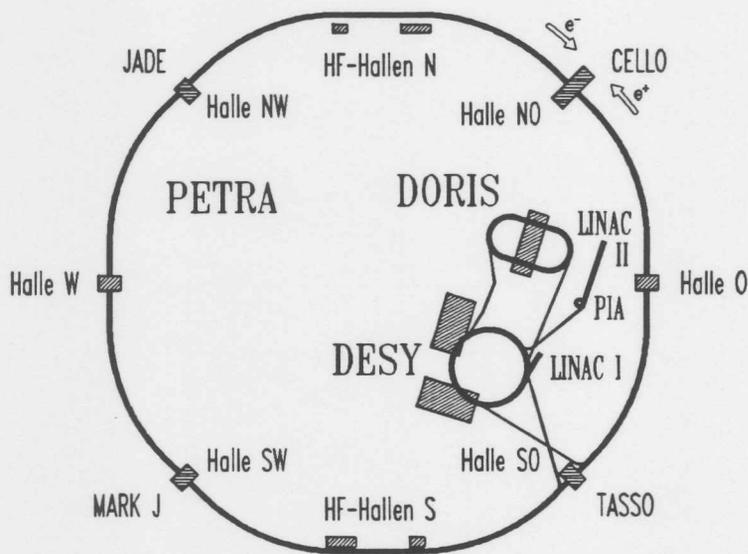


Abbildung 3.1: Speicherring PETRA mit Vorbeschleunigungsanlagen

Abb. 3.1 gibt einen Überblick über PETRA und die dazugehörigen Vorbeschleunigungsanlagen. Vom Linearbeschleuniger LINAC I werden Elektronen mit einer Energie von 400 MeV in das Synchrotron DESY eingeschossen. Dort werden sie auf 7 GeV beschleunigt und dann in PETRA injiziert. Im Linearbeschleuniger LINAC II erzeugen Elektronen elektromagnetische Schauer. Die dabei entstehenden Positronen werden

<u>Abmessungen</u>	Umfang	2304 m	
	Bahnkrümmungsradius	192 m	
	Länge der Beschleunigungsstrecken	108 m	
	Länge der Experimentierstrecken	64.8 m	
<u>HF-System</u>	Hochfrequenz	500 MHz	
	Leistung	5 MW	
	Klystrons	10	
	Resonatoren	56	
<u>Energie</u>	Einschußenergie	7 GeV	
	Strahlenergie	17.5 GeV	
	Energieverlust/Umlauf	42 MeV	
	Energieunschärfe	30 MeV	
<u>Strahl- eigenschaften</u>	Lebensdauer	6 h	
	Teilchenbündel	2 + 2	
	Ausdehnung	horiz. σ_x	0.5 mm
		vert. σ_y	0.12 mm
		long. σ_z	20 mm
	Anfangsstrom (im Luminositätsbetrieb)	$4 \times 5.5 - 4 \times 6$ mA	
max. instantane Luminosität	$2.4 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$		

Tabelle 3.1: PETRA Maschinenparameter (Stand 1986)

in einem kleinen Speicherring, dem Positron-Intensitätsakkumulator PIA, angereichert und ebenfalls über DESY nach PETRA weitergeleitet.

56 Hochfrequenzresonatoren beschleunigen in PETRA die Elektronen und Positronen auf ihre Endenergie und kompensieren die durch Synchrotronstrahlung auftretenden Energieverluste. Die Strahlen werden durch ein System von Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagneten geführt und fokussiert.

Die Elektronen und Positronen laufen in jeweils zwei Teilchenbündeln gegensinnig im gleichen Ring. An den vier Wechselwirkungspunkten stehen Detektoren zur Untersuchung der e^+e^- -Reaktionen. Die den Experimenten zur Verfügung stehende Länge beträgt 9 m und ist begrenzt durch die Mini-Beta-Quadrupolmagnete, die zur Erhöhung der Luminosität den Strahl auf einen möglichst kleinen Querschnitt im Wechselwirkungspunkt bündeln.

Die transversale Polarisierung, die sich im strahlführenden Magnetfeld eines Speicherringes in Verbindung mit der Synchrotronstrahlung einstellt, wird durch depolarisierende Effekte (Maschinenresonanzen, Strahl-Strahl-Wechselwirkungen, Solenoid-Magnetfelder der Detektoren) wieder zerstört, so daß die Elektronen und Positronen im normalen Experimentierbetrieb bei PETRA keine nennenswerte Polarisierung aufweisen.

Die wichtigsten technischen Parameter des PETRA-Speicherringes sind in Tab. 3.1 zusammengestellt. Eine ausführlichere Beschreibung findet man in [69].

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten wurden mit dem CELLO-Detektor im Zeitraum von Februar bis Oktober 1986 aufgenommen. Die Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 86.0 \text{ pb}^{-1}$.

3.2 Der CELLO-Detektor

3.2.1 Überblick

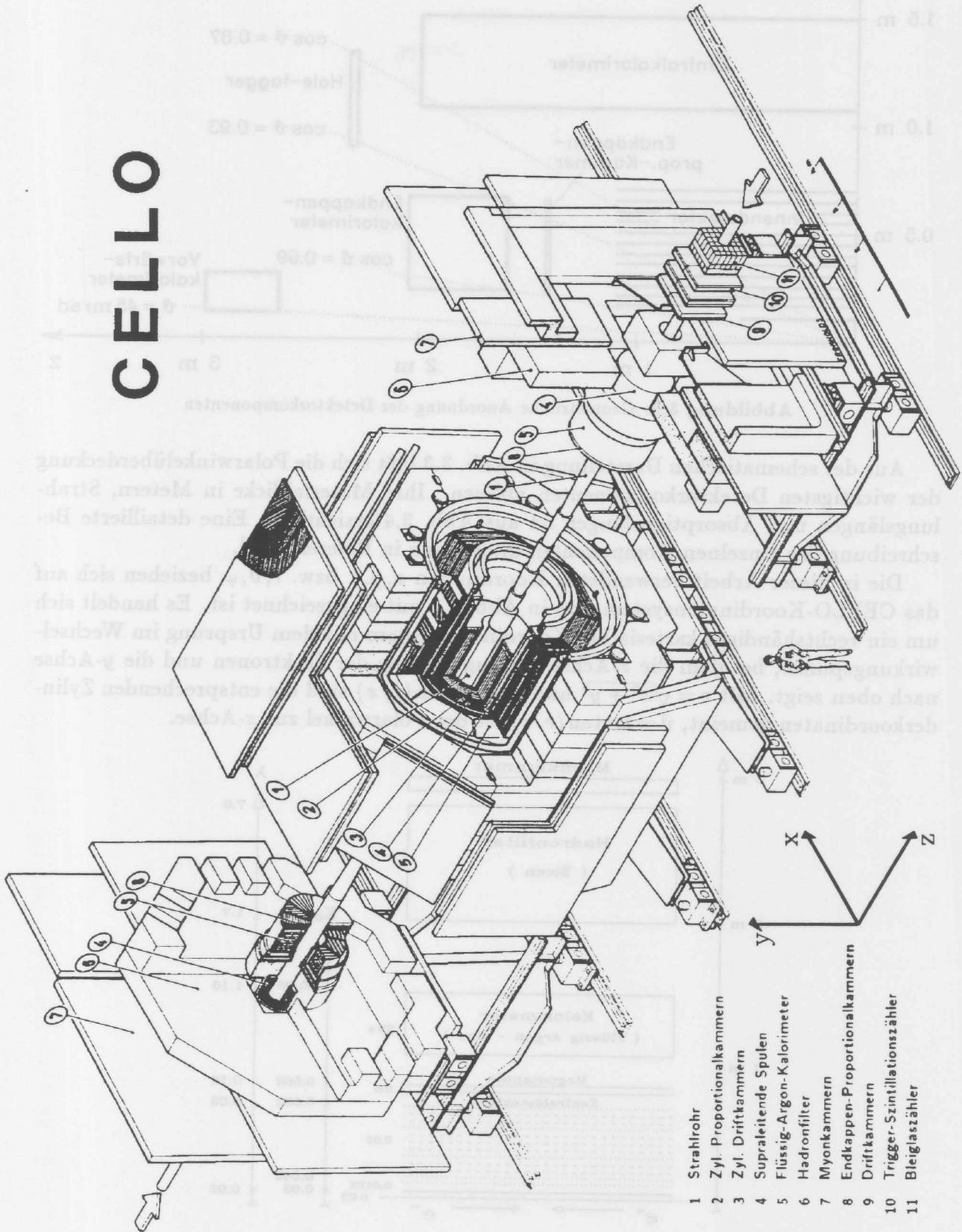
CELLO ist ein magnetischer 4π -Detektor, der für eine gute Messung und Identifikation von Photonen, Leptonen und Hadronen fast über den gesamten Raumwinkelbereich konzipiert wurde. Er steht in der Nordosthalle des PETRA-Speicherringes, wo er — im Wechsel mit dem PLUTO-Detektor — von März 1980 bis Oktober 1986 Daten nahm. CELLO wurde von einer deutsch-französischen Kollaboration gebaut und zuletzt von den folgenden Instituten betrieben:

Deutsches Elektronensynchrotron DESY, Hamburg
 University of Glasgow, Großbritannien
 II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg
 Kernforschungszentrum Karlsruhe und Universität Karlsruhe
 Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München
 Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay, Frankreich
 Laboratoire de Physique Nucléaire et Hautes Energies, Université de Paris, Frankreich
 Università di Roma und Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Italien
 Centre d'Etudes Nucléaires, Saclay, Frankreich
 Tel Aviv University, Israel.

Der Aufbau des CELLO-Detektors ist in Abb. 3.2 im dreidimensionalen Aufriß dargestellt. Seine Hauptbestandteile sind:

- ein Aluminiumstrahlrohr mit einer Dicke von $0.03 X_0$,
- die Strahlrohrkammer, bestehend aus zwei Lagen gegeneinander versetzter Driftrohre,
- der zylindrische Innendetektor, der sich aus 5 Proportionalkammern und 7 Driftkammern zusammensetzt,
- die ebenen Endkappen-Proportionalkammern, die den Innendetektor an seinen Endflächen mit je zwei Lagen pro Seite abschließen,
- die $0.5 X_0$ dicke supraleitende Spule, die ein Magnetfeld von 1.3 T erzeugt,
- das zentrale Flüssigargon-Blei-Kalorimeter mit einer Tiefe von $20 X_0$,
- das Endkappen-Flüssigargon-Blei-Kalorimeter mit einer Tiefe von $21 X_0$,
- die als "Hole tagger" bezeichnete Blei-Szintillator-Kombination, die die Lücke zwischen Zentralteil und Endkappenteil des Kalorimeters abdeckt,
- die aus Szintillatoren und Bleiglasblöcken aufgebauten Vorwärtsschauerzähler,
- das 80 cm dicke Eisenjoch der Spule, das gleichzeitig als Hadronfilter dient,
- die 30 großflächigen ebenen Proportionalkammern, die außerhalb des Magneteisens zum Nachweis von Myonen bestimmt sind.

CELLO



- 1 Strahlrohr
- 2 Zyl. Proportionalkammer
- 3 Zyl. Driftkammer
- 4 Supraleitende Spulen
- 5 Flüssig-Argon-Kalorimeter
- 6 Hadronfilter
- 7 Myonkammer
- 8 Endkappen-Proportionalkammer
- 9 Driftkammer
- 10 Trigger-Szintillationszähler
- 11 Bleiglaszähler

Abbildung 3.2: Der CELLO-Detektor

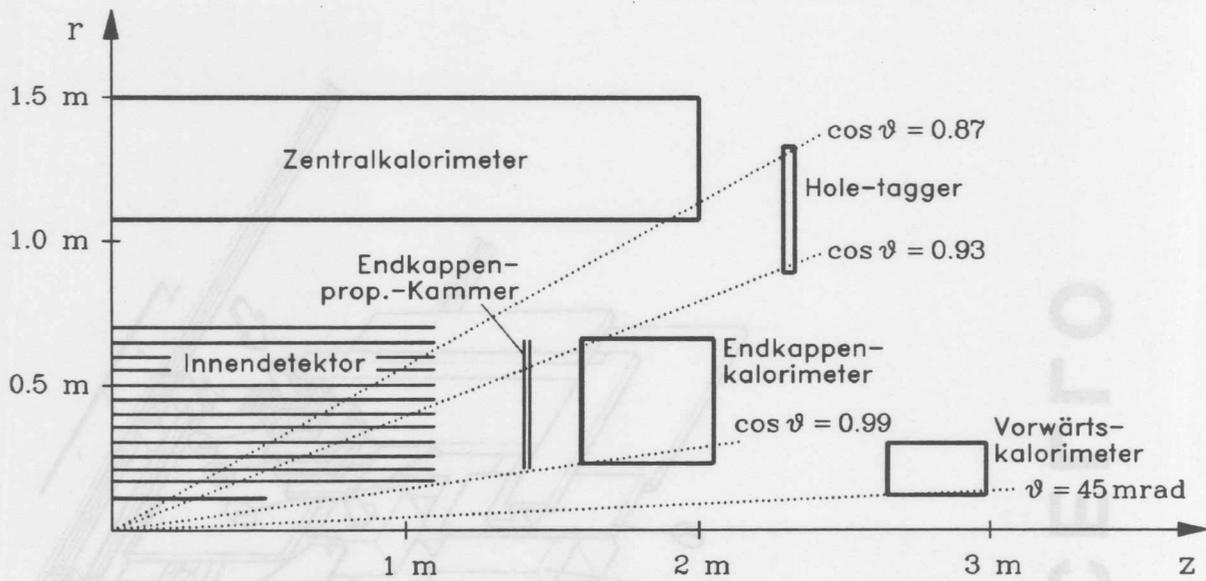


Abbildung 3.3: Geometrische Anordnung der Detektorkomponenten

Aus der schematischen Darstellung in Abb. 3.3 läßt sich die Polarwinkelüberdeckung der wichtigsten Detektorkomponenten ablesen. Ihre Materialdicke in Metern, Strahlungslängen und Absorptionslängen ist aus Abb. 3.4 ersichtlich. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten findet man in Referenz [70].

Die in dieser Arbeit verwendeten Koordinaten x, y, z bzw. r, ϑ, φ beziehen sich auf das CELLO-Koordinatensystem, das in Abb. 3.2 mit eingezeichnet ist. Es handelt sich um ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem mit dem Ursprung im Wechselwirkungspunkt, bei dem die z -Achse in Flugrichtung der Elektronen und die y -Achse nach oben zeigt. Mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ und $\varphi = \arctan(y/x)$ sind die entsprechenden Zylinderkoordinaten gemeint, $\vartheta = \arctan(r/z)$ ist der Polarwinkel zur z -Achse.

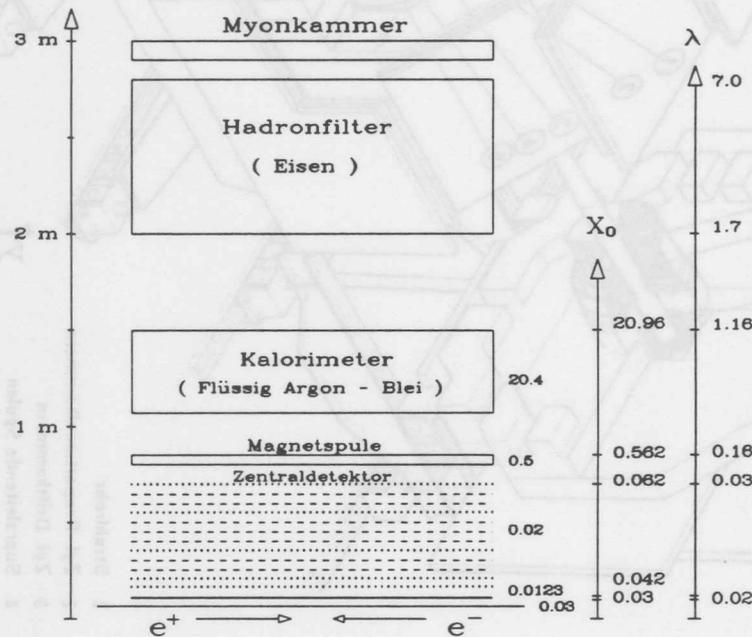


Abbildung 3.4: Materialdicke der Detektorkomponenten

3.2.2 Die Spurmessung

3.2.2.1 Das Prinzip

Für die meisten Analysen an e^+e^- -Speicherringen ist die Messung der Impulse einzelner Teilchen von besonderer Bedeutung. Vor allem die Massenauflösung von Resonanzen ist stark von der Qualität dieser Messung abhängig.

Bei geladenen Teilchen geschieht die Impulsbestimmung über die Messung der Teilchenspuren in einem homogenen, parallel zur Strahlachse gerichteten Magnetfeld. Die Teilchen bewegen sich aufgrund der Lorentzkraft auf einer Helix, deren Projektion auf die $r\varphi$ -Ebene (= Ebene senkrecht zur Strahlachse) eine Kreisbahn darstellt. Die zur Strahlachse transversale Impulskomponente p_T (in GeV) ergibt sich für elektrisch einfach geladene Teilchen aus dem Krümmungsradius R (in m) des Kreises und der Magnetfeldstärke B (in T) nach der Beziehung

$$p_T = 0.3 \cdot B \cdot R . \quad (3.1)$$

In der rz -Projektion ist die Teilchenbahn in erster Näherung eine Gerade, deren Neigungswinkel ϑ zur Strahlachse für die Bestimmung des Impulsbetrages p benötigt wird:

$$p = \frac{p_T}{\sin \vartheta} . \quad (3.2)$$

Die Extrapolation der Spur auf den Wechselwirkungspunkt liefert die Richtung des Teilchens an seinem Ursprungsort.

Die Genauigkeit der Impulsmessung wird durch zwei verschiedene Effekte begrenzt. Der durch Ungenauigkeiten in der Ortsmessung hervorgerufene relative Impulsfehler ist gegeben durch

$$\left(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}\right)_{\text{Ort}} = \frac{p_T \sigma_x \sqrt{A_N}}{0.3 B L^2} \quad (3.3)$$

mit σ_x = Ortsauflösung der Kammern, B = Magnetfeld, L = auf die $r\varphi$ -Ebene projizierte Spurlänge (vom innersten zum äußersten Meßpunkt), A_N = ein Verteilung und Anzahl der Meßpunkte beschreibender statistischer Faktor. Die Einheiten sind m, GeV, T. Der Fehler nimmt linear mit dem Transversalimpuls p_T zu.

Der durch Coulomb-Vielfachstreuung im Detektor verursachte Fehler ist für relativistische Teilchen mit $\beta \simeq 1$ konstant:

$$\left(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}\right)_{\text{VS}} = \frac{0.016 \sqrt{X}}{0.3 B \beta L} \quad (3.4)$$

mit X = Dicke des von der Spur auf der Länge L durchlaufenen Detektormaterials in Strahlungslängen.

Für den CELLO-Detektor ergibt sich aus beiden Beiträgen eine relative Impulsauflösung von

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{(0.96\% p_T)^2 + (0.847\%)^2} . \quad (3.5)$$

Der Fehler des durch Extrapolation der Spur rekonstruierten Ursprungsortes des Teilchens beträgt

$$\sigma_{Vtx} \simeq 300 \mu . \quad (3.6)$$

3.2.2.2 Der Innendetektor

Die für die Spurmessung wichtigste Komponente ist der zylindrische Innendetektor. Er befindet sich zwischen Strahlrohr und Magnetspule und hat eine Länge von 2.2 m sowie einen Radius von 0.75 m. Sein Aufbau ist in Abb. 3.5 schematisch dargestellt. 2 Strahlrohrkammern, 7 Driftkammern und 5 Proportionalkammern bilden ein System sich umschließender Hohlzylinder. Ihre 6688 Signaldrähte und 3936 Potentialdrähte sind alle parallel zur Strahlachse gespannt. Während die Strahlrohr- und Driftkammern zur Präzisionsmessung der $r\varphi$ -Spurkoordinaten benutzt werden, messen die Proportionalkammern auch die rz -Koordinaten. Außerdem liefern sie (zusammen mit 2 Driftkammern) die Eingangssignale für den Spurtrigger. In Tab. 3.2 sind verschiedene geometrische Daten und Parameter der einzelnen Kammern zusammengestellt.

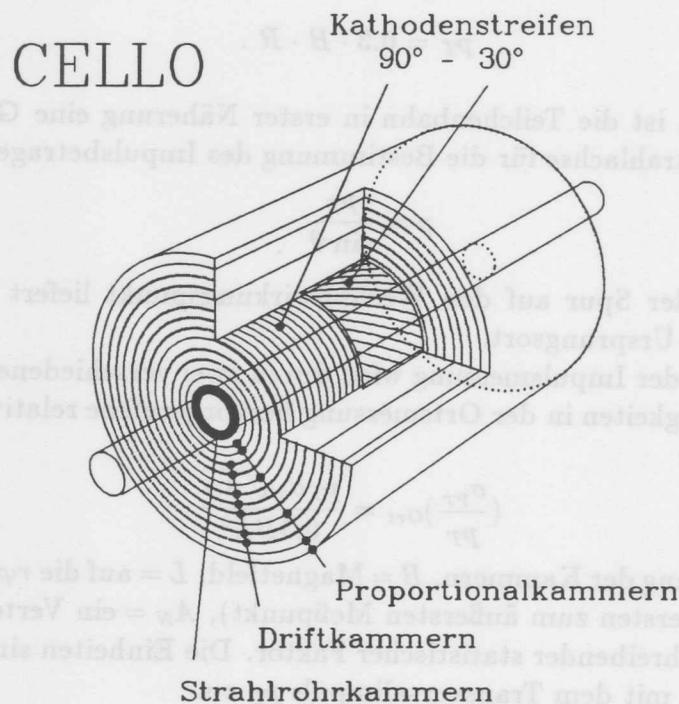


Abbildung 3.5: Der Innendetektor

Als **Strahlrohrkammern** dienen zwei Lagen von je 128 dünnwandigen Aluminiumrohren, die parallel zur Strahlachse außen auf das Strahlrohr montiert sind. Sie werden als Driftröhrchen betrieben und erreichen eine Ortsauflösung von $\approx 180 \mu$. Ihr Einbau wurde 1982 nachträglich vorgenommen. Die Verlängerung des Hebelarmes L (siehe Gl. 3.3) führte zu einer Verbesserung der Transversalimpulsauflösung, die Verringerung der Extrapolationslänge zu einer Verbesserung der Vertexpulsauflösung auf die in Gl. 3.5 und 3.6 angegebenen Werte. Eine detaillierte Beschreibung der Strahlrohrkammern findet man in [71].

In den **Driftkammern** wird — wie auch in den Driftröhren der Strahlrohrkammern — die Zeitdifferenz zwischen dem Signal vom Vorverstärker und einem zum e^+e^- -Strahldurchgang um eine feste Zeitspanne verzögerten Signal gemessen. Daraus kann die Laufzeit der Elektronenlawine in der Driftzelle bestimmt werden. Bei bekannter

Kammer	Typ	Trigger		Radius [cm]	Drähte	Draht- abstand [mm]	Kathoden	
		r_φ	r_z				90°	30°
1	Dr-rohr			10.9	128	(5.35)	-	-
2	Dr-rohr			11.37	128	(5.58)	-	-
3	Prop	×	×	17.0	512	2.09	252	256
4	Prop	×	×	21.0	512	2.58	228	256
5	Drift			25.5	104	15.41	-	-
6	Drift			30.4	128	14.92	-	-
7	Prop	×	×	35.7	1024	2.19	366	512
8	Drift			40.2	168	15.03	-	-
9	Drift	×		45.1	192	14.76	-	-
10	Drift			50.0	208	15.10	-	-
11	Prop	×	×	55.3	1536	2.26	420	768
12	Drift	×		59.8	256	14.68	-	-
13	Drift			64.7	256	15.88	-	-
14	Prop	×	×	70.0	1536	2.86	494	768

Tabelle 3.2: Geometrische Daten des Innendetektors

Weg-Driftzeit-Beziehung erhält man dann den Abstand, unter dem das Teilchen den Signaldraht passiert hat.

Um die Vielfachstreuung in den Kammern gering zu halten und möglichst wenig Material zu verwenden, benutzt CELLO eine offene Driftzellenstruktur, bei der benachbarte Signaldrähte jeweils durch ein Triplet von Potentialdrähten elektrostatisch getrennt werden (siehe Abb. 3.6). Die geringe Zellbreite von 15 mm erlaubt den Betrieb bei hohen Magnetfeldstärken und ermöglicht eine gute Doppelspurauflösung. Die über alle Kammern gemittelte Ortsauflösung wurde mit Höhenstrahlungsmyonen auf $\sigma_{r_\varphi} \simeq 170 \mu$ bestimmt [72].

Die Drift- und Strahlrohrkammern benutzen als Gas Argon/Äthan im Mischungsverhältnis 1:1 bei Atmosphärendruck.

Jede der 5 **Proportionalkammerlagen** besteht aus zwei Zylinderoberflächen im Abstand von 8 mm, zwischen denen die Anodendrähte gespannt sind. Die beiden Oberflächen sind mit ca. 4.5 mm breiten Kathodenstreifen beschichtet, die mit den in Strahlrichtung liegenden Anodendrähten einen Winkel von 30° bzw. 90° bilden.

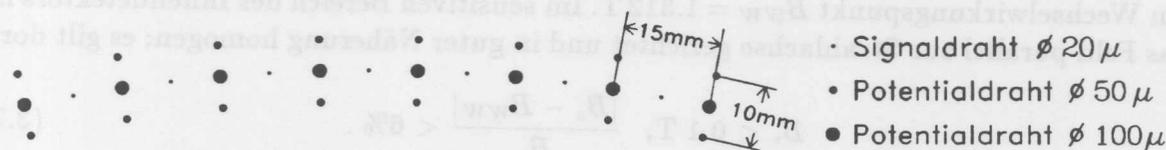


Abbildung 3.6: Die Driftzellenstruktur

Aus der Korrelation der getroffenen Anodendrähte mit den angesprochenen 30°- und 90°-Kathodenstreifen können die Spurkoordinaten dreidimensional rekonstruiert werden. Die $r\varphi$ -Auflösung ist mit $\sigma_{r\varphi} = \frac{d}{\sqrt{12}}$ durch den Drahtabstand d gegeben, der je nach Kammer zwischen 2.09 und 2.86 mm liegt. Die Analogauslese der Kathoden ermöglicht die Messung der auf den Kathodenstreifen induzierten Ladung. Durch Errechnung von Ladungsschwerpunkten läßt sich eine rz -Auflösung von $\sigma_{rz} \simeq 440 \mu$ erreichen.

Die in den Proportionalkammern verwendete Gasmischung besteht aus 80 % Argon, 20 % Isobutan und 0.18 % Freon.

3.2.2.3 Die Endkappen-Proportionalkammern

Eine zusätzliche Nachweismöglichkeit für in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung fliegende Teilchen bilden die ebenen Endkappen-Proportionaldrahtkammern, die den zylindrischen Innendetektor an seinen Endflächen abschließen. Ihre sensitiven Flächen überdecken einen (auf die Strahlachse bezogenen) Winkelbereich von 153–428 mrad. Auf jeder Seite befinden sich zwei Kammerlagen mit zueinander senkrechter Drahtrichtung. Jede Lage besteht aus zwei halbringförmigen Einzelkammern.

Die Anodendrähte sind in einem Abstand von 2.5 mm gespannt. Da jeweils zwei benachbarte Drähte elektronisch zusammengeschaltet sind, läßt sich die Koordinate senkrecht zur Drahtrichtung mit einer Auflösung von $\sigma_{x/y} = \frac{5 \text{ mm}}{\sqrt{12}} = 1.4 \text{ mm}$ messen. Die Bestimmung der anderen Koordinate geschieht mit der jeweils anderen Kammerlage, ist jedoch bei Berücksichtigung der Kathodeninformationen mit geringerer Genauigkeit auch innerhalb einer Lage alleine möglich.

Jede Drahtebene liegt zwischen zwei unterschiedlich segmentierten Kathodenebenen. Die erste Kathodenfläche ist gleichmäßig in 64 radiale Sektoren aufgeteilt, von denen jeder einen Azimutwinkel von $(\frac{180}{32})^\circ = 5.6^\circ$ überdeckt. Die zweite Kathodenfläche besteht aus konzentrischen Ringen unterschiedlicher Breite. Ihre Radien sind durch Projektion der 90°-Kathoden des Innendetektors vom Wechselwirkungspunkt auf die Kathodenfläche definiert. Diese Einteilung ermöglicht die Integration der Endkappenkammer-Kathoden in den Spurtrigger.

3.2.2.4 Der Magnet

Das Magnetfeld wird durch eine supraleitende, mit flüssigem Helium gekühlte NbTi-Spule erzeugt. Sie hat einen Radius von 80 cm und eine Länge von 3.5 m. Die in Supraleitern erreichbare hohe Stromdichte ermöglicht den Aufbau eines starken Magnetfeldes mit nur wenig Spulenmaterial und damit vergleichsweise geringer Beeinträchtigung der Energieauflösung des sich hinter der Spule befindlichen Kalorimeters. Die Dicke der CELLO-Spule (inkl. Kryostat und Isoliermaterial) entspricht 0.5 Strahlungslängen bzw. 0.13 Absorptionslängen. Bei einer Stromstärke von 2950 A beträgt die Magnetfeldstärke am Wechselwirkungspunkt $B_{WW} = 1.312 \text{ T}$. Im sensitiven Bereich des Innendetektors ist das Feld parallel zur Strahlachse gerichtet und in guter Näherung homogen; es gilt dort:

$$B_r < 0.1 \text{ T}, \quad \frac{|B_z - B_{WW}|}{B_z} < 6\%. \quad (3.7)$$

Außerhalb des Innendetektors werden die Feldlinien durch ein 80 cm starkes Eisenjoch zurückgeführt, das gleichzeitig als Hadronfilter dient.

3.2.3 Die Energiemessung

3.2.3.1 Das Prinzip

Die üblichen Verfahren zur Messung von Teilchenenergien beruhen darauf, daß das Teilchen seine kinetische Energie durch Wechselwirkungen mit dem Kalorimetermaterial möglichst vollständig abgibt. Ein Teil der so im Kalorimeter deponierten Energie ist mit physikalischen Vorgängen verbunden, die meßtechnisch erfaßbar sind (z.B. Ionisation, Čerenkovlicht) und mit einer entsprechenden Kalibration den Rückschluß auf die ursprüngliche Gesamtenergie des Teilchens ermöglichen.

Bei der Energiemessung von Elektronen und Photonen wird durch Bildung elektromagnetischer Schauer die Tiefe, bis zu der Energie deponiert wird, verkürzt. Das läßt eine kompakte Bauweise des Kalorimeters zu, ohne daß nennenswerte Leckraten in Kauf genommen werden müssen.

Diese zwei Funktionen — die Umsetzung der Energiedeposition in meßbare Vorgänge einerseits sowie die Auslösung elektromagnetischer Schauer andererseits — können in einem elektromagnetischen Kalorimeter entweder durch ein einziges oder durch zwei verschiedene Materialien übernommen werden. Beide Möglichkeiten kommen im CELLO-Detektor zur Anwendung:

- Die unter kleinen Winkeln zur Strahlachse aufgestellten Vorwärtszähler bestehen aus Bleiglasblöcken, in denen die Elektronen und Positronen des elektromagnetischen Schauers Čerenkovlicht emittieren, welches über Photomultiplier in elektrische Impulse umgesetzt wird.
- Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus abwechselnden Lagen von Blei und flüssigem Argon. Neben der elektromagnetischen Schauerbildung haben die Bleilagungen die Funktion von Elektroden, über die — wie bei einer Ionisationskammer — die im Argon durch Ionisation freigesetzten Hüllenelektronen nachgewiesen werden können. Bei Ausgestaltung einiger Bleilagungen als elektrisch voneinander isolierte Streifen wird die longitudinale Segmentierung durch eine laterale ergänzt, wodurch neben einer zur Teilchenidentifikation notwendigen guten Schauerprofilmessung eine hohe Ortsauflösung erreicht wird.

3.2.3.2 Das elektromagnetische Kalorimeter

Allgemeiner Aufbau. Das elektromagnetische Flüssigargon-Blei-Kalorimeter setzt sich aus einem Zentralteil und zwei Endkappenteilen zusammen (siehe Abb. 3.7). Der sich zwischen Magnetspule und Magneteisen befindliche Zentralteil ist aus 16 Einzelmodulen aufgebaut, die spiegelsymmetrisch zur ($z=0$)-Ebene angeordnet sind und sich mit ihrem trapezförmigen Querschnitt in eine oktagonale Struktur einpassen. Bei einer Gesamtlänge von 4 m überdeckt der Zentralteil 86 % des vollen Raumwinkels. Weitere 7 %, nämlich der Polarwinkelbereich von 130–400 mrad, werden von den beiden Endkappenteilen abgedeckt, die aus je zwei halbringförmigen Einzelmodulen bestehen und in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung das Strahlrohr umschließen. Die im Polarwinkelbereich von 375–525 mrad auftretende Lücke zwischen Endkappen- und Zentralteil wird durch eine Szintillatorfläche mit vorgesetzter dünner Bleilage ("Hole tagger") geschlossen, mit der zwar keine Energiemessung möglich ist, die aber bei Untersuchung exklusiver Endzustände als Veto-Zähler verwendet werden kann.

CELLO

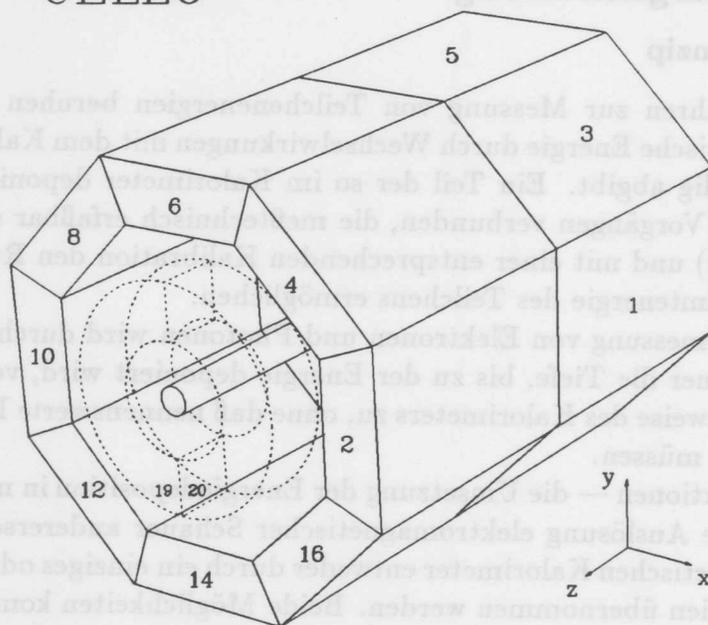


Abbildung 3.7: Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters

Die Zentralmodule. Jedes Zentralmodul hat eine Länge von 2 m und eine Breite von 85 cm in der ersten bzw. 121 cm in der letzten Lage. Die Gesamttiefe von 43 cm entspricht 20 Strahlungslängen bzw. 1 Absorptionslänge. Zwischen den Zentralmodulen und der Strahlachse befinden sich 0.6 Strahlungslängen an Material (Strahlrohr, Innendetektor, Magnetspule).

Jedes Modul läßt sich in der Tiefe in 43 Einzellagen gliedern, die jeweils aus einer Sequenz von

- 1.2 mm starke Bleiplatte
- 3.6 mm flüssiges Argon
- 1.2 mm starke Bleistreifen
- 3.6 mm flüssiges Argon

bestehen (siehe Abb. 3.8). Eine Ausnahme bilden die ersten beiden Einzellagen, die sich aus

- 1 mm kupferkaschierte Epoxydharz-Platte
- 6 mm flüssiges Argon
- 1 mm mit Kupferstreifen kaschierte Epoxydharz-Platte
- 6 mm flüssiges Argon

zusammensetzen. Sie sind für eine Messung des spezifischen Energieverlustes (dE/dx) des eintretenden Teilchens noch vor seinem Anschauen vorgesehen.

Die Streifen liegen relativ zu den Platten auf positiver Hochspannung. Sie sind je nach Lage unter einem Winkel von 0° ("u-Lagen"), 90° ("v-Lagen") oder 45° ("w-Lagen") zur Strahlachse angeordnet (siehe Tab. 3.3 auf Seite 52). Mit diesen drei verschiedenen Orientierungen lassen sich bei mehreren Schauern in einem Modul Ambiguitäten in der Zuordnung der angesprochenen Streifen zueinander vermeiden.

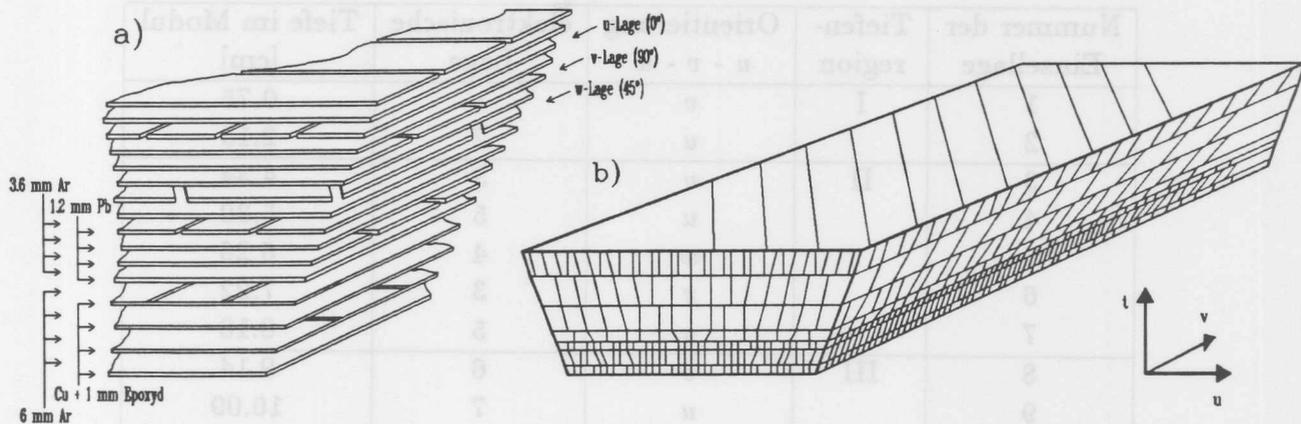


Abbildung 3.8: Aufbau eines Kalorimetermoduls. a) Geometrische Struktur: abwechselnde Lagen von Ar und Cu/Pb-Streifen bzw. -Platten. Das Bild zeigt als vergrößerten Ausschnitt die rechte, vordere, untere Ecke des in b gezeigten Moduls. b) Elektronische Struktur: Zusammenfassung der einzelnen Streifen zu u -Kanälen (Front), v -Kanälen (Seite) und w -Kanälen (oberste Lage).

Bei einer Streifenbreite von 2 cm (+ 3 mm Zwischenraum) in den u - und v -Lagen und 3 cm (+ 2,5 mm Zwischenraum) in den w -Lagen beläuft sich die Zahl der Anodenstreifen auf ca. 3000 pro Zentralmodul. Um die Zahl der auszulesenden Kanäle aus Kostengründen zu beschränken, sind gleichorientierte, in Tiefe und Breite benachbarte Streifen zu insgesamt 576 elektronischen Kanälen zusammengefaßt.

In der Breite wird dabei — im Hinblick auf die mit zunehmender Tiefe größer werdende Schauerausdehnung — in den hinteren Lagen eine gröbere Aufteilung als in den vorderen gewählt. Ebenso werden die senkrecht zur Strahlachse laufenden Streifen bei größeren Polarwinkeln ($\vartheta \rightarrow 90^\circ$) zu kleineren Einheiten zusammengefaßt, um die Winkelauflösung konstant bei 4 mrad zu halten.

In der Tiefe sind die 43 Einzellagen zu 19 elektronischen Lagen zusammengefaßt, wobei auch hier wieder im hinteren Teil des Moduls eine gröbere Aufteilung als im vorderen vorgenommen wurde. Durch Verknüpfung elektronischer Lagen jeweils unterschiedlicher Orientierung lassen sich die Schauerkordinaten für sieben verschiedene Tiefenregionen bestimmen (siehe Tab. 3.3).

Die Endkappen-Module. Jedes Endkappen-Modul hat die Form eines Zylinderhalbringes mit einem Innenradius von $r_i = 23$ cm und einem Außenradius von $r_a = 66$ cm. Die Gesamttiefe von 45,2 cm entspricht 21 Strahlungslängen bzw. 1 Absorptionslänge. Zwischen Endkappen-Modul und Wechselwirkungspunkt befinden sich 2 Strahlungslängen an Material (Strahlrohr, Innendetektor, Aufhängehalterungen).

Trotz der unterschiedlichen äußeren Form ist der innere Aufbau der Endkappen-Module mit dem der Zentralmodule vergleichbar. Von den 45 Einzellagen bestehen die hinteren 42 aus einer Sequenz von

- 1.2 mm starke Bleiplatte
- 4 mm flüssiges Argon
- 1.2 mm starke Bleistreifen
- 4 mm flüssiges Argon.

Nummer der Einzellege	Tiefen- region	Orientierung $u - v - w$	elektronische Lage	Tiefe im Modul [cm]
1	I	v	1	0.75
2		u	2	2.15
3	II	v	3	4.34
4		u	5	5.30
5		w	4	6.26
6		v	3	7.22
7		u	5	8.18
8	III	v	6	9.14
9		u	7	10.09
10		w	8	11.06
11	IV	v	9	12.02
12		u	10	12.98
13		v	9	13.94
14		u	10	14.90
15	V	v	11	15.86
16		u	12	16.82
17		w	13	17.78
18		v	11	18.74
19		u	12	19.70
20		v	11	20.66
21		u	12	21.62
22		v	11	22.58
23		u	12	23.54
24	VI	v	14	24.90
25		u	15	25.86
26		w	16	26.82
27		v	14	27.78
28		u	15	28.74
29		v	14	29.70
30		u	15	30.66
31		v	14	31.62
32		u	15	32.58
33		v	14	33.54
34		u	15	34.50
35	VII	w	17	35.46
36		v	18	36.42
37		u	19	37.38
38		v	18	38.34
39		u	19	39.30
40		v	18	40.26
41		u	19	41.22
42		v	18	42.18
43		u	19	43.14

Tabelle 3.3: Aufbau eines Moduls des Zentralkalorimeters

In den ersten drei, für eine dE/dx -Messung vorgesehenen Lagen werden anstelle der Bleiplatten und -streifen wieder kupferkaschierte Epoxydharzplatten verwendet.

Die Streifen sind je nach Lage horizontal, vertikal oder zirkular angeordnet, in den dE/dx -Lagen auch radial. Durch Zusammenschalten mehrerer gleichorientierter, nebeneinanderliegender oder (vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen) hintereinanderliegender Streifen wird die Zahl der auszulesenden elektronischen Kanäle pro Modul auf 368 begrenzt. 17 verschiedene elektronische Lagen erlauben die Bestimmung der Schauerkoordinaten in 6 verschiedenen Tiefenregionen.

Eigenschaften im Experimentierbetrieb. Um die pro Ereignis anfallende Datenmenge zu reduzieren und um zur Vermeidung längerer Totzeiten die Auslesezeit zu verkürzen, werden von den insgesamt 10668 Kalorimeterkanälen nur diejenigen ausgelesen, deren Signal den Mittelwert ihrer Rauschverteilung ("Pedestal") um mindestens 2 Standardabweichungen überschreitet. Die Breite der Rauschverteilung liegt typischerweise bei $\simeq 2.2$ fC, d.h. der Abschneidewert durch die Nullpunktsunterdrückung bei $\simeq 4.4$ fC. Damit können auch minimalionisierende Teilchen, die pro Kanal eine Ladung von $\simeq 5.2$ fC freisetzen, noch nachgewiesen werden.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für niederenergetische Photonen ist stark von der für die Schauerrekonstruktion verwendeten Software bestimmt (siehe Kap. 4.2.3).

Zur in größeren Zeitabständen vorgenommenen ADC-fC-Kalibration der Elektronik werden Testpulse mit definierter Ladung auf die Vorverstärkereingänge gegeben. Die fC-MeV-Kalibration des Kalorimeters wird mit Bhabha-Ereignissen ($E_{Schauer} =$ Strahlenergie) durchgeführt. Die bei kleinen Energien auftretenden Abweichungen vom linearen Verhalten können mit radiativen Bhabha-Ereignissen, konvertierten Photonen und mit Ereignissen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow \eta' \rightarrow \rho\gamma$ studiert werden (siehe Kap. 4.2.3.3).

Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde mit Testmessungen und Bhabha-Ereignissen für den Zentralteil zu

$$\frac{\sigma_E}{E} = 5\% \oplus \frac{10\%}{\sqrt{E [\text{GeV}]}} \quad (3.8)$$

bestimmt.

3.2.3.3 Das Vorwärtskalorimeter

Die in Vorwärts- (bzw. Rückwärts-)richtung nahe des Strahlrohres installierten Bleiglas-Kalorimeter erfüllen zwei verschiedene Aufgaben:

- **Luminositätsmonitor**
Durch Nachweis von Bhabha-Ereignissen bei kleinen Streuwinkeln kann die Luminosität schon während der Datennahme überwacht werden.
- **Tagging-Vorrichtung für 2-Photon-Reaktionen**
Bei Messung eines (oder beider) aus dem Strahlrohr herausgestreuten Elektronen ("single tag" oder "double tag"-Ereignisse) kann das Quadrat der Masse Q^2 des virtuellen Photons bestimmt werden.

Die beiden Kalorimeter stehen in einer Entfernung von jeweils 2650 mm vom Wechselwirkungspunkt und überdecken den Polarwinkelbereich von 45 bis 110 mrad¹. Sie

¹Das entspricht einem Q^2 -Bereich von ca. 0.5–3.7 GeV².

bestehen aus Bleiglasblöcken, von denen jeweils 10 zu einem Halbring zusammengesetzt sind. Die Blöcke haben eine Tiefe von 33.6 cm bzw. 13 Strahlungslängen.

Ihnen ist eine Ebene von halbringförmigen Szintillatorstreifen vorgelagert, die beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen werden und eine genauere Messung der Schauerkoordinaten (ϑ, φ) erlauben, als dies allein mit der groben Bleiglassegmentierung möglich wäre. Eine dünne Bleischicht ($0.5 X_0$) vor der Szintillatorebene sorgt für ein Aufschauern der Elektronen und führt so zu stärkeren Ausgangssignalen.

Die Energieauflösung des Vorwärtskalorimeters wird hauptsächlich durch zwei Ursachen begrenzt:

- Das Strahlrohr, verschiedene Aufhängehalterungen und Pumpen bilden im Mittel 2 Strahlungslängen an Material, das sich zwischen dem Wechselwirkungspunkt und den Schauerzählern befindet.²
- Aufgrund ihrer relativ geringen Abmessung können vor allem an den seitlichen Rändern der Schauerzähler nicht unerhebliche Leckraten auftreten.

Für elektromagnetische Schauer mit $\vartheta < 90$ mrad und $E = 17.5$ GeV beträgt die Energieauflösung³

$$\frac{\sigma_E}{E} = 14 \% . \quad (3.9)$$

3.2.4 Der Myon-Nachweis

3.2.4.1 Das Prinzip

Die Eigenschaft von Myonen, nicht stark wechselzuwirken und bei Energien unterhalb von ≈ 1000 GeV keine elektromagnetischen Schauer auszulösen, kann zu ihrer Unterscheidung von Hadronen und Elektronen verwendet werden. Das einfachste Prinzip zur Identifikation von Myonen besteht daher in ihrem Nachweis in Kammern, die hinter mehreren Absorptionslängen (und Strahlungslängen) Material angebracht sind. Da eine geringe Wahrscheinlichkeit dafür besteht, daß auch Hadronen das Material passieren, ohne stark wechselzuwirken, oder daß Myonen aus dem isotropen Zerfall abgestopp-ter Pionen ungefähr in der ursprünglichen Richtung weiterfliegen, können vereinzelt Mißidentifikationen auftreten. Ihre Rate ist um so geringer, je mehr Material als Hadronfilter verwendet wird. Andererseits wächst damit aber auch die Energieschwelle, oberhalb derer Myonen mit ihrer durch Ionisation begrenzten Reichweite die Kammern noch erreichen können. Zur Identifikation von niederenergetischeren Myonen müssen daher subtilere Verfahren (z.B. Untersuchung des Ionisationsverhaltens im Kalorimeter) herangezogen werden [75].

²Für $\vartheta > 90$ mrad wird das Vorwärtskalorimeter durch Teile des Argon-Endkappen-Kryostaten mit bis zu $10 X_0$ an Material abgedeckt und dadurch in gewissen Bereichen für Energiemessungen nahezu unbrauchbar.

³Bei der Q^2 -Bestimmung von single-tag-Ereignissen können bessere Werte ($\frac{\sigma_{Q^2}}{Q^2} < 10\%$) erzielt werden, wenn die gemessenen Variablen unter Beachtung von Energie- und Impulserhaltung mit Hilfe einer kinematischen Anpassung korrigiert werden [73,74].

3.2.4.2 Hadronfilter und Myonkammern

Die etwa 80 cm dicke Eisenabschirmung, die das Flüssigargon-Blei-Kalorimeter umschließt, dient als Hadronfilter und gleichzeitig als Rückflußjoch für den Magneten. Zwischen dem Innendetektor und den außen angebrachten Myonkammern befinden sich damit 5–8 Absorptionslängen an Material (inkl. 1 Absorptionslänge vom Kalorimeter). Um dieses zu durchqueren, benötigt ein ausschließlich minimalionisierendes Teilchen einen Impuls von mindestens 1.2 GeV.

Zum Nachweis der Myonen dienen 30 ebene Proportionalkammern in 3 verschiedenen Abmessungen ($3.6 \times 2.6 \text{ m}^2$, $3.6 \times 2.4 \text{ m}^2$, $2.4 \times 2.2 \text{ m}^2$), die eine Gesamtfläche von ca. 250 m^2 aufspannen. Sie sind größtenteils in zwei hintereinanderliegenden Lagen angebracht und überdecken 95 % des vollen Raumwinkels.

Um die Zahl elektronischer Kanäle niedrig zu halten, haben die Kammern eine Driftzellenstruktur, werden aber als Proportionalkammern ausgelesen. Die Anodendrähte sind in Abständen von 12.7 mm gespannt, jeweils getrennt durch einen Felddraht. 8 mm ober- und unterhalb der Drahtebene liegen die Kathodenebenen, die als 10.6 mm breite, zu den Drähten unter einem Winkel von $\pm 34.27^\circ$ laufende Kupferstreifen ausgebildet sind. Mit diesen insgesamt drei verschiedenen Orientierungen lassen sich in jeder Kammer die Teilchenkoordinaten — auch bei gleichzeitigem Durchgang mehrerer Teilchen — ambiguitätsfrei rekonstruieren.

Die mit dieser Anordnung erzielte Ortsauflösung von $\sigma \simeq 6 \text{ mm}$ (sowohl parallel als auch vertikal zur Drahtichtung) ist völlig ausreichend, da die Abweichung der Myonen von ihrer im Innendetektor rekonstruierten und in die Myonkammern extrapolierten Spur aufgrund von Vielfachstreuung im Kalorimeter und Hadronfilter deutlich größer ist.

3.2.5 Der Trigger

3.2.5.1 Das Prinzip

Da im 2.3 km langen Strahlrohr von PETRA jeweils zwei Elektronen- und Positronenpakete mit nahezu Lichtgeschwindigkeit gegensinnig umlaufen, treffen sich die Teilchenbündel in jeder der vier Wechselwirkungszonen ca. 263 000mal pro Sekunde, d.h. in einem zeitlichen Abstand von $3.8 \mu\text{s}$. Demgegenüber dauert die Digitalisierung aller Zählersignale und die anschließende Auslese der Kanäle des CELLO-Detektors (trotz Nullpunktsunterdrückung von Kanälen ohne signifikanten Inhalt) 30–40 ms, d.h. eine Zeitspanne, in der fast 10000 Strahlkollisionen in der Wechselwirkungszone stattfinden. Soll die Totzeit, in der der Detektor nicht meßbereit ist, 10–15 % der Gesamtmeßzeit nicht wesentlich übersteigen, darf der Detektor nur mit einer Rate von maximal 3–5 Hz ausgelesen werden.

Im Vergleich zu den physikalisch interessanten 2-Photon- und Annihilationsereignissen treten Untergrundprozesse (kosmische Strahlung, Wechselwirkung der Elektronen oder Positronen mit dem Restgas oder dem Strahlrohr, Störungen oder Rauschen der Nachweiselektronik) mit einer wesentlich höheren Rate auf. Um sie unterdrücken zu können, muß jedes Ereignis in möglichst kurzer Zeit ($< 3.8 \mu\text{s}$) voranalysiert und über seine Auslese entschieden werden.

Das Triggersystem, das diese Aufgabe erfüllt, besteht aus einer mehrstufigen Lo-

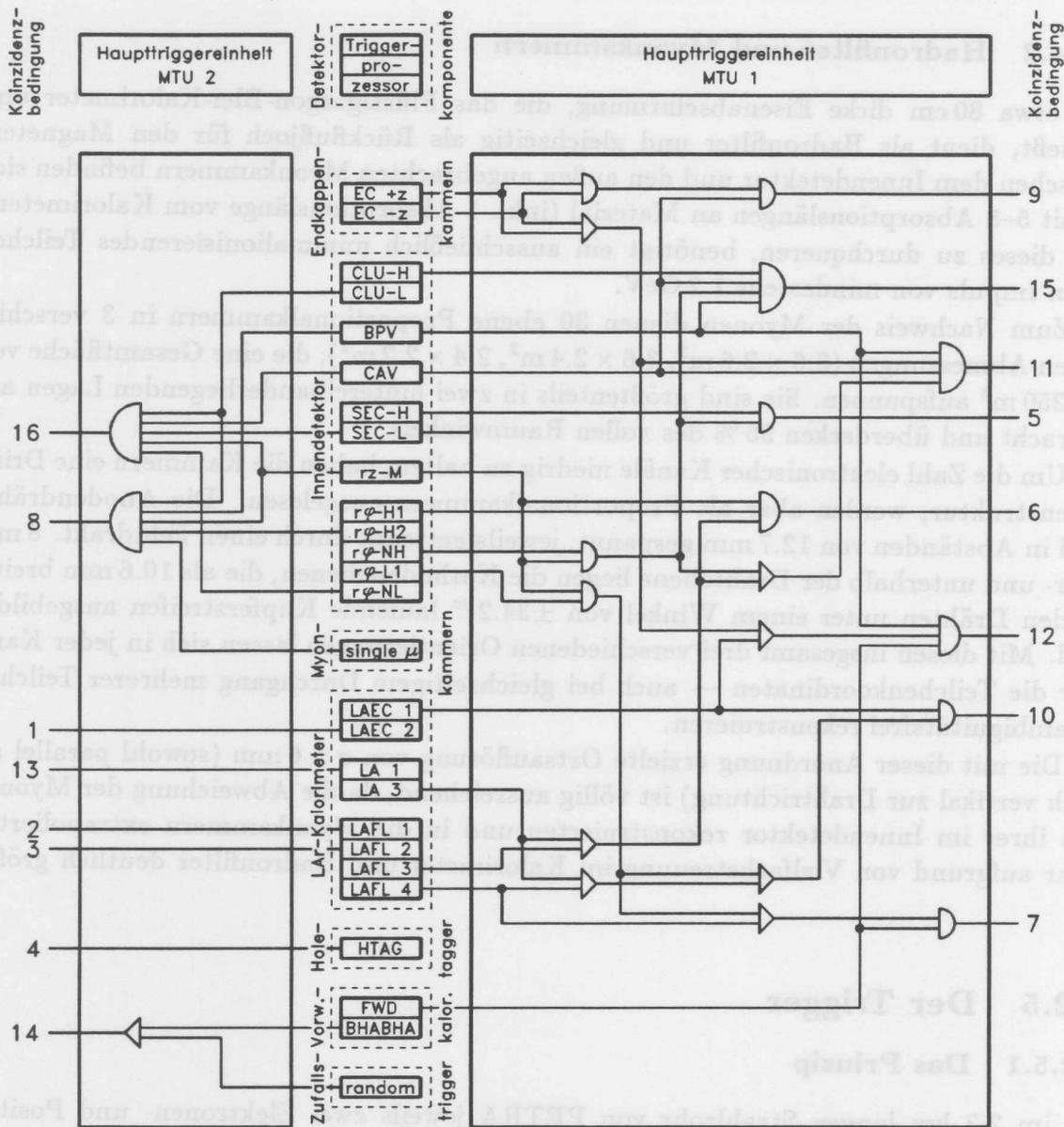


Abbildung 3.9: Logische Struktur des CELLO-Triggers

gik (siehe Abb. 3.9). Zunächst liefern die einzelnen Detektorkomponenten (Innendetektor, Endkappen-Proportionalkammern, Zentralkalorimeter, Endkappenkalorimeter, Vorwärtsbleiglaszähler, Myonkammern, Hole Tagger) aus einer meist begrenzten Anzahl von Kanälen schnell zur Verfügung stehende Signale über Diskriminatoren oder Analog-Digital-Wandlern an Triggerprozessoren, die die Signale logisch miteinander verknüpfen und gegebenenfalls ein oder mehrere Ausgangssignale bilden. Die diesen logischen Entscheidungen zugrundeliegenden Triggerparameter lassen sich größtenteils über Programme steuern und können daher ohne Hardware-Änderungen schnell an veränderte experimentelle Bedingungen (z.B. Untergrundrate, Nachweiswahrscheinlichkeit, ...) angepaßt werden. In zwei zentralen Triggereinheiten erfolgt dann die logische Verknüpfung der insgesamt 27 Ausgangssignale der verschiedenen Triggerprozessoren untereinander. Damit lassen sich als Triggerbedingung auch Anforderungen an ver-

schiedene Detektorkomponenten miteinander kombinieren.

Beide Zentraleinheiten testen insgesamt 16 verschiedene Koinzidenzbedingungen. Falls mindestens eine Bedingung erfüllt ist, wird die Datennahme unterbrochen ("Interrupt") und die Auslese des Detektors ausgelöst. Andernfalls werden alle Zähler gelöscht ("Reset") und für die nächste Strahlkollision vorbereitet.

Die wichtigsten Triggerprozessoren sind der Spurtrigger und der Energietrigger. Im Falle einer positiven Triggerentscheidung werden die von ihnen errechneten Daten — wie auch die Ein- und Ausgangssignale der zentralen Triggereinheiten — mit ausgelesen und können vom online-Computer für eine erste Klassifizierung der Ereignisse benutzt werden. In den nächsten beiden Abschnitten wird auf diese beiden Triggerprozessoren näher eingegangen.

Neben den "physikalischen Triggern" ist noch ein "Zufallstrigger" vorhanden, der in unregelmäßigen Abständen mit einer geringen Rate unabhängig vom Detektorinhalt Signale an eine zentrale Triggereinheit gibt. Er wird für Untergrundstudien benutzt, insbesondere für Untersuchungen des elektronischen Rauschens und der Auswirkungen durch die Synchrotronstrahlung.

3.2.5.2 Der Spurtrigger

Der CELLO-Spurtrigger besteht aus drei verschiedenen Komponenten:

1. der zentrale $r\varphi$ -Trigger, der die Anodensignale der 5 Proportionalkammern und der Driftkammern 9 und 12 auswertet,
2. der zentrale rz -Trigger, der die Signale von den 90° -Kathoden der Proportionalkammern auswertet,
3. der Endkappen- $r\varphi$ -Trigger, der die Anodensignale der inneren Zentralkammern und die Kathodensignale von den Endkappen-Proportionalkammern auswertet.

In einer Zentralkammer benachbarte Drähte werden mit einem logischen "oder" so zusammengefaßt, daß die $r\varphi$ -Ebene in 64 azimutale Sektoren mit einem Öffnungswinkel von 5.6° aufgeteilt wird (siehe Abb. 3.10). Entsprechend wird die rz -Ebene durch Zusammenfassung benachbarter Kathoden in 37 polare Sektoren unterteilt. Diejenigen Sektoren, in denen mindestens ein Kanal ein Signal geliefert hat, bilden zusammen ein Muster, das auf spurförmige Bestandteile untersucht werden muß. Zu diesem Zweck wird es mit einem Katalog von vorgegebenen Mustern ("Spurmasken") verglichen, der alle "erlaubten Spuren" definiert und vor Beginn der Datennahme in RAM-Speichermodule geladen wird. Die "erlaubten Spuren" sind dabei durch die folgenden Kriterien charakterisiert:

Der **zentrale $r\varphi$ -Trigger** verfügt über zwei verschiedene Sätze von Masken, die sich im minimalen Transversalimpuls p_T der Spur unterscheiden:

$$\begin{aligned} r\varphi(\text{low}): & \quad p_T \geq 250 \text{ MeV} \\ r\varphi(\text{high}): & \quad p_T \geq 650 \text{ MeV} . \end{aligned}$$

Der Abstand der Spur vom Wechselwirkungspunkt muß kleiner als 10 mm sein. Durch Abspeicherung von Untermasken mit fehlenden Sektoren kann Ausfall oder Ineffizienz von ein oder zwei der 7 Triggerkammern toleriert werden.

