

Interner Bericht
DESY FCE-89-01
Februar 1989

UNTERSUCHUNG DER ENZZUSTANDE $K\bar{K}K\bar{K}$ UND $K\bar{K}K\pi$
IN PHOTON-PHOTON-REAKTIONEN

von

Johannes Ahme

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	30. MRZ. 1989	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

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

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

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

Interner Bericht
DESY FCE-89-01
Februar 1989

Untersuchung der Endzustände
 $K_S^0 K_S^0$ und $K_S^0 K \pi$
in Photon-Photon-Reaktionen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von:
Dipl. Phys. Johannes Ahme
aus Hamburg

Hamburg
1988

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die Erzeugung der Endzustände $K_S^0 K_S^0$ und $K_S^0 K \pi$ in Photon-Photon-Reaktionen analysiert. Die untersuchte Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von 86 pb^{-1} und wurde mit dem CELLO Detektor am Speicherring PETRA bei einer Strahlenergie von 17.5 GeV aufgenommen.

In der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 \bar{K}_S^0$ wird exklusive f_2' -Erzeugung beobachtet. Die radiative Breite des f_2' wird zu $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K}) = 0.11_{-0.02}^{+0.03} \pm 0.02 \text{ keV}$ bestimmt. Die Untersuchung des $K_S^0 \bar{K}_S^0$ -Massenspektrums zeigt die destruktive Interferenz zwischen den Tensormesonen f_2 und a_2 . Es werden obere Grenzen für die $\gamma\gamma$ -Kopplungen der Zustände $f_2(1720)$ und $X(2220)$ abgeleitet.

Die $K_S^0 K \pi$ -Produktion wird in Kollisionen quasireeller Photonen untersucht und der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 K \pi)$ berechnet. Es wird kein Signal des Charmonium-Zustands η_c gefunden und die obere Grenze $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} < 12 \text{ keV}$ bestimmt. Für den Gluonium-Kandidaten $\eta(1440)$ wird die Grenze $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(\eta(1440) \rightarrow K \bar{K} \pi) < 1.2 \text{ keV}$ gesetzt, wodurch die Gluonium Interpretation unterstützt wird. In Reaktionen $\gamma\gamma^* \rightarrow K_S^0 K \pi$, in denen ein Photon stark virtuell ist, wird eine Resonanz bei der Masse 1420 MeV beobachtet. Da dieser Zustand durch quasireelle Photonen nicht erzeugt wird, wird auf Spin 1 geschlossen. Masse und Breite sind konsistent mit den Werten des $f_1(1420)$. Die $\gamma\gamma$ -Kopplung wird unter Annahme eines ρ -Formfaktors zu $\tilde{\Gamma} \cdot B(f_1 \rightarrow K \bar{K} \pi) = 3.0 \pm 0.9 \pm 0.7 \text{ keV}$ bestimmt. Die Untersuchung des Dalitz-Plot und von Zerfallswinkelverteilungen deuten auf einen dominanten $K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$ -Zerfall hin und sind konsistent mit der Zuordnung positiver Parität.

Abstract

In this thesis the production of the final states $K_S^0 K_S^0$ and $K_S^0 K \pi$ in photon-photon reactions is analyzed. The data sample corresponds to an integrated luminosity of 86 pb^{-1} and was taken with the CELLO detector at the PETRA storage ring at a beam energy of 17.5 GeV .

In the reaction $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 \bar{K}_S^0$ exclusive f_2' production is observed. The radiative width of the f_2' is determined to be $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K}) = 0.11_{-0.02}^{+0.03} \pm 0.02 \text{ keV}$. The investigation of the $K_S^0 \bar{K}_S^0$ mass spectrum shows destructive interference between the tensor mesons f_2 and a_2 . Upper limits for the $\gamma\gamma$ couplings of the states $f_2(1720)$ and $X(2220)$ are derived.

$K_S^0 K \pi$ production is analyzed in collisions of quasireal photons and the cross section $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 K \pi)$ is calculated. No signal is found for the charmonium state η_c and as an upper limit $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} < 12 \text{ keV}$ is determined. For the glueball candidate $\eta(1440)$ the upper limit $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(\eta(1440) \rightarrow K \bar{K} \pi) < 1.2 \text{ keV}$ is set, which supports its glueball interpretation. In reactions $\gamma\gamma^* \rightarrow K_S^0 K \pi$, in which one of the photons is highly virtual, resonance formation of a state at 1420 MeV is observed. Since it is not produced if both photons are nearly real spin 1 is assigned to this state. Mass and width are found to be consistent with those of the $f_1(1420)$. The $\gamma\gamma$ coupling is determined to be $\tilde{\Gamma} \cdot B(f_1 \rightarrow K \bar{K} \pi) = 3.0 \pm 0.9 \pm 0.7 \text{ keV}$ assuming a ρ form factor. Investigations of the Dalitz plot and decay angular distributions point to a dominant $K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$ two-body decay and are consistent with the assignment of positive parity.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	5
Tabellenverzeichnis	6
1 Einleitung	7
2 Theoretische Grundlagen	10
2.1 $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen an e^+e^- -Speicherringen	10
2.2 Definition der $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte	15
2.3 Anregung einzelner Resonanzen	17
2.3.1 Skalare und Pseudoskalare Resonanzen	19
2.3.2 Axialvektor-Resonanzen	20
2.3.3 Tensor-Resonanzen	24
2.3.4 Helizitätsstruktur der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2^{++} \rightarrow K\bar{K}$	26
2.3.5 Interferenzen in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2^{++} \rightarrow K\bar{K}$	28
2.4 Radiative Breiten und SU(3)-Symmetrie	29
2.4.1 Die radiative Breite des η_c	31
2.5 Exotische Resonanzen	32
2.6 2-Körper-Zerfälle im Endzustand $K\bar{K}\pi$	35
3 Das Experiment	40
3.1 Der CELLO Detektor	40
3.1.1 Überblick	41
3.1.2 Spurdetektor	43
3.1.3 Flüssig-Argon-Kalorimeter	46
3.1.4 Vorwärts-Kalorimeter	47
3.2 Datennahme und -rekonstruktion	50
3.2.1 Trigger	50
3.2.2 Datenaufnahme	52
3.2.3 Filter	52
3.2.4 Ereignisrekonstruktion	53
3.2.5 Datenreduktion	55
3.3 Monte-Carlo Simulation	56
3.3.1 Detektor-Simulation	56
3.3.2 Monte-Carlo Verfahren in der Analyse von 2-Photon- Reaktionen	57

4	K_S^0-Sekundärvertex-Identifikation	61
4.1	K_S^0 -Zerfälle	61
4.2	Spurrekonstruktion	62
4.3	Selektion von V^0 - Kandidaten	63
4.4	Sekundärvertex-Fit	65
4.5	Untergrundreduktion	67
5	Untersuchung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$	71
5.1	Ereignisselektion	72
5.2	Messung der radiativen Breite des f_2'	74
	5.2.1 Vergleich mit anderen Experimenten	77
	5.2.2 Obere Grenze für den Skalar $f_0'(1525)$	78
5.3	Bestimmung der f_2, a_2, f_2' Interferenz	79
5.4	Obere Grenzen für die radiativen Breiten von $f_2(1720)$ und $X(2220)$	82
5.5	Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^0)$	84
5.6	Zusammenfassung	85
6	Untersuchung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K \pi$	86
6.1	Ereignisselektion	87
6.2	$K_S^0 K \pi$ -Erzeugung in <i>no-tag</i> Reaktionen	89
	6.2.1 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 K \pi)$	90
	6.2.2 Obere Grenzen für die Erzeugung von η_c und $\eta(1440)$	91
6.3	Beobachtung des $X(1420)$ in $\gamma\gamma^* \rightarrow K_S^0 K \pi$ <i>single-tag</i> Reaktionen	94
	6.3.1 Untersuchung des Dalitz-Plot	98
	6.3.2 Bestimmung der $\gamma\gamma$ -Kopplungsstärke $\tilde{\Gamma}$	100
	6.3.3 Einschränkung der Formfaktoren F_{TT0} und $F_{LT\,eff}$	104
	6.3.4 Zerfallswinkelanalyse und Untersuchung der Parität	108
	6.3.5 Diskussion der Ergebnisse	111
6.4	Zusammenfassung	114
	Referenzen	115

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Diagramme für e^+e^- -Annihilation und 2-Photon-Reaktion.	10
2.2	Bezeichnung der kinematischen Variablen der 2-Photon-Reaktion.	11
2.3	Winkelverteilungen in Tensormeson-Zerfällen	27
2.4	Diagramm zur $\gamma\gamma$ -Kopplung einer Resonanz.	29
2.5	Diagramme zur Gluonium-Erzeugung	33
2.6	Dalitz-Verteilung des Zerfalls $f_1 \rightarrow (K^* \bar{K} + \bar{K}^* K) \rightarrow K \bar{K} \pi$	37
2.7	Dalitz-Plot des Zerfalls $f_1 \rightarrow a_0 \pi \rightarrow K \bar{K} \pi$	38
3.1	Der CELLO Detektor.	42
3.2	Geometrische Akzeptanz von CELLO.	43
3.3	Aufschnitt des Innendetektors.	45
3.4	Energieverteilung im Vorwärts-Kalorimeter	48
3.5	Q^2 -Auflösung des Vorwärts-Kalorimeters	49
3.6	Spureerkennung im Trigger	51
4.1	Definition der Spurparameter	62
4.2	x-Koordinate des Primärvertex	63
4.3	Geometrie in V^0 - Zerfällen	64
4.4	Ereignis mit Sekundärvertices	66
4.5	Invariantes $\pi^+ \pi^-$ - Massenspektrum	68
4.6	V^0 - Massenspektrum	69
4.7	V^0 - Massenspektrum	69
4.8	Effizienz der Sekundärvertex- Rekonstruktion	70
5.1	Transversalimpulssumme $ \Sigma \vec{p}_t ^2$ der $K_S^0 K_S^0$ - Ereignisse	72
5.2	$\pi^+ \pi^-$ - Massen für Ereignisse mit zwei Sekundärvertices	73
5.3	$K_S^0 K_S^0$ - Massenspektrum	75
5.4	Helizitätswinkel θ_K^* für f_2' -Kandidaten	76
5.5	Fit an das $K_S^0 K_S^0$ - Massenspektrum	80
5.6	Likelihood-Konturen der Interferenzwinkel $\varphi(a_2)$ und $\varphi(f_2')$	81
5.7	Obere Grenzen für $f_2(1720)$ und $X(2220)$	82
5.8	Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^0)$	84
6.1	Invariante $\pi^+ \pi^-$ -Massen in der $K_S^0 K \pi$ -Selektion	88
6.2	Transversalimpulssumme $ \Sigma \vec{p}_t ^2$ in der $K_S^0 K \pi$ -Selektion	89
6.3	$K_S^0 K \pi$ -Massenverteilung für <i>no-tag</i> Ereignisse	90
6.4	Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 K^- \pi^+ (\bar{K}^0 K^+ \pi^-))$	91
6.5	$K_S^0 K \pi$ -Ereignis aus der <i>single-tag</i> Selektion	95

6.6	Massenverteilung der $K_S^0 K \pi$ - <i>single-tag</i> Ereignisse	96
6.7	Invariante Massen der selektierten $X(1420)$ -Ereignisse	97
6.8	Dalitz-Plot im Vergleich mit Monte-Carlo Modellen	99
6.9	Q^2 -Verlauf von $\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma \cdot B(X \rightarrow K \bar{K} \pi)$	101
6.10	Formfaktoren F_{TT0} gegen $F_{LT_{eff}}$ für einen $J^P = 1^+$ -Zustand	104
6.11	Formfaktoren F_{TT0} gegen $F_{LT_{eff}}$ für einen $J^P = 1^-$ -Zustand	105
6.12	$\Gamma_{\gamma\gamma}^{LT} / \Gamma_{\gamma\gamma}$ als Funktion von Q^2	106
6.13	Formfaktor F_{TT0} für $J^P = 1^-$ und $F_{LT_{eff}} = 0$	107
6.14	Verteilung von $ \cos \vartheta^* $ für Ereignisse mit $Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$	109
6.15	Korrelation von $ \cos \vartheta_{K^+}^* $ mit $ \cos \vartheta_{K^-}^* $	110
6.16	Mischungswinkel im 1^{++} -Nonett	112

Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften von Tensor-Zuständen	25
3.1	Aufbau des CELLO - Innendetektors.	44
3.2	Technische Daten des Kalorimeters.	46
3.3	Triggerbedingungen	51
5.1	Experimentelle Ergebnisse für $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2' \rightarrow K\bar{K})$	77
5.2	Obere Grenzen für $\Gamma_{\gamma\gamma}$ von $f_2(1720)$ und $X(2220)$	83
6.1	Messungen von $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c}$	93
6.2	Ergebnisse für $\tilde{\Gamma}(X(1420))$	102

Kapitel 1

Einleitung

In der Teilchenphysik spielen Streuexperimente eine entscheidende Rolle bei der Untersuchung von Teilchenstrukturen. Vielfach werden Photonen, entweder reelle oder von geladenen Projektilteilchen abgestrahlte virtuelle Photonen, benutzt, um die Struktur der Targeteilchen aufzulösen. Verschiedene Teilcheneigenschaften können in Experimenten untersucht werden, in denen Photonen sowohl Projektil als auch Target sind, d.h. in Photon-Photon-Streureaktionen.

Die klassische Physik beschreibt Licht durch die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen, die als Fortpflanzung der Anregung von magnetischer und elektrischer Feldstärke angesehen werden. Die zeitliche und räumliche Entwicklung der Felder wird durch die Maxwell-Gleichungen festgelegt, die als lineare Gleichungen die wechselwirkungsfreie Superposition von Lichtwellen beinhalten. Diese Beschreibungsweise hat sich mit der Einführung quantenmechanischer Konzepte gewandelt, die elektromagnetische Wellen in einem komplementären Bild als die Ausbreitung von Feldquanten, von Photonen, auffassen. In der Quantentheorie der Elektrodynamik (QED) bedingt die Unschärferelation, daß ein Photon kurzzeitig in ein virtuelles Teilchen-Antiteilchen Paar konvertieren kann. Ein zweites Photon kann an die Ladung eines dieser Teilchen koppeln, woraus die Möglichkeiten von elastischer Photon-Photon-Streuung und Produktion von Teilchen in Photon-Photon-Kollisionen resultieren.

Aufgrund der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte reichen die Photondichten und -energien konventioneller Lichtquellen nicht aus, um 2-Photon-Reaktionen mit beobachtbarer Rate hervorzurufen. Experimentell wird die hohe Dichte virtueller Photonen in elektromagnetischen Feldern geladener Teilchen benutzt, entweder bei der Streuung von Photonen am Coulomb-Feld von Kernen (Primakoff-Effekt) oder 2-Photon-Streuungen, die beim Durchdringen der Felder kollidierender geladener Teilchen ausgelöst werden. Die meisten experimentellen Resultate in der 2-Photon-Physik wurden mit der letzteren Methode an e^+e^- -Speicherringen gewonnen. Bei der Kollision der e^+ - und e^- -Strahlen können zwei raumartig virtuelle Photonen der elektromagnetischen Felder in Wechselwirkung treten und sich zu einem leptonischen oder hadronischen Endzustand vernichten: die einlaufenden e^\pm bleiben bei dieser Reaktion erhalten und werden – unter zumeist sehr kleinen Winkeln – gestreut.

Vielerlei Aspekte von 2-Photon-Reaktionen sind in den letzten Jahren, hauptsächlich an den Speicherringen DORIS, PETRA und PEP, studiert worden [1]. Neben der Paarerzeugung von Leptonen (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$), die als QED-Tests dienen, bieten hadronische Endzustände die Möglichkeit, Untersuchungen sowohl über die Struktur des Photons

als auch über die Struktur von Hadronen durchzuführen. Dazu gehören die Messungen der hadronischen Strukturfunktion des Photons und des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts. Es zeigt sich, daß die Ergebnisse bei niedrigen Impulsüberträgen gut im Rahmen des Vektor-Dominanz-Modells (VDM) beschrieben werden; in diesem Modell werden die Photonen als "Vektormesonen" (ρ, ω, ϕ) betrachtet und die 2-Photon-Reaktion durch die äquivalente Hadron-Streureaktion ersetzt. Erst bei höheren Impulsüberträgen wird die Struktur des Targetphotons aufgelöst und die Reaktion erfolgt durch Kopplung an die geladenen, virtuellen Konstituenten des Photons. Der Übergang zur punktförmigen Kopplung zeigt sich in der tief inelastischen $e\gamma$ -Streuung und der Produktion von Hadronen mit hohem Transversalimpuls.

Gegenstand weiterer Untersuchungen ist die 2-Photon-Erzeugung einzelner Resonanzen. Zugänglich sind Resonanzen mit positiver Ladungskonjugation, deren Produktion den zum radiativen Zerfall in zwei Photonen inversen Prozeß darstellt. Die Produktionsrate ist proportional 2-Photon-Kopplung, d.h. zur partiellen Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$. Die Messung von $\Gamma_{\gamma\gamma}$ erlaubt Rückschlüsse auf die Quark-Struktur der Resonanz und gibt daher ergänzende Informationen zur Hadron-Spektroskopie. In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt auf der Untersuchung von Resonanz-Produktion.

In der vorliegenden Arbeit werden die Reaktionen

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- K_S^0 K_S^0$$

und

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- K_S^0 K \pi$$

untersucht. In diesen Reaktionen kann nach verschiedenen Resonanzen gesucht werden, darunter: das Tensormeson f_2' , die Gluonium-Kandidaten $f_2(1720)$ und $X(2220)$ (in früherer Bezeichnung $\theta(1690)$ und $\xi(2220)$) im Endzustand $K_S^0 K_S^0$; in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K \pi$ gilt das Interesse dem Charmonium-Zustand η_c , dem Gluonium-Kandidaten $\eta(1440)$ (früher ι) und der Spin 1 Resonanz $f_1(1420)$ ($E(1420)$).

Es sei hier eine Übersicht über den Inhalt der folgenden Kapitel gegeben. Im anschließenden Kapitel werden die benötigten theoretischen Grundlagen zur Beschreibung von 2-Photon-Reaktionen angegeben. Dazu gehört der Zusammenhang zwischen dem meßbaren Gesamtwirkungsquerschnitt der Reaktion $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- R)$ mit den $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitten bzw. radiativen Breiten bei der Erzeugung von Resonanzen; es werden Skalare, Pseudoskalare, Axialvektor- und Tensor-Resonanzen behandelt und die Zerfallsmatrixelemente in den jeweiligen Endzustand $K_S^0 K_S^0$ bzw. $K_S^0 K \pi$ angegeben.

Im dritten Kapitel wird eine Beschreibung des Experiments gegeben, wobei auf die für diese Analyse wichtigen Komponenten eingegangen wird. Ferner werden die Prozedur der Datenrekonstruktion und die Schritte der Datenreduktion beschrieben, deren Ergebnis den Ausgangspunkt für die spätere Ereignisselektion bildet. Abschließend werden die Detektorsimulation und die in der Analyse verwendeten Monte-Carlo Verfahren erläutert.

Für die Selektion der Endzustände $K_S^0 K_S^0$ und $K_S^0 K \pi$ ist die Identifikation des K_S^0 von entscheidender Bedeutung. Die Signatur des schwachen Zerfalls $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ zeigt sich im Detektor als Zerfall nach einer endlichen Flugstrecke (V^0 -Zerfall). Im vierten Kapitel wird die Methode der V^0 -Rekonstruktion und K_S^0 -Identifikation vorgestellt.

In den Kapiteln fünf und sechs wird die Analyse der $K_S^0 K_S^0$ - und $K_S^0 K\pi$ - Produktion in 2-Photon-Reaktionen beschrieben. Ein Teil der Resultate wurde bereits publiziert oder in Konferenzbeiträgen vorgestellt [2,3,4].

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen an e^+e^- -Speicherringen

Der einfachste Prozeß, mit dem kollidierende Elektronen und Positronen in Wechselwirkung treten, ist deren Annihilation zu einem virtuellen Photon, dessen Energie gleich der Schwerpunktsenergie, also der zweifachen Strahlenergie ist. Bei dem Annihilations- oder 1-Photon-Prozeß koppelt das Photon anschließend an die Ladung eines Lepton-Antilepton- bzw. eines Quark-Antiquark-Paars. Demgegenüber steht die 2-Photon-Reaktion, bei der zwei vom einlaufenden Elektron und Positron abgestrahlte virtuelle Photonen wechselwirken und einen hadronischen oder leptonischen Endzustand bilden. Die schematischen Diagramme beider Prozesse sind in Abbildung 2.1 gegenübergestellt. Die 2-Photon-Reaktion ist ein Prozeß zweiter Ordnung in der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α ($\approx \frac{1}{137}$), der Wirkungsquerschnitt sollte darum mit α^2 gegenüber der Annihilation unterdrückt sein. Dennoch ist der Wirkungsquerschnitt für $\gamma\gamma$ -Reaktionen an typischen e^+e^- -Speicherringen größer als der für 1-Photon-Reaktionen. Der Grund dafür liegt in den sehr verschiedenen Massen der an den jeweiligen Prozessen beteiligten Photonen. Der Photonpropagator sorgt bei der Annihilation für einen Abfall des Wirkungsquerschnitts mit $1/s$ (\sqrt{s} : Schwerpunktsenergie $= 2 \times$ Strahlenergie E), während 2-Photon-Reaktionen überwiegend über Photonen mit geringer Virtualität ablaufen und somit weitaus weniger Unterdrückung durch den Propagator erfahren.

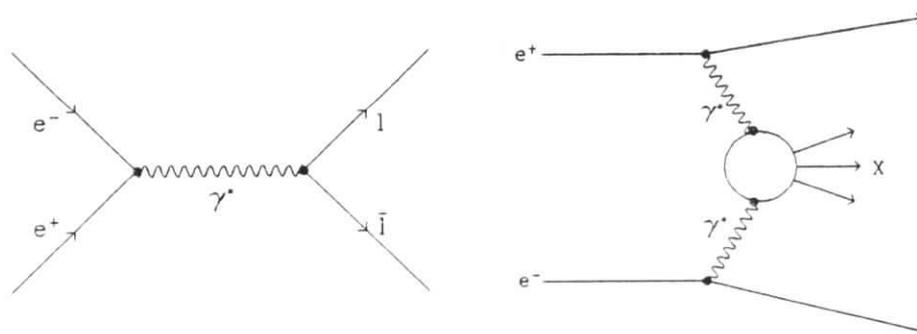


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramme für e^+e^- -Annihilation und 2-Photon-Reaktion.

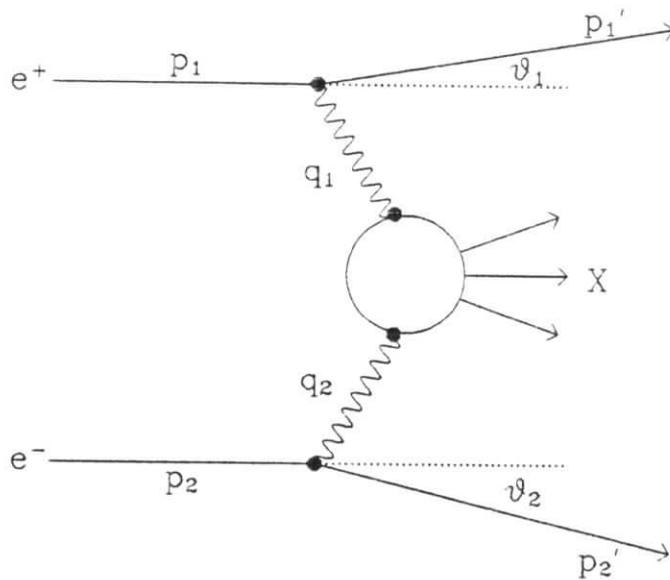


Abbildung 2.2: Bezeichnung der kinematischen Variablen der 2-Photon-Reaktion.

Abbildung 2.2 soll zur Erläuterung der kinematischen Variablen des 2-Photon-Prozesses $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ dienen. Die einlaufenden Leptonen werden durch die Vierervektoren $p_1 = (E_1, \vec{p}_1)$ und $p_2 = (E_2, \vec{p}_2)$ beschrieben, die auslaufenden entsprechend durch die Vektoren p_1' und p_2' . Das Laborsystem ist definiert als das Schwerpunktsystem der einlaufenden Leptonen, wobei die z -Achse durch die Richtung des einlaufenden Elektrons bestimmt ist. Sind die Strahlen unpolarisiert und die Polarisierungen der auslaufenden Leptonen unbeobachtet, so tritt keine Abhängigkeit vom Azimutwinkel auf. Bei gegebener Strahlenergie E ($= E_1 = E_2$) sind im Laborsystem fünf Meßgrößen zugänglich: Die Energien E_1', E_2' der gestreuten Leptonen, deren Streuwinkel ϑ_1, ϑ_2 bezüglich der Strahlachse sowie der Winkel φ zwischen den Leptonstrebeneben.

Die Vierervektoren der abgestrahlten Photonen werden mit $q_1 = (E_{\gamma 1}, \vec{q}_1)$ und $q_2 = (E_{\gamma 2}, \vec{q}_2)$ bezeichnet und sind durch $q_i = p_i - p_i'$ festgelegt. Die Photonen sind raumartig, ihre invarianten Massenquadrate q_i^2 sind also negativ und ihnen werden die positiven Größen $Q_i^2 = -q_i^2$ zugeordnet. Aufgrund der Photonpropagatoren, die im Diagramm 2.2 auftreten, werden die Photonen bevorzugt unter kleinen Winkeln und mit kleinen Q_i^2 abgestrahlt. Die Massenquadrate lassen sich durch die Leptonvariablen ausdrücken als:

$$\begin{aligned}
 Q_i^2 &= -(p_i - p_i')^2 = -2m_e^2 + 2EE_i' \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{m_e^2}{E^2}} \cdot \sqrt{1 - \frac{m_e^2}{E_i'^2}} \cdot \cos \vartheta_i \right) \quad (2.1) \\
 &\approx 2EE_i' \cdot (1 - \cos \vartheta_i) \quad \left(\text{für } \frac{m_e}{E_i} \ll 1 \right)
 \end{aligned}$$

Allerdings ist zu beachten, daß die Vernachlässigung der Elektronmasse m_e nicht immer gerechtfertigt ist, insbesondere nicht im Grenzfall $\vartheta_i = 0$. Die Abstrahlung eines reellen Photons ($Q^2 = 0$) ist aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung verboten, und es

ergibt sich ein minimales Q^2 von:

$$Q_{min}^2 = \frac{m_e^2 E_\gamma^2}{E \cdot (E - E_\gamma)} \quad (2.2)$$

Neben den q_i^2 kann als weitere lorentzinvariante Größe die invariante Masse W des Endzustands eingeführt werden. Der Vierervektor des Endzustands sei mit k bezeichnet und ergibt sich aus der Summe der Photonimpulse:

$$\begin{aligned} k &= q_1 + q_2 \\ &= (p_1 - p'_1) + (p_2 - p'_2) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Für die invariante Masse $W = \sqrt{k^2}$ gilt dann:

$$\begin{aligned} W^2 &= 4E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} - 2E'_1 E'_2 (1 - \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 - \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \cos \varphi) + O\left(\frac{m_e}{E_i}\right) \\ &\approx 4E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} \quad \text{für kleine } \vartheta_i \end{aligned} \quad (2.4)$$

Das bedeutet, daß ein kontinuierliches Spektrum von Endzustandsenergien W auftritt; dabei ist W aber meist klein gegen die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 2E$, die in der 1-Photon-Annihilation, wenn man von Strahlungskorrekturen absieht, zur Verfügung steht.

Bevor in Abschnitt 2.2 der exakte Zusammenhang zwischen dem Gesamtwirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ und den $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitten $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow X)$ dargestellt wird, sollen hier anhand einer Näherung einige Eigenschaften von $\gamma\gamma$ -Reaktionen betrachtet werden. Eine häufig angewandte Näherung, die *Equivalent Photon Approximation (EPA)*, basiert auf der Aufteilung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ in $\gamma\gamma \rightarrow X$ und eine Luminositätsfunktion $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$, die als Produkt von zwei unabhängigen Photondichtefunktionen behandelt wird. Die Näherung beschreibt das Feld der einlaufenden Elektronen und Positronen durch Dichtefunktionen n_i für transversale Photonen und vernachlässigt die Q^2 -Abhängigkeit der $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte. Die Photondichten $d^2 n_i$ werden als Spektren differentiell in E_{γ_i} und Q_i^2 angegeben [5]:

$$d^2 n_i = \frac{\alpha}{\pi} \left(\left(1 - \frac{E_{\gamma_i}}{E} + \frac{E_{\gamma_i}^2}{2E^2}\right) - \left(1 - \frac{E_{\gamma_i}}{E}\right) \frac{Q_{min,i}^2}{Q_i^2} \right) \frac{dE_{\gamma_i}}{E_{\gamma_i}} \frac{dQ_i^2}{Q_i^2} \quad (2.5)$$

Der Q^2 -Verlauf des Photonspektrums ist durch ein Abfallen mit $1/Q^2$ gekennzeichnet, und ein Pol bei $Q^2 = 0$ wird nur durch die kinematische Grenze Q_{min}^2 in Gleichung 2.2 verhindert. Zur Betrachtung der Energieabhängigkeit wird über Q^2 integriert; wird näherungsweise nur der führende Term berücksichtigt, lautet das Ergebnis [1]:

$$dn_i = \frac{\alpha}{\pi} \left(1 + (1 - E_{\gamma_i}/E)^2\right) \ln\left(\frac{E}{m_e}\right) \frac{dE_{\gamma_i}}{E_{\gamma_i}} \quad (2.6)$$

Das Energiespektrum zeigt das für Bremsstrahlungsprozesse typische $1/E_{\gamma_i}$ -Verhalten. In der auch als Weizsäcker-Williams Approximation [6] bezeichneten Näherung wird nun die $\gamma\gamma$ -Luminositätesfunktion angesetzt als:

$$\frac{d^2 \mathcal{L}_{\gamma\gamma}}{dE_{\gamma_1} dE_{\gamma_2}} = \frac{dn_1}{dE_{\gamma_1}} \cdot \frac{dn_2}{dE_{\gamma_2}} \quad (2.7)$$

Führt man die quadratische skalierte Schwerpunktsenergie $z = (W/2E)^2$ ein und nutzt die Beziehung $z = E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}/E^2$ (siehe Gleichung 2.4), so kann die Luminosität geschrieben werden als:

$$\frac{d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}}{dz} = \left(\frac{2\alpha}{\pi} \ln\left(\frac{E}{m_e}\right) \right)^2 \cdot \frac{f(z)}{z} \quad (2.8)$$

mit Low's Funktion [7]: $f(z) = (2+z)^2 \ln(1/z) - 2(1-z)(3+z)$

Der Gesamtwirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ ist mit dem $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt verknüpft durch:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = \int_0^1 \sigma(\gamma\gamma \rightarrow X) \frac{d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}}{dz} dz \quad (2.9)$$

Als Beispiel sei hier der $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung einer Resonanz eingesetzt; für eine schmale Resonanz, d.h. falls die Breite klein gegen die Resonanzmasse m_R ist, kann die Massenverteilung durch die δ -Funktion angenähert werden und der Wirkungsquerschnitt ist:

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow R) = 8\pi^2(2J+1) \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{m_R} \delta(W^2 - m_R^2) \quad (2.10)$$

wobei J die Spinquantenzahl und $\Gamma_{\gamma\gamma}$ die 2-Photon-Zerfallsbreite ist. Durch Einsetzen in Gleichung 2.9 ergibt sich der Gesamtwirkungsquerschnitt für die 2-Photon-Erzeugung einer Resonanz:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R) = 8\alpha^2(2J+1) \left(\ln\left(\frac{E}{m_e}\right) \right)^2 \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{m_R^2} f\left(\frac{m_R^2}{4E^2}\right) \quad (2.11)$$

Eine interessante Eigenschaft dieses Zusammenhangs ist die Proportionalität des Gesamtwirkungsquerschnitts zur Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}$. Daher schlug Low 1960 vor [7], die π^0 -Lebensdauer über $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^0)$ zu messen, und gab damit einen ersten Anstoß zur Untersuchung von 2-Photon-Reaktionen an e^+e^- -Speicherringen.

Aus den Beziehungen 2.1 und 2.3 ist ersichtlich, daß die Kinematik des $\gamma\gamma$ -Systems vollständig festgelegt ist, falls sowohl das gestreute Elektron als auch das Positron genügend große Streuwinkel haben und so im Detektor gemessen werden können. In diesem Fall sind die Vierervektoren beider Photonen bestimmt (*double-tag*). Diese Konstellation ist jedoch experimentell die Ausnahme, da, wie man aus Gleichung 2.5 sieht, bevorzugt kleine Q_i^2 und mithin kleine Streuwinkel ϑ_i auftreten, so daß entweder eines oder beide der auslaufenden Elektronen und Positronen unbeobachtet ins Strahlrohr gestreut werden (*single-tag* bzw. *no-tag*). In letzteren Fällen wird die invariante Masse W aus dem Endzustand selbst rekonstruiert. In vielen 2-Photon-Analysen werden ausschließlich *no-tag* Ereignisse betrachtet, d.h. es wird verlangt, daß kein gestreutes Elektron oder Positron im Detektor sichtbar ist (*anti-tag*). Die wechselwirkenden Photonen sind dadurch, abhängig von der Detektorgeometrie, auf kleine Virtualität eingeschränkt, und man beobachtet überwiegend die Streuung von Photonen mit sehr kleinem Q^2 (quasireelle Photonen). Im folgenden wird das Symbol γ für quasireelle Photonen verwendet und das Symbol γ^* für virtuelle Photonen, die durch Nachweis des gestreuten Leptons 'getagged' werden können. Die Ereignisraten für *no-tag* Reaktionen sind typisch um einen Faktor 10 höher als in *single-tag* Reaktionen.

Gleichung 2.11 kann man entnehmen, daß die Erzeugungsrate einer Resonanz mit zunehmender Masse rasch abfällt. Dies ist eine Konsequenz des bremsstrahlungs-ähnlichen Energiespektrums des Photonflusses und gilt allgemein auch für nichtresonante Endzustände. Bei konstantem, von W unabhängigen $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt gilt für die Ereignisrate pro W -Intervall näherungsweise:

$$\frac{dN}{dW} \propto \frac{1}{W} \cdot \ln\left(\frac{2E}{W}\right)$$

Eine Folge der vorherrschend kleinen invarianten Massen ist die niedrige mittlere Multiplizität von 2-Photon-Ereignissen; entsprechend dominieren bei kleinen W Ereignisse mit nur zwei Teilchen im Endzustand. Als Folge ergibt sich weiterhin, daß die Endzustandsteilchen im Mittel nur kleine Transversalimpulse aufweisen.

Eine weitere charakteristische Eigenschaft von 2-Photon-Ereignissen ist die Bewegung des $\gamma\gamma$ -Systems relativ zum Laborsystem. Zwar ist bei Streuung quasireeller Photonen ($Q_i^2 \approx 0$) der Transversalimpuls des Endzustands sehr klein; der Impuls entlang der Strahlrichtung jedoch wird durch die Differenz der Photonenergien bestimmt, und die zumeist stark asymmetrischen Photonenergien führen zu hohen Longitudinalimpulsen. Für die Ereignisstruktur folgt daraus eine Konzentration der Endzustandsteilchen bei kleinen Winkeln zur Strahlachse aufgrund der Lorentztransformation vom $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem ins Laborsystem. Bei vielen $\gamma\gamma$ -Prozessen wird dieser Effekt noch verstärkt durch starke Vorwärtsstreuung in den $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitten.

Die genannten qualitativen Eigenschaften von 2-Photon-Reaktionen – kleine invariante Massen, niedrige Multiplizität, geringe Transversalimpulse und kleine Winkel zur Strahlachse – stellen hohe Anforderungen an die Akzeptanz der verwendeten Detektoren. Insbesondere bei der Untersuchung von exklusiven Endzuständen (d.h. es ist der vollständige Nachweis aller Teilchen des Endzustands gefordert) führt dies zu kleinen Nachweiseffizienzen, die typischerweise nur wenige Prozent betragen.

2.2 Definition der $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte

Das Diagramm für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, läßt sich in drei Anteile zerlegen: Zwei Leptonströme, die den $ee\gamma$ -Vertices zugeordnet sind, und den Teilprozeß $\gamma\gamma \rightarrow X$, der durch zwei Photonpropagatoren und die Amplitude $M^{\alpha\beta}$ für die $\gamma\gamma$ -Kopplung des Zustands X beschrieben wird. Das vollständige Matrixelement für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ lautet [5]:

$$S = -e^2 \{ \bar{u}(p'_1, s'_1) \gamma^\mu u(p_1, s_1) \} \frac{g_{\mu\alpha}}{q_1^2} M^{\alpha\beta} \frac{g_{\beta\nu}}{q_2^2} \{ \bar{v}(p'_2, s'_2) \gamma^\nu u(p_2, s_2) \} \quad (2.12)$$

wobei die Ausdrücke in geschweiften Klammern die Lepton-Übergangsströme j_1^μ und j_2^ν sind, ausgedrückt durch die Dirac-Spinoren u und v für Elektronen und Positronen. Die bei der Herleitung des Wirkungsquerschnitts auftretenden Quadrate der Leptonströme werden nach den Regeln der QED berechnet und als Photon-Dichtematrizen $\rho_i^{\mu\mu'} = 1/q_i^2 j_i^\mu j_i^{\mu'}$ angegeben. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für 2-Photon-Reaktionen an e^+e^- -Speicherringen ist dann gegeben durch:

$$d\sigma = \frac{(4\pi\alpha)^2}{q_1^2 q_2^2} \rho_1^{\mu\mu'} \rho_2^{\nu\nu'} M_{\mu'\nu'}^* M_{\mu\nu} \frac{(2\pi)^4 \delta^4(q_1 + q_2 - k) d\Gamma}{4\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} \cdot \frac{d^3 p'_1}{(2\pi)^3 \cdot 2E'_1} \cdot \frac{d^3 p'_2}{(2\pi)^3 \cdot 2E'_2} \quad (2.13)$$

Dabei ist $d\Gamma$ das lorentzinvariante Phasenraumelement des Endzustands X :

$$d\Gamma = \prod_j \frac{d^3 k_j}{2E_j (2\pi)^3} \quad (2.14)$$

wobei das Produkt über alle Teilchen des Endzustands läuft ($k = \sum_{j=1}^n k_j$).