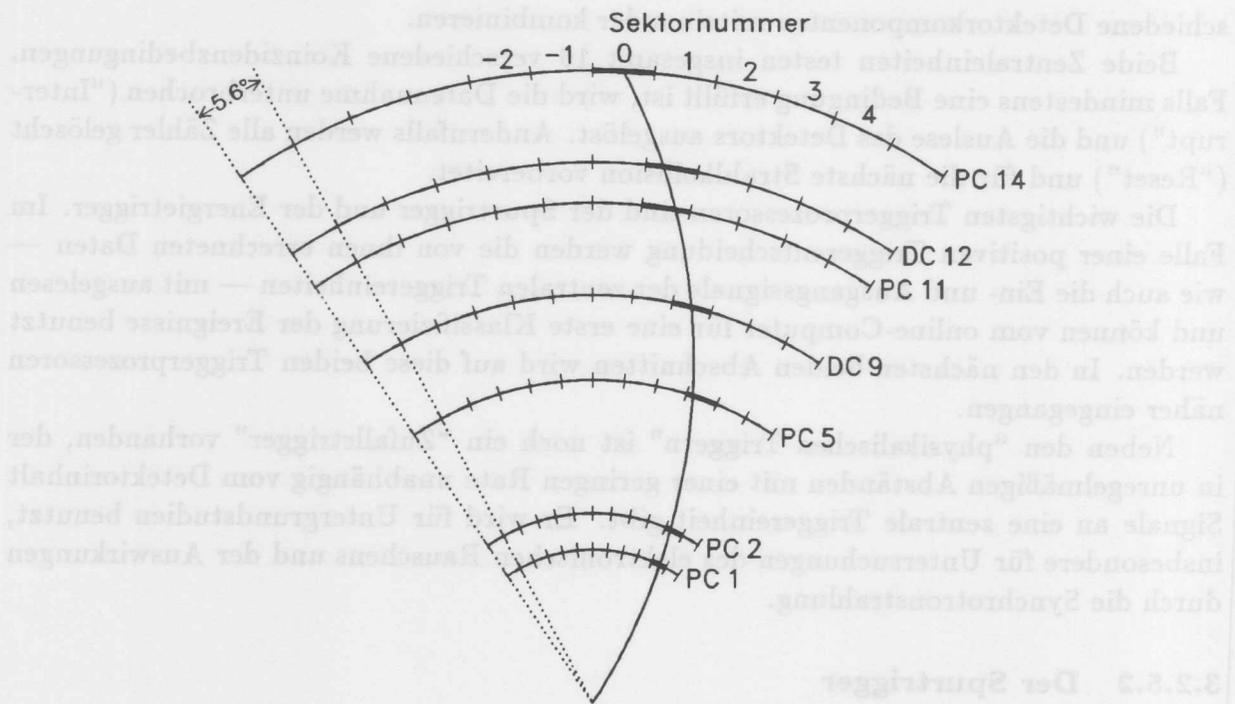


Abbildung 3.10: $r\varphi$ -Sektoreinteilung des Spurtriggers. Das Bild zeigt die vom zentralen $r\varphi$ -Trigger benutzten 7 Zentralkammern mit einer im Sektor 0 endenden Spur. Die getroffenen (fett markierten) Sektoren bilden ein Muster ("Spurmaske"), das mit einem Katalog "erlaubter" Masken verglichen wird.

Beim **zentralen rz -Trigger** wird der Vertexbereich, in dem die Spuren die z -Achse schneiden müssen, trotz der kleinen Strahlbündellänge von 20 mm (siehe Tab. 3.1) auf das Intervall von -150 mm bis +150 mm ausgedehnt, damit auch einige Strahl-Restgas-Ereignisse zur Untergrundnormierung aufgenommen werden können. Mindestens 4 der 5 Proportionalkammern müssen angesprochen haben.

Der **Endkappen- $r\varphi$ -Trigger** verlangt für den Transversalimpuls der Spuren $p_T \geq 350$ MeV. Mindestens 3 von 4 Endkappenkammern und 5 von 6 Zentralkammern müssen angesprochen haben.⁴

Eine Summationslogik faßt die Ergebnisse aus dem Maskenvergleich zusammen. Je nach Anzahl der gefundenen Spurmasken werden unterschiedliche Ausgangssignale an die beiden zentralen Triggereinheiten gegeben:

$r\varphi$ -H(1)	≥ 1 Maske	} mit Transversalimpuls $p_T \geq 650$ MeV
$r\varphi$ -H(2)	≥ 2 Masken	
$r\varphi$ -H(NH)	\geq NH Masken	
$r\varphi$ -L(1)	≥ 1 Maske	} mit Transversalimpuls $p_T \geq 250$ MeV
$r\varphi$ -L(NL)	\geq NL Masken	
rz (M)	\geq M Masken	
EC(+z)	≥ 1 Maske	
EC(-z)	≥ 1 Maske	

⁴Während des Experimentes waren die Anforderungen des Endkappen-Triggers an die Spuren geändert worden. Zu Beginn des Experimentes galt: $p_T \geq 450$ MeV, mindestens 3 von 4 Endkappenkammern und 4 aus 6 Zentralkammern mußten angesprochen haben.

NH, NL und M sind variabel programmierbar. Während des in dieser Arbeit ausgewerteten Experimentes war $NH=2$, $NL=2$ und $M=1$ gesetzt.

Um den Untergrund gezielter reduzieren zu können, als dies allein über die Anzahl der Spurmasksen möglich ist, verfügt der zentrale $r\varphi$ -Trigger neben der Summationslogik über eine "Sektoreinheit" und eine "Clusterlogik", die die gefundenen Spurmasksen auf ihre Topologie hin untersuchen.

Durch Überprüfung der Öffnungswinkel zwischen den Spuren erlaubt die Sektoreinheit, Ereignisse mit schlecht balanciertem Transversalimpuls zu unterdrücken. Nur wenn zwei Spurmasksen gefunden wurden, deren Sektorabstand in der letzten Triggerkammer einen bestimmten Wert überschreitet, wird ein Signal an die zentralen Triggereinheiten gegeben:

SEC-H	2 Spurmasksen mit $p_T \geq 650$ MeV und Sektorabstand ≥ 24 ($\equiv 135^\circ$)	} des Experimentes.
SEC-L	2 Spurmasksen mit $p_T \geq 250$ MeV und Sektorabstand ≥ 24 ($\equiv 135^\circ$) in der 1. Hälfte ≥ 8 ($\equiv 45^\circ$) in der 2. Hälfte	

Die Forderung nach einem minimalen Sektorabstand von 24 für Spuren mit niedrigem Transversalimpuls erwies sich für Ereignisse des Typs $\gamma\gamma \rightarrow 2$ Spuren als zu streng. Sie wurde daher im Verlauf des Experimentes auf einen Abstand von 8 Sektoren abgeschwächt.

Starke Anhäufungen nahe beieinanderliegender Masken, wie sie für Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen typisch sind, können mit der Clusterlogik erkannt werden. Dabei werden zwei unmittelbar benachbarte Spurmasksen zu einem "Cluster" zusammengefaßt.⁵ Falls zwei oder mehr Cluster vorhanden sind, wird das Signal an die zentralen Triggereinheiten nur dann ausgelöst, wenn sie weiter als 7 Sektoren auseinanderliegen:

CLU-H	mindestens 2 Cluster (aus max. 2, später 3 Masken mit $p_T \geq 650$ MeV) mit Sektorabstand ≥ 7 ($\equiv 39.4^\circ$)
CLU-L	mindestens 2 Cluster (aus max. 2 Masken mit $p_T \geq 250$ MeV) mit Sektorabstand ≥ 7 ($\equiv 39.4^\circ$).

Zwei weitere, vom Innendetektor abgeleitete Signale, die für die Reduzierung von Untergrundereignissen eine Rolle spielen, sind das Strahlrohrkammerveto und das Kathodenveto:

BPV	nicht mehr als 50 angesprochene Kanäle in den Strahlrohrkammern
CAV	nicht mehr als 16 angesprochene Kathoden in den beiden inneren Proportionalkammern.

Zehn der insgesamt 16 in den beiden zentralen Triggereinheiten programmierten Koinzidenzbedingungen machen von den hier erläuterten Signalen des Spurtriggers Ge-

⁵In der zweiten Hälfte des Experimentes wurden für Spuren mit hohem Transversalimpuls Cluster aus maximal drei Masken gebildet.

brauch. Drei von ihnen sind für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Reaktionen relevant:

Trigger 5 $r\varphi\text{-H(NH)} \wedge rz\text{(M)} \wedge \text{SEC-H}$

Trigger 15 $r\varphi\text{-H(NH)} \wedge rz\text{(M)} \wedge \text{CLU-H} \wedge \text{BPV} \wedge \text{CAV}$

Trigger 16 $r\varphi\text{-L(NL)} \wedge rz\text{(M)} \wedge \text{SEC-L} \wedge \text{CLU-L} \wedge \text{CAV}$

Sie bewirken die Aufnahme von Ereignissen, die mindestens zwei Spuren mit einem Winkel zur Strahlachse $\vartheta > 466 \text{ mrad}$ und einem Transversalimpuls $p_T > 250 \text{ MeV}$ enthalten.

3.2.5.3 Der Energietrigger

Den Ausgangspunkt für diesen Trigger bildet die in bestimmten Kalorimeterlagen deponierte Energie. Sie wird für jedes Modul in Form von drei Summensignalen S_A , S_B und S_C den Triggereinheiten zur Verfügung gestellt. Die Summe S_A wird dabei aus den Kanälen von vier über die gesamte Tiefe des Moduls verteilten Lagen gebildet, während die Summen S_B und S_C jeweils zwei Lagen aus dem für elektromagnetische Schauer wichtigen Bereich zwischen 0.5 und 6.5 Strahlungslängen zusammenfassen. Die Summensignale sind bipolare, sinusförmige Pulse, die ca. $1.5 \mu\text{s}$ nach der Strahlkollision ihr Maximum aufweisen. Ihre weitere Verarbeitung erfolgt nach zwei unterschiedlichen Verfahren:

Einmal werden die Pulshöhen der Summensignale mit einem Satz von Diskriminatoren, die auf verschiedene Schwellen eingestellt sind, überprüft. Eine Koinzidenzlogik realisiert die an Pulshöhen und Modulzahl gestellten Bedingungen und formt die an die Haupttriggereinheiten zu liefernden Signale.

Dieser Energietrigger wurde im Sommer 1984 durch einen weiteren ergänzt, der die Summensignale mit schnellen Analog-Digital-Konvertern ("Flash-ADC's") digitalisiert. Dies wird für das Signal S_B zu zwei verschiedenen Zeitpunkten durchgeführt und ermöglicht so eine zeitliche Bestimmung des Schauerdurchgangs. Dadurch lassen sich durch kosmische Strahlung oder elektronisches Rauschen verursachte Untergrundereignisse, die mehr als $1 \mu\text{s}$ vor oder nach der Strahlkollision stattfinden, unterdrücken. Die Bildung dieses Vetos, der Vergleich der digitalisierten Pulshöhen mit Schwellwerten und die davon abhängige Generierung der Triggersignale geschieht in einer Hierarchie von RAM-Speichermodulen.

Die mit hohen Energieschwellen gekoppelten Triggersignale werden in den Haupttriggereinheiten zur Definition von rein neutralen Triggern verwendet. Die durch niedrige Energiedepositionen ausgelösten Triggersignale werden mit denen des Spurtriggers zu gemischten Triggern kombiniert.

3.2.6 Die Datennahme

Die Steuerung der Datennahme erfolgt über ein online-Programm, das auf einem Rechner des Typs PDP 11/55 läuft. Dieser Rechner ist über ein CAMAC-ROMULUS-System [76] mit den einzelnen Detektorkomponenten verbunden. Dabei stellt jede Komponente und jeder Triggerprozessor einen ROMULUS-Zweig dar, der durch einen eigenen Minicomputer von einem übergeordneten "CAMAC-crate" aus überwacht wird.

Die Minicomputer haben Zugriff auf den Datenweg und werden auch für Tests und Kalibration der ihnen zugeordneten Detektorkomponenten benutzt.

Zu den wichtigsten Aufgaben des online-Programmes zählt:

- **Dialog zwischen Physiker und Experiment**
Über das online-Programm steuert der Physiker das Experiment und übermittelt Kommandos an die einzelnen Minicomputer und Komponenten. In umgekehrter Richtung bezieht er Informationen über den Status des Experimentes und erhält Meldungen von den einzelnen Detektorsystemen. Eine Vielzahl von Daten über die Detektorfunktionen wird graphisch aufbereitet und ist auf Wunsch über Terminal oder Plotter abrufbar.
- **Datenauslese**
Im Falle einer positiven Triggerentscheidung faßt der online-Rechner alle auszu-lesenden Daten aus den Speichern der einzelnen ROMULUS-Zweige zusammen und schreibt sie auf eine Magnetplatte, die als Ringpuffer organisiert ist. Wenn ein bestimmter Füllungsgrad erreicht ist, veranlaßt die PDP 11/55 den mit ihr über eine direkte Datenleitung verbundenen IBM-Rechner des DESY-Rechenzentrums, die Daten von der Platte auf Magnetband zu kopieren.
- **Erste Klassifizierung der Ereignisse**
Auf der Basis der Triggerinformationen kann eine erste Klassifizierung der Ereignisse vorgenommen werden, die während der PETRA-Meßläufe mit hoher Strahlenergie für eine schnelle Abschätzung von $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ von besonderem Interesse war.

Auf die auf der Magnetplatte zwischengespeicherten Ereignisse hat noch ein weiterer Rechner (IBM 370 E - Emulator) Zugriff. Auf ihm läuft ein Filterprogramm (vgl. Kap. 4.1), das die Triggersignale verifiziert und die Ereignisse für eine spätere Datenreduktion markiert.



Abbildung 4.1: Detektor und Datenreduktion im CELLO-Experiment

Kapitel 4

Datenreduktion und Ereignisrekonstruktion

4.1 Die Datenreduktion

Da die Triggerentscheidung in der Kürze der ihr zur Verfügung stehenden Zeit nur auf sehr einfachen Untersuchungen eines kleinen Teils der Meßdaten beruhen kann, sind die meisten aufgenommenen Ereignisse nach wie vor Untergrundreaktionen. Die weitere Verarbeitung der Daten muß daher neben der Ereignisrekonstruktion eine Datenreduktion beinhalten. Das geschieht bei CELLO nach dem in Abb. 4.1 dargestellten Schema.

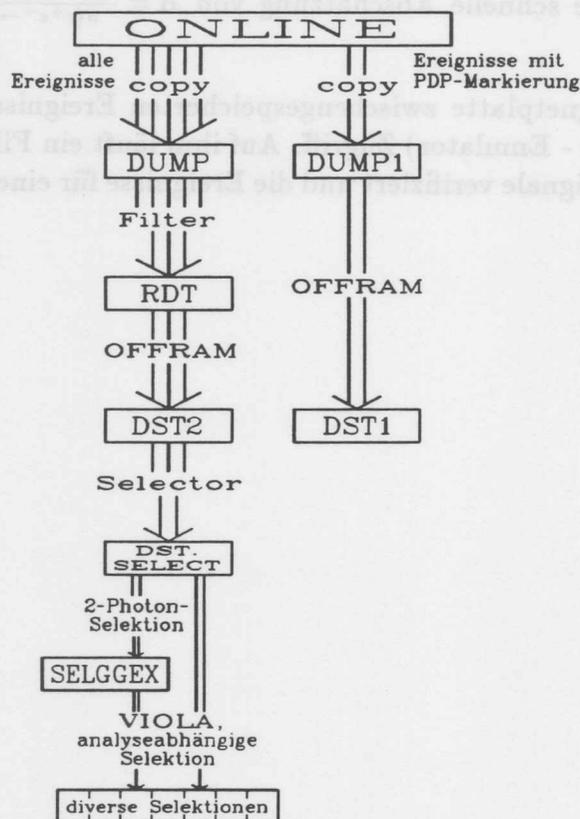


Abbildung 4.1: Datenfluß und Datenreduktion im CELLO-Experiment

Die im online-Rechner formatierten Ereignisse können von der zentralen IBM auf zwei verschiedene Datensätze kopiert und damit auf unterschiedliche Datenwege geleitet werden:

Die von der PDP-11/55 als Bhabhas oder Multihadronen markierten Ereignisse durchlaufen eine schnelle Analyseketten. Nach der Ereignisrekonstruktion durch das Programmpaket OFFRAM werden sie auf die "DST1-Bänder" (DST = "data summary tape") geschrieben, die den Ausgangspunkt für einige spezielle Untersuchungen (z.B. schnelle Ermittlung von R) und für die Bestimmung verschiedener experimenteller Parameter (z.B. Strahlposition für jede PETRA-Füllung) bilden.

Der andere Datenweg ist für die physikalischen Analysen bestimmt. Hier werden zunächst alle vom online-Rechner aufgenommenen Ereignisse — mit oder ohne Markierung — auf Magnetbänder ("DUMP tapes") kopiert. Bevor sie dann der rechenzeitintensiven Ereignisrekonstruktion unterworfen werden, müssen schon vorher als Untergrundreaktionen erkennbare Ereignisse ausgesondert werden.

Diese Aufgabe wird von einem Filterprogramm wahrgenommen, das sowohl auf dem IBM 370 E - Emulator als auch auf dem zentralen IBM-Großrechner implementiert ist. Mit dem Emulator können Ereignisse bereits untersucht und markiert werden, während sie noch auf der online-Platte stehen. Auf der IBM überprüft das Filterprogramm dann nur noch die vom Emulator noch nicht bearbeiteten Ereignisse. Die Hauptkriterien der Untersuchung sind Anzahl und Topologie der mit einer schnellen Mustererkennung rekonstruierten Spuren und Schauer sowie die auf dieser Basis vorgenommene Verifikation der Triggerentscheidung. Die positiv beurteilten Ereignisse (sowie zu Testzwecken auch 5% der Untergrundreaktionen) werden auf die "RDT-Bänder" (RDT = "raw data tape") geschrieben. Die Datenmenge reduziert sich durch das Filterprogramm um 85%.

Im nächsten Schritt wird nun mit dem OFFRAM-Programmpaket (siehe Kap. 4.2) eine detaillierte Rekonstruktion der Ereignisse vorgenommen. Dazu gehören in erster Linie die Spursuche im Innendetektor, die Schauersuche im Kalorimeter sowie die gegenseitige Zuordnung von Spuren und Schauern bzw. Spuren und angesprochenen Myonkammerkanälen. Die Ergebnisse werden zusammen mit den Rohdaten auf den DST2-Bändern zusammengefaßt.

Die durch die Ereignisrekonstruktion gewonnenen Informationen ermöglichen jetzt eine wesentlich effizientere Selektion der physikalisch interessanten Ereignisse, die neben der Anzahl der gefundenen Spuren und Schauer auch Ladungen, Impulse, Energien, Polarwinkel etc. in Betracht zieht.¹ Die hierdurch nochmals um 60 % reduzierte Datenmenge wird auf die "DST.SELECT"-Bänder kopiert.

Diese Datensätze bilden den Ausgangspunkt aller physikalischen Analysen. Bestimmte Reaktionsklassen werden nun in Zwischenselektionen zusammengefaßt. So

¹Eine Vielzahl von geeignet miteinander kombinierten Kriterien sorgt dafür, daß alle wichtigen Ereignistypen berücksichtigt werden. Zur Selektion der (für diese Arbeit relevanten) geladenen Endzustände mit niedriger Multiplizität werden die folgenden Bedingungen verlangt:

- ≥ 2 Spuren mit mehr als 4 Meßpunkten,
- ≥ 1 positive und ≥ 1 negative Spur,
- < 50 Signale in den Strahlrohrkammern (zur Unterdrückung von Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen).

Ausgenommen werden davon die unter den 2-Spur-Ereignissen stark dominierenden Bhabha-Ereignisse im Endkappen-Bereich. Insgesamt verbleiben auf dieser Stufe der Selektion noch mehr als 3.5 Millionen Ereignisse.

führt eine Auswahl von Ereignissen mit niedriger Multiplizität zu den "SELGGEX"-Bändern², die die Grundlage für die meisten 2-Photon-Analysen bilden. Die abschließende Selektion der interessierenden Einzelreaktionen wird vom Programmpaket VIOLA (siehe folgendes Kapitel 4.2) unterstützt, das die Ergebnisse der Ereignisrekonstruktion physikalisch interpretiert und die vielfältigen Spur- und Schauerinformationen zu Aussagen über Teilchen und deren Viererimpulsen verarbeitet.

4.2 Die Ereignisrekonstruktion

4.2.1 Überblick

Um die im Detektor nachgewiesenen Ereignisse zu rekonstruieren, muß die Fülle der von den einzelnen Detektorkomponenten bereitgestellten Meßdaten (Kanaladressen, digitalisierte Pulshöhen- und Zeitinformationen etc.) verarbeitet und in Aussagen über Spuren oder Schauer übersetzt werden. Diesem Zweck dient das Programmpaket OFFRAM ("offline frame"). Es besteht aus mehreren Prozessoren, die nacheinander aufgerufen werden. Die fünf wichtigsten Prozessoren und ihre Aufgaben sind:

- CELPAT** Spursuche mit dem Innendetektor und den Endkappenkammern sowie Spuranpassung in zwei Projektionen,
- CLGEOM** Spuranpassung im Raum unter Verwendung geometrischer Informationen (Wechselwirkungspunkt, exaktes Magnetfeld), die vom Prozessor CREGDT bereitgestellt werden,
- MUCH** Extrapolation der Spuren in die Myonkammern und Vergleich mit dort vorhandenen Meßpunkten,
- LATRAK** Rekonstruktion der Schauer im Kalorimeter,
- LNKJOB** Verknüpfung zusammengehöriger Spuren und Schauer bzw. Spuren und Myonkammerkoordinaten.

Neben diesen bei der normalen Ereignisrekonstruktion benutzten Prozessoren existieren noch einige weitere, die zu speziellen Untersuchungen (z.B. für kosmische Ereignisse, Vertexbestimmung ...) herangezogen werden.

Die aus den Meßdaten der verschiedenen Detektorkomponenten rekonstruierten Vorgänge bedürfen nun der Interpretation als Endzustand einer e^+e^- - bzw. $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung. Zu diesem Zweck müssen die vornehmlich geometrischen und technischen Daten über Spuren, Schauer, Meßpunkte usw. unter physikalischen Gesichtspunkten bewertet und in die für die weitere Analyse relevanten Informationen über die im Endzustand vorhandenen Teilchen und deren Viererimpulse übersetzt werden. Diese Aufgabe erfüllt das Programmpaket VIOLA³. Seine wichtigsten Parameter und einige Algorithmen sind

²Mit dieser Zwischenselektion werden Ereignisse erfaßt, die mindestens 2, aber höchstens 7 Spuren enthalten und eine (bis auf ± 1) ausgeglichene Gesamtladung aufweisen (nicht inbegriffen Bhabha-Ereignisse mit 2 kollinearen Spuren). Damit reduziert sich die Datenmenge für die "SELGGEX"-Bänder auf ca. 1.3 Millionen Ereignisse.

³VIOLA wurde in den Jahren 1986–1989 von der Hamburger 2-Photon-Gruppe bei CELLO entwickelt. Die hier beschriebene Aufgabenteilung zwischen OFFRAM und VIOLA (meßtechnische und geometrische Rekonstruktion einerseits, physikalische Interpretation andererseits) konnte aus programmtechnischen Gründen nicht immer eingehalten werden. So greift auch VIOLA häufig auf die Detektor-Rohdaten zurück und übernimmt diverse Aufgaben aus dem Bereich der Rekonstruktion.

variabel und können an die Erfordernisse der jeweiligen Analyse angepaßt werden. Es besteht aus acht Hauptprozessoren, die die folgenden Funktionen ausführen:

- VCHARG** Überprüfung der rekonstruierten Spuren auf Qualität und geometrischen Ursprung,
- VTRACK** $r\varphi$ -Rekonstruktion von Spuren im Innendetektor, die nicht aus der Wechselwirkungszone stammen,
- VVOCND** Untersuchung der rekonstruierten Spuren auf gemeinsame Sekundärvertices,
- VSHOWR** umfangreiche Untersuchung der Kalorimeterschauer, die eine dreidimensionale Vermessung, Energiebestimmung, Spurzuordnung, $e/\mu/\pi$ -Trennung und Photonidentifikation beinhaltet,
- VPHOT2** erneute Rekonstruktion von Schauern im Argon-Kalorimeter unter Minimalanforderungen für sehr niederenergetische Photonen,
- VELEC** Elektronidentifikation durch Vergleich von Spurimpuls und Schauerenergie,
- VFORW** Schauerrekonstruktion im Vorwärtskalorimeter,
- VHOLE** Decodierung der Hole-tagger-Signale und ihre Zuordnung zu Spuren oder Kalorimeterschauern.

VIOLA wurde eigens für die Analyse der im letzten Jahr des PETRA-Betriebes aufgenommenen Daten entwickelt. Die aufgrund der relativ geringen Strahlenergie von 17.5 GeV günstigen Untergrundverhältnisse im Innendetektor erlaubten die Wahl von Triggerbedingungen mit kleinen Transversalimpulsen und Multiplizitäten, so daß auch niederenergetische Ereignisse nachgewiesen werden konnten, für die die bis dahin bestehenden Standard-Rekonstruktionsprogramme von CELLO nicht optimiert, für manche Reaktionen (wie z.B. $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$) sogar weitgehend unzureichend waren. In diesem Sinne ist VIOLA als eine Vervollständigung der Rekonstruktions-Software anzusehen, die — obgleich mit Blick auf 2-Photon-Reaktionen entwickelt — ebenso auf höherenergetische Annihilationsereignisse anwendbar ist. Diverse Verbesserungen wurden auch an den OFFRAM-Prozessoren vorgenommen. Ein Teil der Daten mußte daher wiederholt die Rekonstruktionskette durchlaufen.

In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten der in OFFRAM und VIOLA zur Anwendung kommenden Rekonstruktionsverfahren und Bewertungskriterien näher beschrieben.

4.2.2 Die Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktion von Spuren aus den Meßdaten der Strahlrohrkammern, der zylindrischen Proportional- und Driftkammern sowie der Endkappen-Proportionalkammern wird von den OFFRAM-Prozessoren CELPAT und CLGEOM durchgeführt. In VIOLA werden die gefundenen Spuren dann durch den Prozessor VCHARG überprüft und im günstigen Fall als geladene Teilchen aus einer e^+e^- - oder $\gamma\gamma$ -Reaktion akzeptiert. Da die spätere Ereignisselektion auch die Kenntnis über Spuren erfordert, die nicht aus der Wechselwirkungszone stammen, wird mit dem Prozessor VTRACK eine erneute Spursuche ohne die in CELPAT bestehenden Vertexrestriktionen vorgenommen.

4.2.2.1 CELPAT und CLGEOM

Die Rekonstruktion geladener Spuren läuft in CELPAT und CLGEOM nach dem folgenden Schema ab:

1. **Anlegen von Koordinatenbanken.** Für jede Kammer wird eine Datenbank angelegt, in der die aus ihren Rohdaten berechneten Koordinaten abgespeichert werden. Für die Proportionalkammern werden Raumpunkte ermittelt, die sich aus den Kombinationen der angesprochenen Anodendrähte mit den gesetzten 30° - und 90° -Kathoden (bzw. ϑ - und φ -Kathoden bei den Endkappenkammern) ergeben. In den Driftkammern werden für jeden angesprochenen Signaldraht aus Drahtadresse und Driftzeit beide möglichen Spiegelkoordinaten berechnet und in die Koordinatenbank eingetragen.
2. **Spursuche und Spuranpassung im Innendetektor.** Die in den Koordinatenbanken gespeicherten Meßpunkte werden nun zu Triplets kombiniert, die den Ausgangspunkt für die Spursuche bilden. Falls sich durch ein Triplet eine Helix legen läßt, wird nach weiteren Meßpunkten gesucht, die innerhalb definierter Abstände zur Spur (innerhalb einer "Straße") liegen. Mit ihnen werden die Helixparameter durch zwei Anpassungsrechnungen (Kreislinie in der $r\varphi$ -Projektion, Gerade in der sz -Projektion, mit s = Bogenlänge der Spur vom Vertex bis zur Kammer) neu bestimmt. Die Suche nach zusätzlichen Treffern mit erneuter Spuranpassung wird solange fortgesetzt, bis keine weiteren Meßpunkte mehr gefunden werden. Wenn nach der abschließenden Anpassung gewisse Geometrie- und Qualitätsanforderungen erfüllt sind, wird die gefundene Trefferkombination als Spur akzeptiert und eine Datenbank mit den wichtigsten Spur- und Fitinformationen angelegt. Benutzte Meßpunkte werden markiert und bei der weiteren Spursuche nicht mehr berücksichtigt.

Falls eine vorgegebene Anzahl von Spuren gefunden wurde, wird diese gesamte Prozedur mehrere Male wiederholt, wobei die an die Spur gestellten Anforderungen sukzessiv gelockert werden. Bei der Rekonstruktion der in dieser Arbeit untersuchten Daten wurden maximal vier Suchläufe durchgeführt, deren wichtigste Spurkriterien in Tab. 4.1 zusammengefaßt sind.

3. **Spursuche und Spuranpassung mit den Endkappenkammern.** Den Ausgangspunkt für die Spursuche bilden in diesem Fall einzelne, in den Endkappenkammern rekonstruierte Meßpunkte, die zusammen mit dem Vertex eine Straße in der rz -Projektion definieren. Findet sich innerhalb von ihr ein von den zylindrischen Proportionalkammern gemessener Raumpunkt, läßt sich mit ihm auch in der $r\varphi$ -Projektion eine Straße bestimmen, innerhalb der nach weiteren Treffern aus den Driftkammern gesucht werden kann. Die Spurparameter werden dann durch Anpassung einer Kreislinie an die Meßpunkte in der $r\varphi$ -Projektion und einer Geraden an die Meßpunkte in der sz -Projektion ermittelt.

Die in den beiden durchgeführten Endkappensuchläufen an die rekonstruierten Spuren gestellten Geometrie- und Qualitätsanforderungen sind ebenfalls aus der Tab. 4.1 zu ersehen.

Suchlauf	Innendetektor				Endkappenkammern		
	1	2	3	4	1	2	
Mindestanzahl von Spuren aus vorhergehenden Suchläufen	-	2	2	2	-	-	
minimaler Krümmungsradius [cm]	100	50	25	15	120	25	
\equiv minimaler Transversalimpuls [MeV]	400	200	100	60	480	100	
max. φ -Sektorweite für Start-Triplett [°]	8	15	35	20	-	-	
Mindestanzahl von Meßpunkten $\equiv \vartheta$ [mrad]	8	7	5	4	1 EC + 1 PC + 1 DC oder 1 EC + 2 PC's 189 < ϑ < 428		
max. Abstand zum Wechselwirkungspunkt [cm]							
	in r	2	5	5	3	2	2
	in z	5	7.5	7.5	7.5	4.5	4.5
maximales χ^2							
	in $r\varphi$	25	50	35	35	30	30
	in sz	20	20	30	11.36	15	15

Tabelle 4.1: Geometrie- und Qualitätsanforderungen, die von CELPAT während der verschiedenen Suchläufe an die Spuren gestellt werden.

4. **Spuranpassung im Raum.** Abschließend werden die von CELPAT gefundenen Innendetektor- und Endkappenkammer-Spuren mit dem Prozessor CLGEOM einer nochmaligen Anpassung unterzogen. Dabei wird nicht mehr eine für zwei Projektionen getrennte analytische Spurparametrisierung zugrundegelegt, sondern jede Spur wird (ausgehend von den anzupassenden Parametern) schrittweise im Raum rekonstruiert. Dieses Verfahren erlaubt die Berücksichtigung von leichten Inhomogenitäten des Magnetfeldes. Falls der (mit Bhabha-Ereignissen aus der DST1-Selektion für jede PETRA-Füllung gesondert ermittelte) Wechselwirkungspunkt nicht zu weit von der Spur entfernt liegt, wird er in die Anpassungsrechnung mit einbezogen, wodurch der anzupassende Spurabschnitt verlängert und damit die Impulsauflösung verbessert wird (siehe Gl. 3.3 und 3.4).

Für die in dieser Arbeit untersuchten 4-Spur-Ereignisse bedeuten die in Tab. 4.1 zusammengestellten Spuranforderungen, daß für eine vollständige Rekonstruktion des Ereignisses mindestens die folgenden zwei Voraussetzungen erfüllt sein müssen:

- Für alle Spuren muß der Polarwinkel $\vartheta > 189$ mrad betragen.
- Alle Spuren müssen einen Transversalimpuls von $p_T > 100$ MeV aufweisen. Falls jedoch zwei Spuren mit $\vartheta > 350$ mrad und $p_T > 400$ MeV vorhanden sind, reicht für die übrigen Spuren ein Transversalimpuls von $p_T > 60$ MeV aus.

4.2.2.2 VCHARG

Die Kriterien, nach denen CELPAT darüber entscheidet, ob eine Kombination von Meßpunkten als Spur akzeptiert wird, beziehen sich ausschließlich auf Merkmale der betrachteten Spur selbst. Der VIOLA-Prozessor VCHARG nimmt nun eine zusätzliche Überprüfung vor, die jede Spur im Zusammenhang mit den übrigen Spuren des Ereignisses sieht. Die Untersuchung konzentriert sich dabei auf zwei Aspekte:

1. **Doppelspuren.** Gelegentlich werden bei der Spurrekonstruktion die von *einem* Teilchen verursachten Meßpunkte fälschlicherweise auf *zwei* dicht beieinanderliegende Spuren aufgeteilt. Solche Fälle werden von VCHARG mittels eines Algorithmus, der die Abstände zwischen den rekonstruierten Spuren in den einzelnen Kammerebenen in beiden Projektionen betrachtet, erkannt. Diejenige der beiden Spuren, die den Wechselwirkungspunkt in der $r\varphi$ -Ebene mit dem größeren Abstand passiert, wird ignoriert.
2. **Ereignisvertex.** Während die $r\varphi$ -Koordinaten des Wechselwirkungspunktes für die Dauer einer PETRA-Füllung nahezu konstant sind, kann seine z -Koordinate aufgrund der Länge der Strahlbündel (s. Tab. 3.1) innerhalb eines bestimmten Intervalles schwanken und muß daher für jedes Ereignis einzeln bestimmt werden. Dazu werden die z -Koordinaten der dem Wechselwirkungspunkt in der $r\varphi$ -Ebene am nächsten liegenden Spurpunkte gemittelt. Spuren, die bei dieser Mittelung ein zu großes χ^2 beitragen, werden dem Ereignis nicht zugerechnet und verworfen. Mit dem auf diese Weise ermittelten Ereignisvertex kann bei der Selektion der Untergrund durch Strahl-Gas- bzw. Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen reduziert werden.

Aus den Parametern der akzeptierten Spuren berechnet VIOLA die Vierervektoren der im Endzustand enthaltenen geladenen Teilchen. Dabei wird ihnen als wahrscheinlichste Hypothese die π -Masse zugeordnet.

4.2.2.3 VTRACK

Für die Selektion eines exklusiven Endzustandes reicht die Kenntnis über die gut rekonstruierten, vom Ereignisvertex ausgehenden Spuren allein nicht aus. Spuren, deren Ursprung nicht in der Wechselwirkungszone liegt, können auf zusätzliche Vorgänge im Ereignis hinweisen, die eine Klassifikation als exklusive Reaktion ausschließen. Außerdem können derartige Spuren — auch wenn sie selbst für die Auswertung des Ereignisses ohne Belang sind — Energie im Kalorimeter deponieren und auf diese Weise Photonen vortäuschen. Die Rekonstruktion dieser Spuren wird von dem VIOLA-Prozessor VTRACK durchgeführt, der — im Gegensatz zu CELPAT — keinerlei Einschränkungen bezüglich des Ereignisvertex vornimmt.

Da VIOLA die von VTRACK gefundenen Spuren nur zur Klassifikation von Ereignissen und zur Zuordnung von Schauern verwendet, ohne dabei Gebrauch von ihren Impulsen zu machen, sind die Genauigkeitsanforderungen an die Rekonstruktion recht gering. Aus diesem Grunde werden für die Meßpunkte nur die Drahtkoordinaten herangezogen, ohne die Driftzeitinformationen zu berücksichtigen. Überdies ist es für die genannten Zwecke ausreichend, die Spurrekonstruktion nur in der $r\varphi$ -Projektion durch-

zuführen und auf eine Verknüpfung mit den Kathodensignalen der Proportionalkammern zu verzichten.

VTRACK verfolgt bei der Spursuche eine ähnliche Strategie wie CELPAT. Sie läßt sich in die folgenden Einzelschritte untergliedern:

1. **Anlegen von Koordinatenbanken.** Für jede Kammer wird eine Datenbank angelegt, in der die Koordinaten der angesprochenen Drähte eingetragen werden. Meßpunkte, die bereits von CELPAT verwendet wurden oder in der Nähe einer schon rekonstruierten Spur liegen, werden außer acht gelassen.
2. **Zusammenfassung benachbarter Meßpunkte zu Clustern.** Liegen in einer Kammer mehrere Meßpunkte nahe beieinander, werden sie zu einem Cluster zusammengefaßt, dessen Mittelpunkt bei der anschließenden Spursuche verwendet wird. Anhäufungen von mehr als 5 Meßpunkten innerhalb eines Clusters oder mehr als 20 Meßpunkten innerhalb einer Kammer werden elektronischen Störungen zugeschrieben und ignoriert.
3. **Spursuche in der $r\phi$ -Projektion.** Wie in CELPAT werden zunächst durch Kombination von jeweils drei Meßpunkten Triplets gebildet, die eine Kreisbahn definieren, entlang der nach weiteren Treffern gesucht wird. Die auf diese Weise gefundene Punktemenge wird nun auf ihren Spurcharakter hin überprüft. Anzahl und Dichte der Meßpunkte, eventuell auftretende Lücken etc. werden dabei als Kriterien herangezogen. Im günstigen Fall wird an die Meßpunkte eine Kreislinie angepaßt, die bei hinreichend gutem χ^2 als Spur akzeptiert wird. Die ihr zugeordneten Meßpunkte werden bei der weiteren Spursuche nicht wieder berücksichtigt. In einem zweiten Suchlauf wird diese Prozedur anschließend noch einmal mit weniger strengen Spuranforderungen wiederholt.

In VIOLA muß nun der physikalische Ursprung der von VTRACK gefundenen Spuren geklärt und über die Konsequenzen für die Selektion exklusiver Endzustände entschieden werden. Die Lage des Anfangs- und Endpunktes, deren Nähe zu anderen Spuren sowie die Entfernung des Wechselwirkungspunktes zu der linearen oder zirkularen Extrapolation der Spur über ihren Anfangspunkt hinaus erweisen sich dabei als aufschlußreiche Kriterien.

Abb. 4.2 zeigt einige Beispiele für verschiedene, in diesem Zusammenhang auftretende Ereignistypen. In Abb. 4.2 a,b wird die von VTRACK rekonstruierte Spur der primären Reaktion zugerechnet. Bei der Reaktion 4.2 c wurde am Wechselwirkungspunkt ein Photon erzeugt, das aufgrund einer Konversion im Innendetektor nicht mehr im Kalorimeter nachgewiesen werden kann. In Abb. 4.2 d hat ein Photon mittels Compton-Effekt ein Elektron angestoßen und damit seine ursprüngliche Richtung und Energie verändert. In allen diesen vier Fällen kommt das Ereignis für eine Analyse exklusiver Endzustände nicht mehr in Frage.⁴ Durch die in Abb. 4.2 e,f ersichtlichen Vorgänge hingegen (Rückstreuung an der Spule, Zerfall im Innendetektor) wird das Ereignis nicht weiter beeinträchtigt, zumal nach Rekonstruktion der betreffenden Spur die von ihr im Kalorimeter deponierte Energie identifiziert werden kann. In diesen beiden Fällen stellt daher die von VTRACK rekonstruierte Spur kein Hinderungsgrund für die Selektion als exklusive Reaktion dar.

⁴Eine Einbeziehung der VTRACK-Spuren in die Analyse ist aufgrund der fehlenden z -Information nicht möglich.

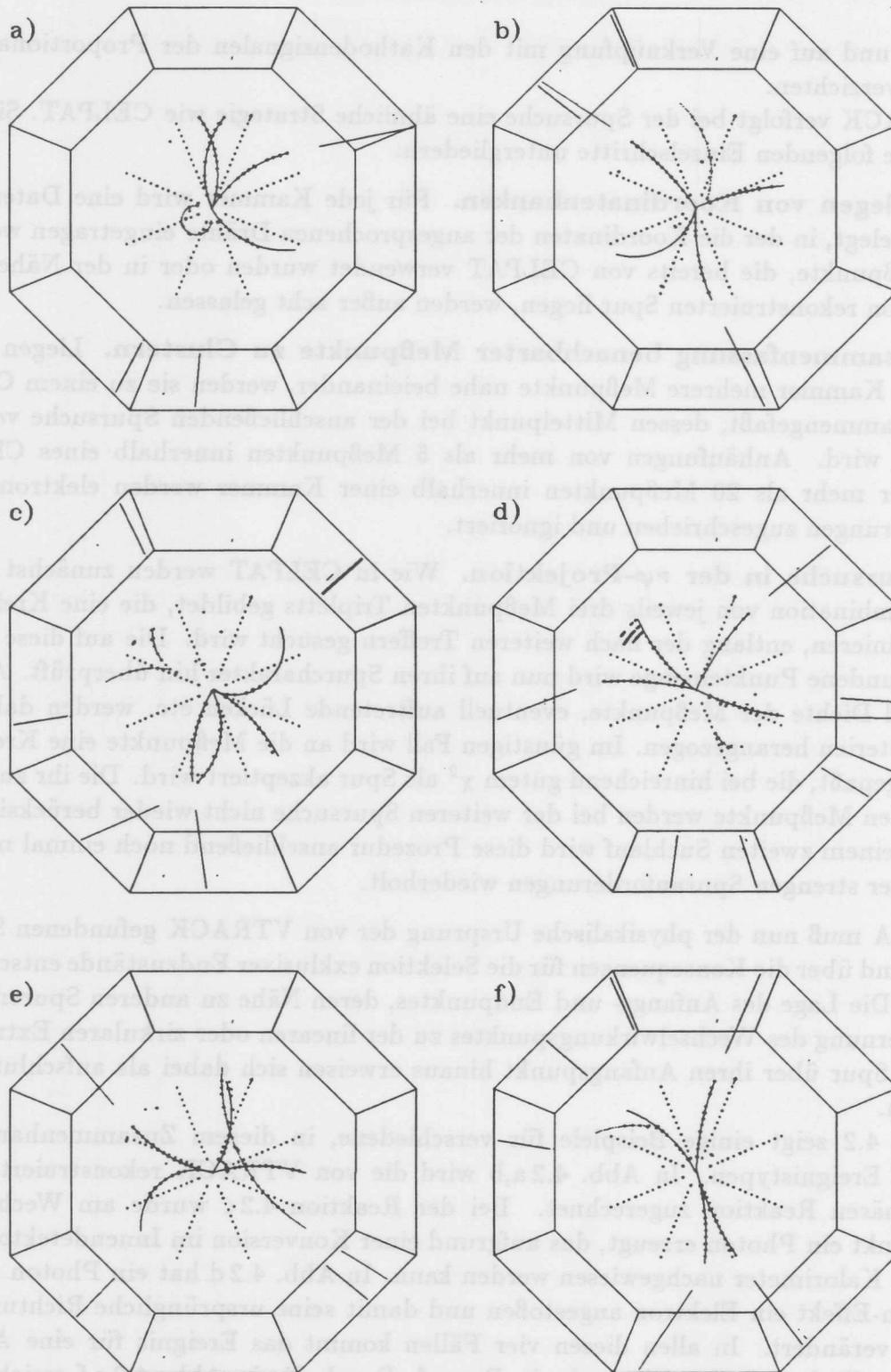


Abbildung 4.2: Ereignisse mit Spuren, die vom VIOLA-Prozessor VTRACK rekonstruiert wurden. Dargestellt ist jeweils der Innendetektor und das zentrale Flüssig-Argon-Kalorimeter des CELLO-Detektors. Die dicken Kurven kennzeichnen die CELPAT-Spuren, die dünneren, nicht bis zum Wechselwirkungspunkt durchgezogenen Kurven die VTRACK-Spuren. Die Striche im Kalorimeter zeigen Energiedepositionen an. Die Ereignisse beinhalten: a) eine Spur mit sehr kleinem Transversalimpuls, b) eine Spur, die nicht direkt vom Ereignisvertex stammt, c) ein konvertiertes Photon, d) ein durch Compton-Effekt angestoßenes Elektron (nur die ersten vier Punkte der sich aufspulenden Spur sind rekonstruiert), e) ein von der Spule zurückgestreutes Pion, f) ein im Innendetektor zerfallenes Pion.

4.2.3 Schauerrekonstruktion und Photonerkennung

4.2.3.1 Überblick

Die Qualität der Schauerrekonstruktion aus den durch Energiedepositionen im Kalorimeter ausgelösten Signalen ist für die Analyse von Ereignissen mit Photonen im Endzustand von entscheidender Bedeutung. Die in dieser Arbeit vorgenommene Untersuchung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$ erfordert den Nachweis von zwei aus dem π^0 -Zerfall stammenden Photonen. Ihre aufgrund von Simulationsrechnungen erwartete Energieverteilung ist in Abb. 4.3 dargestellt. Die Korrelation verdeutlicht, daß für eine vollständige Messung dieses Endzustandes eine gewisse Nachweiswahrscheinlichkeit auch für niederenergetische Photonen mit Energien unterhalb 100 MeV unabdingbar ist.

Die von dem OFFRAM-Prozessor LATRAK durchgeführte Schauerrekonstruktion konnte diesen Erfordernissen zunächst nicht genügen. Erst eine nachträgliche Verbesserung in der Behandlung des elektronischen Rauschens führte zu akzeptablen Ergebnissen. Zusätzlich wurde mit dem VIOLA-Prozessor VPHOT2 ein zweites Schauerrekonstruktionsprogramm installiert, welches nur minimale Anforderungen an die Schauer stellt und so zu einer nochmaligen Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit für niederenergetische Photonen führte.

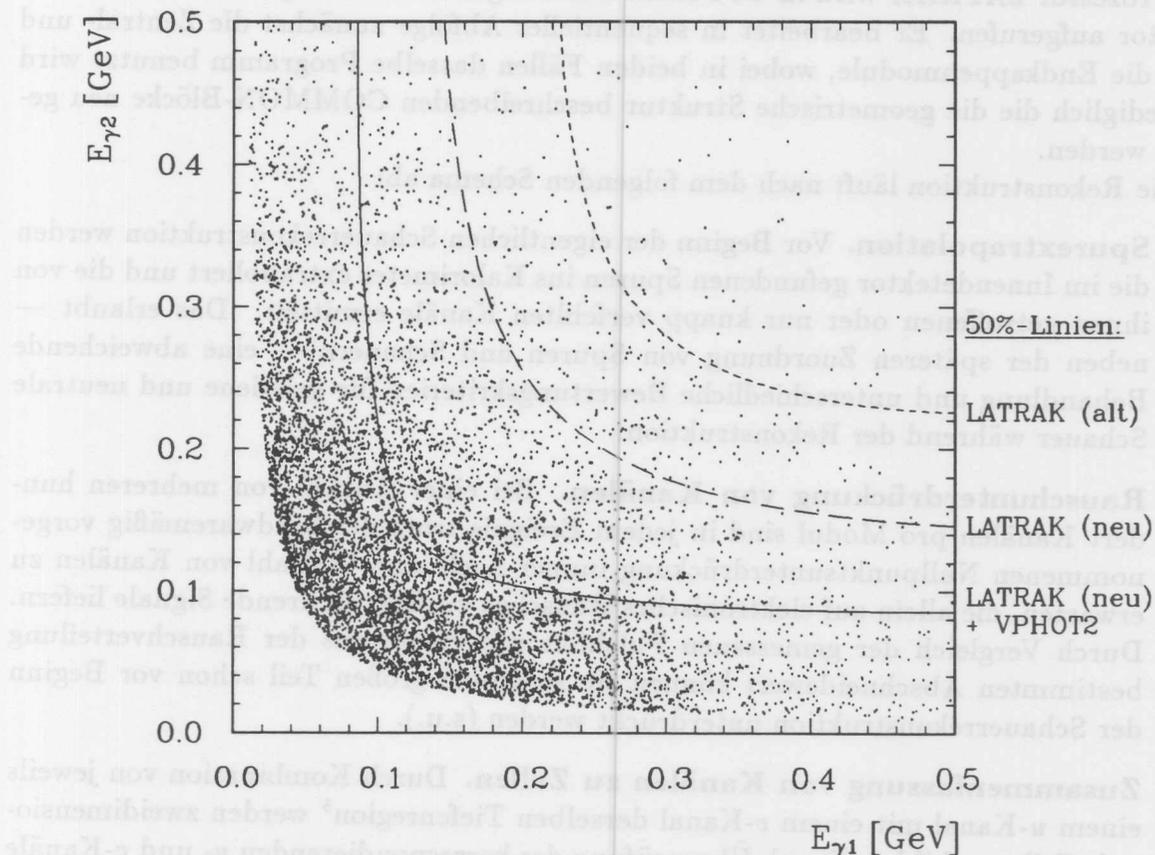


Abbildung 4.3: Energiekorrelation der beiden Photonen in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$. Das Bild zeigt die laut Simulation auf der Stufe der Viervektorerzeugung (d.h. ohne Detektoreffekte) erwartete Energieverteilung. Die eingezeichneten Linien wurden durch Detektorsimulation ermittelt. Sie kennzeichnen die Energiepaarungen, für die beide Photonen vom entsprechenden Prozessor mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% rekonstruiert werden.

Neben der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit sind eine brauchbare Energieauflösung sowie eine effiziente Untergrundabtrennung für die Messung von Photonen bedeutsam. Zu diesem Zweck werden alle verfügbaren Schauerinformationen von dem VIOLA-Prozessor VSHOWR im Detail ausgewertet. Die gesonderte Behandlung der bei einzelnen Kanälen auftretenden Fehlfunktionen und die einen weiten Energiebereich umspannende energieabhängige Kalibration verbesserte die Energieauflösung deutlich — wenngleich für die äußerst niederenergetischen Photonen aus der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ spätere Korrekturen durch kinematische Anpassungsrechnungen unentbehrlich bleiben. Um Photonen von elektronischem Rauschen und von Energiedepositionen geladener Teilchen unterscheiden zu können, benutzt VSHOWR in erster Linie die dank der guten Ortsauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters erfaßten geometrischen Daten des Schauers.

Da die Durchführbarkeit der in dieser Arbeit angestrebten Analyse untrennbar mit der Schauerrekonstruktion und Photonerkennung verbunden ist, werden in den folgenden Abschnitten der OFFRAM-Prozessor LATRAK und die VIOLA-Prozessoren VSHOWR und VPHOT2 etwas ausführlicher beschrieben.

4.2.3.2 LATRAK

Der Prozessor LATRAK wird in OFFRAM nach abgeschlossener Spursuche im Innendetektor aufgerufen. Er bearbeitet in sequentieller Abfolge zunächst die Zentral- und dann die Endkappenmodule, wobei in beiden Fällen dasselbe Programm benutzt wird und lediglich die die geometrische Struktur beschreibenden COMMON-Blöcke neu geladen werden.

Die Rekonstruktion läuft nach dem folgenden Schema ab:

1. **Spurextrapolation.** Vor Beginn der eigentlichen Schauerrekonstruktion werden die im Innendetektor gefundenen Spuren ins Kalorimeter extrapoliert und die von ihnen getroffenen oder nur knapp verfehlten Kanäle ermittelt. Das erlaubt — neben der späteren Zuordnung von Spuren und Schauern — eine abweichende Behandlung und unterschiedliche Bewertungskriterien für geladene und neutrale Schauer während der Rekonstruktion.
2. **Rauschunterdrückung von Kanälen.** Bei einer Anzahl von mehreren hundert Kanälen pro Modul sind in jedem Ereignis trotz der hardwaremäßig vorgenommenen Nullpunktsunterdrückung immer noch eine Vielzahl von Kanälen zu erwarten, die allein auf elektronisches Rauschen zurückzuführende Signale liefern. Durch Vergleich der gemessenen Pulshöhe mit einem aus der Rauschverteilung bestimmten Abschneidewert können sie zu einem großen Teil schon vor Beginn der Schauerrekonstruktion unterdrückt werden (s.u.).
3. **Zusammenfassung von Kanälen zu Zellen.** Durch Kombination von jeweils einem u -Kanal mit einem v -Kanal derselben Tiefenregion⁵ werden zweidimensionale Zellen gebildet. Durch Überprüfung der korrespondierenden u - und v -Kanäle aus benachbarten bzw. der w -Kanäle aus derselben Tiefenregionen können viele der Zellen, die durch falsche Zuordnungen oder verbliebene rauschende Kanäle zustandegekommen sind, ausgesondert werden.

⁵Zum inneren Aufbau der Kalorimetermodule siehe Kap. 3.2.3.2.

4. **Zusammenfassung von Zellen zu zweidimensionalen Clustern.** Als nächstes werden die innerhalb einer Tiefenregion benachbarten Zellen zu sogenannten "Clustern" zusammengefaßt. Falls ein Kanal mehreren Clustern gleichzeitig angehört, werden detaillierte Untersuchungen (Clustergröße, Struktur der Pulshöhenverteilung ...) angestellt, um falsche "Geister"-Kombinationen zu erkennen. Kleine Cluster werden nahegelegenen größeren Clustern zugeteilt. Umgekehrt werden Cluster, die mit mehreren Spuren korreliert sind, in entsprechend viele Subcluster untergliedert.
5. **Zusammenfassung von zweidimensionalen zu dreidimensionalen Clustern.** Zweidimensionale Cluster, die in aufeinanderfolgenden Tiefenregionen hintereinanderliegen, werden nun zu dreidimensionalen Clustern zusammengefaßt. Eine durch tote Kanäle entstehende Lücke wird dabei akzeptiert, wenn zumindest in einer Projektion Kanäle gesetzt sind. Vereinzelt übriggebliebene zweidimensionale Cluster werden nahegelegenen dreidimensionalen Clustern angegliedert. Durch Summation der in den einzelnen Kanälen (einschl. der korrespondierenden Kanäle der w -Projektion) gemessenen Pulshöhen wird die Gesamtpulshöhe des Clusters ermittelt. Wenn ein Kanal in mehreren Clustern gleichzeitig anzutreffen ist, wird seine Pulshöhe im Verhältnis der in den anderen Projektionen gemessenen Pulshöhen aufgeteilt.
6. **Interpretation der dreidimensionalen Cluster als Schauer.** Cluster, die sich nur über eine einzige der hinteren Tiefenregionen erstrecken oder eine zu geringe Gesamtpulshöhe aufweisen, werden als elektronisches Rauschen betrachtet und verworfen. Alle übrigen Cluster werden akzeptiert und auf mögliche innere Strukturen untersucht, wie sie bei überlappenden Schauern entstehen. Gegebenenfalls werden sie in zwei oder mehrere Unterschauer aufgeteilt. Zur Ortsbestimmung wird eine Gerade an die Schwerpunkte der im Schauer enthaltenen zweidimensionalen Cluster angepaßt. Dabei wird für neutrale Schauer der Wechselwirkungspunkt, für geladene Schauer der Schnittpunkt der extrapolierten Spur mit der vorderen Wand des Flüssig-Argon-Tanks in die Anpassung mit einbezogen. Die wichtigsten Parameter des Schauers (Position, Richtung, Pulshöhe, Kanalnummern ...) werden in Datenbanken gespeichert.
7. **Zusammenfügen von Schauern über Modulgrenzen hinweg.** Nachdem die eben beschriebene Schauerrekonstruktion für alle Module durchgeführt worden ist, werden abschließend Einzelschauer aus verschiedenen Modulen, die von einem gemeinsamen, an einer Modulgrenze gelegenen Schauer stammen, zusammengefügt.

Die bei der Rekonstruktion an die Kanäle und Cluster gestellten Anforderungen müssen so abgestimmt werden, daß einerseits durch elektronisches Rauschen vorgetäuschte Schauer verworfen, andererseits aber niederenergetische Photonen in ihrer Nachweiswahrscheinlichkeit nicht zu stark beeinträchtigt werden. In der ursprünglichen Version wurden dazu in LATRAK die folgenden Maßnahmen getroffen:

- Im zweiten Rekonstruktionsschritt wurde für jeden Kanal mit einem 2σ -Schnitt auf die Pulshöhe nochmals eine Nullpunktsunterdrückung — diesmal auf der Software-Ebene — nachvollzogen. σ ist dabei die Breite einer Normalverteilung, die an das

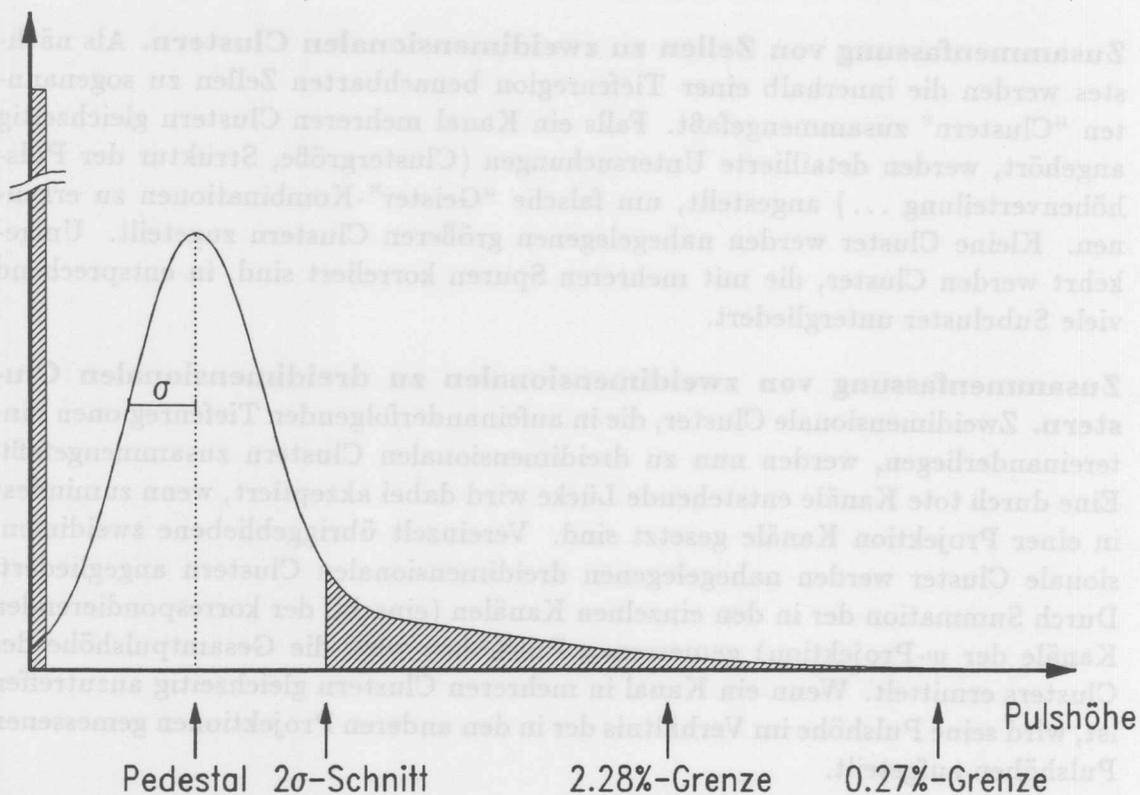


Abbildung 4.4: Pulshöhenspektrum eines Kalorimeterkanals. Die Kurve zeigt ein nicht normalverteiltes Rauschverhalten. Nach der 2σ -Nullpunktsunterdrückung erscheint das Rauschen mit der durch die Schraffur gekennzeichneten Verteilung. Die Grenze, oberhalb der sich 2.28% der Ereignisse befinden, fällt bei einer Normalverteilung mit dem 2σ -Schnitt zusammen, liegt hier jedoch aufgrund des langen Ausläufers wesentlich höher. In der optimierten LATRAK-Version werden nur Pulshöhen oberhalb der 0.27%-Grenze akzeptiert.

Pulshöhenspektrum angepaßt wurde, das der zugehörige Verstärker bei Abwesenheit eines Eingangssignales aufwies. Dieses Spektrum wurde für alle Kanäle in zwei speziellen Kalibrationsmeßläufen für die erste und zweite Hälfte des Experimentes aufgenommen.

- Um verbleibende Untergrundbeiträge zu unterdrücken, wurde im sechsten Rekonstruktionsschritt für die dreidimensional rekonstruierten Cluster eine Mindestpulshöhe von 50 fC verlangt. Diese Bedingung ist einem Energieschnitt von ≈ 100 MeV äquivalent. Außerdem mußten Cluster, die sich nur über eine der vorderen Tiefenregion erstreckten, entweder mit einem Kanal aus der w -Projektion oder einem u - oder v -Kanal aus einer Nachbarlage korreliert sein.

Nach dem 2σ -Schnitt sollten rauschende Kanäle nur noch mit einer Rate von 2.28% auftreten. Tatsächlich lag jedoch ihr Anteil mit $\approx 4.5\%$ wesentlich höher. Als Ursache kommen dafür zum einen zeitliche Instabilitäten der Elektronik in Frage, die bei einer nur zweimaligen Überprüfung der Rauschverteilungen während des 36wöchigen Experimentes nicht erfaßt wurden. Zum anderen zeigt das Pulshöhenspektrum bei einer Reihe von Kanälen einen wie in Abb. 4.4 skizzierten Verlauf, der sich durch einen langen Ausläufer zu hohen Werten hin von einer Normalverteilung unterscheidet. Aus diesem

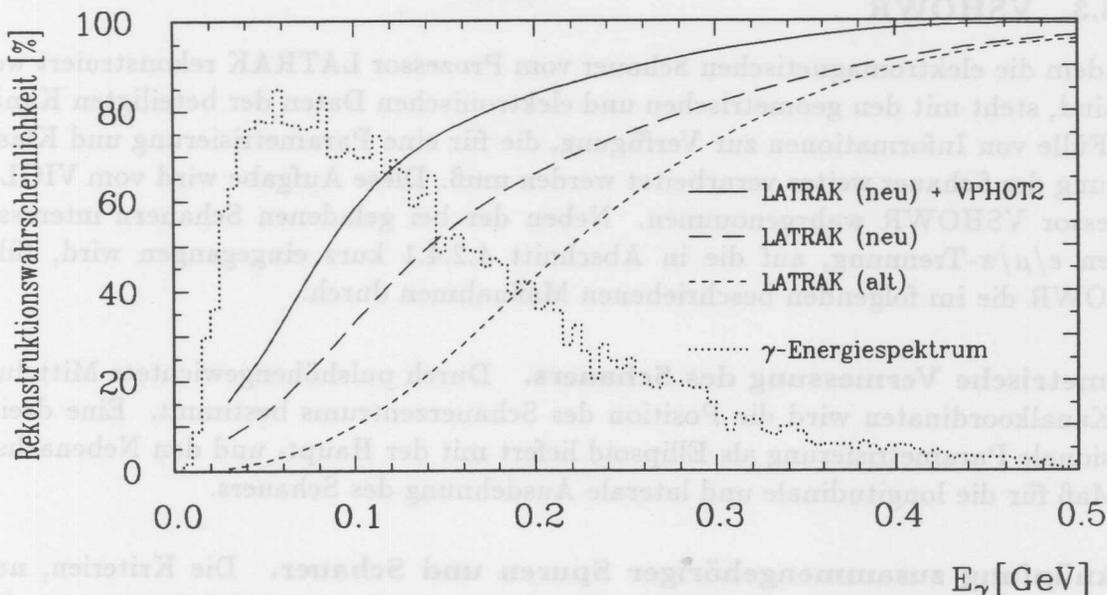


Abbildung 4.5: Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Photonschauer bei Anwendung verschiedener Prozessoren. Die Kurven wurden durch Detektorsimulation ermittelt. Der Vergleich mit dem für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ erwarteten Energiespektrum verdeutlicht die Notwendigkeit der durchgeführten Optimierungen.

Grunde wurde für jeden Kanal aus seiner Pulshöhenverteilung⁶ für Perioden von jeweils 10 Tagen ein neuer Abschneidewert so bestimmt, daß er in genau 0.27 % der Ereignisse überschritten wurde. Nachdem mit diesem Schnitt jeder Kanal unabhängig von der Form seines Pulshöhenspektrums auf eine geringe Rauschrate fixiert wurde, konnten die übrigen Rekonstruktionsbedingungen drastisch gelockert werden. Insbesondere ließ sich die verlangte Mindestpulshöhe eines Clusters von 50 fC auf 10 fC senken.

Das wichtigste Ergebnis dieser veränderten Rauschbehandlung ist eine Verschiebung der Nachweisschwelle für niederenergetische Photonen um ≈ 75 MeV nach unten (s. Abb. 4.3 und 4.5). Da die Photonen aus der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ überwiegend in diesem Energiebereich liegen, konnte dadurch die Akzeptanz um ein Vielfaches erhöht werden. Gleichzeitig nahm der Anteil der Ereignisse, die als Folge elektronischen Rauschens fälschlich rekonstruierte Schauer im Zentralkalorimeter enthielten, von 1.1 % auf 0.3 % ab.⁷ Läßt man auch Cluster zu, die nur aus einem u - und einem v -Kanal einer Tiefenregion bestehen, steigt diese Rate wieder auf 3 % an. Solche Schauer "minderer Güte" werden in der neuen LATRAK-Version zunächst akzeptiert, aber bei der späteren Photonerkennung in VIOLA (s. Abschnitt 4.2.3.3) besonderen Kriterien unterworfen.

⁶Bei der Aufnahme dieser — als Untergrundspektrum anzusehenden — Pulshöhenverteilungen mußten Beiträge durch reale Energiedepositionen ausgeschlossen werden. Zu diesem Zweck wurden Ereignisse mit genau 2 Spuren ausgewählt, die in der $r\varphi$ -Projektion zueinander kollinear waren und Impulse von weniger als 5 GeV aufwiesen. Betrachtet wurden dann nur die Module, die hinreichend weit von den ins Kalorimeter extrapolierten Spuren entfernt waren. Mit den auf diese Weise erstellten Pulshöhenverteilungen wurde später im Monte-Carlo-Programm das Rauschverhalten des Kalorimeters für jeden Kanal individuell simuliert.

⁷Die hier genannten Prozentzahlen stammen aus einer Studie mit Ereignissen, deren Auslese vom Zufallstrigger bewirkt wurde.

4.2.3.3 VSHOWR

Nachdem die elektromagnetischen Schauer vom Prozessor LATRAK rekonstruiert worden sind, steht mit den geometrischen und elektronischen Daten der beteiligten Kanäle eine Fülle von Informationen zur Verfügung, die für eine Parametrisierung und Klassifizierung der Schauer weiter verarbeitet werden muß. Diese Aufgabe wird vom VIOLA-Prozessor VSHOWR wahrgenommen. Neben der bei geladenen Schauern interessierenden $e/\mu/\pi$ -Trennung, auf die in Abschnitt 4.2.4.1 kurz eingegangen wird, führt VSHOWR die im folgenden beschriebenen Maßnahmen durch.

Geometrische Vermessung des Schauers. Durch pulshöhengewichtete Mittelung der Kanalkoordinaten wird die Position des Schauerzentrums bestimmt. Eine dreidimensionale Parametrisierung als Ellipsoid liefert mit der Haupt- und den Nebenachsen ein Maß für die longitudinale und laterale Ausdehnung des Schauers.

Verknüpfung zusammengehöriger Spuren und Schauer. Die Kriterien, nach denen LATRAK über die wechselseitige Zuordnung von Spuren und Schauern entscheidet, erwiesen sich in der Praxis als zu streng. VSHOWR überprüft daher ihre Zusammengehörigkeit nochmals auf zweierlei Art und Weise: mit einem Extrapolations- und einem Anpassungsverfahren.

Bei der ersten Methode wird jede Spur von der Magnetspule aus linear ins Zentralkalorimeter bzw. von der Endplatte des Innendetektors aus helixförmig ins Endkappenkalorimeter extrapoliert. Die Abstände der so verlängerten Spuren zum Zentrum des betrachteten Schauers — sowohl in cm als auch in Einheiten der Schauerbreite gemessen — sind das entscheidende Kriterium für die Zuordnung. Da die Genauigkeit der Extrapolation mit stärker werdender Krümmung abnimmt, werden bei Spuren mit kleinem Transversalimpuls etwas größere Abstände zum Schauer toleriert.

Obwohl dieses Verfahren weniger harte Anforderungen an eine Zuordnung stellt als LATRAK, können mit ihm nach wie vor nicht alle durch Spuren verursachte Schauer als solche erkannt werden. Der Grund dafür liegt in hadronischen Wechselwirkungen zwischen den geladenen Pionen und dem Material der Magnetspule. Diese können abseits der extrapolierten Spur Energiedepositionen im Kalorimeter hervorrufen, die zum Teil auch unter elektromagnetischer Schauerbildung erfolgen (z.B. bei den Ladungsaustauschreaktionen $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ oder $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$). Derartige Schauer stellen für die vom Wechselwirkungspunkt stammenden Photonen eine bedeutende Untergrundquelle dar, zumal die Pionen aus der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$ vorwiegend in einem Impulsbereich liegen, in dem die $\Delta(1232)$ -Resonanz angeregt werden kann. Eine Unterscheidung ist nur mit einer Methode möglich, die die Ausrichtung der Schauer im Kalorimeter berücksichtigt.

In einem zweiten Verfahren werden daher an die Koordinaten der Kanäle eines jeden Schauers mehrere Geraden angepaßt, die jeweils an einem bestimmten Punkt aufgehängt sind. Als Angelpunkt dient dabei zum einen der Wechselwirkungspunkt, zum anderen der Schnittpunkt der verschiedenen Spuren mit der Spule. Beim anschließenden Vergleich der Anpassungsergebnisse wird die Anzahl der angesprochenen Kanäle betrachtet, die entlang der resultierenden Geraden liegen, außerdem das χ^2 der Anpassungen sowie der erforderliche Abknickwinkel in der Spule. Die mit diesen Größen formulierten Bedingungen ermöglichen eine wesentlich verbesserte Identifizierung von durch geladene Spuren verursachten Schauern.

Energiebestimmung. Der erste Schritt bei der Energiebestimmung ist die Zusammenstellung der zum Schauer gehörenden Kanäle. Diese bereits von LATRAK getroffene Auswahl wird in VSHOWR nochmals überprüft, indem das betreffende Kalorimetermodul entlang einer an den Schauer angepaßten Geraden erneut abgesucht wird. Danach wird die — ursprünglich in ADC-Einheiten codierte und in fC umgerechnete — Pulshöhe der einzelnen Kanäle aufsummiert. Falls dabei als schadhaft eingestufte Kanäle⁸ auftreten, wird deren Pulshöhe nach einem auf den jeweiligen Defekt zugeschnittenen Verfahren (z.B. bei einem toten Kanal Interpolation der Pulshöhen seiner Nachbarn) neu bestimmt.

Abschließend erfolgt die Umrechnung der Gesamtpulshöhe in die Schauerenergie. Der dafür benötigte Kalibrationsfaktor muß aus anderen Reaktionen bestimmt werden, in denen eine zusätzliche, vom Kalorimeter unabhängige Bestimmung der Schauerenergie möglich ist. Zu diesem Zweck wurden 4 Ereignistypen ausgewählt, deren Schauer zusammen einen Energiebereich von 100 MeV bis 17.5 GeV überspannen und so eine energieabhängige Kalibration erlauben:

- Bhabha-Ereignisse ($E_{\text{Schauer}} = E_{\text{Strahl}}$)
- radiative Bhabha-Ereignisse ($E_{\text{Schauer}} = |\vec{p}_{\text{Spur}}|$)
- Ereignisse mit konvertierten Photonen ($E_{\text{Schauer}} = |\vec{p}_{\text{Spur}}|$)
- Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta' \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-\gamma$ ($(\vec{p}_{\eta'})_T = 0 \Rightarrow E_{\text{Schauer}}$).

Es zeigte sich, daß im Energiebereich unterhalb 2 GeV bis zu 25 % weniger Ladung im Kalorimeter deponiert wurde, als bei einem linearen Verhalten zu erwarten war. Dieser Effekt tritt bei der Monte-Carlo-Simulation des Detektors in gleichem Maße auf. Er läßt sich dadurch erklären, daß der relative Anteil von oberflächennahen Kanälen, die nur wenig deponierte Ladung enthalten und daher häufiger durch den Pulshöhenschnitt unterdrückt werden, mit geringerer Schauergröße anwächst.

Durch die hier beschriebene spezielle Behandlung defekter Kanäle und dank der energieabhängigen Kalibration konnte die Energieauflösung des Kalorimeters spürbar verbessert werden.

Photondefinition. Ein wesentliches Ziel der in VSHOWR durchgeführten Untersuchungen ist die Photonerkennung. Sie wurde für die in dieser Arbeit beschriebenen Analyse an Hand der folgenden Kriterien realisiert.

- Ein Photonschauer darf keiner Spur zugeordnet sein. Falls der Wechselwirkungspunkt nicht mit einer Geradenanpassung an die Koordinaten der beteiligten Kanäle verträglich ist, wird der Schauer ebenfalls verworfen, auch wenn kein Zusammenhang mit einer Spur hergestellt werden kann.
- Trotz der am LATRAK-Prozessor vorgenommenen Optimierungen treten ab und zu noch Schauer auf, die auf elektronisches Rauschen zurückzuführen sind, insbesondere wenn dieses mit echten Ladungsdepositionen kombiniert werden kann.

⁸3.8 % der Kalorimeterkanäle waren völlig tot. Weitere 0.2 % zeigten Ineffizienz oder neigten zu elektronischem Übersprechen auf benachbarte Kanäle.

Aus diesem Grunde werden solche Schauer, die in einer Projektion mit einer Spur-Extrapolation oder einem anderen Schauer überlappen, nur dann als Photonen akzeptiert, wenn sie in anderen Projektionen mehr als einen Kanal aufweisen. Da die Trennung mehrerer Schauer in den Endkappen-Modulen besonders problematisch ist, werden dort keine Photonen akzeptiert, falls sich ein hochenergetischer, durch ein gestreutes Strahlelektron verursachter "tag" oder mehr als zwei Schauer gleichzeitig in demselben Modul befinden. Um die Untergrundrate durch Schauer "minderer Güte", die nur aus zwei Einzelstreifen bestehen, zu beschränken, wird analog zu der in LATRAK definierten 0.27 %-Grenze eine weitere 0.006 %-Grenze für die Pulshöhe eingeführt, die von mindestens einem der beiden Kanäle überschritten werden muß.

- Die für elektromagnetische Schauer typische longitudinale Entwicklung kann als weiteres Photonkriterium ausgenutzt werden. Dementsprechend muß das (puls-höhengewichtete) Zentrum von Photonschauern in der vorderen Hälfte des Kalorimeters liegen und 30 % der Gesamtenergie in den ersten 4 Tiefenregionen, d.h. innerhalb von 6 Strahlungslängen deponiert worden sein. Mit diesen Bedingungen lassen sich Schauer, die von langlebigen neutralen Hadronen (z.B. K_L^0, n) herrühren, in den meisten Fällen ausschließen.

Laut Simulation werden mit diesen Kriterien ca. 75 % der Photonen erkannt. Demgegenüber sind Ereignisse, die als Photonen mißidentifizierte Schauer anderen Ursprungs enthalten, in der 4-Spur-Selektion mit einer Rate von nur 12 % zu erwarten.

4.2.3.4 VPHOT2

Bei dem vom Prozessor LATRAK verwendeten Algorithmus müssen für die Rekonstruktion eines Schauers mindestens ein u -Kanal und ein v -Kanal derselben Tiefenregion angesprochen haben. Die minimalste Anforderung hingegen, die für den Nachweis und die Lokalisierung eines Schauers denkbar ist, besteht in der Kombination zweier beliebiger Kanäle unterschiedlicher Orientierung. Ausgehend von diesem Ansatz wurde das Schauerrekonstruktionsprogramm VPHOT2 geschrieben, mit dem eine nochmalige Verbesserung der Nachweiswahrscheinlichkeit im niederenergetischen Bereich erzielt werden sollte. Sein Ablauf läßt sich als Sequenz der folgenden Schritte darstellen:

1. **Auswahl der Kanäle.** Da VPHOT2 speziell für den Nachweis von Photonen konzipiert ist, werden zunächst lediglich die für die elektromagnetische Schauerbildung wichtigen Tiefenregionen 2–4 untersucht. Wie in der optimierten LATRAK-Version kommen nur Kanäle in Betracht, deren Pulshöhe über der 0.27 %-Grenze liegt. Zusätzlich wird die Pulshöhe noch mit der 0.006 %-Grenze des Kanals verglichen und gegebenenfalls eine entsprechende Markierung gesetzt. Kanäle, die bereits von LATRAK verwendet wurden oder in der Nähe von ins Kalorimeter extrapolierten Spuren liegen, werden bei der Rekonstruktion nicht benutzt.
2. **Zusammenfassung der Kanäle zu eindimensionalen Clustern.** Die im ersten Schritt akzeptierten Kanäle gleicher Orientierung werden nun zu Clustern zusammengefaßt, falls sie in ihrer Projektion dicht genug beieinanderliegen — auch wenn sie unterschiedlichen Tiefenregionen angehören.

3. **Kombination der Cluster zu Kreuzungspunkten.** Befinden sich in einem Kalorimetermodul Cluster verschiedener Orientierung, definieren diese einen oder mehrere Kreuzungspunkte. Dadurch kann VPHOT2 — im Gegensatz zu LATRAK — auch einzelne Streifen aus verschiedenen Tiefenregionen miteinander kombinieren. Zunächst werden gemeinsame Kreuzungspunkte von 3 Clustern ($u/v/w$) gesucht, anschließend die übrigen Zweierkombinationen ($u/v, u/w, v/w$) gebildet.
4. **Suche nach weiteren benachbarten Kanälen.** Um weitere, zum Schauer beitragende benachbarte Energiedepositionen zu finden, werden innerhalb einer durch den Wechselwirkungspunkt und dem jeweiligen Kreuzungspunkt definierten "Straße" weitere Kanäle aufgesammelt, deren Pulshöhe die 0.27 %-Grenze überschreitet. Diese Suche erstreckt sich nun über alle Tiefenregionen. Die Gesamtpulshöhe wird anschließend in die Schauerenergie umgerechnet.
5. **Klassifizierung als Photon oder Untergrundschauer.** Kreuzungspunkte, die einen gewissen Mindestabstand zu extrapolierten Spuren oder bereits rekonstruierten Schauern unterschreiten, werden nicht als eigenständige Photonen akzeptiert. Um die Kontamination durch elektronisches Rauschen zu verringern, müssen — analog den LATRAK-Schauern "minderer Güte" — Kreuzungspunkte, die Streifen aus nur zwei Orientierungen enthalten, mindestens einen Kanal aufweisen, dessen Pulshöhe über der 0.006 %-Grenze liegt.

Mit diesem Rekonstruktionsverfahren konnte die Nachweisschwelle für niederenergetische Photonen — wie die Abbildungen 4.3 und 4.5 zeigen — nochmals um ≈ 50 MeV gesenkt werden. Allerdings nahm trotz der im 5. Schritt verlangten Rekonstruktionsbedingungen der Anteil von Untergrundbeimengungen deutlich zu.

Aus diesem Grunde wurde der Prozessor VPHOT2 für die vorliegende Analyse nur auf Ereignisse angewendet, die bereits ein von LATRAK rekonstruiertes und von VSHOWR akzeptiertes Photon enthielten. Falls dieses Photon aus einem π^0 -Zerfall stammt, ist die Richtung des fehlenden Photons aus kinematischen Gründen stark eingeschränkt. Mit der Forderung nach ausgeglichenem Transversalimpuls ($(\sum \vec{p}_i)_T = 0$) für das Gesamt ereignis und nach π^0 -Masse für das 2-Photon-System läßt sich — unter Verwendung der Richtung des gemessenen Photons⁹ — ein funktionaler Zusammenhang zwischen $\cos \vartheta$ und φ des gesuchten Photons ableiten, der mit den Positionen von nur wenigen Kalorimetermodulen vereinbar ist. Begrenzt man die Anwendung von VPHOT2 auf genau diese Module, läßt sich die Rate von Untergrundschauern beträchtlich reduzieren, ohne die Akzeptanz für die gesuchte Reaktion nennenswert zu beschneiden. Bei der späteren Analyse darf jedoch nicht übersehen werden, daß dieses Rekonstruktionsverfahren durch die kinematisch motivierte Auswahl bestimmter Module nicht "unvoreingenommen" ist und die Verteilung der invarianten 2-Photon-Masse im Bereich der π^0 -Masse künstlich überhöht.

⁹Benutzt man zusätzlich die Energie des nachgewiesenen Photons, sind für das gesuchte Photon maximal nur noch genau zwei Richtungen möglich. Angesichts der im niederenergetischen Bereich begrenzten Kalorimetraufösung wurde jedoch darauf verzichtet.

4.2.4 Weitere Rekonstruktionsverfahren

Neben der Spur- und der Schauerrekonstruktion können bei der Auswertung der experimentellen Daten je nach zu untersuchender Reaktion und Fragestellung eine Reihe anderer Aufgaben auftauchen, die die Anwendung spezieller Rekonstruktionsverfahren erfordern. Beispielsweise ist die *Erkennung von Sekundärvertices* Voraussetzung für das Studium von K_S^0 - und Λ -Zerfällen, dient gleichzeitig jedoch auch der Selektion konvertierter Photonen. Oft tragen Methoden der *Teilchenidentifikation* entscheidend zur Untergrundreduktion bei und machen dadurch manche Analysen erst möglich. Für die vorliegende Arbeit spielen *kinematische Anpassungsrechnungen* eine große Rolle, da mit ihrer Hilfe die nur mit mäßiger Auflösung gemessenen Photonenergien nachträglich korrigiert werden können.

4.2.4.1 Teilchenidentifikation

Möchte man für geladene Spuren neben dem Impuls auch Aussagen über die Teilchenart treffen, kann man sich verschiedener Möglichkeiten bedienen, um einzelne Hypothesen in bestimmten Energiebereichen zu überprüfen.

Eine einfache Methode zur Erkennung von Myonen mit Impulsen oberhalb von 1.2 GeV bieten die Myonkammern, die aufgrund der vor ihnen liegenden Strahlungslängen bzw. Absorptionslängen an Material nicht von Elektronen und nur selten von Hadronen erreicht werden können (vgl. Kap. 3.2.4.1). Die Verknüpfung der Spuren mit den Meßpunkten in den Myonkammern wird vom OFFRAM-Prozessor MUCH vorgenommen. Dieses Programm extrapoliert jede im Innendetektor gemessene Spur unter Berücksichtigung des tatsächlichen Magnetfeldes schrittweise durch den gesamten CELLO-Detektor und berechnet ihren Schnittpunkt mit den Myonkammern. Das entscheidende Kriterium für die Myonhypothese ist der Abstand des so ermittelten Schnittpunktes zum nächstgelegenen Meßpunkt, sowohl in cm als auch in Einheiten des Extrapolationsfehlers gemessen, der durch Fortpflanzung der Meßfehler der Spurparameter und durch Vielfachstreuung der Teilchen im Kalorimeter und Hadronabsorber zustande kommt.

Das einfachste Verfahren zur Erkennung von Elektronen beruht auf ihrer Eigenschaft, aufgrund von elektromagnetischer Schauerbildung ihre gesamte Energie im Kalorimeter zu deponieren. Zur Überprüfung der Elektronhypothese muß daher lediglich untersucht werden, ob der Spurimpuls und die Schauerenergie im Rahmen der Meßfehler miteinander verträglich sind. Dieser Vergleich wird vom VIOLA-Prozessor VELEC für Energien oberhalb 5 GeV durchgeführt, um "tags" von Elektronen im Kalorimeter zu identifizieren. In der 4-Spur-Selektion lassen sich damit radiative Bhabha-Ereignisse mit einem im Strahlrohr konvertierten Photon eliminieren.

Um Elektronen, Myonen und Pionen auch bei kleineren Energien bis hinab zu 250 MeV voneinander unterscheiden zu können, bedarf es einer detaillierteren Analyse der Kalorimeterschauer [75]. Ein solches Verfahren ist im VIOLA-Prozessor VSHOWR integriert. Ausgangspunkt der Untersuchung ist ein Satz von sieben Parametern, der die longitudinale und laterale Schauerentwicklung sowie Korrelationen zwischen einzelnen Lagen beschreibt. Durch das Studium von Kalorimeterschauern aus Ereignissen, in denen die Teilchenart anderweitig bekannt ist (z.B. kosmische Myonen, radiative Bhabha-Ereignisse, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow 4\pi$), kennt man die für Elektronen, Myonen und Pio-

nen typischen Verteilungen dieser Parameter. Die beim zu untersuchenden Schauer vorliegenden aktuellen Werte werden mit diesen Verteilungen verglichen und daraus Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Teilchenhypothesen abgeleitet.

4.2.4.2 Kinematische Anpassungen

Um die bei der Impuls- und Energiemessung auftretenden Fehler zu verringern, können im Zuge der Ereignisrekonstruktion kinematische Bedingungen (Impuls- und Energieerhaltung, ggf. Massenhypothesen) ausgenutzt werden, denen die ermittelten Viererimpulse genügen müssen. Dazu wird eine kinematische Anpassungsrechnung durchgeführt, die die Meßwerte unter Berücksichtigung ihrer Fehler möglichst wenig so verändert, daß die geforderten Nebenbedingungen exakt erfüllt sind. Bei CELLO wird dafür das Programmpaket CONLES benutzt, das diese Aufgabe nach der Methode der kleinsten Quadrate unter Verwendung Lagrangescher Multiplikatoren löst [77].

Bei der Anwendung auf "no tag"-Ereignisse aus 2-Photon-Kollisionen tritt die Komplikation auf, daß der Transversalimpuls der gestreuten Elektronen nicht genau Null ist, sondern die in Abb. 4.6 a dargestellte Verteilung aufweist. Um auch Ereignisse mit etwas größeren Streuwinkeln zuzulassen, werden die transversalen Impulskomponenten p_x , p_y der im Strahlrohr gestreuten Elektronen programmtechnisch wie gemessene Variable mit Meßwert 0 behandelt. Da die Angabe eines "Meßfehlers" σ für eine wie in Abb. 4.6 a gezeigte Verteilung problematisch ist, empfiehlt es sich, durch eine Transformation der Form¹⁰

$$p_{x,y} \longrightarrow t_{x,y} = \begin{cases} \frac{p_{x,y}}{|p_{x,y}|} a_1 \left(\ln \frac{|p_{x,y}|}{a_2} \right)^2 & \text{für } |p_{x,y}| \geq a_2 e^2 \\ \frac{4a_1}{e^2} \frac{p_{x,y}}{a_2} & \text{für } |p_{x,y}| < a_2 e^2 \end{cases} \quad (4.1)$$

eine neue Variable t_x (bzw. t_y) zu definieren, die annähernd normalverteilt ist, und diese anstelle von p_x (bzw. p_y) als Fitparameter zu benutzen (s. Abb. 4.6).

Die Bestimmung der Spurparameter und Schauerkoordinaten ist beim CELLO-Detektor mit vergleichsweise hoher Genauigkeit möglich, so daß die Ungenauigkeiten — insbesondere bei niedrigen Photonenergien — durch die Energieauflösung des Kalo-

Fit	Fitparameter					kinem. Nebenbedingungen			
	$E_{\gamma 1}$	$E_{\gamma 2}$	$t_{x1}+t_{x2}$	$t_{y1}+t_{y2}$	Anzahl	$\sum_i p_{xi}=0$	$\sum_i p_{yi}=0$	$m_{\gamma\gamma}=m_{\pi^0}$	Anzahl
p_T -Fit	×	×	×	×	4	×	×	—	2
π^0 -Fit	×	×	—	—	2	—	—	×	1
p_T - π^0 -Fit	×	×	×	×	4	×	×	×	3

Tabelle 4.2: Für die Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ durchgeführte kinematische Anpassungen. Als Nebenbedingungen wurde a) Transversalimpulserhaltung, b) π^0 -Masse für das Photonpaar und c) beides gleichzeitig verlangt.

¹⁰Durch die lineare Fortsetzung bei sehr kleinen Transversalimpulsen wird die bei 0 nicht definierte Logarithmusfunktion stetig ersetzt und gleichzeitig vermieden, daß der in der Anpassungsrechnung auftretende Ausdruck $\frac{dp_x}{dt_x}$ bei $t_x = 0$ singularär wird.

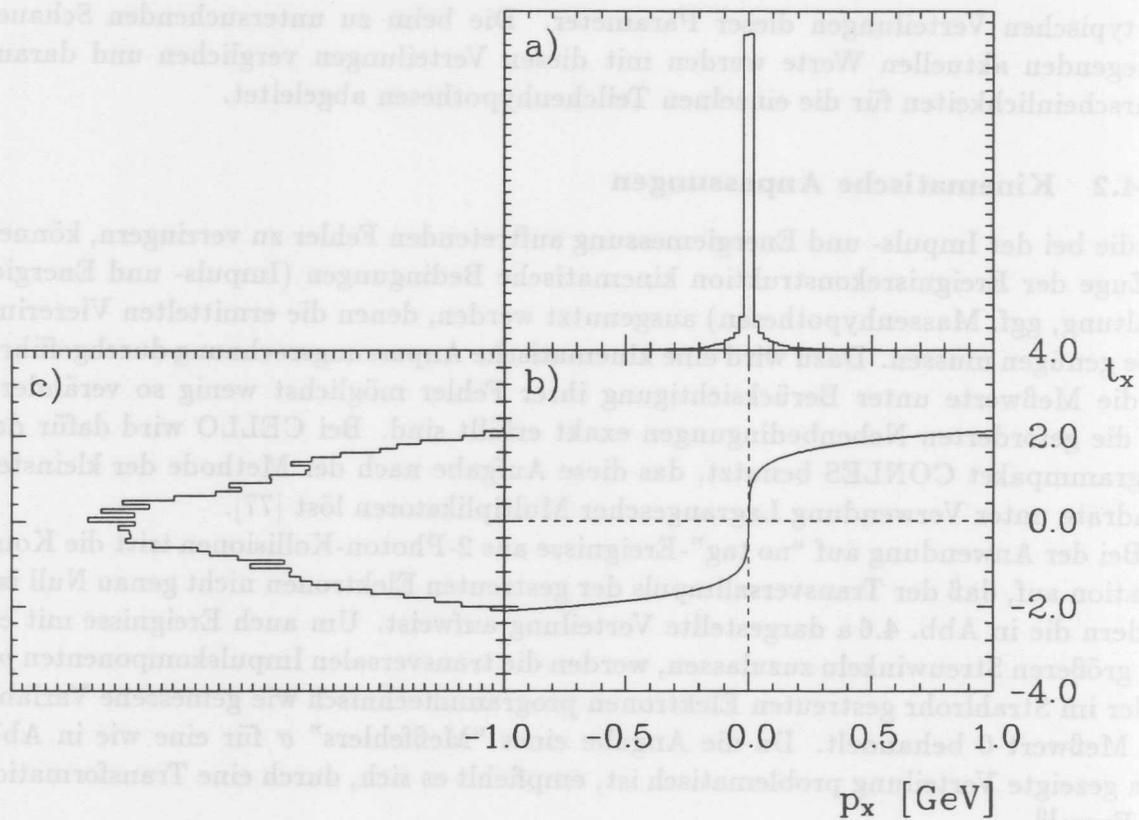


Abbildung 4.6: a) Verteilung des Transversalimpulses p_x eines gestreuten Strahlelektrons. Durch Transformation mit b) der Funktion aus Gl. 4.1 (mit $a_1 = 0.0138$, $a_2 = 4.25$ keV) ergibt sich c) die näherungsweise normalverteilte Variable t_x .

rimeters stark dominiert werden. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten kinematischen Anpassungen wurden daher die Impulse der geladenen Teilchen sowie die Richtung der Photonen als exakt gemessen betrachtet. Dadurch konnte die Anzahl der Fitparameter drastisch reduziert und die Anpassungsprozedur robuster gestaltet werden. Für die Analyse wurde jedes Ereignis drei verschiedenen Anpassungen mit jeweils anderen kinematischen Nebenbedingungen unterzogen, die zusammen mit den zugehörigen Fitparametern in Tab. 4.2 aufgelistet sind.

4.2.4.3 Sekundärvertexrekonstruktion

Eine weitere Anwendung für kinematische Anpassungsrechnungen tritt bei der vom VIOLA-Prozessor VV0CND durchgeführten Rekonstruktion von Sekundärvertices auf, die durch den Zerfall neutraler Teilchen oder durch die Konversion von Photonen zustande kommen. Zunächst wird unter den vielen möglichen Spurkombinationen eine Vorauswahl geeigneter Paarungen getroffen. Die Hypothese, daß beide Spuren von einem gemeinsamen Sekundärvertex stammen, führt zu mehreren Nebenbedingungen für die Spurparameter und kann mit Hilfe einer Anpassungsrechnung getestet werden. Eine ausführliche Beschreibung dieses Verfahrens findet man in Referenz [73].

Kapitel 5

Die Ereignissimulation

5.1 Die Monte-Carlo-Technik

Der Vergleich zwischen theoretischen Vorhersagen und experimentellen Ergebnissen wird üblicherweise auf der Stufe von *Wirkungsquerschnitten* vollzogen. Ihre Bestimmung ist eines der Hauptziele bei der Auswertung von Hochenergiephysik-Experimenten. Direkt gemessen werden jedoch zunächst *Ereignisraten* bzw. *Häufigkeitsverteilungen* von kinematischen Variablen. Der Zusammenhang zwischen diesen Größen läßt sich durch eine Integralgleichung darstellen, die für 2-Photon-Reaktionen — z.B. mit der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse $W_{\gamma\gamma}$ als Variable — die folgende Form annimmt:

$$N_{beob}(W_{\gamma\gamma}) = \mathcal{L} \int_{\Delta W_{\gamma\gamma}} A(\xi) d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}(\xi) . \quad (5.1)$$

Dabei bezeichnet \mathcal{L} die integrierte e^+e^- -Luminosität. Die Phasenraumkoordinaten $\xi = (\xi_{e^+e^-}, \xi_X)$ beschreiben sowohl den leptonischen als auch den hadronischen Teil des Endzustandes und sind bei der Integration auf das jeweils betrachtete Massenintervall $\Delta W_{\gamma\gamma}$ begrenzt. $A(\xi)$ ist eine Akzeptanzfunktion, die neben den Detektoreffekten auch die Einflüsse der Rekonstruktions-, Selektions- und Auswerteverfahren beschreibt.

Um die Beziehung zum Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$ aufzuzeigen, kann Gl. 5.1 umgeformt werden zu

$$N_{beob}(W_{\gamma\gamma}) = \mathcal{L} \int_{\Delta W_{\gamma\gamma}} A(\xi) d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}(\xi) dL_{\gamma\gamma}(\xi_{e^+e^-}) , \quad (5.2)$$

wobei im “no tag”-Fall der für die differentielle 2-Photon-Luminosität $dL_{\gamma\gamma}(\xi_{e^+e^-})$ einzusetzende Term der rechten Seite von Gl. 2.11 entnommen werden kann. Die mathematische Struktur dieses Ausdrucks macht eine analytische Berechnung des Integrals 5.2 nahezu unmöglich.

Noch weitaus komplexer als $dL_{\gamma\gamma}(\xi_{e^+e^-})$ sind die in die Akzeptanzfunktion $A(\xi)$ eingehenden funktionalen Abhängigkeiten. Die mit der geometrischen Anordnung der Detektorkomponenten verbundenen Akzeptanzlücken, durch Auflösungseffekte der Meßapparaturen hervorgerufene Meßfehler, statistische Phänomene wie die Ansprechwahrscheinlichkeit und das Rauschverhalten einzelner Kanäle oder Zerfälle und Wechselwirkungen von Teilchen im Detektor, Rekonstruktionsbedingungen, Selektionskriterien, Anpassungsrechnungen usw. wirken auf eine vielfältig miteinander verflochtene Weise

zusammen, so daß $A(\xi)$ analytisch nicht mehr darstellbar ist. Üblicherweise löst man das Integral 5.2 daher numerisch mit einer Monte-Carlo-Methode [78]. Der mathematische Hintergrund dieser Technik wird in Anhang A dieser Arbeit kurz umrissen.

Anschaulich gesprochen wird mit dem Monte-Carlo-Verfahren die vom realen Experiment gelieferte "analoge Lösung" von Gl. 5.2 numerisch nachvollzogen, indem das gesamte Experiment (einschl. der Teilchenreaktion, dem Detektorverhalten und der Auswertekette) auf dem Rechner detailliert simuliert wird. Der gesuchte Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}(W_{\gamma\gamma})$ kann dann durch Vergleich der Ereignisraten $N_{beob}(W_{\gamma\gamma})$ zwischen echten und simulierten Daten bestimmt werden. Dazu macht man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}(\xi)$ den faktoriellen Ansatz

$$d\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}(\xi_{e^+e^-}, \xi_X) = \sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}(W_{\gamma\gamma}) f(Q_1^2) f(Q_2^2) g(\xi_X) d\xi_X, \quad (5.3)$$

so daß sich $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}(W_{\gamma\gamma})$ bei hinreichend kleinen Intervallen $\Delta W_{\gamma\gamma}$ vor das Integral ziehen läßt. Mit Gl. 5.2 folgt dann für das Verhältnis von $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}(W_{\gamma\gamma})$ zu dem bei der Simulation angenommenen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}^{MC}(W_{\gamma\gamma})$:

$$\frac{\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}(W_{\gamma\gamma})}{\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}^{MC}(W_{\gamma\gamma})} = \frac{N_{beob}^{exp}(W_{\gamma\gamma}) \mathcal{L}^{MC}}{N_{beob}^{MC}(W_{\gamma\gamma}) \mathcal{L}^{exp}}. \quad (5.4)$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß das Integral in Gl. 5.2 im realen und im simulierten Fall gleich groß ist, d.h. daß die Monte-Carlo-Simulation ein wirklichkeitstreuendes Abbild des realen Experimentes darstellt. Dieser Forderung kann bei der Simulation des Detektors und der Auswerteverfahren mit genügend großem Programmieraufwand weitgehend entsprochen werden. Sie ist jedoch bei der Simulation der Teilchenreaktion nur bedingt erfüllbar, da die im Monte-Carlo-Programm anzusetzenden Verteilungsfunktionen $f(Q_i^2)$ und $g(\xi_X)$ a priori unbekannt sind und sich auf (häufig ungesicherte) theoretische Annahmen stützen müssen. Diese Modellabhängigkeit ist bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten im allgemeinen unvermeidbar.

Die in Gl. 5.4 auftretende integrierte Luminosität der Monte-Carlo-Daten \mathcal{L}^{MC} ist mit der Anzahl der auf dem Rechner generierten Ereignisse N_{gen}^{MC} verknüpft:

$$\mathcal{L}^{MC} = \frac{N_{gen}^{MC}}{\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X}^{MC}} = \frac{N_{gen}^{MC}}{\int \sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}^{MC}(\xi_{e^+e^-}) dL_{\gamma\gamma}(\xi_{e^+e^-})}. \quad (5.5)$$

Damit taucht ein zweites Integral auf, das bei der Bestimmung von 2-Photon-Wirkungsquerschnitten noch gelöst werden muß. Sein Integrationsbereich ist durch genau den Teil des Phasenraumes definiert, der für die Erzeugung der Monte-Carlo-Ereignisse benutzt wurde.

In der Praxis erfolgt der Ablauf der Monte-Carlo-Prozedur in mehreren aufeinanderfolgenden Einzelschritten:

1. Das Verfahren beginnt mit der Berechnung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X}^{MC}$ durch numerische Lösung des Integrals aus Gl. 5.5. Dabei werden gleichzeitig die Verteilungen der Variablen $\xi_{e^+e^-}$ gemäß Gl. 2.11 erzeugt.
2. Ausgehend von diesen Verteilungen werden die Viererimpulse für den 2-Photon-Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^* \gamma^*$ generiert.

3. Mit dem so erzeugten 2-Photon-Fluß können anschließend die Reaktion $\gamma^*\gamma^* \rightarrow X$ simuliert und die Viererimpulse des hadronischen Endzustandes X generiert werden.
4. Eine Vorselektion verhindert, daß Ereignisse, deren Akzeptanz schon jetzt erkennbar verschwindend gering ist, die folgenden rechenzeitintensiven Schritte unnötig durchlaufen.
5. Die Programme zur Detektorsimulation erzeugen nun für jedes Monte-Carlo-Ereignis möglichst genau die Daten, die bei einem entsprechenden Ereignis im realen Detektor auf die DUMP-Bänder ausgelesen worden wären.
6. Da die echten und simulierten Ereignisse auf dieser Stufe dasselbe Datenformat aufweisen, kann die abschließende Auswertekette (Rekonstruktion, Selektion, Analyse) ohne wesentliche Änderungen mit denselben Programmen durchgeführt werden, mit denen die experimentellen Daten bearbeitet wurden. Als Ergebnis der Monte-Carlo-Prozedur erhält man Verteilungen für die simulierten Daten, z.B. mit $N_{beob}^{MC}(W_{\gamma\gamma})$ die gesuchte Lösung des Integrals 5.2.

Auf die hier genannten Einzelschritte der Monte-Carlo-Prozedur wird in den folgenden Abschnitten ausführlicher eingegangen. Die meisten Ergebnisse der Simulationsrechnungen (Akzeptanzen, Verteilungen, ...) werden in den Kapiteln 6–8 im Zusammenhang und direkten Vergleich mit den experimentellen Daten gezeigt.

5.2 Die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Die in Gleichung 5.5 auftretende Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}^{MC}$ ist eine bei vielen 2-Photon-Analysen anfallende Aufgabe, zu deren Bewältigung Standardprogramme zur Verfügung stehen. In dieser Arbeit wird für diesen Zweck das Programm MOTTE0 [79] benutzt, das für den differentiellen e^+e^- -Wirkungsquerschnitt den exakten, von Budnev et al. [16] berechneten Ausdruck 2.10 ansetzt. Zur praktischen Durchführung der Integration ruft MOTTE0 seinerseits das nach einer "adaptiven importance sampling"-Methode arbeitende Programmpaket BASES [80] auf (siehe auch Anhang A).

Um allzu starke Korrelationen zwischen den Integrationsvariablen zu vermeiden und gleichzeitig die Handhabung von Schnitten an den physikalisch wesentlichen Größen zu erleichtern, wird vor der Integration ein Wechsel zu den in Tab. 5.1 aufgeführten Variablen vollzogen. Die sechsdimensionale Phasenraumintegration reduziert sich dabei auf fünf Dimensionen, da sich die Azimutwinkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes nur im Differenzwinkel $\bar{\varphi}$ zwischen den Elektronstreuebene zeigt und die Integration über den zweiten Azimutwinkel einer trivialen Multiplikation mit dem Faktor 2π entspricht.

Für die vorliegende Analyse kann die Integration (und anschließende Vierervektorgenerierung) auf den interessierenden Energiebereich $1.1 < W_{\gamma\gamma} < 4 \text{ GeV}$ begrenzt werden. Da in der späteren Selektion (s. Kap. 6) nur Ereignisse akzeptiert werden, die keine "tags" enthalten und einen ausgeglichenen Transversalimpuls aufweisen, läßt sich auch der Polarwinkelbereich der gestreuten Elektronen auf $\vartheta < 60 \text{ mrad}$ einschränken.

Symbol	Variable	Integrationsbereich
$z = \frac{W_{\gamma\gamma}}{2E_{\text{Strahl}}}$	(skalierte) invariante $\gamma\gamma$ -Masse	$\frac{1.1}{35} - \frac{4.0}{35}$
$x_2 = \frac{p_2}{p_{\text{Strahl}}}$	(skalierter) Impuls des gestreuten Elektrons	0 - 1
ϑ_1	polarer Streuwinkel des Positrons	0 - 60 mrad
ϑ_2	polarer Streuwinkel des Elektrons	0 - 60 mrad
$\tilde{\varphi}$	Azimutwinkel zwischen Leptonstrebeneben	0 - 2π

Tabelle 5.1: Die bei der Integration des differentiellen e^+e^- -Wirkungsquerschnitts verwendeten Variablen und berücksichtigten Intervalle.

Stärker gestreute Elektronen werden durch “tags” im Vorwärts- oder Endkappenkalorimeter sicher nachgewiesen und beeinträchtigen deutlich die Transversalimpulsbilanz des hadronischen Endzustandes.

Als weitere Konsequenz der bei der Selektion verlangten “anti tag”- und p_T -Bedingungen kann $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$ mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{TT}(\gamma\gamma \rightarrow X)$ für die Streuung zweier transversal polarisierter Photonen identifiziert werden (vgl. Kap. 2.1.2). In den Monte-Carlo-Rechnungen wird für ihn

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}^{MC}(\xi_{e^+e^-}) = \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}^{MC}(W_{\gamma\gamma}) \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{Q_1^2}{m_\rho^2}\right)^2} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{Q_2^2}{m_\rho^2}\right)^2} \quad (5.6)$$

angesetzt. Dabei ist die Q^2 -Abhängigkeit durch den ρ -Formfaktor aus Gl. 2.17 (mit $m_V = m_\rho$) gegeben, der theoretisch aus dem Vektormesondominanz-Modell folgt und experimentell in vielen exklusiven Reaktionen bestätigt ist. Für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}^{MC}(W_{\gamma\gamma})$ wird der Einfachheit halber ein konstanter Wert von 1 nb gewählt, so daß bei der späteren Bestimmung des Wirkungsquerschnitts die rechte Seite von Gl. 5.4 direkt den gesuchten Wert in nb angibt.¹

Mit diesem $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt führt die Integration über den (durch die in Tab. 5.1 angegebenen Intervalle definierten) Phasenraum zu dem Ergebnis

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X}^{MC} = 0.018\,015 \pm 0.000\,009 \text{ nb} . \quad (5.7)$$

5.3 Die Generierung der Vierervektoren

Die mit der Simulation der Teilchenreaktion verbundene Generierung der Vierervektoren findet in zwei getrennten Schritten statt. Zunächst wird mit der Abstrahlung der virtuellen Photonen der elektromagnetische Teil der Reaktion simuliert und in Form von Viererimpulsen der gestreuten Elektronen (bzw. virtuellen Photonen) ausgedrückt. Davon ausgehend erfolgt anschließend die 2-Photon-Erzeugung des interessierenden hadronischen Systems einschließlich eventueller Zerfälle, so daß am Ende die Viererimpulse der aus der $\gamma\gamma$ -Reaktion hervorgehenden stabilen bzw. langlebigen, im Detektor nachweisbaren Teilchen zur Verfügung stehen.

¹Eine Ausnahme bilden die Untergrundreaktionen, für deren Simulation der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}^{MC}(W_{\gamma\gamma})$ experimentellen Daten entnommen wird (vgl. den folgenden Abschnitt 5.3).

Reaktion	$\sigma_{\gamma\gamma}^{MC}(W_{\gamma\gamma})$	$f(Q_i^2)$	$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}^{MC}$ [nb]	generierte Ereignisse	\mathcal{L}^{MC} [pb ⁻¹]
$\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	1 nb	ρ -Form- faktor	0.018 015	500 000	27 755
$\gamma\gamma \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$	1 nb		0.018 015	1 000 000	55 509
$\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	ARGUS [107]	ρ -Form- faktor	0.104 649	125 000	1 194
$\gamma\gamma \rightarrow \omega \pi^+ \pi^- \pi^0$			0.143 361	125 000	872
$\gamma\gamma \rightarrow \omega \omega$			0.046 365	100 000	2 157
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+ \tau^-$	QED (Daverveldt)		0.113 2	160 000	1 413

Tabelle 5.2: Zusammenstellung der im Rahmen dieser Arbeit simulierten 2-Photon-Reaktionen. Die Tabelle gibt die $W_{\gamma\gamma}$ - und Q_i^2 -Abhängigkeit der für die Simulation angesetzten $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte an, außerdem die (über die in Tab. 5.1 angegebenen Intervalle integrierten) e^+e^- -Wirkungsquerschnitte, die Zahl der generierten Ereignisse und die entsprechende Monte-Carlo-Luminosität. Im unteren Kasten sind die für Untergrundstudien simulierten Reaktionen aufgeführt.

5.3.1 Die Abstrahlung der virtuellen Photonen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^*$

Die Viererimpulse der gestreuten Elektronen und virtuellen Photonen werden mit dem Programm MOTTE1 [79] erzeugt. Als Grundlage dienen dabei die während der Integration des differentiellen e^+e^- -Wirkungsquerschnitts von BASES erstellten und auf einem Datensatz gespeicherten Wahrscheinlichkeitsdichten der Variablen aus Tab. 5.1. MOTTE1 ruft das Programm SPRING [80] auf, das diesen Datensatz nun liest und gemäß der dort vorgefundenen Verteilungen die Ereignisgenerierung in denselben kinematischen Bereichen vornimmt, über die sich die Integration zuvor erstreckte.

5.3.2 Die 2-Photon-Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow X$

Die Viererimpulse der virtuellen (im vorliegenden "no tag"-Fall überwiegend quasireellen) Photonen bilden den Ausgangspunkt für die anschließende Simulation der 2-Photon-Erzeugung hadronischer Endzustände. Neben den primär interessierenden Reaktionen, deren Wirkungsquerschnitt in der Analyse bestimmt werden soll, sind einige weitere Prozesse für Untergrundstudien zu simulieren. Tab. 5.2 faßt die Reaktionen zusammen, die für die vorliegende Arbeit einer Simulation unterzogen wurden und gibt jeweils den zugehörigen Wirkungsquerschnitt, die Zahl der generierten Ereignisse und die entsprechende Luminosität an.

5.3.2.1 Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$

Zur Bestimmung des topologischen Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0}$ und zur Beschreibung des Untergrundes für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$ ist es erforderlich, die 2-Photon-Erzeugung von phasenraumverteilten 5-Pion-Endzuständen zu simulieren. Dazu werden zunächst die Viererimpulse der Pionen im Schwerpunktsystem der Reaktion mit dem Programm GENBOD [81] berechnet. Der Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ wird im π^0 -Ruhesystem isotrop durchgeführt. Durch Ausführung von Lorentztransformationen werden die Viererimpulse der Photonen und geladenen Pionen abschließend ins Laborsystem überführt.

5.3.2.2 Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$

Aufgrund der geringen nominellen Breite des ω -Mesons ist eine Simulation der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ durch Wichtung der phasenraumverteilten 5π -Ereignisse mit der ω -Massenverteilung äußerst ineffektiv, so daß eine eigene Monte-Carlo-Produktion für diesen Prozeß erforderlich ist. Dazu würfelt man zunächst die Masse des ω -Mesons gemäß einer Breit-Wigner-Verteilung mit $m_\omega = 782.6 \text{ MeV}$ und $\Gamma_\omega = 9.8 \text{ MeV}$ und erzeugt anschließend im Phasenraum gleichverteilte $\omega\pi^+\pi^-$ -Zustände. Für den ω -Zerfall wird nur der — in diesem Experiment einzig beobachtbare — Übergang $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ simuliert. Die Verteilung der Energie auf die drei Pionen wird dabei unter Berücksichtigung des entsprechenden Zerfallsmatrixelementes für ein isoskalares Vektormeson [82] vorgenommen, so daß die Zentralregion des Dalitz-Diagramms für den 3-Körper-Zerfall dichter bevölkert wird (vgl. Abb. 6.8b).

Durch spätere Wichtung mit geeigneten Amplituden können die so erzeugten $\omega\pi^+\pi^-$ -Ereignisse zur Simulation der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ nach verschiedenen theoretischen Modellen (z.B. Erzeugung über Zwischenresonanzen mit bestimmten Spin-Paritäts-Kombinationen) verwendet werden. In gleicher Weise läßt sich mit demselben Monte-Carlo-Ereignissatz auch das isobare Modell $\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi, b_1 \rightarrow \omega\pi$ testen.

Die für einen Multi-Pion-Endzustand im allgemeinen notwendige Bose-Symmetrisierung der Amplitude, die beispielsweise bei der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$ von Bedeutung ist, kann im vorliegenden Fall vernachlässigt werden, da sich aufgrund der geringen ω -Breite nur in einem kleinen Teil der Ereignisse zwei $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenkombinationen gleichzeitig im ω -Resonanzbereich befinden.

5.3.2.3 Die Untergrundreaktionen

Als mögliche Untergrundquellen für die zu untersuchenden Endzustände kommen hauptsächlich die 2-Photon-Prozesse $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-2\pi^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-\pi^0$ und $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ in Betracht. Falls in diesen Reaktionen ein niederenergetisches π^0 dem Nachweis im Detektor entgeht, können derartige Ereignisse auch in der $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ - bzw. $\omega\pi^+\pi^-$ -Selektion auftauchen. Die hierdurch zu erwartenden Ereignisraten lassen sich mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen ermitteln. Für die bei der Generierung des Photonflusses anzusetzenden Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega}$, $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-\pi^0}$ (ohne $\omega\omega$) und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-2\pi^0}$ (ohne $\omega\omega$ und $\omega\pi^+\pi^-\pi^0$) werden dabei experimentelle Resultate von ARGUS [107] zugrundegelegt. Die Erzeugung des hadronischen Systems kann mangels genauerer Kenntnisse über die Produktionsmechanismen lediglich nach Phasenraumverteilungen erfolgen. Die ω - und π^0 -Zerfälle werden wie oben beschrieben durchgeführt.

Eventuell können auch Ereignisse des Typs $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ zum 5π -Endzustand beitragen, wenn die τ 's semileptonisch in eine entsprechende Zahl von Pionen zerfallen und der von den Neutrinos weggetragene Transversalimpuls klein ist. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion ist vollständig durch die QED bestimmt. Um den zu erwartenden Untergrundbeitrag abzuschätzen, wird der Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ mit dem Monte-Carlo-Programm von Daverveldt [83] bis zur Ordnung α^5 simuliert. Für die Ausführung der τ -Zerfälle kommen Routinen des Programmpaketes LUND [84] zur Anwendung. Beide τ 's werden dabei unabhängig voneinander behandelt und Spinkorrelationen zwischen ihnen vernachlässigt.

5.4 Die Detektorsimulation

Die aus der Simulation der 2-Photon-Reaktion resultierenden Viererimpulse, die die beteiligten Teilchen am Wechselwirkungspunkt beschreiben, bilden den Ausgangspunkt für die nachfolgende Detektorsimulation. Nachdem Ereignisse, die aufgrund ihrer Topologie und Kinematik nicht vollständig gemessen oder rekonstruiert werden können und die Auswertekette daher ohnehin nicht bis zum Ende durchlaufen werden, in einer vorgeschalteten Selektion zur Ersparnis von Rechenzeit eliminiert worden sind, wird die eigentliche Simulation des Detektors in zwei Schritten durchgeführt. Das Programm PTRAK [85] extrapoliert die Bahnen der Teilchen durch die gesamte Meßapparatur und behandelt die Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial. Anschließend simuliert CELINT [86] die Meßprozesse in den einzelnen Detektorkomponenten und formatiert die an die CELLO-Auswertekette zu übergebenden Daten. Die Simulation des Triggers erfolgt in einem separaten Programm.

5.4.1 Die Vorselektion

Um den Einfluß von fälschlicherweise als Photonen identifizierten Kalorimeterschauern anderen Ursprungs auf das $\gamma\gamma$ -Massenspektrum mit den Monte-Carlo-Ereignissen studieren zu können, werden in der Vorselektion keine Kriterien angewendet, die sich auf die neutralen Teilchen beziehen. Statt dessen wird lediglich verlangt, daß der geladene Teil des Endzustandes vollständig im Detektor nachweisbar und rekonstruierbar ist. Dieser Umstand wird im allgemeinen durch die Triggerbedingungen und die während der Rekonstruktion an die Spuren gestellten Anforderungen bestimmt.

Im Vergleich zu den Voraussetzungen, die ein Ereignis zum Auslösen der — für die hier zu untersuchenden Reaktionen relevanten — Trigger 5, 15 und 16 (vgl. Kap. 3.2.5.2) erfüllen muß, erweisen sich die bei der Spurrekonstruktion verlangten Kriterien als weitaus restriktiver. Aus diesem Grunde werden für die Vorselektion die in Abschnitt 4.2.2.1 auf S. 67 resümierten Rekonstruktionsbedingungen übernommen. Damit läßt sich die Zahl der zu prozessierenden Ereignisse auf etwa ein Drittel der ursprünglichen Datenmenge reduzieren.

5.4.2 Bahnextrapolation und Sekundärreaktionen

Ausgehend von den Viererimpulsen der in der 2-Photon-Reaktion entstandenen Teilchen extrapoliert PTRAK nun ihre Bahnen vom Wechselwirkungspunkt aus durch den gesamten Detektor. Um für geladene Teilchen die Ablenkung durch das Magnetfeld ortsabhängig berücksichtigen zu können, erfolgt die Extrapolation schrittweise, d.h. die Bahnkurven werden durch einen sich aus vielen kurzen Geradenstücken zusammensetzenden Polygonzug approximiert. Falls niederenergetische Teilchen im Magnetfeld des Detektors eingefangen werden, wird ihre Bahnextrapolation nach einer Weglänge von 1.2 m abgebrochen.

Für diverse instabile Teilchen, die aufgrund ihrer Lebensdauer die unmittelbare Wechselwirkungszone verlassen können, verfügt PTRAK über Routinen, die den Zerfall des Teilchens simulieren und die Laborimpulse der Zerfallsprodukte berechnen. Zerfallsmodus und -vertex werden dabei unter Berücksichtigung der jeweiligen Verzweigungsverhältnisse und der mittleren Lebensdauer bestimmt.

Überdies beschreibt PTRAK auch mögliche Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial, wie z.B. Ionisation und Vielfachstreuung von geladenen Teilchen, Bremsstrahlung von Elektronen, Paarbildung durch Photonen, Absorption und andere hadronische Wechselwirkungen. Die bei diesen Prozessen entstehenden Sekundärteilchen werden weiter durch den Detektor verfolgt und gegebenenfalls erneuten Reaktionen unterzogen.

Die Simulation der elektromagnetischen Schauerbildung wird dabei speziell mit dem Programmpaket EGS [87] durchgeführt. Der Abschneideimpuls, bis zu dem hinunter die Kaskade fortgesetzt wird, beträgt für Photonen 6 MeV, für Elektronen und Positronen jeweils 3 MeV. Für die Behandlung der hadronischen Wechselwirkungen ruft PTRAK das Programmpaket HETC [88] auf, das zur Nachbildung dieser Reaktionen teils auf kernphysikalische Modelle, teils auf experimentelle Wirkungsquerschnitte zurückgreift.

Zu jedem Teilchen werden die für die nachfolgende Simulation der Meßvorgänge relevanten Bahndaten, d.h. seine Koordinaten, seine Flugrichtung und seine Energie an den entscheidenden Stellen der einzelnen Detektorkomponenten, abgespeichert und an CELINT übergeben. Ein spezieller Datenblock enthält die in den involvierten Kalorimeterkanälen deponierte Energie.

5.4.3 Der Meßprozeß

Für die auf diese Weise codierten Ereignisse simuliert CELINT nun das Verhalten der einzelnen Detektorkomponenten. Dazu werden die eingelesenen Teilchenkoordinaten und deponierten Energien in Kanaladressen und Driftzeiten bzw. Pulshöhen (d.h. TDC- bzw. ADC-Inhalte) übersetzt und in demselben "Rohdaten"-Format ausgegeben, das auch die vom realen Detektor stammenden Daten aufweisen, so daß die anschließenden Rekonstruktions-, Selektions- und Auswerteprogramme für echte und simulierte Daten gleichermaßen verwendet werden können.

Für diese Aufgabe benötigt CELINT neben der grundsätzlichen, im Programmcode implizit festgehaltenen Kenntnis der in den einzelnen Komponenten ablaufenden Meßprozesse auch detaillierte Informationen über den aktuellen Detektorstatus, d.h. über Ansprechwahrscheinlichkeiten, Fehlfunktionen und Kalibrationskonstanten aller Kanäle. Diese Angaben werden dem Programm teils über Datenkarten, teils über einen umfangreichen, in einzelne Zeitintervalle aufgeschlüsselten "status file" zur Verfügung gestellt. Sie stammen aus speziellen Untersuchungen der aufgenommenen Daten oder können mit geeigneten Kalibrationsverfahren gewonnen werden.² Da viele dieser Detektor-"Konstanten" zeitlichen Veränderungen unterliegen, muß eine repräsentative Simulation eines sich über mehrere Monate erstreckenden Experimentes in mehrere (bei der vorliegenden Analyse zehntägige) Perioden untergliedert werden, für die eine ihrem Luminositätsanteil am Gesamtexperiment entsprechende Zahl von Ereignissen jeweils gesondert zu prozessieren ist.