Die Summation $\rho_1^{\mu\mu'} \rho_2^{\nu\nu'} M_{\mu'\nu'}^* M_{\mu\nu}$ in Gleichung 2.13 erstreckt sich über 256 Summanden. Eine wesentlich einfachere Entwicklung des Ausdrucks läßt sich nach Transformation in ein anderes Basissystem durchführen. Die Entwicklung wurde von Budnev et al. [5] in der Helizitätsbasis vorgenommen und berücksichtigt alle Einschränkungen durch Lorentz-, Zeitumkehr- und Eichinvarianz, um die Summation auf acht Terme zu reduzieren. Der Übergang in die Helizitätsbasis ist definiert durch:

$$M_{ab} = \varepsilon_{1a}^\mu \varepsilon_{2b}^\nu M_{\mu\nu} \quad (2.15)$$

und entsprechend für $\rho_i^{\mu\nu}$, wobei die Indizes a und b die Werte $+$, $-$ und 0 annehmen und $\varepsilon_{i\pm}$ die Polarisationsvektoren transversaler Photonen mit Helizität ± 1 sind und ε_{i0} für longitudinal polarisierte Photonen.

Um den Wirkungsquerschnitt differentiell in den Leptonvariablen $d^3 p'_1$ und $d^3 p'_2$ zu erhalten, wird Gleichung 2.13 über den Phasenraum des Endzustands integriert. Im Wirkungsquerschnitt tritt dann ein Ausdruck der Form

$$W^{a'b',ab} = \frac{1}{2} \int M^{*a'b'} M^{ab} (2\pi)^4 \cdot \delta^4(q_1 + q_2 - k) d\Gamma \quad (2.16)$$

auf, der als hadronischer Tensor bezeichnet wird und alle Information über die $\gamma\gamma$ -Kopplung des Endzustands enthält. Der hadronische Tensor kann bis auf Flußfaktoren mit den $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitten identifiziert werden. Eine kompakte Darstellung

der Wirkungsquerschnitte erhält man, wenn die transversalen Polarisationszustände der Photonen (Helizität ± 1) zusammengefaßt mit dem Index T bezeichnet werden und der longitudinale (Helizität 0) mit dem Index L . Mit diesen Bezeichnungen werden die $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte definiert durch [5,9]:

$$\begin{aligned}
W_{TT} &= \frac{1}{2}(W_{++,++} + W_{+,-,-}) = 2\sqrt{X}\sigma_{TT} \\
W_{TL} &= W_{+0,-0} = 2\sqrt{X}\sigma_{TL} \\
W_{LT} &= W_{0+,0+} = 2\sqrt{X}\sigma_{LT} \\
W_{LL} &= W_{00,00} = 2\sqrt{X}\sigma_{LL} \\
W_{TT}^{\tau} &= W_{+,-,-} = 2\sqrt{X}\tau_{TT} \\
W_{TL}^{\tau} &= \frac{1}{2}(W_{++,00} + W_{0+,-0}) = 2\sqrt{X}\tau_{TL} \\
W_{TT}^{\alpha} &= \frac{1}{2}(W_{++,++} - W_{+,-,-}) = 2\sqrt{X}\tau_{TT}^{\alpha} \\
W_{TL}^{\alpha} &= \frac{1}{2}(W_{++,00} - W_{0+,-0}) = 2\sqrt{X}\tau_{TL}^{\alpha}
\end{aligned} \tag{2.17}$$

Dabei ist X Møller's Flußfaktor, die Erweiterung der üblichen Flußdefinition auf raumartig virtuelle Teilchen:

$$X = (q_1 \cdot q_2)^2 - q_1^2 q_2^2 = k^{*2} \cdot W^2 \tag{2.18}$$

und k^* bezeichnet den Photonimpuls im $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem.

Die in Gleichung 2.17 gegebenen $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte sind lorentzinvariante Größen, die ihrerseits nur von den Lorentzinvarianten Q_1^2, Q_2^2 und W der $\gamma\gamma$ -Reaktion abhängen. Die Darstellung in der Helizitätsbasis erlaubt eine einfache Interpretation der einzelnen Anteile: Die σ_{ij} ($i, j = L, T$) sind die Wirkungsquerschnitte der $\gamma\gamma$ -Reaktion, aufgegliedert nach transversalem und longitudinalem Polarisationszustand von Photon 1 und 2. Die Interferenzterme τ_{ij} spielen keine Rolle, wenn die Azimutwinkel der auslaufenden e^{\pm} nicht beobachtet werden. Der vollständige Ausdruck für den Zusammenhang des Gesamtwirkungsquerschnitts $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ mit den $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitten ist [5]:

$$\begin{aligned}
d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) &= \frac{\alpha^2}{32\pi^4 Q_1^2 Q_2^2} \frac{\sqrt{X}}{E^2} \cdot \\
&\cdot \left(4\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{TT} + 2|\rho_1^{+-}\rho_2^{-}| \tau_{TT} \cos 2\bar{\varphi} + 2\rho_1^{++}\rho_2^{00}\sigma_{TL} \right. \\
&+ 2\rho_1^{00}\rho_2^{++}\sigma_{LT} + \rho_1^{00}\rho_2^{00}\sigma_{LL} - 8|\rho_1^{+0}\rho_2^{+0}| \tau_{TL} \cos \bar{\varphi} \\
&\left. + A \cdot \tau_{TT}^{\alpha} + B \cdot \tau_{TL}^{\alpha} \right) \cdot \frac{d^3 p'_1}{E'_1} \frac{d^3 p'_2}{E'_2}
\end{aligned} \tag{2.19}$$

wobei $\bar{\varphi}$ der Azimutwinkel zwischen den Leptonstrebeneben ist. Falls die Azimutwinkel unbeobachtet bleiben, fallen die Interferenzterme τ_{ij} durch Integration über $\bar{\varphi}$ fort. Die Terme τ_{TT}^{α} und τ_{TL}^{α} verschwinden für unpolarisierte e^{\pm} Strahlen [5]. Es verbleiben also drei unabhängige Wirkungsquerschnitte σ_{TT}, σ_{LT} und σ_{LL} , da aus Symmetriegründen $\sigma_{LT}(Q_1^2, Q_2^2, W) = \sigma_{TL}(Q_2^2, Q_1^2, W)$. Welche Wirkungsquerschnitte zu einer bestimmten Reaktion beitragen, hängt von den Q_i^2 der wechselwirkenden Photonen ab und ist daher abhängig davon, ob *no-tag*, *single-tag* oder *double-tag* Ereignisse untersucht werden. In dem wichtigen Sonderfall der Streuung quasireeller Photonen beispielsweise ist ausschließlich σ_{TT} zu berücksichtigen. Im folgenden Abschnitt werden die in dieser Arbeit verwendeten $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung einzelner Resonanzen in *no-tag* bzw. *single-tag* Reaktionen angegeben.

2.3 Anregung einzelner Resonanzen

Der zum radiativen Zerfall eines Mesons $R \rightarrow \gamma\gamma$ umgekehrte Prozeß kann als 2-Photon-Erzeugung einer Resonanz $\gamma\gamma \rightarrow R$ beobachtet werden. Der Erzeugungmechanismus beschränkt die zugänglichen Resonanzen in ihren Quantenzahlen auf die mit zwei Photonen konstruierbaren J^{PC} -Zustände. Die C -Parität ist als multiplikative Quantenzahl notwendig gerade ($C = +1$). Weitere Auswahlregeln folgen aus allgemeinen Prinzipien und sind als Yangs Theoreme bekannt [10,11], so können z.B. zwei transversale Photonen nicht an ein Spin 1 Teilchen koppeln.

In diesem Abschnitt wird zunächst der Zusammenhang zwischen der Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ einer Resonanz und dem hadronischen Tensor W^{abab} bzw. den Helizitätsamplituden M^{ab} beschrieben. In den folgenden Abschnitten werden die in dieser Arbeit benötigten Ausdrücke für Wirkungsquerschnitte, Zerfallsbreiten und Formfaktoren für Skalare und Pseudoskalare ($J^{PC} = 0^{++}$ und $J^{PC} = 0^{-+}$), Axialvektoren ($J^{PC} = 1^{++}$) und Tensoren ($J^{PC} = 2^{++}$) angegeben. Die Definition der Wirkungsquerschnitte und Formfaktoren folgt der von Poppe vorgeschlagenen Konvention [9].

Der hadronische Tensor für die Erzeugung einer Resonanz mit Spinrichtungsquantenzahl J_z und deren anschließenden Zerfall kann geschrieben werden als:

$$W_{abab} = \frac{1}{2} \int \left| \frac{M_{ab}^{J_z=a-b} \cdot D_f^{J_z}}{W^2 - m_R^2 + im_R \Gamma_R} \right|^2 d\Gamma \quad (2.20)$$

wobei m_R und Γ_R Resonanzmasse und -breite sind. $D_f^{J_z}$ bezeichnet das Matrixelement für den Zerfall $R \rightarrow f$ in einen gegebenen Endzustand f . Das Integral über den Phasenraum kann durch die partielle Resonanzbreite ausgedrückt werden als [12]:

$$\Gamma_R \cdot B(R \rightarrow f) = \frac{1}{2m_R} \int d\Gamma |D_f^{J_z}|^2 \quad (2.21)$$

Eingesetzt in den hadronischen Tensor ergibt sich:

$$W_{abab} = \frac{1}{2} |M_{ab}|^2 \cdot \frac{2m_R \Gamma_R \cdot B(R \rightarrow f)}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2} \quad (2.22)$$

Die Resonanzbreite Γ_R kann für schmale Resonanzen ($\Gamma_R/m_R \ll 1$) als Konstante behandelt werden. Ist die Breite nicht vernachlässigbar, so müssen der sich mit W vergrößernde Zerfallsphasenraum und der Zerfallsformfaktor einbezogen werden. Darauf wird im Zusammenhang mit der Tensormeson-Produktion in Abschnitt 2.3.3 noch eingegangen.

Als $\gamma\gamma$ -Kopplungsstärke einer Resonanz wird die partielle Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ eingeführt, die für $Q_i^2 \rightarrow 0$ der radiativen Breite für den Zerfall $R \rightarrow \gamma\gamma$ in reelle Photonen entspricht. Analog zu Gleichung 2.21 wird $\Gamma_{\gamma\gamma}$, zunächst für die einzelnen Polarisationszustände J_z , ausgedrückt durch:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z} = \frac{1}{2m_R} \int \sum_{a-b=J_z} |M_{ab}|^2 d\Gamma(\gamma\gamma) \quad (2.23)$$

Dabei läuft die Summe über die für reelle Photonen erlaubten, transversalen Helizitäten $a, b = +, -$, die zum Polarisationszustand J_z der Resonanz beitragen. $d\Gamma(\gamma\gamma)$ ist

das Phasenraumelement der Zerfallsphotonen; allgemein ist der Phasenraum für zwei virtuelle Photonen gegeben durch:

$$d\Gamma(\gamma^*\gamma^*) = \frac{1}{(4\pi)^2} \cdot \frac{k^*}{W} d\Omega \quad (2.24)$$

Sind beide Photonen reell, so gilt für den Photonimpuls $k^* = W/2$, und es ist zu beachten, daß wegen der Ununterscheidbarkeit der Photonen nur der halbe Phasenraum zur Verfügung steht:

$$d\Gamma(\gamma\gamma) = \frac{1}{64\pi^2} d\Omega \quad (2.25)$$

Die partielle Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ ergibt sich nun durch Mittelung über die Polarisationszustände J_z der Resonanz:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{1}{2J+1} \sum_{J_z} \Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z} = \frac{1}{2J+1} \frac{1}{2m_R} \int d\Gamma(\gamma\gamma) \sum_{a,b=+,-} |M_{ab}|^2 \quad (2.26)$$

und durch Integration über den Phasenraum der Photonen:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{1}{32\pi(2J+1) \cdot m_R} \sum_{a,b=+,-} |M_{ab}|^2 \quad (2.27)$$

Die angegebenen Formeln sind für die Kopplung von Mesonen an zwei reelle Photonen gültig. Wie bereits erwähnt, können $J = 1$ -Zustände nicht durch reelle Photonen erzeugt werden. Ist jedoch wenigstens ein Photon stark virtuell, so ist Yangs Theorem nicht anwendbar und die Kopplung an $J = 1$ erlaubt. Es wird hier der *single-tag* Fall betrachtet, in dem ein Photon (willkürlich als Photon 1 bezeichnet) stark virtuell ist und durch Nachweis des gestreuten Leptons im Detektor 'getagged' ist, während das zweite durch Nicht-Beobachtung des gestreuten Leptons auf kleine Virtualität eingeschränkt wird. Obwohl der zur Erzeugung inverse Prozess $R(J = 1) \rightarrow \gamma\gamma^*$ nicht auftritt, ist es nützlich, eine zur Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ analog definierte Größe $\Gamma_{\gamma\gamma^*}$ einzuführen, um die Wirkungsquerschnitte in ähnlicher Weise wie für $J = 0$ und $J = 2$ Resonanzen schreiben zu können. Die Erzeugung eines Spin 1 Teilchens erfolgt entweder durch zwei transversale Photonen (TT) oder durch ein longitudinales und ein transversales Photon (LT). In Analogie zu Gleichung 2.23 können die Größen $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{J_z}$ definiert werden; die $J_z = \pm 1$ Komponenten werden zur Abkürzung zusammengefaßt als $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{LT}$ geschrieben und die $J_z = 0$ Komponente mit $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{TT}$ bezeichnet. Es ist sinnvoll, für den Phasenraum der Photonen den Ausdruck 2.24 zu verwenden und nicht wie in Gleichung 2.25 zusätzlich den Faktor $1/2$ anzubringen, da Photon 1 und 2 nicht ununterscheidbar sind¹. Damit ergibt sich für die partiellen Breiten $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{TT}$ und $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{LT}$:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\gamma\gamma^*}^{TT}(Q^2) &= \frac{1}{8\pi(2J+1) m_R} \cdot \frac{k^*}{W} \cdot (|M_{++}|^2 + |M_{--}|^2) \\ \Gamma_{\gamma\gamma^*}^{LT}(Q^2) &= \frac{1}{8\pi(2J+1) m_R} \cdot \frac{k^*}{W} \cdot (|M_{0+}|^2 + |M_{0-}|^2) \end{aligned} \quad (2.28)$$

¹Es ist dieser Faktor $1/2$, der letztlich die $\Gamma_{\gamma\gamma^*}$ Konvention der TPC/2 γ und Mark II Kollaborationen unterscheidet. Die hier vorgenommene Definition entspricht der von Cahn vorgeschlagenen [13] und von Mark II verwendeten Konvention.

und für die gesamte $\gamma\gamma^*$ -„Breite“ $\Gamma_{\gamma\gamma^*} = \Gamma_{\gamma\gamma^*}^{TT} + \Gamma_{\gamma\gamma^*}^{LT}$. Im folgenden wird wie hier die Größe $\Gamma_{\gamma\gamma^*}$ gelegentlich als Breite bezeichnet, obwohl $\Gamma_{\gamma\gamma^*}$ keine physikalische Zerfallsbreite ist; es ist insbesondere zu beachten, daß $\Gamma_{\gamma\gamma^*}$ im Limes $Q_1^2 \rightarrow 0$ verschwindet. Auf die Q^2 -Abhängigkeit von $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{TT}$ und $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{LT}$ wird in Abschnitt 2.3.2 näher eingegangen.

2.3.1 Skalare und Pseudoskalare Resonanzen

Für die Erzeugung von pseudoskalaren Resonanzen, wie z.B. $\eta, \eta', \eta(1440)$ und η_c , haben die Helizitätsamplituden die Form [9]:

$$M^{++} = \sqrt{X} \cdot F_{TT0}(Q_1^2, Q_2^2) \quad (2.29)$$

und $M^{--} = -M^{++}$; alle anderen M^{ab} verschwinden. F_{TT0} ist der Formfaktor, der die Q^2 -Abhängigkeit der Kopplung von zwei transversalen, gleichsinnig polarisierten Photonen an die Resonanz beschreibt. Mit 2.22 lautet der hadronische Tensor:

$$\begin{aligned} W^{++,++} &= X \frac{m_R \Gamma_R}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2} F_{TT0}^2(Q_1^2, Q_2^2) \\ W^{--,--} &= -W^{++,++} \end{aligned} \quad (2.30)$$

Daraus ergibt sich für den $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt (siehe Gleichung 2.17):

$$\sigma_{TT} = \frac{\sqrt{X}}{4} \frac{m_R \Gamma_R}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2} F_{TT0}^2(Q_1^2, Q_2^2) \quad (2.31)$$

Aus Gleichung 2.27 folgt für die $\gamma\gamma$ -Breite:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{W^4}{64\pi m_R} \cdot F_{TT0}^2(0, 0) \quad (2.32)$$

Die W -Abhängigkeit der Breite wird meist vernachlässigt, da für Resonanzen mit $\Gamma_R \ll m_R$ näherungsweise $W = m_R$ gesetzt werden kann. Damit kann der Wirkungsquerschnitt für $Q_i^2 = 0$ angegeben werden als:

$$\sigma_{TT} = 8\pi \frac{W^2}{m_R^2} \frac{\Gamma_R}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2} \Gamma_{\gamma\gamma} \quad (2.33)$$

Zur Beschreibung der Q^2 -Abhängigkeit können die Formfaktoren in eine Normierung bei $Q_i^2 = 0$ und einen skalierten Formfaktor $f(Q_1^2, Q_2^2)$ aufgespalten werden:

$$F^2(Q_1^2, Q_2^2) = F^2(0, 0) \cdot f^2(Q_1^2, Q_2^2) = \frac{64\pi \Gamma_{\gamma\gamma}}{m_R^3} \cdot f^2(Q_1^2, Q_2^2) \quad (2.34)$$

Mit diesen Bezeichnungen ergibt sich für den Gesamtwirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- R(0^{+-})$ durch Einsetzen in Gleichung 2.19:

$$d\sigma = \frac{2\alpha^2}{\pi^3 E^2} \frac{X \cdot f^2(Q_1^2, Q_2^2)}{Q_1^2 Q_2^2 m_R^2} \rho_1^{+-} \rho_2^{+-} \frac{\Gamma_R \Gamma_{\gamma\gamma} B(R \rightarrow f)}{(W^2 - m_R^2)^2 + \Gamma_R^2 m_R^2} \cdot \frac{d^3 p'_1}{E'_1} \frac{d^3 p'_2}{E'_2} \quad (2.35)$$

Mit dieser Beziehung kann bei bekanntem Verzweigungsverhältnis $B(R \rightarrow f)$ die $\gamma\gamma$ -Breite aus dem Gesamtwirkungsquerschnitt bestimmt werden. Dafür ist allerdings eine

Annahme über den Formfaktor $f(Q_1^2, Q_2^2)$ notwendig. Die Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ist beim η' gemessen worden [15,16] und das Ergebnis ist konsistent mit einem ρ -Formfaktor. Ein Vektormeson-Formfaktor wird aus dem *Vektormeson Dominanz Modell* (VDM) erwartet; im VDM werden die Photonen als äquivalent zu Vektormesonen betrachtet und die Photon-Photon-Reaktion als hadronische Wechselwirkung der Vektormesonen behandelt. Eine entsprechende Parametrisierung des Formfaktors ist:

$$f(Q_1^2, Q_2^2) = \frac{1}{(1 + Q_1^2/m_V^2)(1 + Q_2^2/m_V^2)} \quad (2.36)$$

wobei m_V die Masse eines Vektormesons ist. Betrachtet man die 2-Photon-Erzeugung eines Zustands mit hohem u, d -Quark-Anteil, so ist $m_V = m_\rho$ ein naheliegender Ansatz. Bei Zuständen, die reich an s - bzw. c -Quarks sind, wären entsprechend ϕ - bzw. J/ψ -Formfaktoren zu erwarten. Die Wahl des Formfaktors hat jedoch in der Regel nur wenig Einfluß auf die Bestimmung einer $\gamma\gamma$ -Breite, sofern die Q_i^2 durch *anti-tagging* klein gehalten werden.

Wie pseudoskalare Resonanzen, so können auch Skalare in *no-tag*-Reaktionen mit einem einzigen Formfaktor F_{TT0} beschrieben werden. Die Helizitätsamplituden sind [9]:

$$M^{++} = F_{TT0}(Q_1^2, Q_2^2), \quad M^{--} = M^{+-} \quad (2.37)$$

Durch Umformungen analog zu den oben für Pseudoskalare beschriebenen erhält man für die $\gamma\gamma$ -Breite

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{1}{16\pi m_R} \cdot F_{TT0}^2(0, 0) \quad (2.38)$$

und für den $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt :

$$\sigma_{TT} = 4\pi \frac{m_R^2}{\sqrt{X}} \cdot f^2(Q_1^2, Q_2^2) \cdot \frac{\Gamma_R \Gamma_{\gamma\gamma} B(R \rightarrow f)}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2} \quad (2.39)$$

2.3.2 Axialvektor-Resonanzen

Axialvektor-Zustände ($J^{PC} = 1^{++}$) wie $f_1(1285)$ (früher $D(1285)$) und $f_1(1420)$ (früher $E(1420)$) können nach Yangs Theorem in 2-Photon-Reaktionen nur erzeugt werden, wenn wenigstens ein Photon stark virtuell ist. Charakteristisch für die Erzeugung einer Spin 1 Resonanz ist daher ein Signal in *single-tag* oder *double-tag* Ereignissen, das bei kleinen Q^2 , im *no-tag* Modus, nicht beobachtet wird. Es wird hier wiederum der *single-tag* Fall betrachtet und das virtuelle Photon mit dem Index 1 bezeichnet.

In den Helizitätsamplituden für einen 1^{++} -Zustand treten zwei unabhängige Formfaktoren F_{TT0} und $F_{LT\,eff}$ auf [9]:

$$\begin{aligned} M^{++} &= \frac{(q_2^2 - q_1^2)}{W} F_{TT0}(Q_1^2, Q_2^2) \\ M^{0+} &= \frac{\sqrt{-q_1^2}}{q_1 \cdot q_2} \sqrt{X} F_{LT\,eff}(Q_1^2, Q_2^2) \end{aligned} \quad (2.40)$$

und $M^{--} = -M^{++}$, $M^{0-} = -M^{0+}$. F_{TT0} beschreibt die Kopplung von zwei transversal polarisierten Photonen zu einem $J = 1$ -Zustand, der senkrecht zur $\gamma\gamma$ -Achse orientiert ist ($J_z = 0$). Der effektive Formfaktor $F_{LT\,eff} = F_{LT} - (Q_2^2 - Q_1^2)F'_{LT}$ ist der Kopplung

eines longitudinalen und eines transversalen Photons zu $J_z = \pm 1$ zugeordnet. Die Form der Amplituden M^{++} und M^{0+} spiegelt direkt die Forderung nach Bose-Symmetrie und Eichinvarianz wider: M^{++} als Amplitude für Photonen gleicher Helizität muß bei identischen Q_i^2 und insbesondere für $Q_i^2 = 0$ verschwinden; Eichinvarianz erfordert, daß die einem longitudinalen Photon zugeordnete Amplitude M^{0+} wie $\sqrt{-q_1^2}$ für $q_1^2 \rightarrow 0$ verschwindet. Die Wirkungsquerschnitte für den TT - und den LT -Prozeß verhalten sich daher wie $\sigma_{TT} \propto Q_1^4$ und $\sigma_{LT} \propto Q_1^2$; es ist daher generell zu erwarten, daß der LT -Prozeß bei kleinen Q_1^2 dominierend ist. Ausgedrückt mit den Formfaktoren lauten die Wirkungsquerschnitte σ_{TT} und σ_{LT} :

$$\sigma_{TT} = \frac{1}{4\sqrt{X}} \frac{m_R \Gamma_R}{(W^2 - m_R^2)^2 + \Gamma_R^2 m_R^2} \frac{(q_2^2 - q_1^2)^2}{W^2} F_{TT0}^2(Q_1^2, Q_2^2) \quad (2.41)$$

$$\sigma_{LT} = \frac{\sqrt{X}}{2} \frac{m_R \Gamma_R}{(W^2 - m_R^2)^2 + \Gamma_R^2 m_R^2} \frac{-q_1^2}{(q_1 \cdot q_2)^2} F_{LTeff}^2(Q_1^2, Q_2^2) \quad (2.42)$$

Die Formfaktoren F_{TT0} und F_{LTeff} enthalten alle Information über die $\gamma\gamma^*$ -Kopplung des Zustands und müssen experimentell bestimmt werden. Eine direkte Messung beider Formfaktoren getrennt ist aber nicht möglich, da der meßbare Gesamtwirkungsquerschnitt nur auf die Summe der TT - und LT -Anteile sensitiv ist. Im Prinzip können beide Anteile durch Analyse von Zerfallswinkelverteilungen separiert werden, indem die in beiden Prozessen unterschiedliche Spin-Orientierung J_z ausgenutzt wird; eine solche Separation ist jedoch bei den in *single-tag* Messungen typischerweise zur Verfügung stehenden kleinen Datenmengen mit erheblichen statistischen Fehlern behaftet.

Alternativ kann die $\gamma\gamma^*$ -Kopplung durch die bereits oben eingeführten Größen $\Gamma_{\gamma\gamma}^{TT}$ und $\Gamma_{\gamma\gamma}^{LT}$ ausgedrückt werden. Wie man aus den Gleichungen 2.28 und 2.40 sieht, sind $\Gamma_{\gamma\gamma}^{TT}$ und $\Gamma_{\gamma\gamma}^{LT}$ selbst abhängig von Q^2 und ihre relative Stärke ist nicht festgelegt, so daß bezüglich der getrennten Bestimmung beider Größen entsprechendes wie für die Formfaktoren gilt. Der Gesamtwirkungsquerschnitt ist vielmehr proportional zu der Größe $\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma$, die definiert wird als:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma \equiv \left(1 + \epsilon \cdot \frac{\sigma_{TT}}{\sigma_{LT}}\right) \Gamma_{\gamma\gamma}^{LT} \quad (2.43)$$

wobei ϵ das über den Phasenraum gemittelte Verhältnis der LT, TT - Luminositäten $\mathcal{L}_{LT}/\mathcal{L}_{TT}$ ist; im kinematischen Bereich der in dieser Arbeit durchgeführten Analysen weicht ϵ um weniger als 1% von 1 ab. Die Definition von $\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma$ ist insofern nützlich, als sie eine modellunabhängige Darstellung einer meßbaren Größe erlaubt; als Nachteil ist zu sehen, daß $\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma$ keine einfache physikalische Interpretation hat, es gilt nämlich: $\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma = \Gamma_{\gamma\gamma}^{LT} + \frac{1}{2} \Gamma_{\gamma\gamma}^{TT}$ (für $\epsilon = 1$). $\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma$ kann also nicht mit der Gesamtbreite $\Gamma_{\gamma\gamma} = \Gamma_{\gamma\gamma}^{LT} + \Gamma_{\gamma\gamma}^{TT}$ identifiziert werden.

Eine konstante, von Q^2 unabhängige, Kopplungsstärke $\bar{\Gamma}$ kann aufgrund der bei kleinen Q^2 bekannten Q^2 -Abhängigkeit (siehe Gleichung 2.40) definiert werden [17]:

$$\lim_{Q^2 \rightarrow 0} \frac{m_R^2}{Q^2} \Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma(Q^2) = \bar{\Gamma} \quad (2.44)$$

Der Grenzfall $Q^2 \rightarrow 0$ ist jedoch experimentell nicht zugänglich, weil die Q^2 -Messung einen ausreichend großen Streuwinkel des auslaufenden e^\pm und damit ein minimales

Q^2 ($Q_{tag}^2 > 0.2 \text{ GeV}^2$ bei CELLO) erfordert. Man benötigt daher ein Modell, das die Formfaktoren F_{TT0} und F_{LTeff} (und dadurch auch die Breiten $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{TT}$ und $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{LT}$) in Beziehung setzt und ihre Q^2 -Abhängigkeit bei endlichen Q^2 beschreibt. Ein solches Modell wurde von Cahn [14] angegeben; der Ansatz basiert auf der Berechnung der Zerfallsbreiten für die Reaktion ${}^3P_1 \rightarrow \gamma\gamma^*$, wobei 3P_1 als nichtrelativistischer Quark-Antiquark-Zustand behandelt wird. Das Resultat ist gültig für $Q_2^2 \approx 0$ und kleine Q_1^2 und ergibt für die hier verwendeten Formfaktoren die Ausdrücke:

$$F_{TT0}^2 = 32\pi(2J+1) \frac{X}{m_R^5} f^2(Q_1^2, 0) \bar{\Gamma} \quad (2.45)$$

$$F_{LTeff}^2 = 32\pi(2J+1) \frac{(q_1 \cdot q_2)^2}{m_R^5} f^2(Q_1^2, 0) \bar{\Gamma} \quad (2.46)$$

wobei $f(Q_1^2, 0)$ ein Vektormeson-Formfaktor ist. Der Ansatz impliziert $F_{TT0} \approx F_{LTeff}$, da für $Q_2^2 \approx 0$ gilt $X \approx (q_1 \cdot q_2)^2$. Die Berechnungen in Cahn's Modell sind für eine schmale Resonanz durchgeführt und benutzen die Näherung $W = m_R$, die für das $f_1(1420)$ angesichts der theoretischen Unsicherheiten in der Beschreibung der Q^2 -Abhängigkeiten und der statistischen Präzision der Ergebnisse sicherlich vertretbar ist. Mit den Gleichungen 2.28 und 2.40 überträgt sich das Resultat auf die Breiten $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{TT}$ und $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{LT}$:

$$\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{TT} = \frac{8X^{3/2}}{m_R^6} \frac{Q_1^4}{m_R^4} f^2(Q_1^2, 0) \bar{\Gamma} \quad (2.47)$$

$$\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{LT} = \frac{8X^{3/2}}{m_R^6} \frac{Q_1^2}{m_R^2} f^2(Q_1^2, 0) \bar{\Gamma} \quad (2.48)$$

Mit diesem Modell ist die Bestimmung der $\gamma\gamma^*$ -Kopplung auf die Bestimmung eines Parameters $\bar{\Gamma}$ reduziert. Mit Gleichung 2.44 kann $\bar{\Gamma}$ als die Fortsetzung des Begriffs der $\gamma\gamma$ -Breite auf Spin 1 Resonanzen angesehen werden. Die hier vorgenommene Definition von $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{TT}$ und $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{LT}$ stimmt mit der von Cahn vorgeschlagenen [13,14] und MARK II verwendeten [19] überein, unterscheidet sich jedoch um den Faktor $4\sqrt{X}/m_R^2$ von der von TPC/2 γ und JADE [18,29] benutzten; die letztere Definition führt in dem in Gleichung 2.44 auszuführenden Limes $Q^2 \rightarrow 0$ zu einem um den Faktor 1/2 kleineren Wert von $\bar{\Gamma}$. Es sei hier aber darauf hingewiesen, daß die Wirkungsquerschnitte σ_{TT} und σ_{LT} in beiden Fällen gleich definiert sind, der Unterschied in $\bar{\Gamma}$ nur auf der verschiedenen Behandlung des Phasenraums der Photonen beruht (siehe Gleichung 2.24 und folgende Diskussion).

Spin 1 Resonanzen in $\gamma\gamma^*$ -Reaktionen haben notwendig positive C -Parität, ihre Parität ist aber von vornherein nicht festgelegt. Es müssen darum auch $J^{PC} = 1^{-+}$ -Zustände in Betracht gezogen werden, die zwar im Quark-Modell verboten sind, aber als exotische Zustände (z.B. $q\bar{q}g$ Hybride) auftreten können [20]. Die Helizitätsamplituden für $J^{PC} = 1^{-+}$ sind [9]:

$$\begin{aligned} M^{+-} &= \frac{2(q_2^2 - q_1^2)}{W} \sqrt{X} F_{TT0}(Q_1^2, Q_2^2) \\ M^{0+} &= \frac{\sqrt{-q_1^2}}{q_1 \cdot q_2} F_{LTeff}(Q_1^2, Q_2^2) \end{aligned} \quad (2.49)$$

und $M^{--} = M^{++}$, $M^{0-} = M^{0+}$. Die Wirkungsquerschnitte können daraus analog zu den Ausdrücken 2.41, 2.42 abgeleitet werden:

$$\sigma_{TT} = \sqrt{X} \frac{m_R \Gamma_R}{(W^2 - m_R^2)^2 + \Gamma_R^2 m_R^2} \frac{(q_2^2 - q_1^2)^2}{W^2} F_{TT0}^2(Q_1^2, Q_2^2) \quad (2.50)$$

$$\sigma_{LT} = \frac{1}{2\sqrt{X}} \frac{m_R \Gamma_R}{(W^2 - m_R^2)^2 + \Gamma_R^2 m_R^2} \frac{-q_1^2}{(q_1 \cdot q_2)^2} F_{LTeff}^2(Q_1^2, Q_2^2) \quad (2.51)$$

Es ist zu bemerken, daß der Q^2 -Verlauf der Wirkungsquerschnitte erhalten bleibt, insbesondere $\sigma_{TT} \propto Q^4$ und $\sigma_{LT} \propto Q^2$; folglich wird auch im Fall negativer Parität der LT -Prozeß als der bei kleinen Q^2 wichtige erwartet.

2.3.3 Tensor-Resonanzen

Tensormesonen, wie die 2^{++} -Nonett-Zustände $a_2(1320)$, $f_2(1270)$ und $f'_2(1525)$, haben die komplizierteste $\gamma\gamma$ -Kopplung der bisher betrachteten Resonanzen. Die isoskalaren Zustände $f_2, f'_2, f_2(1720)$ und $X(2220)$ zerfallen dominant in zwei Pseudoskalare $\pi\pi$ bzw. $K\bar{K}$ wie aus Tabelle 2.1 hervorgeht. Es werden hier und in den beiden folgenden Abschnitten die zur Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2^{++} \rightarrow K\bar{K}$ notwendigen Beziehungen zusammengestellt.

Zur vollständigen Beschreibung der $\gamma\gamma$ -Kopplung werden fünf Formfaktoren benötigt [9,11]. Die Matrixelemente für die verschiedenen Helizitätszustände sind [9]:

$$\begin{aligned} M_{++} &= \frac{8}{\sqrt{6}} \frac{X}{W^2} \cdot F_{TT0}(Q_1^2, Q_2^2) \\ M_{+-} &= F_{TT2}(Q_1^2, Q_2^2) \\ M_{0+} &= (-\sqrt{2}) \frac{\sqrt{Q_1^2} X}{q_1 q_2 W} \cdot F_{LT\,eff}(Q_1^2, Q_2^2) \\ M_{00} &= \frac{8}{\sqrt{6}} \frac{\sqrt{Q_1^2 Q_2^2} X}{q_1 q_2 W^2} \cdot F_{LL}(Q_1^2, Q_2^2) \end{aligned} \quad (2.52)$$

und $M_{--} = M_{++}$, $M_{+0} = -M_{0+}$ (mit $Q_1^2 \leftrightarrow Q_2^2$) und $M_{-0} = M_{+0}$. Die Formfaktoren F_{TT0} und $F_{LT\,eff}$ sind bereits aus den vorherigen Abschnitten bekannt; F_{TT2} beschreibt die Kopplung zweier transversaler Photonen entgegengesetzter Helizität, also die Kopplung zu einem $J_z = \pm 2$ Endzustand. F_{LL} ist der Formfaktor für zwei longitudinale Photonen und kann wie $F_{LT\,eff}$ bei der Untersuchung von *no-tag* Reaktionen vernachlässigt werden.

Zur Berechnung der $\gamma\gamma$ -Breite ist nach Gleichung 2.27 über die Quadrate der transversalen Helizitätsamplituden zu summieren, über die Spin-Einstellungen des Endzustands zu mitteln und der Limes $Q_i^2 \rightarrow 0$ zu bilden. Das Ergebnis enthält zwei Anteile:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(W) = \frac{1}{80\pi m_R} F_{TT2}^2 + \frac{1}{120\pi m_R} W^4 F_{TT0}^2 \quad (2.53)$$

Der erste Term entspricht dem Helizität 2 Anteil $\Gamma_{\gamma\gamma}^{|J_z|=2}$, der zweite dem Helizität 0 Anteil $\Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0}$. Hier zeigt sich wiederum das Problem der W -Abhängigkeit von $\Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0}$, das schon in der Definition der $\gamma\gamma$ -Breite von Pseudoskalaren auftrat (siehe Gleichung 2.32). Als nominelle Breite wird wieder $\Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0}$ mit $W = m_R$ aufgefaßt.