Neben den durch die nachzuweisenden Teilchen im Detektor hervorgerufenen Vor-

²Beispielsweise beruhen die bei der Simulation angesetzten Ansprechwahrscheinlichkeiten der zentralen Proportional- und Driftkammern auf einer für identifizierte Elektronen und Pionen getrennt durchgeführten Studie von niederenergetischen 2-Spur-Ereignissen. Gewichtige Fehlfunktionen (z.B. Totalausfall einzelner Kanäle) zeigen sich schon bei der Datennahme. Die Kalibrationskonstanten der elektronischen Verstärker werden in bestimmten Zeitabständen durch Testpulse ermittelt.

gängen müssen auch störende Untergrundprozesse realistisch simuliert werden. Das elektronische Rauschen im Kalorimeter wird für jeden Kanal individuell gemäß der Pulshöhenverteilungen generiert, die er während der Datennahme (bei Abwesenheit realer Energiedepositionen) aufwies (vgl. die Fußnote auf S. 75). Die durch Synchrotronstrahlung dominierten Untergrundsignale im Innendetektor werden echten Ereignissen entnommen, deren Auslese durch den Zufallstrigger bewirkt wurde.

Außer der Triggerlogik werden zwei weitere Detektorkomponenten in CELINT nicht berücksichtigt. Dazu gehört die erst 1984 in CELLO eingebaute Blei-Szintillator-Kombination, die als "Hole tagger" die Lücke zwischen dem Endkappen- und dem Zentralteil des Flüssig-Argon-Kalorimeters abdeckt. Eine Ereignisselektion, die von deren Meßdaten Gebrauch macht, muß daher reale und simulierte Ereignisse in diesem Punkt verschieden behandeln. Bei der zweiten Komponente handelt es sich um das Vorwärtskalorimeter, dessen Simulation [89] aus programmtechnischen Gründen nicht in PTRAK/CELINT implementiert werden konnte und daher separat durchgeführt wird. Die Beschreibung der Detektorgeometrie und der elektromagnetischen Schauerentwicklung erfolgt dabei mit dem Programmpaket GEANT [90]. In einer schnelleren, für diese Arbeit benutzten Version wird ersatzweise auf einen Katalog vorgefertigter, nach Energie und Ort sortierter Modellschauer zurückgegriffen.

5.4.4 Der Trigger

Die Entscheidung der Triggerlogik über die Auslese eines Ereignisses kann — insbesondere bei exklusiven niederenergetischen Reaktionen — einen beträchtlichen Beitrag zur Gesamtakzeptanz einer Reaktion liefern. Um die Wahrscheinlichkeit zu ermitteln, mit der eine bestimmte Reaktion ein Triggersignal auslöst, stehen prinzipiell zwei Möglichkeiten zur Verfügung. Die Ableitung der Triggereffizienz aus der Häufigkeit, mit der die verschiedenen Trigger in den Daten auftreten, gilt allgemein als die zuverlässigste Methode, setzt jedoch voraus, daß die Auslese der untersuchten Ereignisse durch mehrere, vollständig unkorrelierte Trigger bewirkt wurde. Da die — für die hier untersuchten 4-Spur-Ereignisse relevanten — geladenen Trigger 5, 15 und 16 diese Bedingung nicht erfüllen, muß der Einfluß der Triggerentscheidung statt dessen in der Simulation berücksichtigt werden.

Zu diesem Zweck wird der Algorithmus der Spurerkennung, der im Experiment auf Mikroprozessoren abläuft, auf ein Programm übertragen, das die Signale des Innendetektors in gleicher Weise analysiert, d.h. das Muster der in den sieben Triggerkammern gesetzten Kanäle mit den zuvor eingelesenen und durch die eingestellten Triggerparameter als "erlaubt" definierten r_z - und r_φ -Masken vergleicht. Für die $\omega\pi^+\pi^-$ - und 5π -Ereignisse, die alle übrigen Rekonstruktions- und Selektionskriterien erfüllen, ergibt sich mit diesem Verfahren eine Triggerauslösewahrscheinlichkeit $P(\text{Tr } 5 \vee \text{Tr } 15 \vee \text{Tr } 16)$, die mit zunehmender invarianter $\gamma\gamma$ -Masse von ca. 40 % bis über 90 % ansteigt und deren Mittelwert im interessierenden $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich etwa 80 % beträgt.

Die Triggersimulation kann nur dann verlässlich sein, wenn der Status und alle Veränderungen der Triggerbedingungen während des Experimentes sorgfältig dokumentiert wurden und nachvollziehbar sind. Um dies zu überprüfen, wird das Programm auf die echten, in der Analyse benutzten 4-Spur-Ereignisse angewendet und die simulierte mit der tatsächlichen Triggerkonstellation verglichen. In 95 % der Ereignisse tritt in bei-

den Fällen jeweils dieselbe Kombination der Trigger 5, 15 und 16 auf. Betrachtet man nur das (für die Akzeptanz entscheidende) logisch verknüpfte Signal $\text{Tr } 5 \vee \text{Tr } 15 \vee \text{Tr } 16$, beträgt die Übereinstimmungsrate sogar 99 %.

Da jedoch die Auslese dieser 4-Spur-Ereignisse durch eben diese drei Trigger ausgelöst wurde, kann man mit einem solchen Test nur feststellen, ob die bei der Simulation verlangten Bedingungen zu hart sind und daher *seltener* erfüllt sind als im Experiment. Möchte man umgekehrt sicher sein, daß die Trigger in der Simulation nicht *häufiger* als in den Daten gesetzt werden, muß man diesen Vergleich mit Ereignissen durchführen, die einen zu Trigger 5, 15 und 16 unkorrelierten Trigger aufweisen, z.B. die Koinzidenz eines "tags" im Vorwärtskalorimeter mit einer niederenergetischen Energiedeposition im Zentralkalorimeter (Trigger 7). Für eine Selektion derartiger 4-Spur-Ereignisse sind in Tab. 5.3 die Raten der simulierten und der im Experiment tatsächlich gesetzten Trigger gegenübergestellt. In einem kleinen Teil der Ereignisse zeigt die Simulation ein abweichendes Verhalten, das jedoch in beide Richtungen gleichermaßen auftritt, so daß sich netto eine fast identische Gesamtrate für die akzeptierten Ereignisse ergibt. Die Abweichung von 3 % wird als systematische Unsicherheit der Triggersimulation betrachtet.

Trigger 5 \vee 15 \vee 16	simuliert	
	0	1
vom Experi- ment gesetzt	0	1
	210	18
	14	597

=611

=615

Tabelle 5.3: Überprüfung der Triggersimulation durch Vergleich mit den im Experiment tatsächlich gesetzten Triggern. Als Basis dient ein Satz von echten Ereignissen, die einen weiteren, zu Trigger 5, 15 und 16 unkorrelierten Trigger aufweisen. Die Gesamtzahl für die akzeptierten Ereignisse (611 bzw. 615) stimmt in beiden Fällen gut miteinander überein. Die in der Nebendiagonale stehenden Abweichungen werden als Maß für die systematische Unsicherheit der Triggersimulation herangezogen.

6.2 Die 4-Spur-Selektion

Für die Selektion von "no tag"-Ereignissen mit 4 Spuren werden im einzelnen die folgenden Bedingungen verlangt:

Kapitel 6

Die Ereignisselektion

6.1 Überblick

Die Menge aller im Detektor aufgenommenen Ereignisse wurde bereits im Verlauf der Datenreduktion (s. Kap. 4.1) von zahlreichen Untergrundreaktionen, die nicht aus e^+e^- - oder $\gamma\gamma$ -Kollisionen stammen, zu einem großen Teil befreit. Im folgenden Schritt müssen nun die in der Analyse zu untersuchenden $5\pi^-$ - (bzw. $\omega\pi^+\pi^-$ -)Endzustände vor allem von anderen — hier nicht interessierenden — Annihilations- und 2-Photon-Ereignissen so weit wie möglich separiert werden. Ausgangspunkt dieser Selektion sind die "SELGGEX"-Bänder, die bereits eine Vorauswahl von Ereignissen mit niedriger Multiplizität und näherungsweise ausgeglichener Ladungsbilanz enthalten (vgl. die Fußnote auf S. 64).

Die Selektion der $5\pi^-$ -Endzustände wird in zwei Stufen vollzogen (s. Abb. 6.1). Sie beginnt mit der Auswahl von 4-Spur-Ereignissen, die keine "tags" im Vorwärts- oder Endkappenkalorimeter aufweisen. Darüberhinausgehende Kalorimeterdaten werden erst im nächsten Schritt verwertet, in dem zu den 4 Spuren zusätzlich 2 Photonen verlangt werden. Da tendenzielle Einflüsse ("bias") der Selektion auf die Verteilung der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse zwar bei der Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ toleriert werden können, nicht aber bei der Bestimmung des topologischen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0}$, wird für beide Fälle parallel eine getrennte Selektion mit unterschiedlichen Photonkriterien durchgeführt. Der resultierende $\omega\pi^+\pi^-$ -Ereignissatz ist daher *nicht* Teilmenge des $5\pi^-$ -Ereignissatzes.

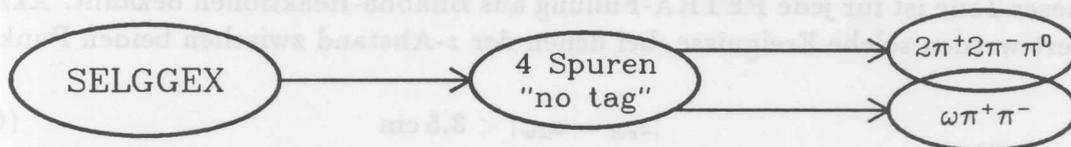


Abbildung 6.1: Schema der Datenselektion. Im ersten Selektionsschritt werden geladene Teilchen und "tags" betrachtet. Im zweiten Schritt werden die Ereignisse auf neutrale Teilchen untersucht und diverse Schnitte an kinematischen Größen vorgenommen. Unterschiedliche Selektionskriterien für die Analyse von $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ und für die Bestimmung von $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0}$ führen dabei zu verschiedenen (aber nicht disjunkten) Ereignismengen.

6.2 Die 4-Spur-Selektion

Für die Selektion von "no tag"-Ereignissen mit 4 Spuren werden im einzelnen die folgenden Bedingungen verlangt:

1. **Anzahl der Spuren.** Das Ereignis muß genau 2 positiv und 2 negativ geladene, vom VIOLA-Prozessor VCHARG (s. Kap. 4.2.2.2) akzeptierte Spuren enthalten. Da nur *exklusive* Endzustände selektiert werden sollen, dürfen weitere rekonstruierte Spuren, die den in VIOLA gestellten Qualitätskriterien nicht genügen, im Ereignis nicht vorkommen. Eine Ausnahme bilden Spuren, die offensichtlich auf Rekonstruktionsfehler oder Sekundärprozesse zurückzuführen sind. So wird bei den von VCHARG identifizierten Doppelspuren (= zwei dicht beieinanderliegende Spuren durch die Meßpunkte eines Teilchens) eine der beiden Spuren zwar verworfen, aber dennoch toleriert. Mit derselben Intention führen die vom VIOLA-Prozessor VTRACK (s. Kap. 4.2.2.3) rekonstruierten Spuren nicht zum Ausschluß des Ereignisses, wenn sie durch Rückstreuung an der Magnetspule, durch Zerfall eines Pions im Innendetektor oder durch Anstoß eines δ -Elektrons zustandekommen oder Bestandteil einer anderen, sich im Detektormagnetfeld aufspulenden niederenergetischen Spur sind.

Da mit kleiner werdendem Polarwinkel die Zahl der vom Teilchen getroffenen Kammern abnimmt, gleichzeitig die Inhomogenitäten des Magnetfeldes zunehmen und die Meßpunkte in den Endkappen-Proportionalkammern als Folge von Untergrundkontaminationen schlecht definiert sind, ist die Qualität der Spuren im Vorwärts- (bzw. Rückwärts-)bereich bzgl. Meßgenauigkeit und Authentizität nicht mehr optimal. Aus diesem Grunde werden — trotz der Bedeutung dieses Winkelbereiches für die Akzeptanz von 2-Photon-Reaktionen — Ereignisse in der Selektion nur dann berücksichtigt, wenn alle vier Spuren einen Polarwinkel

$$|\cos \vartheta_{\pi}| < 0.955 \quad (6.1)$$

aufweisen.

2. **z -Koordinate des Ereignisvertex.** Um verbliebene Beiträge von Strahl-Restgas- und Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen noch weiter zu reduzieren, wird verlangt, daß die z -Koordinate des in VCHARG ermittelten Ereignisvertex z_{evt} in der Kollisionszone der Elektron-Positron-Pakete liegt. Die Position z_{ww} des Zentrums dieser Zone ist für jede PETRA-Füllung aus Bhabha-Reaktionen bekannt. Akzeptiert werden solche Ereignisse, bei denen der z -Abstand zwischen beiden Punkten

$$|z_{evt} - z_{ww}| < 3.5 \text{ cm} \quad (6.2)$$

beträgt.

Abb. 6.2 zeigt die Verteilung dieses Abstandes zusammen mit dem durch die eben genannte Bedingung definierten zulässigen Bereich. Außerhalb der Kollisionszone befinden sich nur sehr wenige Ereignisse. Demnach sind Verunreinigungen durch Strahl-Restgas- und Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen nach den bisherigen Schnitten vernachlässigbar.

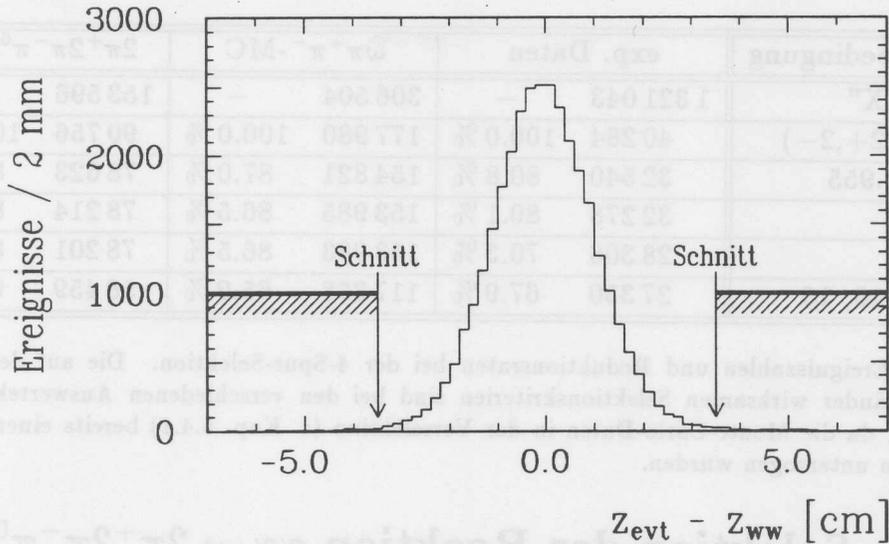


Abbildung 6.2: z -Abstand $z_{evt} - z_{ww}$ zwischen Ereignisvertex und dem über die jeweilige PETRA-Füllung gemittelten Bhabha-Vertex. Die Schraffur kennzeichnet den durch den Vertexschnitt ausgeschlossenen Bereich. Die Verteilung enthält die nach den unter 1) genannten Kriterien selektierten 4-Spur-Ereignisse.

3. **“anti tag”-Bedingung.** Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung bestimmter 2-Photon-Reaktionen bei *kleinen* (virtuellen) Photonmassen Q^2 . Um Prozesse mit großem Q^2 auszuschließen, die durch ein stärker gestreutes Strahlelektron gekennzeichnet sind, werden nur Ereignisse ohne “tags” akzeptiert.

Im Vorwärtskalorimeter sind deshalb Energiedepositionen von mehr als 1 GeV nicht mehr erlaubt. Im Endkappen-Kalorimeter werden “tags” durch den VIOLA-Prozessor VELEC (vgl. Kap. 4.2.4.1) definiert, dessen Energieschwelle auf 5 GeV festgesetzt ist. Mit seinem Erkennungsalgorithmus für höherenergetische Elektronen lassen sich gleichzeitig radiative Bhabha-Ereignisse mit einem im Strahlrohr konvertierten Photon aus der 4-Spur-Selektion eliminieren.¹

4. **Triggerselektion.** Zur Bestimmung der Detektorakzeptanz ist — wie in Kap. 5.4.4 bereits erläutert wurde — die Simulation der Trigger erforderlich. Allerdings steht ein Simulationsprogramm, dessen Zuverlässigkeit nachgewiesen ist, nur für die 2-Spur-Trigger 5, 15 und 16 zur Verfügung. Um systematische Fehler unbekannter Größe zu vermeiden, werden in der Analyse daher nur Ereignisse berücksichtigt, die mindestens einen der drei genannten Trigger gesetzt haben. Da unter den 4-Spur-Ereignissen ohne “tags” diese Trigger ohnehin stark dominieren, wird die Statistik der Meßdaten durch diese Bedingung nur unerheblich beeinträchtigt.

Nach dieser Selektion verbleiben noch 27350 Ereignisse. Tab. 6.1 faßt alle Kriterien nochmals zusammen und gibt die zugehörigen Reduktionsraten sowohl für die gemessenen als auch für die simulierten $5\pi^-$ - und $\omega\pi^+\pi^-$ -Daten an.

¹Diese Ereignisse sind allerdings im interessierenden Energiebereich $W_{\gamma\gamma} < 3$ GeV ohnehin bedeutungslos. Ebenso kann der Untergrund durch andere 4-Lepton-Endzustände aufgrund ihrer kleinen QED-Wirkungsquerschnitte vernachlässigt werden. Daher werden in dieser Analyse keine weiteren Teilchenidentifikationsverfahren angewendet. Eine eventuell hilfreiche Unterscheidung zwischen Pionen und anderen Hadronen ist mit dem CELLO-Detektor nicht möglich.

Selektionsbedingung	exp. Daten		$\omega\pi^+\pi^-$ -MC		$2\pi^+2\pi^-\pi^0$ -MC	
“SELGGEX”	1 321 043	—	306 504	—	153 596	—
4 Spuren (2+,2-)	40 284	100.0 %	177 980	100.0 %	90 756	100.0 %
$ \cos\vartheta < 0.955$	32 540	80.8 %	154 821	87.0 %	78 623	86.6 %
z-Vertex	32 278	80.1 %	153 985	86.5 %	78 214	86.2 %
“anti tag”	28 306	70.3 %	153 983	86.5 %	78 201	86.2 %
Trigger 5, 15, 16	27 350	67.9 %	117 358	65.9 %	58 459	64.4 %

Tabelle 6.1: Ereigniszahlen und Reduktionsraten bei der 4-Spur-Selektion. Die auf der Stufe der “SELGGEX”-Bänder wirksamen Selektionskriterien sind bei den verschiedenen Auswerteketten nicht völlig identisch, da die Monte-Carlo-Daten in der Vorselektion (s. Kap. 5.4.1) bereits einer minimalen 4-Spur-Selektion unterzogen wurden.

6.3 Die Selektion der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$

Die auf die im vorigen Abschnitt beschriebene Weise zusammengestellten 4-Spur-Ereignisse ohne “tags” werden nun einer weiteren Selektion unterzogen, um einen Ereignissatz zu erstellen, der für die Bestimmung des topologischen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0}$ geeignet ist. Dabei kommen im einzelnen die folgenden Kriterien zur Anwendung:

1. **Anzahl der Photonen.** Das Ereignis muß genau 2 von LATRAK rekonstruierte und vom VIOLA-Prozessor VSHOWR akzeptierte Photonen enthalten. Die von dem zweiten — für sehr niedrige Photonenergien vorgesehenen — Rekonstruktionsprogramm VPHOT2 gefundenen Schauer dürfen in diesem Fall nicht berücksichtigt werden. Um den durch elektronisches Rauschen verursachten Untergrund zu begrenzen, konnte VPHOT2 nämlich nur auf ausgewählte Module angewendet werden, deren Position zusammen mit den Koordinaten eines zuvor rekonstruierten Photons unter Beachtung der Transversalimpulsbalance mit der π^0 -Hypothese verträglich war (vgl. Kap. 4.2.3.4). Diese Einschränkung bewirkt, daß auch Untergrundschauer zu einer Häufung von Ereignissen im π^0 -Signalbereich führen. Bei Einbeziehung der von VPHOT2 rekonstruierten Schauer wäre daher eine verlässliche Untergrundabschätzung kaum durchführbar.

Die Forderung nach Exklusivität der selektierten Endzustände erfordert den Ausschluß von Ereignissen, die neben den beiden akzeptierten Photonen noch weitere neutrale Teilchen enthalten. Dazu zählen Energiedepositionen im “Hole tagger”, die sich keiner Spur zuordnen lassen und daher als Photonen interpretiert werden müssen. Die geringe Orts- und Energieauflösung des “Hole taggers” läßt eine mit den Kalorimeterphotonen gleichwertige Behandlung dieser Photonen mit Einbeziehung in die π^0 -Rekonstruktion nicht zu. Da der “Hole tagger” im Detektorsimulationsprogramm nicht implementiert ist, müssen bei der Selektion der Monte-Carlo-Daten stattdessen Ereignisse verworfen werden, bei denen der Impuls eines generierten Photons in die Richtung des “Hole taggers” weist.²

Energiedepositionen im Kalorimeter, die weder als Photonen akzeptiert werden noch elektronischem Rauschen, benachbarten Spuren oder Rekonstruktionsfeh-

²Aufgrund der hohen Nachweiswahrscheinlichkeit von Szintillationszählern kann mit diesem Kriterium die Gleichbehandlung von experimentellen und simulierten Daten ausreichend sichergestellt werden.

lern zugeschrieben werden können, führen ebenfalls zum Ausschluß des Ereignisses. Dabei handelt es sich in den meisten Fällen um neutrale Hadronen, die erst im hinteren Teil des Moduls mit dem Kalorimetermaterial stark wechselwirken und anhand der longitudinalen Struktur des Schauers erkannt werden (vgl. die Photondefinition auf S. 77f.).

Als ein weiteres Kriterium wird die Anzahl der in einem Endkappen-Modul gefundenen Schauer betrachtet. Da bei mehr als 2 Schauern aufgrund der starken Überlappungen auf eng begrenztem Raum eine fehlerfreie Rekonstruktion und richtige Aufteilung der deponierten Energien nicht mehr gewährleistet werden kann, müssen auch solche Ereignisse verworfen werden.

2. **Transversalimpulsbalance.** Zur Unterdrückung von Ereignissen, die neben den 4 Spuren und 2 Photonen noch weitere, im Detektor nicht nachgewiesene Teilchen enthalten, wird verlangt, daß der Transversalimpuls p_T des beobachteten Endzustandes ($p_T = (\sum_i \vec{p}_i)_T, i = \pi_1, \dots, \pi_4, \gamma_1, \gamma_2$) im Rahmen der Meßgenauigkeit mit Null verträglich ist. Um dies zu überprüfen, wird eine kinematische Anpassungsrechnung durchgeführt, bei der die gemessenen Photonenergien unter Berücksichtigung ihrer Meßfehler zur Minimierung von p_T variiert werden (= " p_T -Fit" aus Tab. 4.2, S. 81). Akzeptiert werden solche Ereignisse, bei denen die Fitprozedur konvergiert und der resultierende Transversalimpuls die Bedingung

$$p_T^2 < 0.001 \text{ GeV}^2 \quad (6.3)$$

erfüllt. In der weiteren Selektion und Analyse werden für die Photonenergien die durch die kinematische Anpassung korrigierten Werte benutzt. Dadurch wird eine erhebliche Verbesserung der π^0 -Massenaufösung erzielt (s. Abb. 6.5).

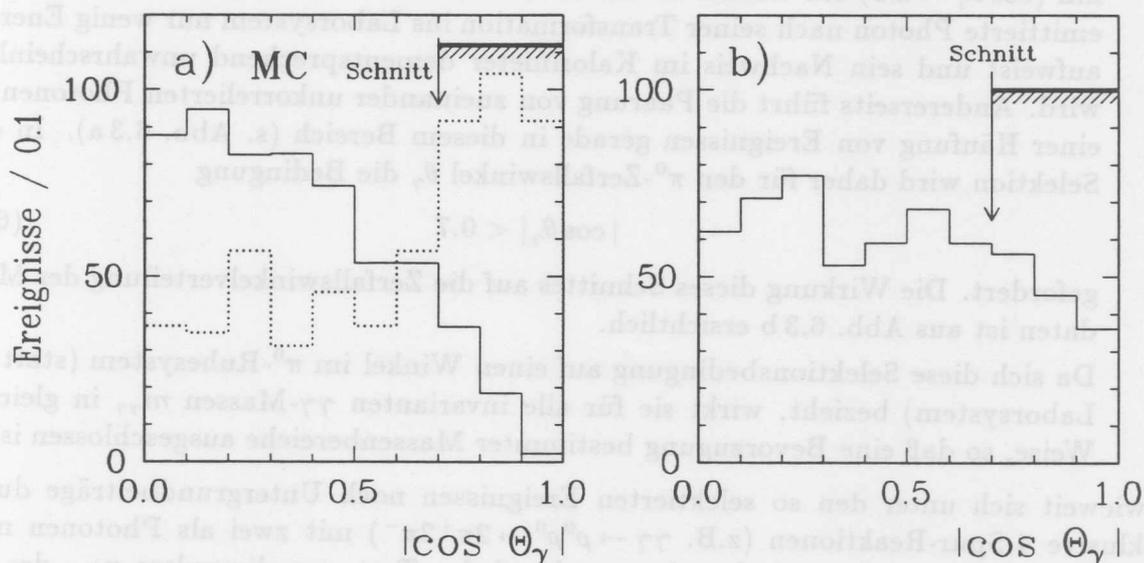


Abbildung 6.3: Verteilung des Zerfallswinkels $|\cos \theta_\gamma|$ im Ruhesystem des π^0 relativ zu dessen Flugrichtung. a) Monte-Carlo-Daten für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$, durchgezogene Linie: Ereignisse mit zwei korrekt rekonstruierten Photonen, unterbrochene Linie: Ereignisse mit (mindestens) einem falsch rekonstruierten Photon als Beispiel für Untergrund durch unkorrelierte Schauer. Beide Verteilungen sind auf die gleiche Ereigniszahl normiert. b) Experimentelle Daten nach Durchführung der Selektionsschritte 1 + 2. Die Schraffur kennzeichnet den durch den Winkelschnitt ausgeschlossenen Bereich.

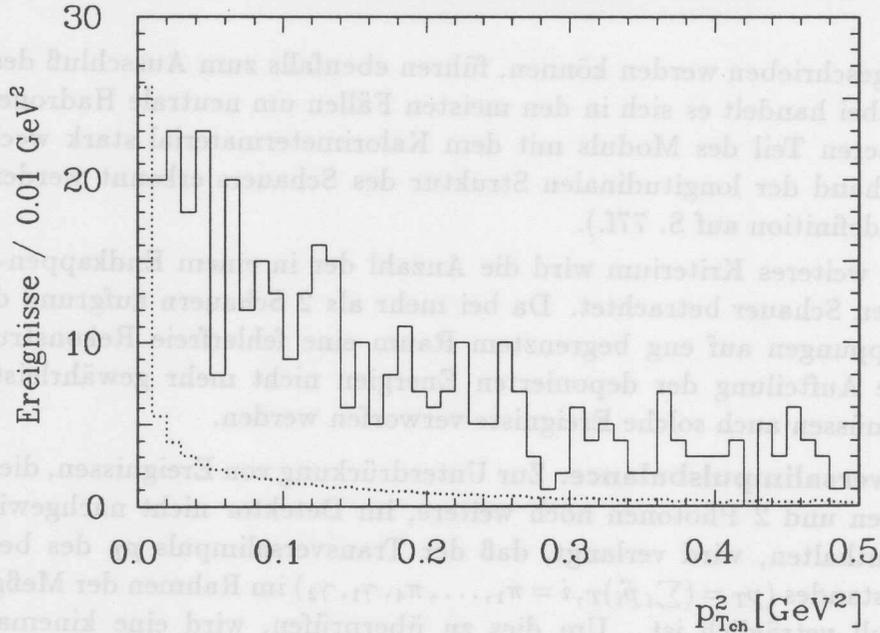


Abbildung 6.4: Verteilung des Transversalimpulsquadrates des geladenen Teils des Endzustandes. Durchgezogenes Histogramm: Ereignisse aus der im Text beschriebenen $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ -Selektion. Gepunktetes Histogramm: Ereignisse aus der 4-Spur/“no tag”-Selektion (ohne Photonkriterien). Diese Verteilung wurde um einen Faktor 300 herunterskaliert.

3. **π^0 -Zerfallswinkel.** Der Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ erfolgt im Ruhesystem des (pseudoskalaren) π^0 isotrop. Für die im Experiment sichtbare Verteilung des Zerfallswinkels θ_γ (= Polarwinkel eines Photons, gemessen im Ruhesystem des π^0 relativ zu seiner Flugrichtung) wird jedoch aufgrund von Akzeptanzeffekten zu kleinen Werten hin ($\cos\theta_\gamma \rightarrow \pm 1$) ein starker Abfall erwartet, weil das in Gegenrichtung zum π^0 emittierte Photon nach seiner Transformation ins Laborsystem nur wenig Energie aufweist und sein Nachweis im Kalorimeter dementsprechend unwahrscheinlich wird. Andererseits führt die Paarung von zueinander unkorrelierten Photonen zu einer Häufung von Ereignissen gerade in diesem Bereich (s. Abb. 6.3 a). In der Selektion wird daher für den π^0 -Zerfallswinkel θ_γ die Bedingung

$$|\cos\theta_\gamma| < 0.7 \quad (6.4)$$

gefordert. Die Wirkung dieses Schnittes auf die Zerfallswinkelverteilung der Meßdaten ist aus Abb. 6.3 b ersichtlich.

Da sich diese Selektionsbedingung auf einen Winkel im π^0 -Ruhesystem (statt im Laborsystem) bezieht, wirkt sie für alle invarianten $\gamma\gamma$ -Massen $m_{\gamma\gamma}$ in gleicher Weise, so daß eine Bevorzugung bestimmter Massenbereiche ausgeschlossen ist.

Inwieweit sich unter den so selektierten Ereignissen noch Untergrundbeiträge durch exklusive 4-Spur-Reaktionen (z.B. $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$) mit zwei als Photonen mißidentifizierten Schauern befinden, kann anhand des Transversalimpulses p_{Tch} des geladenen Teils des Endzustandes ($p_{Tch} = (\sum_i \vec{p}_i)_T, i = \pi_1, \dots, \pi_4$) untersucht werden. Der hohe Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ führt in der ursprünglichen 4-Spur-Selektion (ohne Photonkriterien) zu einer ausgeprägten Konzentration von Ereignissen bei kleinen p_{Tch} -Werten. Nach Durchführung der oben beschriebenen $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ -Selektion enthält die p_{Tch} -Verteilung jedoch keinerlei Anzeichen mehr für derartige Untergrundbeimengungen (s. Abb. 6.4). Diese sind bereits dank der sorgfältig ausgearbeiteten Photonerkennung

Selektionsbedingung	exp. Daten		$2\pi^+2\pi^-\pi^0$ -MC		$\omega\pi^+\pi^-$ -MC	
4 Spuren, "no tag"	27 350	100.0 %	58 459	100.0 %	117 358	100.0 %
2 Photonen	3 235	11.8 %	8 657	14.8 %	11 453	9.8 %
p_T -Balance	586	2.1 %	3 266	5.6 %	4 231	5.6 %
$ \cos\theta_\gamma < 0.7$	449	1.6 %	2 822	4.8 %	3 660	3.1 %

Tabelle 6.2: Ereigniszahlen und Reduktionsraten bei der Selektion der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$

weitestgehend eliminiert, so daß ein zusätzlicher Schnitt an der Variablen p_{Tch} nicht mehr erforderlich ist.

Die zur Selektion der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$ verlangten Bedingungen sind zusammen mit den zugehörigen Reduktionsraten für die realen und Monte-Carlo-Daten in Tab. 6.2 nochmals zusammengestellt. Nach Anwendung aller Kriterien verbleiben 449 experimentelle bzw. 2822 nach dem Phasenraum-Modell simulierte Ereignisse. Bei einer Zahl von 500 000 generierten Monte-Carlo-Ereignissen ergibt sich damit eine — über den untersuchten $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich gemittelte — Akzeptanz von 0.56 %.

Die resultierenden $\gamma\gamma$ -Massenspektren sind in Abb. 6.5 wiedergegeben. In den realen Daten zeigt sich ein prägnantes π^0 -Signal, dessen Mittelwert und Breite den Erwartungen aus den Monte-Carlo-Rechnungen entsprechen.

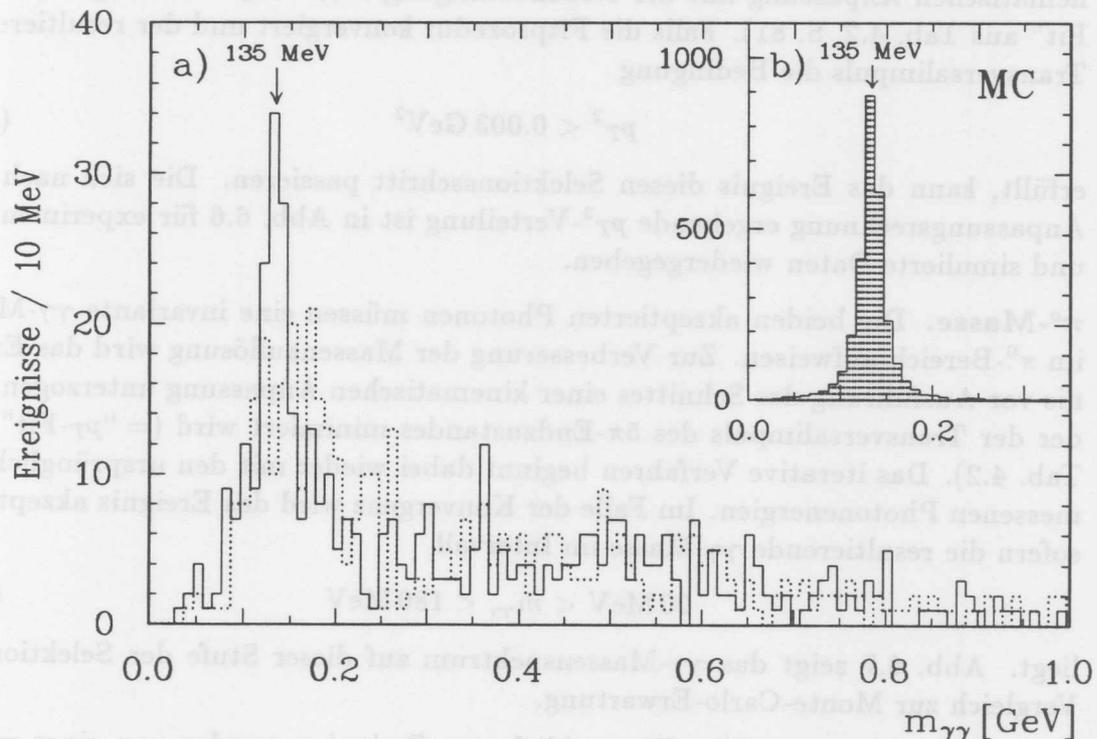


Abbildung 6.5: Verteilung der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse nach Durchführung der im Text beschriebenen $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ -Selektion. a) Experimentelle Daten. Für das durchgezogene Histogramm wurde die Masse mit den kinematisch korrigierten Photonenergien berechnet. Das gepunktete Histogramm zeigt dieselben Ereignisse bei Verwendung der ursprünglich gemessenen Energien. b) Monte-Carlo-Daten für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$.

6.4 Die Selektion der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$

Ausgehend von den 4-Spur-Ereignissen ohne "tags" (s. Abschnitt 6.2) wird noch eine zweite Selektion exklusiver $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ -Endzustände durchgeführt, die für die Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ gedacht ist. Dazu werden die folgenden Bedingungen verlangt:

1. **Anzahl der Photonen.** Das Ereignis muß genau 2 Photonen enthalten. Im Gegensatz zu der im vorigen Abschnitt beschriebenen Selektion werden nun neben den Ereignissen, die 2 von LATRAK rekonstruierte und von VSHOWR akzeptierte Photonen enthalten, auch solche Ereignisse akzeptiert, bei denen eines der beiden Photonen vom Prozessor VPHOT2 rekonstruiert wurde. Die damit eingeführte Präferenz der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse für den π^0 -Bereich ist hier ohne Belang. In der für die $\omega\pi^+\pi^-$ -Analyse entscheidenden $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilung treten dadurch keine Auswirkungen auf, die den ω -Signalbereich im Vergleich zu seinen Seitenbändern bevorzugen oder benachteiligen.

Die übrigen Photonkriterien (zusätzliche Energiedepositionen im "Hole tagger" oder Kalorimeter, überfüllte Endkappenmodule) werden genauso wie bei der in Abschnitt 6.3 beschriebenen $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ -Selektion angewendet.

2. **Transversalimpulsbalance.** Um nicht-exklusive Ereignisse abzutrennen, werden nur 5π -Endzustände mit einem kleinen Transversalimpuls akzeptiert. Zur Verbesserung der Transversalimpulsmessung wird das Ereignis zunächst einer kinematischen Anpassung mit der Nebenbedingung $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ unterzogen (= " π^0 -Fit" aus Tab. 4.2, S. 81). Falls die Fitprozedur konvergiert und der resultierende Transversalimpuls die Bedingung

$$p_T^2 < 0.003 \text{ GeV}^2 \quad (6.5)$$

erfüllt, kann das Ereignis diesen Selektionsschritt passieren. Die sich nach der Anpassungsrechnung ergebende p_T^2 -Verteilung ist in Abb. 6.6 für experimentelle und simulierte Daten wiedergegeben.

3. **π^0 -Masse.** Die beiden akzeptierten Photonen müssen eine invariante $\gamma\gamma$ -Masse im π^0 -Bereich aufweisen. Zur Verbesserung der Massenauflösung wird das Ereignis vor Ausführung des Schnittes einer kinematischen Anpassung unterzogen, bei der der Transversalimpuls des 5π -Endzustandes minimiert wird (= " p_T -Fit" aus Tab. 4.2). Das iterative Verfahren beginnt dabei wieder mit den ursprünglich gemessenen Photonenergien. Im Falle der Konvergenz wird das Ereignis akzeptiert, sofern die resultierende $\gamma\gamma$ -Masse im Intervall

$$90 \text{ MeV} < m_{\gamma\gamma} < 180 \text{ MeV} \quad (6.6)$$

liegt. Abb. 6.7 zeigt das $\gamma\gamma$ -Massenspektrum auf dieser Stufe der Selektion im Vergleich zur Monte-Carlo-Erwartung.

4. **Kombinierter p_T - π^0 -Fit.** Die verbliebenen Ereignisse werden nun einer erneuten kinematischen Anpassungsrechnung unterzogen, bei der der Transversalimpuls des Endzustandes — wiederum ausgehend von den ursprünglichen Meßdaten — bei *gleichzeitiger* Beachtung der Bedingung $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ minimiert wird (= " p_T - π^0 -Fit" aus Tab. 4.2). Die auf diese Weise — unter vollständiger Ausnutzung aller verfügbaren kinematischen Nebenbedingungen — korrigierten Photonenergien

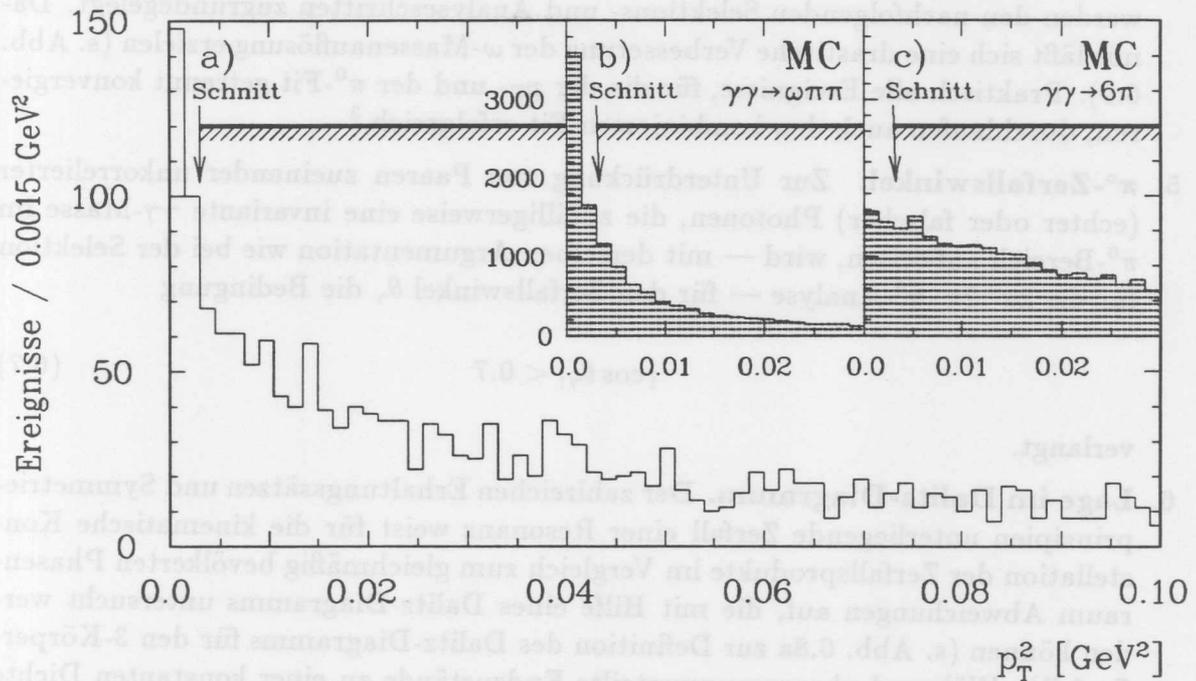


Abbildung 6.6: Verteilung des Transversalimpulsquadrates p_T^2 nach Durchführung des π^0 -Fits. Betrachtet werden alle Ereignisse mit genau zwei (nach Kriterium 1 akzeptierten) Photonen. a) Experimentelle Daten, b) Monte-Carlo-Daten für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$, c) Monte-Carlo-Daten für die Untergrundreaktionen $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-2\pi^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-\pi^0$ und $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ als Beispiel für nicht-exklusive Endzustände (willkürlich normiert). Der schraffierte Balken kennzeichnet den durch den Transversalimpulsschnitt ausgeschlossenen Bereich.

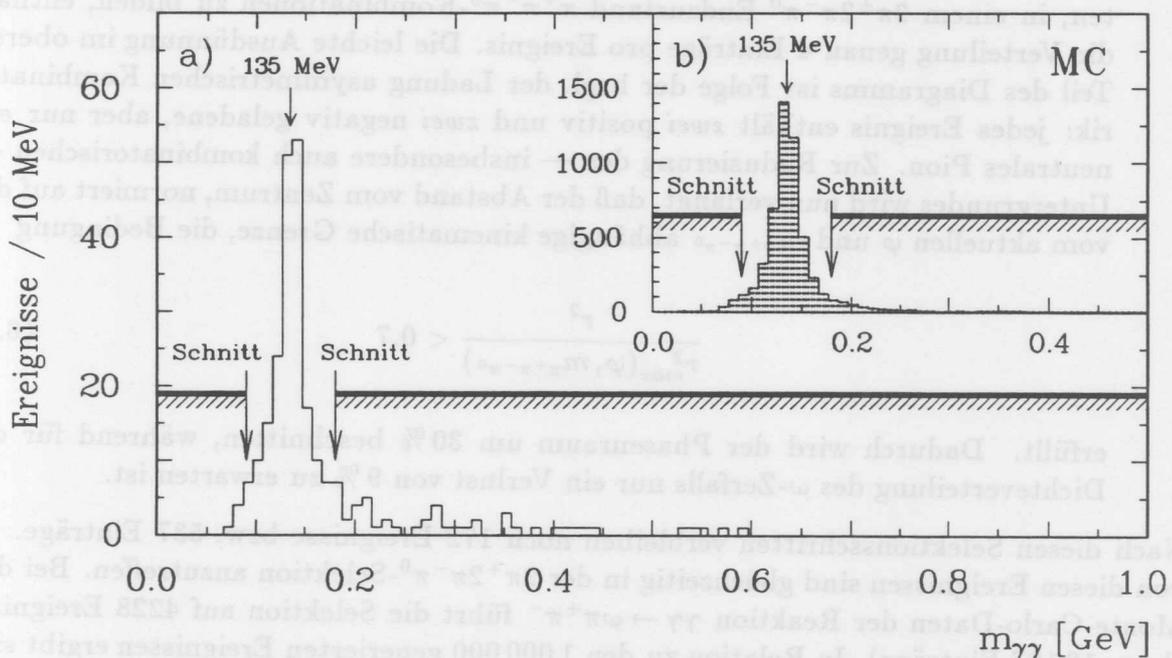


Abbildung 6.7: Spektrum der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse nach Durchführung des p_T -Fits. Betrachtet werden alle Ereignisse, die die Selektionskriterien 1 und 2 erfüllen. a) Experimentelle Daten, b) Monte-Carlo-Daten für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$. Der schraffierte Balken kennzeichnet den durch den Massenschnitt ausgeschlossenen Bereich.

werden den nachfolgenden Selektions- und Analyseschritten zugrundegelegt. Damit läßt sich eine drastische Verbesserung der ω -Massenaufösung erzielen (s. Abb. 6.9). Praktisch alle Ereignisse, für die der p_T - und der π^0 -Fit getrennt konvergieren, durchlaufen auch den kombinierten Fit erfolgreich.³

5. **π^0 -Zerfallswinkel.** Zur Unterdrückung von Paaren zueinander unkorrelierter (echter oder falscher) Photonen, die zufälligerweise eine invariante $\gamma\gamma$ -Masse im π^0 -Bereich aufweisen, wird — mit derselben Argumentation wie bei der Selektion für die $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ -Analyse — für den Zerfallswinkel θ_γ die Bedingung

$$|\cos \theta_\gamma| < 0.7 \quad (6.7)$$

verlangt.

6. **Lage im Dalitz-Diagramm.** Der zahlreichen Erhaltungssätzen und Symmetrieprinzipien unterliegende Zerfall einer Resonanz weist für die kinematische Konstellation der Zerfallsprodukte im Vergleich zum gleichmäßig bevölkerten Phasenraum Abweichungen auf, die mit Hilfe eines Dalitz-Diagramms untersucht werden können (s. Abb. 6.8a zur Definition des Dalitz-Diagramms für den 3-Körper-Zerfall). Während phasenraumverteilte Endzustände zu einer konstanten Dichte im Dalitz-Diagramm führen, bewirkt das Matricelement für den (unter starker Wechselwirkung stattfindenden) 3-Pion-Zerfall eines isoskalaren Vektormesons [82] eine Konzentration von Einträgen im zentralen Bereich (s. Abb. 6.8b). Dieses Verhalten kann bei der Selektion ausgenutzt werden.

Abb. 6.8c zeigt das Dalitz-Diagramm für die experimentellen Daten nach Ausführung der obigen Selektionsschritte 1–5. Aufgrund der verschiedenen Möglichkeiten, in einem $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ -Endzustand $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kombinationen zu bilden, enthält die Verteilung genau 4 Einträge pro Ereignis. Die leichte Ausdünnung im oberen Teil des Diagramms ist Folge der bzgl. der Ladung asymmetrischen Kombinatorik: jedes Ereignis enthält *zwei* positiv und *zwei* negativ geladene, aber nur *ein* neutrales Pion. Zur Reduzierung des — insbesondere auch kombinatorischen — Untergrundes wird nun verlangt, daß der Abstand vom Zentrum, normiert auf die vom aktuellen φ und $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ abhängige kinematische Grenze, die Bedingung

$$\frac{r^2}{r_{max}^2(\varphi, m_{\pi^+\pi^-\pi^0})} < 0.7 \quad (6.8)$$

erfüllt. Dadurch wird der Phasenraum um 30 % beschnitten, während für die Dichteverteilung des ω -Zerfalls nur ein Verlust von 9 % zu erwarten ist.

Nach diesen Selektionsschritten verbleiben noch 172 Ereignisse bzw. 537 Einträge. 89 von diesen Ereignissen sind gleichzeitig in der $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ -Selektion anzutreffen. Bei den Monte-Carlo-Daten der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ führt die Selektion auf 4228 Ereignisse (bzw. 12 107 Einträge). In Relation zu den 1 000 000 generierten Ereignissen ergibt sich

³Die Forderung $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ als zweite Nebenbedingung kann verhindern, daß bei Ereignistopologien, bei denen die Impulse der Photonen und der Gesamtimpuls des geladenen Systems in derselben $r\varphi$ -Halbkugel liegen, die Photonenergien zur Minimierung des Transversalimpulses auf negative Werte gezwungen werden und der Fit damit in den unphysikalischen Bereich wandert.

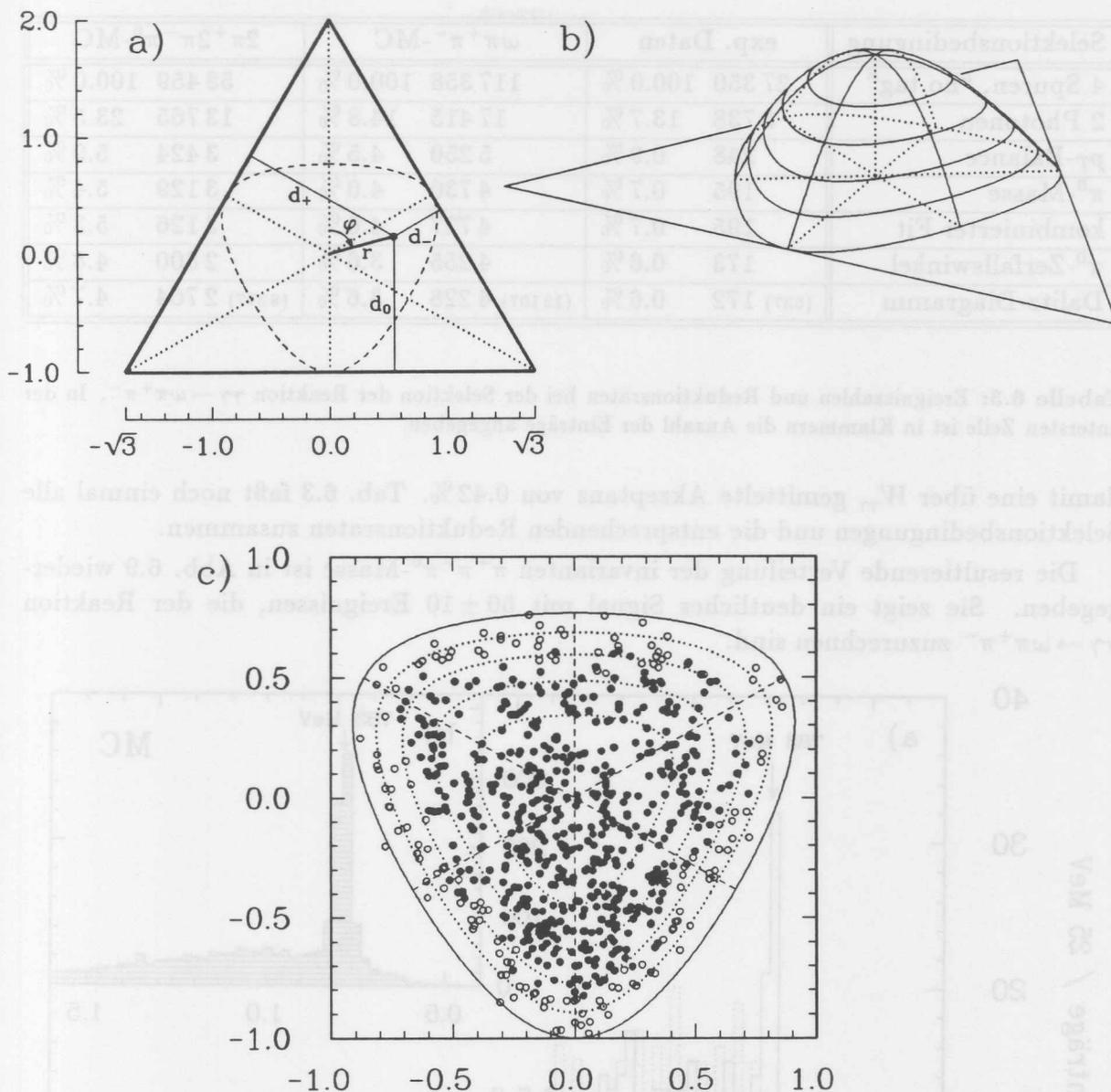


Abbildung 6.8: a) Dalitz-Diagramm für den 3-Körper-Zerfall (mit identischen Massen m im Endzustand). Die Abstände d_i zu den Seiten des Dreiecks kennzeichnen die kinetischen Energien T_i der Zerfallsprodukte im Ruhesystem der Resonanz, jeweils normiert auf ein Drittel der im Zerfall insgesamt verfügbaren kinetischen Energie: $d_i = T_i / \frac{1}{3}(M - 3m)$. Die gestrichelte Linie ist die durch Impuls- und Energieerhaltung hervorgerufene kinematische Grenze für $M = m_\omega$ und $m = m_\pi$. Der Zusammenhang zwischen den Diagrammkordinaten r, φ und den kinetischen Energien der Teilchen im Endzustand ist durch die Skizze definiert.

b) Wahrscheinlichkeitsdichte $A(r, \varphi)$ für den Zerfall $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Die entsprechende Verteilung für den 3-Pion-Zerfall eines $I^G(J^P) = 0^-(1^-)$ -Zustandes wird durch den Ausdruck

$$A(r, \varphi) = 1 - \left(1 + \frac{2\epsilon}{(2-\epsilon)^2}\right) r^2 - \frac{2\epsilon}{(2-\epsilon)^2} r^3 \cos(3\varphi), \quad \text{mit } \epsilon = 1 - \frac{3m_\pi}{m_{\pi^+\pi^-\pi^0}}$$

beschrieben.

c) Dalitz-Diagramm für die Ereignisse, die die oben beschriebenen Selektionsschritte 1–5 passieren. Die Verteilung enthält 4 Einträge pro Ereignis. Die von dem Schnitt $r^2/r_{max}^2(\varphi, m_{\pi^+\pi^-\pi^0}) < 0.7$ akzeptierten Einträge sind als volle Punkte, die verworfenen Einträge als offene Punkte gekennzeichnet.

Selektionsbedingung	exp. Daten	$\omega\pi^+\pi^-$ -MC	$2\pi^+2\pi^-\pi^0$ -MC
4 Spuren, "no tag"	27 350 100.0 %	117 358 100.0 %	58 459 100.0 %
2 Photonen	3 738 13.7 %	17 415 14.8 %	13 765 23.5 %
p_T -Balance	248 0.9 %	5 250 4.5 %	3 424 5.9 %
π^0 -Masse	195 0.7 %	4 730 4.0 %	3 129 5.4 %
kombinierter Fit	195 0.7 %	4 727 4.0 %	3 126 5.3 %
π^0 -Zerfallswinkel	173 0.6 %	4 255 3.6 %	2 800 4.8 %
Dalitz-Diagramm	(537) 172 0.6 %	(12 107) 4 228 3.6 %	(8 377) 2 764 4.7 %

Tabelle 6.3: Ereigniszahlen und Reduktionsraten bei der Selektion der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$. In der untersten Zeile ist in Klammern die Anzahl der Einträge angegeben.

damit eine über $W_{\gamma\gamma}$ gemittelte Akzeptanz von 0.42 %. Tab. 6.3 faßt noch einmal alle Selektionsbedingungen und die entsprechenden Reduktionsraten zusammen.

Die resultierende Verteilung der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse ist in Abb. 6.9 wiedergegeben. Sie zeigt ein deutliches Signal mit 50 ± 10 Ereignissen, die der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ zuzurechnen sind.

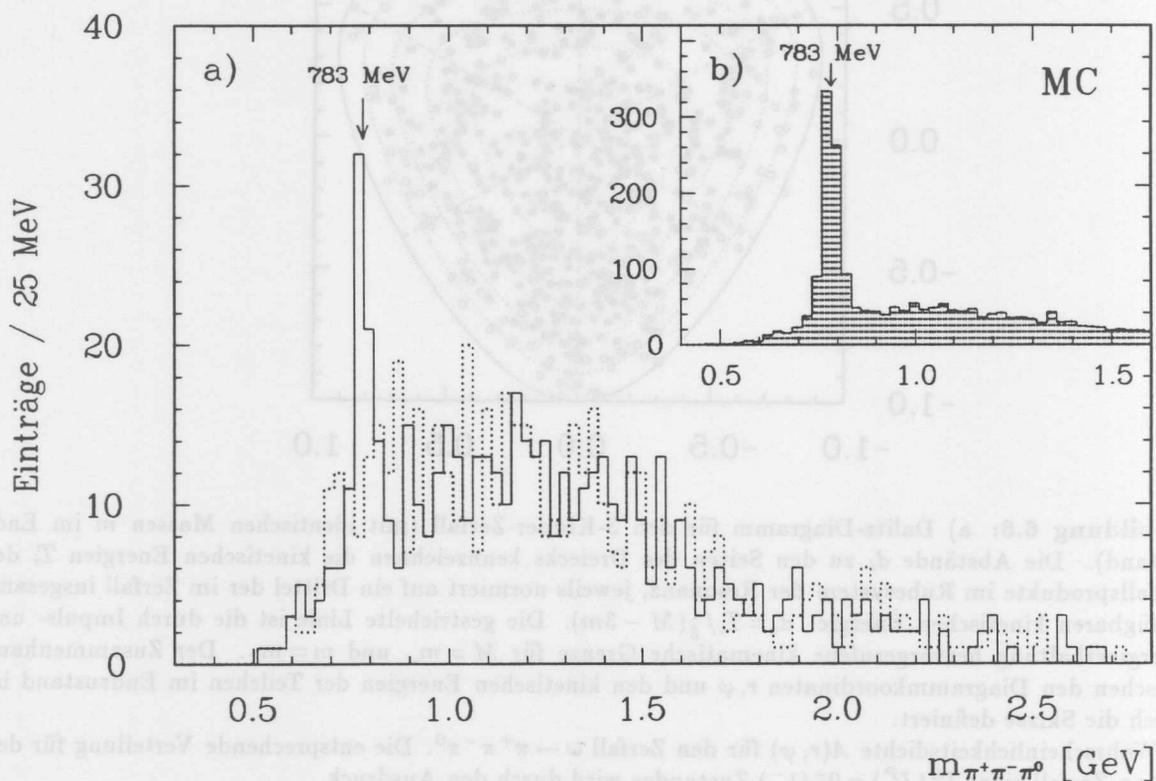


Abbildung 6.9: Verteilung der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse nach Durchführung der im Text beschriebenen $\omega\pi^+\pi^-$ -Selektion. Je nach Lage der verschiedenen Kombinationen im Dalitz-Diagramm sind pro Ereignis 0–4 Einträge möglich. a) Experimentelle Daten. Für das durchgezogene Histogramm wurde die Masse mit den kinematisch korrigierten Photonenergien berechnet. Das gepunktete Histogramm zeigt dieselben Ereignisse bei Verwendung der ursprünglich gemessenen Energien. b) Monte-Carlo-Daten für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$.

Kapitel 7

Der Wirkungsquerschnitt

7.1 Überblick

Auf der Grundlage der im vorigen Kapitel beschriebenen Datenselektionen erfolgt nun die Bestimmung der gesuchten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0}$ in Abhängigkeit von der Reaktionsenergie $W_{\gamma\gamma}$. Zu diesem Zweck werden hier ausschließlich die Verteilungen der invarianten Massen $m_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$, $m_{\pi^+ \pi^-}$ und $m_{\gamma\gamma}$ betrachtet. Weiterführende Untersuchungen, die eine vollständige Auswertung der gesamten kinematischen Konstellation beinhalten, werden bei der Spin-Paritäts-Analyse in Kap. 8 vorgenommen.

Um die Beiträge der interessierenden Reaktionen zu den gemessenen Ereignissen quantitativ aufzuschlüsseln, müssen für jedes $W_{\gamma\gamma}$ -Intervall ihre von den Monte-Carlo-Rechnungen erwarteten Verteilungen als Linearkombination (inkl. Untergrundterm) an die experimentell beobachteten Massenverteilungen angepaßt werden. Die Analyse folgt dabei dem nachstehend beschriebenen Ablauf:

- Durch Anpassung der simulierten $m_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$ -Verteilungen an die Daten wird zunächst der $\omega \pi^+ \pi^-$ -Anteil am $2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ -Endzustand bestimmt.
- Für die $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -Kombinationen, die im ω -Massenbereich (und zum Vergleich in den Seitenbändern) liegen, wird die Verteilung der invarianten Masse $m_{\pi^+ \pi^-}$ der beiden übrigen Pionen erstellt und daraus mit Hilfe einer Anpassungsrechnung der $\rho^0 \omega$ -Anteil am $\omega \pi^+ \pi^-$ -Endzustand ermittelt.
- Durch Anpassung der $m_{\gamma\gamma}$ -Verteilungen wird nun der topologische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0}$ bestimmt. Dabei kann die Akzeptanz durch Mischung mehrerer Monte-Carlo-Modelle gemäß der zuvor bestimmten Zusammensetzung des 5π -Endzustandes realistischer berechnet werden.
- Abschließend werden noch die systematischen Fehler der so ermittelten Wirkungsquerschnitte abgeschätzt.

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

Ausgangspunkt für die Analyse des $\omega \pi^+ \pi^-$ -Endzustandes sind die Ereignisse (bzw. $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -Kombinationen), die die in Kap. 6.4 beschriebenen Selektionskriterien erfüllen.

Um die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte zu studieren, wird der Untersuchungsbereich $1.25 < W_{\gamma\gamma} < 3$ GeV in 7 Intervalle à 250 MeV unterteilt, für die die unten beschriebenen Maßnahmen jeweils gesondert durchgeführt werden.

7.2.1 Der $\omega\pi\pi$ -Anteil am 5π -Endzustand

Um den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ zu bestimmen, wird an die experimentell beobachtete $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -Verteilung nach der Maximum-Likelihood-Methode (s. Anhang B) die folgende Funktion angepaßt:

$$f(m_{\pi^+\pi^-\pi^0}) = a_1 f_{\omega\pi\pi}^{MC}(m_{\pi^+\pi^-\pi^0}) + a_2 f_{5\pi}^{MC}(m_{\pi^+\pi^-\pi^0}) + \sum_{i=\substack{6\pi, \omega 3\pi, \\ \omega\omega, \gamma\gamma\gamma}} f_i^{MC}(m_{\pi^+\pi^-\pi^0}). \quad (7.1)$$

Dabei ist $f_{\omega\pi\pi}^{MC}$ die sich aus den Monte-Carlo-Rechnungen ergebende Verteilung für phasenraumverteilte $\omega\pi\pi$ -Endzustände (s. Kap. 5.3.2.2). Sie beinhaltet per se neben dem Signal auch den kombinatorischen Untergrund. Die Monte-Carlo-Verteilung $f_{5\pi}^{MC}$ für phasenraumverteilte 5π -Endzustände (s. Kap. 5.3.2.1) soll die Gesamtheit aller übrigen, exklusiv zu diesem Endzustand führenden Reaktionen beschreiben. Der Summenterm faßt die wichtigsten inklusiven Untergrundbeiträge zusammen (s. Kap. 5.3.2.3).

Vor der Anpassung werden die Monte-Carlo-Verteilungen zum Ausgleich statistischer Schwankungen mit einem auf Fourier-Analyse basierenden Verfahren [91] geglättet. Durch Multiplikation mit dem Faktor

$$F = \frac{\mathcal{L}^{exp}}{\mathcal{L}^{MC}} \prod_i BR_i \quad (7.2)$$

(vgl. Gl. 5.4 und 5.5) werden sie auf die Ereigniszahlen normiert, die bei der im Experiment vorliegenden Luminosität $\mathcal{L}^{exp} = 86 \text{ pb}^{-1}$ für den Fall $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X} = \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}^{MC} = 1 \text{ nb}$ zu erwarten sind, so daß die Fitparameter a_1 und a_2 mit den zugehörigen Wirkungsquerschnitten (in nb) identifiziert werden können. Der Beitrag durch die inklusiven Untergrundreaktionen wird bei der Anpassung nicht variiert, sondern ist durch den Normierungsfaktor 7.2 auf die nach den ARGUS-Messungen [107] (bzw. nach der QED) zu erwartende Höhe fixiert. Die Luminosität \mathcal{L}^{MC} der Monte-Carlo-Daten kann für die einzelnen Reaktionen der Tabelle 5.2 entnommen werden. Das Produkt der Verzweigungsverhältnisse BR_i erstreckt sich über alle Zerfälle, die in den jeweiligen Reaktionen vorkommen und im Monte-Carlo-Programm aus Gründen der Effizienz mit $BR = 100\%$ simuliert wurden. Dabei wird für den ω -Zerfall $BR(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = 88.8\%$ und für den π^0 -Zerfall $BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 98.8\%$ angenommen [92].

Falls bei dieser und den nachfolgenden Anpassungen das Maximum der Likelihood-Funktion im negativen Bereich eines Parameters liegt, wird dieses Resultat als unphysikalisch zurückgewiesen und in der weiteren Prozedur der Parameter auf Null gesetzt. Die Ergebnisse der Anpassung an die $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -Verteilung sind in Tab. 7.1 für alle $W_{\gamma\gamma}$ -Intervalle zusammengefaßt. Bei Energien unterhalb 2 GeV ist der $\omega\pi\pi$ -Anteil dominant. Der Beitrag durch die inklusiven Untergrundreaktionen liegt je nach Energie zwischen 2 und 12 %.

Falls die beobachteten $\omega\pi\pi$ -Ereignisse auf die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ zurückzuführen sind, muß die an die Daten anzupassende Funktion 7.1 etwas modifiziert werden, damit eventuelle Unterschiede in der Akzeptanz erfaßt werden können. Dazu überführt man

Anpassung:	$\omega\pi\pi + 5\pi + \text{Untergrund}(\text{fixiert})$		$\rho^0\omega + 5\pi + \text{Untergrund}(\text{fixiert})$	
$W_{\gamma\gamma}$ [GeV]	$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\omega\pi\pi}$ [nb]	$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow 5\pi}$ [nb] (ohne $\omega\pi\pi$)	$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}$ [nb]	$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow 5\pi}$ [nb] (ohne $\rho^0\omega$)
1.25–1.50	$17.0^{+12.1}_{-11.0}$	$13.9^{+15.4}_{-13.9}$	$7.6^{+7.4}_{-6.9}$	$22.6^{+14.1}_{-12.6}$
1.50–1.75	$20.1^{+3.7}_{-4.1}$	$0.0^{+9.7}_{-0.0}$	$16.7^{+3.1}_{-3.9}$	$0.0^{+10.7}_{-0.0}$
1.75–2.00	$18.7^{+7.5}_{-6.4}$	$10.7^{+5.9}_{-6.1}$	$16.7^{+7.5}_{-6.3}$	$13.5^{+5.6}_{-5.8}$
2.00–2.25	$6.1^{+4.3}_{-3.5}$	$16.8^{+3.4}_{-3.3}$	$6.7^{+4.7}_{-3.7}$	$16.1^{+3.6}_{-3.6}$
2.25–2.50	$7.3^{+4.5}_{-3.6}$	$17.3^{+3.4}_{-3.5}$	$9.3^{+5.7}_{-4.4}$	$16.2^{+3.8}_{-3.8}$
2.50–2.75	$3.8^{+3.7}_{-2.5}$	$14.4^{+2.8}_{-2.6}$	$3.9^{+3.7}_{-2.5}$	$14.2^{+2.8}_{-2.7}$
2.75–3.00	$5.6^{+4.1}_{-2.9}$	$16.5^{+3.0}_{-3.0}$	$4.4^{+3.3}_{-2.4}$	$16.5^{+3.1}_{-2.9}$

Tabelle 7.1: Ergebnisse der 2-Parameter-Anpassung 7.1 (bzw. 7.1/7.3) an die experimentelle $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -Verteilung. Die angegebenen Fehler sind aus dem Verlauf der Likelihood bestimmt, die für jeden Parameterwert durch freie Variation des jeweils anderen Parameters maximiert wird (s. Anhang B.3).

$f_{\omega\pi\pi}^{MC}(m_{\pi^+\pi^-\pi^0})$ in die nun anzusetzende Verteilung $f_{\omega\rho^0}^{MC}(m_{\pi^+\pi^-\pi^0})$, indem man jeden Eintrag mit dem Gewicht

$$w = \frac{BW_{\rho}^2(m_{\pi^+\pi^-})}{\langle BW_{\rho}^2(m_{\pi^+\pi^-}) \rangle_{W_{\gamma\gamma}}} \quad (7.3)$$

versieht. Die in die ρ -Breit-Wigner-Amplitude eingehende invariante Masse $m_{\pi^+\pi^-}$ der beiden (nicht aus dem ω -Zerfall stammenden) Pionen wird dabei aus den generierten Viererimpulsen berechnet. Zur Aufrechterhaltung der Normierung muß durch das Breit-Wigner-Amplitudenquadrat dividiert werden, welches sich durch Mittelung über alle im betrachteten $W_{\gamma\gamma}$ -Intervall generierten Monte-Carlo-Ereignisse ergibt.

Die unter der $\rho^0\omega$ -Hypothese resultierenden Anpassungsergebnisse sind ebenfalls in Tab. 7.1 aufgeführt.

7.2.2 Der $\rho^0\omega$ -Anteil am $\omega\pi\pi$ -Endzustand

Um festzustellen, inwieweit die beobachteten Ereignisse des Typs $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ durch $\rho^0\omega$ -Erzeugung zustandekommen, muß neben der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilung zusätzlich die Verteilung der invarianten Masse der beiden übrigen Pionen untersucht werden. Abb. 7.1a zeigt die $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}/m_{\pi^+\pi^-}$ -Korrelation über alle $W_{\gamma\gamma}$ -Intervalle zusammengefaßt. Die Konzentration von Einträgen im Kreuzungsbereich des ω - und ρ^0 -Signalbandes weist auf eine korrelierte Produktion beider Resonanzen hin.¹ Die sich im ω -

¹Das Auftreten von ρ^0 's in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ ist aufgrund der für das $\pi^+\pi^-$ -System praktisch eindeutig festgelegten Quantenzahlen auch zu erwarten. Ein durch 2-Photon-Kollisionen erzeugtes 5π -System muß positive C -Parität, negative G -Parität und wegen $G = C(-1)^I$ den Isospin $I = 1$ aufweisen. Für das neben dem ω auftretende $\pi^+\pi^-$ -System folgen daraus die Quantenzahlen $I^G = 1^+$, $C = -1$. Da die C -Parität für ein Teilchen-Antiteilchen-System mit Spin S durch $C = (-1)^{l+S}$ gegeben ist, muß der relative Bahndrehimpuls l der Pionen und damit der Gesamtdrehimpuls des $\pi^+\pi^-$ -Systems ungerade (im vorliegenden Energiebereich im wesentlichen $l = 1$) sein und folglich die Parität $P = -1$ betragen. Das 2-Pion-System ist also auf die Quantenzahlen des ρ^0 beschränkt, so daß Wechselwirkungen zwischen beiden Pionen im Endzustand zur ρ^0 -Formation führen.

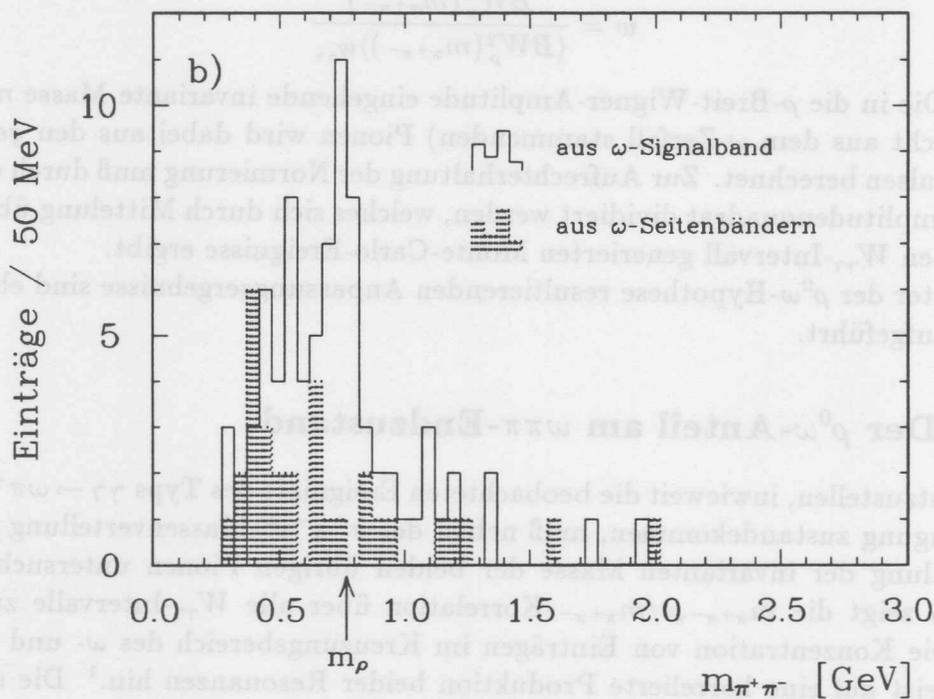
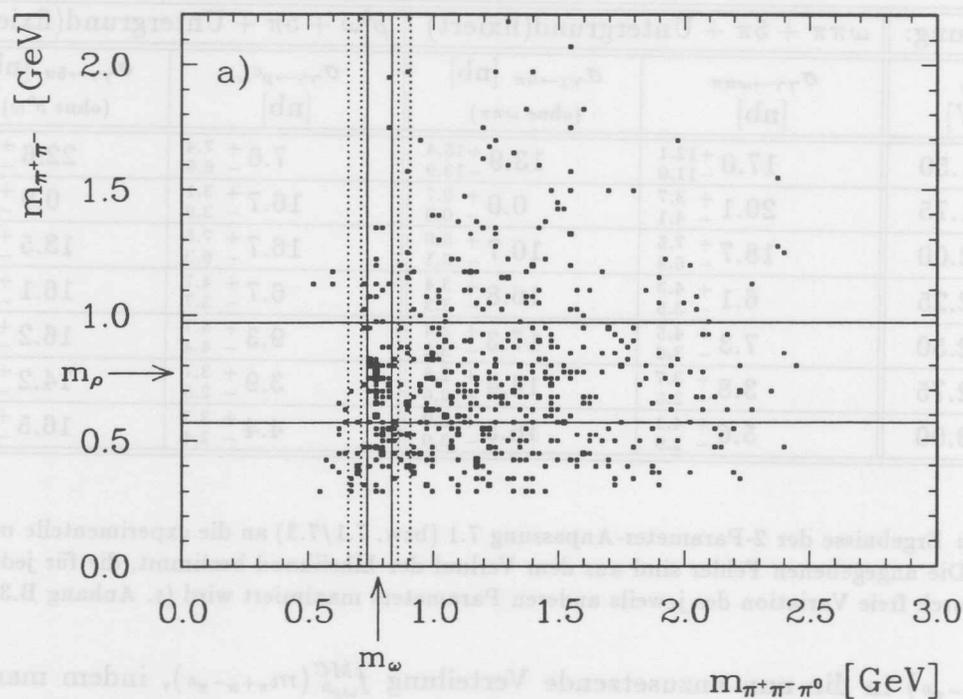


Abbildung 7.1: a) Korrelation der invarianten 3-Pion-Masse $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ mit der invarianten Masse $m_{\pi^+\pi^-}$ der beiden \u00fcbrigen Pionen f\u00fcr den gesamten $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich. Pro Ereignis k\u00f6nnen 0–4 Eintr\u00e4ge auftreten. Die senkrechten Linien markieren das ω -Signalband (durchgezogene Linien) sowie die f\u00fcr die Untergrunduntersuchung herangezogenen Seitenb\u00e4nder (gepunktete Linien). Die (in der Analyse nicht verwendeten) waagerechten Grenzlinien kennzeichnen den Zentralbereich der nominellen ρ^0 -Breit-Wigner-Verteilung, die jedoch im Falle kleiner Phasenraumvolumina erheblich zu kleinen Massen hin verzerrt werden kann. b) $m_{\pi^+\pi^-}$ -Verteilung der Eintr\u00e4ge aus dem ω -Signalband (durchgezogenes Histogramm) und den Seitenb\u00e4ndern (schattiertes Histogramm).

Anpassung:	$\rho^0\omega + \omega\pi\pi + 5\pi$ (nach $\omega\pi\pi$ -Fit fixiert) + inklusiver Untergrund (fixiert)		$\rho^0\omega + \omega\pi\pi + 5\pi$ (nach $\rho^0\omega$ -Fit fixiert) + inklusiver Untergrund (fixiert)	
$W_{\gamma\gamma}$ [GeV]	$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}$ [nb]	$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\omega\pi\pi}$ [nb] (ohne $\rho^0\omega$)	$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}$ [nb]	$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\omega\pi\pi}$ [nb] (ohne $\rho^0\omega$)
1.25–1.50	$11.0^{+4.7}_{-7.2}$	$0.0^{+12.5}_{-0.0}$	$8.2^{+4.6}_{-5.7}$	$0.0^{+10.8}_{-0.0}$
1.50–1.75	$19.1^{+5.2}_{-7.5}$	$0.0^{+10.4}_{-0.0}$	$19.1^{+5.2}_{-7.5}$	$0.0^{+10.4}_{-0.0}$
1.75–2.00	$15.1^{+6.1}_{-6.7}$	$0.0^{+7.3}_{-0.0}$	$14.4^{+6.1}_{-6.4}$	$0.0^{+7.1}_{-0.0}$
2.00–2.25	$9.5^{+4.9}_{-3.8}$	$0.0^{+4.9}_{-0.0}$	$9.5^{+4.9}_{-3.8}$	$0.0^{+4.9}_{-0.0}$
2.25–2.50	$10.5^{+6.4}_{-5.1}$	$1.5^{+4.9}_{-1.5}$	$10.6^{+6.5}_{-5.1}$	$1.6^{+4.8}_{-1.6}$
2.50–2.75	$0.0^{+4.6}_{-0.0}$	$5.0^{+4.5}_{-3.1}$	$0.0^{+4.6}_{-0.0}$	$5.0^{+4.5}_{-3.1}$
2.75–3.00	$0.0^{+4.2}_{-0.0}$	$6.3^{+4.5}_{-3.2}$	$0.0^{+4.2}_{-0.0}$	$6.3^{+4.5}_{-3.2}$

Tabelle 7.2: Ergebnisse der 2-Parameter-Anpassung 7.4 an die experimentelle $m_{\pi^+\pi^-}$ -Verteilung des ω -Signalbandes. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung phasenraumverteilter 5π -Endzustände ist dabei auf die Ergebnisse der $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -Anpassungen (Tab. 7.1) fixiert. Die 1σ -Fehlerintervalle wurden wie oben (und im Anhang B.3 erläutert) bestimmt.

Band auch unterhalb des nominellen ρ^0 -Bandes häufenden Einträge können ebenfalls auf Ereignisse des Typs $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ zurückgeführt werden, da sie vorwiegend zu kleinen Reaktionsenergien gehören, bei denen der beschränkte Phasenraum die Erzeugung schwererer ρ^0 -Massen nicht erlaubt. Dieser Umstand führt dazu, daß im untersten $W_{\gamma\gamma}$ -Intervall ($W_{\gamma\gamma} < 1.5$ GeV) die experimentelle Trennung des $\omega\pi\pi$ - und $\omega\rho^0$ -Anteiles aufgrund der dort geringeren Unterschiede in ihrer $m_{\pi^+\pi^-}$ -Verteilung mit größeren Unsicherheiten behaftet ist.

Für die quantitative Analyse betrachtet man zunächst die invariante $\pi^+\pi^-$ -Masse der Einträge aus dem ω -Signalband ($735 \text{ MeV} < m_{\pi^+\pi^-\pi^0} < 835 \text{ MeV}$). An ihre Verteilung (vgl. Abb. 7.1b) wird nach der Maximum-Likelihood-Methode für jedes $W_{\gamma\gamma}$ -Intervall getrennt die folgende Funktion angepaßt:

$$f(m_{\pi^+\pi^-}) = a_1 {}^{(\omega)}f_{\omega\pi\pi}^{MC}(m_{\pi^+\pi^-}) + a_2 {}^{(\omega)}f_{\omega\rho^0}^{MC}(m_{\pi^+\pi^-}) \quad (7.4)$$

$$+ c_1 {}^{(\omega)}f_{5\pi}^{MC}(m_{\pi^+\pi^-}) + \sum_{i=\substack{6\pi,\omega 3\pi, \\ \omega\omega,\tau\tau}} {}^{(\omega)}f_i^{MC}(m_{\pi^+\pi^-}).$$

Die Monte-Carlo-Verteilungen ${}^{(\omega)}f_i^{MC}(m_{\pi^+\pi^-})$ stellen dabei — wie der Index ${}^{(\omega)}$ andeutet — die $m_{\pi^+\pi^-}$ -Projektion des ω -Bandes dar. Die einzelnen Terme sind wie die entsprechenden $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilungen in Abschnitt 7.2.1 definiert und auf dieselbe Weise geglättet und normiert. Variiert werden in dieser Anpassung nur der $\omega\pi\pi$ - und der $\rho^0\omega$ -Beitrag. Der 5π -Wirkungsquerschnitt c_1 ist auf die Werte fixiert, die sich zuvor aus der oben beschriebenen Anpassung an die $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -Verteilung ergeben haben (s. Tab. 7.1, Spalte 3 oder 5). Die inklusiven Untergrundterme geben abermals die aufgrund von ARGUS-Messungen (bzw. nach der QED) erwarteten Verteilungen wieder.

Tab. 7.2 faßt die Ergebnisse dieser Anpassung zusammen. Für $W_{\gamma\gamma} < 2.5$ GeV zeigt sich, daß die Ereignisse des Typs $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ mit einem Anteil von fast überall 100 % dominieren und ein $\omega\pi^+\pi^-$ -Anteil in diesem Energiebereich nicht erforderlich ist. Oberhalb

Anpassung:	$\rho^0\omega + \omega\pi\pi$	
$W_{\gamma\gamma}$ [GeV]	$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ [nb]	$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi\pi}$ [nb] (ohne $\rho^0\omega$)
1.25–1.50	$0.0^{+6.3}_{-0.0}$	$7.1^{+3.1}_{-6.0}$
1.50–1.75	$0.0^{+2.8}_{-0.0}$	$10.9^{+4.2}_{-3.3}$
1.75–2.00	$5.7^{+6.8}_{-5.7}$	$6.8^{+6.2}_{-4.7}$
2.00–2.25	$0.0^{+3.3}_{-0.0}$	$4.4^{+3.3}_{-2.3}$
2.25–2.50	$0.0^{+2.6}_{-0.0}$	$4.6^{+3.3}_{-2.2}$

Tabelle 7.3: Ergebnisse der 2-Parameter-Anpassung 7.5 an die experimentelle $m_{\pi^+\pi^-}$ -Verteilung der ω -Seitenbänder. Im Energiebereich $W_{\gamma\gamma} > 2.5$ GeV reicht die Zahl der Einträge für eine Anpassung nicht mehr aus.

von 2.5 GeV können hingegen keine $\rho^0\omega$ -Beiträge mehr nachgewiesen werden. Dieses Resultat ist unabhängig davon, ob die für den Parameter c_1 angesetzten 5π -Wirkungsquerschnitte mit dem $\omega\pi\pi+5\pi$ -Modell (Tab. 7.1, Spalte 3) oder dem $\omega\rho^0+5\pi$ -Modell (Tab. 7.1, Spalte 5) aus der $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -Verteilung ermittelt wurden.

Um sicherzugehen, daß der in den Daten festgestellte ρ^0 -Gehalt tatsächlich mit dem ω -Signal korreliert ist und nicht auf andere, im Signalband noch verbliebene Ereignisse zurückgeführt werden kann, ist eine Untersuchung des Untergrundes erforderlich. Dazu werden die Einträge aus den ω -Seitenbändern ($660 \text{ MeV} < m_{\pi^+\pi^-\pi^0} < 710 \text{ MeV}$, $860 \text{ MeV} < m_{\pi^+\pi^-\pi^0} < 910 \text{ MeV}$) herangezogen und an ihre $m_{\pi^+\pi^-}$ -Verteilung die Funktion

$$f(m_{\pi^+\pi^-}) = a_1 {}^{(\omega)}f_{\omega\pi\pi}^{MC}(m_{\pi^+\pi^-}) + a_2 {}^{(\omega)}f_{\omega\rho^0}^{MC}(m_{\pi^+\pi^-}) \quad (7.5)$$

angepaßt, welche in Gl. 7.4 zur Beschreibung des Signalanteiles verwendet wurde. Die in Tab. 7.3 aufgeführten Ergebnisse zeigen, daß der Untergrund keine (oder allenfalls mit Null verträgliche) ρ^0 -Beiträge beinhaltet.

Gestützt auf die Feststellung, daß die beobachteten exklusiven $\omega\pi\pi$ -Endzustände für $W_{\gamma\gamma} < 2.5$ GeV vollständig durch den Prozeß $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ erzeugt werden, sind für den in Abb. 7.2 dargestellten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ im besagten Energiebereich die sich aus der Anpassung der $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -Verteilungen ergebenden Werte zugrundegelegt.

7.3 Der topologische Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0}$$

Den Ausgangspunkt für die Bestimmung des topologischen Wirkungsquerschnittes bilden die Ereignisse, die die in Kap. 6.3 beschriebenen Selektionskriterien erfüllen. Untersucht wird der Energiebereich $1.5 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 3.75 \text{ GeV}$, der zu diesem Zweck in 9 Intervalle à 250 MeV unterteilt wird.

Für jedes $W_{\gamma\gamma}$ -Intervall wird nun die Verteilung der invarianten 2-Photon-Masse $m_{\gamma\gamma}$ betrachtet (vgl. Abb. 6.5). Im Gegensatz zu der oben untersuchten $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -Verteilung, bei der mit den gleichmäßig im Phasenraum verteilten 5π -Pion-Ereignissen ein Modell zur

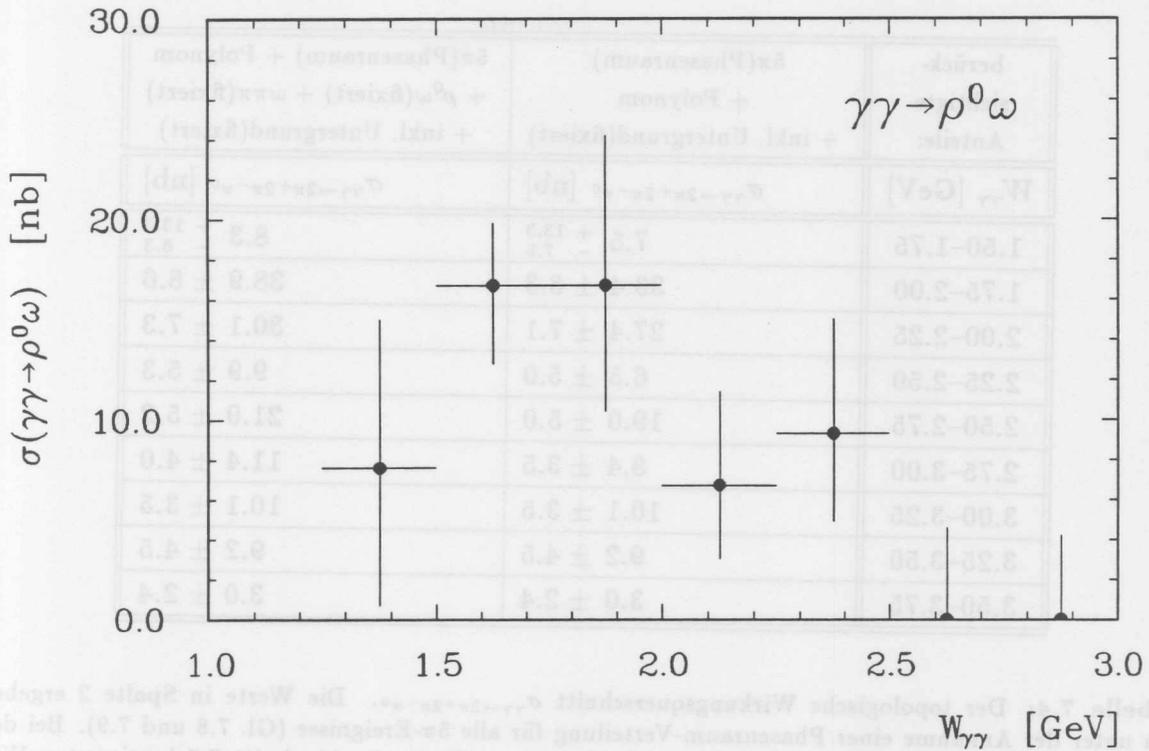


Abbildung 7.2: Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}$. Für $W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$ stammen die Werte von der $m_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$ -Anpassung (Tab. 7.1, Spalte 4), für $W_{\gamma\gamma} > 2.5 \text{ GeV}$ von der $m_{\pi^+ \pi^-}$ -Anpassung (Tab. 7.2).

Verfügung stand, das eine gute Beschreibung des nichtresonanten Anteils lieferte, muß der Untergrund hier durch einen geeignet gewählten Funktionsausdruck parametrisiert werden. Zusätzlich ist jedoch auch der Einfluß durch inklusive Reaktionen zu studieren, die im π^0 -Bereich zu Abweichungen von einem glatten Untergrundverlauf führen können. Daher wird an die experimentell beobachtete $m_{\gamma\gamma}$ -Verteilung (unter Ausschluß des π^0 -Bandes $70 \text{ MeV} < m_{\gamma\gamma} < 190 \text{ MeV}$) die Funktion

$$f_{bg}(m_{\gamma\gamma}) = f_{poly}(m_{\gamma\gamma}) + \sum_{i=\omega, \tau\tau, \pi^0} f_i^{MC}(m_{\gamma\gamma}) \quad (7.6)$$

angepaßt. Der Summenterm ist wieder — wie bei den vorangegangenen Anpassungen — auf die bei der im Experiment vorliegenden Luminosität nach den ARGUS-Messungen [107] bzw. der QED zu erwartende Höhe der inklusiven Untergrundbeiträge fixiert. Für f_{poly} wird der polynomartige Ausdruck

$$f_{poly}(m_{\gamma\gamma}) = a_1 \left(\frac{m_{\gamma\gamma} - a_4}{a_5 - a_4} \right)^{a_2} \left(\frac{a_5 - m_{\gamma\gamma}}{a_5 - a_4} \right)^{a_3} \quad (7.7)$$

angesetzt, der im Intervall $a_4 < m_{\gamma\gamma} < a_5$ die gängigen Untergrundformen beschreiben kann und bei Anpassungen ein recht stabiles Verhalten aufweist.

Den Untergrundbeitrag, der von der Gesamtzahl $N_{\pi^0\text{-Band}}$ der im π^0 -Bereich angetroffenen Ereignisse abzuziehen ist, erhält man durch Fortsetzung der angepaßten Funktion $f_{bg}(m_{\gamma\gamma})$ auf die Bins j des π^0 -Bandes. Damit ergibt sich für die Zahl der Ereignisse des Typs $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$:

$$N_{5\pi} = N_{\pi^0\text{-Band}} - \sum_{j \in \pi^0\text{-Band}} f_{bg}((m_{\gamma\gamma})_j) (\Delta m_{\gamma\gamma})_j \quad (7.8)$$

berück- sichtigte Anteile:	5π (Phasenraum) + Polynom + inkl. Untergrund(fixiert)	5π (Phasenraum) + Polynom + $\rho^0\omega$ (fixiert) + $\omega\pi\pi$ (fixiert) + inkl. Untergrund(fixiert)
$W_{\gamma\gamma}$ [GeV]	$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0}$ [nb]	$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0}$ [nb]
1.50–1.75	$7.5 \begin{smallmatrix} + 13.3 \\ - 7.5 \end{smallmatrix}$	$8.3 \begin{smallmatrix} + 13.3 \\ - 8.3 \end{smallmatrix}$
1.75–2.00	33.4 ± 8.3	38.9 ± 8.6
2.00–2.25	27.4 ± 7.1	30.1 ± 7.3
2.25–2.50	6.5 ± 5.0	9.9 ± 5.3
2.50–2.75	19.0 ± 5.0	21.0 ± 5.2
2.75–3.00	8.4 ± 3.5	11.4 ± 4.0
3.00–3.25	10.1 ± 3.5	10.1 ± 3.5
3.25–3.50	9.2 ± 4.5	9.2 ± 4.5
3.50–3.75	3.0 ± 2.4	3.0 ± 2.4

Tabelle 7.4: Der topologische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0}$. Die Werte in Spalte 2 ergeben sich unter der Annahme einer Phasenraum-Verteilung für alle 5π -Ereignisse (Gl. 7.8 und 7.9). Bei den Ergebnissen in Spalte 3 wird der $\omega\pi\pi$ - bzw. $\rho^0\omega$ -Anteil gemäß den in Abschnitt 7.2 bestimmten Wirkungsquerschnitten berücksichtigt (Gl. 7.10 und 7.11).

Dasselbe Verfahren wird nun auch auf die — mit dem Faktor 7.2 normierte — $m_{\gamma\gamma}$ -Verteilung der phasenraumförmig erzeugten 5π -Monte-Carlo-Ereignisse angewendet und so die bei einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0} = 1 \text{ nb}$ erwartete Ereigniszahl $N_{5\pi}^{MC(ps)}$ ermittelt. Da diese Daten ausschließlich die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ simulieren, wird dabei für $f_{bg}(m_{\gamma\gamma})$ nur der Polynomterm angesetzt, um den hauptsächlich auf Rekonstruktionsfehler zurückzuführenden Untergrund zu erfassen, der in den selektierten Monte-Carlo-Ereignissen jedoch nur noch schwach auftritt. Der resultierende topologische Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0} = \frac{N_{5\pi}}{N_{5\pi}^{MC(ps)}} \text{ [nb]} \quad (7.9)$$

ist für die einzelnen $W_{\gamma\gamma}$ -Intervalle in Tab. 7.4 zusammengestellt.

Allerdings wird bei dieser Vorgehensweise implizit angenommen, daß die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ durch das 5π -Phasenraum-Modell gut beschrieben wird. Wie die in den vorigen Abschnitten durchgeführte Analyse jedoch gezeigt hat, geht ein beträchtlicher Anteil der Ereignisse auf die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ bzw. $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ zurück, die eine etwas geringere Akzeptanz aufweisen. Einem Verfahren, das bei der Bestimmung des topologischen Wirkungsquerschnittes diesem Umstand Rechnung trägt, ist größeres Vertrauen entgegenzubringen.

Aus diesem Grunde werden zusätzlich zu $N_{5\pi}^{MC(ps)}$ in gleicher Weise auch noch die für einen Wirkungsquerschnitt von 1 nb zu erwartenden Ereigniszahlen $N_{5\pi}^{MC(\omega\pi\pi)}$ und $N_{5\pi}^{MC(\rho^0\omega)}$ nach dem $\omega\pi\pi$ - bzw. $\rho^0\omega$ -Modell ermittelt. Mit ihnen läßt sich dann die Zahl der im Experiment aufgetretenen 5π -Ereignisse bestimmen, die nicht über ein ω erzeugt

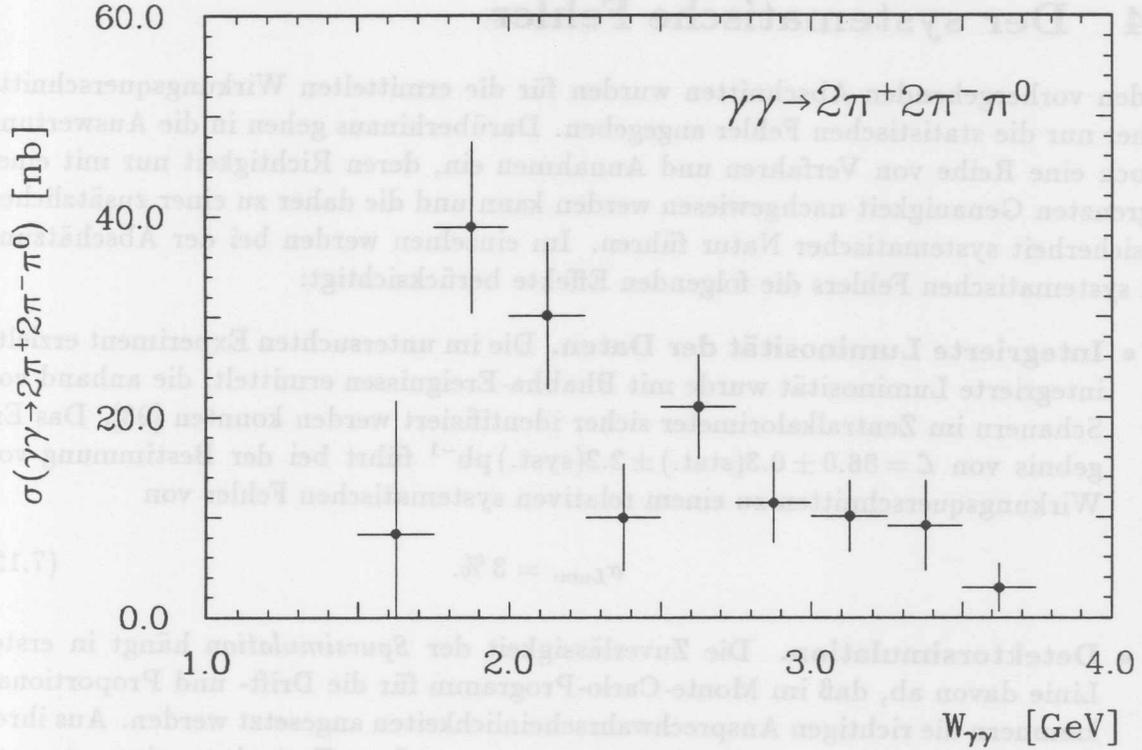


Abbildung 7.3: Der topologische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0}$. Für die hier gezeigten Ergebnisse (Tab. 7.4, Spalte 3) wurde eine Mischung von 5π -Phasenraum-, $\omega\pi\pi$ - und $\rho^0\omega$ -Anteilen angenommen.

wurden:

$$N_{5\pi}^{(ps)} = N_{\pi^0\text{-Band}} - \frac{\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}}{1 \text{ nb}} N_{5\pi}^{MC(\rho^0\omega)} - \frac{\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi\pi}}{1 \text{ nb}} N_{5\pi}^{MC(\omega\pi\pi)} - \sum_{j \in \pi^0\text{-Band}} f_{bg}((m_{\gamma\gamma})_j) (\Delta m_{\gamma\gamma})_j. \quad (7.10)$$

Dabei werden für die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi\pi}$ (hier ohne $\rho^0\omega$) die in den Abschnitten 7.2.1 und 7.2.2 gefundenen Ergebnisse² eingesetzt. Die Summe der einzelnen Anteile ergibt den gesuchten topologischen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0} = \frac{N_{5\pi}^{(ps)}}{N_{5\pi}^{MC(ps)}} [\text{nb}] + \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega} + \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi\pi}. \quad (7.11)$$

Die auf diese Weise ermittelten Ergebnisse sind in Abb. 7.3 dargestellt und in Tab. 7.4 mitangegeben. Die Berücksichtigung des ω -Anteiles führt zu etwas höheren Wirkungsquerschnitten, als wenn für alle 5π -Ereignisse eine Phasenraumverteilung angenommen wird.

²Für $W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$ wird wieder ein $\rho^0\omega$ -Anteil von 100 % am $\omega\pi\pi$ -Endzustand zugrundegelegt und für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ die Werte aus Tab. 7.1, Spalte 4 herangezogen. Bei Energien oberhalb von 2.5 GeV verschwindet der $\rho^0\omega$ -Anteil, und für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi\pi}$ werden die Werte aus Tab. 7.2 entnommen. Da im ersten Energieintervall ($1.5 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 1.75 \text{ GeV}$) aufgrund einer statistischen Fluktuation etwas weniger π^0 's beobachtet werden, als nach $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ zu erwarten ist, werden dort alle Ereignisse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ zugeschrieben und der topologische Wirkungsquerschnitt mit $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0} = N_{5\pi} / N_{5\pi}^{MC(\rho^0\omega)} [\text{nb}]$ berechnet.

7.4 Der systematische Fehler

In den vorhergehenden Abschnitten wurden für die ermittelten Wirkungsquerschnitte bisher nur die statistischen Fehler angegeben. Darüberhinaus gehen in die Auswertung jedoch eine Reihe von Verfahren und Annahmen ein, deren Richtigkeit nur mit einer begrenzten Genauigkeit nachgewiesen werden kann und die daher zu einer zusätzlichen Unsicherheit systematischer Natur führen. Im einzelnen werden bei der Abschätzung des systematischen Fehlers die folgenden Effekte berücksichtigt:

- **Integrierte Luminosität der Daten.** Die im untersuchten Experiment erzielte integrierte Luminosität wurde mit Bhabha-Ereignissen ermittelt, die anhand von Schauern im Zentralkalorimeter sicher identifiziert werden konnten [93]. Das Ergebnis von $\mathcal{L} = 86.0 \pm 0.3(\text{stat.}) \pm 2.2(\text{syst.}) \text{pb}^{-1}$ führt bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten zu einem relativen systematischen Fehler von

$$\sigma_{Lumi} = 3\%. \quad (7.12)$$

- **Detektorsimulation.** Die Zuverlässigkeit der *Spursimulation* hängt in erster Linie davon ab, daß im Monte-Carlo-Programm für die Drift- und Proportionalkammern die richtigen Ansprechwahrscheinlichkeiten angesetzt werden. Aus ihren Unsicherheiten läßt sich für die Akzeptanz von 4-Spur-Ereignissen ein systematischer Fehler von

$$\sigma_{Spur} = 4\% \quad (7.13)$$

ableiten.

Für die *Simulation der elektromagnetischen Schauer* wird der bewährte EGS-Code mit sehr niedrigen Abschneideimpulsen und einer detailliert beschriebenen Kalorimetergeometrie benutzt, um die in den einzelnen Kanälen deponierte Energie zu berechnen. Die Hauptunsicherheit liegt bei der anschließenden Umrechnung in deponierte Ladungen bzw. gemessene Pulshöhen. Da sich die Photonen zu einem großen Teil in dem Energiebereich befinden, in dem die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der verwendeten Schauerrekonstruktions-Prozessoren ansteigt (s. Abb. 4.5), können sich Kalibrationsfehler auf die Akzeptanzbestimmung auswirken. Eine Überprüfung anhand des in den Daten beobachteten π^0 -Signals zeigt, daß in dem kritischen Energiebereich Abweichungen von $\approx 5 \text{ MeV}$ nicht ausgeschlossen werden können. Das bedeutet für die ermittelten Wirkungsquerschnitte eine systematische Unsicherheit von

$$\sigma_{Schauer} = 8\%. \quad (7.14)$$

Die mit der *Triggersimulation* verbundene Unsicherheit wurde bereits in Abschnitt 5.4.4 diskutiert. Die Anwendung der Triggersimulation auf gemessene 4-Spur-Ereignisse erlaubt den Vergleich von simulierten mit tatsächlich im Experiment gesetzten Triggern. Danach ist für die Triggersimulation ein systematischer Fehler von

$$\sigma_{Trigger} = 3\% \quad (7.15)$$

einzukalkulieren.

- **Modellabhängigkeit.** Die Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}$ wurde bei der Erzeugung der Monte-Carlo-Ereignisse durch einen ρ -Formfaktor (s. Gl. 5.6) parametrisiert. Dieser Ansatz wird vom Vektormesonendominanzmodell nahegelegt und ist mit den Messungen von vielen exklusiven 2-Photon-Reaktionen kompatibel. Um die Auswirkungen zu studieren, die mögliche Abweichungen von diesem Verhalten bei den hier untersuchten Reaktionen haben, wird der Formfaktor in begrenztem Umfang variiert (z.B. durch einen GVDM- oder ϕ -Formfaktor ersetzt). Damit läßt sich die mit dem Q^2 -Ansatz verbundene systematische Unsicherheit der ermittelten Wirkungsquerschnitte auf

$$\sigma_{f(Q^2)} = 3\% \quad (7.16)$$

abschätzen.

Neben der durch den Formfaktor beschriebenen Photon-Hadron-Kopplung beeinflusst auch die durch die Reaktionsamplitude ausgedrückte *Dynamik des hadronischen Prozesses* die Akzeptanz. Wie oben festgestellt wurde, führt beispielsweise die Berücksichtigung der ω -Produktion in einem Teil der 5π -Ereignisse zu einem höheren topologischen Wirkungsquerschnitt. Falls in den übrigen 5π -Ereignissen ebenfalls Resonanzen erzeugt werden, sind nochmals Auswirkungen auf den Wirkungsquerschnitt zu erwarten, auch wenn das Phasenraummodell für eine Mischung mehrerer verschiedener Prozesse erfahrungsgemäß eine praktikable Näherung darstellt. Die mit der Reaktionsdynamik verbundenen Unsicherheiten des topologischen Wirkungsquerschnittes betragen schätzungsweise

$$\sigma_{Ampl}(\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0) = 15\%. \quad (7.17)$$

Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}$ spielen ebenfalls einige Modellannahmen eine Rolle. Die Verwendung der Ergebnisse von den Anpassungen der $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -Verteilungen setzt voraus, daß für $W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$ alle beobachteten $\omega\pi\pi$ -Endzustände über die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ erzeugt werden. Der Nachweis durch die Untersuchung der $m_{\pi^+\pi^-}$ -Verteilungen ist mit einer Unsicherheit von $\approx 40\%$ (bzw. $\approx 65\%$ im ersten Energieintervall $1.25 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}$) behaftet. Darüberhinaus sind Modellabhängigkeiten der Akzeptanz durch unterschiedliche Produktions- und Zerfallswinkelverteilungen der beiden Vektormesonen möglich. Durch Vergleich der Wirkungsquerschnitte, die sich unter der Annahme verschiedener J^P -Zustände für das $\rho^0\omega$ -System ergeben³, läßt sich der Einfluß dieses Effektes auf 8% abschätzen. Damit ergibt sich die mit dem Ansatz der Reaktionsamplitude einhergehende Unsicherheit des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\rho^0\omega}$ im Energiebereich von $1.5 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$ zu insgesamt

$$\sigma_{Ampl}(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega) = \begin{matrix} + 8\% \\ -40\% \end{matrix}. \quad (7.18)$$

- **Untergrundparametrisierung.** Bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte sind Modellannahmen nicht nur — wie eben diskutiert — für die zu untersuchenden Reaktionen, sondern auch für die Untergrundreaktionen erforderlich. Die

³Diese Wirkungsquerschnitte lassen sich durch Gewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse mit den in Abschnitt 8.3.2 berechneten Amplituden ermitteln. Die Aufschlüsselung der Daten nach Beiträgen einzelner J^P -Zustände wird im folgenden Kapitel für einen kleinen Ausschnitt des hier betrachteten $W_{\gamma\gamma}$ -Bereiches vorgenommen.

damit verbundene systematische Unsicherheit läßt sich durch geeignete Variationen in der Beschreibung des Untergrundes abschätzen. Der inklusive, durch unvollständige Rekonstruktion von 6π -Endzuständen auftretende Beitrag, dessen Höhe durch veröffentlichte Wirkungsquerschnitte festgelegt wird, kann im Rahmen der zugehörigen Meßfehler angehoben oder gesenkt werden. Darüberhinaus lassen sich die Form der $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -Verteilung für den 5π -Phasenraum-Untergrund und der Polynom-Ausdruck für den Untergrund in der $m_{\gamma\gamma}$ -Verteilung gewissen, mit den beobachteten Verteilungen jedoch noch veträglichen Veränderungen unterziehen. Insgesamt ergibt sich sowohl für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}$ als auch für den topologischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0}$ eine mit der Untergrundparametrisierung verbundene systematische Unsicherheit von

$$\sigma_{Bgrd} = 8\% . \quad (7.19)$$

Den vollständigen systematischen Fehler erhält man durch quadratische Summation aller Einzelfehler. Im $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich von 1.5–2.5 GeV folgt für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}$ damit

$$\sigma_{syst}(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega) = \begin{matrix} +15\% \\ -42\% \end{matrix} , \quad (7.20)$$

und für den topologischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0}$ ergibt sich

$$\sigma_{syst}(\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0) = 20\% . \quad (7.21)$$

Kapitel 8

Die Spin-Paritäts-Analyse

8.1 Überblick

Mit dem im vorigen Kapitel bestimmten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ steht bereits ein wichtiges experimentelles Ergebnis zur Verfügung, das zur Bewertung verschiedener, die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren beschreibende Modelle herangezogen werden kann. Neben der $W_{\gamma\gamma}$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes sagt das 4-Quark-Modell (s. Kap. 2.3.3) jedoch zusätzlich den Spin und die Parität des $\rho^0\omega$ -Systems voraus ($J^P=2^+$ im Massenbereich um 1.65 GeV). Daher ist die Aufschlüsselung des gemessenen Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ in seine einzelnen J^P -Anteile von besonderem Interesse.

Eine derartige Analyse, die neben den $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ - und $m_{\pi^+\pi^-}$ -Massenspektren auch die Verteilung weiterer Phasenraumvariablen (inkl. ihrer wechselseitigen Korrelationen) auswertet, ist der Gegenstand des nun folgenden Kapitels. Der erste Abschnitt geht auf die Methode der Spin-Paritäts-Analyse ein. Anschließend wird untersucht, welche Zwischenzustände in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ auftreten können. Für die beiden in Frage kommenden Isobare ($\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$, $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ und $\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi$, $b_1 \rightarrow \omega\pi$) werden nach dem *LS*-Kopplungsschema Amplituden konstruiert, die Eigenfunktionen zum Drehimpuls- und Paritätsoperator darstellen. Mit den so definierten Modellen kann das Verfahren dann auf die gemessenen $\omega\pi\pi$ -Ereignisse angewendet werden, um die Beiträge der einzelnen Prozesse zu ermitteln. Die abschließend beschriebenen Monte-Carlo-Tests geben Auskunft über die Zuverlässigkeit und Sensitivität des Verfahrens.

8.2 Die Methode

Die Formulierung der in der Spin-Paritäts-Analyse zu untersuchenden Modelle (verschiedene J^P -Zustände, u.U. verschiedene Isobare) geschieht durch Angabe der zugehörigen Reaktionsamplituden (s. Abschnitt 8.3). Da sich die funktionale Abhängigkeit der einzelnen Amplituden in vielen Phasenraumvariablen voneinander unterscheidet, können aus der im Experiment beobachteten Bevölkerung des Phasenraumes Rückschlüsse auf die Beiträge durch die verschiedenen Modelle gezogen werden. Eine umfassende Beschreibung dieses Verfahrens findet man in [94].

Die Unterschiede der Amplituden manifestieren sich nicht allein in den eindimensionalen Projektionen, sondern auch in den Korrelationen der Phasenraumvariablen. Für die Analyse muß daher eine mehrdimensionale (im vorliegenden Fall 6-dimensionale)

Verteilung untersucht werden. Die übliche Methode, einen Vergleich mit simulierten Verteilungen "bin"-weise durchzuführen, erfordert deshalb eine sehr große Zahl von Intervallen, für die die nach den einzelnen Modellen erwarteten Ereignisraten zu berechnen sind, wenn man nicht durch eine zu grobe Phasenraumunterteilung Information verlieren möchte. Das setzt eine außergewöhnlich hohe Monte-Carlo-Statistik voraus, damit die Fluktuationen in den einzelnen Intervallen akzeptabel bleiben.

Einen Ausweg bietet die *Extended-Maximum-Likelihood*-Methode (s. Anhang B.2). Zur Beschreibung der N_{evt} beobachteten Ereignisse wird zunächst eine Summe von Einzelverteilungen $f_j(\vec{\xi})$ angesetzt, die die Erwartung der verschiedenen Modelle wiedergeben:

$$f(\vec{\xi}, \vec{a}) = N_{evt} \sum_{j=1}^{N_{mod}} a_j f_j(\vec{\xi}) . \quad (8.1)$$

$\vec{\xi}$ bezeichnet dabei die Phasenraumvariablen des hadronischen Endzustandes, die für die Unterscheidung der Modelle von Bedeutung sind. Die relativen Anteile a_j der einzelnen Modelle fungieren als Anpassungsparameter, die mit diesem Verfahren bestimmt werden sollen. Die mit der inkohärenten Addition 8.1 einhergehende Vernachlässigung von Interferenzen zwischen den verschiedenen Prozessen ist allerdings nicht immer gerechtfertigt und muß als eine Näherung aufgefaßt werden. Bei der Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ sind jedoch — wie in den Abschnitten 8.4 und 8.5 gezeigt wird — die wichtigsten Resultate dadurch nicht beeinträchtigt.

Die für die einzelnen Modelle erwarteten Verteilungen $f_j(\vec{\xi})$ sind durch das Produkt des zugehörigen Amplitudenquadrates $|\mathcal{M}_j(\vec{\xi})|^2$ mit der Phasenraumverteilung $ps(\vec{\xi})$ und der Akzeptanzfunktion $\varepsilon(\vec{\xi})$ gegeben:

$$f_j(\vec{\xi}) = \frac{|\mathcal{M}_j(\vec{\xi})|^2 \varepsilon(\vec{\xi}) ps(\vec{\xi})}{\int |\mathcal{M}_j(\vec{\xi})|^2 \varepsilon(\vec{\xi}) ps(\vec{\xi}) d\vec{\xi}} = \frac{ps(\vec{\xi})}{\int ps(\vec{\xi}) d\vec{\xi}} \frac{|\mathcal{M}_j(\vec{\xi})|^2}{\langle |\mathcal{M}_j(W_{\gamma\gamma})|^2 \rangle} \frac{\varepsilon(\vec{\xi})}{\varepsilon_j(W_{\gamma\gamma})} . \quad (8.2)$$

Die Division durch das gemittelte Amplitudenquadrat $\langle |\mathcal{M}_j(W_{\gamma\gamma})|^2 \rangle$ und die Akzeptanz $\varepsilon_j(W_{\gamma\gamma})$ des Prozesses bewirkt, daß alle Einzelverteilungen $f_j(\vec{\xi})$ für jeden $W_{\gamma\gamma}$ -Wert auf 1 normiert sind.¹ Damit werden unterschiedliche Kopplungskonstanten oder $W_{\gamma\gamma}$ -Abhängigkeiten in den Modellamplituden nivelliert. Mit Gl. 8.2 nimmt man daher implizit an, daß bei jeder Energie $W_{\gamma\gamma}$ alle Modelle a priori gleichermaßen wahrscheinlich sind.

Setzt man die Verteilung 8.1/8.2 in Gl. B.4 ein, erhält man den zu maximierenden Ausdruck für den Logarithmus der Likelihood:

$$\ln L(\vec{a}) = \sum_{i=1}^{N_{evt}} \left(\ln \sum_{j=1}^{N_{mod}} a_j \underbrace{\frac{|\mathcal{M}_j(\vec{\xi}_i)|^2}{\langle |\mathcal{M}_j(W_{\gamma\gamma})|^2 \rangle \varepsilon_j(W_{\gamma\gamma})}}_{=P_j(\vec{\xi}_i)} - \sum_{j=1}^{N_{mod}} a_j \right) . \quad (8.3)$$

Die als $P_j(\vec{\xi}_i)$ bezeichnete Größe ist dabei ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis i durch den Prozeß j erzeugt wurde.

¹ $\langle |\mathcal{M}_j(W_{\gamma\gamma})|^2 \rangle = \int |\mathcal{M}_j(\vec{\xi})|^2 ps(\vec{\xi}) d\vec{\xi} / \int ps(\vec{\xi}) d\vec{\xi}$, $\varepsilon_j(W_{\gamma\gamma}) = \int \varepsilon(\vec{\xi}) |\mathcal{M}_j(\vec{\xi})|^2 ps(\vec{\xi}) d\vec{\xi} / \int |\mathcal{M}_j(\vec{\xi})|^2 ps(\vec{\xi}) d\vec{\xi}$ werden durch Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt. Der $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich wird dazu in kleine, 10 MeV breite Intervalle unterteilt. Fluktuationen, die sich dabei im Akzeptanzverlauf $\varepsilon_j(W_{\gamma\gamma})$ ergeben, können durch Glättung [91] oder durch Anpassung eines geeigneten Funktionsausdruckes ausgeglichen werden.

In Gl. 8.3 sind alle Terme, die nicht von den Anpassungsparametern a_j abhängen und somit keinen Einfluß auf die Maximierung haben, weggelassen. Das gilt insbesondere für die Akzeptanzen $\varepsilon(\vec{\xi}_i)$, die allein durch die Lage der beobachteten Ereignisse im Phasenraum bestimmt sind. Die explizite Kenntnis der Akzeptanzfunktion $\varepsilon(\vec{\xi})$ ist bei diesem Verfahren daher nicht erforderlich. Auch wenn in der gemittelten Akzeptanz $\varepsilon_j(W_{\gamma\gamma})$ die Detektoreigenschaften über den Phasenraum ausintegriert sind, reicht diese Größe zur Berücksichtigung des Detektoreinflusses auf die jeweiligen Modellverteilungen aus. Wie die in Abschnitt 8.5 beschriebenen Monte-Carlo-Tests zeigen, kann dieses Verfahren die einzelnen Prozesse auch bei verhältnismäßig kleinen Ereigniszahlen noch identifizieren.

8.3 Amplituden für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow X \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$

Bevor mit der Durchführung der Spin-Paritäts-Analyse begonnen werden kann, muß zunächst Klarheit über die in Gl. 8.3 einzusetzenden Modellamplituden bestehen. In diesem Abschnitt werden die relevanten Modelle vorgestellt und die zugehörigen Amplituden konstruiert.

8.3.1 Die Modelle für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow X \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$

Die Quantenzahlen, die eine Resonanz X in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow X \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ aufweisen kann, sind durch Invarianz- und Symmetrieprinzipien weitgehend festgelegt (vgl. Kap. 2.2.1). Die positive C -Parität des 2-Photon-Anfangszustandes und die negative G -Parität des 5-Pion-Endzustandes lassen wegen der Relation $G = C(-1)^I$ nur den Isospin $I = 1$ zu. Bei der Kollision zweier quasireeller Photonen, die im hier untersuchten "no tag"-Bereich dominieren, sind der Spin J , die Parität P und die Helizität λ durch *Yang's Theorem* [20] für $J \leq 2$ auf die in Gl. 2.13 aufgeführten fünf Kombinationen ($J^P(\lambda) = 0^-(0), 0^+(0), 2^-(0), 2^+(0), 2^+(\pm 2)$) begrenzt.

Für das Auftreten von Zwischenresonanzen beim Zerfall $X \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ kommen zwei isobare Modelle in Betracht:

- Die Paarung der beiden Pionen führt — wie in der Fußnote auf S. 107 bereits gezeigt wurde — als einzig mögliche Resonanz auf das ρ^0 (s. Abb. 8.1 a). Für diesen Fall sind sechs verschiedene Amplituden zu berechnen:

$$\rho^0\omega : J^P(\lambda) = 0^-(0), 0^+(0), 2^-(0, S=1), 2^-(0, S=2), 2^+(0), 2^+(\pm 2). \quad (8.4)$$

Da die Parität eines 1^-1^- -Systems durch $P = (-1)^L$ gegeben ist, können die Zustände mit positiver (negativer) Parität nur über einen geraden (ungeraden) Bahndrehimpuls L zerfallen. Bei den in dieser Analyse auftretenden niedrigen Energien reicht es aus, stets nur den kleinsten L -Wert zu berücksichtigen. Damit ist auch der Spin $S = s_\rho + s_\omega$ eindeutig festgelegt. Lediglich beim $2^-(0)$ -Zustand können die beiden Vektormesonen zu zwei verschiedenen Gesamtspins $S = 1$ oder $S = 2$ koppeln. Der Zustand $J^P(\lambda) = 2^+(\pm 2)$ braucht nur einmal berücksichtigt zu werden, da das Vorzeichen der Helizität nur in die (nicht meßbare) Phase der Amplitude eingeht.

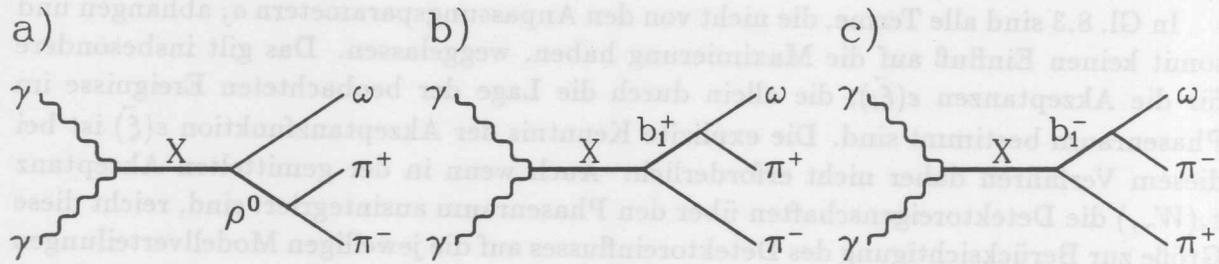


Abbildung 8.1: Isobare Modelle für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$. a) $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$, b) $\gamma\gamma \rightarrow b_1^+\pi^-$, c) $\gamma\gamma \rightarrow b_1^-\pi^+$.