Der hadronische Tensor für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2^{++} \rightarrow K\bar{K}$ hat die Form:

$$W^{abab} = \frac{1}{2} \int \left| \frac{M_{|J_z|, J_z=a-b}^{ab}(\gamma\gamma \rightarrow R) D_{|J_z|}(R \rightarrow K\bar{K})}{W^2 - m_R^2 + im_R \Gamma_R} \right|^2 d\Gamma(K\bar{K}) \quad (2.54)$$

wobei D_{J_z} die Zerfallsamplitude ist. Für die Mehrzahl der Tensor-Zustände in Tabelle 2.1 ist die Resonanzbreite nicht gegen ihre Masse vernachlässigbar. Es sind daher weitere W -Abhängigkeiten zu berücksichtigen; anstelle einer Konstanten wird für die Resonanzbreite der folgende Ausdruck eingesetzt [12]:

$$\Gamma_R(W) = \Gamma_0 \cdot \left(\frac{k^*(W)}{k^*(m_R)} \right)^{(2L+1)} \cdot \frac{m_R}{W} \cdot f^2(W) \quad (2.55)$$

Tensor	m_R / MeV	Γ / MeV	Zerfallsmodus	Verzweigungsverhältnis %
f_2	1274	178	$\pi\pi$	84.3
			$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	2.9
			$K\bar{K}$	2.9
a_2	1318	110	$\rho\pi$	70.1
			$\eta\pi$	14.5
			$\omega\pi\pi$	10.6
			$K\bar{K}$	4.9
f'_2	1525	70	$K\bar{K}$	dominant
$f_2(1720)$	1716	134	$K\bar{K}$?
$X(2220)$	2231	22	$K\bar{K}$?

Tabelle 2.1: Eigenschaften von Tensor-Zuständen [8].

wobei $k^* = \sqrt{(W/2)^2 - m_K^2}$ der K -Impuls im Schwerpunktsystem ist. Der Anstieg von $\Gamma_R(W)$ mit $k^{*(2L+1)}/W$ kann nur in der Nähe der Resonanzmasse gelten und muß bei hohen Impulsen gedämpft werden. Dies geschieht durch den Formfaktor $f(W)$, der zu einer Dämpfung aufgrund der endlichen Ausdehnung des produzierten Zustands führt. Der Ansatz eines konstanten Wechselwirkungspotentials der Ausdehnung r führt für einen $L = 2$ -Übergang zu folgendem Ausdruck [21]:

$$f^2(W) \propto \frac{1}{9 + 3(k^*r)^2 + (k^*r)^4} \quad (2.56)$$

mit der Normierung $f(m_R) = 1$ und $r = 1 fm$.

Weiterhin ist prinzipiell eine W -Abhängigkeit der Formfaktoren F_{ab} möglich, die bisher nur als Funktionen der Q_i^2 behandelt wurden. Es kann gezeigt werden [25], daß eine W -Abhängigkeit sogar notwendig ist, um die Divergenz der Wirkungsquerschnitte für $W \rightarrow \infty$ zu vermeiden. Es gibt jedoch bisher kein gängiges Verfahren zur Beschreibung der W -Abhängigkeit der Formfaktoren F_{ab} und in dieser Analyse wird davon ausgegangen, daß die notwendigen Korrekturen klein gegen die statistischen und systematischen Unsicherheiten der Resultate sind.

Die Zerfallsamplituden D_{J_z} lassen sich durch einen winkelabhängigen Teil, der durch die d-Funktionen $d_{J_z,0}^J(\vartheta)$ gegeben ist, und eine Zerfallskonstante oder allgemeiner einen Zerfallsformfaktor F_{TKK} für $R \rightarrow K\bar{K}$ ausdrücken. Die Zerfallsamplituden haben dann die Form [25]:

$$D_{J_z} = \frac{8}{\sqrt{6}} k^{*2} F_{TKK} d_{J_z,0}^2 \quad (2.57)$$

Für den Zerfallsformfaktor F_{TKK} muß ebenfalls eine Massenabhängigkeit zugelassen werden; eine mögliche Beschreibung ist: $F_{TKK}(W) = f_{TKK} \cdot f(W)$, wobei für $f(W)$ der Ansatz 2.56 benutzt werden kann. F_{TKK} reduziert sich damit für $W = m_R$ auf die Zerfallskonstante f_{TKK} ; die Zerfallskonstante f_{TKK} läßt sich wieder durch den Zusammenhang 2.21 mit der partiellen Zerfallsbreite $\Gamma_R \cdot B(R \rightarrow K\bar{K})$ in Beziehung

setzen:

$$\begin{aligned}\Gamma_R \cdot B(R \rightarrow K \bar{K}) &= \frac{1}{2m_R} \int d\Gamma(K \bar{K}) |D_{J_z}|^2 \\ &= \frac{4}{15\pi} \frac{k^{*5}}{m_R^2} f_{TKK}^2\end{aligned}\quad (2.58)$$

D.h. das Quadrat der Zerfallsamplitude kann vollständig durch das Verzweigungsverhältnis und die Resonanzbreite ausgedrückt werden. Durch Einsetzen dieser Beziehung in den hadronische Tensor 2.54 ergibt sich der $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt für transversale Photonen, der in die Helizitätsanteile σ_{TT0} und σ_{TT2} zerlegt werden kann:

$$\sigma_{TT0} = 40\pi \frac{W^2}{m_R^2} \frac{\Gamma_R(W) \cdot B(R \rightarrow K \bar{K})}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2(W)} \Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0} \quad (2.59)$$

$$\sigma_{TT2} = 40\pi \frac{m_R^2}{W^2} \frac{\Gamma_R(W) \cdot B(R \rightarrow K \bar{K})}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2(W)} \Gamma_{\gamma\gamma}^{|J_z|=2} \quad (2.60)$$

Der gesamte $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt $\sigma_{TT0} + \sigma_{TT2}$ hängt also von zwei von vornherein unabhängigen Kopplungen $\Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0}$ und $\Gamma_{\gamma\gamma}^{|J_z|=2}$ ab; ein Experiment zur Bestimmung der radiativen Breite eines Tensormesons muß daher entweder versuchen, die beiden Helizitätsanteile zu messen, oder eine Annahme über das Verhältnis $\Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0} / \Gamma_{\gamma\gamma}^{|J_z|=2}$ machen.

2.3.4 Helizitätsstruktur der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2^{++} \rightarrow K \bar{K}$

Beim Zerfall eines Tensor-Zustands in zwei Spin 0 Teilchen hängt die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen von der Helizität J_z ab; die z-Achse ist durch die $\gamma\gamma$ -Achse im Ruhesystem der Resonanz definiert. Die Verteilung des Zerfallswinkels ϑ wird durch die d-Funktionen $d_{J_z,0}^J(\vartheta)$ beschrieben. Der winkelabhängige Teil der Zerfallsamplituden D_{J_z} ist damit:

$$\begin{aligned}D_{J_z=0} &\propto d_{00}^2 = \frac{3}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{1}{2} \\ D_{J_z=1} &\propto d_{10}^2 = -\sqrt{\frac{3}{2}} \sin \vartheta \cos \vartheta \\ D_{J_z=2} &\propto d_{20}^2 = \frac{\sqrt{6}}{4} \sin^2 \vartheta\end{aligned}\quad (2.61)$$

In Abbildung 2.3 sind die Winkelverteilungen für Helizität 0 und 2 gezeigt; außerdem ist der Verlauf der Detektorakzeptanz angedeutet, hier für die Rekonstruktion von $K_S^0 K_S^0$ Ereignissen. Es wird deutlich, daß die Helizität 0 und 2 Verteilungen im Bereich großer Akzeptanz kaum unterscheidbar sind, im Bereich verschwindender Akzeptanz aber ein völlig anderes Verhalten haben. Die zur Bestimmung einer radiativen Breite notwendige Extrapolation auf den vollen Raumwinkel hängt daher wesentlich von der angenommenen Helizitäts-Zusammensetzung ab. Glücklicherweise deuten sowohl experimentelle Resultate als auch theoretische Argumente darauf hin, daß ein Helizitätsanteil den überwiegenden Beitrag liefert, nämlich Helizität 2.

Es gibt verschiedene theoretische Argumente, die das Vorherrschen der Helizität 2 Amplitude nahelegen. Ein qualitatives Argument folgt aus der Betrachtung der Clebsch-Gordon-Koeffizienten zur Kopplung der Spins zweier reeller Photonen (Helizität ± 1)

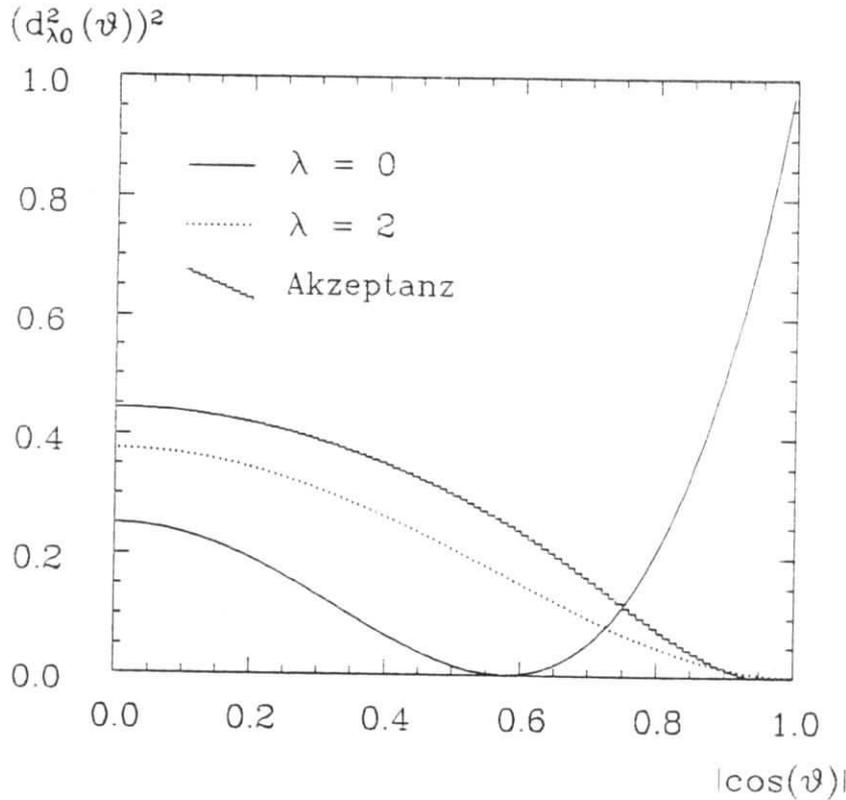


Abbildung 2.3: Winkelverteilungen von Tensormeson-Zerfällen für Helizität 0 und 2, sowie die Akzeptanz für die Rekonstruktion von $K_S^0 K_S^0$ -Ereignissen (willkürliche Einheit)

zum Gesamtspin 2; daraus ergibt sich ein Verhältnis von $J_z = 0$ zu $J_z = 2$ von 1:6 [1]. Im nichtrelativistischen Quarkmodell verschwindet M^{++} für den Zerfall eines $L = 1$ $q\bar{q}$ -Zustands in reelle Photonen, es tritt also gar kein Helizität 0 Anteil auf [22]. Am wenigsten abhängig von Modellannahmen sind die Einschränkungen, die sich aus Summenregeln ergeben [23,24]. Grassberger und Kögerler [24] leiten durch Betrachtung elastischer $\gamma\gamma$ -Streuung unter sehr allgemeinen Annahmen die Ungleichung

$$\sum_T \frac{g_{T,+}^2}{m_T^8} \geq 6 \sum_T \frac{g_{T,++}^2}{m_T^8} + \text{positive } J^P = 4^+ \text{-Beiträge} \quad (2.62)$$

ab, wobei $g_{+-}^2 = m_T \Gamma_{\gamma\gamma}^{|J_z|=2}$ und $g_{++}^2 = m_T \Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0}$. Durch den Abfall mit $1/m_T^8$ geben die leichten Tensor-Zustände f_2 und a_2 den größten Beitrag in dieser Relation, und man kann eine Unterdrückung des Helizität 0 Beitrags um mindestens einen Faktor 6 erwarten.

Experimentell liegen inzwischen Ergebnisse über die Helizitätsstruktur der Tensor-Produktion für die a_2, f_2 und f_2' Mesonen vor. Für das a_2 haben Crystal Ball [26] und PLUTO [27] einen überwiegenden Helizität 2 Anteil gefunden. Strengere Grenzen konnten für das f_2 gesetzt werden; Mark II [28], JADE [29], Crystal Ball [30] und DELCO [31] geben vergleichbare Grenzen, die alle bei $\Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0} / \Gamma_{\gamma\gamma}^{|J_z|=2} < 0.15$ (90% *c.l.*) liegen. Die Helizitätsstruktur für f_2' -Produktion wurde bisher nur von PLUTO [32,25] untersucht, und als Obergrenze des Helizität 0 Anteils $\Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0} / \Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') < 0.60$ (95% *c.l.*) angegeben.

In der vorliegenden Analyse können Helizität 0 und 2 nicht getrennt werden; die Annahme von Helizität 2 Dominanz erscheint mit den genannten Argumenten und Ergebnissen berechtigt und daher die systematischen Unsicherheiten aufgrund der Annahme gering.

2.3.5 Interferenzen in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2^{++} \rightarrow K\bar{K}$

Das $K\bar{K}$ -System in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ besteht mit gleicher Wahrscheinlichkeit aus einem Paar geladener oder einem Paar neutraler K -Mesonen. Der neutrale Endzustand unterteilt sich wiederum in K_S^0 - und K_L^0 -Paare ($K_S^0 K_L^0$ als negativer CP -Zustand kann wegen $CP(K\bar{K}) = (-1)^L = +1$ nicht auftreten). Die relativen Anteile im $K\bar{K}$ -Zerfallskanal sind also: $B(K_S^0 K_S^0) = B(K_L^0 K_L^0) = \frac{1}{2}B(K^\pm K^\mp) = \frac{1}{4}B(K\bar{K})$.

In der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow T \rightarrow K\bar{K}$ sind alle 2^{++} -Zustände an den gleichen Anfangs- und Endzustand gekoppelt; der Zwischenzustand T ist insofern nicht als einzelne Resonanz definiert, sondern als kohärente Summe $f_2 + a_2 + f_2' + \dots$ über alle erreichbaren Zustände anzusehen. Beim Zerfall in geladene K -Mesonen tritt noch die kontinuierliche Erzeugung durch Kopplung der Photonen an die Ladung des $K^\pm K^\mp$ hinzu; im Gegensatz dazu wird im $K_S^0 K_S^0$ -Endzustand das Kontinuum als klein gegen die resonante Produktion von $K_S^0 K_S^0$ erwartet [33]. Bei der Überlagerung verschiedener Resonanzen in der Erzeugungsamplitude kann es aufgrund verschiedener Phasen zu unterschiedlichen Interferenzeffekten kommen. Da die Breiten der Tensor-Zustände nicht vernachlässigbar sind und ihre Massenverteilungen überlappen, können Interferenzen erheblichen Einfluß auf das beobachtete Massenspektrum haben.

Um eine einfache Darstellung von Interferenzen zwischen verschiedenen Zuständen zu ermöglichen, ist es nützlich, die $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte 2.59 durch Amplituden $A^{(|J_z|)}$ auszudrücken:

$$A^{(0)} = \frac{W^2}{m_T^2} \cdot \frac{m_R \sqrt{\Gamma_R(W)}}{W^2 - m_R^2 + im_R \Gamma_R(W)} \cdot \sqrt{\Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0} B(R \rightarrow K\bar{K})} \quad (2.63)$$

$$A^{(2)} = \frac{m_R \sqrt{\Gamma_R(W)}}{W^2 - m_R^2 + im_R \Gamma_R(W)} \cdot \sqrt{\Gamma_{\gamma\gamma}^{(|J_z|=2) B(R \rightarrow K\bar{K})}} \quad (2.64)$$

Der gesamte $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt $\sigma_{TT} = \sigma_{TT2} + \sigma_{TT0}$ läßt sich einfach schreiben als:

$$\sigma_{TT} = \frac{40\pi}{W^2} (|A^{(2)}|^2 + |A^{(0)}|^2) \quad (2.65)$$

Die Amplituden $A^{(|J_z|)}$ werden bei gegebener Helizität als kohärente Summe über die einzelnen Resonanzen T_i mit beliebigen komplexen Phasen beschrieben:

$$A^{(|J_z|)} = \sum_{T_i} A_{T_i}^{(|J_z|)} e^{i\varphi(T_i)} \quad (2.66)$$

Mit diesem Ansatz können aus der gemessenen Massenverteilung Rückschlüsse auf die relativen Phasen $\varphi(a_2)$ und $\varphi(f_2')$ gezogen werden, wenn man willkürlich $\varphi(f_2) = 0$ setzt.

Im Quarkmodell können die relativen Phasen berechnet werden [34]: Unter Annahme von $SU(3)_{fl}$ -Symmetrie und mit der Zweig-Regel folgt für die Phasen $\varphi(a_2) = \pi$ und $\varphi(f_2') = 0$ im Endzustand $K_S^0 K_S^0$, d.h. f_2 und a_2 interferieren destruktiv. Experimentelle Resultate von TASSO [35] und PLUTO [32] sind in Übereinstimmung mit dieser Erwartung.

2.4 Radiative Breiten und SU(3)-Symmetrie

Die Untersuchung von 2-Photon-Prozessen bietet einen Zugang zum Verständnis der hadronischen Struktur von Resonanzen. Da Photonen an Ladung koppeln, enthalten radiative Breiten Information über geladene Konstituenten einer Resonanz. Im Quarkmodell werden Mesonen als gebundene Quark-Antiquark-Zustände beschrieben, und die $\gamma\gamma$ -Kopplung des Mesons läuft über die Kopplung der Photonen an die Quarkladungen ab, wie in Abbildung 2.4 angedeutet. Die Übergangsamplitude ist proportional zum Quadrat der Quarkladung e_q :

$$\begin{aligned} \langle q\bar{q}|\gamma\gamma\rangle &\propto e_q^2 \psi_q(0) && \text{für } L = 0 \\ \langle q\bar{q}|\gamma\gamma\rangle &\propto e_q^2 \psi'_q(0) && \text{für } L = 1 \end{aligned} \quad (2.67)$$

wobei $\psi_q(0)$ die Wellenfunktion und $\psi'_q(0)$ deren Ableitung am Ursprung sind. Die radiative Breite ist dann proportional zur vierten Potenz der Ladung e_q und damit ein sensitives Maß für die Quarkzusammensetzung.

Im statischen Quarkmodell sind die fundamentalen Bausteine Quarks, die – in den leichten Meson-Multipletts – als *flavour*-Tripletts (u, d, s) auftreten, und Antiquarks mit dem entsprechenden Tripletts ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$); die Tripletts sind eine Darstellung der Symmetriegruppe $SU(3)$, die die neun möglichen $q\bar{q}$ -Kombinationen ineinander transformiert. Die Zustände teilen sich auf in ein Oktett und ein Singlett, das total symmetrisch unter $SU(3)_{fl}$ ist. Die Quarkzusammensetzung der neutralen Zustände eines Nonetts ist (hier für die Tensormesonen):

$$\begin{aligned} a_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \\ f_2^{(8)} &= \frac{1}{\sqrt{6}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle) \\ f_2^{(1)} &= \frac{1}{\sqrt{3}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle) \end{aligned} \quad (2.68)$$

Der Isektor a_2 gehört wie der Isoskalar $f_2^{(8)}$ zum Oktett, wohingegen der Isoskalar $f_2^{(1)}$ ein Singlett unter $SU(3)_{fl}$ ist. Nun ist $SU(3)_{fl}$ keine exakte Symmetrie, sondern durch

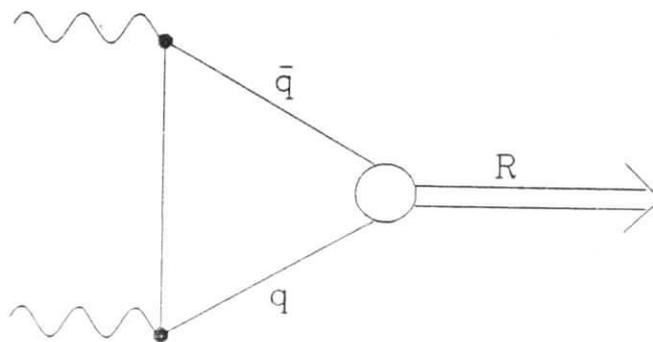


Abbildung 2.4: Diagramm zur $\gamma\gamma$ -Kopplung einer Resonanz.

die im Vergleich zu u, d -Quarks höhere s -Quarkmasse gebrochen (hingegen haben u und d -Quarks annähernd gleiche Masse, das Konzept der Isospin- $SU(2)$ -Symmetrie bleibt daher gültig). Die Symmetrie-Brechung macht es unwahrscheinlich, daß die $SU(3)_{fl}$ -symmetrischen Zustände $f_2^{(8)}$ und $f_2^{(1)}$ die in der Natur realisierten sind; die physikalischen Teilchen können als Mischung des Oktett- und Singlett-Zustands dargestellt werden:

$$\begin{pmatrix} f_2 \\ f_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\vartheta & \sin\vartheta \\ -\sin\vartheta & \cos\vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_2^{(1)} \\ f_2^{(8)} \end{pmatrix} \quad (2.69)$$

Für den Mischungswinkel $\vartheta \approx 35.3^\circ$ ($\tan\vartheta = 1/\sqrt{2}$) wird die sogenannte ideale Mischung erreicht, d.h. ein Zustand ist rein $|s\bar{s}\rangle$ und der andere $|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle$. Rückschlüsse auf den Singlett-Oktett-Mischungswinkel ϑ können durch Vergleich von Massen, $\gamma\gamma$ -Kopplungen und Zerfallsmoden der Nonett-Zustände gezogen werden. Die Gell-Mann-Okubo-Massenformel [36]:

$$\tan^2\vartheta = \frac{4m_{K_2^*}^2 - m_{a_2}^2 - 3m_{f_2'}^2}{3m_{f_2}^2 - 4m_{K_2^*}^2 + m_{a_2}^2} \quad (2.70)$$

ergibt - mit den Standardwerten der Massen aus [8] - für die Tensormesonen $\vartheta = 32^\circ$, nahe an der idealen Mischung. Die Annahme, daß das f_2' ein nahezu reiner $s\bar{s}$ -Zustand ist, wird auch dadurch unterstützt, daß als einziger hadronischer Zerfall bisher $f_2' \rightarrow K\bar{K}$ sicher nachgewiesen werden konnte.

Der $SU(3)_{fl}$ -Mischungswinkel ist mit den $\gamma\gamma$ -Kopplungen $g_T = \langle T | \gamma\gamma \rangle$ verknüpft durch [84]:

$$\frac{g_{f_2'}^2}{g_{f_2}^2} = \left(\frac{\sqrt{8} r \sin\vartheta - \cos\vartheta}{\sqrt{8} r \cos\vartheta + \sin\vartheta} \right)^2 \quad (2.71)$$

$$\frac{g_{f_2}^2}{g_{a_2}^2} = \frac{1}{3} (\sqrt{8} r \cos\vartheta - \sin\vartheta)^2 \quad (2.72)$$

Hier ist als zusätzlicher Parameter r eingeführt, der eine mögliche Abweichung von der Nonett-Symmetrie ($r = 1$) berücksichtigt. Dies ist nötig, da die Proportionalitätskonstante, die g_T mit den Quarkladungen in Beziehung setzt (siehe Gleichung 2.67) für Singlett und Oktett nicht notwendig gleich ist. $SU(3)_{fl}$ -Symmetrie erfordert die gleiche Konstante nur innerhalb des Oktetts; Nonett-Symmetrie erweitert diese Forderung auch auf das Singlett. Als Folge impliziert Nonett-Symmetrie die Gleichheit der Wellenfunktion $\psi_q(0)$ für Singlett und Oktett, was wiederum näherungsweise gleiche Bindungsenergie der Quarks und ideale Mischung bedeutet [37]. Für die Tensormesonen kann das als gute Näherung gelten, ist jedoch beispielsweise für die Pseudoskalare sicher nicht erfüllt; im allgemeinen muß r daher als unabhängiger Parameter zugelassen werden.

Die Beziehungen 2.71 beinhalten einen interessanten Sonderfall: Für den Mischungswinkel $\vartheta_0 \approx 19.5^\circ$ ($\sin\vartheta_0 = 1/3$, $r = 1$) verschwindet die $\gamma\gamma$ -Kopplung für einen der Zustände! Einer der Isoskalare des Nonetts hätte also ein verschwindendes $\gamma\gamma$ -Verzweigungsverhältnis, während der andere die maximale $\gamma\gamma$ -Kopplung erreicht. Ein weiterer ausgezeichnete Winkel ist $\vartheta \approx -9.7^\circ$ ($\sin\vartheta = 1/\sqrt{6} - 1/\sqrt{3}$), hier haben beide Zustände $\frac{1}{2}|u\bar{u} + d\bar{d} + \sqrt{2}s\bar{s}\rangle$ und $\frac{1}{2}|u\bar{u} + d\bar{d} - \sqrt{2}s\bar{s}\rangle$ den gleichen Anteil von u, d und

s-Quarks.

Um den Singlett-Oktett-Mischungswinkel bestimmen zu können, müssen die Kopplungen $g_T = \langle T | \gamma\gamma \rangle$ in Gleichung 2.71, 2.72 mit einer meßbaren Größe wie der radiativen Breite in Beziehung gesetzt werden. Es gibt verschiedene theoretische Ansätze, eine solche Skalierung durchzuführen. Mit der in dieser Arbeit verwendeten Formfaktor-Definition von Poppe [9] ist der Zusammenhang $g_T^2 \propto \Gamma_{\gamma\gamma} \cdot m_T$ für Tensormesonen bei Helizität 2 Dominanz. Grassberger und Kögerler verwenden ebenfalls $g_T^2 \propto \Gamma_{\gamma\gamma} \cdot m_T$, schlagen aber die dimensionslose Größe $\Gamma_{\gamma\gamma} / m_T$ als die durch $SU(3)_{fl}$ -Symmetrie verbundene vor [24]. Häufig wird auch $g_T^2 \propto \Gamma_{\gamma\gamma} / m_T^3$ wie in der Definition von Renard [38] verwendet (siehe auch [1]). Die Übertragung der Beziehung 2.71 auf die radiativen Breiten birgt somit einige theoretische Unsicherheiten und kann geschrieben werden als:

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)}{\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2)} = \left(\frac{m_{f'_2}}{m_{f_2}} \right)^n \cot^2(\vartheta - \vartheta_0) \quad (2.73)$$

wobei ϑ_0 der oben erwähnte Winkel verschwindender $\gamma\gamma$ -Kopplung und $r = 1$ gesetzt ist. Der Exponent n variiert für die verschiedenen Ansätze zwischen -1 und $+3$, was als systematische Unsicherheit bei der Bestimmung des Mischungswinkels berücksichtigt werden muß. Für die Tensormesonen ist die resultierende Unsicherheit $(m_{f'_2}/m_{f_2})^4 \approx 2$ in $\cot^2(\vartheta)$ jedoch nicht so groß, als daß Aussagen über den Mischungswinkel dadurch sinnlos würden.

2.4.1 Die radiative Breite des η_c

Gebundene $c\bar{c}$ - oder Charmonium-Zustände wurden mit der Entdeckung des J/Ψ -Teilchens erstmals 1974 beobachtet [39]. In der folgenden Zeit wurde ein ganzes Spektrum von Teilchen entdeckt, die als $c\bar{c}$ -Zustände mit verschiedenen Bahndrehimpulsen L , Quarkspins S und Gesamtspins J interpretiert werden [40]. Das Charmonium-Spektrum ist gekennzeichnet durch eine Folge schmaler Resonanzen, da bis zu einer Masse von etwa 3760 MeV ($\approx 2m_D$) Zerfälle in Mesonen mit offenem Charm energetisch verboten sind und hadronische Zerfälle über OZI-unterdrückte Prozesse ablaufen müssen [42]. Die Struktur des Spektrums ähnelt der vom Positronium, und die Massen der einzelnen Zustände können durch Berechnungen in Potentialmodellen gut reproduziert werden [41]. Mit der spektroskopischen Bezeichnung $^{2S+1}L_J$ wird das J/Ψ als 3S_1 -Zustand identifiziert; 1S_0 ist der energetisch niedrigste Zustand des Spektrums mit einer Masse von 2980 MeV und wird als η_c bezeichnet ($J^{PC} = 0^{-+}$); das η_c wird im elektromagnetischen M1-Übergang $J/\Psi \rightarrow \gamma\eta_c$ erzeugt.

Hadronische Zerfälle des η_c werden in niedrigster Ordnung QCD durch die Anihilation in zwei Gluonen ($\eta_c \rightarrow gg \rightarrow$ Hadronen) beschrieben; der elektromagnetische Zerfall $\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$ ist der dazu analoge QED-Prozeß. Beide Prozesse werden daher über vergleichbare Graphen berechnet und für das Verhältnis der Zerfallsbreiten ergibt sich in niedrigster Ordnung ein sehr einfacher Ausdruck [43]:

$$\frac{\Gamma(\eta_c \rightarrow Hadr.)}{\Gamma(\eta_c \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{2}{9} \frac{1}{e_c^4} \frac{\alpha_s^2}{\alpha^2} \quad (2.74)$$

wobei α_s die laufende Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist. In ähnlicher Weise kann $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c}$ mit der Zerfallbreite $\Gamma(J/\Psi \rightarrow e^+e^-)$ in Beziehung gesetzt werden, unter

der Annahme gleicher Wellenfunktionen am Ursprung [43]:

$$\frac{\Gamma(\eta_c \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(J/\Psi \rightarrow e^+e^-)} = 3 e_c^2 \frac{m_{J/\Psi}^2}{m_{\eta_c}^2} \quad (2.75)$$

woraus man $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} = 6.8 \pm 0.4 \text{ keV}$ abschätzen kann.

Eine detailliertere Berechnung mit Einbeziehung von QCD-Korrekturen erster Ordnung führt zu dem modifizierten Ausdruck für 2.74 [44]:

$$\frac{\Gamma(\eta_c \rightarrow \text{Had.})}{\Gamma(\eta_c \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{2}{9} \frac{1}{e_c^4} \frac{\alpha_s^2(q^2)}{\alpha^2} \left(1 + \frac{14}{\pi} \alpha_s(q^2) + O(\alpha_s^2) \right) \quad (2.76)$$

Eine präzise Messung dieses Verhältnisses kann daher zum Verständnis der Anwendbarkeit von QCD-Störungsrechnung beitragen und zur Bestimmung von $\alpha_s(m_{\eta_c}^2)$ dienen. Es wurden verschiedene theoretische Ansätze zur Vorhersage von $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c}$ unternommen. Im Potentialmodell von Godfrey und Isgur [41] beispielsweise wird wie in der einfachen Abschätzung 2.75 eine $\gamma\gamma$ -Breite von 6.8 keV erwartet. Ein vergleichbarer Wert von $5.6 \pm 0.4 \text{ keV}$ wurde durch Anwendung von QCD-Summenregeln erhalten [45]. Andere Resultate [46,47] zeigen jedoch, daß es in der Behandlung von relativistischen Effekten und QCD-Korrekturen noch erhebliche Unsicherheiten gibt, so daß absolute Vorhersagen der $\gamma\gamma$ -Breite bisher als nicht sehr verläßlich erscheinen.

2.5 Exotische Resonanzen

In der fundamentalen Theorie der starken Wechselwirkung der Quanten-Chromodynamik, wird die Struktur der Wechselwirkung durch die Gruppe $SU(3)_c$ festgelegt; entsprechend gibt es drei Arten von Ladung, die als Farben bezeichnet werden, und die Wechselwirkung wird durch Austausch von Feldquanten, den Gluonen, übertragen. Baryonen und Mesonen werden dann als Zustände von drei Quarks (qqq) bzw. von Quark und Antiquark ($q\bar{q}$) angesehen, die durch die Farbkraft gebunden sind. Es ist eine fundamentale Eigenschaft der Farbkraft, daß ihre Stärke mit zunehmendem Abstand anwächst; man nimmt daher an, daß "farbige" Teilchen wie Quarks nicht aus ihrem Verbund herausgelöst werden können, sondern nur farbneutrale Bindungszustände (Farb-Singletts) existieren können (*confinement*). Die $SU(3)_c$ -Struktur der Theorie bedingt ferner, daß die Gluonen selbst Farbladungen tragen, d.h. Gluonfelder sind wiederum der Farbwechselwirkung ausgesetzt. Aufgrund dieser Selbstwechselwirkung der Gluonen sagt die QCD weitere Arten von Zuständen neben den gewöhnlichen qqq und $q\bar{q}$ -Hadronen vorher. Dazu gehören gebundene Zustände von Gluonen (Gluonium) und gemischte Zustände (Hybride), die neben Quarks ein Gluon als Konstituenten enthalten; weiterhin werden auch gebundene Zustände aus vier Quarks ($q\bar{q}q\bar{q}$) erwartet. Kein solcher "exotischer", d.h. über das übliche $q\bar{q}$, qqq Schema hinausgehender Zustand konnte bisher eindeutig identifiziert werden [48]. In diesem Abschnitt werden kurz einige wesentliche Eigenschaften, insbesondere bezüglich der $\gamma\gamma$ -Kopplung, beschrieben, die für Gluonium, Hybride und 4-Quark Zustände erwartet werden.

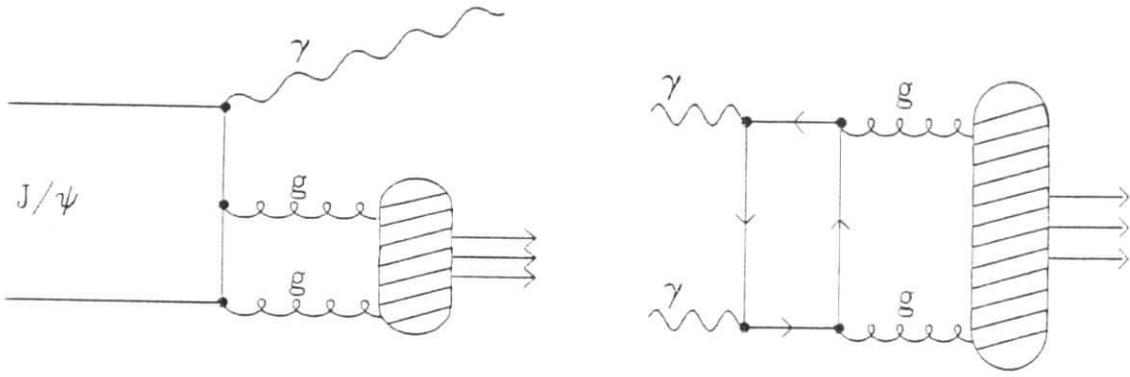


Abbildung 2.5: Diagramme zur Gluonium-Erzeugung in radiativen J/Ψ Zerfällen und in 2-Photon-Reaktionen.

Gluonium

Gluonium-Zustände oder *glueballs* sind isoskalare *flavour*-Singletts, die aus zwei oder drei Valenzgluonen aufgebaut sind und daher ganzzahligen Spin haben. Es gibt mehrere theoretische Ansätze, die Massen der verschiedenen J^{PC} -Zustände zu berechnen; Rechnungen im *MIT bag-model*, in Potentialmodellen sowie in der Gittereichtheorie stimmen in der Ordnung des Massenspektrums $m(0^{++}) < m(0^{-+}) < m(2^{++}) < m(2^{-+})$ überein [48]. Die absolute Massenskala ist jedoch noch recht unsicher und die Vorhersagen für den leichtesten Zustand $m(0^{++})$ überdecken den Bereich $0.6 - 1.4 \text{ GeV}$ [40]; für 0^{-+} und 2^{++} werden jeweils um etwa 300 MeV höhere Massen vorhergesagt. Die Gluonium-Massen liegen also in Bereichen, wo auch mehrere $q\bar{q}$ -Nonetts auftreten; dadurch wird ihre Identifizierung wesentlich erschwert, insbesondere falls Gluonium-Zustände mit $q\bar{q}$ -Mesonen gleicher Quantenzahlen mischen.