- Die Paarung des ω mit einem der beiden Pionen führt zu einem Zwischenzustand mit $I^G = 1^+$. Sein Spin und seine Parität lassen sich nicht näher festlegen. Dennoch kommt im hier interessierenden Energiebereich als einzig bekannte $\omega\pi$ -Resonanz [92] nur das $b_1(1235)$ (mit $J^{PC} = 1^{+-}$, $\Gamma = 150 \text{ MeV}$) in Frage (s. Abb. 8.1 b,c). Für diesen Reaktionsablauf sind die folgenden fünf Amplituden zu konstruieren:

$$b_1\pi: J^P(\lambda) = 0^+(0), 2^-(0), 2^+(0), 2^+(+2), 2^+(-2). \quad (8.5)$$

Der Zerfall $X(J^P=0^-) \rightarrow b_1(1^+)\pi(0^-)$ ist durch Paritätserhaltung verboten. Für den $2^+(\pm 2)$ -Zustand müssen diesmal die Amplituden von *beiden* Helizitätszuständen berechnet werden, da die Interferenz zwischen den Graphen 8.1 b und 8.1 c die Phase sichtbar macht und dadurch das Vorzeichen der Helizität meßbar wird.² Die Erzeugungsrate sollte jedoch für $\lambda = +2$ und $\lambda = -2$ identisch sein. Daher werden in der Maximum-Likelihood-Anpassung 8.3 beide Fälle nicht durch jeweils eigene Summanden getrennt berücksichtigt, sondern durch Mittelung ihrer Amplitudenquadrate zu einem gemeinsamen Modell zusammengefaßt, so daß der zugehörige Parameter a_j den Gesamtbeitrag des 2^+ -Zustandes mit $|\lambda| = 2$ angibt.

Zusätzlich zu diesen 11 Modellen für die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ und $\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi$ wird mit $|\mathcal{M}(\vec{\xi})|^2 = 1$ noch ein reines Phasenraummodell eingeführt, das den Untergrund zum ω -Signal beschreiben soll.

8.3.2 $\rho^0\omega$ -Amplituden

Nach dem Zerfall des ω befinden sich im hadronischen Teil des Endzustandes 5 Pionen mit jeweils drei Impulskomponenten, so daß man zunächst 15 Phasenraumvariable erhält. Nicht alle diese Variablen sind jedoch voneinander unabhängig, experimentell bestimmbar und von Aussagekraft für die Spin-Paritäts-Analyse. Die Dimension des zu betrachtenden Phasenraumes reduziert sich dadurch um

- 4 Variable, die durch Impuls- und Energieerhaltung festgelegt sind. Die Summe der Impulse ist im Schwerpunktsystem der Reaktion = 0. Die Summe der Energien ist durch $W_{\gamma\gamma}$ vorgegeben.

²Die Interferenz mit dem Graphen 8.1 a wird bei der Spin-Paritäts-Analyse vernachlässigt (s. Kap. 8.2, 8.4)

- 1 Variable, die die Orientierung des Ereignisses im Azimut des $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystems beschreibt (z.B. φ_ρ , s.u.). Da sie in "no tag"-Reaktionen nicht meßbar ist, müssen die Amplituden eigentlich über sie integriert werden. Allerdings geht die φ -Orientierung des Ereignisses bei Zuständen mit Helizität $|\lambda| = 2$ nur als Phase, im Falle $\lambda = 0$ überhaupt nicht in die Amplitude ein. Die entscheidenden Größen sind hier die *Differenzen* zwischen den verschiedenen Azimutwinkeln des Ereignisses. Daher kann bei der Berechnung der Amplitudenquadrate eine *beliebige* φ -Orientierung des Ereignisses zugrundegelegt werden.
- 4 Variable, die durch die Eigenschaften des ω bestimmt sind und keine Informationen über Spin und Parität des Gesamtsystems oder über Zwischenresonanzen enthalten. Zu ihnen zählen neben der invarianten 3-Pion-Masse $m_{\pi^+\pi^-\pi^0} = m_\omega$ die beiden Dalitzplot-Koordinaten, die beim ω -Zerfall die Verteilung der Energie auf die drei Pionen beschreiben, sowie ein Winkel, der die Drehung der ω -Zerfallsebene um ihre Normale angibt. Lediglich die Richtung dieser Normalen wird vom übrigen Reaktionsmechanismus beeinflusst.

Damit bleiben 6 unabhängige (+ 1 redundante) Variable übrig, die in der Spin-Paritäts-Analyse zu berücksichtigen sind. Für die $\rho^0\omega$ -Modelle ist es zweckmäßig, die Amplituden als Funktion der folgenden Größen auszudrücken:

$m_{\pi\pi}$	invariante Masse der beiden Pionen aus dem ρ^0 -Zerfall,
$\cos\theta_{\pi^+}, \varphi_{\pi^+}$	Winkel des π^+ im ρ^0 -Ruhesystem,
$\cos\theta_{n_X}, \varphi_{n_X}$	Winkel der Normalen der ω -Zerfallsebene im ω -Ruhesystem,
$\cos\theta_\rho, \varphi_\rho$	Winkel des ρ^0 im $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem.

Alle Polarwinkel beziehen sich auf die $\gamma\gamma$ -Achse, die bei "no tag"-Reaktionen in guter Näherung durch die Strahlachse (+z-Achse) gegeben ist. Zur Bestimmung der Zerfallswinkel des ρ^0 und des ω werden die Viererimpulse der Pionen direkt vom $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem in das jeweilige Ruhesystem lorentztransformiert.

Die Konstruktion der $\rho^0\omega$ -Amplituden erfolgt nun in zwei Schritten. Zunächst werden die Spins der beiden Vektormesonen zu einem Gesamtspin S gekoppelt:

$$f_S(S, s_z) = \sum_{m_\rho, m_\omega} \begin{pmatrix} 1 & 1 & S \\ m_\rho & m_\omega & s_z \end{pmatrix} \cdot Y_1^{m_\rho}(\cos\theta_{\pi^+}, \varphi_{\pi^+}) \cdot Y_1^{m_\omega}(\cos\theta_{n_X}, \varphi_{n_X}). \quad (8.6)$$

Die Spinfunktionen vom ρ^0 und vom ω sind durch die Eigenfunktionen zum Drehimpulsoperator, d.h. den Kugelflächenfunktionen $Y_l^m(\cos\theta, \varphi)$ gegeben. Der Klammerausdruck steht für die Clebsch-Gordan-Koeffizienten, die nur für $m_\rho + m_\omega = s_z$ von Null verschieden sind und die die Spineinstellungen der beiden Vektormesonen richtig wichten, so daß die resultierende Funktion $f_S(S, s_z)$ eine Eigenfunktion zum kombinierten Spin und dessen z-Komponente mit den Eigenwerten S und s_z darstellt.

Diese Spinfunktionen werden jetzt mit den Bahndrehimpulsfunktionen zu einem

Gesamtspinzustand (J, λ) zusammengefaßt:

$$\mathcal{M}_{\rho\omega}^{(L,S)}(J, \lambda) = \sum_{m_L, s_z} \begin{pmatrix} L & S & J \\ m_L & s_z & \lambda \end{pmatrix} \cdot Y_L^{m_L}(\cos \theta_\rho, \varphi_\rho) \cdot f_S(S, s_z) \cdot \frac{k_\rho^{*L} \cdot g(k_\rho^*, L) \cdot k_\pi^* \cdot g(k_\pi^*, 1)}{m_\rho^2 - m_{\pi\pi}^2 - im_\rho \Gamma_\rho} \quad (8.7)$$

Zur Beschreibung des intermediären ρ^0 wird an dieser Stelle eine relativistische Breit-Wigner-Amplitude eingefügt. Ein entsprechender Propagatorterm für die Resonanz X kann weggelassen werden, da er für alle in dieser Analyse betrachteten Modelle gleich ist. Unterschiede gibt es jedoch bei der Impulsabhängigkeit der Zerfallsamplitude, die in Gl. 8.7 sowohl für den X - als auch für den ρ^0 -Zerfall explizit eingebaut ist.³ Der in der Nähe der Schwelle vorliegende k^{*l} -Anstieg wird bei großen Impulsen als Folge der endlichen Ausdehnung des Mesons wieder gedämpft. Dieser Effekt läßt sich mit den Blatt-Weisskopf-Formfaktoren [95] beschreiben:

$$g(k^*, L = 0) = 1 \quad (8.8)$$

$$g(k^*, L = 1) = \frac{1}{k_0^*} \sqrt{\frac{1 + (k_0^* r)^2}{1 + (k^* r)^2}} \quad (8.9)$$

$$g(k^*, L = 2) = \frac{1}{k_0^{*2}} \sqrt{\frac{1 + (k_0^* r)^2/3 + (k_0^* r)^4/9}{1 + (k^* r)^2/3 + (k^* r)^4/9}} \quad (8.10)$$

k_0^* bezeichnet dabei den Impulsbetrag der Zerfallsprodukte im Ruhesystem der Resonanz bei ihrer nominellen Masse. Die räumliche Ausdehnung des Wechselwirkungspotentials wird mit $r = 1$ fm angesetzt.

8.3.3 $b_1\pi$ -Amplituden

Für die Berechnung der $b_1\pi$ -Amplituden ist es sinnvoll, als relevante Phasenraumvariable die folgenden Größen zu wählen:

- $m_{\omega\pi}$ invariante Masse des $\omega\pi$ -Systems aus dem b_1 -Zerfall,
- $\cos \theta_\omega, \varphi_\omega$ Winkel des ω im b_1 -Ruhesystem,
- $\cos \theta_{n_b}, \varphi_{n_b}$ Winkel der Normalen der ω -Zerfallsebene im ω -Ruhesystem,
- $\cos \theta_b, \varphi_b$ Winkel des b_1 im $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem.

Zur Bestimmung der ω -Zerfallswinkel $\cos \theta_{n_b}, \varphi_{n_b}$ müssen die Viererimpulse der betreffenden Pionen diesmal, um Wigner-Rotationen zu vermeiden, in zwei aufeinanderfolgenden Schritten aus dem $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem über das b_1 in das ω -Ruhesystem lorentztransformiert werden.

Die Konstruktion der Amplituden beginnt wieder mit dem Spinanteil. Da das Pion ein Pseudoskalar ($s_\pi = 0$) ist, ist der Spin des $b_1\pi$ -Systems allein durch den b_1 -Spin (d.h.

³Der Impuls des ρ^0 im $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem $k_\rho^* = (W_{\gamma\gamma}^2 - (m_{\pi\pi} - m_\omega)^2)^{1/2} (W_{\gamma\gamma}^2 - (m_{\pi\pi} + m_\omega)^2)^{1/2} / 2W_{\gamma\gamma}$ und des π^+ im ρ^0 -Ruhesystem $k_\pi^* = \frac{1}{2}(m_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2)^{1/2}$ sind durch $W_{\gamma\gamma}$ und $m_{\pi\pi}$ bestimmt. Die k_ρ^{*L} -Abhängigkeit der Amplituden 8.7 wird allerdings — soweit sie sich als $W_{\gamma\gamma}$ -Abhängigkeit manifestiert — bei der Spin-Paritäts-Analyse aufgrund der Normierung in Gl. 8.2 nicht ausgewertet.

$S=1$) gegeben. Dieser setzt sich aus dem ω -Spin und dem beim Zerfall $b_1 \rightarrow \omega\pi$ auftretenden Bahndrehimpuls l zusammen. Aufgrund der Parität sind dabei ausschließlich gerade Drehimpulse zugelassen, so daß das b_1 nur über eine S -Welle ($l=0$) oder eine D -Welle ($l=2$) zerfallen kann. Experimentell wurde das Amplitudenverhältnis der beiden Wellen mit $D/S=0.26$ gemessen [92]. Da die relative Phase zwischen ihnen unbekannt ist, wird die b_1 -Spinfunktion hier einfach als Summe beider Wellen angesetzt:

$$f_b(s_z) = s \cdot Y_0^0(\cos\theta_\omega, \varphi_\omega) \cdot Y_1^{s_z}(\cos\theta_{n_b}, \varphi_{n_b}) \quad (8.11) \\ + d \cdot \sum_{m_d, m_\omega} \begin{pmatrix} 2 & 1 & 1 \\ m_d & m_\omega & s_z \end{pmatrix} \cdot Y_2^{m_d}(\cos\theta_\omega, \varphi_\omega) \cdot Y_1^{m_\omega}(\cos\theta_{n_b}, \varphi_{n_b}) .$$

Dabei sind die relativen Anteile der Wellen mit $s = 1/\sqrt{1 + (D/S)^2}$ und $d = \sqrt{1 - s^2}$ auf eine quadratische Summe von 1 normiert.

Der durch $f_b(s_z)$ beschriebene Spinzustand muß nun mit dem Bahndrehimpuls L des $b_1\pi$ -Systems zum Gesamtspin (J, λ) kombiniert werden. Dabei ist für alle J^P -Zustände infolge von Paritätserhaltung mit $S=1$ auch L eindeutig festgelegt. Lediglich im Falle $J^P=2^+$ ist neben $L=1$ auch der höhere Bahndrehimpuls $L=3$ möglich, der jedoch bei den vorliegenden niedrigen Energien keine Rolle spielt und unberücksichtigt bleiben kann. Die LS -Amplitude (z.B. für den Ladungszustand $b_1^+\pi^-$) lautet nun:

$$\mathcal{M}_{b_1^+\pi^-}^{(L)}(J, \lambda) = \sum_{m_L, s_z} \begin{pmatrix} L & 1 & J \\ m_L & s_z & \lambda \end{pmatrix} Y_L^{m_L}(\cos\theta_{b^+}, \varphi_{b^+}) \cdot f_{b^+}(s_z) \cdot \frac{k_{b^+}^{*L} g(k_{b^+}^*, L)}{m_{b_1}^2 - m_{\omega\pi^+}^2 - im_{b_1}\Gamma_{b_1}} \quad (8.12)$$

Die Amplitude für den Zustand $b_1^-\pi^+$ folgt auf analoge Weise. Wie bei den $\rho^0\omega$ -Amplituden wird auch hier wieder der Propagatorterm des entsprechenden Isobars und die Impulsabhängigkeit des X -Zerfalls eingefügt. Die im kleinen D -Wellen-Anteil auftretende k_ω^* -Abhängigkeit des b_1 -Zerfalls wird vernachlässigt.

Abschließend werden beide Ladungszustände noch zu einer gemeinsamen Amplitude zusammengefaßt. Da der Zustand X in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow X \rightarrow \omega\pi\pi$ nur ein Isovektor sein kann, erfordert seine Clebsch-Gordan-Zerlegung $(1, 0) \rightarrow 1 \times 1$ die kohärente Subtraktion beider möglichen $b_1\pi$ -Amplituden:

$$\mathcal{M}_{b_1\pi}^{(L)}(J, \lambda) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\mathcal{M}_{b_1^+\pi^-}^{(L)}(J, \lambda) - \mathcal{M}_{b_1^-\pi^+}^{(L)}(J, \lambda) \right) \quad (8.13)$$

8.4 Spin-Paritäts-Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$

8.4.1 Die Ausführung

Mit den im vorigen Abschnitt konstruierten Modellamplituden kann die Spin-Paritäts-Analyse nun auf die gemessenen Ereignisse des Typs $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ angewendet werden. Dazu wird derselbe Ereignissatz herangezogen, mit dem schon der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ bestimmt wurde. Neben den in Kap. 6.4 beschriebenen Selektionsbedingungen wird zusätzlich verlangt, daß die invariante Masse der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kombination im Bereich

der ω -Masse ($735 < m_{\pi^+\pi^-\pi^0} < 835$ MeV) liegt. Eine entsprechende Selektion von Ereignissen aus den ω -Seitenbändern ($760 < m_{\pi^+\pi^-\pi^0} < 710$ MeV, $860 < m_{\pi^+\pi^-\pi^0} < 910$ MeV) ermöglicht es, den Einfluß des Untergrundes zu untersuchen.

Wenn der Ausdruck 8.3 für den Logarithmus der Likelihood von einer größeren Anzahl von Parametern abhängt, muß man damit rechnen, daß neben dem Hauptmaximum auch lokale Nebenmaxima existieren, die die Anpassungsprozedur fehlleiten können. Um solche Fälle zu erkennen, wird jede Anpassung mehrmals wiederholt, wobei ein Zufallszahlengenerator die Startwerte der Parameter jedesmal anders setzt. Alle nachfolgend aufgeführten Anpassungsergebnisse sind auf diese Weise eindeutig reproduziert worden.

Falls ein Beitrag negativ oder unsignifikant (d.h. $a_j < 0.1\sigma_{a_j}$) ist, wird er auf Null fixiert und die Anpassung nochmals wiederholt. Trotzdem ist es angesichts der begrenzten Statistik nicht möglich, die Beiträge aller elf Modelle durch gleichzeitige Variation in einer gemeinsamen Anpassung für kleine $W_{\gamma\gamma}$ -Intervalle hinreichend genau zu bestimmen. Aus diesem Grunde wird zunächst die isobare Zusammensetzung der Daten in groben $W_{\gamma\gamma}$ -Schritten untersucht. Anschließend erfolgt die Zerlegung in einzelne $\rho^0\omega$ -Anteile. Sie konzentriert sich auf den Energiebereich $1.5 < W_{\gamma\gamma} < 2.0$ GeV, der den überwiegenden Teil der Ereignisse enthält und in dem der 4-Quark-Zustand $C_\pi(36, 2^+)$ erwartet wird. Die Umrechnung der ermittelten Modellanteile a_j in entsprechende Wirkungsquerschnitte σ_j wird nach der Formel

$$\sigma_j(W_{\gamma\gamma}) = \frac{a_j N_{beob}^{exp}(W_{\gamma\gamma})}{\varepsilon_j(W_{\gamma\gamma}) N_{gen}^{MC}(W_{\gamma\gamma})} \cdot \frac{1}{\prod_i BR_i} \cdot \frac{\mathcal{L}^{MC}}{\mathcal{L}^{exp}} \quad [\text{nb}] \quad (8.14)$$

vorgenommen (vgl. Gl. 5.4 und 7.2).

8.4.2 Beiträge durch die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi$

Um die Ereignisse auf mögliche Beiträge durch die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi$ zu untersuchen, wird jeweils ein bestimmtes $b_1\pi$ -Modell zusammen mit allen $\rho^0\omega$ -Modellen und einem Phasenraumterm ($|\mathcal{M}(\vec{\xi})|^2 = 1$) an die Daten angepaßt. Als $b_1\pi$ -Beitrag kann neben den verschiedenen J^P -Zuständen auch ein $b_1\pi$ -Phasenraummodell getestet werden, dessen Amplitude nur einen b_1 -Breit-Wigner-Propagator enthält.

Modell $\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi$	$W_{\gamma\gamma}$ -Bereiche [GeV]			
	1.25 - 1.5	1.5 - 2.0	2.0 - 2.5	2.5 - 3.0
0^+	15.6	5.4	8.5	4.3
$2^+(\pm 2)$	16.1	8.8	9.7	3.4
$2^+(0)$	15.1	4.0	7.4	4.4
$2^-(0)$	10.8	4.9	11.7	6.8
Breit-Wigner	21.8	8.9	7.1	3.7

Tabelle 8.1: Obere Grenzen (bei 95% Vertrauensintervall) für den Reaktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi} \cdot BR(b_1 \rightarrow \omega\pi)$ [nb]. In den zugrundeliegenden Anpassungen wurden neben dem jeweiligen $b_1\pi$ -Modell alle $\rho^0\omega$ -Modelle sowie ein $\omega\pi\pi$ -Phasenraumbeitrag berücksichtigt. Das Verzweigungsverhältnis $BR(b_1 \rightarrow \omega\pi)$ ist nicht genau bekannt, wird jedoch als dominant angegeben [92].

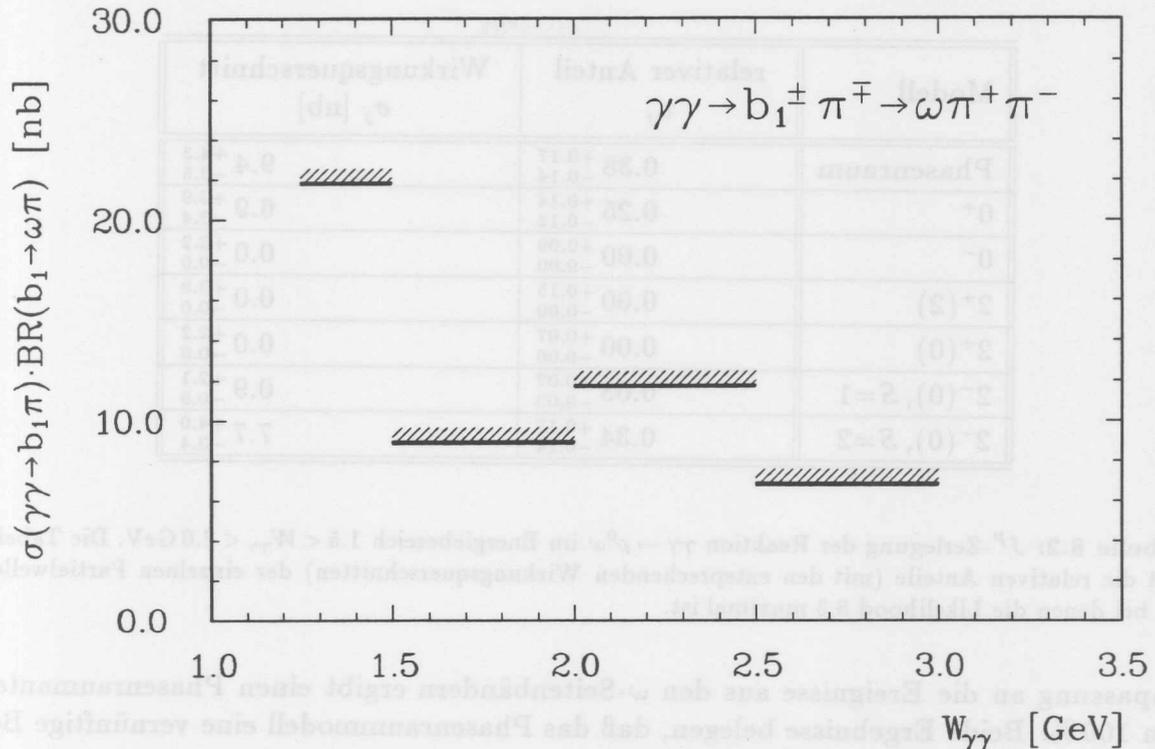


Abbildung 8.2: Obere Grenzen (bei 95 % Vertrauensintervall) für den Reaktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi} \cdot BR(b_1 \rightarrow \omega\pi)$. In jedem $W_{\gamma\gamma}$ -Intervall ist aus Tab. 8.1 das Modell mit der jeweils höchsten oberen Grenze gewählt.

Die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen zeigen in allen $W_{\gamma\gamma}$ -Intervallen keine Evidenz für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi$. Die aus dem Verlauf der Likelihood-Funktion 8.3 abgeleiteten Schätzwerte für die $b_1\pi$ -Anteile sind meistens = 0 und in jedem Fall mit Null kompatibel. Dieses Resultat steht in Übereinstimmung mit den in Kap. 7.2.2 beschriebenen Anpassungen an die $m_{\pi^+\pi^-}$ -Verteilung und unterstützt die dort gezogene Schlußfolgerung einer vollständigen $\rho^0\omega$ -Korrelation. Die oberen Grenzen (95 % Vertrauensintervall) des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi} \cdot BR(b_1 \rightarrow \omega\pi)$, die sich für die verschiedenen $b_1\pi$ -Modelle aus den Anpassungen ergeben, sind in Tab. 8.1 aufgeführt. Abb. 8.2 zeigt in jedem $W_{\gamma\gamma}$ -Intervall die jeweils höchste der für die fünf Modelle ermittelten oberen Grenzen.

8.4.3 Die J^P -Zerlegung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$

Nachdem sich gezeigt hat, daß andere isobare Zwischenzustände in den Anpassungen keine nennenswerten Beiträge liefern, werden die Daten nun auf ihre Zusammensetzung hinsichtlich Spin und Parität des $\rho^0\omega$ -Systems untersucht. Im hier betrachteten $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich von 1.5–2.0 GeV stehen dazu 40 Einträge zur Verfügung. Neben den sechs $\rho^0\omega$ -Modellen wird in der Anpassung wieder ein Phasenraumbeitrag zur Beschreibung des Signaluntergrundes berücksichtigt.

Die resultierenden relativen Anteile der einzelnen Modelle sind zusammen mit den zugehörigen Wirkungsquerschnitten in Tab. 8.2 aufgelistet. Der gefundene Phasenraumanteil von 38 % steht in guter Übereinstimmung mit der vom Verlauf der $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -Verteilung her erwarteten Untergrundrate von 45 %. Eine zum Vergleich durchgeführte

Modell	relativer Anteil a_j	Wirkungsquerschnitt σ_j [nb]
Phasenraum	0.38 ^{+0.17} _{-0.14}	9.4 ^{+4.3} _{-3.5}
0 ⁺	0.25 ^{+0.14} _{-0.12}	6.9 ^{+3.9} _{-3.4}
0 ⁻	0.00 ^{+0.09} _{-0.00}	0.0 ^{+2.2} _{-0.0}
2 ⁺ (2)	0.00 ^{+0.15} _{-0.00}	0.0 ^{+3.8} _{-0.0}
2 ⁺ (0)	0.00 ^{+0.07} _{-0.00}	0.0 ^{+2.2} _{-0.0}
2 ⁻ (0), S=1	0.03 ^{+0.07} _{-0.03}	0.9 ^{+2.1} _{-0.9}
2 ⁻ (0), S=2	0.34 ^{+0.17} _{-0.14}	7.7 ^{+4.0} _{-3.4}

Tabelle 8.2: J^P -Zerlegung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ im Energiebereich $1.5 < W_{\gamma\gamma} < 2.0$ GeV. Die Tabelle gibt die relativen Anteile (mit den entsprechenden Wirkungsquerschnitten) der einzelnen Partialwellen an, bei denen die Likelihood 8.3 maximal ist.

Anpassung an die Ereignisse aus den ω -Seitenbändern ergibt einen Phasenraumanteil von 100%. Beide Ergebnisse belegen, daß das Phasenraummodell eine vernünftige Beschreibung des Untergrundes liefert.⁴

Wie die ermittelten Beiträge in Tab. 8.2 zeigen, wird die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ am besten durch eine Mischung verschiedener Modelle beschrieben, ohne daß ein einzelner Spin-Paritäts-Zustand besonders stark dominiert. Allerdings sind gerade die von den 4-Quark-Modellen erwarteten Quantenzahlen $J^P = 2^+$ in der Anpassung nicht erforderlich. Die Maximierung der Likelihood führt für beide 2^+ -Modelle zu negativen — und im Laufe der Prozedur dann auf 0 fixierten — Beiträgen.

Dieses Ergebnis kann nicht als Auswirkung der im Ansatz 8.1 vernachlässigten Interferenzen erklärt werden. In $\gamma\gamma$ -“no tag“-Reaktionen können Interferenzen nur zwischen Zuständen mit gleicher Parität und gleicher Helizität auftreten [94]. Weiterhin sollte bei der 2-Photon-Erzeugung von Tensoren der $\lambda = 2$ -Zustand sehr viel häufiger als der $\lambda = 0$ -Zustand produziert werden.⁵ Angesichts der niedrigen $b_1\pi$ -Amplituden gibt es für den als dominant erwarteten $2^+(2)$ -Zustand daher keinen nennenswerten Interferenzterm.⁶

⁴Das hier benutzte Phasenraummodell wird durch Wichtung der simulierten $\omega\pi\pi$ -Ereignisse mit einem konstanten Matrixelement ($|\mathcal{M}(\vec{\xi})|^2 = 1$) realisiert, d.h. es handelt sich um im Phasenraum gleichverteilte $\omega\pi\pi$ -Endzustände. Die Daten enthalten jedoch neben kombinatorischem Untergrund auch Beiträge von anderen, nicht genauer zu identifizierenden Reaktionen, für die gemeinsam die Beschreibung durch einen 5π -Phasenraum näherläge. Da hier jedoch ohnehin nur Einträge aus dem ω -Massenbereich untersucht werden, sind — wie sich aus der Rekursionsrelation von Srivastava und Sudarshan [96] ableiten läßt — beide Verteilungen praktisch identisch. Dabei ist es unerheblich, daß der ω -Zerfall im Monte-Carlo-Programm gemäß dem Dalitz-Diagramm in Abb. 6.8 b modelliert wurde, da die Diagramm-Koordinaten in der Spin-Paritäts-Analyse nicht benutzt werden.

⁵Durch bloßes Abzählen der Polarisationszustände erhält man ein Verhältnis von $2^+(0)/2^+(2) = 1/6$. Viele Modelle sagen für die Kopplung eines Tensormesons an zwei Photonen eine noch stärkere $\lambda=2$ -Dominanz voraus [97].

⁶Aufgrund der unterschiedlichen Breit-Wigner-Terme können sich die Amplituden $\mathcal{M}_{\rho^0\omega}(2^+, 2)$ und $\mathcal{M}_{b_1\pi}(2^+, 2)$ nicht gegenseitig auslöschen. Außerdem kann mit einem Monte-Carlo-Test (s. Abschnitt 8.5) gezeigt werden, daß auch im Falle einer kohärenten Mischung beider Amplituden das Anpassungsverfahren den $\rho^0\omega$ - und den $b_1\pi$ -Zustand identifiziert.

J^P -Beitrag	$\Delta \ln L$ (beste Mischung)	$\Delta \ln L$ (bestes Einzelmodell)
beste Mischung	0	–
$2^-(S=2)$	3.99	0
0^+	4.34	0.35
$2^+(\lambda=2)$	9.98	5.99
0^-	14.32	10.33
$2^-(S=1)$	14.39	10.40
$2^+(\lambda=0)$	16.22	12.23
2^+ (beste λ -Mischung)	9.86	5.87

Tabelle 8.3: Vergleich verschiedener J^P -Modelle im Energiebereich $1.5 < W_{\gamma\gamma} < 2.0$ GeV. Die Zahlen geben die Differenz im Logarithmus der Likelihood an. Die verschiedenen Einzelmodell-Anpassungen (ein J^P -Beitrag + fixierter Phasenraumterm) werden in der mittleren Spalte mit der Anpassung für die beste Gesamtmischung (alle Beiträge frei variierend), in der rechten Spalte mit der besten Einzelmodell-Anpassung verglichen. In der untersten Zeile wird die 2-Parameter-Anpassung des $J^P=2^+$ -Modells betrachtet, die für beide möglichen Helizitätszustände $\lambda=2$ und $\lambda=0$ die wahrscheinlichste Mischung auswählt.

Als Alternative zu der Mehrparameter-Anpassung kann auch die Hypothese getestet werden, daß das ω -Signal auf einen einzigen Spin-Paritäts-Zustand zurückzuführen ist. Dazu wird der Phasenraumterm auf die von den Seitenbändern erwartete Höhe des Untergrundes fixiert und nur der Beitrag des jeweils betrachteten Modelles variiert. Die sich mit dieser 1-Parameter-Anpassung ergebenden Likelihood-Werte sind in Tab. 8.3 für die verschiedenen Modelle gegenübergestellt und mit der Likelihood aus der Mehrparameter-Anpassung verglichen. Für $J^P=2^+$ wird auch eine 2-Parameter-Anpassung durchgeführt, die beide möglichen Helizitätszustände auf ihre wahrscheinlichste Mischung ($2^+(0)/2^+(2) \approx 1/16$) einstellt. Selbst in diesem Fall beträgt die Differenz im Logarithmus der Likelihood zwischen dem 2^+ -Modell und dem besten einzelnen Resonanzmodell ($J^P=2^-(0)$, $S=2$) noch $\Delta \ln L = 5.9$. Dieser Wert entspricht einer statistischen Signifikanz von $n = \sqrt{2\Delta \ln L} = 3.4$ Standardabweichungen. Die in den 4-Quark-Modellen übliche Interpretation des $\rho^0\omega$ -Signals als 2^+ -Resonanz ist mit diesem Ergebnis nicht vereinbar.

Um im Energiebereich $1.5 < W_{\gamma\gamma} < 2.0$ GeV obere Grenzen für die $J^P=2^+$ -Wirkungsquerschnitte zu ermitteln, wird nach dem folgenden Verfahren vorgegangen (s. Abb. 8.3 a). Zunächst wird die Likelihood L als Funktion der beiden Wirkungsquerschnitte $\sigma(2^+, \lambda=2)$ und $\sigma(2^+, \lambda=0)$ bestimmt, wobei sie in jedem Punkt durch Variation der übrigen Beiträge (fünf J^P -Modelle und ein Phasenraumterm) maximiert wird. Da es sich hier um die wirkliche Likelihood L (und nicht um ihren Logarithmus) handelt, gibt das Integral über diese Funktion bei geeigneter Normierung die Wahrscheinlichkeit an, daß die beiden Wirkungsquerschnitte im Integrationsbereich liegen. Auf der durch diese Funktion aufgespannten Fläche wird nun die Kontur mit konstanter Likelihood gesucht,

deren Projektion auf die $L=0$ -Ebene vom Gesamtvolumen des physikalischen Bereiches ($\sigma(2^+, \lambda=2) \geq 0$, $\sigma(2^+, \lambda=0) \geq 0$) einen 95 %-Anteil abtrennt. Die obere Grenze des auf diese Weise konstruierten 95 %-Vertrauensbereiches ist in Abb. 8.3 b wiedergegeben. Sie ist annähernd linear und läßt sich durch die Gleichung

$$\frac{\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}^{2^+, \lambda=2}}{11 \text{ nb}} + \frac{\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}^{2^+, \lambda=0}}{7.5 \text{ nb}} < 1 \quad (8.15)$$

parametrisieren.

Die Konsequenzen, die dieses Ergebnis für das 4-Quark-Modell von Achasov et al. [44] nach sich zieht, werden in Kap. 9.3.4 eingehender diskutiert.

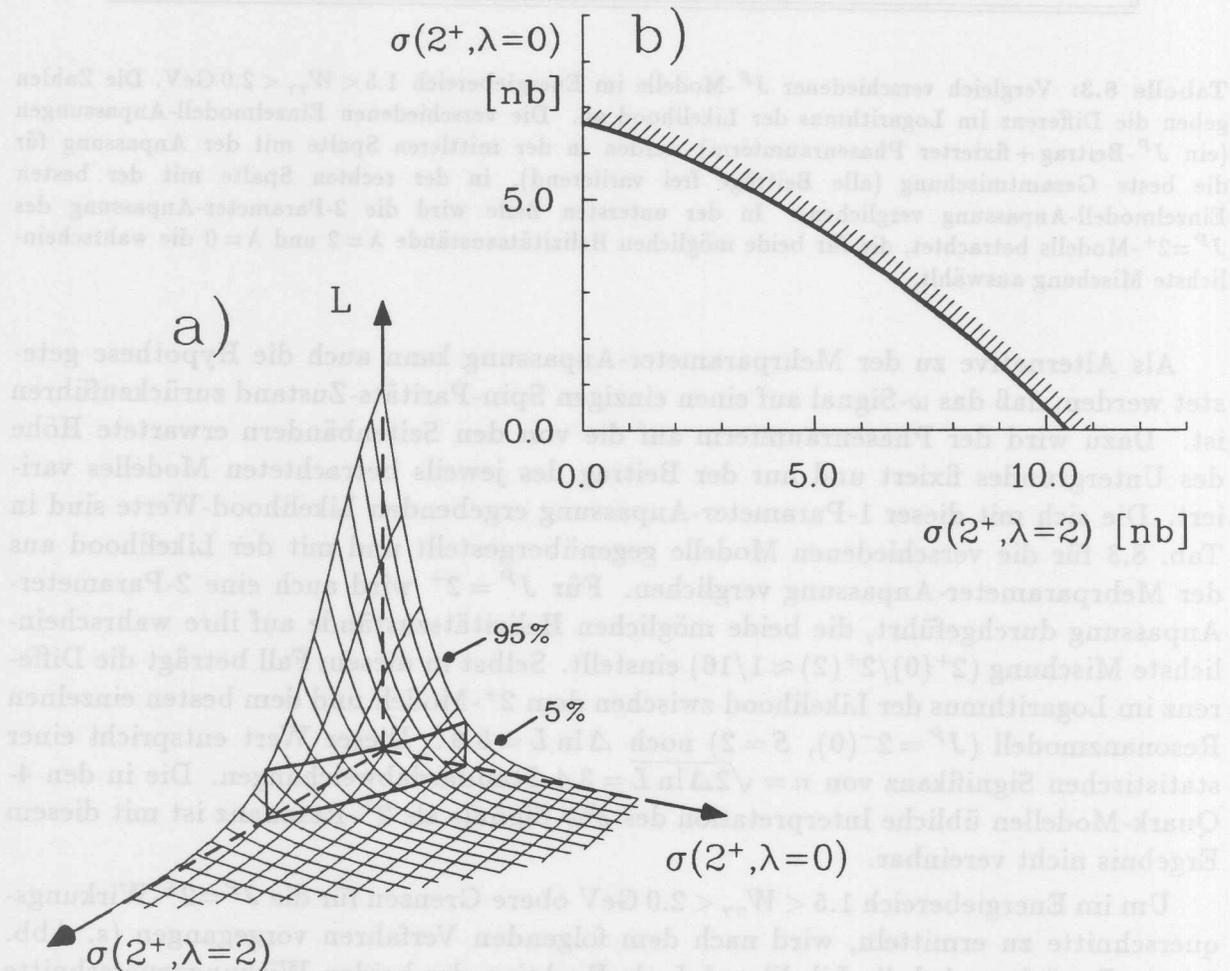


Abbildung 8.3: a) Bestimmung der oberen Grenze (95% Vertrauensintervall) für die Wirkungsquerschnitte $\sigma(2^+, \lambda=2)$ und $\sigma(2^+, \lambda=0)$ der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$. Auf der von der Likelihood-Funktion aufgespannten Fläche wird eine Kontur mit konstanter Likelihood gesucht, deren senkrechte Projektion 95% des unter der Fläche liegenden Volumens abtrennt. b) Auf diese Weise ermittelte obere Grenze (95% Vertrauensintervall) für $\sigma(2^+, \lambda=2)$ und $\sigma(2^+, \lambda=0)$ im Energiebereich $1.5 < W_{\gamma\gamma} < 2.0 \text{ GeV}$.

8.5 Test des Verfahrens mit simulierten Daten

Um die Gültigkeit der Extended-Maximum-Likelihood-Methode zu belegen und die Aussagekraft des Verfahrens bei der im vorliegenden Experiment recht begrenzten Statistik zu überprüfen, wird die Spin-Paritäts-Analyse mit simulierten Ereignissen nochmals nachvollzogen. Als Ausgangspunkt für diesen Test dienen dabei Monte-Carlo-Ereignissätze, die jeweils für ein bestimmtes $\rho^0\omega$ -Modell erzeugt werden, indem man die (nach den Rekonstruktions- und Selektionsschritten verbliebenen) simulierten $\omega\pi\pi$ -Ereignisse mit dem (aus den generierten Vierervektoren berechneten) Amplitudenquadrat des betrachteten Modelles wichtet und nach der Hit-or-Miss-Methode [78] auswählt. Jedes auf diese Weise simulierte Modell wird noch mit phasenraumverteilten $\omega\pi\pi$ -Ereignissen vermischt, so daß die resultierenden Monte-Carlo-Datensätze dieselbe Ereigniszahl und dasselbe Signal-zu-Untergrund-Verhältnis aufweisen wie die echten Daten.

Diese Modell-Datensätze werden nun den Anpassungsrechnungen unterzogen, die im vorigen Abschnitt auf die gemessenen Ereignisse angewendet wurden. Die Ergebnisse der 7-Parameter-Anpassung, bei der alle Beiträge frei variieren, sind für den Energiebereich von 1.5–2 GeV (mit 40 Einträgen) in Tab. 8.4 eingetragen. Der Phasenraumanteil und das tatsächlich vorliegende Modell werden in jedem Fall mit guter Signifikanz als die dominierenden Beiträge erkannt, und die in der Anpassung gefundene Zusammensetzung stimmt im Rahmen der statistischen Fehler mit der zugrundegelegten Mischung überein.

Input-Modell	J^P -Anteile nach Anpassung						
	0^+	0^-	$2^+(2)$	$2^+(0)$	$2^-_{(S=1)}$	$2^-_{(S=2)}$	Phasenraum
0^+	0.61 ^{+0.17} _{-0.18}	0.00 ^{+0.08} _{-0.00}	0.00 ^{+0.10} _{-0.00}	0.00 ^{+0.09} _{-0.00}	0.00 ^{+0.06} _{-0.00}	0.03 ^{+0.14} _{-0.03}	0.36 ^{+0.15} _{-0.13}
0^-	0.00 ^{+0.06} _{-0.00}	0.46 ^{+0.17} _{-0.15}	0.00 ^{+0.10} _{-0.00}	0.08 ^{+0.09} _{-0.08}	0.06 ^{+0.12} _{-0.06}	0.00 ^{+0.07} _{-0.00}	0.40 ^{+0.17} _{-0.14}
$2^+(2)$	0.00 ^{+0.13} _{-0.00}	0.00 ^{+0.09} _{-0.00}	0.46 ^{+0.17} _{-0.16}	0.00 ^{+0.09} _{-0.00}	0.00 ^{+0.11} _{-0.00}	0.07 ^{+0.11} _{-0.07}	0.47 ^{+0.17} _{-0.16}
$2^+(0)$	0.15 ^{+0.13} _{-0.11}	0.00 ^{+0.09} _{-0.00}	0.00 ^{+0.14} _{-0.00}	0.42 ^{+0.17} _{-0.13}	0.08 ^{+0.09} _{-0.08}	0.00 ^{+0.06} _{-0.00}	0.35 ^{+0.16} _{-0.13}
$2^-_{(S=1)}$	0.00 ^{+0.12} _{-0.00}	0.00 ^{+0.07} _{-0.00}	0.00 ^{+0.11} _{-0.00}	0.03 ^{+0.09} _{-0.03}	0.64 ^{+0.16} _{-0.14}	0.00 ^{+0.11} _{-0.00}	0.33 ^{+0.15} _{-0.12}
$2^-_{(S=2)}$	0.00 ^{+0.20} _{-0.00}	0.00 ^{+0.06} _{-0.00}	0.14 ^{+0.10} _{-0.14}	0.00 ^{+0.07} _{-0.00}	0.00 ^{+0.07} _{-0.00}	0.58 ^{+0.16} _{-0.15}	0.28 ^{+0.17} _{-0.14}

Tabelle 8.4: J^P -Zerlegung von Monte-Carlo-Daten aus dem Energiebereich $1.5 < W_{\gamma\gamma} < 2.0$ GeV. Die untersuchten Datensätze enthalten jeweils eine Mischung von 45 % phasenraumverteilten $\omega\pi\pi$ -Ereignissen und 55 % nach dem angegebenen J^P -Modell simulierten Ereignissen. Die Zahl der Ereignisse und die Untergrundrate entsprechen den echten Daten. Die Ergebnisse für die tatsächlich vorhandenen (und von der Anpassung stets als dominant erkannten) Beiträge sind fett gekennzeichnet.

Auch die 1-Parameter-Anpassungen, die jeweils ein einzelnes Modell zusammen mit einem fixierten Phasenraumterm testen, geben stets dem richtigen Modell den Vorrang (s. Abb. 8.4). Der Unterschied im Logarithmus der Likelihood zwischen dem wahren und dem nächstbesten Modell beträgt im ungünstigsten Fall immer noch $\Delta \ln L = 4.5$ ($\equiv 3$ Standardabweichungen). Die Möglichkeit, daß ein in den Daten eindeutig vorherrschender Spin-Paritäts-Zustand von dem Verfahren nicht erkannt wird, kann mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden.

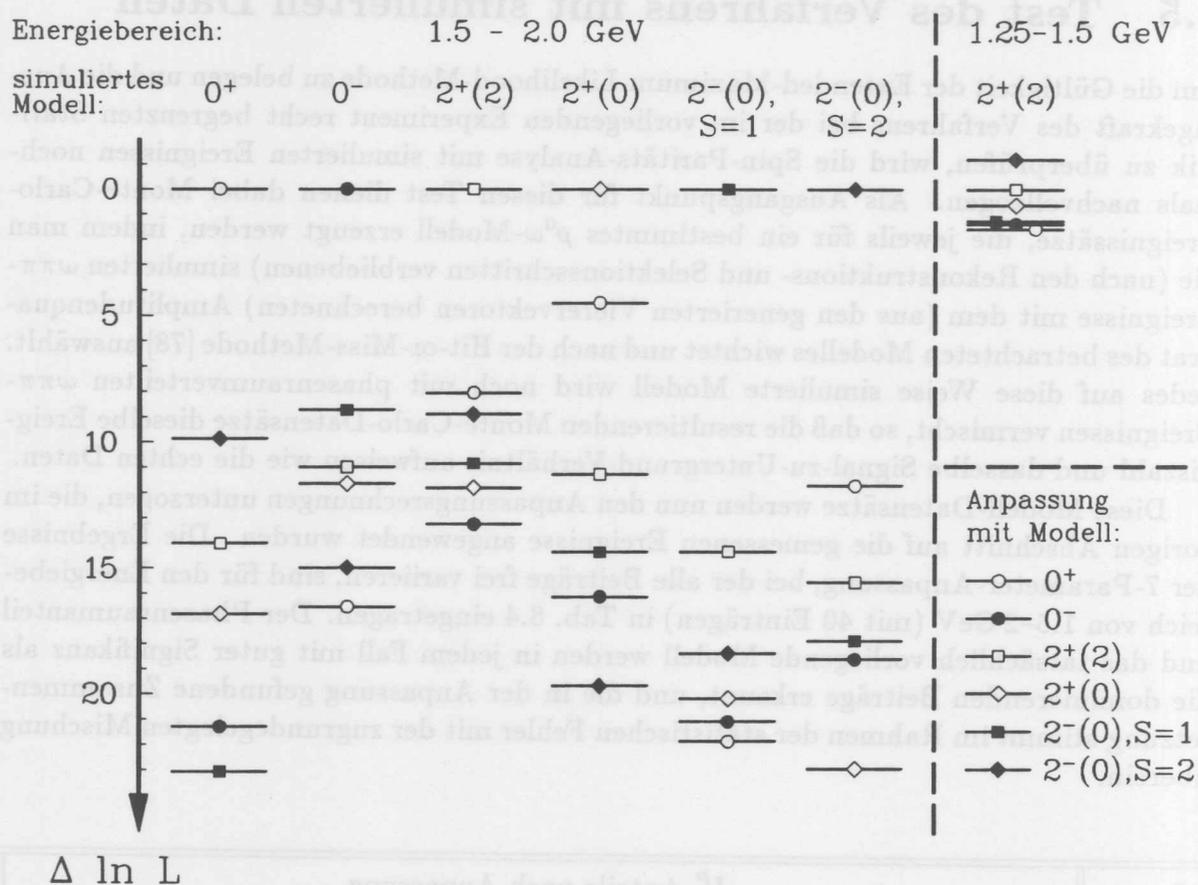


Abbildung 8.4: Likelihood-Vergleich zwischen den verschiedenen Einzelmodell-Anpassungen an simulierte Daten. Die untersuchten Monte-Carlo-Datensätze enthalten jeweils eine Mischung eines bestimmten $\rho^0\omega$ -Modells mit phasenraumverteilten $\omega\pi\pi$ -Ereignissen. Die Zahl der Ereignisse und die Untergrundkontamination entsprechen dabei den echten Daten. In jeder Spalte ist für den angegebenen Monte-Carlo-Datensatz der Unterschied im Logarithmus der Likelihood aufgetragen, den die verschiedenen Einzelmodell-Anpassungen zur Anpassung mit dem wahren Modell aufweisen. Die 40 Ereignisse im Energiebereich von 1.5–2 GeV erlauben mit hoher Wahrscheinlichkeit die Identifizierung des jeweils vorliegenden Modells. Die 12 Ereignisse zwischen 1.25 und 1.5 GeV reichen für eine Spin-Paritäts-Analyse nicht mehr aus.

Anders sieht die Situation jedoch in den übrigen Energiebereichen aus, in denen die Zahl der Ereignisse deutlich geringer ist. So läßt sich zum Beispiel ein $2^+(2)$ -Zustand im Intervall $1.25 < W_{\gamma\gamma} < 1.5$ GeV anhand der dort vorhandenen 12 Einträge nicht mehr eindeutig identifizieren (s. die rechte Spalte in Abb. 8.4). Mit der in diesem Experiment verfügbaren Statistik können die von der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow a_2(1320)$ erwarteten Beiträge daher durch eine Spin-Paritäts-Analyse nicht erkannt werden. Aus demselben Grund ist auch eine wesentlich feinere Unterteilung des $W_{\gamma\gamma}$ -Bereiches von 1.5–2 GeV, die beispielsweise eine isolierte Betrachtung des π_2 -Massenbereiches ($m_{\pi_2} = 1.665$ GeV, $\Gamma_{\pi_2} = 0.250$ GeV) erlauben würde, nicht möglich.

Um die Auswirkungen zu untersuchen, die die Interferenz zwischen der $\rho^0\omega$ - und der $b_1\pi$ -Amplitude des $2^+(2)$ -Zustandes mit sich bringen würde, werden mehrere Monte-Carlo-Datensätze nach der Hit-or-Miss-Methode durch Wichtung mit dem Quadrat der

Amplitude

$$M = M_{\rho\omega}(2^+, 2) + a \cdot e^{i\Delta\varphi} \cdot M_{b_1\pi}(2^+, 2) \quad (8.16)$$

für verschiedene Mischungsverhältnisse und Phasendifferenzen erzeugt und mit phasenraumverteilten $\omega\pi\pi$ -Ereignissen wie oben beschrieben angereichert. Für das (über den Phasenraum gemittelte) Gewicht gilt stets $\langle |M|^2 \rangle > 0.8 \cdot \langle |M_{\rho\omega}(2^+, 2)|^2 \rangle$. Eine gegenseitige Auslöschung beider Beiträge ist daher nicht möglich. Die nach diesem kohärenten Modell erzeugten Daten werden nun den (auf einem inkohärenten Ansatz beruhenden) Anpassungsrechnungen unterzogen. Von allen $\rho^0\omega$ -Modellen erhält der $2^+(2)$ -Zustand immer den weitaus größten Beitrag bzw. die beste Likelihood, und auch die (wie in Abschnitt 8.4.2 durchgeführte) Untersuchung auf $b_1\pi$ -Zustände führt stets zu signifikanten $2^+(2)$ -Beiträgen. Der zusätzliche Interferenzterm kann die Identifizierung beider Zustände nicht wirklich beeinträchtigen. Die Abwesenheit des $2^+(2)$ -Zustandes in den echten Daten läßt sich daher nicht durch die Interferenz der $\rho^0\omega$ - mit der $b_1\pi$ -Amplitude erklären.

9.1 Überblick

Dieses Kapitel läßt den gegenwärtigen Kenntnisstand über die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren zusammen. Die Beschreibung der experimentellen Situation konzentriert sich zunächst auf die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ und vergleicht die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse mit denen anderer Experimente. Danach werden die bislang gefundenen Resultate aller übrigen Reaktionen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ zusammengestellt. Auf dieser Basis erfolgt die abschließende Diskussion der theoretischen Modelle. Neben möglichen Beiträgen durch einzelne Resonanzen und einigen Quark-Modell- bzw. QCD-Vorhersagen werden vor allem Austauschprozesse und 4-Quark-Zustände untersucht. Besonderes Augenmerk ist dabei auf die Korrespondenzen zu richten, die die Spin-Paritäts-Analyse aus Kap. 8 für das Modell von Achasov et al. [44] nach sich zieht.

9.2 Der experimentelle Stand

9.2.1 Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$

Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ wurde bereits von mehreren Experimenten untersucht. Nachdem JADE [98] und PLUTO [99] zunächst nur obere Grenzen für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ ermitteln konnten, gelang ARGUS etwas später der erste signifikante Nachweis dieser Reaktion [100]. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ wurde danach nochmals von JADE [101] und TPC [102] gemessen.

Die 2-Photon-Erzeugung von $\omega\pi\pi$ -Endzuständen wird im zentralen Energiebereich ($1.5 < W_{\gamma\gamma} < 2.5$ GeV) stark von der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ dominiert. Dieses in Kap. 7.2.2 ermittelte Resultat wurde auch von den übrigen Experimenten gefunden, die die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi\pi$ beobachtet haben. Die Daten aller Experimente sind mit der Annahme einer vollständigen $\rho^0\omega$ -Korrelation verträglich, auch wenn bei der statistischen Signifikanz der Anpassungen kleinere Beiträge anderen Ursprungs nicht ausgeschlossen

$$M = M_{\omega}(Z^0) + a \cdot \chi^2 \cdot M_{\rho^0}(Z^0)$$

Kapitel 9

Die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren — eine Bestandsaufnahme

9.1 Überblick

Dieses Kapitel faßt den gegenwärtigen Kenntnisstand über die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren zusammen. Die Beschreibung der experimentellen Situation konzentriert sich zunächst auf die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ und vergleicht die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse mit denen anderer Experimente. Danach werden die bislang gefundenen Resultate aller übrigen Reaktionen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ zusammengestellt.

Auf dieser Basis erfolgt die abschließende Diskussion der theoretischen Modelle. Neben möglichen Beiträgen durch einzelne Resonanzen und einigen Quark-Modell- bzw. QCD-Vorhersagen werden vor allem Austauschprozesse und 4-Quark-Zustände untersucht. Besonderes Augenmerk ist dabei auf die Konsequenzen zu richten, die die Spin-Paritäts-Analyse aus Kap. 8 für das Modell von Achasov et al. [44] nach sich zieht.

9.2 Der experimentelle Stand

9.2.1 Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$

Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ wurde bereits von mehreren Experimenten untersucht. Nachdem JADE [98] und PLUTO [99] zunächst nur obere Grenzen für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ ermitteln konnten, gelang ARGUS etwas später der erste signifikante Nachweis dieser Reaktion [100]. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ wurde danach nochmals von JADE [101] und TPC/2 γ [102] gemessen.

Die 2-Photon-Erzeugung von $\omega\pi\pi$ -Endzuständen wird im zentralen Energiebereich ($1.5 < W_{\gamma\gamma} < 2.5$ GeV) stark von der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ dominiert. Dieses in Kap. 7.2.2 ermittelte Resultat wurde auch von den übrigen Experimenten gefunden, die die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ beobachtet haben. Die Daten aller Experimente sind mit der Annahme einer vollständigen $\rho^0\omega$ -Korrelation verträglich, auch wenn bei der statistischen Signifikanz der Anpassungen kleinere Beiträge anderen Ursprungs nicht ausgeschlossen

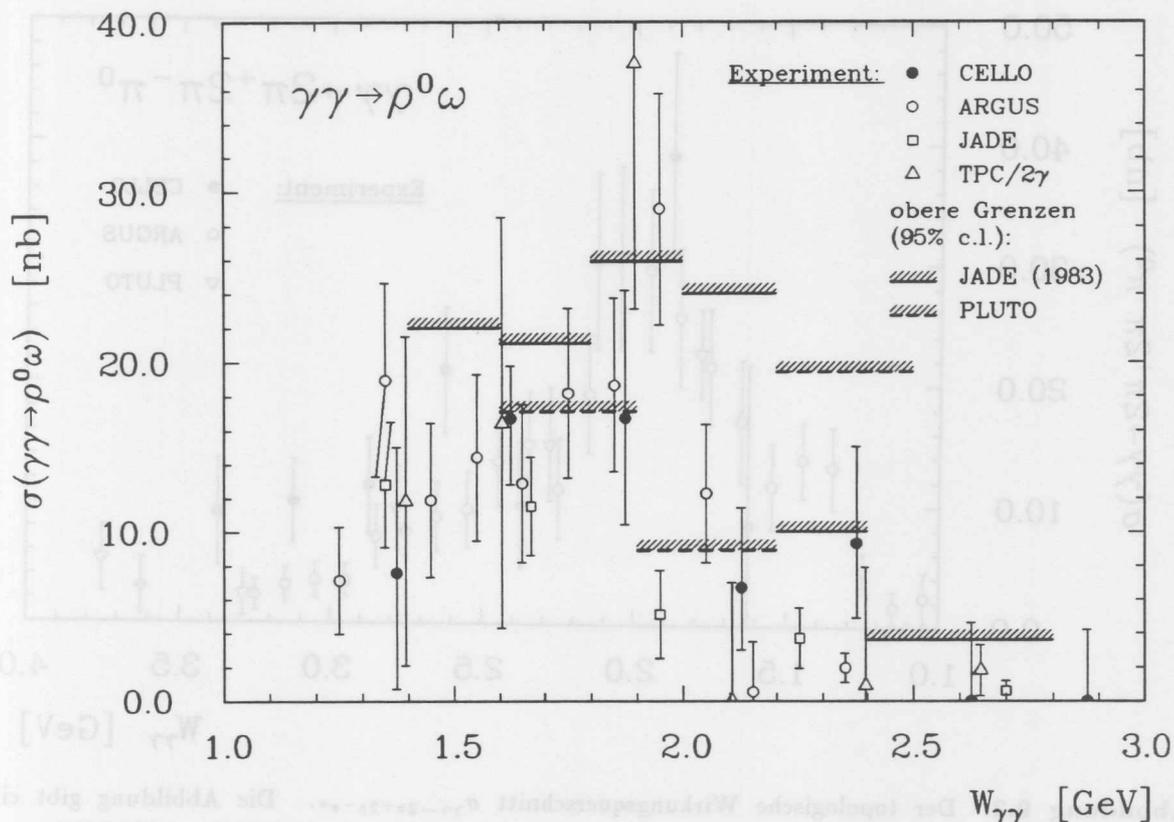


Abbildung 9.1: Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$. Die Abbildung gibt eine vollständige Übersicht über die bisherigen Messungen.

werden können.¹

Die bislang gemessenen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$ sind in Abb. 9.1 zusammengestellt. Dabei zeigt sich eine weitgehende Übereinstimmung zwischen allen Experimenten. Die in den Daten von ARGUS und TPC/2 γ vorhandenen Hinweise auf eine schmale Erhöhung des Wirkungsquerschnitts bei 1.9 GeV werden jedoch von JADE und dieser Arbeit nicht bestätigt.

Die in Kap. 8 beschriebene Zerlegung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}$ in einzelne J^P -Anteile führt im Energiebereich $1.5 < W_{\gamma\gamma} < 2.0$ GeV auf eine Mischung verschiedener Spin-Paritäts-Zustände (s. Tab. 8.2). Der nach den 4-Quark-Modellen erwartete 2^+ -Zustand kann dabei nicht nachgewiesen werden. Für ihn ergibt sich eine obere Grenze (95 % Vertrauensintervall) von $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}(2^+) < 11$ nb (s. Abb. 8.3b und Gl. 8.15). Eine vergleichbare Spin-Paritäts-Analyse, die die (korrelierten) Verteilungen aller relevanten Phasenraumvariable vollständig auswertet, wurde von den übrigen Experimenten nicht vorgenommen. ARGUS hat lediglich eindimensionale Winkelverteilungen und deren Momente mit den Monte-Carlo-Vorhersagen der verschiedenen Modelle verglichen. Dabei konnte — in Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Arbeit — kein einzelner Spin-Paritäts-Zustand als dominant erkannt werden.

Die von den verschiedenen Experimenten gemessenen topologischen Wirkungsquer-

¹Eine gezielte Untersuchung der Daten auf Beiträge durch die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow b_1 \pi$ wurde von den übrigen Experimenten nicht durchgeführt.

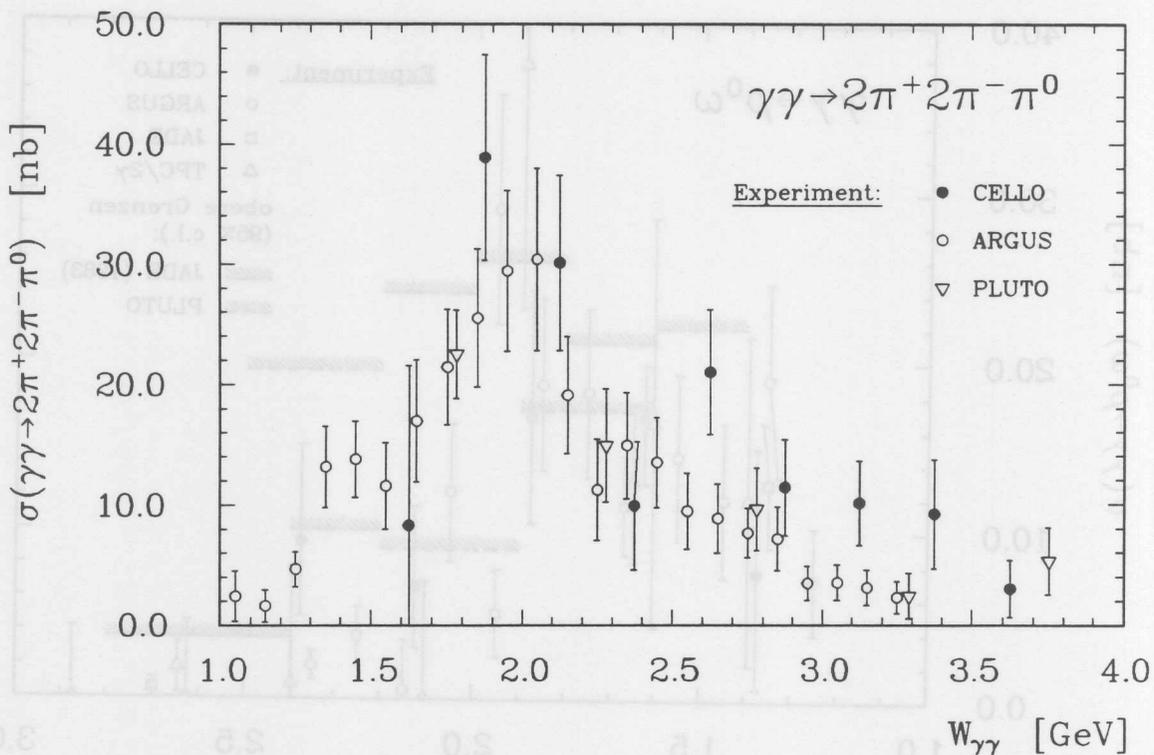


Abbildung 9.2: Der topologische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0}$. Die Abbildung gibt eine vollständige Übersicht über die bisherigen Messungen. In den Analysen von ARGUS und PLUTO wurde ein reines 5π -Phasenraummodell, in dieser Arbeit eine Mischung aus phasenraumartiger Erzeugung und ω -Produktion angenommen.

schnitte $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0}$ sind ebenfalls miteinander verträglich (s. Abb. 9.2). Die in dieser Arbeit ermittelten Werte liegen tendenziell etwas höher, weil zur Beschreibung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ hier nicht ein reines Phasenraummodell zugrundegelegt wurde, sondern die (mit einer kleineren Akzeptanz behaftete) ω -Produktion anteilmäßig Berücksichtigung fand.

9.2.2 Die übrigen Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow VV'$

Die erste in 2-Photon-Kollisionen nachgewiesene Paarerzeugung von Vektormesonen war die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$. Ihr Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$ und ebenso der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-}$ wurden bereits in Kap. 2.3 gezeigt (s. Abb. 2.14). Das unerwartet hohe $\rho^0 \rho^0$ -Signal an der Schwelle und die vergleichsweise niedrige $\rho^+ \rho^-$ -Produktionsrate gaben den Anstoß für zahlreiche theoretische Arbeiten.

Inzwischen wurde die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ eingehender untersucht. Die mit "single tag"-Daten gemessene Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts folgt im wesentlichen der VDM-Vorhersage unter Annahme eines ρ -Formfaktors.² Die Spin-Paritäts-Analyse

²Das Resultat von PLUTO [12] für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}(Q^2)$ im $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich von 1.0–3.2 GeV läßt sich gut durch das Quadrat des ρ -Formfaktors beschreiben. TASSO [103] und TPC/2 γ [13] geben die Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-}$ an, der auch bei größeren Q^2 -Werten substantielle $\rho^0 \rho^0$ -Beiträge enthält. TASSO mißt im unteren $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich einen mit dem ρ -Pol verträglichen, TPC/2 γ einen etwas flacheren Q^2 -Verlauf.

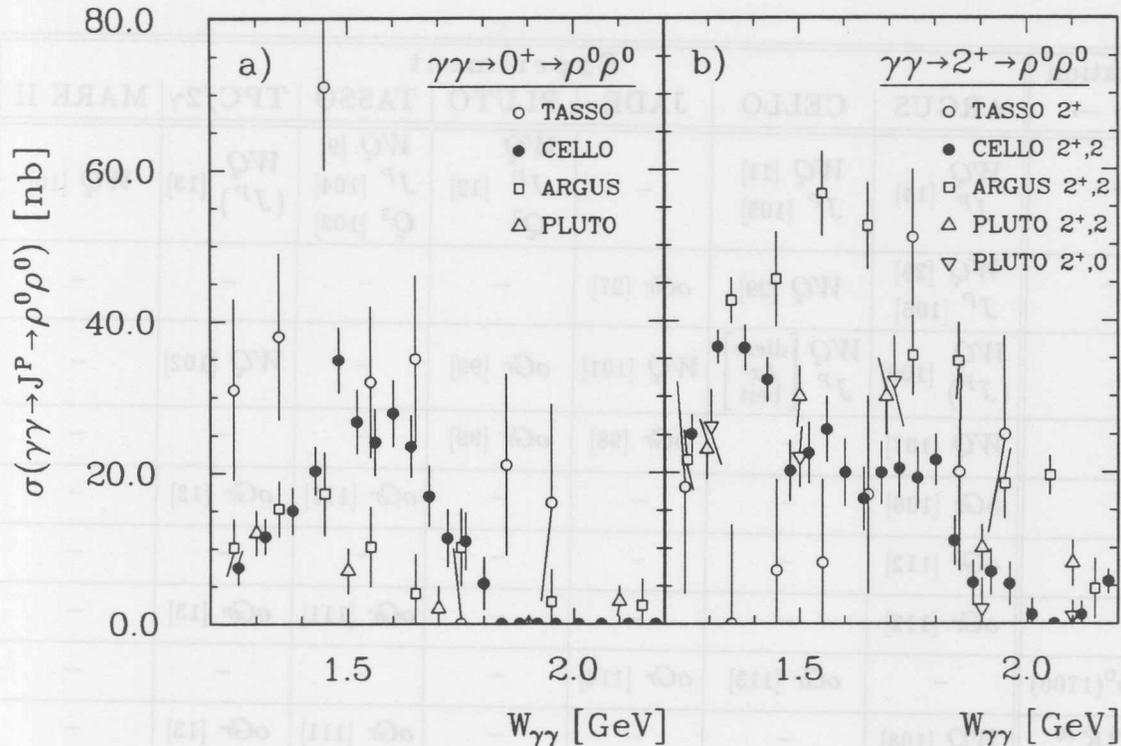


Abbildung 9.3: Ergebnisse der Spin-Paritäts-Analysen der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$. a) 0^+ -Beiträge zu $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$, b) 2^+ -Beiträge zu $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$. Aus der PLUTO-Analyse ist neben dem Beitrag mit Helizität $\lambda = 2$ auch der dort nicht vernachlässigbare Beitrag mit $\lambda = 0$ aufgeführt. In der TASSO-Analyse wurde ein Intensitätsverhältnis von $(\lambda=0)/(\lambda=2) = 1/6$ angenommen.

des $\rho^0\rho^0$ -Systems zeigt, daß Zustände mit negativer Parität in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ weitgehend ausgeschlossen werden können. Über das Verhältnis der $0^+/2^+$ -Beiträge machen die verschiedenen Experimente [12–14,104,105] allerdings widersprüchliche Aussagen (s. Abb. 9.3). Das $\rho^+\rho^-$ -System wird ebenfalls von den beiden positiven Paritätszuständen 0^+ und $2^+(\lambda=2)$ dominiert [106].

Außer den Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ und $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ konnte auch die Erzeugung der Endzustände $\omega\omega$, $K^{*0}\bar{K}^{*0}$ und $K^{*+}K^{*-}$ in 2-Photon-Kollisionen beobachtet werden [107–109]. Dabei erwies sich der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}}$ mit einem beachtlichen Maximalwert von ≈ 60 nb als etwa 8mal so groß wie $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}}$ (s. Abb. 9.5 b,c). Die übrigen Vektormesonpaarungen $\rho^0\phi$, $\omega\phi$, $\phi\phi$ sowie $\rho^0\rho^0(1700)$ ließen sich in 2-Photon-Reaktionen noch nicht nachweisen. Für ihre Wirkungsquerschnitte sind bislang nur obere Grenzen bekannt, die allerdings mit Werten um 1–2 nb recht restriktiv sind. Tabelle 9.1 gibt einen Überblick über alle experimentellen Untersuchungen von Reaktionen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow VV'$. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte bzw. oberen Grenzen sind in den Abbildungen 9.4 und 9.5 dargestellt. Messungen zur paarweisen Erzeugung von schwereren Vektormesonen (z.B. D^* , J/Ψ , Υ) wurden bisher nicht durchgeführt, da der dafür zu untersuchende Energiebereich aufgrund der mit $W_{\gamma\gamma}$ stark abfallenden $\gamma\gamma$ -Luminosität experimentell nur schwer zugänglich ist.³

³Für *inklusive* D^* -Erzeugung in 2-Photon-Kollisionen sind allerdings schon Wirkungsquerschnitte gemessen worden [110]. In der TASSO-Analyse wird der totale Charm-Wirkungsquerschnitt nahe der Schwelle auf $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow charm} \approx 141$ nb abgeschätzt und davon ein substantieller Anteil der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow D^*\bar{D}^*$ zugeschrieben.

Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow$	Experiment						
	ARGUS	CELLO	JADE	PLUTO	TASSO	TPC/2 γ	MARK II
$\rho^0 \rho^0$	WQ J^P [14]	WQ [11] J^P [105]	-	WQ J^P [12] Q^2	WQ [9] J^P [104] Q^2 [103]	WQ (J^P) [13]	WQ [10]
$\rho^+ \rho^-$	WQ [28] J^P [106]	WQ [29]	oGr [27]	-	-	-	-
$\rho^0 \omega$	WQ (J^P) [100]	WQ [J^P diese Arbeit]	WQ [101]	oGr [99]	-	WQ [102]	-
$\omega\omega$	WQ [107]	-	oGr [98]	oGr [99]	-	-	-
$\rho^0 \phi$	oGr [108]	-	-	-	oGr [111]	oGr [13]	-
$\omega\phi$	oGr [112]	-	-	-	-	-	-
$\phi\phi$	oGr [112]	-	-	-	oGr [111]	oGr [13]	-
$\rho^0 \rho^0(1700)$	-	oGr [113]	oGr [114]	-	-	-	-
$K^{*0} \bar{K}^{*0}$	WQ [108]	-	-	-	oGr [111]	oGr [13]	-
$K^{*+} K^{*-}$	WQ [109]	-	-	-	-	-	-

Tabelle 9.1: Überblick über alle experimentellen Untersuchungen der Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow VV'$. Es bedeuten dabei: WQ : Messung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow VV'}(W_{\gamma\gamma})$, oGr : Bestimmung einer oberen Grenze für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow VV'}(W_{\gamma\gamma})$, Q^2 : Messung der Q^2 -Abhängigkeit $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow VV'}(Q^2)$, J^P : Spin-Paritäts-Analyse, (J^P): qualitative Untersuchung der Winkelverteilungen. In eckigen Klammern ist die zugehörige Referenz angegeben.

9.3 Implikationen für die Theorie

Die Bemühungen, die im obigen Abschnitt aufgeführten Meßergebnisse theoretisch zu interpretieren, haben in den vergangenen zehn Jahren eine Vielzahl von Ideen hervorgebracht. Mit der Berücksichtigung bekannter und Postulierung neuer Resonanzen, mit der Heranziehung der 4-Quark-Multipletts des MIT-bag-Modells, mit den Herleitungen der Wirkungsquerschnitte aus der Quark-Substruktur und der QCD sowie mit der Abschätzung konventioneller Streuprozesse nach unterschiedlichsten Methoden (Faktorisierung, effektive Lagrange-Operatoren, Regge-Amplituden) wurde eine breite Palette verschiedener Ansätze zur Diskussion gestellt. Die einzelnen Modelle sind in Kap. 2.3 beschrieben und in Tab. 9.2 zusammengestellt. Eine Reihe von Vorhersagen ist in den Abbildungen 9.4 und 9.5 mit eingezeichnet. In diesem Abschnitt werden — nach der Untersuchung der Beiträge bekannter Resonanzen zur Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$ — die verschiedenen Modelle diskutiert, wobei neben einigen theoretischen Aspekten die Verträglichkeit mit den experimentellen Resultaten im Vordergrund steht.

	Modell	Autoren	Aussagen über die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow$
Einzelresonanzen	glueball (0^-)	Layssac, Renard [46]	alle VV'
	glueball (0^+)	Godbole, Sarma [47]	$\rho\rho$
	orb. η -Anregung (2^-)	Goldberg, Weiler [48]	$\rho\rho$
	glueball (2^+)	Minami [49]	$\rho\rho, \omega\omega$
Quarkmodell, QCD	VDM/additives Quarkmodell	TASSO [9] u.a.	alle diffraktiven VV'
	VDM/Diffraktion	Misra et al. [64]	alle diffraktiven VV'
	Quark-Interchange	Misra et al. [65]	$\rho^0\rho^0, \rho^+\rho^-, \phi\phi, K^{*+}K^{*-}$
	Quark-Interchange	Maas [66]	$\rho^0\rho^0, \rho^+\rho^-, \omega\omega, \phi\phi$
QCD	QCD	Brodsky et al. [68]	nichtdiffraktive VV'
Austauschprozesse	Faktorisierung	Alexander et al. [32]	$\rho^0\rho^0, \rho^+\rho^-, \rho^0\omega, \rho^0\phi, \omega\omega, \phi\phi$
	Faktorisierung	Kolanoski [41]	$\rho^0\rho^0$
	Faktorisierung	diese Arbeit, [35]	$\rho^0\rho^0$
	Pseudoskalare	Hatzis, Paschalis [54]	$\rho^0\rho^0$
	Pseudoskalare, Tensoren, Born-Term	Moussallam [55]	$\rho^0\rho^0, \rho^+\rho^-$
	Pion-Schleifen	Moran et al. [60]	$\rho^0\rho^0$ (nur an Schwelle)
	OPE/OKE/OVE	Achasov et al. [42,57]	$\rho^+\rho^-, \rho^0\omega, \omega\omega, K^{*0}\bar{K}^{*0}, K^{*+}K^{*-}$
Regge-Trajektorien	Kamal, Sinha [58]	alle VV'	
4-Quarkmodelle	VDM, MIT-bag-Modell	Achasov et al. [44]	alle VV'
	VDM, MIT-bag-Modell mit Mischungen	Li, Liu [45]	alle VV'

Tabelle 9.2: Modelle für die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren. V, V' stehen für ρ, ω, ϕ und K^* . Die rechte Spalte nennt die Reaktionen, über die von den Autoren Aussagen veröffentlicht wurden, nicht den potentiellen Anwendungsbereich der Modelle.

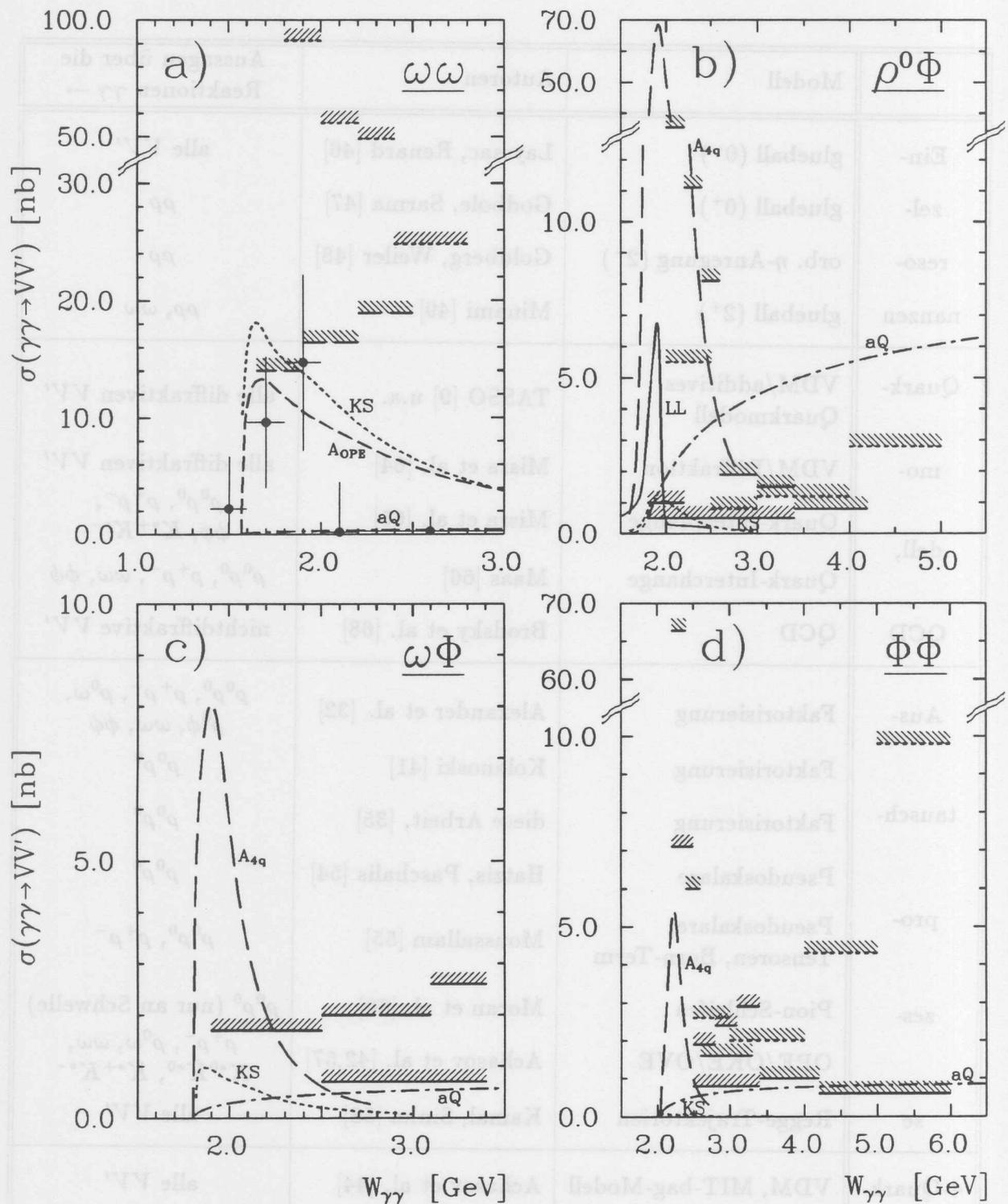


Abbildung 9.4: Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen a) $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$, b) $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$, c) $\gamma\gamma \rightarrow \omega\phi$, d) $\gamma\gamma \rightarrow \phi\phi$. Zur Erklärung der Kurven und Symbole siehe die Legende von Abb. 9.5. Für die theoretischen Vorhersagen wurden die folgenden Modellparameter verwendet: VDM/additives Quarkmodell: $f_\rho^2/4\pi = 2.12$, $f_\omega^2/4\pi = 18.4$, $f_\phi^2/4\pi = 13.6$, $\sigma_{pp \rightarrow pp} = 7 \text{ mb}$; Regge-Austausch nach Kamal und Sinha: $\beta_\pi = 2$, $\beta_\eta = 0.4$, $g_{\omega\eta\gamma} = 0.12 \text{ GeV}^{-1}$, $g_{\rho\eta\gamma} = 0.527 \text{ GeV}^{-1}$; OPE-Austausch nach Achasov et al.: $B = 1 \text{ GeV}^{-2}$, $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$; 4-Quark-Modell nach Achasov et al.: $m(C^*(9, 2^+)) = m(C^*(36, 2^+)) = m(C_\pi^*(9, 2^+)) = m(C_\pi^*(36, 2^+)) = 1.95 \text{ GeV}$, $m(C^{**}(36, 2^+)) = 2.25 \text{ GeV}$, $a_0 = 0$ für alle Zustände, $g_0^2/4\pi = 16.4 \text{ GeV}^2$; 4-Quark-Modell von Li und Liu: s. Abb. 9.5.

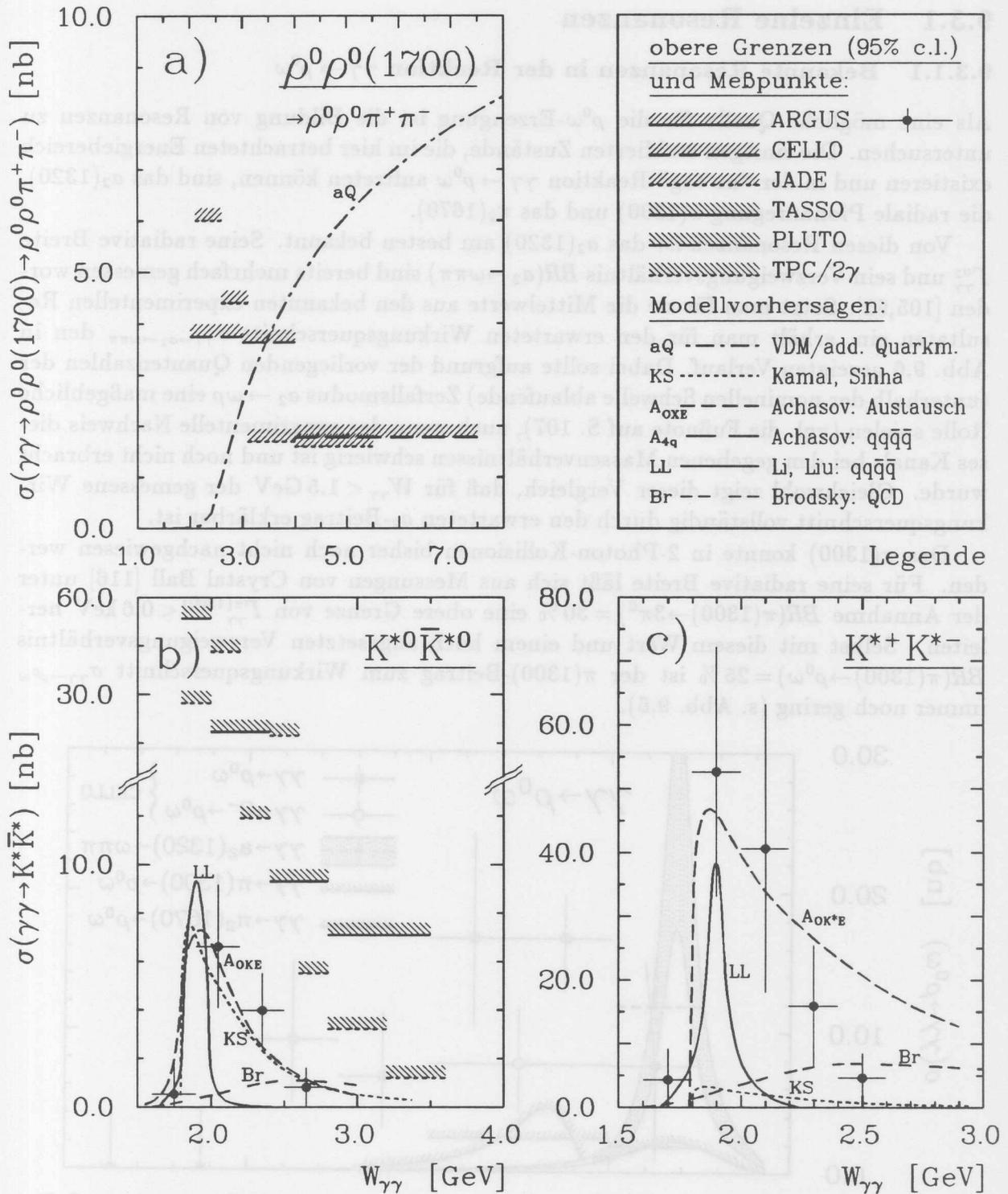


Abbildung 9.5: Die Wirkungsquerschnitte a) $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0(1700)} \cdot BR(\rho^0(1700) \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^-)$. b) $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}}$, c) $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^{*+} K^{*-}}$. Für die theoretischen Vorhersagen wurden die folgenden Modellparameter verwendet: VDM/additives Quarkmodell: $\Gamma_{\rho^0(1700) \rightarrow e^+ e^-} \cdot BR(\rho^0(1700) \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^-) = 2.6 \text{ keV}$ [115]; Regge-Austausch nach Kamal und Sinha: $\beta_K = 0.4$; Austausch nach Achasov et al.: OKE: $B = -0.6 \text{ GeV}^{-2}$, $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$; OK⁺E: $s_0 = 2.3 \text{ GeV}^2$; 4-Quark-Modell nach Li und Liu: 150°-Mischung zwischen $C^*(9, 2^+)$ und $C^*(36, 2^+)$ sowie $C_\pi^*(9, 2^+)$ und $C_\pi^*(36, 2^+)$. Zusätzlich werden die entsprechenden 0⁺-Zustände mit einer Mischung von 125° berücksichtigt.

9.3.1 Einzelne Resonanzen

9.3.1.1 Bekannte Resonanzen in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$

Als eine mögliche Quelle für die $\rho^0\omega$ -Erzeugung ist die Bildung von Resonanzen zu untersuchen. Die einzigen etablierten Zustände, die im hier betrachteten Energiebereich existieren und in der "no tag"-Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ auftreten können, sind das $a_2(1320)$, die radiale Pionanregung $\pi(1300)$ und das $\pi_2(1670)$.

Von diesen Resonanzen ist das $a_2(1320)$ am besten bekannt. Seine radiative Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}^{a_2}$ und sein Verzweigungsverhältnis $BR(a_2 \rightarrow \omega\pi\pi)$ sind bereits mehrfach gemessen worden [105,92]. Setzt man für sie die Mittelwerte aus den bekannten experimentellen Resultaten ein, erhält man für den erwarteten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow a_2 \rightarrow \omega\pi\pi}$ den in Abb. 9.6 gezeigten Verlauf. Dabei sollte aufgrund der vorliegenden Quantenzahlen der (unterhalb der nominellen Schwelle ablaufende) Zerfallsmodus $a_2 \rightarrow \omega\rho$ eine maßgebliche Rolle spielen (vgl. die Fußnote auf S. 107), auch wenn der experimentelle Nachweis dieses Kanals bei den gegebenen Massenverhältnissen schwierig ist und noch nicht erbracht wurde. Gleichwohl zeigt dieser Vergleich, daß für $W_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}$ der gemessene Wirkungsquerschnitt vollständig durch den erwarteten a_2 -Beitrag erklärbar ist.

Das $\pi(1300)$ konnte in 2-Photon-Kollisionen bisher noch nicht nachgewiesen werden. Für seine radiative Breite läßt sich aus Messungen von Crystal Ball [116] unter der Annahme $BR(\pi(1300) \rightarrow 3\pi^0) = 30\%$ eine obere Grenze von $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\pi(1300)} < 0.6 \text{ keV}$ herleiten. Selbst mit diesem Wert und einem hoch angesetzten Verzweigungsverhältnis $BR(\pi(1300) \rightarrow \rho^0\omega) = 25\%$ ist der $\pi(1300)$ -Beitrag zum Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ immer noch gering (s. Abb. 9.6).

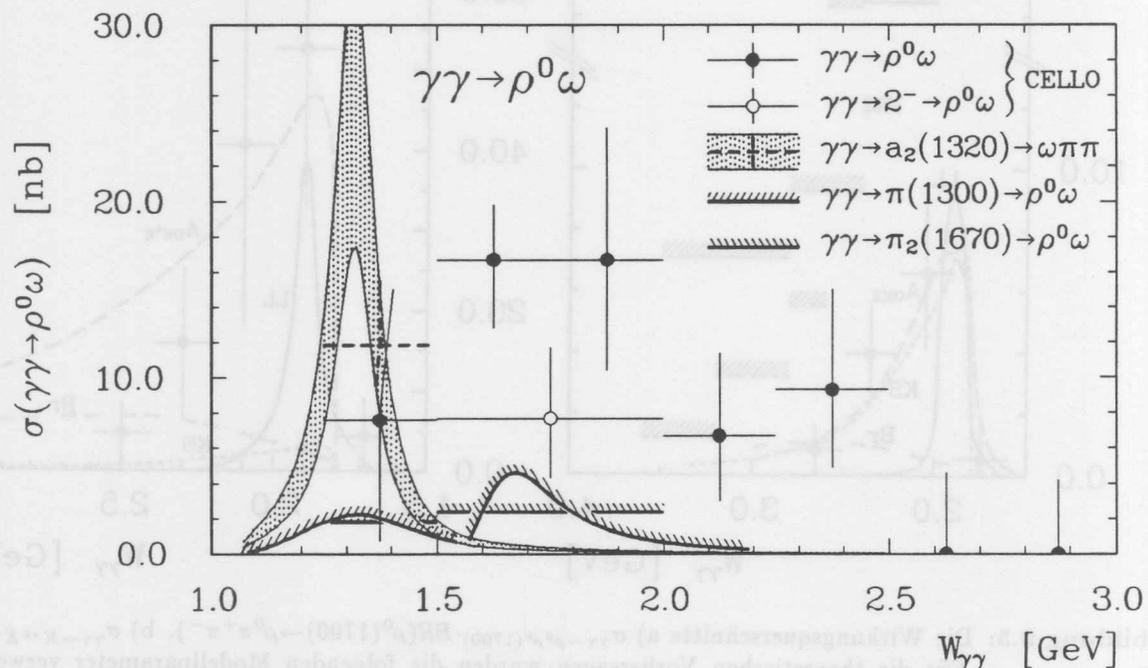


Abbildung 9.6: Vergleich des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ mit den erwarteten Beiträgen von bekannten Resonanzen. Die Datenpunkte zeigen die Resultate dieser Arbeit für den Gesamtwirkungsquerschnitt und den $J^P=2^-$ -Anteil. Für die Resonanzen ist sowohl der $W_{\gamma\gamma}$ -Verlauf des Wirkungsquerschnitts als auch sein Mittelwert im jeweiligen Massenintervall dargestellt. $a_2(1320)$: $\Gamma_{\gamma\gamma} = 0.94 \pm 0.07 \text{ keV}$, $BR(a_2 \rightarrow \omega\pi\pi) = 10.6 \pm 3.2\%$, obere Grenze für $\pi(1300)$: $\Gamma_{tot} = 400 \text{ MeV}$, $\Gamma_{\gamma\gamma} < 0.6 \text{ keV}$, $BR(\pi(1300) \rightarrow \omega\rho) < 25\%$, obere Grenze für $\pi_2(1670)$: $\Gamma_{\gamma\gamma} = 1.3 \text{ keV}$, $BR(\pi_2(1670) \rightarrow \omega\rho) < 5\%$.

Für den $J^P=2^-$ -Anteil, den die Spin-Paritäts-Analyse im $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich von 1.5–2 GeV festgestellt hat, bietet sich als mögliche Interpretation die Erzeugung des $\pi_2(1670)$ an. CELLO [97] und Crystal Ball [117] haben diesen Zustand in 2-Photon-Kollisionen nachgewiesen und seine radiative Breite bestimmt. Sein Zerfall in 5-Pion-Endzustände konnte allerdings noch nicht beobachtet werden. Übernimmt man die obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $BR(\pi_2 \rightarrow 5\pi) < 5\%$ [92] auch für den Kanal $\pi_2 \rightarrow \rho^0\omega$, liegt der erwartete π_2 -Beitrag unterhalb der in Abb. 9.6 gezeigten Kurve und kann somit die experimentellen Resultate in diesem Massenbereich nicht ausreichend erklären.

9.3.1.2 Neue Isoskalare in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$

In Ermangelung einer konventionellen Erklärung für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ wurde zeitweilig die Existenz einer neuen (isoskalaren) Resonanz vermutet, die von einigen Autoren als "glueball" interpretiert wurde. Da diese Modelle eine doppelt so hohe $\rho^+\rho^-$ - wie $\rho^0\rho^0$ -Produktion implizieren, sind sie durch die Messungen des ca. 5mal kleineren Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-}$ inzwischen widerlegt. Durch Einführung einer nichtresonanten, mit dem postulierten Zustand interferierenden $I=2$ -Amplitude kann Minami zwar nachträglich die beobachtete $\rho^+\rho^-$ -Unterdrückung in sein Modell einbauen [51]. Seine Beschreibung der Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ und $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ durch dieselbe Resonanz bleibt aber mit dem beobachteten Verlauf der Wirkungsquerschnitte unverträglich.

9.3.2 Quarkmodell und QCD

Eine grobe Abschätzung der diffraktiven Beiträge zu den Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ ist unter Annahme von Vektormesondominanz mit dem additiven Quarkmodell möglich, welches die asymptotischen Wirkungsquerschnitte verschiedener hadronischer Reaktionen über die Anzahl der beteiligten Quarks miteinander verknüpft (s. Kap. 2.3.1). Die Anwendung dieses Modells auf die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ liefert im Vergleich zum gemessenen Wirkungsquerschnitt nur sehr kleine Werte (s. Abb. 9.7a). Dasselbe gilt auch für die beiden anderen Reaktionen, die diffraktiv stattfinden können und bisher nachgewiesen worden sind ($\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$: s. Abb. 2.4, $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$: s. Abb. 9.4a). In all diesen Fällen spielt Diffraktion offensichtlich nur eine untergeordnete Rolle. Die Modellvorhersagen für $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$ und $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0(1700) \rightarrow \rho^0\rho^0\pi^+\pi^-$ übersteigen jedoch die experimentell bestimmten oberen Grenzen. Diese Diskrepanz verdeutlicht, daß — abgesehen von den Unsicherheiten der involvierten VDM-Kopplungen — das additive Quarkmodell von einem sehr einfachen Ansatz ausgeht, der auf einem Hochenergie-Theorem beruht und dessen Anwendung im vorliegenden kinematischen Bereich diskutabel ist.

Die auf einem weitaus komplexeren Modell basierende Beschreibung von Vektormesondominanz und Diffraktion mit dem Formalismus von Misra et al. [61–64] (s. Kap. 2.3.4.3) führt stets zu etwas niedrigeren Wirkungsquerschnitten als das additive Quarkmodell. Auch nach dieser Darstellung können diffraktive Prozesse zu den Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ (s. Abb. 9.7b) und $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ daher kaum beitragen. Die Vorhersage für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi}$ ($= 0.91$ nb für $W_{\gamma\gamma} \rightarrow \infty$) ist mit den experimentellen oberen Grenzen verträglich.

Zur Erklärung der starken $\rho^0\rho^0$ -Produktion haben Biswal und Misra [65] einen "quark interchange"-Mechanismus vorgeschlagen (s. Kap. 2.3.4.3). Ihre mit den beobachteten Wirkungsquerschnitten $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-}$ gut übereinstimmenden Be-

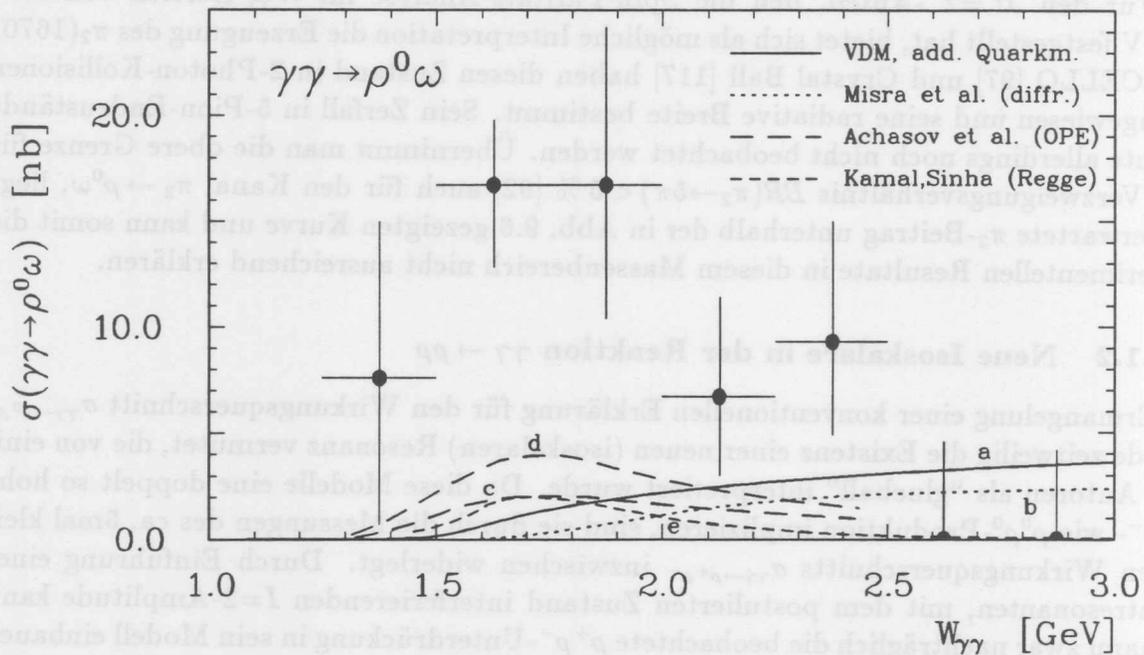


Abbildung 9.7: Vergleich des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega}$ (Meßwerte aus dieser Arbeit) mit den Vorhersagen für diffraktive Streuung und Pseudoskalaraustausch. Vektormesondominanz und diffraktive Streuung: a) nach dem additiven Quarkmodell, b) nach Misra et al., OPE-Austausch nach Achasov et al.: c) $B = 1 \text{ GeV}^{-2}$, d) $B = 0.5 \text{ GeV}^{-2}$, e) Regge-Austausch nach Kamal und Sinha: $\beta_\eta = 0.4$, $g_{\omega\eta\gamma} = 0.12 \text{ GeV}^{-1}$, $g_{\rho\eta\gamma} = 0.527 \text{ GeV}^{-1}$.

rechnungen wurden jedoch von Maas [66] korrigiert. Danach ist weder die Höhe noch das Verhältnis beider Wirkungsquerschnitte mit diesem Modell erklärbar.

Eine auf der QCD-Störungsrechnung basierende Methode zur Beschreibung von Resonanzproduktion wenden Brodsky et al. [68] auf die Prozesse $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ an, die nicht diffraktiv ablaufen können. Während der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-}$ mit diesem Ansatz zwar nicht in seinem genauen Verlauf, aber doch in der Größenordnung richtig wiedergegeben wird, liegen die Vorhersagen für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^{*+} K^{*-}}$ weit unter den beobachteten Werten (vgl. Abb. 9.5b und c).

9.3.3 Austauschprozesse

Zur Berechnung konventioneller Streuprozesse bieten sich — bei Nichtanwendbarkeit der perturbativen QCD — eine Reihe von Austauschmodellen an. Alexander et al. [32] versuchen, das — ursprünglich für hohe Energien aufgestellte — Faktorisierungstheorem von Gribov und Pomeranchuk [34] auch im niederenergetischen Bereich anzuwenden und so die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren mit anderen hadronischen Reaktionen zu verknüpfen. Die von den Autoren ermittelten Wirkungsquerschnitte sind — mit Ausnahme von $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega}$ — mit den Daten im großen und ganzen verträglich. Eine auf demselben Ansatz basierende Neuberechnung von $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$, die sowohl in dieser Arbeit als auch von Kolanoski [41] vorgenommen wurde, führt jedoch zu einem relativ flachen $W_{\gamma\gamma}$ -Verlauf, der den beobachteten hohen Wirkungsquerschnitt an der Schwelle nicht wiedergibt (s. Abb. 2.9). Die sich aus den Berechnungen von Alexander et al. ergebende $\rho^0 \rho^0$ -Erhöhung wird in Kap. 2.3.2 auf zwei Ursachen zurückgeführt:

- Die von Alexander et al. verwendete Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts der als Referenzreaktion verwendeten ρ^0 -Photoproduktion ist an der Schwelle zu hoch und impliziert dort für das zugehörige Matrixelement ein ausgeprägtes Maximum, das sich aus den verfügbaren experimentellen Daten direkt nicht herleitet (s. Abb. 2.7 und 2.8).
- Durch eine falsche Flußkorrektur (Gl. 2.30) wird im gesuchten Wirkungsquerschnitt an der Schwelle eine Singularität eingebaut, die anschließend durch Faltung mit der ρ^0 -Breit-Wigner-Verteilung zu einer Erhöhung verschmiert wird.

Während sich die im ersten Punkt angesprochene Parametrisierung auf die Beschreibung von Reaktionen mit (mindestens) einem ρ^0 im Endzustand auswirkt, sind von der — in die grundlegende Faktorisierungsrelation eingehenden — fehlerhaften kinematischen Korrektur die Vorhersagen für alle Kanäle (hauptsächlich im Bereich der Schwelle) betroffen.

Ausgehend von einer effektiven Lagrange-Dichte für Meson-Meson-Wechselwirkungen haben Hatzis und Paschalis [54] sowie Moussallam [55] den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$, letzterer auch für $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ berechnet. Wie bereits in Kap. 2.3.4.2 ausgeführt wurde, ist die von Hatzis und Paschalis mit Pseudoskalar-Austauschgraphen erzielte — und quantitativ ohnehin nicht befriedigende — Beschreibung der $\rho^0\rho^0$ -Erhöhung aufgrund eines falsch normierten Formfaktors um ein Vielfaches zu hoch. Mit der durch Hinzunahme von Tensor-Austausch- und Born-Term-Graphen auftretenden destruktiven Interferenz im $\rho^+\rho^-$ -Kanal kann Moussallam — trotz gewisser, mit großer Unsicherheit behafteten Annahmen — die beobachtete Unterdrückung der geladenen ρ -Paare nicht ausreichend erklären.

Die Berechnung von Moran et al. [60], die die $\rho^0\rho^0$ -Erzeugung über Pionschleifen behandelt, liefert zwar einen nicht unerheblichen Wert für den Wirkungsquerschnitt an der Schwelle, aber der Unterschied zur $\rho^+\rho^-$ -Erzeugung ist auch im Rahmen dieses Modelles nicht zu verstehen.

In den Austauschmodellen von Achasov et al. sowie von Kamal und Sinha kann die Höhe der zu berechnenden Wirkungsquerschnitte weitgehend über Parameter eingestellt werden. Beim Vergleich mit experimentellen Resultaten muß daher überprüft werden, inwieweit *derselbe* Parametersatz zu einer konsistenten Beschreibung *aller* Reaktionen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ führt. Vorhersagen, die auf einem von anderen Reaktionen unabhängigen Parameter beruhen, sind als weniger aussagekräftig anzusehen.

Achasov et al. [57] verwenden den OPE-Mechanismus mit einem aus der Regge-Theorie abgeleiteten Formfaktor, um hauptsächlich diejenigen Reaktionen zu beschreiben, in denen sie keine nennenswerten Beiträge durch 4-Quark-Zustände erwarten (s. S. 35 in Kap. 2.3.4). Ihre an den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega}$ angepaßte Modellvorhersage gibt — wie Abb. 9.4a zeigt — dessen resonanzartige Struktur nicht besonders gut wieder. Interpretiert man diese Reaktion dennoch vollständig als OPE-Prozeß, beträgt der in die t -Abhängigkeit des Formfaktors eingehende Steigungsparameter $B \approx 1 \text{ GeV}^{-2}$. Mit diesem Wert als Untergrenze liefert das Modell zum Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ nur kleine Beiträge (vgl. die Kurven c und d in Abb. 9.7). Danach spielt der Pion austausch in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ allenfalls eine untergeordnete Rolle.

Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$ können Achasov et al. gut durch den 1-Kaon-Austausch beschreiben (Abb. 9.5b). Mit diesem (zum OPE-Modell völlig analogen) OKE-Mechanismus wird für die verschiedenen Ladungszustände ein Verhältnis der Wirkungs-

querschnitte von $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^*0 \bar{K}^*0} / \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^{*+} K^{*-}} = 5.3$ vorhergesagt. Nach den Ergebnissen von ARGUS [109] ist der 2-Photon-Produktionswirkungsquerschnitt für geladene K^* -Paare hingegen fast 8mal so hoch wie für neutrale. Diesen Umstand erklären Achasov et al. mit der Kopplung der Photonen an die Ladung des K^{*+} bzw. K^{*-} . Dadurch tritt bei diesem Endzustand zusätzlich ein Born-Term mit Austausch eines geladenen K^* im t - bzw. u -Kanal auf.⁴ Die Höhe des erwarteten Wirkungsquerschnitts hängt empfindlich von der Stärke der Dämpfung ab, die eine Folge der endlichen Ausdehnung des K^* ist und durch den Regge-Formfaktor (Gl. 2.47, hier mit $B = 0$) beschrieben wird. Um Übereinstimmung mit dem hohen gemessenen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^{*+} K^{*-}}$ zu erzielen, setzen Achasov et al. den Skalierungsfaktor auf $s_0 = 2.3 \text{ GeV}^2$ (s. Abb. 9.5c). Bei Anwendung desselben Modelles auf die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ muß die Dämpfung mit $s_0 = 1.14 \text{ GeV}^2$ wesentlich stärker angesetzt werden.

Kamal und Sinha [58] versuchen, die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ durch Austausch pseudoskalarer Regge-Trajektorien zu beschreiben (Kap. 2.3.4.2, S. 36). Ähnlich wie beim OPE-Modell von Achasov et al. kann man den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega}$ zur Bestimmung des Pionenaustausch-Parameters ($\beta_\pi \approx 2$) benutzen (s. Abb. 9.4a). Bei den übrigen Reaktionen berücksichtigen Kamal und Sinha zusätzlich den Austausch der η -Trajektorie. Die maximale Stärke dieses Prozesses läßt sich aus den oberen Grenzen für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \phi}$ bestimmen ($\beta_\eta > 0.4$ bei $g_{\rho\eta\gamma} = 0.527 \text{ GeV}^{-1}$, s. Abb. 9.4b). Angesichts der so eingeschränkten Parameter kann der Austausch von Pseudoskalaren auch in diesem Modell nur wenig zur Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$ beitragen (s. Abb. 9.7e).

Die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$ und $\gamma\gamma \rightarrow K^* K^*$ können von Kamal und Sinha mit diesem Mechanismus ebenfalls nicht beschrieben werden. Die Berechnungen für den Austausch der Kaontrajektorie führen zu dem Ergebnis $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^*0 \bar{K}^*0} / \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^{*+} K^{*-}} = 2.3$ und stehen damit — wie die OKE-Vorhersage von Achasov et al. — in krassem Widerspruch zu den Daten (Abb. 9.5b und c). Den Austausch von Vektormesonen, der die 2-Photon-Erzeugung der geladenen Endzustände $V^+ V^-$ verstärkt, haben Kamal und Sinha in ihr Modell noch nicht eingebaut. Ein besseres Verständnis der $\rho^0 \rho^0$ - und $\rho^+ \rho^-$ -Produktion ist von dieser Erweiterung allerdings nicht zu erwarten.

9.3.4 4-Quark-Modelle

Als "exotische" Erklärung für die Erzeugung von Vektormesonpaaren in 2-Photon-Kollisionen wird die Existenz von 4-Quark-Zuständen diskutiert. Ihre Multipllettstruktur, ihre Massen und ihre Kopplungen an die Zweig-übererlaubten Zerfallskanäle wurden vom MIT-bag-Modell [43] vorhergesagt. Auf dieser Grundlage haben Achasov et al. [44] und Li und Liu [45] die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow qq\bar{q}\bar{q} \rightarrow VV'$ berechnet (s. Kap. 2.3.3). Beide Autorenguppen können mit diesem Modell nicht nur den hohen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0}$ gut beschreiben, sondern finden mit der Interferenz zwischen Isoskalaren und Isotensoren auch eine plausible Erklärung für die Unterdrückung des $\rho^+ \rho^-$ -Kanals. Die starke Dominanz positiver Paritätszustände im $\rho^0 \rho^0$ -System unterstützt diese Interpretation.

In der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$ wird die Erzeugung des Zustandes $C_\pi(36)$ mit einer Masse von $m_R \approx 1.65 \text{ GeV}$ und den Quantenzahlen $I^G(J^{PC}) = 1^-(2^{++})$ erwartet. Mit der in

⁴Der aus Gründen der Eichinvarianz erforderliche Kontaktterm wird in den Rechnungen von Achasov et al. nicht berücksichtigt.

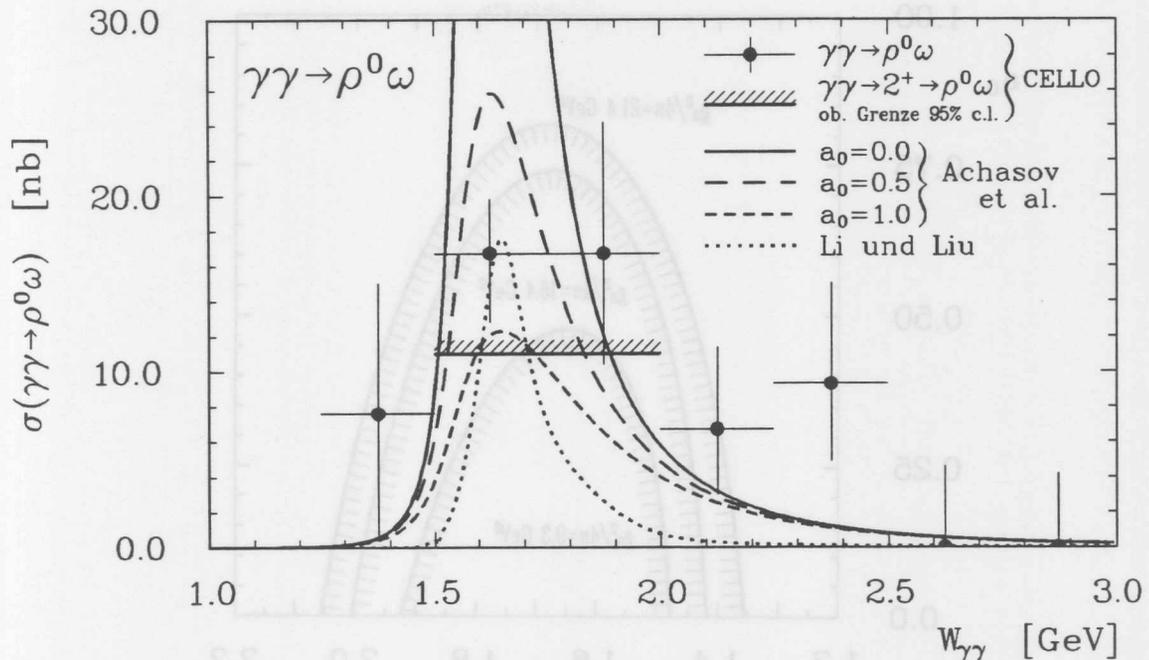


Abbildung 9.8: Vergleich des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ (Meßwerte aus dieser Arbeit) mit den Vorhersagen von 4-Quark-Modellen. Die Kurven nach dem Modell von Achasov et al. verdeutlichen die Abhängigkeit der Vorhersage vom Parameter a_0 . Für $a_0 = 0$ beträgt das Maximum des Wirkungsquerschnitts ≈ 90 nb. Für die übrigen Parameter wurden die Werte $g_0^2/4\pi = 16.4$ GeV² und $m_R = 1.65$ GeV zugrundegelegt. Die Vorhersage von Li und Liu beinhaltet eine 20%-Mischung mit einer radialen a_2 -Anregung.

dieser Arbeit durchgeführten Spin-Paritäts-Analyse des $\rho^0\omega$ -Systems ließen sich jedoch keine 2^+ -Beiträge nachweisen. Es ist nun zu klären, inwieweit das 4-Quark-Modell diesem negativen Befund angepaßt werden kann.

Im Formalismus von Achasov et al. wird die Höhe des Wirkungsquerschnitts entscheidend durch den Modellparameter a_0 bestimmt. Er gibt das Verhältnis der Partialbreiten von allen Zweig-erlaubten oder -unterdrückten zu allen Zweig-übererlaubten Zerfällen an. Da der $\rho^0\omega$ -Kanal der einzige übererlaubte Zerfallsmodus des $C_\pi(36)$ ist, gilt im vorliegenden Fall $a_0 = (\Gamma_{tot} - \Gamma_{\rho\omega})/\Gamma_{\rho\omega}$. Abb. 9.8 zeigt den (durch Gl. 2.45, 2.41 und 2.43 beschriebenen) erwarteten 4-Quark-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow C_\pi(36) \rightarrow \rho^0\omega}$ für verschiedene a_0 -Werte im Vergleich mit den Ergebnissen dieses Experimentes. Die experimentelle obere Grenze für den $J^P = 2^+$ -Beitrag läßt sich in eine untere Grenze für den Parameter a_0 übersetzen, indem man die Modellvorhersage für den (über den $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich von 1.5–2 GeV gemittelten) Wirkungsquerschnitt durch Variation von a_0 an den experimentellen Grenzwert anpaßt. Die resultierende a_0 -Grenze ist in Abb. 9.9 als Funktion der Resonanzmasse m_R für drei mögliche Werte der übererlaubten Kopplung g_0 dargestellt. Gerade bei der erwarteten Resonanzmasse von $m_R \approx 1.65$ GeV sind niedrige a_0 -Werte offensichtlich ausgeschlossen.

Eine theoretische Berechnung des Parameters a_0 ist im Rahmen des MIT-bag-Modelles nicht möglich. Phänomenologisch erwartet man jedoch, daß der Zweig-übererlaubte Zerfallsmodus stark dominiert, d.h. daß a_0 klein ist. Darüberhinaus müßte im Falle $a_0 \neq 0$ der Zustand $C_\pi(36)$ auch in anderen Endzuständen (in $\rho^\pm\pi^\mp$, $\eta\pi^0$, $\eta'\pi^0$, $b_1^\pm\pi^\mp$, $f_2\pi^0$ und $f_1\pi^0$) auftauchen. Aus den Daten, die über die 2-Photon-Erzeugung

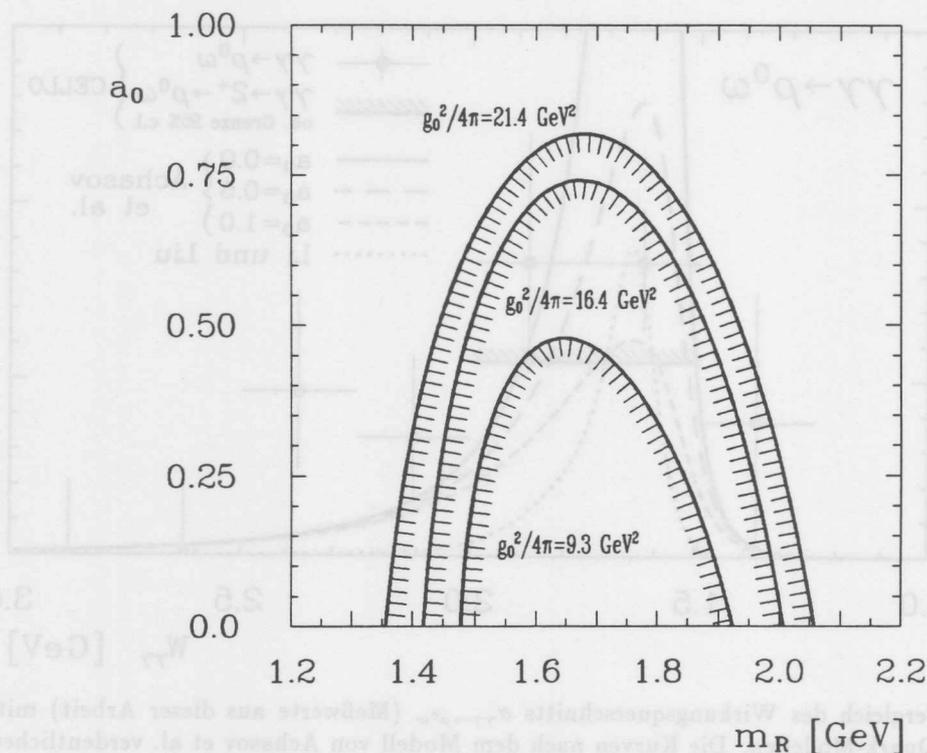


Abbildung 9.9: Untere Grenzen für den Parameter a_0 als Funktion der Resonanzmasse m_R für drei mögliche Werte der Kopplungskonstanten $g_0^2/4\pi$ im 4-Quark-Modell von Achasov et al. Die Kurven lassen sich aus der oberen Grenze für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2+ \rightarrow \rho^0\omega} < 11 \text{ nb}$ herleiten.

dieser Zustände bisher verfügbar sind⁵, läßt sich jedoch keine Evidenz für das $C_\pi(36)$ ableiten. Man muß daher den Schluß ziehen, daß die Ergebnisse dieses Experimentes mit dem 4-Quark-Modell in der gegenwärtigen Formulierung von Achasov et al. nicht kompatibel sind.

Auch bei anderen Reaktionen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ zeigen sich Widersprüche mit den experimentellen Resultaten (s. Abb. 9.4 und 9.5). Aufgrund destruktiver Interferenz zwischen den beteiligten $qq\bar{q}\bar{q}$ -Flavour-Wellenfunktionen sollte die 2-Photon-Erzeugung von $\omega\omega$, $K^{*0}\bar{K}^{*0}$ und $K^{*+}K^{*-}$ über 4-Quark-Zustände unterdrückt sein. Die in diesen Kanälen gemessenen Wirkungsquerschnitte müssen Achasov et al. daher durch Austauschprozesse deuten (s.o.). Umgekehrt wird als Folge konstruktiver Interferenz eine resonanzartige Struktur im Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\phi}$ und — besonders stark ausgeprägt — im Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi}$ vorhergesagt. Gerade diese Reaktionen konnten jedoch nicht beobachtet werden. Die harten experimentellen Obergrenzen für ihre Wirkungsquerschnitte stellen eine weitere Unstimmigkeit mit dem 4-Quark-Modell dar.

In einem modifizierten Ansatz lassen Li und Liu für gewisse 4-Quark-Zustände eine Mischung untereinander oder mit konventionellen $q\bar{q}$ -Mesonen zu und gelangen dadurch für manche Reaktionen zu etwas anderen Vorhersagen. In der Mischung des $C_\pi(36, 2^+)$

⁵Der $\rho^\pm\pi^\mp$ -Endzustand wurde von CELLO [97] und mehreren anderen Experimenten [105] untersucht. Crystal Ball und JADE [118] haben die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \eta\pi^0$ gemessen. $b_1^\pm\pi^\mp$ -Beiträge konnten mit den in dieser Arbeit analysierten $\omega\pi\pi$ -Ereignissen nicht nachgewiesen werden. Das von CELLO [97] und Crystal Ball [117] beobachtete $f_2\pi^0$ -Massenspektrum ist bei der fraglichen Masse vom $\pi_2(1670)$ dominiert.

mit einer im benachbarten Massenbereich vermuteten radialen a_2 -Anregung sehen sie einen Mechanismus, der eine partielle Unterdrückung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ erklären kann. Der unter dieser Annahme von den Autoren angegebene Wirkungsquerschnitt ist mit der experimentellen oberen Grenze für den 2^+ -Anteil verträglich (s. Abb. 9.8), aber läßt die Interpretation der übrigen Beiträge offen, zumal Li und Liu den Zustand $C_\pi(36^*, 0^+)$ mit $m_R = 1.8 \text{ GeV}$ in ihren Berechnungen vernachlässigen.

Die bei der $\omega\phi$ - und K^*K^* -Erzeugung erwarteten Isoskalare $C^s(9, 2^+)$ und $C^s(36, 2^+)$ sowie die für die $\rho\phi$ - und K^*K^* -Erzeugung vorhergesagten Isovektoren $C_\pi^s(9, 2^+)$ und $C_\pi^s(36, 2^+)$ mischen Li und Liu jeweils mit einem Winkel von 150° . Zusätzlich berücksichtigen sie die entsprechenden Skalare mit einer ähnlich starken Mischung von 125° . Die dadurch beträchtlich veränderte Flavour-Zusammensetzung der physikalischen Zustände führt zu einem neuen Interferenzmuster, in dem die K^*K^* -Endzustände verstärkt, der $\omega\phi$ - und $\rho\phi$ -Endzustand abgeschwächt auftreten, so daß auch für diese Kanäle eine etwas bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten erzielt werden kann (s. Abb. 9.4 und 9.5).⁶

9.3.5 Resümee und Ausblick

Der in dieser Arbeit untersuchte 2-Photon-Prozeß $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ ist bisher noch nicht gut verstanden. Keines der theoretischen Modelle, die diese Reaktion beschreiben, liefert eine befriedigende Erklärung der experimentellen Resultate. Für $W_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}$ kann der gemessene Wirkungsquerschnitt zwar durch die Erzeugung des $a_2(1320)$ vollständig erklärt werden, doch im übrigen Energiebereich sind die durch bekannte Resonanzen erwarteten Beiträge viel zu klein. Die Interpretation von $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ durch den 4-Quark-Zustand $C_\pi(36, 2^+)$ steht im Widerspruch zu dem Ergebnis der Spin-Paritäts-Analyse. Die Abschätzung diffraktiver Streuprozesse führt zu vernachlässigbaren Vorhersagen. Die Beschreibung des Wirkungsquerschnitts durch den Austausch von Pseudoskalaren (Achasov et al., Kamal und Sinha) ist nur mit einer Parametrisierung möglich, die unvereinbar mit experimentellen Resultaten anderer Reaktionen ist. Das Faktorisierungsmodell ist aufgrund von Mängeln in den Modellrechnungen zu beanstanden.