Ein Kanal, in dem eine starke Kopplung an Gluonium erwartet wird, ist der radiative Zerfall $J/\Psi \rightarrow \gamma X$; wie in Abbildung 2.5 angedeutet, wird der Endzustand X in niedrigster Ordnung über einen Zwischenzustand aus zwei Gluonen im Farb-Singlett produziert. Falls die Gluonen einen resonanten Zwischenzustand bilden, sollte sich ein Signal bei der Resonanzmasse im Endzustand X zeigen. Demgegenüber ist eine sehr schwache $\gamma\gamma$ -Kopplung von Gluonium zu erwarten, da Gluonen keine elektrische Ladung tragen und eine interne Quarkschleife $gg \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ zur Kopplung nötig ist (siehe Abbildung 2.5). Für die $\gamma\gamma$ -Kopplung von Gluonium kann man daher grob eine Unterdrückung mit $1/\alpha_s^2$ gegenüber $q\bar{q}$ -Zuständen abschätzen. Eine typische Signatur von Gluonium ist also eine hohe Erzeugungsrate in radiativen J/Ψ Zerfällen kombiniert mit einer unterdrückten $\gamma\gamma$ -Produktion. Um dies quantitativ zu erfassen, hat Chanowitz [37] die Größe *stickiness* eingeführt:

$$S_X = \frac{\Gamma(J/\Psi \rightarrow \gamma X)}{\Gamma(X \rightarrow \gamma\gamma)} \frac{P(X \rightarrow \gamma\gamma)}{P(J/\Psi \rightarrow \gamma X)} \quad (2.77)$$

womit die Gluon-Gluon- mit der $\gamma\gamma$ -Kopplung verglichen wird, mit Berücksichtigung des unterschiedlichen Phasenraums P . Eine günstige Eigenschaft dieser Definition besteht darin, daß unbekanntes Verzweungsverhältnisse sich wegheben. Die absolute Normie-

rung von S_X ist weniger bedeutsam, da man zum Vergleich bekannte $q\bar{q}$ - Zustände heranziehen kann; hat ein Zustand X deutlich größere *stickiness* als vergleichbare $q\bar{q}$ -Mesonen, kann das Hinweis auf einen hohen Gluonanteil sein.

Es ist jedoch zu beachten, daß hohes S_X kein hinreichendes, ja nicht einmal ein notwendiges Kriterium für einen Gluonium-Kandidaten ist. Eine sehr kleine $\gamma\gamma$ -Kopplung kann nämlich auch für $q\bar{q}$ - Zustände auftreten, falls der Singlett-Oktett-Mischungswinkel nahe bei $\vartheta_0 = 19.5^\circ$ liegt. Darüber hinaus ist auffällig, daß bisher keine $\gamma\gamma$ -Erzeugung von Radialanregungen der Pseudoskalaren Mesonen nachgewiesen werden konnte [49] – ein Hinweis darauf, daß es Mechanismen zur Unterdrückung der $\gamma\gamma$ -Kopplung für $q\bar{q}$ -Zustände gibt; in diesem Zusammenhang konnte kürzlich gezeigt werden, daß unter Voraussetzung chiraler Symmetrie der QCD die $\gamma\gamma$ -Kopplungen angeregter 0^{-+} $q\bar{q}$ -Zustände stark unterdrückt sind [50]. Andererseits gibt es theoretische Argumente dafür, daß die leichtesten 0^{++} - und 0^{-+} -Zustände, die stark an Gluonen gekoppelt sind, auch mit $q\bar{q}$ - Mesonen vergleichbare $\gamma\gamma$ -Kopplungen haben können [37]. Daher liefert der Vergleich von $\gamma\gamma$ -Kopplung und Erzeugungsrate in radiativen J/Ψ Zerfällen nur einen qualitativen Hinweis zur Identifizierung eines Gluonium- Kandidaten; ergänzende Informationen wie die *flavour*-Symmetrie der Zerfallskanäle und die Erzeugung in Hadron-Streuexperimenten sind erforderlich.

Hybride

Gebundene Zustände aus Valenzquarks und -gluonen wurden im Rahmen des *MIT Bag-Model* untersucht [51,52]. Im *Bag-Modell* werden Quarks und Gluonen in einem sphärischen Volumen mit konstanter Energiedichte eingeschlossen mit der Randbedingung, daß kein Fluß die Oberfläche passiert [54]. Die Gluonen treten in zwei Eigenmoden auf: Transversal elektrische (TE) mit $J^{PC} = 1^{+-}$ und transversal magnetische (TM) mit $J^{PC} = 1^{-+}$. Die einfachsten Hybride werden aus einem $q\bar{q}$ im Farb-Oktett und einem Valenzgluon konstruiert (Hybrid-Baryonen $qqqg$ oder kompliziertere Zustände werden hier nicht weiter betrachtet). Das $q\bar{q}$ -Paar hat entweder Spin 0 ($J^{PC} = 0^{-+}$) oder $S = 1$ ($J^{PC} = 1^{-+}$); mit einem TE-Gluon können daher vier Nonetts konstruiert werden: $J^{PC} = 1^{-+}$ und $(0, 1, 2)^{-+}$, entsprechend den pseudoskalaren und Vektormeson- Nonetts zusätzlich eines Valenzgluons. Das Massenschema hat die Ordnung $m(0^{-+}) < m(1^{-+}) < m(1^{-+}) < m(2^{-+})$ und überdeckt den Bereich $1.2 - 2.0 \text{ GeV}$ [51,52]; die Zustände mit einem TM-Gluon sind um etwa 0.5 GeV zu höheren Massen verschoben. Das 1^{-+} -Nonett ist besonders interessant, da diese Quantenzahlen für $q\bar{q}$ -Mesonen verboten sind und dadurch eindeutiger Hinweis auf einen exotischen Zustand wären. Ein anderes Bild des Massenschemas ergibt sich im *flux-tube* Modell [53]: Hier sind die Nonetts näherungsweise massendegeneriert und liegen im Bereich $1.9 - 2.1 \text{ GeV}$.

Hybrid-Zerfälle laufen in niedrigster Ordnung über die Konversion des Gluons in ein Farb-Oktett $q\bar{q}$ -Paar ab und die vier Quarks rekombinieren anschließend zu zwei Mesonen. Die bevorzugten Zerfallskanäle der einzelnen Zustände wurden angegeben [51,52]; die totalen Breiten sind jedoch weniger gut bestimmt und es ist nicht ausgeschlossen, daß sehr große Breiten die Identifizierung einzelner Zustände unmöglich machen. Unsicher sind auch Vorhersagen über die $\gamma\gamma$ -Kopplung von Hybriden. Betrachtet man die 1^{-+} Hybride, so wurden von Renard [17] schwächere $\gamma\gamma$ -Kopplungen als für die 1^{-+} Mesonen abgeschätzt. Chanowitz hingegen argumentiert [20], daß die Unterdrückung aufgrund der Erzeugung eines zusätzlichen Gluons in $1^{-+} q\bar{q}g$ gegenüber $1^{-+} q\bar{q}$ - Meso-

nen kompensiert sein kann; ein $1^{++} q\bar{q}$ -System muß nämlich als $L = 1$ -Zustand erzeugt werden, während ein 1^{--} Hybrid ein $q\bar{q}$ in s -Welle enthält. Insbesondere die " ρ, ω ähnlichen" Hybrid-Zustände $(u\bar{u} \pm d\bar{d})g$ könnten daher mit $1^{++} q\bar{q}$ -Mesonen vergleichbare Erzeugungsraten in $\gamma\gamma^*$ -Reaktionen haben.

4-Quark Zustände

Gebundene $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zustände wurden zuerst im Bag-Modell untersucht [55]. Es wird bei niedriger Masse ein 0^{--} -Nonett von "Kryptoexoten" vorhergesagt, d.h. ein Nonett mit den Quantenzahlen eines $q\bar{q}$ -Nonetts, in dem jeder Zustand ein zusätzliches, verborgenes $q\bar{q}$ -Paar enthält. Solche Zustände haben erwartungsgemäß sehr große Zerfallsbreiten, da sie direkt in zwei $q\bar{q}$ -Mesonen "auseinanderfallen" (*fall-apart decay*). Nur Zustände, die unterhalb der Zerfallsschwelle liegen, können durch die OZI-Regel stabilisiert werden: $f_0(975)$ (S^*) und $a_0(980)$ (δ), beide unterhalb der $K\bar{K}$ -Schwelle, wurden als Zustände mit einem verborgenen $s\bar{s}$ vorgeschlagen [55]. Vorhersagen über ihre $\gamma\gamma$ -Kopplung liegen bei $\approx 0.3 \text{ keV}$ [56], verträglich mit den experimentellen Werten [28].

In einem anderen Bild werden 4-Quark Zustände als Systeme von zwei $q\bar{q}$ -Mesonen angesehen, die durch die Residual-Farb-Kraft schwach gebunden sind; in dieser Betrachtungsweise werden S^* und δ als $I = 0$ und $I = 1$ $K\bar{K}$ -Moleküle interpretiert, wodurch ihre Masse gerade unterhalb von $2m_K$ eine natürliche Erklärung findet [57].

Eine andere Version des Molekülmodells wurde kürzlich für das $f_1(1420)$ ($E(1420)$) vorgeschlagen [58]. In diesem Modell wird ein $K\bar{K}$ -Molekül in s -Welle gebunden, das mit einem π -Meson in p -Welle wechselwirkt; alternativ kann dies als Endzustandswechselwirkung eines $K^*\bar{K}$ (\bar{K}^*K)-Systems angesehen werden. Bisher gibt es keine Abschätzung über die $\gamma\gamma$ -Kopplung eines solchen Zustands, der in *single-tag* Reaktionen beobachtet werden könnte.

2.6 2-Körper-Zerfälle im Endzustand $K\bar{K}\pi$

In diesem Abschnitt wird die Behandlung von Zwischenresonanzen im Endzustand $K\bar{K}\pi$ am Beispiel der Reaktion $f_1(1420) \rightarrow K\bar{K}\pi$ beschrieben. Als mögliche Zwischenresonanzen kommen K^* und $a_0(980)$ in Frage: $f_1(1420) \rightarrow K^*\bar{K}$ ($K^* \rightarrow K\pi$) und $f_1(1420) \rightarrow a_0(980)\pi$ ($a_0(980) \rightarrow K\bar{K}$).

Zunächst wird der $K^*\bar{K}$ -Zerfall betrachtet ($K^*\bar{K}$ kürzt hier und im folgenden $K^*\bar{K} + \bar{K}^*K$ ab); die Zerfallsamplitude wird geschrieben als [9]:

$$A_{J_z(f_1)} = \frac{\sum_{J_z(K^*)} D_{J_z(f_1)}(f_1 \rightarrow K^*\bar{K}) D_{J_z(K^*)}(K^* \rightarrow K\pi)}{p_{K^*}^2 - m_{K^*}^2 + im_{K^*}\Gamma_{K^*}} \quad (2.78)$$

Zur Konstruktion der Zerfallsamplitude ist es nützlich, folgende Abkürzungen einzuführen: Die Impulse von f_1, π, K und \bar{K} werden mit P, P_1, P_2 und P_3 bezeichnet; P_{1i} mit $i=2,3$ steht für $P_1 + P_i$ und P_{1-} für $P_1 - P_i$. Die zwei Indexwerte von i entsprechen den beiden Möglichkeiten, in $K\bar{K}\pi$ ein K^* (\bar{K}^*) zu konstruieren; P_{12} und P_{13} sind also die Impulse der K^* und \bar{K}^* Kandidaten in dem Ereignis. Für die Zerfallsamplituden ergeben sich folgende Ausdrücke [9]:

$$D_{J_z}^i(f_1 \rightarrow K^*K) = F_{f_1 K^* K} \epsilon_\beta(P) \left(g^{\beta\gamma} - \frac{P^\gamma P_{1i}^\beta}{P P_{1i} - \sqrt{P^2 P_{1i}^2}} \right) \epsilon_\gamma^*(P_{1i})$$

$$D_{J_z}^i(K^* \rightarrow K\pi) = F_{K^*K\pi} \epsilon_\beta(P_{1i}) P_{1-i}^\beta$$

wobei ϵ^β die Polarisationsvektoren sind und $F_{f_1 K^* K}$, $F_{K^* K \pi}$ die jeweiligen Zerfallsformfaktoren bezeichnen. Für die Formfaktoren wird, wie im Fall der Tensormesonen in Abschnitt 2.3.3, der Ansatz $F_{f_1 K^* K} = f_{f_1 K^* K} \cdot f(k^*)$ gewählt; die Massenabhängigkeit $f(k^*)$ ($k^*(m)$ ist der Impuls der Zerfallsteilchen im Schwerpunktsystem der Resonanz) wurde in Gleichung 2.56 für einen $L = 2$ -Übergang angegeben; hier wird $f(k^*)$ für einen Zerfall in s -Welle ($f_1 \rightarrow K^* K$) und für einen $L = 1$ -Übergang ($K^* \rightarrow K\pi$) benötigt. Mit dem Ansatz von Blatt und Weißkopf [21] ist $f(k^*)$ konstant für den $L = 0$ -Zerfall und für $L = 1$:

$$f^2(k^*) \propto \frac{1}{1 + (k^* r)^2} \quad (2.79)$$

wobei wie in Gleichung 2.56 $f(k_0^*) = 1$ ($k_0^* = k^*(m_R)$) und $r \approx 1 fm$ gesetzt wird.

Durch Ausführen der Summation über die Spineinstellungen des K^* in Gleichung 2.78 folgt nun die vollständige Zerfallsamplitude:

$$A_{J_z}^i = \epsilon_\beta \left(P_{1i}^\beta \frac{P_{1i} \cdot P_{1-i}}{P_{1i}^2} - P_{1-i}^\beta \right) \frac{f_{f_1 K^* K} \cdot f_{K^* K \pi} f(k_{K^*}^*)}{P_{1i}^2 - M_{K^*}^2 + i \Gamma_{K^*} M_{K^*}} \quad (2.80)$$

Die Breite Γ_{K^*} ist als energieabhängig im Sinne von Gleichung 2.55 aufzufassen. Der Polarisationsvektor ϵ_β der Resonanz muß entsprechend der Spin-Orientierung J_z eingesetzt werden.

Es ist hier nicht notwendig, die Kopplungskonstanten $f_{f_1 K^* K}$ und $f_{K^* K \pi}$ einzeln zu bestimmen; die Normalisierung der Matrixelemente wird so gewählt, daß das Integral über den Phasenraum des Endzustands $K \bar{K} \pi$ die Bedingung

$$\frac{1}{2m_{f_1}} \int |A_{J_z}|^2 d\Gamma(K \bar{K} \pi) = \Gamma_{f_1} B(f_1 \rightarrow K^* K) \quad (2.81)$$

erfüllt, worin $B(K^* \rightarrow K\pi) = 1$ angenommen wurde; die Integration ist unabhängig von J_z . Die Amplitude A_{J_z} ist die Summe der $A_{J_z}^i$ aus 2.80, wobei das relative Vorzeichen durch die G-Parität der Resonanz gegeben ist, wie im folgenden gezeigt wird.

Die beiden Amplituden $A_{J_z}^i$ entsprechen den zwei möglichen Kombinationen $K^* \bar{K}$ und $\bar{K}^* K$ und werden kohärent addiert; das relative Vorzeichen bestimmt dabei die Interferenz beider Amplituden im Überlapp-Bereich der K^* -Bänder. Die Zerlegungen der Amplituden mit Hilfe der Isospin Clebsch-Gordon Koeffizienten lauten:

$$\begin{aligned} |K^* \bar{K} \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^{*+} K^- \rangle - (-1)^I |K^{*0} \bar{K}^0 \rangle) \\ |\bar{K}^* K \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\bar{K}^{*0} K^0 \rangle - (-1)^I |K^{*-} K^+ \rangle) \end{aligned}$$

mit der Isospin-Quantenzahl I ($=0,1$). Zu einem gegebenen Endzustand tragen jeweils nur die beiden ersten oder die zweiten Terme der Zerlegung bei, z.B. $K^{*+} K^-$ und $\bar{K}^{*0} K^0$ im Endzustand $K^0 K^- \pi^+$. Es wird nun die Wirkung der G-Paritätsoperation auf die Linearkombinationen $K^* \bar{K} = \bar{K}^* K$ betrachtet ($G(K^{*+} K^-) = \alpha \bar{K}^{*0} K^0$, $G(K^{*0} \bar{K}^0) = \alpha K^{*-} K^+$):

$$\begin{aligned} G(|K^* \bar{K} \rangle + |\bar{K}^* K \rangle) &= \alpha (|\bar{K}^* K \rangle + |K^* \bar{K} \rangle) \\ G(|K^* \bar{K} \rangle - |\bar{K}^* K \rangle) &= -\alpha (|\bar{K}^* K \rangle - |K^* \bar{K} \rangle) \end{aligned}$$

$m^2(K\pi)$ [GeV²]

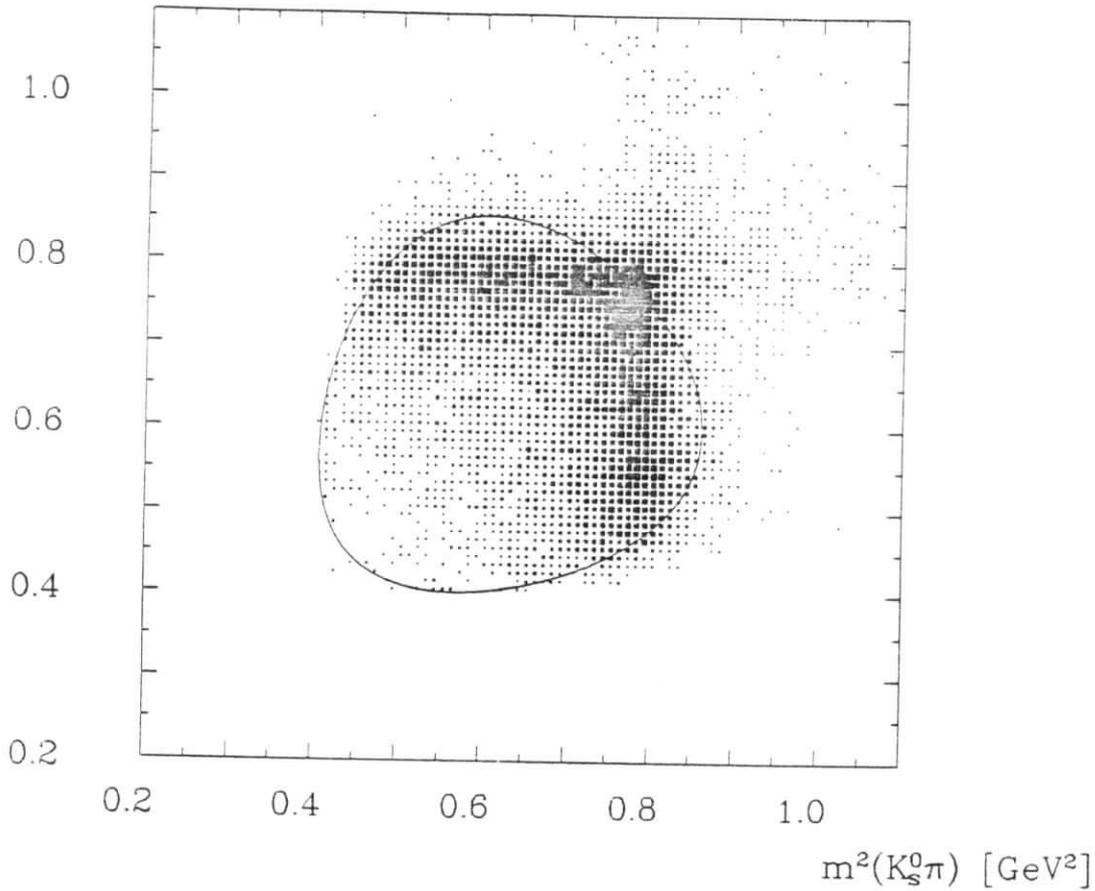


Abbildung 2.6: Dalitz-Verteilung für $f_1 \rightarrow (K^* \bar{K} + \bar{K}^* K) \rightarrow K_S^0 K \pi$ aus einer Monte-Carlo Simulation; die durchgezogene Linie deutet die kinematische Grenze für eine Gesamtmasse von 1.4 GeV an.

wobei das Vorzeichen α zunächst unbestimmt ist: $\alpha = \pm 1$. In [59] wird gezeigt, daß im betrachteten Zerfall $\alpha = +1$ aus den $SU(3)_{fl}$ - Isoskalar- Faktoren [8] folgt. Das Vorzeichen der Interferenz ist daher mit $|\bar{K}^* K \rangle - G |K^* \bar{K} \rangle$ festgelegt: Ein Isoskalar mit positiver C-Parität ($G = C(-1)^J = +1$) koppelt an die symmetrische, ein Isevektor ($G = -1$) an die antisymmetrische Kombination. Für den Isoskalaren f_1 folgt daraus die konstruktive Überlagerung beider Amplituden. In Abbildung 2.6 ist der Dalitz-Plot für den Kettenzerfall $f_1 \rightarrow (K^* \bar{K} + \bar{K}^* K) \rightarrow K \bar{K} \pi$ unter Benutzung der Matrixelemente 2.80 gezeigt; man erkennt deutlich die Anhäufung im Überlapp-Bereich der K^* -Bänder als Folge der konstruktiven Interferenz.

Da in der vorliegenden Analyse auch die Hypothese einer Resonanz mit negativer Parität in der Reaktion $\gamma \gamma^* \rightarrow (J^{PC} = 1^{-+}) \rightarrow K \bar{K} \pi$ untersucht wird, werden hier noch die notwendigen Änderungen der Matrixelemente angegeben. Im Falle negativer Parität wird der $K^* K$ -Zwischenzustand in p - Welle erzeugt; entsprechend ist der Zerfallsformfaktor auf einen $L = 1$ -Übergang abzuändern. In der Amplitude 2.80 ist ferner der Polarisationsvektor ϵ_β durch den Ausdruck $\epsilon^\gamma \epsilon_{\mu\gamma\nu\beta} P^\mu P_{1\nu}^\nu$ zu ersetzen, wobei $\epsilon_{\mu\gamma\nu\beta}$ der total antisymmetrische Einheitstensor ist. Die Zerfallsamplituden $A_{J_i}^\nu$ haben eine wichtige Symmetrieeigenschaft: Im Ruhesystem der Resonanz ist $P = (W, 0, 0, 0)$ und der Ausdruck vereinfacht sich zu $W \epsilon^\gamma \epsilon_{1\gamma\nu\beta} P_{1\nu}^\nu$. Die Summation über die Indizes ν und β entspricht dem Kreuzprodukt zwischen dem Ortsanteil von $P_{1\nu}^\nu$ und dem in Ausdruck 2.80 in Klammern stehenden Vektor; der resultierende Vektor, der mit dem Polarisationsvektor ϵ^γ zu kontrahieren ist, steht also senkrecht auf der $K \bar{K} \pi$ -Zerfallsebene. In

$m^2(K\pi)$ [GeV²]

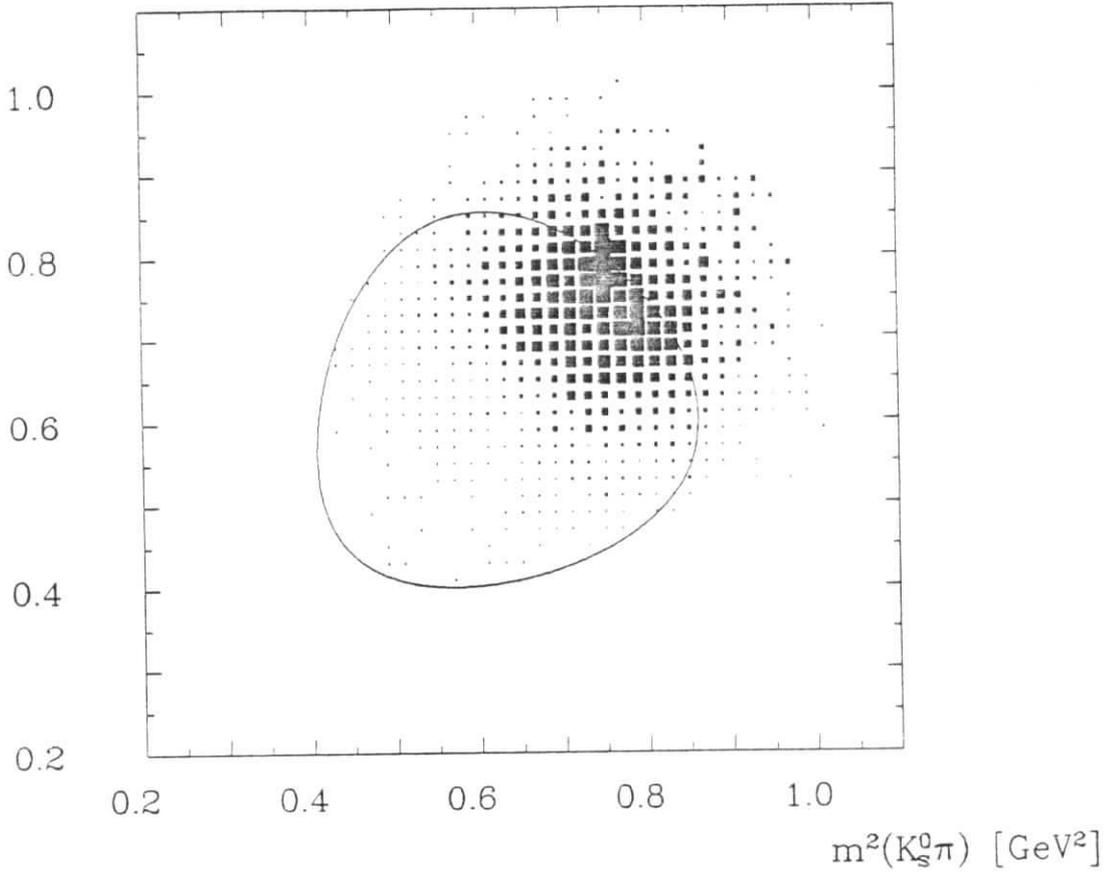


Abbildung 2.7: Dalitz-Plot für $f_1(1420) \rightarrow a_0\pi \rightarrow K_S^0 K \pi$.

der symmetrischen Zerfallskonstellation, also auf der Diagonalen des Dalitz-Plot, sind die Beträge der Vektoren für beide K^* -Kombinationen gleich, ihre Orientierung ist aber entgegengesetzt; die Amplituden $A_{J_z}^i$ sind also antisymmetrisch unter Vertauschung des Index $i \ 2 \leftrightarrow 3$, d.h. bei Teilchenaustausch von K und \bar{K} . Dadurch kommt es trotz des positiven Vorzeichens in $A_{J_z}^2 - A_{J_z}^3$ bei negativer Parität zu einer Auslöschung auf der Diagonalen des Dalitz-Plot und insbesondere auch im Überlapp-Bereich der K^* -Bänder.

Als zweiter möglicher Kettenzerfall wird nun $f_1 \rightarrow a_0(980)\pi \rightarrow K\bar{K}\pi$ betrachtet. Als Ausgangspunkt dient die Darstellung der Zerfallsamplitude 2.78. Im Zerfall $f_1 \rightarrow a_0(980)\pi$ wird das $a_0\pi$ System als $L = 1$ -Zustand erzeugt. Das Matrixelement lautet mit der oben eingeführten Notation der Impulsvektoren [9]:

$$D_{J_z}(f_1 \rightarrow a_0\pi) = F_{f_1 a_0\pi} \epsilon_\beta(P) (P_2 + P_3 - P_1)^\beta \quad (2.82)$$

Der Zerfallsformfaktor $F_{f_1 a_0\pi}$ wird wieder mit dem Ansatz 2.79 parametrisiert. Der anschließende Zerfall $a_0 \rightarrow K\bar{K}$ ist ein $L = 0$ -Übergang und hat das Matrixelement $D = F_{a_0 K\bar{K}}$. Die Beschreibung des $K\bar{K}$ -Zerfalls ist insofern problematisch, als $m_{a_0} = 982.6 \pm 1.9 \text{ MeV}$ [8] unterhalb der $K\bar{K}$ -Schwelle liegt. Die übliche Behandlung benutzt den *coupled-channel* Formalismus, der von Flatté [60] für die $\eta\pi$ - und $K\bar{K}$ -Zerfallskanäle des a_0 eingeführt wurde; unterhalb der $K\bar{K}$ -Schwelle wird darin der übliche Ausdruck für den Impuls $k^* = \sqrt{m^2/4 - m_K^2}$ durch $k^* = i\sqrt{m_K^2 - m^2/4}$ ersetzt.

Für die Zerfallsamplitude ergibt sich ($P_{a_0} = P_2 + P_3$):

$$A_{J_z} = \epsilon_\beta(P) (P_{a_0} - P_1)^3 \frac{f_{a_0 K\bar{K}} \cdot f_{f_1 a_0 \pi} f(k_{a_0}^*)}{m_{a_0}^2 - P_{a_0}^2 + im_{a_0}(\Gamma_{K\bar{K}}^{a_0} + \Gamma_{\eta\pi}^{a_0})} \quad (2.83)$$

mit den energieabhängigen Breiten [61]:

$$\Gamma_X^{a_0} = \frac{1}{8\pi} \frac{k_X^*}{m_{a_0}^2} f_{a_0 X}^2 \quad (2.84)$$

Der Index X steht für den jeweiligen Endzustand $\eta\pi$ bzw. $K\bar{K}$. Diese Parametrisierung der Breite stimmt mit der sonst in dieser Arbeit verwendeten Definition 2.55 überein, und die Zerfallskonstanten $f_{a_0 X}$ sind völlig analog zu den bisher betrachteten Zerfällen definiert.

Die relativen Kopplungen des a_0 bzw. die Verzweigungsverhältnisse in $\eta\pi$ und $K\bar{K}$ sind nicht gut bekannt [8]. Eine Beschreibung der Daten ermöglicht $f_{a_0 K\bar{K}}^2 / f_{a_0 \eta\pi}^2 = 3/2$ entsprechend der $SU(3)$ -Erwartung und $\Gamma_{\eta\pi} = 53.7 \text{ MeV}$ [8,61]. Mit dieser Annahme kann die Amplitude 2.83 analog zu Gleichung 2.81 normiert werden.

Kapitel 3

Das Experiment

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Daten wurden im Jahr 1986 mit dem Detektor CELLO am e^+e^- -Speicherring PETRA auf dem Gelände des Forschungszentrums DESY in Hamburg genommen. An PETRA wurden seit 1978 physikalische Meßprogramme bei Schwerpunktsenergien bis 46.8 GeV durchgeführt. Mit insgesamt fünf Detektoren konnte an den vier Wechselwirkungszonen eine Vielzahl physikalischer Aspekte von e^+e^- -Kollisionen analysiert werden [62]. Die Messungen fanden mit der Datennahme 1986 ihren Abschluß, die eine integrierte Luminosität von 86 pb^{-1} bei der Schwerpunktsenergie von 35 GeV für CELLO erbrachte.

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Eigenschaften des CELLO Detektors und die Methode der Ereignisrekonstruktion, sofern sie für die vorliegende Analyse von Bedeutung sind, zusammengefaßt; bezüglich der Beschreibung des Speicherrings PETRA sei hier auf die Literatur verwiesen [63]. Im Abschnitt 3.3 wird die Detektorsimulation beschrieben und die in dieser Arbeit benutzten Monte-Carlo-Verfahren und Analysemethoden für 2-Photon-Reaktionen angegeben.

3.1 Der CELLO Detektor

Die Bedingungen eines e^+e^- -Speicherrings sowie die Vielfalt der Prozesse, die in der e^+e^- -Physik untersucht werden können, haben zur Herausbildung eines Standardtyps von Speicherring-Detektoren geführt. CELLO wurde als ein solcher Mehrzweckdetektor 1976 von einer Gruppe französischer und deutscher Institute konzipiert [64]. Als Anforderung stellte sich eine möglichst vollständige Überdeckung des Raumwinkels zur Messung und wenn möglich Identifikation geladener und neutraler Teilchen. Zu den technischen Besonderheiten von CELLO zählen seine große, aber sehr dünnwandige supraleitende Spule und das fein segmentierte Flüssig-Argon-Blei Kalorimeter. Das Kalorimeter ist zur Vermessung von Schauer-Topologien besonders gut geeignet und ermöglicht so die Identifikation von Photonen und Elektronen und ihre Abtrennung von Hadronen [65]. Die supraleitende Spule umgibt einen zylindersymmetrischen Innendetektor, der mit einer Länge von 2.2 m eine hohe Raumwinkel-Akzeptanz zur Messung geladener Teilchen bietet. Die Kalorimeter umschließen die Wechselwirkungszone hermetisch bis hinab zu einem Winkel von 45 mrad zur Strahlachse. Durch die homogene Überdeckung mit Nachweisgeräten können mit CELLO vollständig erfaßte Ereignisse, d.h. ohne Verlust ungemessener Teilchen, mit guter Effizienz rekonstruiert werden.

3.1.1 Überblick

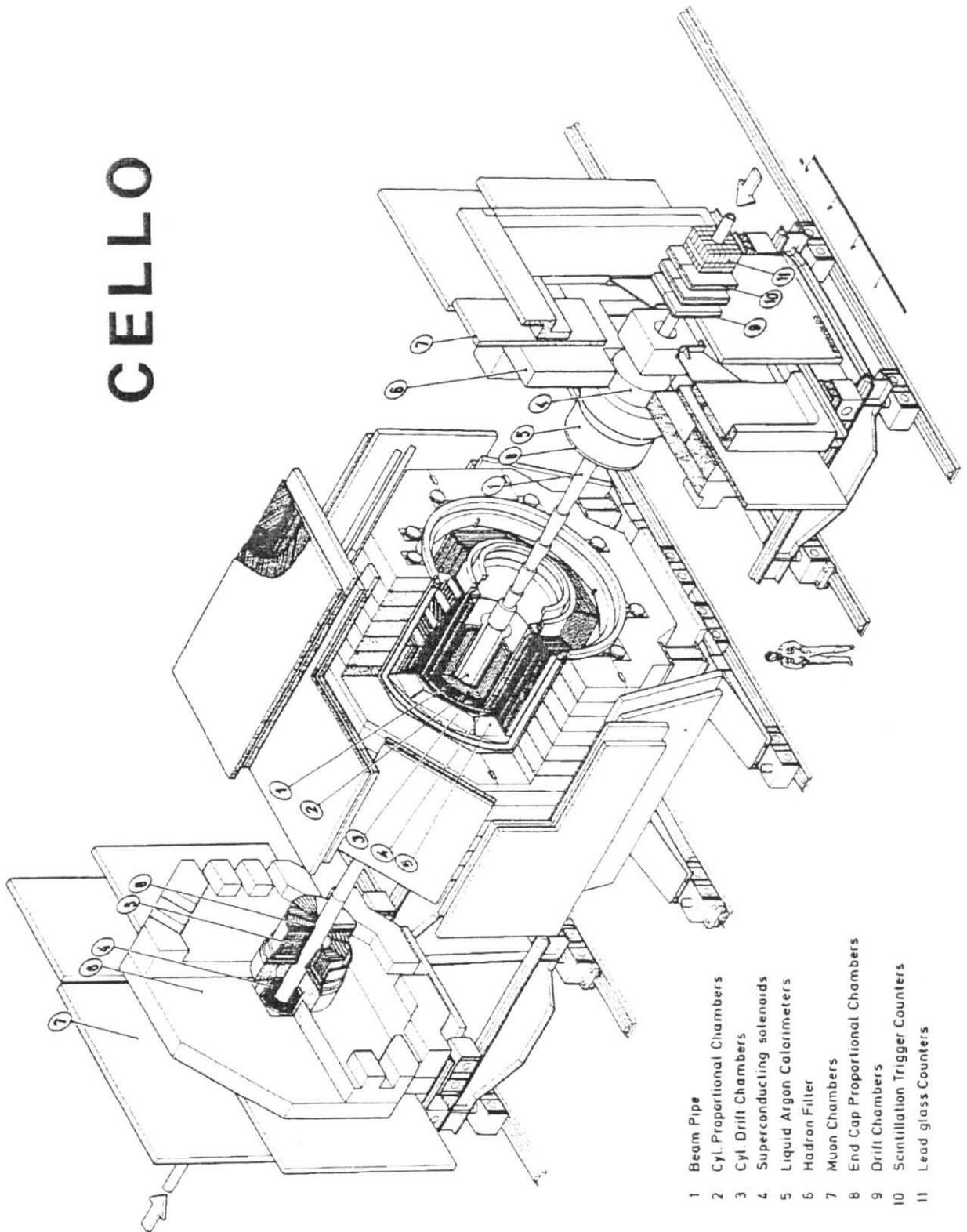
In Abbildung 3.1 ist eine schematische Ansicht des Detektors gezeigt. Es sei hier zunächst eine tabellarische Übersicht gegeben, auf einige Komponenten wird in den folgenden Abschnitten näher eingegangen; eine detaillierte Beschreibung aller Komponenten ist in [66] zu finden. Ausgehend von der Strahlachse ist die Anordnung der Detektorteile nach außen hin:

- **Strahlrohr.** Das Aluminium-Vakuumrohr umgibt die Strahlachse im Abstand $r = 7.8 \text{ cm}$ und weist eine Dicke von 0.03 Strahlungslängen (X_0) auf.
- **Strahlrohr-Kammern.** Direkt außerhalb des Strahlrohrs befinden sich zwei, gegeneinander versetzte Lagen von Driftrohren, die auf einer Länge von 1 m parallel zur Strahlachse verlaufen. Ihre Gesamtdicke ist $0.01 X_0$.
- **Innendetektor.** Der Innendetektor besteht aus einem System von zylindrischen Proportional- und Driftkammern, in denen Spuren geladener Teilchen bis zum Außenradius von 0.7 m gemessen werden. Die gesamte Materiemenge entspricht in radialer Richtung $0.02 X_0$.
- **Solenoid-Spule.** Die dünnwandige ($0.5 X_0$), supraleitende Aluminium-Spule umschließt den Innendetektor und baut ein Magnetfeld von 1.32 T auf.
- **Barrel-Kalorimeter.** Der Zentralteil des Flüssig-Argon-Blei Kalorimeters besteht aus 16 identischen Modulen im Abstand $r = 106.7 \text{ cm}$ von der Strahlachse und hat eine Tiefe von $20 X_0$.
- **Rückflußjoch.** Eine etwa 80 cm dicke Eisenabschirmung dient zur Rückführung des magnetischen Flusses und zugleich als Hadronfilter, der hadronischer Schauer mit hoher Wahrscheinlichkeit vollständig absorbiert (insgesamt 7 Absorptionslängen).
- **Myon-Kammern.** Minimalionisierende Myonen mit Impulsen $p > 1.2 \text{ GeV}$ durchdringen den Hadronfilter und werden in den Myon-Kammern nachgewiesen: sie bestehen aus großflächigen Proportionalkammern, die etwa 90% des Raumwinkels abdecken.

Im Vorwärtsbereich befinden sich die folgenden Komponenten:

- **End-Cap Kalorimeter.** Es besteht ebenfalls aus Flüssig-Argon- Blei Schauerzählern, die das *Barrel* Kalorimeter im Vorwärtsbereich ergänzen.
- **Proportionalkammern.** Vor dem *End-Cap* Kalorimeter sind zwei gekreuzte Lagen Proportionalkammern angeordnet, die die Rekonstruktion stark vorwärtsgerichteter Spuren verbessern.
- **Vorwärts-Kalorimeter.** Im Bereich $45 - 110 \text{ mrad}$ zur Strahlachse dient ein System aus Szintillator-Streifen und Bleiglas-Blöcken zur Messung gestreuter Elektronen (Positronen).

CELLO



- 1 Beam Pipe
- 2 Cyl. Proportional Chambers
- 3 Cyl. Drift Chambers
- 4 Superconducting solenoids
- 5 Liquid Argon Calorimeters
- 6 Hadron Filter
- 7 Muon Chambers
- 8 End Cap Proportional Chambers
- 9 Drift Chambers
- 10 Scintillation Trigger Counters
- 11 Lead glass Counters

Abbildung 3.1: Der CELLO Detektor.

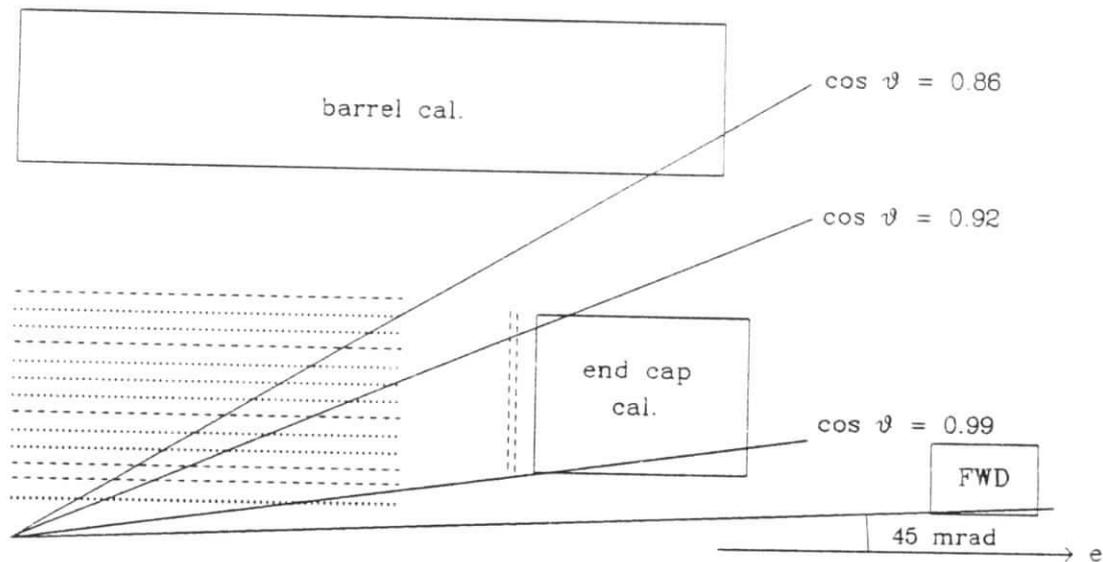


Abbildung 3.2: Geometrische (polare) Akzeptanz von CELLO.

Figur 3.2 zeigt in einer schematischen Darstellung die Detektorkomponenten und ihre geometrische Akzeptanz. Die Lücke zwischen *Barrel* und *End-Cap* Kalorimeter wird durch sehr einfach aufgebaute Blei-Szintillator Schauerzähler geschlossen, die zwar nur eine grobe Abschätzung von Schauerenergien liefern, aber für den hermetischen Abschluß der Kalorimetrie wichtig sind.

Das CELLO Koordinatensystem definiert die z-Achse durch die Richtung der einlaufenden Elektronen, die x-Achse liegt in der Ebene des Speicherrings und zeigt von dessen Mittelpunkt nach außen, und $\hat{y} = \hat{z} \times \hat{x}$ definiert die y-Achse. In der Ebene senkrecht zur Strahlachse werden auch die Polarkoordinaten r, φ benutzt; die Angabe des Polarwinkels ϑ bezieht sich auf den Winkel zur z-Achse.

3.1.2 Spurdetektor

Der zentrale Spurdetektor besteht aus zylindrischen, konzentrisch zur Strahlachse angeordneten Drift- und Proportionalkammern, die mit einem Außenradius von 0.7 m und einer Länge von 2.2 m das Strahlrohr umschließen. Der Detektor unterteilt sich in zwei Vertexkammern, sieben weitere Drift- und fünf Proportionalkammern. In Tabelle 3.1 sind die Parameter der einzelnen Kammerlagen aufgelistet, und Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Ansicht des Detektors.

Die beiden innersten Kammern wurden nachträglich eingebaut und dienen zur Verbesserung der Vertex-Auflösung in der r, φ -Projektion. Sie setzen sich aus zwei Lagen von jeweils 128 Driftrohren zusammen, die parallel zur Strahlachse ausgerichtet sind. In jedem Rohr ist ein einzelner Anodendraht gespannt; aus der zeitlichen Differenz

Kammer- nummer	Kammer- Typ	Radius [cm]	Zahl der Signaldrähte	Abstand der Drähte [mm]	# Kathoden	
					90°	30°
1	Driftrohr	10.90	128	5.35	—	—
2	Driftrohr	11.37	128	5.54	—	—
3	Prop.K.	17.0	512	2.09	252	256
4	Prop.K.	21.0	512	2.58	228	256
5	Driftk.	25.5	104	15.41	—	—
6	Driftk.	30.4	128	14.92	—	—
7	Prop.K.	35.7	1024	2.19	366	512
8	Driftk.	40.2	168	15.03	—	—
9	Driftk.	45.1	192	14.76	—	—
10	Driftk.	50.0	208	15.10	—	—
11	Prop.K.	55.3	1536	2.26	420	768
12	Driftk.	59.8	256	14.68	—	—
13	Driftk.	64.7	256	15.88	—	—
14	Prop.K.	70.0	1536	2.86	494	768

Tabelle 3.1: Aufbau des CELLO - Innendetektors.

zwischen dem Durchgang eines geladenen Teilchens und dem Auftreffen der Ionisationsladung auf dem Anodendraht kann aus der bekannten Weg-Driftzeit-Beziehung der Ort in der Ebene senkrecht zur Strahlachse ($r\varphi$ -Ebene) bestimmt werden. Die Auflösung der Kammern beträgt etwa $180\ \mu\text{m}$ [68].

Die Driftkammern sind aus identischen, nebeneinanderliegenden Driftzellen aufgebaut. Jede Zelle enthält einen Anodendraht, der von vier Kathodendrähten umgeben ist, und zwei Potentialdrähte zur Feldformung; benachbarte Zellen haben jeweils zwei Kathoden- und einen Potentialdraht gemeinsam. Wie in den Driftrohren der Vertexkammern wird als Kammergas ein Argon / Äthan - Gemisch im Verhältnis 1:1 bei Atmosphärendruck verwendet. $r\varphi$ -Koordinatenpunkte von Spuren werden über die Weg-Driftzeit- Beziehung bestimmt und mit einer Auflösung von $\sigma \approx 200\ \mu\text{m}$ rekonstruiert [67].

Auf eine Messung der Driftzeit wird in den Proportionalkammern verzichtet. Sie dienen vielmehr zur Bestimmung der z -Koordinaten von Spurpunkten. Die im Vergleich zu den Driftkammern sehr viel dichter liegenden, parallel zur Strahlachse gespannten Anodendrähte werden von zwei Zylinderflächen eingeschlossen, die in streifenförmige Kathoden unterteilt sind. Die Kathodenstreifen sind auf der einen Zylinderfläche um 30° , auf der anderen um 90° gegen die Anodendrähte geneigt. Am Ort der Signalentstehung auf einem Anodendraht wird auf den nächst benachbarten Kathodenstreifen ein elektrisches Signal induziert, aus dem die z -Koordinate mit einer Auflösung von etwa $\sigma_z \approx 440\ \mu\text{m}$ bestimmt wird. Die Genauigkeit der Messung der $r\varphi$ -Koordinate ist im wesentlichen durch die geometrische Auflösung $\text{Drahtabstand}/\sqrt{12} \approx 770\ \mu\text{m}$ gegeben. Die Proportionalkammern werden mit einem Gemisch aus Argon / Isobutan im Verhältnis 4:1 und einem Zusatz von 0.2% Freon betrieben. Neben der Bestimmung der z -Koordinate bieten die Proportionalkammern den Vorteil, eine erste Spurerkennung bereits auf der Stufe der Triggerentscheidung zu ermöglichen, da ihre Signale sehr schnell zur Verfügung stehen (siehe Abschnitt 3.2.1).

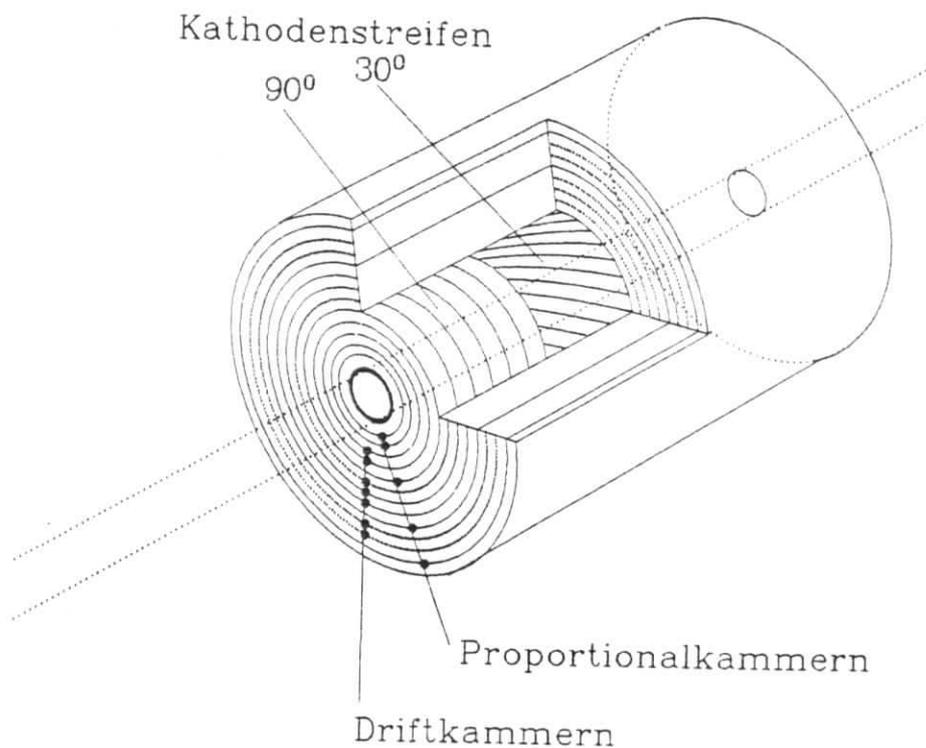


Abbildung 3.3: Aufschnitt des Innendetektors.

Der Spurdetektor wird ergänzt durch zwei gekreuzte Lagen von Proportionalkammern, die an den Stirnseiten des Zentraldetektors, vor den *End-Cap* Kalorimetern angebracht sind. Sie haben eine Auflösung von etwa 5 mm , und überdecken den Bereich $0.910 < |\cos \vartheta| < 0.988$ [64].

Die geometrische Akzeptanz des Spurdetektors umfaßt 84% von 4π , wenn verlangt wird, daß eine Spur alle 14 Kammern durchläuft. Wird nur die zur Rekonstruktion der Spurparameter nötige Anzahl von Punkten im zylindrischen Innendetektor verlangt, so dehnt sich die Akzeptanz auf 97% des vollen Raumwinkels aus (Vorwärtsgerichtete Spuren mit $|\cos \vartheta| < 0.97$ durchlaufen wenigstens fünf Kammern im Innendetektor; ihre Rekonstruktion wird durch Hinzunahme der *End-Cap* Proportionalkammern erleichtert).

Durch die Ablenkung im homogenen Magnetfeld beschreiben geladene Teilchen Kreisbahnen in der $r\varphi$ -Ebene, deren Krümmungsradius proportional zu ihrem Transversalimpuls ist. Die Genauigkeit, mit der der Impuls rekonstruiert werden kann, hängt von der Anzahl der Meßpunkte sowie der Auflösung der Kammern und der Vielfachstreuung im Detektormaterial ab. Die Impuls- Auflösung des CELLO Innendetektors wurde zu

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} \approx 1.2\% \cdot p_t$$

bestimmt [68], mit dem Transversalimpuls p_t in GeV/c . Der Vertex einer Spur läßt sich mit einem Fehler von $\approx 300\ \mu\text{m}$ rekonstruieren.

3.1.3 Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Blei Kalorimeter arbeitet nach dem Prinzip der *Sampling*-Kalorimeter. Darin wechseln Lagen von dichtem Absorbermaterial (Blei) mit Schichten des Nachweismediums, hier Argon, ab; Elektronen und Photonen erzeugen durch Bremsstrahlung und Paarbildung eine Kaskade von Sekundärteilchen, deren Ionisation im Nachweismedium gemessen wird. Elektromagnetische Schauer werden in den etwa 20 Strahlungslängen fast völlig absorbiert und gemessen, wohingegen die Materiemenge nicht ausreicht, um Hadron-Kaskaden vollständig zu erfassen (Die Tiefe des Kalorimeters entspricht 0.9 Absorptionslängen). Das CELLO Kalorimeter dient also als elektromagnetisches Kalorimeter in erster Linie zur Energiemessung von Elektronen und Photonen; daneben bietet solcher Kalorimetertyp den Vorteil, durch feine Segmentierung der Auslese, Schauerformen dreidimensional rekonstruieren zu können. Dadurch wird einerseits eine gute Ortsauflösung und andererseits die Unterscheidung elektromagnetischer und hadronischer Schauer ermöglicht. Als weitere Vorteile sind die einfache elektronische Kalibration mit Hilfe von Testpulsen, die eine bekannte Ionisationsladung im Kalorimeter simulieren, sowie die gute Langzeitstabilität der Kalibration zu sehen.

Einige technische Daten des Kalorimeters sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Das *Barrel* Kalorimeter besteht aus 16 Modulen mit trapezförmigen Querschnitt, die in einem großen Kryostaten zu zwei hintereinander liegenden Achtecken mit einer Gesamtlänge von 4 m angeordnet sind. Das *End-Cap* Kalorimeter ist aus vier halbkreisförmigen Modulen aufgebaut, von denen je zwei auf beiden Seiten des Detektors das Strahlrohr umschließen. Die Module der beiden Kalorimeter sind jeweils identisch aufgebaut. In ihnen wechseln sich Lagen aus 1.2 mm dicken Bleiplatten (Kathoden) und ebenso dicke Lagen von Bleistreifen (Anoden) ab, die durch 3.6 mm Argon getrennt sind; Bleiplatten- und Streifenlagen liegen gegeneinander auf Hochspannung (2.5 – 5 kV). Die Orientierungen der Streifenlagen sind abwechselnd parallel zur Strahlachse, um 45° und um 90° gedreht; im *End-Cap* sind die Streifenlagen horizontal und vertikal (x und y-Richtung) und zirkular orientiert. Die Breite der Streifen beträgt typisch 2 – 3 cm. Vor dem Kalorimeter befinden sich noch zwei Lagen Kupfer - Argon (drei Lagen im *End-Cap*) um vor dem Aufschauern eine dE/dx -Messung zu ermöglichen.

Die Anodensignale werden mit ladungsempfindlichen Vor- und Hauptverstärkern ver-

	<i>Barrel</i> Kal.	<i>End-Cap</i> Kal.
Material vor dem Kalorimeter	1.1 X_0	1.2 X_0
Tiefe des Kalorimeters	20 X_0	21 X_0
Dicke der Bleilagen	1.2 mm	1.2 mm
Abstand der Bleilagen	3.6 mm	3.6 mm
Anzahl der Lagen	41	42
Anzahl der el. Kanäle	9248	1472
Winkelauflösung	4 mrad	6 mrad
Akzeptanz in $ \cos \vartheta $	< 0.86	0.92-0.99

Tabelle 3.2: Technische Daten des Kalorimeters.

arbeitet; etwa 3000 Kanäle würden für jedes Modul benötigt, wollte man jeden Streifen einzeln auslesen. Um diese Anzahl zu beschränken, wurden in Tiefe und Breite benachbarte Streifen zu Blöcken zusammengefaßt und die Anzahl auf 576 (bzw. 368 im *End-Cap*) Kanäle reduziert. Eine detaillierte Beschreibung der Blockstruktur wird in [65] gegeben. Um die Menge der auszulesenden Daten weiter einzuschränken, werden Kanäle deren Signal weniger als 2.5σ über dem elektronischen Rauschen liegt bei der Auslese unterdrückt. Das elektronische Rauschen liegt bei $\approx 1 fC$ in einer Doppellage, was mit der Ausbeute $5 fC$ für ein minimalionisierendes Teilchen zu vergleichen ist [65].

Die Energieauflösung des Kalorimeters wird durch Schauerfluktuationen (*Sampling-Fluktuationen*) bestimmt; eine weitere Beeinträchtigung der Auflösung erfolgt durch das Material vor dem Kalorimeter, Kalibrationsfehler, defekte Kanäle¹ usw. Die elektromagnetische Auflösung des CELLO Kalorimeters läßt sich parametrisieren als:

$$\frac{\sigma}{E} = 5\% + 10\%/\sqrt{E}$$

mit der Energie E in GeV .

Das *End-Cap* Kalorimeter wird in der vorliegenden Analyse auch zur Messung von auslaufenden e^\pm verwendet, die in 2-Photon-Reaktionen unter großen Winkeln ($> 130 mrad$) gestreut werden. Ein wichtiger Parameter bei der Messung eines solchen *tag* ist der Impulsübertrag bzw. das invariante Massenquadrat des virtuellen Photons. Die Unsicherheit der Q^2 -Bestimmung resultiert aus den Fehlern von Energie und Streuwinkel:

$$\frac{\sigma_{Q^2}}{Q^2} = \left(\left(\frac{\sigma_E}{E} \right)^2 + 4 \left(\frac{\sigma_\vartheta}{\vartheta} \right)^2 \right)^{1/2}$$

woraus man eine Auflösung von $\sigma_{Q^2}/Q^2 = 10\%$ abschätzen kann. Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, wie sich diese Auflösung durch Ausnutzen der kinematischen Randbedingungen in 2-Photon-Reaktionen verbessern läßt.

3.1.4 Vorwärts-Kalorimeter

Das Vorwärts-Kalorimeter dient zur Erfassung von Elektronen, die unter sehr kleinen Winkeln, unterhalb der Akzeptanz des *End-Cap* Kalorimeters, gestreut werden. Eine Funktion des Kalorimeters bestand während der Datennahme darin, aus der Rate von Bhabha- Ereignissen die Luminosität zu messen; ferner wurde die Kalorimeter- Signale zum Triggern von 2-Photon-Ereignissen verwendet.

Das Kalorimeter befindet sich in einer Entfernung von $2.65 m$ vom Wechselwirkungspunkt und überdeckt den Winkelbereich $45 - 110 mrad$. Als Schauerzähler werden Bleiglas-Blöcke verwendet, von denen sich je 20 auf beiden Seiten des Detektors befinden. Jeweils 10 Blöcke sind zu einem Quadranten zusammengefaßt, die in einem halbringförmigen Behälter auf dem Strahlrohr montiert sind. Die Bleiglas-Blöcke haben seitliche Abmessungen von typisch $5 cm$ ($\approx 2X_0$) und ihre Länge entspricht im Mittel 13 Strahlungslängen. Das von geladenen Schauerteilchen erzeugte Čerenkov-Licht wird mit Photomultipliern registriert, die die einzelnen Blöcke auslesen. Zur besseren Bestimmung der Position des gestreuten e^\pm ist vor jedem Quadranten ein Szintillator-

¹Während der Datennahme 1986 waren ca. 2% der Kanäle defekt.

Einträge / 0.2 GeV

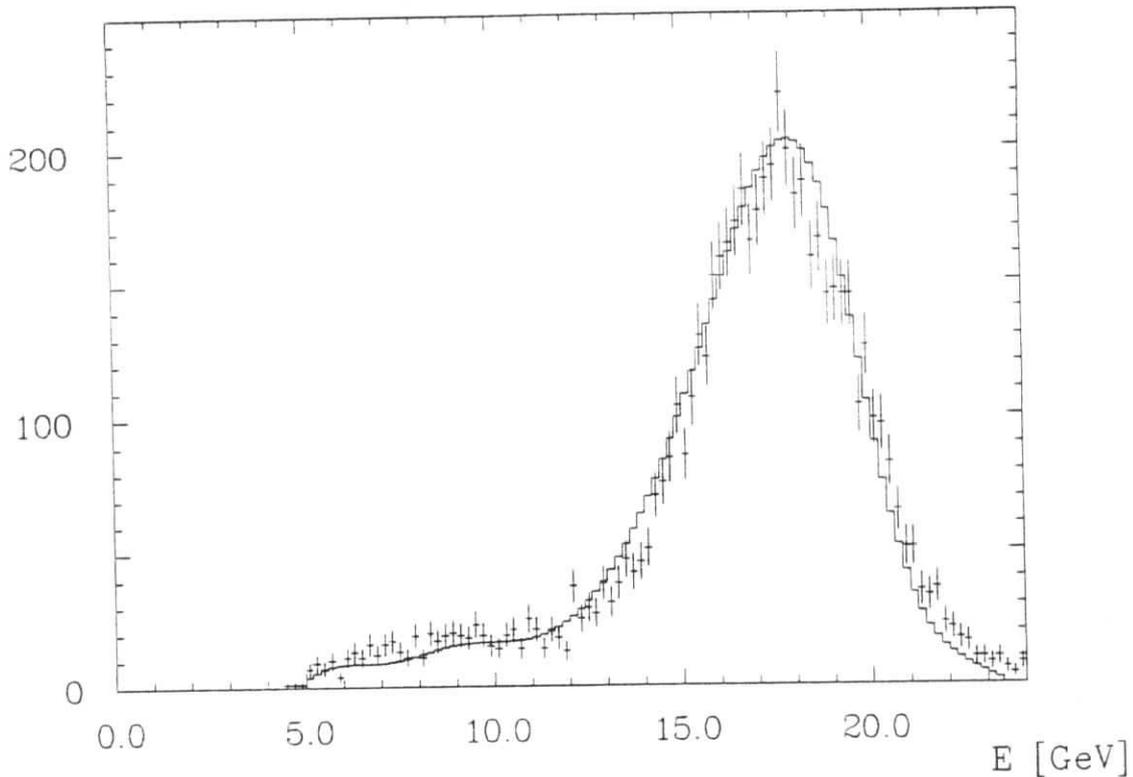


Abbildung 3.4: Energieverteilung im Vorwärts-Kalorimeter für Bhabha-Ereignisse mit Streuwinkeln bis 90 mrad ; das Histogramm stammt aus einer Monte-Carlo Simulation.

Hodoskop angebracht; es ist aus 1 cm breiten, halbkreisförmigen Szintillator-Streifen aufgebaut, die beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen werden. Vor dem Szintillator sorgt eine dünne Bleischicht ($0.5 X_0$) für ein Aufschauern und damit für ein stärkeres Signal in den Szintillatoren. Aus dem Radius der angesprochenen Streifen und durch Vergleich der Pulshöhen an den Enden können der Streuwinkel zur Strahlachse und der Azimutwinkel bestimmt werden. Die Positionsmessung wird ergänzt durch die Bestimmung des Schauerschwerpunkts in den Bleiglas-Blöcken.

Durch die Anordnung der Schauerszähler bedingt befinden sich zum Teil erhebliche Materiemengen vor dem Kalorimeter. Im Winkelbereich bis 90 mrad sind es im Mittel insgesamt $2 X_0$, zu größeren Winkeln hin decken in einigen Bereichen Teile des *End-Cap* Kryostaten das Vorwärts-Kalorimeter mit bis zu $10 X_0$ ab. Die Energiemessung wird dadurch wesentlich verschlechtert, in einigen Bereichen gänzlich unbrauchbar. In Abbildung 3.4 ist dies an der breiten Verteilung der gemessenen Energien für Bhabha-Ereignisse zu sehen.

Die ungenaue Energiemessung im Vorwärts-Kalorimeter ist in dieser Arbeit bei der Analyse von *single-tag* Reaktionen insofern problematisch, als die Bestimmung des Vierervektors des auslaufenden e^- und mithin die Q^2 -Bestimmung dadurch beeinträchtigt werden. Eine deutliche Verbesserung der Auflösung für Reaktionen des Typs $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma^* \rightarrow e^-e^-f$ läßt sich durch Ausnutzung der kinematischen Randbedingungen von Energie- und Impulserhaltung erzielen:

$$p_1 + p_2 = p_{tag} + p_{notag} + p_f \quad (3.1)$$

Einträge / 0.02 GeV²

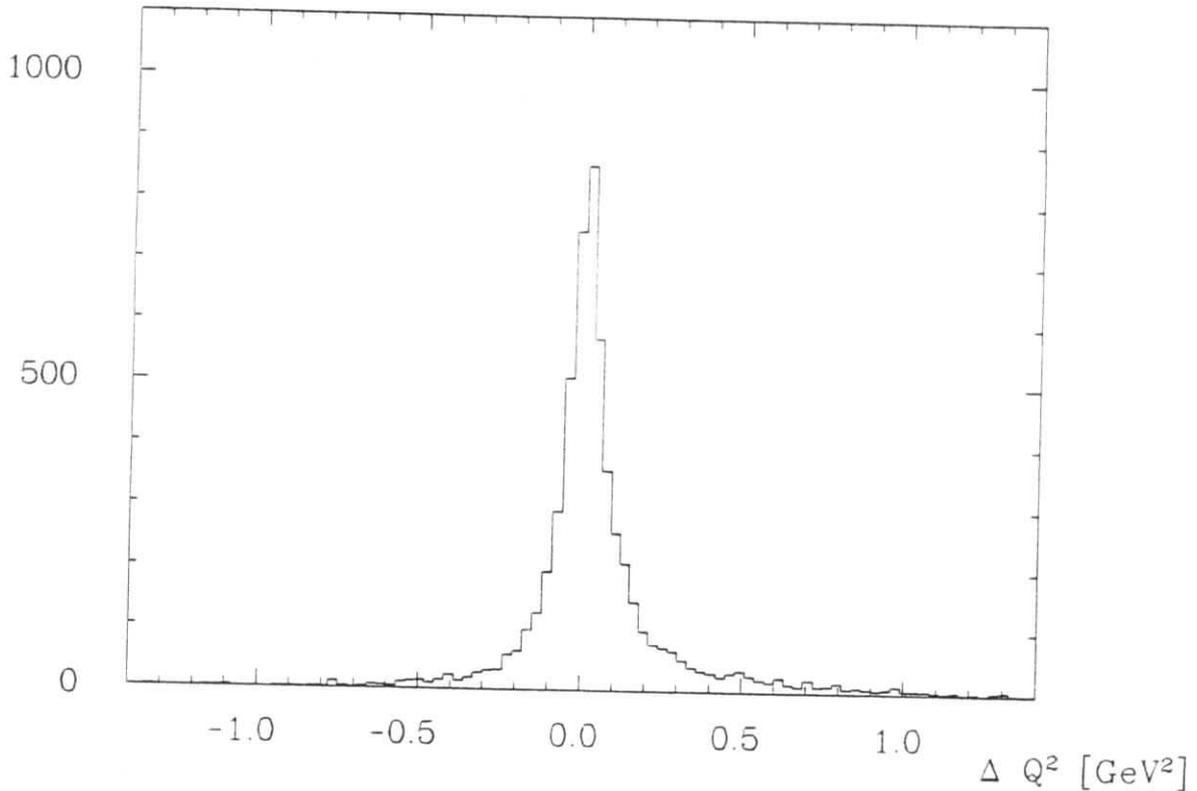


Abbildung 3.5: Q^2 -Auflösung des Vorwärts-Kalorimeters: Für die Reaktion $\gamma\gamma^* \rightarrow f_1(1420) \rightarrow K_S^0 K \pi$ bei einem mittlerem Q^2 von 1.3 GeV^2 .

wobei $p_{1,2}$ die Viererimpulse der einlaufenden e^\pm sind, p_{tag} der des ungenau gemessenen tag und p_f der des im Zentraldetektor mit vergleichsweise guter Auflösung rekonstruierten Endzustands ist. Qualitativ ergibt sich folgendes Bild: Nimmt man zunächst p_f als bekannt an, so enthalten die vier Gleichungen 3.1 drei Unbekannte, nämlich \vec{p}_{notag} , und drei schlecht bestimmte Größen, \vec{p}_{tag} . Über die Unbekannten \vec{p}_{notag} kann zumindest die Aussage gemacht werden, daß die Transversalkomponenten $p_{notag x}$ und $p_{notag y}$ klein gegen den longitudinalen Impuls sind, d.h. das unbeobachtete e^\pm hat einen kleinen Streuwinkel; würde man näherungsweise $p_{notag x,y}$ zu Null setzen, so wäre das Gleichungssystem vollständig determiniert.

Quantitativ läßt sich das Problem in der Weise behandeln, daß die Impulse auf der rechten Seite von 3.1 im Rahmen ihrer Fehler variiert werden, um die Randbedingungen von Energie- und Impulserhaltung zu erfüllen; für p_{notag} wird als Anfangswert der Streuwinkel 0° gesetzt, wobei als "Fehler" ein Wert angenommen wird, der deutlich unter der Nachweisgrenze eines tag liegt (hier $\sigma_{notag}(\vartheta) \approx 10 \text{ mrad}$). Das Anpassungsproblem kann dann numerisch gelöst werden [69]. Ein solcher kinematischer Fit kann die Auflösung von p_{tag} erheblich verbessern, sofern der Impuls des Endzustands p_f gut gemessen ist. In Abbildung 3.5 ist dies am Beispiel der Q^2 -Auflösung in der Reaktion $\gamma\gamma^* \rightarrow K_S^0 K \pi$ gezeigt, wo ein gestreutes e^\pm im Vorwärts-Kalorimeter nachgewiesen ist. Die Auflösung entspricht $\sigma_{Q^2}/Q^2 = 7\%$ – deutlich besser als aufgrund der Energieauflösung $\sigma_E/E \approx 14\%$ in Abbildung 3.4 zu erwarten. Mit der gleichen Prozedur wird im *End-Cap* Kalorimeter eine Auflösung von $\sigma_{Q^2}/Q^2 = 6\%$ erreicht.

3.2 Datennahme und -rekonstruktion

Die e^\pm -Teilchenbündel treffen am Wechselwirkungspunkt des Detektors mit einem zeitlichen Abstand von nur $3.8 \mu\text{s}$ aufeinander. Physikalisch interessante Reaktionen haben jedoch so geringe Wirkungsquerschnitte, daß die Rate z.B. für Annihilationsereignisse bei wenigen Reaktionen pro Stunde liegt. Untergrundreaktionen wie Wechselwirkungen mit den Molekülen des Restgases im Strahlrohr (*beam-gas events*), mit dem Material der Strahlrohrwand (*beam-wall events*) oder Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung oder der Synchrotronstrahlung sind dagegen viel häufiger. Andererseits begrenzt die Zeit, die zum Auslesen des Detektors und zum Abspeichern der Daten benötigt wird, die Datenaufnahme auf eine Frequenz von etwa 5 Hz . Es muß daher frühzeitig eine Unterdrückung von Untergrundereignissen durchgeführt werden, damit das Datenaufnahme-System nicht durch sie blockiert wird. Diese Vorauswahl der Ereignisse wird vom Triggersystem getroffen, das folgende Anforderungen erfüllen muß: Die Trigger-Entscheidung muß zum einen sehr schnell sein, nämlich im Zeitraum zwischen zwei Strahlkollisionen, zum anderen Untergrundreaktionen verwerfen und gleichzeitig physikalisch interessante Ereignisse mit hoher Effektivität erkennen. Da letztere Forderung Vorrang hat, passieren auch viele Untergrundereignisse noch den Trigger. Ein weiterer Filter wird daher im nächsten Schritt auf die aufgenommenen Ereignisse angewendet, um den Aufwand an Computer-Rechenzeit für die vollständige Rekonstruktion der Daten in vertretbaren Grenzen zu halten. In diesem Abschnitt wird ein Überblick über den Datenfluß in der Kette Trigger - Filter - Rekonstruktion gegeben; anschließend wird die Monte-Carlo Simulation des Detektors beschrieben, die zur Bestimmung von Nachweis-Effizienzen des Detektors und der Analysekette dient.

3.2.1 Trigger

Das Triggersystem verwendet Informationen aller Detektorkomponenten und baut verschiedene Triggerbedingungen durch logische Verknüpfung von Grundbedingungen der einzelnen Detektorkomponenten auf. Als Grundbedingungen gehen dabei die Energiesummen der Kalorimeter-Module, des Vorwärts-Kalorimeters, die Anzahl der Spuren im Innendetektor und den *End-Cap* Proportionalkammern ein. Insgesamt wurden 16 verschiedene Triggerbedingungen definiert, von denen wenigstens eine zur Aufnahme eines Ereignisses erfüllt sein muß. Die verschiedenen Bedingungen decken die unterschiedlichen Signaturen von Ereignissen in e^+e^- -Kollisionen ab. An dieser Stelle seien nur die Trigger näher beschrieben, die zur Aufnahme von 2-Photon-Ereignissen in der vorliegenden Analyse Bedeutung haben.

Die wesentliche Trigger-Komponente für Endzustände mit geladenen Spuren besteht in einem schnellen Spurerkennungs-Algorithmus [70]. Der Algorithmus verwendet die Informationen der fünf Proportionalkammern und zweier Driftkammern zur Erkennung von Spuren in der $r\varphi$ -Projektion: für die $r z$ -Projektion werden die 90° -Kathodenstreifen benutzt. Die schnelle Spurfindung benutzt eine Einteilung der $r\varphi$ -Projektion in 64 Sektoren, wie in Abbildung 3.6 angedeutet, und in ähnlicher Weise 37 Sektoren in $r z$. Es sei hier die $r\varphi$ -Spurerkennung näher betrachtet. Eine Spur erzeugt ein bestimmtes Muster von Signalen in den sieben Kammern der Sektoren. Es können nun alle möglichen Muster bestimmt werden, die Spuren oberhalb eines gegebenen Transversa-

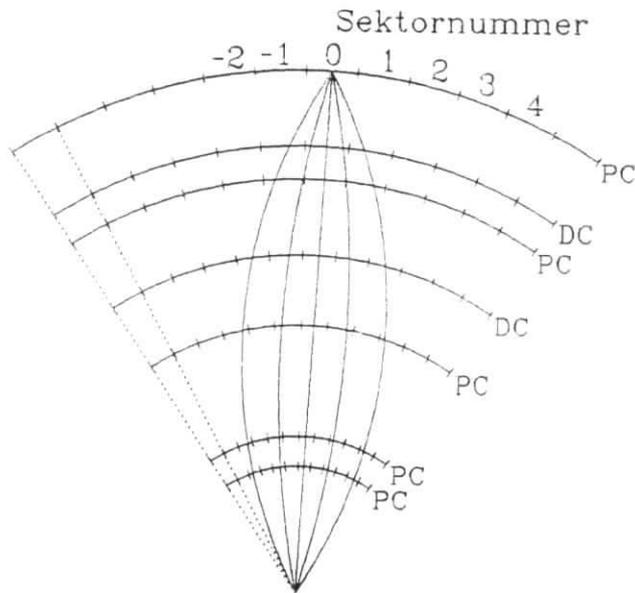


Abbildung 3.6: Spurerkennung im Trigger: Dargestellt sind die sieben Trigger-Kammern, ihre Unterteilung zu Sektoren in $r\varphi$ und Spuren, die im Sektor 0 enden.

Impulses hinterlassen. Solche als Masken bezeichnete Muster sind für alle Spuren vom Wechselwirkungspunkt ($\pm 1 \text{ cm}$ in $r\varphi$, $\pm 15 \text{ cm}$ in rz) mit einem Transversalimpuls $> 650 \text{ MeV}$ in RAM-Speichern abgespeichert; ein zweiter Satz von Masken enthält alle Spuren mit $p_T > 250 \text{ MeV}$. Sowohl in den $r\varphi_H$ -Masken ($p_T > 650 \text{ MeV}$) als auch in den $r\varphi_L$ -Masken ($p_T > 250 \text{ MeV}$) ist zugelassen, daß eine oder zwei der sieben Kammern nicht angesprochen haben. Diese vorgefertigten Masken werden in 64 parallel arbeitenden Einheiten mit den Signalen des Spurdetektors verglichen, und das Ergebnis an die Trigger-Haupteinheit weitergegeben. In analoger Weise läuft die Spurerkennung in der rz -Projektion ab, wo wenigstens drei der fünf Proportionalkammern gefordert werden. Das Auffinden der Masken erfordert weniger als $1 \mu s$.

In der Trigger-Haupteinheit wird nun die Anzahl der gefundenen Masken $r\varphi(n)$ und $rz(m)$ mit weiteren Bedingungen zur endgültigen Triggerentscheidung kombiniert. Die Bedingungen für die in dieser Arbeit verwendeten Trigger sind in Tabelle aufgelistet. Von den reinen 2-Spur Triggern 5, 15 und 16 enthält Trigger 15 als Zusatzbedingung die Forderung, daß jeweils weniger als 16 Kathodensignale in den beiden inneren Pro-

Trigger	Bedingung	Öffnungswinkel	Zusatzbedingung
5	$r\varphi_H(2) * rz(1)$	$> 135^\circ$	-
15	$r\varphi_H(2) * rz(1)$	-	Kathoden Veto Strahlkammer Veto
16	$r\varphi_L(2) * rz(1)$	$> 45^\circ (135^\circ)$	-
7	$r\varphi_L(1) * rz(1) * \text{FWD}$	-	-
10	$r\varphi_L(1) * rz(1) * \text{LAEC1}$	-	-

Tabelle 3.3: Triggerbedingungen: Das Symbol * bedeutet ein logisches UND; der Öffnungswinkel bezieht sich auf die Spuren in der $r\varphi$ -Projektion.

portionalkammern auftreten und weniger als 50 Drähte in den Strahlrohr-Kammern angesprochen haben; diese Zusatzbedingungen dienen zur Unterdrückung von Reaktionen mit dem Strahlgas oder der Strahlrohrwand. Darüber hinaus werden die Trigger für *single-tag* Ereignisse benutzt, die neben einer Spur eine Mindestenergie von 1.5 GeV im *End-Cap* Kalorimeter (angedeutet durch das Symbol LAEC1) bzw. eine Mindestenergie von 2 GeV im Vorwärts- Kalorimeter (FWD) fordern.

3.2.2 Datenaufnahme

Das CELLO-Datennahmesystem wird von einem Experimentrechner (PDP 11) gesteuert und überwacht; ausgehend vom Rechner verzweigt sich das System zu einer baumartigen Struktur in sogenannte *Branches*, die die einzelnen Detektorkomponenten erfassen. Jeder dieser Zweige sammelt die Signale der Ausleseelektronik einer Detektorkomponente (meist ADCs und TDCs) im CAMAC System und wird von einem Kleinrechner (LSI 11) gesteuert.

Die Trigger- Haupteinheit gibt das Signal zur Datenaufnahme an die PDP 11, unterbricht damit alle anderen Abläufe in dem Rechner, der dadurch auch gegen weitere Trigger gesperrt wird. Die digitalisierte Information der einzelnen Zweige wird dann abgerufen, in den Hauptspeicher übertragen und in einer Datenstruktur mit variabler Länge (typisch einige 100 bis einige tausend 16-bit Wörter) formatiert. Dabei wird die Datenstruktur überprüft und bei groben Auslesefehlern das Ereignis verworfen; ferner wird eine erste Klassifikation des Ereignisses durchgeführt und die Entscheidung der Spurtrigger verifiziert. Kandidaten für multihadronische- und Bhabha- Ereignisse werden aufgrund der Anzahl der Spuren und der Kalorimeterenergie für eine gesonderte Weiterverarbeitung markiert. Danach wird das Ereignis weitergeleitet und das Auslesesystem wieder in den aufnahmebereiten Zustand zurückgesetzt. Das Auslesen des Detektors beansprucht etwa 50 ms . Parallel zur Datennahme legt der Experimentrechner Histogramme der Meßdaten an, die zur Kontrolle der Funktion der einzelnen Detektorkomponenten dienen.

Die Weiterleitung der Daten erfolgt über eine Standleitung zum DESY- Rechenzentrum. Dort übernimmt ein ständig aktives Speicherprogramm die weiteren Aufgaben und schreibt die Daten auf einen Magnetplattenspeicher. Hat sich eine ausreichende Datenmenge auf dem Plattenspeicher angesammelt, werden die Daten auf Magnetband kopiert (*Dump*-Bänder).

Die vom Experimentrechner markierten Ereignisse werden sofort im Anschluß in einer schnellen Analyseketten vollständig rekonstruiert. Dadurch werden die aufgenommenen Daten und damit die Detektorfunktion getestet. Die Bhabha- Ereignisse werden weiterhin dazu verwendet, die Position des Wechselwirkungspunkts für jede PETRA-Füllung zu ermitteln. Die Lage des Wechselwirkungspunkts wird in der späteren Datenrekonstruktion benötigt, da alle Spuren auf diesen Primärvertex bezogen werden. Die genaue Kenntnis des Primärvertex ist ferner zur Identifikation von Sekundärvertices wichtig, d.h. von Zerfällen langlebiger neutraler Teilchen.

3.2.3 Filter

Die Triggerbedingungen sind normalerweise so eingestellt, daß die maximale Datenübertragungsrate ausgenutzt wird. Insbesondere für viele 2-Photon-Reaktionskanäle sind

weiche Triggerbedingungen entscheidend, um eine ausreichende Nachweiswahrscheinlichkeit zu erzielen. Andererseits steigt dadurch der Anteil an Untergrundereignissen, so daß vor der rechenzeitaufwendigen Datenrekonstruktion eine Vorauswahl getroffen werden muß. Ein solcher Filter bietet die Möglichkeit, eine differenziertere Analyse der Ereignisse durchzuführen als dies auf der Stufe der Triggerentscheidung möglich ist.

Das CELLO Filterprogramm [71] analysiert die Ereignisse zunächst unabhängig von den angesprochenen Triggern. Dazu werden folgende Eingangsinformationen benutzt:

- Die Positionen der angesprochenen Drähte im Spurdetektor.
- Die Energiesummen der Module der Flüssig-Argon- und Vorwärts- Kalorimeter.
- Die Energien der einzelnen Kanäle im *Barrel* Kalorimeter.

Im ersten Schritt werden Spurerkennung und Spurfitt in der $r\varphi$ -Ebene und anschließend in der rz -Projektion durchgeführt. Zur Unterdrückung von Strahlgas- und Höhenstrahlungs- Ereignissen wird eine z -Vertex- Bedingung gestellt: Die z -Vertices von wenigstens 60% aller Spuren dürfen weniger als $\pm 5\text{ cm}$ voneinander entfernt sein; für diese Ereignisse wird ein gemeinsamer z -Vertex bestimmt, der innerhalb von $\pm 15\text{ cm}$ mit dem Ursprung verträglich sein muß, andernfalls werden die Spuren ignoriert.

Für die Energiesummen der Kalorimetermodule wird deren Zeitpunkt auf ein Zeitfenster von $\pm 300\text{ ns}$ um die Strahlkollision eingeschränkt, um Schauer aus der kosmischen Höhenstrahlung zu unterdrücken. Danach werden aus den Signalen der einzelnen Kanäle eines Moduls Schauer rekonstruiert.

Zuletzt wird verlangt, daß wenigstens einer der angesprochenen Trigger nach der genaueren Analyse verifiziert ist. Die Verluste an rekonstruierbaren e^+e^- - Kollisionsereignissen sind dabei für die meisten Reaktionskanäle kleiner als 1%.

Das Filterprogramm läuft während der Datennahme auf einem Kleinrechner (IBM 370/E Emulator), der die Ereignisse von dem Plattenspeicher einliest und die akzeptierten markiert. Ein weiterer Job mit identischem Filterprogramm läuft auf der DESY-Rechenanlage und liest alle Ereignisse ein – analysiert alle vom Emulator akzeptierten und die vom Emulator aus Zeitmangel nicht bearbeiteten – und schreibt die akzeptierten auf die sogenannten FILTER-Bänder; zur Kontrolle werden zusätzlich 5% der verworfenen Ereignisse noch einmal rekonstruiert.

In der Meßperiode 1986 wurden von etwa 61.5 Millionen aufgenommenen Ereignissen 7.5 Millionen (12.2%) vom Filter akzeptiert. Die reinen Spurtrigger, die in Abschnitt 3.2.1 beschrieben sind, werden dabei mit Raten von 30 – 50% relativ häufiger verifiziert als das Mittel der Ereignisse. Die FILTER-Bänder bilden den Ausgangspunkt für die im folgenden Abschnitt beschriebene vollständige Ereignisrekonstruktion.

3.2.4 Ereignisrekonstruktion

Die Rohdaten des Detektors werden durch mehrere, voneinander unabhängige Programme, sogenannte Prozessoren, analysiert. Ein Rahmenprogramm, OFFRAM, steuert den Ablauf der Rekonstruktion und liefert den Prozessoren die benötigten Informationen über den Zustand des Detektors (Eichkonstanten, defekte Kanäle, Auflösungen, usw.). Die durch die Rekonstruktion gewonnenen Informationen, wie z.B. die Parameter einer Spur, werden in 'Banks' abgespeichert und zusammen mit den Rohdaten auf die DST-Bänder (Data Summary Tapes) geschrieben.

Es sei hier eine tabellarische Übersicht über die Funktion der Prozessoren gegeben; auf die für diese Arbeit besonders wichtige Spurrekonstruktion wird anschließend und in Abschnitt 4.2 noch einmal eingegangen.

- **CELPAT**: Das Programm CELPAT führt in einem iterativen Verfahren die Spurerkennung für die Drift- und Proportionalkammer- Punkte des Innendetektors durch; die anschließende Anpassung der Spurparameter geschieht ohne Benutzung einer Primärvertex - Randbedingung.
- **CLGEOM**: Für die von CELPAT für eine Spur gefundenen Punkte wird ein weiterer Spurfitt durchgeführt; CLGEOM benutzt dabei den Primärvertex zusätzlich als gemessenen Spurpunkt und berücksichtigt Magnetfeldinhomogenitäten. Durch Hinzunahme des aus Bhabha- Ereignissen bestimmten Primärvertex wird die Impulsauflösung für Spuren vom Wechselwirkungspunkt verbessert.
- **ECCPAT**: Spuren, die im Winkelbereich $0.91 < |\cos\vartheta| < 0.99$ verlaufen, durchqueren im Innendetektor nur wenige Lagen. Sie werden unter Hinzunahme des Wechselwirkungspunkts und der *End-Cap* Kammern von ECCPAT rekonstruiert.
- **LATRAK**: Das Programm LATRAK rekonstruiert Schauer im Kalorimeter. Dazu werden zunächst in jeder Tiefenlage zweidimensionale *Cluster* deponierter Energien aus den Korrelationen der unterschiedlich orientierten Streifenlagen gebildet; die Konstruktion dreidimensionaler Schauer erfolgt durch Zusammensetzung der *Cluster* in der Tiefe, wobei als Richtung entweder der Wechselwirkungspunkt oder die Richtung einer Spur, die auf den Schauer zeigt, berücksichtigt wird.
- **LNKJOB**: Das Programm LNKJOB führt die Zuordnung von Schauern im Kalorimeter und Spuren im Innendetektor durch. Die Zuordnung von Schauern, die durch geladene Teilchen ausgelöst werden, verhindert, daß solche Schauer als neutrale Teilchen (Photonen) behandelt werden.
- **MUCH**: Im Programm MUCH werden Spuren durch das Kalorimeter und den Hadronfilter extrapoliert und mit Treffern in den Myon- Kammern kombiniert. Als Kriterium für die Identifizierung von Myonen gilt der auf den Fehler normierte Abstand zwischen Extrapolation und Treffern in den Myon-Kammern.

Der Prozessor CELPAT rekonstruiert die Spuren geladener Teilchen in zwei Teilprogrammen. Das Programm ANOCAT sucht in den Proportionalkammern nach Korrelationen zwischen den Anodendrähten und den Kathodenstreifen, um Raumpunkte zu konstruieren; zunächst werden Spuren in der $r z$ -Ebene durch Anpassung von Geraden, die auf den Wechselwirkungspunkt zeigen, festgelegt. Das Programm RFIPAT sucht nach Spuren in der $r \varphi$ -Ebene; dazu wird die $r \varphi$ -Ebene in Sektoren unterteilt und nach drei Punkten in verschiedenen Kammerlagen gesucht, durch die ein Kreisbogen gelegt werden kann, der dem Wechselwirkungspunkt auf $< 15 \text{ cm}$ nahekommt. In der Umgebung eines solchen Kreisbogens wird nach weiteren Punkten gesucht. Für einen Spurkandidaten werden wenigstens 7 Punkte (6 Punkte für niederenergetische Spuren) verlangt. Nach erfolgreichem Spurfitt werden die benutzten Punkte aus der weiteren Suche ausgeschlossen. Diese Prozedur wird in drei Durchläufen wiederholt, wobei immer kleinere Transversalimpulse, d.h. kleinere Krümmungsradien zugelassen werden.

Der dritte Durchlauf erfaßt niederenergetische Spuren mit $p_t < 250 \text{ MeV}$ und ist bis $p_t = 100 \text{ MeV}$ effektiv. Abschließend werden die $r\varphi$ - und rz - Teile mit Hilfe der räumliche Information der Proportionalkammern zu vollständigen Spuren zusammengefügt.

Im Rahmen dieser und weiterer Analysen wurden Verbesserungen und zum Teil erhebliche Erweiterungen der Rekonstruktion vorgenommen. Dazu gehören die Identifikation von V^0 -Kandidaten (siehe Abschnitt 4), Teilchenidentifikation im Kalorimeter [65], Schauerrekonstruktion im Vorwärts- Kalorimeter und eine Verbesserung der Photondefinition. Der verbesserte Nachweis von Photonen beruht auf einer individuellen Behandlung der Kanäle des Kalorimeters; durch Einführen einer Rauschgrenze, die für jeden einzelnen Kanal aus den Daten bestimmt wurde, konnten die Energieschwellen in der Rekonstruktion von Schauern gesenkt werden. Neben einem verbesserten Nachweis niederenergetischer Photonen wird dadurch auch als "Photon" fehlidentifiziertes elektronisches Rauschen unterdrückt [72].

3.2.5 Datenreduktion

Nach der Datenrekonstruktion werden noch zwei weitere Selektionsstufen durchlaufen. Im ersten Schritt werden sehr weiche Schnitte gemacht, um alle auswertbaren Ereignisse aus Annihilations- und 2-Photon- Reaktionen zu erhalten; damit kann das Selektionsergebnis als Ausgangspunkt für die meisten physikalischen Analysen dienen. Für geladene Endzustände mit niedriger Multiplizität, die für viele 2-Photon-Analysen benötigt werden, sind die folgenden Forderungen gestellt:

- ≥ 2 Spuren
- ≥ 1 positive und ≥ 1 negative Spur
- ≤ 50 Signale in den Strahlrohrkammern (Zur Unterdrückung von Strahlrohrwand-Ereignissen)

Ereignisse die diese oder andere Kriterien (die für die vorliegende Analyse nicht von Bedeutung sind) erfüllen, werden auf die SELECT- Bänder geschrieben [73]. Da die Selektion auf dieser Stufe noch mehr als 3.5 Millionen Ereignisse umfaßt, wird noch eine Selektion auf geladene Endzustände mit niedriger Multiplizität durchgeführt. Die Anforderungen sind dabei, daß wenigstens 2 und weniger als 8 Spuren auftreten, wobei eine ausgeglichene Gesamtladung der Spuren bis auf ± 1 verlangt wird; zusätzlich werden Bhabha- Ereignisse verworfen. Diese Selektion reduziert die Datenmenge auf 1.3 Millionen Ereignisse, die als SELGGEX-Bänder den Ausgangspunkt für die Selektion in der vorliegenden Arbeit und in weiteren 2-Photon-Analysen bilden.

In der quantitativen Analyse muß bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten und ähnlichen Größen die integrierte Luminosität der Ereignismenge bekannt sein. Die Luminosität \mathcal{L} eines Speicherrings verbindet die Ereignisrate mit dem Wirkungsquerschnitt einer Reaktion: $dN/dt = \mathcal{L} \cdot \sigma$. Die über die gesamte Datennahme integrierte Luminosität $L = \int \mathcal{L} dt$ setzt dann die Anzahl von Reaktionen in der Ereignismenge mit dem Wirkungsquerschnitt in Beziehung $N = L \cdot \sigma$. Die integrierte Luminosität wird aus

den Ereignissen der Bhabha- Streuung bestimmt. Diese Eichreaktion wird gewählt, weil sie einerseits mit hoher Rate auftritt und fast untergrundfrei selektiert werden kann und andererseits ihr Wirkungsquerschnitt in der QED exakt berechenbar ist. Die Bestimmung der Luminosität wurde unabhängig mit Bhabha- Ereignissen im Vorwärts- , *End-Cap* und *Barrel* Kalorimeter durchgeführt. Obwohl wegen der Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts die meisten Ereignisse im Vorwärts- und *End-Cap* Kalorimeter liegen, liefert die *Barrel* Luminosität den genauesten Wert, da hier systematische Unsicherheiten am besten unter Kontrolle sind. Die Resultate der einzelnen Analysen sind konsistent und liefern eine Luminosität von $L = 86 \text{ pb}^{-1}$ [74] für die Datenahme 1986. Die Unsicherheit dieses Wertes ist vornehmlich systematisch und beträgt 3%.

3.3 Monte-Carlo Simulation

Ein Problem in der experimentellen Teilchenphysik besteht darin, aus beobachteten Verteilungen von Ereignissen auf die zugrundeliegenden, physikalischen Verteilungen zu schließen. Diese Schwierigkeit hat ihre Ursache darin, daß die eingesetzten Detektoren niemals vollkommene Nachweisgeräte sind; sie sind vielmehr durch eine unvollständige Erfassung des Raumwinkels, nicht hundertprozentige Ansprechwahrscheinlichkeiten und endliche Auflösungen beschränkt. Insofern bilden die beobachteten Verteilungen einen unvollständigen, möglicherweise verzerrten Ausschnitt der ursprünglichen. Da das Interesse jedoch den physikalischen Verteilungen gilt, ist ein detailliertes Verständnis aller Detektoreffekte notwendig, um numerische Ergebnisse zu extrahieren oder gemessene Verteilungen einer Größe mit theoretischen Erwartungen zu vergleichen. Da die eingesetzten Detektoren kompliziert zusammengesetzte Systeme sind, gibt es keine Möglichkeit, für beliebige Reaktionen alle Einflüsse des Detektors durch eine allgemeine Abbildungsfunktion darzustellen. Die gängige Prozedur besteht in einer detaillierten Simulation des Detektors mit der Monte-Carlo Methode. In diesem Abschnitt wird die Anwendung der Monte-Carlo Simulation beschrieben; es wird in zwei Schritten vorgegangen, wobei zunächst die Simulation des Detektors und anschließend die Monte-Carlo Verfahren in der Analyse von 2-Photon-Reaktionen angegeben werden.

3.3.1 Detektor-Simulation

Das CELLO Detektor- Simulationsprogramm beginnt mit der Verfolgung der Teilchen eines Ereignisses, die als Vierervektoren eingelesen werden, durch die vorgegebene Geometrie aller Detektorkomponenten. Geladene Teilchen werden auf gekrümmten Bahnen durch das Magnetfeld verfolgt und verschiedene Arten von Wechselwirkungen werden berücksichtigt: Vielfachstreuung, Ionisation, Zerfall instabiler Teilchen, Bremsstrahlung, hadronische Wechselwirkungen und Absorption und Paarbildung für Photonen. Ebenso werden die erzeugten Sekundärteilchen weiter durch den Detektor verfolgt. Elektromagnetische und hadronische Schauerbildung simulieren die Programmpakete EGS und HETC [75]. Als Ergebnis werden die deponierten Energien und Ionisationsladungen auf den Anodendrähten, Kathodenstreifen, Bleistreifen des Kalorimeters usw. abgespeichert.

Im nächsten Schritt wird der Meßprozeß in den Detektorkomponenten simuliert, d.h. die im ersten Schritt gewonnene Information wird z.B. in Driftzeiten oder gemessene

Pulshöhen übersetzt. Dabei werden die tatsächlichen Kalibrationsbeziehungen benutzt, so daß die Ergebnisse als ADC- oder TDC- Inhalte bestimmt werden. Zusätzlich wird elektronisches Rauschen und Untergrund durch Synchrotronstrahlung realistisch simuliert. Ferner wird der aktuelle Zustand des Detektors in der simulierten Meßperiode insofern berücksichtigt, als Ansprechwahrscheinlichkeiten der Kammern und ausgefallene elektronische Kanäle in den einzelnen Komponenten einbezogen werden. Dazu ist der gesamte Zeitraum der Datennahme in viele Perioden unterteilt, für die die Zustandsparameter des Detektors aus den Daten bestimmt sind; die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Kammern wurden beispielsweise aus Bhabha- Ereignissen und ganz ausgefallene Kanäle aus Histogrammen der einzelnen Drähte (*Channel Maps*) bestimmt. Eine vollständige Simulation der Datennahme besteht daher aus den gesonderten Simulationen der einzelnen Perioden, um eine repräsentative Beschreibung des Detektors zu erhalten.

Die simulierten Ereignisse werden in das gleiche Format gebracht, in dem die Rohdaten des Detektors vorliegen. Sie können daher in gleicher Weise wie die Daten durch das im vorigen Abschnitt beschriebene Rekonstruktionsprogramm und durch die weiteren Analyseprogramme laufen.

Triggersimulation

Einen weiteren wichtigen Aspekt der Ereignissimulation stellt die Analyse der Triggerentscheidung dar. Dies ist insbesondere für 2-Photon-Reaktionen der Fall, da in vielen Analysen Triggerschwellen einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zur Gesamtakzeptanz liefern. Die Bedingungen für die in dieser Arbeit ausschließlich benutzten Trigger wurden in Abschnitt 3.2.1 dargestellt. Demnach ist es entscheidend, die Prozedur der Spurerkennung in der Spurtrigger- Einheit nachzuvollziehen. Daher wurde der programmierte Algorithmus der Spurerkennung, der im Experiment auf Mikroprozessoren abläuft, auf ein Programm übertragen, das in gleicher Weise das Muster der Signale im Spurdetektor analysiert wie dies im Experiment geschieht. Die Triggersimulation kann daher auf Monte-Carlo Ereignisse ebenso wie auf Daten angewendet werden. Um die Verlässlichkeit des Verfahrens zu prüfen, wurde das Programm in den Daten auf Ereignisse angewendet, die neben den zu überprüfenden Spurtriggern einen unabhängigen Trigger aufweisen. Beim Vergleich der simulierten mit den tatsächlich ausgelösten Triggern zeigte sich Übereinstimmung in 97% der Ereignisse. Für die Ereignisse, in denen simulierter und ausgelöster Trigger nicht übereinstimmen, war in einer näheren Untersuchung keine Anhäufung bei bestimmten invarianten Massen, Öffnungswinkeln oder Impulsen der Spuren zu beobachten; die Diskrepanz wird daher als Maß für die generelle Unsicherheit der Triggersimulation angesehen.

3.3.2 Monte-Carlo Verfahren in der Analyse von 2-Photon-Reaktionen

Ziel der Untersuchung von 2-Photon-Reaktionen ist die Bestimmung von $\gamma\gamma$ - Wirkungsquerschnitten und radiative Breiten $\Gamma_{\gamma\gamma}$ von Resonanzen. Die Verfahren für deren Bestimmung gehen von der Beobachtung aus, daß der $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt proportional zu $\Gamma_{\gamma\gamma}$ ist (siehe z.B. Gleichung 2.33). Mithin ist auch der totale Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung einer Resonanz X $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- X)$ proportional zur

radiativen Breite. Dies gilt streng genommen nur, falls nur ein Formfaktor bei der Erzeugung der Resonanz eingeht, wie im Fall der skalaren und pseudoskalaren Resonanzen; im Fall der Axialvektor- und Tensor- Resonanzen muß eine zusätzliche Annahme über das Verhältnis der Formfaktoren gemacht werden.

Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ hängt mit der Anzahl der erzeugten Resonanzen $N^0(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ und der integrierten Luminosität der Datenmenge zusammen:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = \frac{N^0(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)}{L} \quad (3.2)$$

Experimentell wird nicht direkt die Erzeugung der Resonanz beobachtet, sondern eine Überhöhung in der invarianten Masse der Zerfallsprodukte bei der Resonanzmasse, in dieser Arbeit in den Endzuständen $K_S^0 K_S^0$ und $K_S^0 K \pi$; aus dem Massenspektrum wird die Anzahl $N^1(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ der beobachteten Ereignisse der Resonanzerzeugung bestimmt. Die Anzahl N^1 ist meist nur ein Bruchteil der tatsächlich Resonanzerzeugungen N^0 , da aufgrund der beschränkten Akzeptanz des Detektors nur ein Teil der Reaktionen rekonstruiert wird. Bezeichnet man die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors mit ϵ , so ist:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = \frac{N^1(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)}{L \cdot \epsilon \cdot B(X \rightarrow f)} \quad (3.3)$$

wobei $B(X \rightarrow f)$ das Verzweigungsverhältnis in den untersuchten Endzustand ist. Um aus dieser Beziehung die radiative Breite abzuleiten, muß der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ in Gleichung 2.19 über den Phasenraum des untersuchten kinematischen Bereichs der Reaktion integriert werden; setzt man die $\gamma\gamma$ -Breite zunächst konstant $\Gamma_{\gamma\gamma} = 1 \text{ keV}$, so liefert der Wert $\int d\sigma$ des Integrals die Proportionalitätskonstante, die den totalen Wirkungsquerschnitt und die radiative Breite in Beziehung setzt:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = \Gamma_{\gamma\gamma}(X) [\text{keV}] \cdot \int d\sigma \quad (3.4)$$

Die numerische Auswertung des Integrals erfolgt durch Monte-Carlo Integration über die 5 Variablen des 2-Photon-Prozesses.

Im nächsten Schritt muß die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ bestimmt werden, die sich aus der Detektorakzeptanz und der Effizienz der Selektionsprogramme zusammensetzt. Dazu werden Monte-Carlo Ereignisse der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ erzeugt, die in den kinematischen Variablen entsprechend dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ verteilt sind. Einzelheiten des Verfahrens sind in [25] zu finden. Nach der Erzeugung des $\gamma\gamma$ -Systems wird der Zerfall in die Endzustände $K_S^0 K_S^0$ bzw. $K_S^0 K \pi$ zunächst entsprechend einer Phasenraumverteilung generiert (mit dem Programm SAGE). Zwischenresonanzen im Endzustand $K_S^0 K \pi$ werden mit Hilfe der in Abschnitt 2.6 angegebenen Matrixelemente eingeführt. Der $K^* K$ -Zerfall beispielsweise wird erzeugt, indem für jedes Ereignis durch das Absolutquadrat des Zerfallsmatrixelements ein Gewicht berechnet wird, das auf das Maximalgewicht 1 normiert wird; dann wird eine im Intervall 0,1 gleichverteilte Zufallszahl ausgewählt und das Ereignis akzeptiert falls das berechnete Gewicht größer ist als die Zufallszahl, andernfalls verworfen.

Auf diese Weise wird ein Ereignissatz erzeugt, der einem reinen K^*K -Zerfallsmodus entspricht, und anschließend durch den Detektorsimulator und die Analysekette geführt. Alternativ können auch phasenraumverteilte Ereignisse simuliert werden und die Gewichtung erst am Ende der Analysekette vorgenommen werden. Dieses Verfahren hat den Nachteil, daß aus Gründen der Statistik große Ereignismengen nötig sind, falls der betrachtete Zerfallskanal nur in einem kleinen Gebiet des Phasenraums große Gewichte aufweist. Andererseits erlaubt die Gewichtung am Ende der Analysekette eine größere Flexibilität in der Simulation verschiedener Modelle. In der vorliegenden Arbeit werden beide Verfahren angewendet.

Eine Abwandlung der Gewichtungsmethode wird für die Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ vorgenommen. Da in diesem Endzustand mehrere Resonanzen wie f_2, a_2, f_2' und $f_2(1720), X(2220)$ mit Helizität 0 und 2 auftreten können, wäre die gesonderte Simulation der einzelnen Resonanzmodelle sehr aufwendig; bei Hinzunahme beliebiger Interferenzen zwischen den Resonanzen wird die Simulation einzelner Modelle gänzlich undurchführbar. Es wird daher ein anderer Weg eingeschlagen, der dem für PLUTO entwickelten Analyseverfahren für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ folgt [32,25]. Das Verfahren beginnt mit der Erzeugung von Monte-Carlo Ereignissen, die mit W -unabhängigen Wirkungsquerschnitt und flacher $\cos \vartheta_K^*$ -Verteilung generiert werden. Der Ereignissatz wird durch den Detektorsimulator und die Analysekette geschickt. Ein bestimmtes Modell für die $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte wird eingeführt, indem jedes Ereignis am Ende der Analysekette entsprechend dem angesetzten Wirkungsquerschnitt neu gewichtet wird. Die Gewichtung wird von dem Programm XFIT [76] durchgeführt, dessen Algorithmus im folgenden kurz erläutert wird; eine ausführliche Beschreibung gibt [25]. Ausgangspunkt ist der e^+e^- -Wirkungsquerschnitt, differentiell in der invarianten Masse W , den 5 Leptonvariablen und den K -Zerfallswinkeln $\cos \vartheta_K^*, \varphi_K$ (zusammengefaßt in dem Vektor $\vec{\xi}$):

$$\frac{d^8 \sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- K \bar{K})}{dW d\xi^7} = \sum_{k=1}^8 \mathcal{L}_{\gamma\gamma,k}(W, \vec{\xi}) \cdot \sigma_{\gamma\gamma,k}(W, \vec{\xi}) = f^{MC}(W, \vec{\xi}) \quad (3.5)$$

$\sigma_{\gamma\gamma,k}$ steht für die acht $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte aus Gleichung 2.17 und $\mathcal{L}_{\gamma\gamma,k}$ für die zugehörigen Luminositätsfunktionen. Die Wirkungsquerschnitte werden als in $W, \cos \vartheta_K^*$ und φ_K konstante Funktionen $\sigma_{\gamma\gamma,k}^{MC}$ angesetzt und die Monte-Carlo Integration ausgeführt. Für jedes anschließend generierte Ereignis werden die Werte $W, \vec{\xi}, \sigma_{\gamma\gamma,k}^{MC}$ und $\mathcal{L}_{\gamma\gamma,k}$ abgespeichert und der Ereignissatz dann durch die Simulationskette geschickt. Die Einführung eines bestimmten Modells, z.B. einer Resonanz, erfolgt nun, indem man den neuen differentiellen Wirkungsquerschnitt :

$$\frac{d^8 \sigma_{e^+e^-}^{MODEL}}{dW d\xi^7}(W, \vec{\xi}) = \sum_{k=1}^8 \sigma_{\gamma\gamma,k}^{MODEL}(W, \vec{\xi}) \cdot \mathcal{L}_{\gamma\gamma,k}(W, \vec{\xi}) = f^{MODEL}(W, \vec{\xi}) \quad (3.6)$$

anschreibt. Für jedes Ereignis kann dann ein Gewicht in dem Modell berechnet werden:

$$G(W, \vec{\xi}) = \frac{f^{MODEL}(W, \vec{\xi})}{f^{MC}(W, \vec{\xi})} \quad (3.7)$$

Bei der Untersuchung von Verteilungen, wie Massenspektren und Winkelverteilungen, werden die Ereignisse dann nicht mit Einheitsgewicht, sondern mit dem Gewicht $G(W, \vec{\xi})$

in Histogramme eingetragen. In [25] wird gezeigt, daß sich die Monte-Carlo Luminosität des Ereignissatzes durch die Gewichtung nicht ändert. Die Bestimmung physikalischer Parameter wie einer radiativen Breite geschieht nun so, daß der Parameter in dem Modellwirkungsquerschnitt so variiert wird, daß optimale Übereinstimmung zwischen der beobachteten und der Modell- Verteilung erzielt wird. Numerisch wird die Anpassung mit einem Maximum-Likelihood Fit [77] des Modell- Histogramms an das Daten- Histogramm durchgeführt. In der $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ Analyse wird das Massenspektrum durch die kohärente Überlagerung der Resonanzen f_2 , a_2 und f_2' beschrieben (siehe Gleichung 2.66); mit Hilfe des beschriebenen Verfahrens ist es möglich, die relativen Phasen der Resonanzen als freie Parameter zu behandeln. Die radiativen Breiten des f_2 und a_2 und ihre Verzweigungsverhältnisse sind dabei aus unabhängigen Messungen bekannt; sie werden mit den Standardwerten aus [8] und den dort angegebenen Fehlern als Parameter in die Anpassung eingeführt.

Kapitel 4

K_S^0 -Sekundärvertex-Identifikation

In diesem Kapitel wird die Identifizierung von K_S^0 -Mesonen durch die Rekonstruktion des Sekundärvertex beschrieben. Dazu werden zunächst allgemeine Eigenschaften von K_S^0 -Zerfällen angegeben, anschließend die Selektion von Sekundärvertex-Kandidaten und der Fit an die V^0 -Hypothese erläutert; abschließend werden die Massenspektren gezeigt und Möglichkeiten der Untergrundreduktion beschrieben.

4.1 K_S^0 -Zerfälle

Das System der K -Mesonen setzt sich aus den beiden Isospindubletts K^+, K^0 ($s = +1$) und K^-, \bar{K}^0 ($s = -1$) zusammen. Sie zerfallen durch die schwache Wechselwirkung, in der Isospin und Seltsamkeit s keine erhaltenen Quantenzahlen sind. Die im Zerfall beobachteten neutralen K -Mesonen sind die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung K_S^0 und K_L^0 ; sie können näherungsweise (wenn man von der CP -Verletzung absieht) mit den CP -Eigenzuständen mit $CP = +1$ und $CP = -1$ identifiziert werden. Die dominanten Zerfälle sind daher $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ und $K_L^0 \rightarrow 3\pi$ (der CP -verletzende Zerfall $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ ist um etwa 10^{-3} unterdrückt). Der langlebige Zustand K_L^0 hat eine Lebensdauer von $\tau = 5.18 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ und eine mittlere Zerfallslänge von $c\tau = 15.5 \text{ m}$; sie zerfallen daher meist weit außerhalb des Detektors. Der kurzlebige Zustand K_S^0 hat die mittlere Lebensdauer $\tau = 0.892 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ und die Zerfallslänge $c\tau = 2.68 \text{ cm}$; K_S^0 -Zerfälle können daher mit großer Wahrscheinlichkeit innerhalb des Spurdetektors beobachtet werden. Die Verteilung der Zerfallslänge d folgt dem Zerfallsgesetz:

$$N(d, p) = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{m}{p} \frac{d}{c\tau}\right) \quad (4.1)$$

worin $m = 0.4977 \text{ GeV}$ die Masse und p der K_S^0 -Impuls ist. Das K_S^0 zerfällt bevorzugt in geladene Pionen mit $B(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 68.6\%$ gegenüber $B(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = 31.4\%$. Die typische Signatur eines K_S^0 -Zerfalls ist das Auftreten zweier Spuren, deren Anfangspunkt bzw. Überschneidungspunkt nicht mit dem Ursprungsort des Gesamt ereignis zusammenfällt. Ein solches Auftauchen von Spuren entfernt vom Primärvertex wird auch als V^0 bezeichnet. Die Rekonstruktion des Sekundärzerfalls bietet so die Möglichkeit, K_S^0 -Mesonen zu identifizieren. Aus Gleichung 4.1 sieht man, daß die Zerfallslängenverteilung impulsabhängig mit der Länge $\frac{p}{m}c\tau$ skaliert; insbesondere bei niedrigen Impulsen zerfallen die meisten K_S^0 daher nach sehr kleinen Flugstrecken. Die Sekundärvertex- Er-

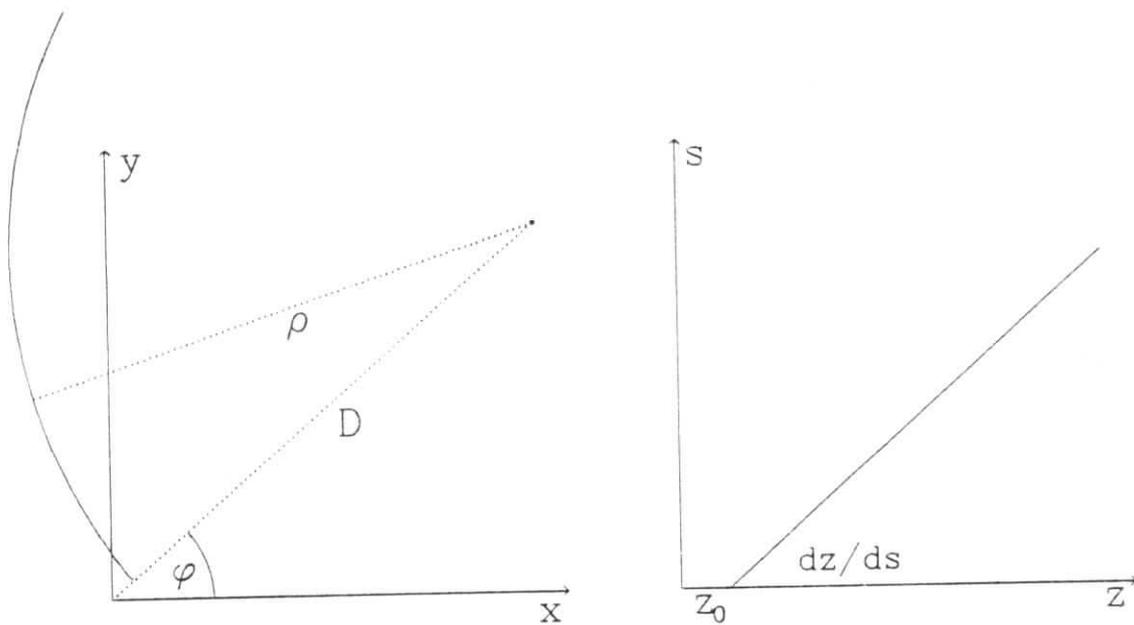


Abbildung 4.1: Definition der Spurparameter $D, \rho, \varphi, z_0, dz/ds$.

kennung und Rekonstruktion muß darum besonders bei kleinen Zerfallslängen wirksam sein, um eine effiziente K_S^0 -Identifikation zu ermöglichen.

4.2 Spurrekonstruktion

In Abschnitt 3.2.4 wurde bereits ein Überblick über die Rekonstruktion von Spuren im Innendetektor gegeben. Die Rekonstruktion geht in zwei Schritten vor sich: Im ersten wird ein Spurfitt ohne Benutzung des Primärvertex durchgeführt; im zweiten Schritt wird der Primärvertex als Randbedingung in den Fit eingeführt.

Die Bahn eines geladenen Teilchens läßt sich in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld, der $r\varphi$ -Ebene, durch einen Kreis beschreiben; dabei werden Energieverlust durch Ionisation und Magnetfeldinhomogenitäten vernachlässigt. Parallel zum Magnetfeld, in der rz -Ebene, wird die Bahn durch eine Gerade parametrisiert. Zur Beschreibung einer Spur werden fünf Parameter benötigt: Drei Parameter für die $r\varphi$ -Projektion und zwei in der rz -Ebene. Die benutzte Parametrisierung führt in der $r\varphi$ -Ebene die Größen D (Abstand des Mittelpunkts des Krümmungskreises vom Ursprung), ρ (Krümmungsradius) und φ (Winkel des Krümmungsmittelpunkts zur x -Achse) ein. Daraus läßt sich die zugeordnete Größe $r_{min} = D - \rho$ ableiten, die den nächsten Abstand der Spur zum Ursprung des Koordinatensystems beschreibt. Die Bogenlänge der Bahn in $r\varphi$ wird als s bezeichnet; die z -Komponente der Bahn wird dann mit dem Achsenabschnitt z_0 und der Steigung dz/ds parametrisiert. Abbildung 4.1 verdeutlicht die Definition der Spurparameter. Die aus dem Spurfitt gewonnenen Parameterwerte werden zusammen mit ihrer Kovarianzmatrix abgespeichert (CELPAT Spur).

Im zweiten Schritt der Spurrekonstruktion wird der Primärvertex als zusätzlicher gemessener Punkt behandelt. Die Strahlpakete durchdringen sich am Wechselwirkungspunkt mit einer Ausdehnung, die $\sigma_x \approx 150 \mu m$ und $\sigma_y \approx 30 \mu m$ entspricht. Die z -Koordinate der Wechselwirkungszone ist wegen der Länge der Strahlpakete weniger scharf definiert und ist mit $\sigma_z \approx 10 mm$ verteilt. Die Lage der Wechselwirkungszone kann für die einzelnen Füllungen des Speicherrings variieren; sie wird bei CELLO aus

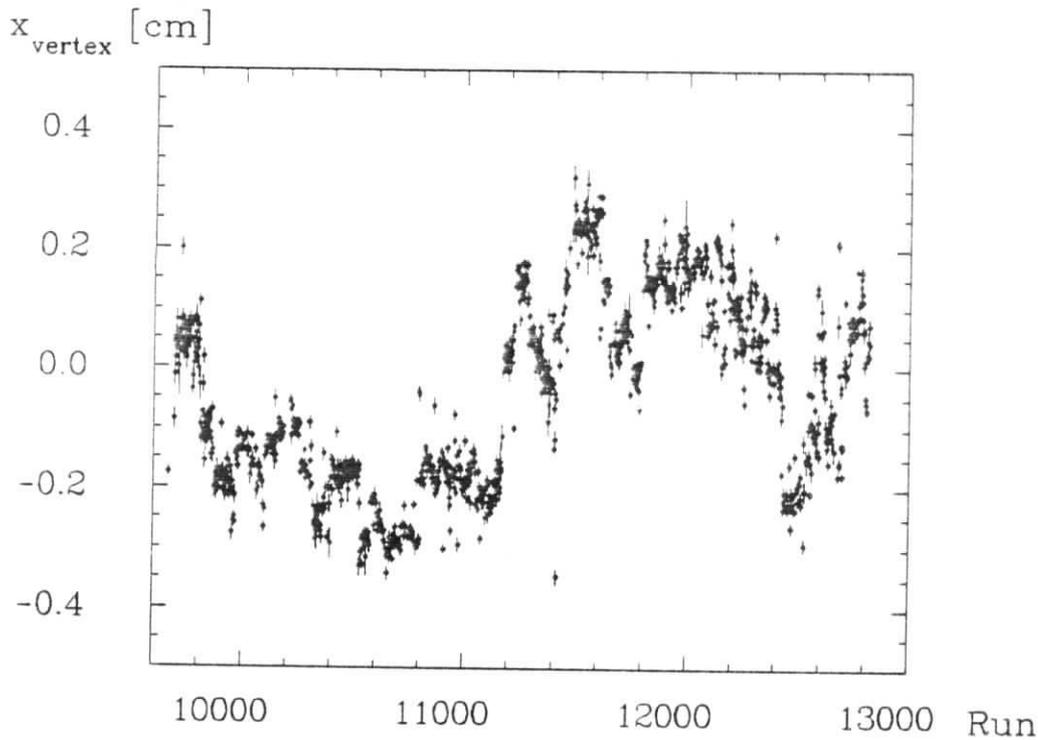


Abbildung 4.2: x-Koordinate des Bhabha-Vertex während der Meßzeit.

den Kreuzungspunkten der Spuren in Bhabha- Ereignissen bestimmt. Abbildung 4.2 zeigt als Beispiel die Variation der x-Koordinate des Wechselwirkungspunkts während der Datennahme; daran ist zu sehen, daß Verschiebungen der Wechselwirkungszone deutlich größer sind als ihre Ausdehnung und daher unbedingt berücksichtigt werden müssen. Der zweite Spurfit, CLGEOM, benutzt die Position des Wechselwirkungspunkts als gemessenen Punkt einer Spur. Die für die Spuranpassung verfügbare Bogenlänge wird dadurch vergrößert und damit eine Verbesserung der Impulsauflösung erreicht; dies ist natürlich nur richtig für Teilchen, die aus der primären Wechselwirkung stammen. Für Spuren von Teilchen, die in einem sekundären Zerfall erzeugt werden, ist die Primärvertex- Bedingung verkehrt und die Spuren werden künstlich auf die Wechselwirkungszone gezwungen; in diesem Fall wird die Impulsauflösung verschlechtert. Spuren, die unter Hinzunahme des Wechselwirkungspunkts angepaßt wurden, sind auch für die Sekundärvertexsuche ungeeignet, da die Information über die Vertexseparation der Spur weitgehend verloren ist. Für die im folgenden beschriebene Selektion von Sekundärvertices werden darum nur die Parameter des ersten Spurfits, der ohne Primärvertex- Bedingung arbeitet, benutzt.

4.3 Selektion von V^0 - Kandidaten

Das in der vorliegenden Arbeit verwendete Verfahren der V^0 - Rekonstruktion basiert auf einem für PLUTO entwickelten Programm [78]. Die Prozedur gliedert sich in zwei Teile: Die Suche nach V^0 - Kandidaten und den Fit an die V^0 - Hypothese, die in diesem und dem folgenden Abschnitt beschrieben werden.

Die Geometrie eines V^0 - Zerfalls ist in Abbildung 4.3 skizziert. Zwei geometrische Konstellationen lassen sich unterscheiden: Abhängig vom Zerfallswinkel des π -Mesons

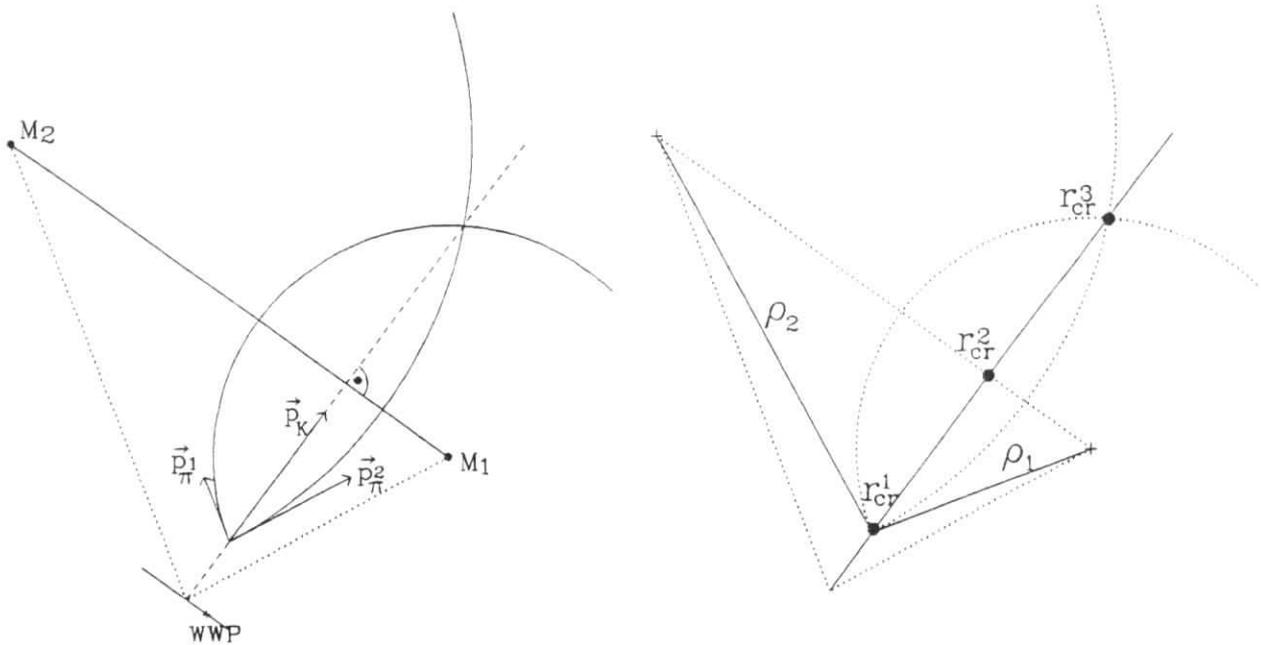


Abbildung 4.3: Geometrie in V^0 - Zerfällen ($r\varphi$ -Ebene).

laufen die Spuren vom Zerfallsvertex entweder stetig auseinander oder überschneiden sich noch einmal in der $r\varphi$ -Ebene (dieser Fall ist in Abbildung 4.3 gegeben). Im allgemeinen gibt entweder zwei mögliche Kreuzungspunkte oder einen Berührungspunkt zweier Spuren. Bezieht man die endliche Meßgenauigkeit der Spurparameter ein, so sind daher drei mögliche Kreuzungspunkte eines Spurpaars zu untersuchen, die in Abbildung 4.3 als $r_{cr}^{1,2,3}$ eingezeichnet sind. Für V^0 - Zerfälle gibt es eine wichtige kinematische Randbedingung: Die Transversalimpulssumme der Spuren, also der Impuls des zerfallenen Teilchens, steht senkrecht auf der Verbindung der Kreismittelpunkte $\overline{M_1M_2}$ (es ist leicht zu zeigen, daß $\overline{M_1M_2} \cdot (\vec{p}_{t1} + \vec{p}_{t2}) = 0$ gilt, wenn man $\overline{M_1M_2} = \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2$ einsetzt, wobei $\vec{\rho}_i$ der Vektor vom Mittelpunkt M_i zum Zerfallsvertex ist). Diese Eigenschaft gilt unabhängig von einer Verschiebung des wahren Primärvertex gegenüber dem Ursprung des Koordinatensystems (Detektorsystem).

Zur Selektion von V^0 - Kandidaten in einem Ereignis wird jede positive mit jeder negativen Spur kombiniert und die Abstände der Kreuzungspunkte r_{cr} als Projektion auf die Impulssumme $\vec{p}_{t1} + \vec{p}_{t2}$ in der $r\varphi$ -Ebene bestimmt. Um Lösungen aus zufälligen Überschneidungen zu unterdrücken, wird verlangt, daß die betrachteten Spuren keinen gemessenen Punkt innerhalb des Radius $0.9 r_{cr}$ aufweisen. Zur weiteren Untersuchung wird eine Aufteilung in Lösungen mit $r_{cr} < 15 \text{ mm}$ bzw. $r_{cr} > 15 \text{ mm}$ vorgenommen.

1. $r_{cr} < 15 \text{ mm}$. Kleine Zerfallslängen werden gesondert betrachtet, da hier schon in der Selektion der Kandidaten die Abweichung des Primär- (Bhabha-) Vertex vom Koordinatenursprung berücksichtigt werden muß. Dazu wird für beide Spuren der Abstand s_i des Schnittpunkts der Spur mit der durch die Impulssumme definierten Geraden vom Primärvertex bestimmt. In einem V^0 - Zerfall müssen die s_i im Rahmen ihrer Fehler übereinstimmen: Es wird verlangt, daß die s_i konsistent innerhalb eines χ^2 von 12 sind. Ferner wird gefordert, daß das Mittel der s_i als Abschätzung für die Zerfallslänge größer als 4 mm ist. Zur weiteren Un-

terdrückung von Untergrund müssen die Spuren mit einem $\chi^2 > 1$ unverträglich mit der Hypothese sein, daß sie vom Primärvertex stammen.

2. $r_{cr} > 15 \text{ mm}$. Kandidaten mit großen Zerfallslängen werden akzeptiert, falls die φ -Koordinaten der Spuren am Radius r_{cr} innerhalb von 20 mrad übereinstimmen und das mittlere $\varphi_{r_{cr}}$ der Spuren von dem $\varphi(\vec{p}_{t1} + \vec{p}_{t2})$ der Impulssumme um weniger als 0.3 rad abweicht; die letztere Forderung testet die Konsistenz der geometrischen Rekonstruktion mit der genannten kinematischen Randbedingung $M_1 M_2 \cdot (\vec{p}_{t1} + \vec{p}_{t2}) = 0$.

Die bisher genannten Selektionskriterien betreffen ausschließlich die $r\varphi$ -Projektion des Spurpaars. In der $r\text{-}z$ -Ebene werden die z -Werte der Spuren am Radius r_{cr} bestimmt und verlangt, daß ihre Differenz kleiner als 5 cm ist. Nach der bisherigen Selektion ist es möglich, daß ein Spurpaar mehr als eine V^0 -Lösung aufweist; in diesem Fall wird nur die Lösung weiter bearbeitet, die die kleinste z -Differenz der Spuren am Kreuzungspunkt ergibt.

Die nach den obigen Schnitten verbleibenden V^0 -Kandidaten in einem Ereignis werden abgespeichert und anschließend dem Sekundärvertexfit unterzogen; die Reihenfolge der Fits wird dabei durch eine Anordnung der Kandidaten nach abnehmenden Zerfallslängen festgelegt. Grundsätzlich kann auf dieser Stufe eine Spur in mehreren V^0 -Kandidaten benutzt sein; um Mehrdeutigkeiten aufzulösen, werden Spuren, die bereits in einem erfolgreichen Sekundärvertexfit verwendet wurden, für weitere V^0 -Kandidaten verworfen.

4.4 Sekundärvertex-Fit

Für die im ersten Schritt gefundenen Sekundärvertex-Kandidaten wird ein Fit an die V^0 -Hypothese durchgeführt, d.h. an die Hypothese, daß die Spuren aus dem Zerfall eines neutralen Teilchens stammen. Die Spurparameter werden vom Detektorsystem in das System, das den Bhabha-Vertex als Ursprung hat, transformiert. Als gemessene Parameter stehen für jede Spur wie in Abschnitt 4.2 beschrieben die Größen $\rho, r_{min}, \varphi, z_0$ und dz/ds mit ihrer Kovarianzmatrix zur Verfügung. Außerdem wird das mittlere z_0 des Bhabha-Vertex mit seinem Fehler σ_{z_0} als gemessene Größe betrachtet. Insgesamt sind also 11 Meßgrößen vorhanden. Ein V^0 -Zerfall wird durch 8 Parameter beschrieben, z.B.: \vec{p}_{V^0} , Zerfallsort r_{V^0} und z_{V^0} , invariante Masse $m_{\pi\pi}$ sowie die Zerfallswinkel ϑ und φ im V^0 -Ruhesystem. Zusätzlich können 4 Zwangsbedingungen für die V^0 -Hypothese aufgestellt werden:

1. $\varphi(\text{Spur 1}) = \varphi(\text{Spur 2})$ am Radius r_{V^0} .
2. $z(\text{Spur 1}) = z(\text{Spur 2})$ am Radius r_{V^0} .
3. $\varphi(\vec{p}_t(V^0)) = \varphi(V^0)$, d.h. die φ -Richtung der Transversalimpulssumme $\vec{p}_t(V^0) = \vec{p}_{t1} + \vec{p}_{t2}$ muß mit der φ -Koordinate des Sekundärvertex übereinstimmen.
4. $\vartheta(\vec{p}(V^0)) = \vartheta(V^0)$, d.h. der Polarwinkel der Impulssumme ist gleich dem Polarwinkel der z -Koordinate z_{V^0} des Sekundärvertex zum Ursprung z_0 des Ereignisses.

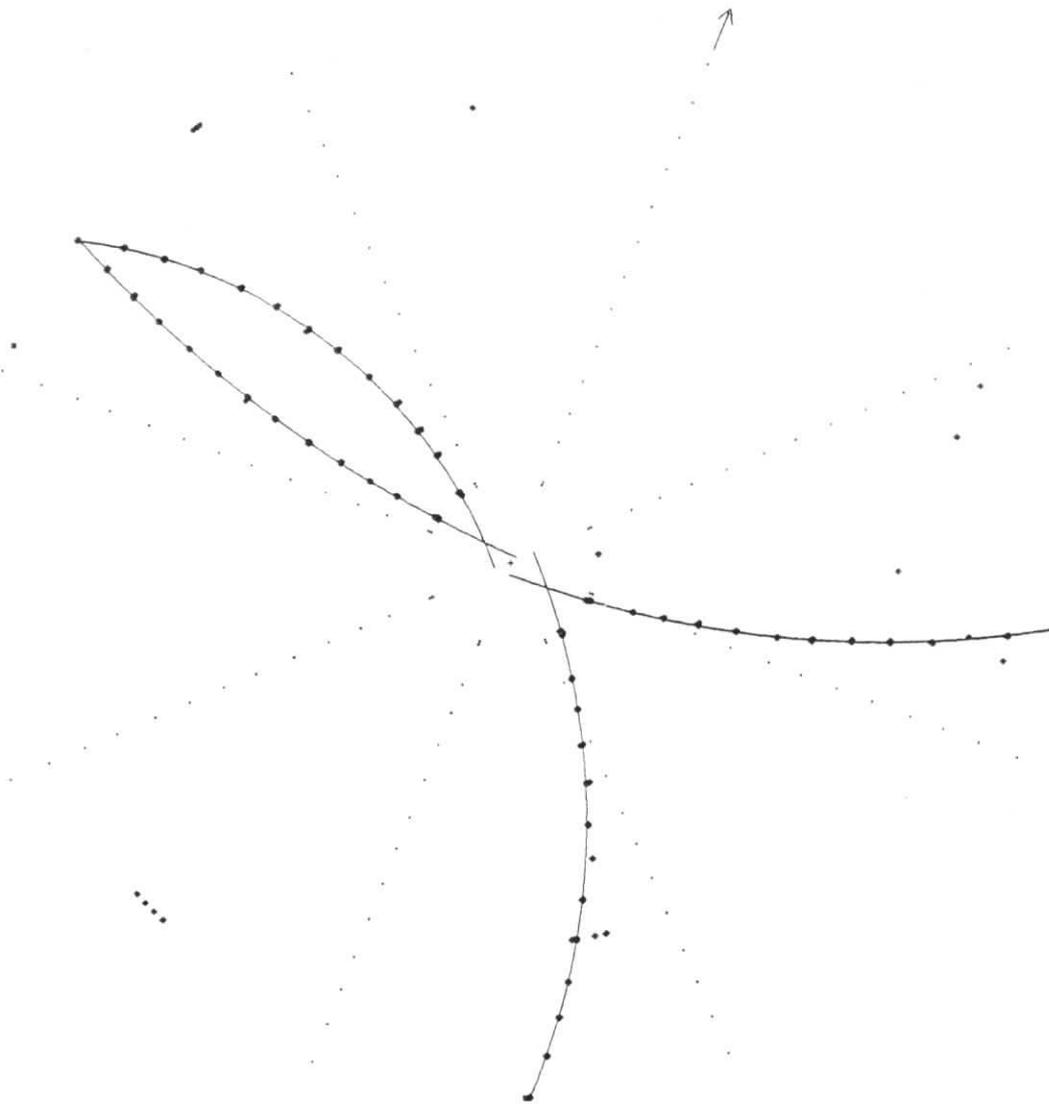


Abbildung 4.4: Ereignis mit Sekundärvertices: Die K_S^0 - Kandidaten haben Massen von $m_{\pi\pi} = 0.492 \text{ GeV}$ und 0.495 GeV .

Der kinematische Fit führt keine Massenannahme für den V^0 - Kandidaten ein. Dadurch bleibt das Massenspektrum frei von Einflüssen, die zur Bevorzugung bestimmter invarianter Massen führen könnten, und Signal und Untergrund können aus der Massenverteilung der V^0 - Kandidaten abgeschätzt werden.

Der beschriebene V^0 - Fit hat 3 Freiheitsgrade. Neben dem Ort des Sekundärvertex und den Impulsen der Zerfallsteilchen liefert der Fit das χ^2 der Anpassung. Die Wahrscheinlichkeit $Prob(\chi^2, n.d.f. = 3)$ gibt ein Maß für die Güte der Anpassung, d.h. mit welcher Wahrscheinlichkeit die V^0 - Hypothese auf den Kandidaten zutrifft. Für wirkliche V^0 - Ereignisse ist die Wahrscheinlichkeit gleichverteilt, während Untergrundeignisse, die fälschlich auf die V^0 - Hypothese gezwungen werden, überwiegend eine wesentlich schlechtere Anpassung ergeben und somit stark angehäuft bei kleinen Wahrscheinlichkeiten auftreten. Diese Tatsache wird zur Untergrundreduktion ausgenutzt.

Abbildung 4.4 zeigt als Beispiel der Sekundärvertex- Rekonstruktion ein Ereignis, in dem zwei V^0 - Zerfälle auftreten, die aufgrund ihrer Massen sehr wahrscheinlich von

K_S^0 -Zerfällen herrühren.

4.5 Untergrundreduktion

Kreuzungspunkte von Spuren, die Sekundärvertices vortäuschen, können entstehen, falls ein Teilchen durch Vielfachstreuung in der Materie des Strahlrohrs abgelenkt wird oder durch Ionisation im Innendetektor einen hohen Energieverlust erleidet. In solchen Fällen ist die Beschreibung der Bahn durch einen Kreisbogen eine zu starke Vereinfachung und resultiert in Spuren, die scheinbar nicht vom Wechselwirkungspunkt kommen. Zur Unterdrückung "falscher" Sekundärvertices werden verschiedene Schnitte vorgenommen, die im folgenden erläutert werden.

Der Sekundärvertex-Fit wird als erfolgreich betrachtet, wenn der V^0 -Kandidat folgende Kriterien erfüllt:

- Zerfallslänge in der $r\varphi$ -Ebene aus dem Fit: $r_{V^0} > 4 \text{ mm}$.
- Öffnungswinkel der Spuren in der $r\varphi$ -Ebene: $\varphi < 140^\circ$.
- Impuls des V^0 -Kandidaten: $p_{V^0} > 100 \text{ MeV}$.

Der letzte Schnitt verlangt einen minimalen Impuls, da nur Teilchen mit ausreichender Geschwindigkeit eine beobachtbare Zerfallslänge haben können. Der Öffnungswinkelschnitt verwirft nur wenige echte K_S^0 -Zerfälle bei sehr kleinen Impulsen, unterdrückt aber viele zufällige Überschneidungen von Spuren.

Die Sekundärvertex-Rekonstruktion wurde auf die SELGGEX Ereignismenge (siehe Abschnitt 3.2.5) angewendet, wobei alle Ereignisse mit mehr als zwei und weniger als acht Spuren untersucht wurden. In der Selektion wurden etwa 22500 V^0 -Kandidaten gefunden; Ereignisse, die wenigstens einen V^0 enthalten, bilden als V0CAND Datensatz den Ausgangspunkt für alle weiteren Selektionen. Das invariante $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum der V^0 -Kandidaten ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Das Spektrum zeigt ein deutliches Signal bei der K_S^0 -Masse, das 2136 ± 65 K_S^0 -Kandidaten entspricht. Daneben ist eine starke Anhäufung bei kleinen invarianten Massen zu beobachten. Diese Anhäufung rührt von Photonen her, die in Materie in ein e^+e^- -Paar konvertiert sind; die Konversion nach einer Wegstrecke $r > r(\text{Strahlrohr})$ hat die Signatur eines V^0 -Zerfalls. Durch Zuordnung der π -Masse zu den Spuren haben die Photonen nicht näherungsweise verschwindende Masse, sondern tauchen oberhalb der zweifachen π -Masse auf. Zur Unterdrückung von Photonen werden V^0 -Kandidaten zurückgewiesen, die eine invariante e^+e^- -Masse $m_{e^+e^-} < 250 \text{ MeV}$ haben und deren Zerfallslänge verträglich mit der Konversion in Materie (Strahlrohr) ist.

Außer dem K_S^0 -Signal ist in Abbildung 4.5 noch ein erheblicher kontinuierlicher Untergrund mit abfallender Massenverteilung zu beobachten. Zur weiteren Untergrundreduktion wird verlangt, daß der Öffnungswinkel der Spuren in der $r\varphi$ -Ebene $\varphi > 15^\circ$ ist; V^0 -Kandidaten mit kleinem Öffnungswinkel lassen sich nur schwer messen, da die bestimmte Zerfallslänge sehr sensitiv von kleiner Änderungen der Spurparameter abhängt und die Vertexseparation daher wenig signifikant ist.

Einen Test auf die Qualität eines V^0 -Kandidaten liefert die Wahrscheinlichkeit des Sekundärvertex-Fits $Prob(\chi^2, 3)$. Anstatt direkt in $Prob$ zu schneiden, erwies es sich

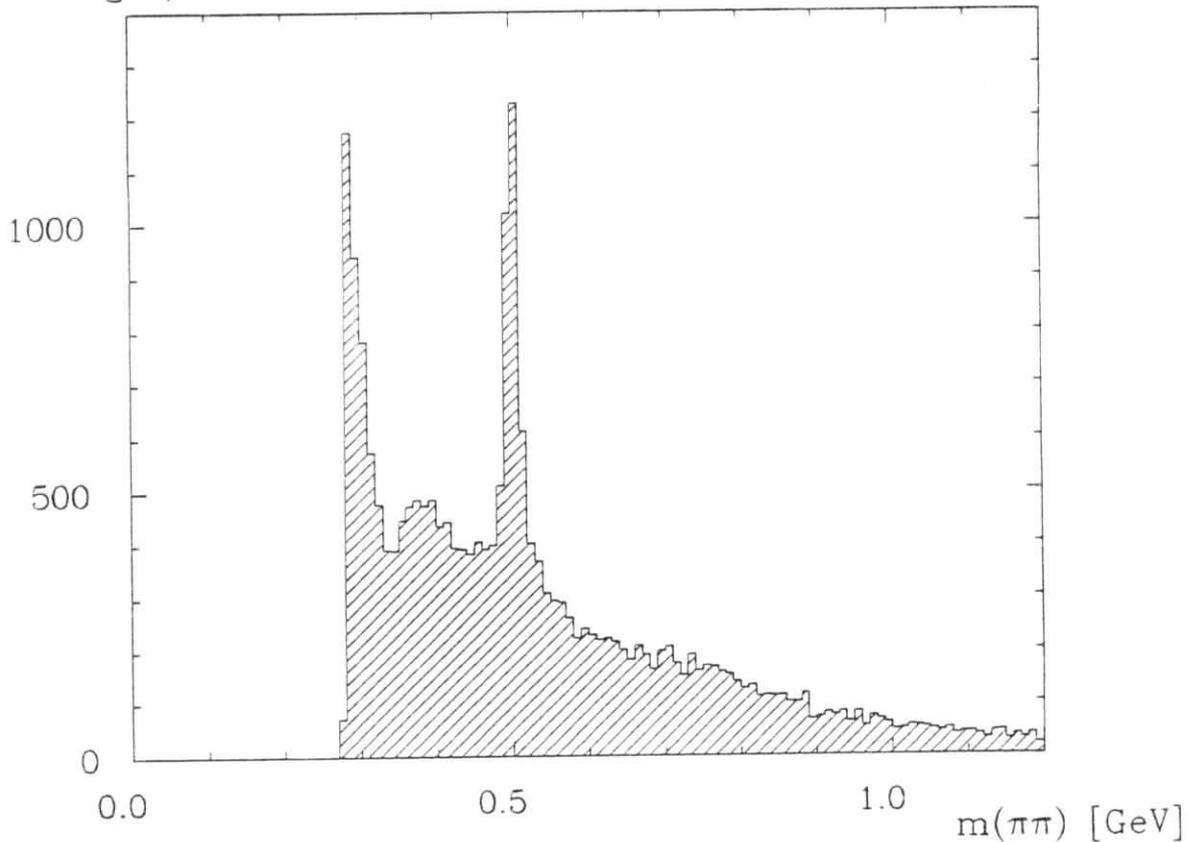


Abbildung 4.5: Invariantes $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum nach dem Sekundärvertex- Fit.

als günstiger für die Abtrennung von Signal und Untergrund, die Wahrscheinlichkeit mit einer weiteren Größe zu kombinieren. Als zweites Qualitätsmerkmal wird die Signifikanz der Vertexseparation eingeführt, d.h. die Zerfallslänge in Standardabweichungen. Das Produkt beider Größen wird als Testgröße:

$$T2 = \frac{r_{V^0}}{\sigma(r_{V^0})} \cdot Prob(\chi^2, 3)$$

definiert. Durch die Kombination wird eine bessere Signal/Untergrund- Trennung erreicht als durch Schnitte in den einzelnen Größen. Abbildung 4.6 zeigt die Korrelation mit der invarianten $\pi^+\pi^-$ -Masse. Es ist deutlich zu erkennen, daß die meisten K_S^0 -Zerfälle bei großem $T2$ liegen, während bei kleinen $T2$ ($T2 < 1$) keine Anhäufung im K_S^0 -Band mehr auftritt. Durch einen Schnitt in $T2$ kann also ein Großteil des Untergrunds zurückgewiesen werden ohne wesentlichen Verlust von K_S^0 - Ereignissen. In Abbildung 4.7 ist das Massenspektrum der V^0 - Kandidaten mit $T2 > 4$ gezeigt. Das Signal/Untergrund-Verhältnis ist gegenüber Abbildung 4.5 von 1.1/1 auf 12.5/1 verbessert, wobei das K_S^0 - Signal um etwa 25% auf 1510 ± 40 Ereignisse reduziert wird; Signal und Untergrund wurden dabei aus dem Signalbereich 470 – 530 MeV und den Seitenbändern 430 – 460 MeV und 540 – 570 MeV abgeschätzt. Durch Verändern des Schnitts in $T2$ kann das Signal/Untergrund-Verhältnis in weitem Umfang variiert werden. Der Schnitt wird für die verschiedenen Selektionen abhängig von den Untergrundverhältnissen festgelegt.

Die K_S^0 - Massenaufösung in Abbildung 4.7 beträgt $\sigma(m_{\pi\pi}) = 8.9$ MeV; die Impulsabhängigkeit der Auflösung ist bei den in 2-Photon-Reaktionen typischen Impulsen

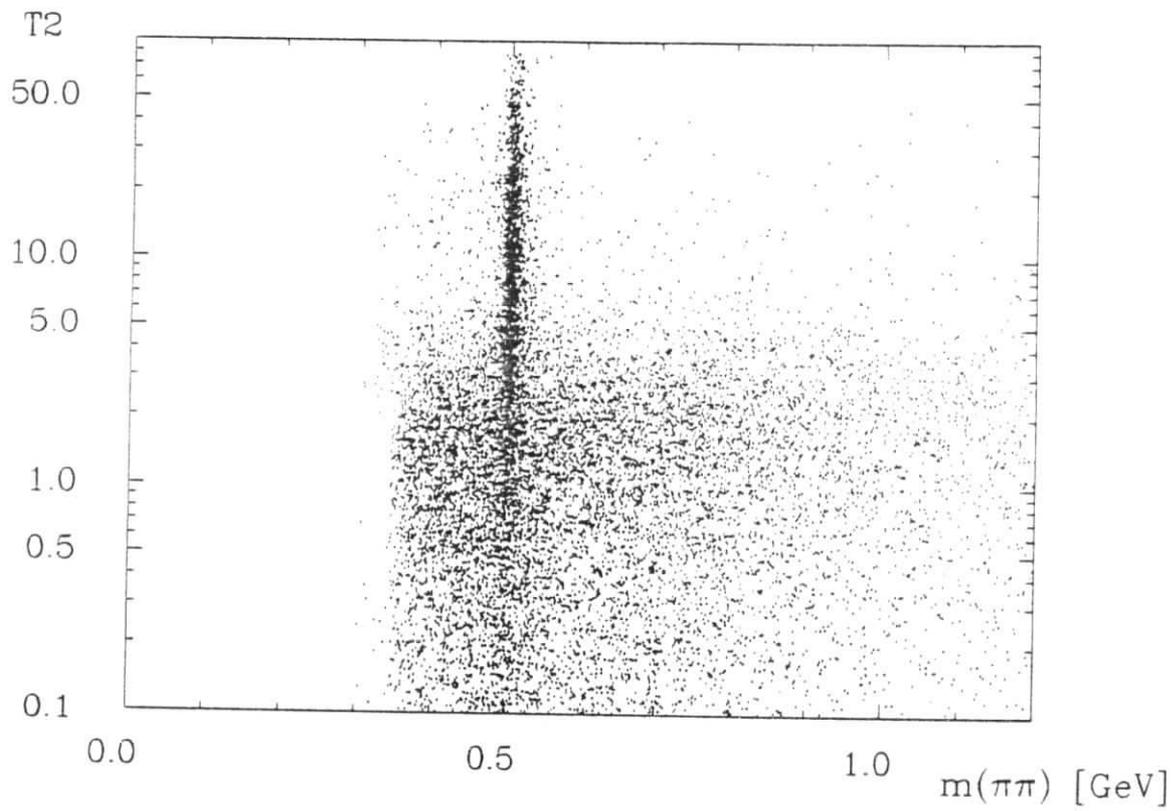


Abbildung 4.6: V^0 - Massenspektrum: Korrelation mit der Testgröße $T2$ (siehe Text).

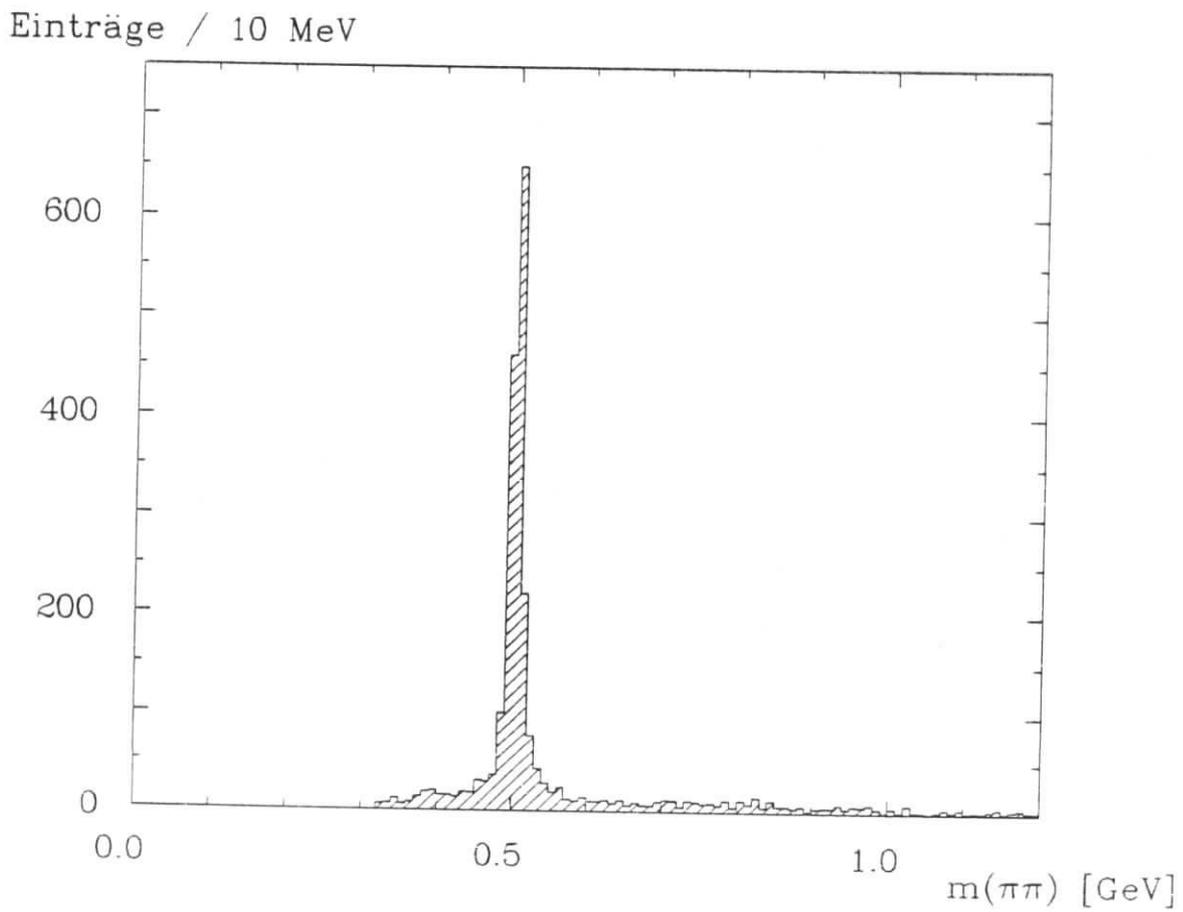


Abbildung 4.7: V^0 - Massenspektrum nach dem Schnitt $T2 > 4$.

Nachweiswahrscheinlichkeit

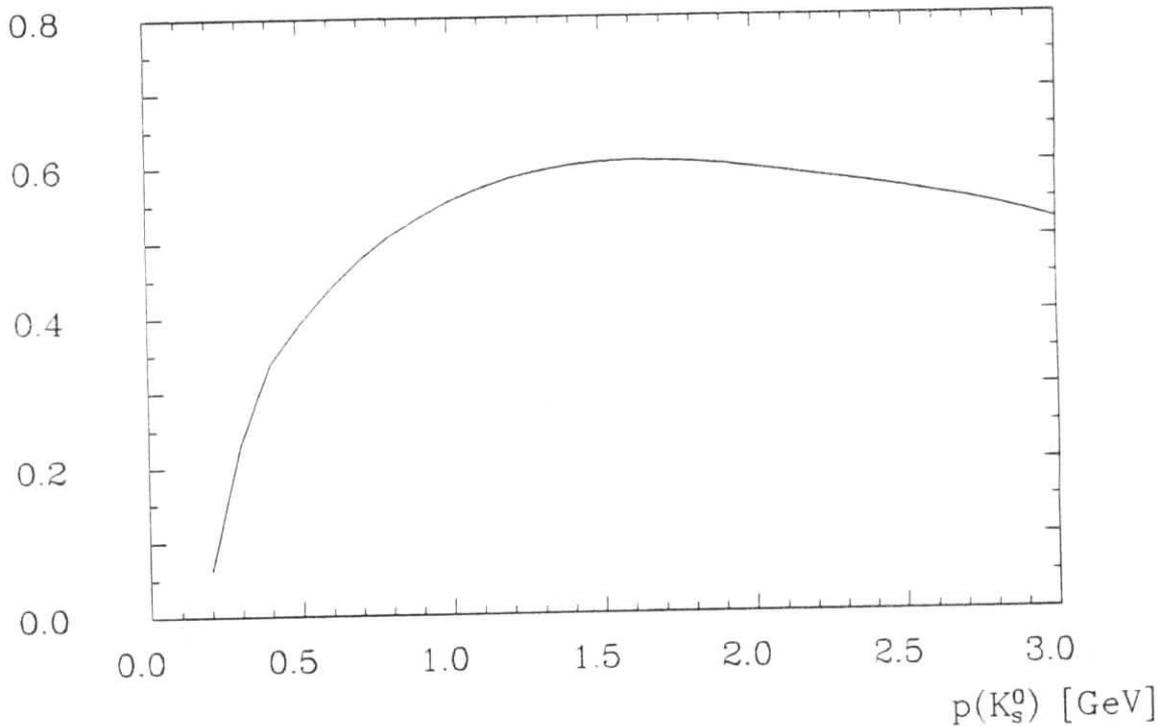


Abbildung 4.8: Effizienz der Sekundärvertex- Rekonstruktion: Anteil der rekonstruierten $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- V^0$ - Zerfälle gemittelt über den Raumwinkel als Funktion des K_S^0 -Impulses.

vernachlässigbar.

Die Effizienz der K_S^0 -Identifikation wurde mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen ermittelt. Die Wahrscheinlichkeit der Sekundärvertex- Rekonstruktion ist in Abbildung 4.8 gegen den K_S^0 - Impuls aufgetragen. Die K_S^0 -Rekonstruktion wird wirksam für Impulse $p_{K_S^0} > 200 \text{ MeV}$ und erreicht für $p_{K_S^0} > 800 \text{ MeV}$ Nachweiswahrscheinlichkeiten $> 50\%$ (gemittelt über den vollen Raumwinkel). Gemittelt über K_S^0 - Impulse von $0.3 - 3.0 \text{ GeV}$ werden 53.2% aller $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ Zerfälle rekonstruiert (ohne $T2$ -Schnitt). Fügt man eine Schnitt in $T2$ hinzu, so reduziert sich dieser Wert um etwa $5\% \cdot T2_{cut}$. Bei hohen K_S^0 -Impulsen ($> 2 \text{ GeV}$) nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit wieder ab, da die Öffnungswinkel der Spuren in $r\phi$ immer häufiger unter den minimal geforderten (15°) fallen.

Kapitel 5

Untersuchung der Reaktion

$$\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$$

Gegenstand dieses Kapitels ist die Untersuchung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$. Die K_S^0 -Mesonen werden in dem Zerfallsmodus $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ nachgewiesen. Der beobachtete Endzustand ist also $\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$, der durch die mit hoher Rate ablaufende Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ dominiert wird. Zur Abtrennung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ wird die klare Signatur von Ereignissen mit zwei Sekundärvertices ausgenutzt. Die Auswahl des $K_S^0 K_S^0$ -Ereignissatzes wird im ersten Abschnitt beschrieben.

Im Prozeß $\gamma\gamma \rightarrow K \bar{K}$ wird die Erzeugung der Tensormesonen f_2, a_2 und f_2' erwartet. Die Beobachtung der Resonanzproduktion $\gamma\gamma \rightarrow f_2' \rightarrow K_S^0 K_S^0$ wird im zweiten Abschnitt beschrieben. Zur Bestimmung der radiativen Breite wird angenommen, daß das f_2' mit Helizität 2 erzeugt wird, da die Zerfallswinkelverteilung keine Unterscheidung von Helizität 0 und 2 zuläßt. Das Resultat für die radiative Breite wird mit anderen Experimenten verglichen und die Schlußfolgerung für den $SU(3)$ -Mischungswinkel im Tensormeson-Nonett diskutiert. Weiterhin wird die Möglichkeit untersucht, daß das beobachtete Signal eine Überlagerung des f_2' mit einem skalaren Meson $f_0'(1525)$ ist, das kürzlich in einer Partialwellenanalyse der Reaktion $K^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \Lambda$ entdeckt wurde [79]. Aus der Zerfallswinkelverteilung kann eine obere Grenze für $f_0'(1525)$ -Erzeugung abgeleitet werden. In dieser Interpretation kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, daß alle Messungen die radiative Breite des f_2' erheblich überschätzen, falls in $\gamma\gamma \rightarrow K \bar{K}$ sowohl f_2' als auch f_0' angeregt werden.

Obwohl im $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrum keine Anhäufung im Bereich von f_2 und a_2 beobachtet wird, können Rückschlüsse auf deren Erzeugungsamplituden in $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ bzw. auf die relativen Phasen der Amplituden gezogen werden. Da für f_2 und a_2 die Breiten $\Gamma_{\gamma\gamma}$ und ihre Verzweigungsverhältnisse in $K_S^0 K_S^0$ aus unabhängigen Messungen bekannt sind, kann aus dem beobachteten $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrum die Interferenz zwischen den f_2, a_2, f_2' Amplituden abgeleitet werden. Im dritten Abschnitt werden die Phasen der Interferenz mit einem bereits in einer PLUTO Analyse [25] verwendeten Verfahren bestimmt.

Im vierten Abschnitt werden obere Grenzen für die radiativen Breiten von $f_2(1720)$ (früher $\theta(1690)$) und $X(2220)$ ($\xi(2220)$) angegeben, die ihre Interpretation als Gluonium-Kandidaten unterstützen.

Der letzte Abschnitt beschreibt die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Re-

Einträge / 0.004 GeV²

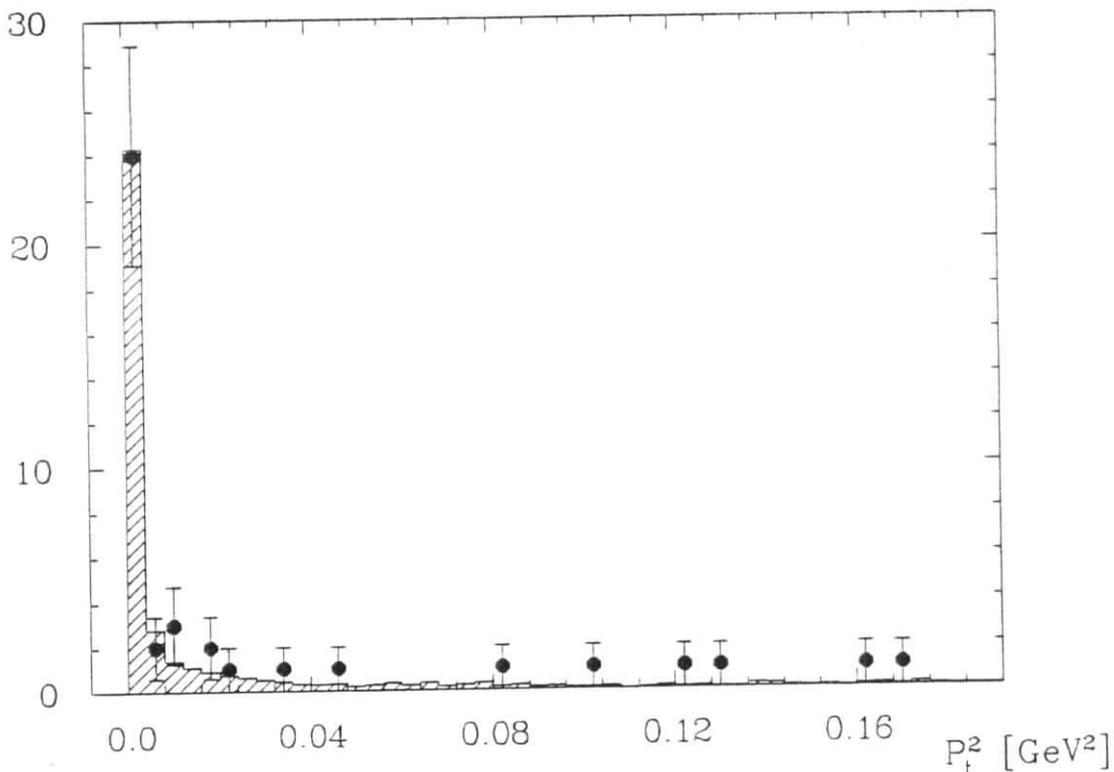


Abbildung 5.1: Transversalimpulssumme $|\Sigma \vec{p}_t|^2$ der $K_S^0 K_S^0$ - Ereignisse: Das Histogramm zeigt die Monte-Carlo Erwartung normiert auf die Anzahl der beobachteten Ereignisse.

aktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$. Abschließend wird eine Zusammenfassung der Resultate gegeben.

5.1 Ereignisselektion

Den Ausgangspunkt der Ereignisselektion bildet der in Abschnitt 4.5 beschriebene VOCAND Datensatz mit Ereignissen, die wenigstens einen V^0 - Kandidaten enthalten. Um Reaktionen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0 \rightarrow 4\pi^\pm$ auszusondern, werden zwei positive und zwei negative Spuren verlangt; Ereignisse mit zusätzlichen Photonen werden durch die Forderung unterdrückt, daß keine von einer Spur isolierte Schauerenergie über 100 MeV nachgewiesen ist.

Es werden Ereignisse mit einem bzw. zwei V^0 - Kandidaten gesondert selektiert. Ereignisse mit einem V^0 werden zunächst einbezogen, da die Forderung nach zwei rekonstruierten Sekundärvertices insbesondere bei kleinen K_S^0 - Impulsen zu einer geringen Selektionseffizienz führt. Um die Akzeptanz zu erhöhen, wird in den Ereignissen mit einem V^0 die Sekundärvertexsuche wiederholt; dabei werden die beiden Spuren, die gegen den bereits rekonstruierten V^0 auslaufen, mit gelockerten Schnitten erneut auf die V^0 - Hypothese untersucht. In diesem zweiten Durchlauf ist der Zerfallslängenschnitt in der Kandidatensuche und nach dem V^0 - Fit von 4 auf 2 mm reduziert. Ist die Rekonstruktion eines zweiten V^0 erfolgreich, so wird das Ereignis der Selektion von Ereignissen, die von vornherein zwei V^0 - Kandidaten aufwiesen, hinzugefügt.

Zur Unterdrückung von unvollständig gemessenen Reaktionen wird für die Trans-

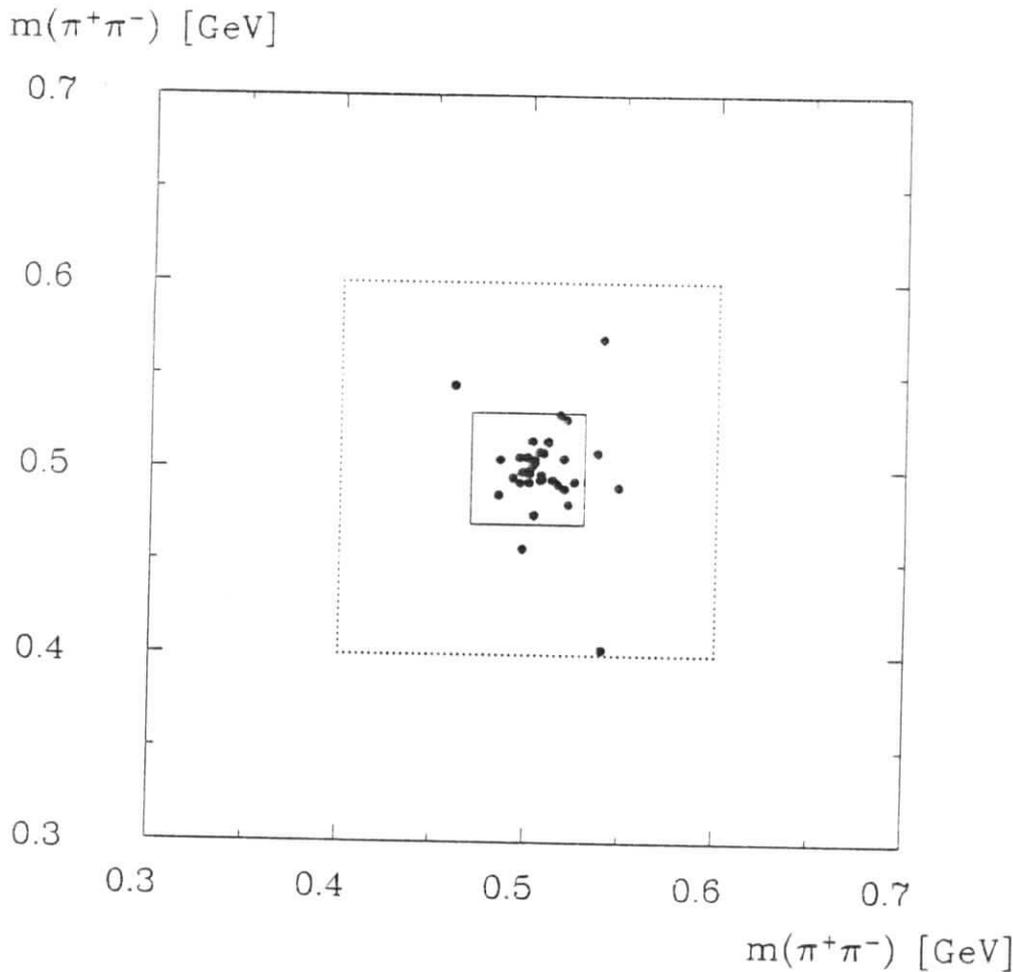


Abbildung 5.2: $\pi^+\pi^-$ - Massen für Ereignisse mit zwei Sekundärvertices. Die durchgezogene Linie definiert den Signalbereich.

versalimpulssumme des V^0V^0 - Systems $|\Sigma\vec{p}_t| < 200 \text{ MeV}$ gefordert. Abbildung 5.1 zeigt die $|\Sigma\vec{p}_t|^2$ - Verteilung der *no-tag* Ereignisse. Für *single-tag* Reaktionen wird einschließlich des *tag* $|\Sigma\vec{p}_t| < 450 \text{ MeV}$ verlangt. Nach diesem Schnitt verbleiben in der Selektion 33 *no-tag* und 3 *single-tag* Ereignisse.

Bisher wurde noch keine Einschränkung der V^0 - Massen vorgenommen. In Abbildung 5.2 ist die Korrelation der invarianten $\pi^+\pi^-$ - Massen der V^0 - Kandidaten gezeigt. Die meisten Ereignisse befinden sich in der Überlappzone, wo beide V^0 - Kandidaten im K_S^0 - Signalbereich liegen. Die deutliche $K_S^0K_S^0$ - Korrelation zeigt, daß die Ereignisse mit zwei Sekundärvertices sehr geringen Untergrund durch fälschlich rekonstruierte V^0 s enthalten. Ein V^0 wird als K_S^0 - Kandidat akzeptiert, falls die invariante Masse $m_{\pi\pi}$ im Bereich $0.47 - 0.53 \text{ GeV}$ liegt, und es wird die nominelle K_S^0 - Masse zugeordnet. Durch diese Einschränkung werden 6 Ereignisse verworfen, und die resultierende $K_S^0K_S^0$ -Selektion umfaßt 30 Ereignisse, darunter 3 *single-tag* Reaktionen.

Zur Abschätzung des Untergrunds in der Ereignismenge werden zwei mögliche Untergrundquellen in Betracht gezogen: Erstens Ereignisse, in denen falsch rekonstruierte Sekundärvertices K_S^0 - Kandidaten vortäuschen; zweitens Ereignisse höherer Multiplizität, in denen neben dem $K_S^0K_S^0$ erzeugte Teilchen nicht nachgewiesen werden konnten.

Der Untergrund durch vorgetäuschte K_S^0 wird aus dem Seitenbandbereich $0.40 - 0.47 \text{ GeV}$ und $0.53 - 0.60 \text{ GeV}$ bestimmt, unter der Annahme, daß Untergrundeignisse in der Zone $0.4 - 0.6 \text{ GeV}$ gleichverteilt sind. Aus dem Verhältnis der Einträge im Signal-

und im Untergrundbereich und durch Vergleich mit der Monte-Carlo Erwartung für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ wird der Untergrund durch fehlidentifizierte K_S^0 auf 0.3 ± 0.2 Ereignisse abgeschätzt.

Aussagen über den Untergrund durch nichtexklusive Ereignisse können mit Hilfe der $|\Sigma \vec{p}_t|$ -Verteilung gemacht werden. Ereignisse mit ungemessenen Teilchen haben meist eine unausgeglichene Transversalimpulssumme, während vollständig erfaßte Ereignisse bei kleinen $|\Sigma \vec{p}_t|$ (wird im folgenden mit p_t abgekürzt) angehäuft sind. Die p_t^2 -Verteilung ist in Abbildung 5.1 mit der für die exklusive Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- K_S^0 K_S^0$ simulierten verglichen (Die $W_{\gamma\gamma}$ -Verteilung der Monte-Carlo Ereignisse wurde dabei der beobachteten angepaßt). Der Vergleich zeigt, daß die p_t^2 -Verteilung gut mit der für exklusive Ereignisse erwarteten übereinstimmt. Setzt man für nichtexklusive Ereignisse eine flache p_t^2 -Verteilung an und extrapoliert in den selektierten Bereich $p_t^2 < 0.04 \text{ GeV}^2$, so ist der Untergrund mit Null verträglich und wird zu < 1 Ereignis abgeschätzt.

Da aufgrund geringer Statistik eine präzise Bestimmung des Untergrundanteils nicht möglich ist und die Abschätzung insgesamt verträglich mit weniger als einem Untergrundereignis ist, wird in der folgenden quantitativen Analyse keine Untergrundsubtraktion durchgeführt. Die dadurch entstehende Unsicherheit ist kleiner als die statistischen Fehler der Resultate und wird in den systematischen Fehler eingeschlossen.

5.2 Messung der radiativen Breite des f_2'

Die invarianten Massen der selektierten $K_S^0 K_S^0$ -Ereignisse sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Anhäufung von Ereignissen um 1.5 GeV liefert einen klaren Hinweis auf die exklusive Resonanzerzeugung $\gamma\gamma \rightarrow f_2' \rightarrow K_S^0 K_S^0$. Zur Bestimmung der radiativen Breite werden nur Reaktionen bei kleinem Q^2 verwendet, d.h. *no-tag*-Ereignisse, deren Massenspektrum in Abbildung 5.5 gezeigt ist. In der Monte-Carlo Simulation werden die $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte durch die Ausdrücke 2.63 und 2.64 für die Resonanzerzeugung mit Helizität 0 und 2 verwendet. Der Gesamtprozeß $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ wird, wie in Abschnitt 2.3.5 angegeben, durch die Überlagerung von f_2, a_2 und f_2' Resonanzerzeugung beschrieben, wobei die $f_2 - a_2$ Interferenz mit dem dort gegebenen Argument als destruktiv angenommen wird; diese Annahme wird in Abschnitt 5.3 näher untersucht. Es werden zunächst die $\gamma\gamma$ -Kopplungen des f_2' unter Annahme von Helizität 2 ($\Gamma_{\gamma\gamma}^{|J_z|=2}$) bzw. Helizität 0 ($\Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0}$) bestimmt. Mit den Standardwerten für die $\gamma\gamma$ -Kopplungen von f_2 und a_2 aus [8] folgt aus der beobachteten Anzahl von Ereignissen im Massenbereich $1.4 - 1.75 \text{ GeV}$ für das f_2' :

$$\begin{aligned} \text{Helizität 2 : } \Gamma_{\gamma\gamma}^{|J_z|=2} \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K}) &= 0.11_{-0.02}^{+0.03} \pm 0.02 \text{ keV} \\ \text{Helizität 0 : } \Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0} \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K}) &= 0.20_{-0.04}^{+0.05} \pm 0.04 \text{ keV} \end{aligned}$$

Die große Auswirkung der Helizitätsannahme rührt von der stark unterschiedlichen Zerfallswinkelverteilung der Helizitätszustände her. In Abbildung 5.4 ist die Verteilung des Winkels θ_K^* zur $\gamma\gamma$ -Achse im f_2' -Ruhezustand gegeben. Der Vergleich mit den erwarteten Winkelverteilungen macht deutlich, daß im Akzeptanzbereich ($\cos \theta_K^* < 0.8$) eine Unterscheidung der Helizität kaum möglich ist; die von der Helizität abhängige Extrapolation auf den vollen Winkelbereich (vergl. Abb. 2.3 auf Seite 27) führt dann zu den unterschiedlichen Werten für $\Gamma_{\gamma\gamma}$.

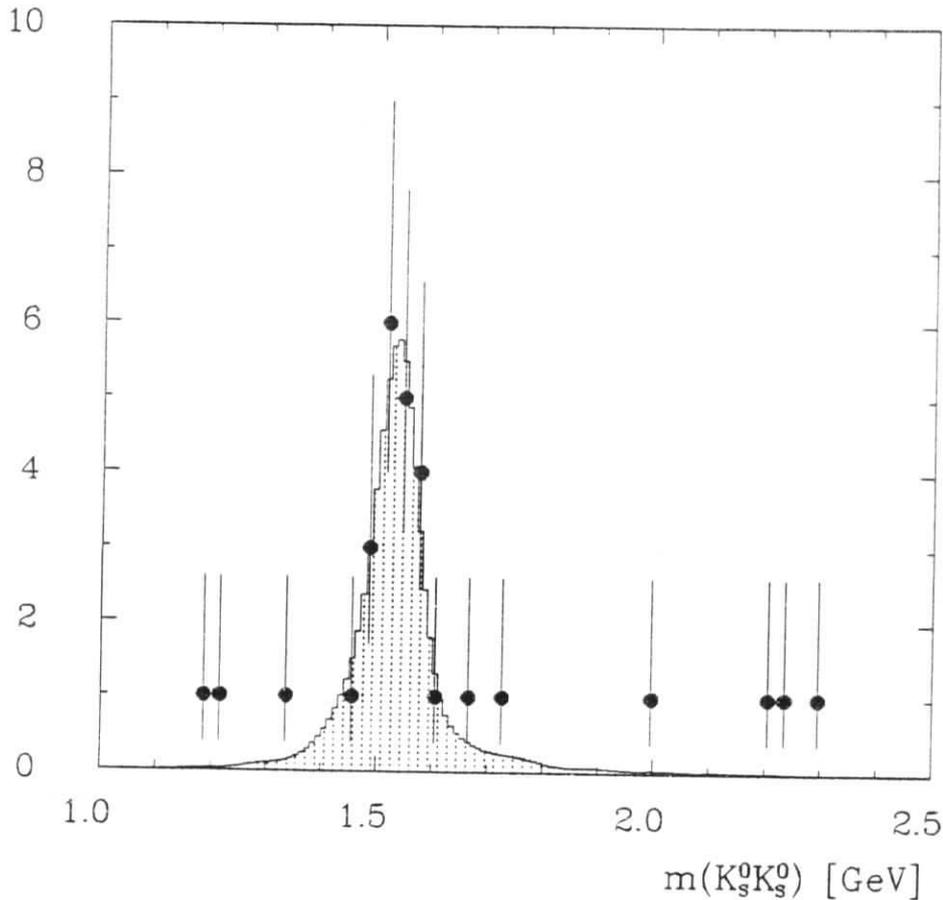


Abbildung 5.3: $K_S^0 K_S^0$ - Massenspektrum: Das Histogramm ist die $f_2' \rightarrow K_S^0 K_S^0$ Monte-Carlo Erwartung normiert auf die Anzahl der Ereignisse im Massenbereich 1.4 – 1.75 GeV. Im Daten-Histogramm sind Bins, die keine Einträge enthalten, unterdrückt.

In Abschnitt 2.3.4 wurden verschiedene theoretische und experimentelle Argumente dafür gegeben, daß die Tensormesonen dominant mit Helizität 2 produziert werden. Kürzlich konnte dies auch für das f_2' experimentell bestätigt werden: Eine Analyse im Zerfallswinkelbereich $|\cos(\theta_K^*)| > 0.8$ lieferte keinen Hinweis auf Helizität 0 Erzeugung des f_2' und für den Helizität 0 Anteil der f_2' Breite wurde die Grenze $\Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=0} / \Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') < 0.60$ (95% *c.l.*) angegeben [32]; bisherige Analysen des f_2' gingen von reiner Helizität 2 Erzeugung aus. In der vorliegenden Untersuchung wird im folgenden ebenfalls die f_2' Produktion mit Helizität 2 angenommen. Mit dieser Annahme lautet das Resultat für die radiative Breite des f_2' :

$$\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K}) = 0.11_{-0.02}^{+0.03} \pm 0.02 \text{ keV} \quad (5.1)$$

Der erste Fehler ergibt sich nach der Poisson- Statistik aus der Anzahl der Ereignisse; der zweite Fehler ist die systematische Unsicherheit. Im systematischen Fehler von etwa 20% sind folgende Unsicherheiten berücksichtigt: Variation von Schnittgrößen in der Selektion (10%), Akzeptanzbestimmung bzw. Detektorsimulation (10%), Unsicherheit durch Untergrundereignisse (10%), Bestimmung der Triggereffizienz (5%), Luminosität (3%), Wahl des Formfaktors (3%). Es sei angemerkt, daß der systematische Fehler nicht die Unsicherheit durch die vorausgesetzte Helizitätsstruktur und das angenommene Interferenzmuster beinhaltet. In Abschnitt 5.3 wird sich zeigen, daß bei Änderung der

Einträge / 0.1

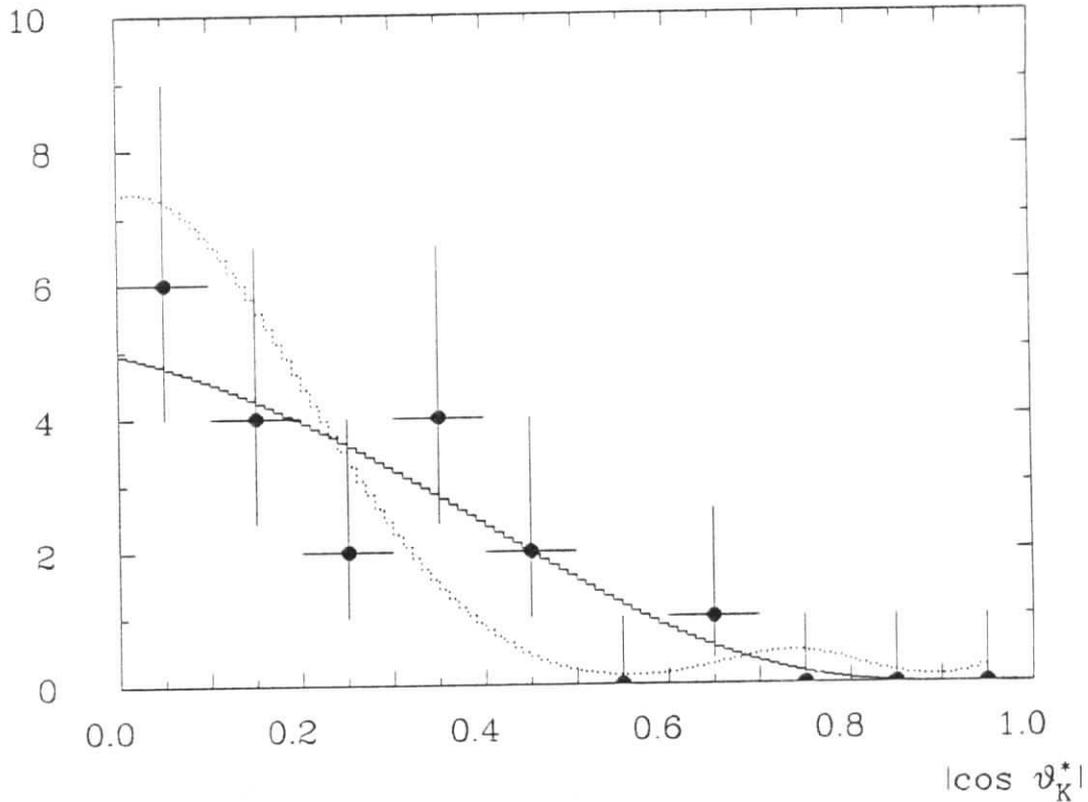


Abbildung 5.4: Helizitätswinkel θ_K^* für f_2' -Kandidaten: Das durchgezogene (gepunktete) Histogramm ist die Monte-Carlo Erwartung für Helizität 2 (0).

$f_2 - a_2 - f_2'$ Interferenz das Resultat $\Gamma_{\gamma\gamma} = 0.11 \text{ keV}$ als zentraler Wert erhalten bleibt, jedoch Schwankungen um $\pm 0.03 \text{ keV}$ auch bei guter Beschreibung des $K_S^0 K_S^0$ - Massenspektrums durch verschiedene Interferenzansätze auftreten.

Die $K_S^0 K_S^0$ - Selektion enthält neben den zur Bestimmung von $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')$ benutzten *no-tag* Reaktionen 3 *single-tag* Ereignisse. Die Ereignisse haben invariante $K_S^0 K_S^0$ - Massen im Bereich des f_2' - Signals und sind somit Kandidaten für die Reaktion $\gamma\gamma^* \rightarrow f_2' \rightarrow K_S^0 K_S^0$ bei hohem Q^2 (zwei Ereignisse bei $Q^2 \approx 0.5 \text{ GeV}^2$ und eines bei $Q^2 \approx 1.2 \text{ GeV}^2$). Aus der im *no-tag*- Spektrum bestimmten Kopplung $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')$ kann man in der Monte-Carlo Simulation die erwartete Anzahl von *single-tag* Ereignissen bestimmen, wobei man allerdings nur den Wirkungsquerschnitt σ_{TT} für transversale Photonen berücksichtigt. Danach werden 0.5 *single-tag* Ereignisse erwartet, wenn der Q^2 - Verlauf des f_2' - Formfaktors durch einen ρ -Pol parametrisiert wird, bzw. 0.8 Ereignisse für einen ϕ - Formfaktor. Daß die beobachteten *single-tag* Ereignisse etwas über der erwarteten Anzahl liegen, könnte darauf hinweisen, daß die Wirkungsquerschnitte longitudinaler Photonen σ_{LT} und σ_{LL} einen Beitrag liefern. Für quantitative Aussagen wäre jedoch wesentlich höhere Statistik notwendig, da im allgemeinen Fall virtueller Photonen fünf Formfaktoren zur Tensormeson- Produktion beitragen.

Experiment	Ref.	Kanal	Helizitäts- annahme	$\Gamma_{\gamma\gamma} B(f'_2 \rightarrow K\bar{K})/keV$
CELLO		$K_S^0 K_S^0$	2	$0.11_{-0.02}^{+0.03} \pm 0.02$
PLUTO	[32]	$K_S^0 K_S^0$	Keine	$0.10_{-0.03-0.02}^{+0.04+0.03}$
TASSO	[35]	$K_S^0 K_S^0, K^+ K^-$	2	$0.11 \pm 0.02 \pm 0.04$
MARK II	[80] ¹	$K_S^0 K_S^0$	2	0.10 ± 0.04
TPC/2 γ	[81]	$K^+ K^-$	2	< 0.28 (95% <i>c.l.</i>)
DELCO	[82]	$K^+ K^-$	2	$0.07 \pm 0.01 \pm 0.04$
ARGUS	[83] ¹	$K^+ K^-$	Hel. 2:0 = 6:1	$0.065 \pm 0.007 \pm 0.012$

Tabelle 5.1: Experimentelle Ergebnisse für $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K})$. Die mit ¹ gekennzeichneten Referenzen geben vorläufige Resultate.

5.2.1 Vergleich mit anderen Experimenten

In Tabelle 5.1 ist das Resultat für $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K})$ mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Die in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow f'_2 \rightarrow K_S^0 K_S^0$ bestimmten Werte haben vergleichbare statistische Fehler und sind in sehr guter Übereinstimmung; es ergibt sich ein gewichtetes Mittel von $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K}) = 0.106 \pm 0.018 keV$ (statistische und systematische Fehler quadratisch addiert). Die im Zerfallskanal $f'_2 \rightarrow K^+ K^-$ bestimmten Werte haben vergleichsweise bessere statistische Präzision; andererseits spielen systematische Effekte wie Details in der Parametrisierung der energieabhängigen Breiten von f_2 und a_2 , die aufgrund der konstruktiven Interferenz in $K^+ K^-$ stärkeren Einfluß auf die f'_2 Region haben, sowie die Behandlung der $K^+ K^-$ -Kontinuumserzeugung eine größere Rolle. Bezieht man das vorläufige ARGUS Resultat ein, so bietet sich ein weniger konsistentes Bild der $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)$ -Messungen, und möglicherweise deutet sich eine systematische Verschiebung der Ergebnisse im $K^+ K^-$ - und $K_S^0 K_S^0$ - Zerfallskanal an.

Für die im folgenden betrachteten Konsequenzen für den $SU(3)$ - Mischungswinkel der Tensormesonen wird von dem Mittelwert der publizierten Resultate $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K}) = 0.10 \pm 0.02 keV$ ausgegangen.

$SU(3)$ -Mischungswinkel im 2^{++} -Nonett

Da die in der vorliegenden Arbeit bestimmte f'_2 - Breite bereits in vorhergegangenen Analysen des $SU(3)$ - Mischungswinkels θ_T einging, kann hier auf die Beschreibung der Berechnung von θ_T verzichtet und auf die Literatur verwiesen werden [84,25]. Das Ergebnis wird durch zwei Parameter beschrieben, den Mischungswinkel θ_T und den

Nonett-Symmetrie-Parameter r , die in den Gleichungen 2.71 und 2.72 auf Seite 30 eingeführt wurden. Wie in Abschnitt 2.3.5 erwähnt, herrscht Unklarheit darüber, mit welcher Skalierung die radiativen Breiten in die $SU(3)$ -Relationen eingehen; für die durch $SU(3)$ -Symmetrie verknüpften Größen werden die verschiedenen Ansätze $\Gamma_{\gamma\gamma}/m_T^n$ mit $n = -1, 1$ und 3 verwendet. Für die