Bei Hinzunahme aller Reaktionen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ ergibt sich kein geschlossenes Gesamtbild. Der hohe Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ und die vergleichsweise starke Unterdrückung der $\rho^+\rho^-$ -Erzeugung konnte durch Postulierung einzelner Resonanzen, Quark-Mechanismen oder Austauschprozesse nicht zufriedenstellend geklärt werden. Die in diesem Punkt gelungene Beschreibung durch das 4-Quark-Modell läßt sich allerdings nicht mit demselben Erfolg auf die 2-Photon-Erzeugung anderer Vektormesonen übertragen. Auch wenn man zusätzliche Beiträge durch konventionelle Austauschprozesse in Rechnung stellt, kann das 4-Quark-Modell allenfalls nach einigen Korrekturen (z.B. Mischungen oder Verschiebung von Massen) in Betracht bleiben. Zur Rechtfertigung derartiger Modifikationen kann man darauf hinweisen, daß dem MIT-bag-Modell eine Reihe von Annahmen zugrundeliegt, deren Gültigkeit für 4-Quark-Zustände nicht eindeutig erwiesen ist. So könnten Abweichungen von der idealen Mischung oder Verformungen des kugelsymmetrischen bag-Volumens durch Bildung farbneutraler Unter-einheiten zu anderen Flavour-Kopplungen oder Masseneigenwerten führen. Wenn man

⁶Für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\phi}$ geben Li und Liu einen Maximalwert von 0.7 nb und einen im $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich von $1.9\text{--}2.5 \text{ GeV}$ gemittelten Wert von 0.34 nb an.

die Möglichkeit solcher Effekte für einen Teil der Zustände einräumt, muß man mit der unzulänglichen Beschreibung diverser Reaktionen durch dieses Modell nicht die Existenz von 4-Quark-Zuständen in 2-Photon-Kollisionen (z.B. in $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$) generell als widerlegt ansehen.

Um in der Zukunft ein gesicherteres Verständnis für die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ gewinnen zu können, bedarf es noch einer Verbesserung des experimentellen Datenbestandes. Die Genauigkeit der heute zur Verfügung stehenden Resultate läßt sich durch Experimente mit höherer Statistik entscheidend verbessern. Eine Klärung des $0^+/2^+$ -Verhältnisses im $\rho^0\rho^0$ -System kann härtere Randbedingungen für das 4-Quark-Modell setzen. Die Spin-Paritäts-Analysen der übrigen Reaktionen sind durch weitere Experimente noch zu bestätigen und in ihrer statistischen Signifikanz zu verbessern ($\rho^+\rho^-$, $\rho^0\omega$) oder erst noch durchzuführen ($\omega\omega$, $K^{*0}\bar{K}^{*0}$ und insbesondere $K^{*+}K^{*-}$). Der Wert dieser Untersuchungen wächst, wenn die theoretischen Modelle auch bei Austauschprozessen neben dem integrierten Wirkungsquerschnitt stets die Partialwellenstruktur des Prozesses vorhersagen.

Da die 4-Quark-Zustände nicht nur eine Zweig-übererlaubte Kopplung an Farbsingulett-Vektorpaare aufweisen, dank der sie über Vektormesondominanz in 2-Photon-Reaktionen erzeugt werden können, sondern ebenfalls übererlaubt an Farboktett-Vektorpaare (d.h. 2 Gluonen) und teilweise an Pseudoskalare koppeln, können sich auch aus den Untersuchungen von Hadron-Kollisionen oder radiativen J/ψ -Zerfällen Konsequenzen für die 4-Quark-Modelle ergeben. Verschiedene Vorhersagen und Interpretationen wurden von den Autoren in diesem Sinne veröffentlicht [119]. Ein überzeugendes Argument zugunsten der 4-Quark-Modelle bestünde im Nachweis des $E_{\pi\pi}(36, 2^+)$ als $\rho^+\rho^+$ - bzw. $\rho^-\rho^-$ -Resonanz, der die exotische $I=2$ -Natur dieses Zustandes zweifelsfrei belegen würde. In jedem Fall bleibt die Aufdeckung der bei der 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren wirkenden Mechanismen auch künftig noch eine weitreichende Aufgabe für Experimentatoren und Theoretiker.

Kapitel 10

Zusammenfassung

Vor dem Hintergrund der seit einem Jahrzehnt bestehenden Kontroversen bei der Erklärung der in 2-Photon-Kollisionen beobachteten Vektormeson-Paarernerzeugungen konzentrierte sich diese Arbeit in erster Linie auf die experimentelle Untersuchung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$, um so die Grundlage für die anhaltenden theoretischen Diskussionen zu erweitern. Gegenstand der Analyse waren die Daten, die 1986 mit dem CELLO-Detektor im "anti tag"-Modus am Speicherring PETRA bei einer Strahlenergie von 17.5 GeV aufgenommen wurden. Die Datenmenge entsprach einer integrierten Luminosität von 86 pb^{-1} .

Die 2-Photon-Erzeugung des $\rho^0\omega$ -Systems wurde im Endzustand $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ untersucht. Die Rekonstruktion und Identifizierung der aus dem π^0 -Zerfall stammenden niederenergetischen Photonen bildete das größte Hindernis für den exklusiven Nachweis dieser Ereignisse. Die Einführung einer neuen Rauschunterdrückung, die auf die individuelle Form der Pulshöhenverteilung der einzelnen Kanäle abgestimmt war, sowie die vollständige Ausnutzung aller vom Kalorimeter gelieferten Ortsinformationen bei der Photonerkenkung erwiesen sich als entscheidende Voraussetzungen für die Beobachtung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$. Durch Korrektur der gemessenen Photonenergien mittels kinematischer Anpassungsrechnungen ließen sich akzeptable Massenauflösungen erzielen.

Nach einer geeigneten Selektion wies die Verteilung der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse ein Signal von 50 ± 10 Ereignissen auf, die der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ zuzurechnen waren. Bei gleichzeitiger Betrachtung der Massenverteilung des verbleibenden $\pi^+\pi^-$ -Systems zeigten sich die Daten im Energiebereich $W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$ kompatibel mit der Annahme einer vollständig korrelierten $\rho^0\omega$ -Produktion. Der resultierende Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}(W_{\gamma\gamma})$ stimmte mit den Ergebnissen früherer Experimente im wesentlichen überein. Die sich in den Daten von ARGUS und TPC/ 2γ andeutende schmale Erhöhung bei 1.9 GeV ließ sich in dieser Analyse jedoch nicht bestätigen.

In einer zweiten, unabhängigen Selektion konnte außerdem der topologische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0}(W_{\gamma\gamma})$ bestimmt werden. Als Modell diente neben einer reinen 5π -Phasenraumverteilung auch eine (durch obige Ergebnisse festgelegte) Mischung von Phasenraum- und ω -Erzeugung.

Mit einer Extended-Maximum-Likelihood-Methode wurde erstmals eine Spin-Paritäts-Analyse für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ durchgeführt. Dabei konnte neben der Partialwellenstruktur des Prozesses $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ auch die Möglichkeit der $b_1\pi$ -Erzeugung ($\gamma\gamma \rightarrow b_1\pi$, $b_1 \rightarrow \omega\pi$) untersucht werden. Die Abwesenheit signifikanter Beiträge durch diese Reaktion wurde durch Angabe von oberen Grenzen für ihren Wirkungsquerschnitt

quantifiziert. Im $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich von 1.5–2 GeV ergab die J^P -Zerlegung neben einem Untergrundanteil (38 % Phasenraum) eine Mischung verschiedener $\rho^0\omega$ -Zustände (25 % 0^+ , 3 % $2^-(S=1)$, 34 % $2^-(S=2)$). Der im 4-Quark-Modell als dominant erwartete 2^+ -Beitrag konnte in keinem der beiden möglichen Helizitätszustände ($\lambda = 0, 2$) nachgewiesen werden. Für die zugehörigen Wirkungsquerschnitte wurde die gemeinsame obere Grenze (95 % Vertrauensintervall)

$$\frac{\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}^{2^+, \lambda=2}}{11 \text{ nb}} + \frac{\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}^{2^+, \lambda=0}}{7.5 \text{ nb}} < 1 \quad (10.1)$$

bestimmt.

Für $W_{\gamma\gamma} < 1.5$ GeV ließ sich der gemessene Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ vollständig durch die Produktion des $a_2(1320)$ beschreiben. Im übrigen Energiebereich waren von anderen Resonanzen, z.B. vom $\pi_2(1670)$, allenfalls sehr niedrige Beiträge zu erwarten. Hier konnten jedoch auch die verschiedenen theoretischen Modelle keine überzeugende Erklärung für die experimentellen Resultate liefern. Die Abschätzung diffraktiver Streuprozesse führte sowohl im additiven Quarkmodell als auch mit dem Formalismus von Misra et al. zu vernachlässigbaren Vorhersagen. Ebenso ließen sich mit den Pseudoskalar-Austauschmodellen (Achasov et al., Kamal und Sinha) nur vergleichsweise geringe Beiträge erzielen, wenn bei der Wahl der Parameter die sich aus experimentellen Resultaten für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi}$ ableitenden Restriktionen beachtet wurden. Die als Vorhersage des Faktorierungsmodells angegebene Schwellenerhöhung konnte den beobachteten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega}$ lediglich beschreiben, mußte jedoch — wie eine Neuberechnung am Beispiel der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ zeigte — als Artefakt eines überhöhten Ansatzes für den Referenzwirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}$ und einer falschen kinematischen Korrektur aufgefaßt werden. Die obere Grenze für den $J^P=2^+$ -Beitrag erzwang im 4-Quark-Modell von Achasov et al. unannehmbar hohe Raten für nicht-übererlaubte Zerfallskanäle, so daß ein solcher Ansatz allenfalls nach gewissen Modifikationen — wie z.B. den von Li und Liu vorgeschlagenen Mischungen — mit den Daten verträglich bleiben kann. Die Natur der (nicht durch Tensorproduktion erklärbaren) Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ muß — wie die 2-Photon-Erzeugung von Vektormesonpaaren insgesamt — nach wie vor als ungeklärt angesehen werden.

Anhang A

Numerische Integration mit der Monte-Carlo-Methode

Zur numerischen Bestimmung von Integralen haben neben den Quadraturverfahren vor allem Monte-Carlo-Methoden eine weite Verbreitung gefunden. Sie machen Gebrauch von Zufallszahlen, die mit Hilfe spezieller Algorithmen auf elektronischen Rechnern erzeugt werden können.¹

Im einfachsten Monte-Carlo-Ansatz ("crude Monte Carlo") wird der Integrand an zufällig ausgewählten, im Integrationsintervall aber gleichverteilten Stützstellen ausgewertet. Ein Näherungswert für das Integral folgt aus der Riemannschen Integraldefinition:

$$\int_a^b f(x) dx \approx \frac{b-a}{n} \sum_{i=1}^n f(x_i), \quad a < x_i < b. \quad (\text{A.1})$$

Die Varianz dieses Näherungswertes ist durch

$$\sigma^2 = \frac{V(f)}{n} \quad (\text{A.2})$$

gegeben, wird also von der Varianz $V(f)$ der zu integrierenden Funktion und der Anzahl der Summationen n bestimmt. Sie ist unabhängig von der Dimension des Integrals, so daß die Monte-Carlo-Methode gerade bei höherdimensionalen Integralen den Quadraturverfahren überlegen wird.

Die "crude Monte Carlo"-Methode ist jedoch ungünstig, wenn der Integrand stark veränderlich ist und scharfe Spitzen aufweist, wie sie z.B. bei differentiellen QED-Wirkungsquerschnitten vorkommen. Um bei vergleichbarer Rechenzeit höhere Genauigkeiten zu erzielen, muß nach Gl. A.2 die Varianz der zu integrierenden Funktion verringert werden. Zu diesem Zweck wurden eine Vielzahl von varianzreduzierenden Techniken ("stratified sampling", "importance sampling", "control variates", "antithetic variates", ...) entwickelt [78]. Bei den für diese Arbeit durchgeführten numerischen Integrationen wurde die Methode des "importance sampling" angewendet.

¹Aufgrund der Verwendung eindeutig definierter Algorithmen sind die so erzeugten Zahlensequenzen reproduzierbar. Es handelt sich daher nur um *Pseudozufallszahlen*, die möglichst ununterscheidbar von *echten*, d.h. durch zufällige physikalische Prozesse (radioaktive Zerfälle, thermisches Rauschen ...) gewonnenen Zufallszahlen sein sollen. Die ersten Tabellen mit (echten) Zufallszahlen wurden aus den Roulettzahlen des Kasinos in Monte Carlo berechnet und haben der Methode ihren Namen gegeben.

Mathematisch entspricht dieses Verfahren einem Wechsel der Integrationsvariablen:

$$\int_a^b f(x)dx = \int_{H(a)}^{H(b)} \frac{f(x)}{h(x)} dH(x), \quad h(x) = \frac{dH(x)}{dx} \quad (\text{A.3})$$

Anschaulich bedeutet dies, daß die bei dieser Methode verwendeten Zufallszahlen nicht mehr gleichverteilt sind, sondern gemäß einer Dichtefunktion $h(x)$ gewürfelt werden. Bei der Summation wird auf diese Ungleichverteilung korrigiert, indem jeder Funktionswert $f(x_i)$ mit dem Faktor $\frac{1}{h(x_i)}$ gewichtet wird. Damit ergibt sich als Näherungswert für das Integral:

$$\int_a^b f(x)dx \approx \frac{H(b) - H(a)}{n} \sum_{i=1}^n \frac{f(x_i)}{h(x_i)}, \quad H(a) < H(x_i) < H(b) \quad (\text{A.4})$$

Wählt man für $h(x)$ eine Funktion mit möglichst ähnlichem Verlauf wie $f(x)$, läßt sich die maßgebliche Varianz $V(\frac{f}{h})$ stark herabsetzen.

Soll ein sich dieser Technik bedienendes Integrationsprogramm für beliebige Integranden effektiv arbeiten, muß es die Dichtefunktion $h(x)$ stets an die jeweilige zu integrierende Funktion $f(x)$ anpassen. Eine derartige "adaptive importance sampling"-Methode kommt im Programmpaket BASES [80] zur Anwendung. Die Dichtefunktion $h(x)$ wird dabei durch eine Treppenfunktion parametrisiert, bei der jede Stufe dieselbe Fläche überdeckt, d.h. Bereiche mit hohen Funktionswerten werden in schmale Intervalle, Bereiche mit niedrigeren Funktionswerten in breitere Intervalle unterteilt. Im mehrdimensionalen Fall wird der gesamte Integrationsraum entsprechend in Hyperkuben zerlegt. Durch Verschiebung der Intervallgrenzen auf den Achsen kann die Dichtefunktion nun iterativ an die zu integrierende Funktion $f(x)$ angepaßt und damit für die anschließende Berechnung des Integrals optimiert werden. Da bei diesem Verfahren jedoch die Begrenzungsflächen der Hyperkuben stets in zu den Achsen parallelen Ebenen liegen, können mehrdimensionale Funktionen mit starken Korrelationen zwischen den Variablen mit einer solchen Parametrisierung nicht beschrieben werden. In diesem Fall kann das Programm BASES nur dann angewendet werden, wenn man zuvor eine Transformation findet, mit der sich die Variablen in einen Satz nur schwach korrelierter Größen überführen lassen.

Die von BASES für die Integration ermittelte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion kann über einen Datensatz an ein zweites Programmpaket SPRING übergeben werden, das entsprechend dieser Verteilung Ereignisse für eine weiterführende Simulation generiert.

Auch wenn Monte-Carlo-Rechnungen nicht explizit zur numerischen Integration einer Funktion eingesetzt werden, sondern der Simulation (z.B. eines Experimentes) dienen, ist ihr Resultat immer als eine sich über viele Ereignisse erstreckende Summe von Funktionswerten aufzufassen und mit Gl. A.1 im formalen Sinne stets eine Integration. Da die Summation erst am Schluß der Monte-Carlo-Rechnungen durchgeführt wird, kann durch geeignete Wichtung der Summanden dieselbe Simulation zur Integration verschiedener Funktionen benutzt werden. Das erweist sich als überaus nützlich, wenn beispielsweise eine physikalische Reaktion mit unterschiedlichen theoretischen Modellen getestet werden soll. In diesem Fall braucht die rechenzeitaufwendige Simulation von Detektor und Auswertekette nur ein einziges Mal mit im Phasenraum gleichverteilten

Ereignissen durchgeführt zu werden. Bei der Summation bzw. Erstellung der interessierenden Verteilungen kann jedes Ereignis dann mit dem Quadrat der Amplitude gewichtet werden, die sich nach dem jeweiligen Modell für die im Ereignis vorliegende kinematische Konstellation ergibt.

Anhang B

Maximum-Likelihood-Methode Parameter-schätzung mit der

Ein immer wiederkehrendes Problem bei der Auswertung physikalischer Experimente ist die Schätzung von Parametern, die in einer zur Beschreibung der Daten verwendeten Modellverteilung auftreten. Ein den dafür am häufigsten benutzten Lösungsverfahren zählt — neben der Methode der kleinsten Quadrate — die Maximum-Likelihood-Methode. Über ihre mathematischen Grundlagen und ihre Anwendungen in der Physik existiert eine umfangreiche Literatur [120]. Die Ausführungen in diesem Anhang beschränken sich dabei — nach einer kurzen Darstellung des zugrundeliegenden Prinzips — hauptsächlich auf die bei der Gauß-Peritäre-Analyse angewandte Extended-Maximum-Likelihood-Methode und auf eine Erläuterung der Vorschritte, nach denen in dieser Arbeit die Vertrauensintervalle abgeschätzt werden.

B.1 Das Maximum-Likelihood-Prinzip

Von N vorliegenden Meßwerten x_1, \dots, x_N wird angenommen, daß sie einer (normierten) Verteilung mit der Dichte $f(x, \bar{\theta})$ folgen. Dabei ist $\bar{\theta} = (\theta_1, \dots, \theta_p)$ ein Satz von p unbekannten Parametern, die aus der Messung zu bestimmen sind. Zu diesem Zweck definiert man zunächst die Likelihood $L(x, \bar{\theta})$ als die (p posterior-)Wahrscheinlichkeit, daß für einen gegebenen Parameteratz $\bar{\theta}$ alle tatsächlich gemessenen x_i -Werte auftreten:

$$L(x, \bar{\theta}) = \prod_{i=1}^N f(x_i, \bar{\theta}) \quad (B.1)$$

Falls die Likelihood für einen bestimmten Parameteratz kein ist, sollte es umgekehrt auch unannehmlich sein, daß die angenommenen Parameter den wahren Werten entsprechen. Diese Überlegung führt zur Formulierung des Maximum-Likelihood-Prinzips:

Das größte Vertrauen ist dem Parameteratz $\hat{\theta}$ zu schenken, bei dem die Likelihood maximal wird.

Damit stellt sich die Aufgabe der Parameterschätzung als die Suche nach dem Maximum der — als Funktion der Parameter $\bar{\theta}$ betrachteten — Likelihood B.1 dar. In den meisten Fällen ist es günstiger, das bei denselben Parameterwerten auftretende Maximum der

Anhang B

Parameterschätzung mit der Maximum-Likelihood-Methode

Ein immer wiederkehrendes Problem bei der Auswertung physikalischer Experimente ist die Schätzung von Parametern, die in einer zur Beschreibung der Daten verwendeten Modellverteilung auftreten. Zu den dafür am häufigsten benutzten Lösungsverfahren zählt — neben der Methode der kleinsten Quadrate — die Maximum-Likelihood-Methode. Über ihre mathematischen Grundlagen und ihre Anwendungen in der Physik existiert eine umfangreiche Literatur [120]. Die Ausführungen in diesem Anhang beschränken sich daher — nach einer kurzen Darstellung des zugrundeliegenden Prinzips — hauptsächlich auf die bei der Spin-Paritäts-Analyse angewendete Extended-Maximum-Likelihood-Methode und auf eine Erläuterung der Vorschriften, nach denen in dieser Arbeit die Vertrauensintervalle abgeschätzt werden.

B.1 Das Maximum-Likelihood-Prinzip

Von N vorliegenden Meßwerten x_1, \dots, x_N wird angenommen, daß sie einer (normierten) Verteilung mit der Dichte $f(x_i, \vec{a})$ folgen. Dabei ist $\vec{a} = (a_1, \dots, a_p)$ ein Satz von unbekanntem Parametern, die aus der Messung zu bestimmen sind. Zu diesem Zweck definiert man zunächst die *Likelihood* $L(x, \vec{a})$ als die (a posteriori-)Wahrscheinlichkeit, daß für einen gegebenen Parametersatz \vec{a} alle tatsächlich gemessenen x_i -Werte auftreten:

$$L(x, \vec{a}) = \prod_{i=1}^N f(x_i, \vec{a}) . \quad (\text{B.1})$$

Falls die Likelihood für einen bestimmten Parametersatz klein ist, sollte es umgekehrt auch unwahrscheinlich sein, daß die angenommenen Parameter den wahren Werten entsprechen. Diese Überlegung führt zur Formulierung des *Maximum-Likelihood-Prinzips*:

Das größte Vertrauen ist dem Parametersatz \vec{a} zu schenken, bei dem die Likelihood maximal wird.

Damit stellt sich die Aufgabe der Parameterschätzung als die Suche nach dem Maximum der — als Funktion der Parameter \vec{a} betrachteten — Likelihood B.1 dar. In den meisten Fällen ist es günstiger, das bei denselben Parameterwerten auftretende Maximum der

logarithmischen Likelihood-Funktion

$$\ln L(x, \vec{a}) = \sum_{i=1}^N \ln f(x_i, \vec{a}) \quad (\text{B.2})$$

zu suchen. Dabei kommen üblicherweise iterative Verfahren zur Anwendung.

In der Praxis liegt die gemessene Verteilung der untersuchten Variablen x häufig als Histogramm vor. In diesem Fall sind als "Meßwerte" nicht mehr die Werte der Variablen x selbst aufzufassen, sondern die Zahl der Einträge y_i in den einzelnen x -Intervallen. Dementsprechend ist in Gl. B.2 statt der Dichteverteilung $f(x_i, \vec{a})$ eine Poissonverteilung anzusetzen, deren Mittelwert durch die im Intervall i zu erwartende Ereigniszahl $f(x_i, \vec{a})\Delta x$ gegeben ist. Die Summe erstreckt sich dabei über die N_{bins} Intervalle der Breite Δx . Damit ergibt sich — nach Weglassen aller von den Parametern \vec{a} unabhängigen und somit bei der Maximierung irrelevanten Terme — für die logarithmische Likelihood-Funktion der Ausdruck

$$\ln L^{hist}(y, \vec{a}) = \sum_{i=1}^{N_{bins}} y_i \ln f(x_i, \vec{a}) - \sum_{i=1}^{N_{bins}} f(x_i, \vec{a})\Delta x . \quad (\text{B.3})$$

Zur Bestimmung des Maximums dieser Funktion wird in dieser Arbeit das Programmpaket MLFITA [121] herangezogen.

Falls die angenommene Verteilungsfunktion $f(x_i, \vec{a})$ in irgendeinem Intervall stets den Wert 0 aufweist, sind die Ausdrücke in Gl. B.2 und B.3 undefiniert, und die Maximum-Likelihood-Methode ist nicht mehr anwendbar. Umgekehrt jedoch kann dieses Verfahren (im Gegensatz zur Methode der kleinsten Quadrate) *gemessene* Ereigniszahlen, die klein oder teilweise = 0 sind, korrekt handhaben.

B.2 Die Extended-Maximum-Likelihood-Methode

Wenn man von der eben beschriebenen Anwendung der Maximum-Likelihood-Methode auf histogrammierte Verteilungen ausgeht, die Intervallbreiten jedoch immer kleiner werden läßt, gelangt man zur *Extended-Maximum-Likelihood-Methode*. Wird die Unterteilung so fein, daß sich in jedem Intervall nur noch höchstens ein Eintrag befindet ($y_i = 0$ oder $y_i = 1$), läßt sich der erste Term auf der rechten Seite von Gl. B.3 als Summation über die einzelnen Einträge (statt über die Intervalle) verstehen. Im Grenzübergang $\Delta x \rightarrow 0$ kann der zweite Summenterm durch ein Integral ersetzt werden, so daß die zu maximierende logarithmische Likelihood-Funktion dann

$$\ln L^{ext}(x, \vec{a}) = \sum_{i=1}^N \ln f(x_i, \vec{a}) - \int f(x, \vec{a}) dx \quad (\text{B.4})$$

lautet.

Im Gegensatz zu Gl. B.2 wird an dieser Stelle nicht vorausgesetzt, daß die Verteilungsfunktion $f(x, \vec{a})$ normiert ist. Der zusätzliche Integralterm sorgt dafür, daß die Likelihood-Funktion ein wohldefiniertes Maximum haben kann, auch wenn die absolute Normierung als einer der Anpassungsparameter mit variiert wird. Falls die angenommene Hypothese $f(x, \vec{a})$ richtig ist, sollte die (durch das Integral gegebene) erwartete Zahl der Ereignisse einen besseren Schätzwert darstellen als der beobachtete Wert N .

Daß im Unterschied zu Gl. B.3 die Summation hier nicht über die Intervalle, sondern über die Einträge läuft, kann in manchen Fällen von erheblicher praktischer Bedeutung sein. Wenn beispielsweise die Variable x mehrdimensional ist und Informationsverluste durch eine zu grobe Intervallunterteilung vermieden werden sollen, müßte in Gl. B.3 die Verteilungsfunktion $f(x, \vec{a})$ unter Umständen für eine sehr große Zahl von Intervallen ausgewertet werden, so daß sich dann die Extended-Maximum-Likelihood-Methode als vorteilhafter erweist.

B.3 Die Schätzung der Vertrauensintervalle

Zur vollständigen Angabe des Ergebnisses einer Schätzung gehört neben dem Schätzwert des Parameters das Vertrauensintervall. Darunter ist der Bereich zu verstehen, in dem der Schätzwert in einem bestimmten Prozentsatz aller Fälle anzutreffen ist, wenn das Experiment sehr viele Male wiederholt würde. In experimentellen Analysen werden als Prozentsätze üblicherweise 68.3 % ("1 σ -Intervall") oder 95.4 % ("2 σ -Intervall") verwendet. Die für die Bestimmung dieser Intervalle benötigte Verteilung der Schätzwerte erhält man, indem man die Likelihood-Funktion als Wahrscheinlichkeitsdichte der Parameter auffaßt.¹ Durch Integration der (nicht-logarithmischen) Likelihood-Funktion läßt sich dann ein Intervall der gesuchten Größe auffinden. Eindeutig definiert wird dieses Intervall entweder durch die Vorschrift, daß es zentral um den Schätzwert herum angeordnet sein soll oder daß — wie in dieser Arbeit gefordert — die Likelihood an den Intervallgrenzen gleich groß sein soll.

Sehr häufig weist die Likelihood-Funktion (zumindest in der Nähe des Maximums) die Form einer Normalverteilung auf. In diesem Fall kann das Vertrauensintervall auf einfache Weise auch aus der — dann parabolisch verlaufenden — logarithmischen Likelihood-Funktion entnommen werden. Der Abstand der 1 σ -Intervallgrenze zum Schätzwert ergibt sich mit $\sigma = 1/\sqrt{-\frac{\partial^2 \ln L(x, a)}{\partial a^2}}$ aus der Parabelkrümmung. Ein dazu äquivalentes Verfahren macht Gebrauch von dem Umstand, daß an der $n\sigma$ -Intervallgrenze der Wert der logarithmischen Likelihood-Funktion zum Maximum eine Differenz von $\Delta \ln L = \frac{n^2}{2}$ aufweist.²

Wenn die Likelihood-Funktion von mehreren Parametern gleichzeitig abhängt, möchte man dennoch häufig für einen bestimmten Parameter ein Vertrauensintervall angeben, in dem der Schätzwert mit einer vorgegebenen Wahrscheinlichkeit liegt, *unabhängig* von den Werten der anderen Parameter. Ein solches Intervall kann analog zum eindimensionalen Fall auf die oben beschriebene Weise aus dem Verlauf der Likelihood bestimmt werden. Es ist jedoch wichtig, daß dabei die Likelihood für jeden Wert des betrachteten Parameters durch freie Variation aller übrigen Parameter maximiert wird.

Eine besondere Komplikation ergibt sich, wenn der Schätzwert eines Parameters innerhalb oder nahe eines unphysikalischen Bereiches liegt (z.B. negative Werte bei Wirkungsquerschnitten). In diesem Fall legt man das Vertrauensintervall häufig nicht

¹Hiermit wird allerdings der mathematisch sichere Boden verlassen. Definitionsgemäß ist die Likelihood-Funktion die Wahrscheinlichkeitsdichte der *Messwerte*. Die Interpretation als Wahrscheinlichkeitsdichte der *Parameter* macht es nach dem Bayesschen Theorem erforderlich, für die Parameter eine a-priori-Wahrscheinlichkeit $P(a) = 1$ anzusetzen — eine Annahme, für die es im Grunde keine mathematische Rechtfertigung gibt.

²Diese einfache Gesetzmäßigkeit gilt nur für *eindimensionale* Vertrauensintervalle.

um den Schätzwert herum, sondern schiebt es so weit wie möglich nach unten (bzw. oben) und gibt seinen rechten (linken) Rand als "obere (bzw. untere) Grenze" an. Dabei kann man nach zwei verschiedenen Verfahren vorgehen, die auf unterschiedlichen Auffassungen über die Zielsetzung der experimentellen Auswertung beruhen:

- Man ignoriert die Grenze des physikalisch sinnvollen Bereiches und fixiert den unteren (bzw. oberen) Rand des Vertrauensintervalles auf $-\infty$ (bzw. $+\infty$). Für diese "klassische" Vorgehensweise plädieren z.B. F. James und M. Roos [122]. Sie sehen in der Angabe eines experimentellen Ergebnisses die bloße Übermittlung einer Information, die sowohl von subjektiven Ansichten als auch physikalischen Randbedingungen möglichst unbeeinflusst sein soll, um unverzerrt leichter mit Ergebnissen anderer Experimente kombiniert werden zu können.
- Man betrachtet die Likelihood-Funktion nur in der physikalisch sinnvollen Region und fixiert den unteren (bzw. oberen) Rand des Vertrauensintervalles auf die Grenze zum unphysikalischen Bereich. Im Grunde multipliziert man die Likelihood-Funktion mit einer a-priori-Wahrscheinlichkeit $P(a)$, die für unphysikalische Werte 0 beträgt und im physikalischen Bereich konstant ist. Dieser der Bayesischen Schule nächstehende Ansatz wird von der Particle Data Group [92] vorgeschlagen. Er zielt darauf ab, mit dem experimentellen Ergebnis nicht nur eine statistische, sondern auch physikalische Aussage zu machen, die theoretisches Wissen über den Parameter mit berücksichtigt.

In Abb. B.1 sind beide Verfahren am Beispiel einer Normalverteilung mit Mittelwert im unphysikalischen Bereich gegenübergestellt. Der zweite Ansatz führt stets zu einer konservativeren Abschätzung der Vertrauensintervallgrenzen. Mit ihm wurden die in dieser Arbeit angegebenen oberen Grenzen bestimmt.

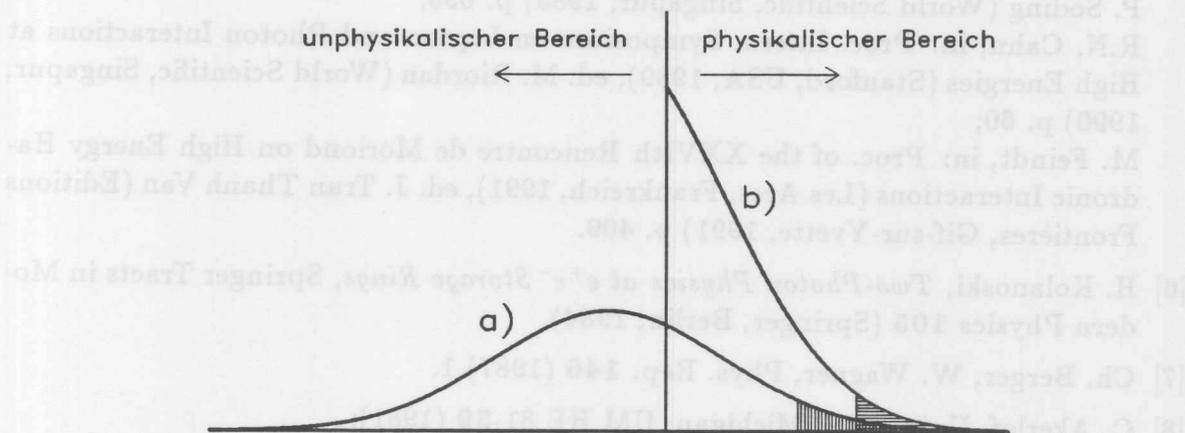


Abbildung B.1: Bestimmung der oberen Grenze (95 %-Vertrauensintervall) für einen Parameter, dessen Schätzwert im unphysikalischen Bereich liegt. Als Likelihood-Funktion wurde eine Normalverteilung angenommen. a) "Klassisches" Verfahren, b) von der Particle Data Group empfohlenes Verfahren. Die Schraffur kennzeichnet jeweils den oberhalb des 95 %-Vertrauensintervalles liegenden Bereich.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Breit, J.A. Wheeler, Phys. Rev. **46** (1934) 1087;
H. Euler, B. Kockel, Naturwiss. **23** (1935), 246;
H. Euler, Ann. Phys. **26** (1936) 398.
- [2] A.L. Hughes, G.E.M. Jauncey, Phys. Rev. **36** (1930) 773.
- [3] H.A. Bethe, W. Heitler, Proc. Roy. Soc. **A146** (1934) 85;
H. Primakoff, Phys. Rev. **81** (1951) 889.
- [4] F. Low, Phys. Rev. **120** (1960) 582;
F. Calogero, C. Zemach, Phys. Rev. **120** (1960) 1860.
- [5] Proc. VIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions (Paris, 1986), edd. A. Courau, P. Kessler (World Scientific, Singapur, 1986);
J. Olsson, in: Proc. Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (Hamburg, 1987), edd. W. Bartel, R. Rückl, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B3** (1988) 613;
Proc. VIIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions (Shoresh, Israel, 1988), ed. U. Karshon (World Scientific, Singapur, 1988);
H. Kolanoski, P. Zerwas, in: *High Energy Electron-Positron Physics*, edd. A. Ali, P. Söding (World Scientific, Singapur, 1988) p. 695;
R.N. Cahn, in: Proc. Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (Stanford, USA, 1989), ed. M. Riordan (World Scientific, Singapur, 1990) p. 60;
M. Feindt, in: Proc. of the XXVIth Rencontre de Moriond on High Energy Hadronic Interactions (Les Arcs, Frankreich, 1991), ed. J. Tran Thanh Van (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1991) p. 409.
- [6] H. Kolanoski, *Two-Photon Physics at e^+e^- Storage Rings*, Springer Tracts in Modern Physics **105** (Springer, Berlin, 1984).
- [7] Ch. Berger, W. Wagner, Phys. Rep. **146** (1987) 1.
- [8] C. Akerlof, Universität Michigan, UM HE 81-59 (1981);
J.H. Field, in: Proc. Vth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions (Aachen 1983), ed. Ch. Berger, Springer Lecture Notes in Physics **191** (1983) 270;
I.F. Ginzburg et al., Nucl. Instr. Meth. **205** (1983) 47;
I.F. Ginzburg et al., Nucl. Instr. Meth. **219** (1984) 5;
J.E. Spencer, S.J. Brodsky, in: Proc. Particle Accelerator Conference (Vancouver, Kanada, 1985), IEEE Transactions NS **32** (1985) 3430;
J.C. Sens, in: Proc. VIIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions (Shoresh, Israel, 1988), ed. U. Karshon (World Scientific, Singapur, 1988) p. 143.

- [9] TASSO Collab., R. Brandelik et al., Phys. Lett. **97B** (1980) 448.
- [10] MARK II Collab., D.L. Burke et al., Phys. Lett. **103B** (1981) 153.
- [11] CELLO Collab., H.-J. Behrend et al., Z. Phys. **C21** (1984) 205.
- [12] PLUTO Collab., Ch. Berger et al., Z. Phys. **C38** (1988) 521.
- [13] TPC/2 γ Collab., H. Aihara et al., Phys. Rev. **D37** (1988) 28.
- [14] ARGUS Collab., H. Albrecht et al., Z. Phys. **C50** (1991) 1.
- [15] V.E. Balakin, V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **12** (1970) 547 [JETP Lett. **11** (1970) 388];
N. Artega Romero et al., Phys. Rev. **D3** (1971) 1569;
R.W. Brown, I.J. Muzinich, Phys. Rev. **D4** (1971) 1496;
S.J. Brodsky, T. Kinoshita, H. Terazawa, Phys. Rev. **D4** (1971) 1532;
C.E. Carlson, W.K. Tung, Phys. Rev. **D4** (1971) 2873;
M.V. Terent'ev, Yad. Fiz. **14** (1971) 178 [Sov. J. Nucl. Phys. **14** (1971) 99];
C.L. Starke, Phys. Rev. **D5** (1972) 79;
G. Bonneau et al., Nucl. Phys. **B54** (1973) 573.
- [16] V.M. Budnev et al., Phys. Rep. **15** (1975) 181.
- [17] C.-F. von Weizsäcker, Z. Phys. **88** (1934) 612;
E.J. Williams, Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat.-Fiz. Medd. **13** (1935) N4;
G. Nordheim et al., Phys. Rev. **51** (1937) 1037;
R.B. Curtis, Phys. Rev. **104** (1956) 211;
D. Kessler, P. Kessler, Compt. Rend. **242** (1956) 3045;
R.H. Dalitz, D.R. Yennie, Phys. Rev. **105** (1957) 1598;
I.Ya. Pomeranchuk, I.M. Shmushkevich, Nucl. Phys. **23** (1961) 1295;
V.N. Gribov et al., Zh. Eksp. Teor. Fiz. **41** (1961) 1834.
- [18] E.A. Choban, Yad. Fiz. **13** (1971) 624 [Sov. J. Nucl. Phys. **13** (1971) 354];
A.M. Altukhov, Yad. Fiz. **14** (1971) 391 [Sov. J. Nucl. Phys. **14** (1971) 220].
- [19] G. Cochard, S. Ong, Phys. Rev. **D19** (1979) 810;
M. Defrise et al., Phys. Rev. **D23** (1981) 663;
M. Defrise, Z. Phys. **C9** (1981) 4;
Y. Srivastava, Proc. 4th Intern. Colloquium on Photon-Photon Interactions (Paris, 1981), ed. G.W. London (World Scientific, Singapur, 1981) p. 25;
W.L. van Neerven, J.A.M. Vermaseren, Nucl. Phys. **B238** (1984) 73;
M. Landrø, K.J. Mork, H.A. Olsen, Phys. Rev. **D36** (1987) 44;
S. Ong, P. Kessler, Phys. Rev. **D38** (1988) 2280.
- [20] L.D. Landau, Sov. Phys. Dok. **60** (1948) 207;
C.N. Yang, Phys. Rev. **77** (1950) 242.
- [21] G. Kane, *Modern Elementary Particle Physics* (Addison-Wesley, Redwood City, 1987).
- [22] M. Poppe, Intern. J. Mod. Phys. **A1** (1986) 545.

- [23] J.J. Sakurai, *Ann. Phys.* **11** (1960) 1;
M. Gell-Mann, F. Zachariasen, *Phys. Rev.* **124** (1961) 953;
J.J. Sakurai, *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 981;
J.J. Sakurai, D. Schildknecht, *Phys. Lett.* **40B** (1972) 121.
- [24] T. Das, V.S. Mathur, S. Okubo, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 470;
R.J. Oakes, J.J. Sakurai, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1266.
- [25] G. Wolf, in: *Proc. Intern. Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies* (Ithaca, N.Y., 1971), ed. N.B. Mistry (Univ. Cornell, 1972) p. 189.
- [26] D.W.G.S. Leith, *High Energy Photoproduction: Diffractive Processes*, in: *Electromagnetic Interactions of Hadrons* (Vol. 1), edd. A. Donnachie, G. Shaw (Plenum Press, New York, 1978) p. 345.
- [27] JADE Collab., H. Kolanoski, in: *Proc. Vth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions* (Aachen 1983), ed. Ch. Berger, Springer Lecture Notes in Physics **191** (1983) 175;
JADE Collab., J.B. Dainton, in: *Proc. Intern. Europhysics Conference on High Energy Physics* (Brighton, UK, 1983), edd. J. Guy, C. Costain (Rutherford Appleton Lab., Chilton, 1983) p. 652.
- [28] ARGUS Collab., H. Albrecht et al., *Phys. Lett.* **217B** (1989) 205.
- [29] CELLO Collab., H.-J. Behrend et al., *Phys. Lett.* **218B** (1989) 493.
- [30] K.A. Ispiryan, S.G. Matinyan, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **7** (1968) 232 [*JETP Lett.* **7** (1968) 178];
V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, V.G. Serbo, *Lett. Nuovo Cim.* **7** (1973) 13;
T.F. Walsh, in: *Proc. Intern. Colloquium on Photon-Photon Collisions in Electron-Positron Storage Rings* (Paris, 1973), *Journ. d. Phys. (Suppl.)* **35** (1974) C2-77.
- [31] E. Fermi, *Ricerca Sci.* **VII-II** (1936) 13;
G.F. Chew, C.G. Wick, *Phys. Rev.* **85** (1952) 636;
G.F. Chew, M.L. Goldberger, *Phys. Rev.* **87** (1952) 778;
L.S. Rodberg, R.M. Thaler, *Introduction to the Quantum Theory of Scattering* (Academic Press, New York, 1967).
- [32] G. Alexander, U. Maor, P.G. Williams, *Phys. Rev.* **D26** (1982) 1198;
G. Alexander, A. Levy, U. Maor, *Z. Phys.* **C30** (1986) 65;
A. Levy, Universität Tel Aviv, TAUP **1446-86** [Vortrag auf dem 7th Intern. Workshop on Photon-Photon-Collisions (Paris, 1986)];
G. Alexander, A. Levy, U. Maor, Universität Tel Aviv, TAUP **1722-89** (1989).
- [33] U. Maor, in: *Proc. VIIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions* (Shoresh, Israel, 1988), ed. U. Karshon (World Scientific, Singapur, 1988) p. 282.
- [34] M. Gell-Mann, *Phys. Rev. Lett.* **8** (1962) 263;
V.N. Gribov, I.Ya. Pomeranchuk, *Phys. Rev. Lett.* **8** (1962) 343;
V.N. Gribov, I.Ya. Pomeranchuk, *Phys. Rev. Lett.* **8** (1962) 412.
- [35] M. Feindt, H. Fenner, *Is $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ Explainable by Particle Exchange Calculations?*, in Vorbereitung.

- [36] Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Collab., R. Erbe et al., Phys. Rev. **175** (1968) 1669.
- [37] I.P. Nedelkov, Comp. Phys. Comm. **4** (1972) 157;
S. Christiansen, *Integral Equations: An outline*, in: *Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation with Special Emphasis on High Energy Physics*, Vol. **3**, European Physical Society, CERN (1984).
- [38] V. Blobel, DESY 84-118 [Vorlesung auf der CERN School of Computing (Aiguablava, Spanien, 1984)];
D.L. Phillips, J. Assoc. Comput. Mach. **9** (1962) 84;
L.M. Delves, J. Walsh, *Numerical Solution of Integral Equations* (Clarendon, Oxford, 1974).
- [39] V. Blobel, *_R_U_N_*, *Regularized Unfolding*, Programmbeschreibung (unveröffentlicht).
- [40] Cambridge Bubble Chamber Group, H.R. Crouch Jr. et al., Phys. Rev. **146** (1966) 994.
- [41] H. Kolanoski, Contribution #303 to the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (Hamburg, 1987);
H. Kolanoski, Z. Phys. **C39** (1988) 543.
- [42] N.N. Achasov, G.N. Shestakov, Phys. Lett. **203B** (1988) 309.
- [43] A. Chodos et al., Phys. Rev. **D9** (1974) 3471;
A. Chodos et al., Phys. Rev. **D10** (1974) 2599;
T. deGrand et al., Phys. Rev. **D12** (1975) 2060;
R.L. Jaffe, K. Johnson, Phys. Lett. **60B** (1976) 201;
R.J. Jaffe, Phys. Rev. **D15** (1977) 267;
R.J. Jaffe, Phys. Rev. **D15** (1977) 281.
- [44] N.N. Achasov, S.A. Devyanin, G.N. Shestakov, Phys. Lett. **108B** (1982) 134;
N.N. Achasov, S.A. Devyanin, G.N. Shestakov, Z. Phys. **C16** (1982) 55;
N.N. Achasov, S.A. Devyanin, G.N. Shestakov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **40** (1984) 365 [JETP Lett. **40** (1984) 1173];
N.N. Achasov, S.A. Devyanin, G.N. Shestakov, Z. Phys. **C27** (1985) 99;
N.N. Achasov, V.A. Karnakov, G.N. Shestakov, Intern. J. Mod. Phys. **A5** (1990) 2705.
- [45] B.A. Li, K.F. Liu, Phys. Lett. **118B** (1982) 435; Erratum: Phys. Lett. **124B** (1983) 550;
B.A. Li, K.F. Liu, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1510;
B.A. Li, K.F. Liu, Phys. Rev. **D30** (1984) 613;
K.F. Liu, in: Proc. Intern. Conference on Hadron Spectroscopy (College Park, Maryland, 1985), ed. S. Oneda, American Institute of Physics Conf. Proc. **132** (1985) 272;
B.A. Li, in: Proc. of the Intern. Symposium on Particle and Nuclear Physics (Peking, 1985), edd. N. Hu, C.-S. Wu (World Scientific, Singapur, 1986) p.173;
K.F. Liu, B.A. Li, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2288;
B.A. Li, K.F. Liu, Phys. Rev. **D40** (1989) 2856.

- [46] J. Layssac, F.M. Renard, in: Proc. Seminar on $\gamma\gamma$ Physics (Clermont-Ferrand, 1981), ed. J.C. Montret (Univ. Clermont-Ferrand, 1981) p. 97;
J. Layssac, F.M. Renard, *Nuovo Cim.* **70A** (1982) 1.
- [47] R.M. Godbole, K.V.L. Sarma, *Phys. Lett.* **109B** (1982) 504.
- [48] H. Goldberg, T. Weiler, *Phys. Lett.* **102B** (1981) 63.
- [49] S. Minami, *Lett. Nuovo Cim.* **34** (1982) 125.
- [50] S.J. Brodsky, Proc. 4th Intern. Colloquium on Photon-Photon Interactions (Paris, 1981), ed. G.W. London (World Scientific, Singapur, 1981) p. 1;
P.V. Landshoff, Proc. 4th Intern. Colloquium on Photon-Photon Interactions (Paris, 1981), ed. G.W. London (World Scientific, Singapur, 1981) p. 505.
- [51] S. Minami, *Lett. Nuovo Cim.* **39** (1984) 65.
- [52] T. Ueda, Universität Osaka, OUAM 87-8-8 [Contribution to the 4th LEAR Workshop (Villars, Schweiz, 1987)].
- [53] D. Bridges et al., *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 215;
D. Bridges et al., *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 1534.
- [54] M. Hatzis, J. Paschalis, *Lett. Nuovo Cim.* **40** (1984) 362.
- [55] B. Moussallam, *Z. Phys.* **C39** (1988) 535.
- [56] M. Prudden, Thesis, Universität Glasgow (1988);
M. Prudden, in: Proc. VIIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions (Shoresh, Israel, 1988), ed. U. Karshon (World Scientific, Singapur, 1988) p. 38.
- [57] N.N. Achasov, V.A. Karnakov, G.N. Shestakov, *Z. Phys.* **C36** (1987) 661.
- [58] A.N. Kamal, R. Sinha, Universität Alberta, Edmonton, THY-19-89 (1989).
- [59] D.E. Andrews et al., *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 198.
- [60] D.A. Moran, Thesis, Universität Cornell (Aug. 1988).
- [61] S.P. Misra, *Phys. Rev.* **D18** (1978) 1661;
S.P. Misra, *Phys. Rev.* **D18** (1978) 1673.
- [62] S.P. Misra, L. Maharana, *Phys. Rev.* **D18** (1978) 4018.
- [63] S.P. Misra, L. Maharana, *Phys. Rev.* **D18** (1978) 4103.
- [64] L. Maharana, S.P. Misra, A.R. Panda, *Phys. Rev.* **D26** (1982) 1175.
- [65] K. Biswal, S.P. Misra, *Phys. Rev.* **D26** (1982) 3020.
- [66] P. Maas, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-85-33 (Okt. 1985).
- [67] J. Schwinger, *Particles, Sources and Fields* (Addison-Wesley, Reading, 1973);
J. Jersak, E. Laermann, P.M. Zerwas, *Phys. Rev.* **D25** (1982) 1218; Erratum:
Phys. Rev. **D36** (1987) 310.
- [68] S.J. Brodsky, G. Köpp, P.M. Zerwas, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 443.
- [69] G.A. Voss, *Phys. Bl.* **36** (1980) 267.
- [70] CELLO Collab., H.-J. Behrend et al., *Phys. Scrip.* **23** (1981) 610.

- [71] B. Sack, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München, MPI-PAE/Exp.El. **133** (1984).
- [72] U. Binder, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München, MPI-PAE/Exp.El. **125** (1983).
- [73] J. Ahme, Dissertation, Universität Hamburg, DESY FCE-89-01 (1989).
- [74] J.H. Peters, Dissertation, Universität Hamburg, DESY FCE-90-01 (1990).
- [75] J. Harjes, Diplomarbeit, Universität Hamburg, DESY F14-87-06 (1987);
V. Schröder (CELLO Collab.), in: Proc. Vol. I Intern. Europhysics Conference on High Energy Physics (Uppsala, Schweden, 1987), edd. O. Botner, Eur. Phys. Soc. Genf (Univ. Uppsala, 1987) p. 112;
J. Harjes (CELLO Collab.), in: Proc. VIIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions (Shoresh, Israel, 1988), ed. U. Karshon (World Scientific, Singapur, 1988) p. 85.
- [76] C. Jacobs, L. McCulloch, CERN Camac Note **63-00** (Sept. 1976).
- [77] V. Blobel, *CONLES*, Program package for constrained least square fits, Programmbeschreibung (unveröffentlicht).
- [78] J.M. Hammersley, D.C. Handscomb, *Monte Carlo Methods* (Methuens Statistical Monographs, London, 1964);
Yu.A. Shreider, *The Monte Carlo Method* (Pergamon Press, Oxford, 1966) [Intern. Series of Monographs in Pure and Applied Mathematics **87**];
F. James, Rep. Prog. Phys. **43** (1980) 1145;
J. Pielorz, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1982).
- [79] M. Feindt, *MOTTE0/1 — Monte-Carlo-Integration für $\gamma\gamma$ -Reaktionen (Resonanzen und Kontinuum) ohne Näherungen*, Programmbeschreibung, unveröffentlicht.
- [80] S. Kawabata, Comp. Phys. Comm. **41** (1986) 127.
- [81] F. James, *GENBOD*, N-Body Monte-Carlo Event Generator, Programmbeschreibung, CERN Computer Center Program Library.
- [82] C. Zemach, Phys. Rev. **B133** (1964) 1201.
- [83] F.A. Berends, P.H. Daverveldt, R. Kleiss, Z. Phys. **C22** (1984) 239.
- [84] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347.
- [85] H. Grossegeese, H. Oberlack, *PTRAK*, Programmbeschreibung, CELLO-note **M-043** (1979), unveröffentlicht.
- [86] H. Oberlack, *CELINT*, Programmbeschreibung, CELLO-note **M-049** (1979), unveröffentlicht.
- [87] R.L. Ford, W.R. Nelson, *The EGS code system*, SLAC-210 (1978).
- [88] *HETC*, Monte Carlo High-Energy Nucleon-Meson Transport Code, Oak Ridge Nat. Lab., RSIC Computer Code Collection CCC-178.
- [89] K.-H. Blohm, *A Simulation of the Forward Region in the CELLO Detector*, CELLO-note **P-045** (1987), unveröffentlicht.

- [90] R. Brun et al., CERN-DD/78/2 (1978).
- [91] V. Blobel, *SPFT, Smoothing of noisy data*, Programmbeschreibung (unveröffentlicht).
- [92] Particle Data Group, J.J. Hernández et al., Phys. Lett. **239B** (1990) 1.
- [93] W. de Boer, M. Iacovacci, *Exp. 44 Luminosity Determination*, CELLO-note **R-002** (1988), unveröffentlicht.
- [94] M. Feindt, *The Partial Wave Analysis Formalism for $\gamma\gamma$ Interactions in e^+e^- Reactions*, in Vorbereitung.
- [95] J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (Wiley, New York, 1952); H. Pilkuhn, in: Landolt-Börnstein, New Series, Vol. **6** (Springer, Berlin, 1972).
- [96] P.P. Srivastava, G. Sudarshan, Phys. Rev. **110** (1958) 765.
- [97] CELLO Collab., H.-J. Behrend et al., Z. Phys. **C46** (1990) 583.
- [98] J. Olsson, *Recent Results in $\gamma\gamma$ -Physics from JADE at PETRA*, Vortrag auf der Intern. Europhysics Conference on High Energy Physics (Brighton, UK, 1983), zitiert nach [99].
- [99] PLUTO Collab., Ch. Berger et al., Z. Phys. **C29** (1985) 183.
- [100] ARGUS Collab., H. Albrecht et al., Phys. Lett. **196B** (1987) 101.
- [101] A. Wegner, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989); JADE Collab., A. Wegner et al., Z. Phys. **C48** (1990) 393.
- [102] K.A. Derby, Thesis, Universität Kalifornien, Berkeley, LBL-23548 (1987); M.T. Ronan (TPC/ 2γ Collab.), in: Proc. VIIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions (Shoresh, Israel, 1988), ed. U. Karshon (World Scientific, Singapur, 1988) p. 30.
- [103] TASSO Collab., W. Braunschweig et al., Z. Phys. **C41** (1988) 353.
- [104] TASSO Collab., M. Althoff et al., Z. Phys. **C16** (1982) 13.
- [105] M. Feindt, J. Harjes, in: Proc. Rheinfels Workshop on the Hadron Mass Spectrum (St. Goar, 1990), edd. E. Klempt, K. Peters, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B21** (1991) 61.
- [106] ARGUS Collab., H. Albrecht et al., Phys. Lett. **267B** (1991) 535.
- [107] ARGUS Collab., H. Albrecht et al., Phys. Lett. **198B** (1987) 577.
- [108] ARGUS Collab., H. Albrecht et al., Phys. Lett. **198B** (1987) 255.
- [109] ARGUS Collab., H. Albrecht et al., Phys. Lett. **212B** (1988) 528.
- [110] JADE Collab., W. Bartel et al., Phys. Lett. **184B** (1987) 288; A.J. Finch (JADE Collab.), in: Proc. VIIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions (Shoresh, Israel, 1988), ed. U. Karshon (World Scientific, Singapur, 1988) p. 75; F.C. Ern  (TPC/ 2γ Collab.), in: Proc. VIIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions (Shoresh, Israel, 1988), ed. U. Karshon (World Scientific, Singapur, 1988) p. 71; TASSO Collab., W. Braunschweig et al., Z. Phys. **C47** (1990) 499.

- [111] TASSO Collab., M. Althoff et al., *Z. Phys.* **C32** (1986) 11.
- [112] ARGUS Collab., H. Albrecht et al., *Phys. Lett.* **210B** (1988) 273.
- [113] CELLO Collab., H.-J. Behrend et al., *Z. Phys.* **C49** (1991) 43.
- [114] JADE Collab., R. Pust et al., *Z. Phys.* **C51** (1991) 531.
- [115] DM1 Collab., B. Delcourt et al., *Phys. Lett.* **109B** (1982) 129.
- [116] J.K. Bienlein, in: *Proc. QCD 90 Workshop (Montpellier, Frankreich, 1990)*, ed. S. Narison, *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* **B23** (1991).
- [117] Crystal Ball Collab., D. Antreasyan et al., *Z. Phys.* **C48** (1990) 561.
- [118] Crystal Ball Collab., C. Edwards et al., *Phys. Lett.* **110B** (1982) 82;
Crystal Ball Collab., D. Antreasyan et al., *Phys. Rev.* **D33** (1986) 1847;
JADE Collab., T. Oest et al., *Z. Phys.* **C47** (1990) 343.
- [119] N.N. Achasov, G.N. Shestakov, *Phys. Lett.* **156B** (1985) 434;
N.N. Achasov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **43** (1986) 410 [*JETP Lett.* **43** (1986) 526];
N.N. Achasov, in: *Proc. Intern. Seminar on Quarks '88 (Tbilisi, UdSSR, 1988)*, edd. Tavkhelidze et al. (World Scientific, Singapur, 1989) p. 607;
N.N. Achasov, G.N. Shestakov, *Institut Matematiki, Novosibirsk, TPh* **20-178** (1990);
B.A. Li, K.F. Liu, *Phys. Rev.* **D28** (1983) 1636;
B.A. Li et al., *Phys. Rev.* **D32** (1985) 308;
K.F. Liu, B.A. Li, in: *Proc. 2nd Intern. Conference on Hadron Spectroscopy (Tsukuba, Japan, 1987)*, edd. Y. Oyanagi et al., *KEK Report 87-7* (1987) 138;
diverse Artikel aus Referenz [45].
- [120] M.G. Kendall, A. Stuart, *The Advanced Theory of Statistics* (Charles Griffin, London, 1961);
W.T. Eadie et al. *Statistical Methods in Experimental Physics* (North Holland, Amsterdam, 1971);
S. Brandt, *Datenanalyse* (Bibliographisches Institut, Zürich, 1975);
A. Frodesen, O. Skeggestad, H. Tøfte, *Probability and Statistics in Particle Physics* (Universitetsforlaget, Bergen, 1979);
V. Blobel, *Methoden der Datenanalyse in der Hochenergiephysik*, DESY F14-81-01 (1981);
G.P. Yost, *Lectures on Probability and Statistics*, Lawrence Berkeley Laboratory LBL-16993 Rev. (1985);
L. Lyons, *Statistics for Nuclear and Particle Physicists* (Cambridge University Press, Cambridge, 1986);
L. Lyons, W. Allison, *Nucl. Instr. Meth.* **A245** (1986) 530.
- [121] V. Blobel, *MLFITA, A program to find maxima of likelihood functions*, Programmbeschreibung (unveröffentlicht).
- [122] F. James, M. Roos, *Statistical Notes on the Problem of Experimental Observations near an Unphysical Region*, Universität Helsinki, HU-TFT-90-85 (1990).

Danksagung

Diese Dissertation entstand am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg im Rahmen des CELLO-Experimentes. Für die Möglichkeit, an einem aktuellen und interessanten Projekt der Hochenergiephysik mitarbeiten zu können, danke ich Prof. Dr. H. Spitzer und Prof. Dr. P. Söding.

Die Aktivitäten in der Hamburger 2-Photon-Gruppe (FCE/F14) waren durch effiziente Zusammenarbeit und echten Teamgeist geprägt. Dank gebührt besonders Dr. M. Feindt, dessen Ideen und Kenntnisse die Forschungsarbeit der Gruppe wesentlich bereichert haben. Die Diskussionen mit ihm waren stets inspirierend und lehrreich. Meinen jetzigen bzw. früheren Kollegen Dr. J. Ahme, Dr. J. Harjes, Dr. J.H. Peters und Oliver Podobrin möchte ich ebenfalls für ihre Unterstützung, konstruktive Kritik und die jederzeit freundschaftliche Arbeitsatmosphäre danken.

Die Anregung zu dem Thema der Dissertation stammt von Dr. H.-J. Behrend. Ihm danke ich außerdem für die Betreuung der Arbeit in ihrer Anfangsphase.

In meinen Dank einschließen möchte ich auch alle übrigen Freunde und Kollegen, die den Fortgang der Arbeit in den letzten Jahren begleiteten und deren anhaltendes Interesse motivierend und ermutigend wirkte.

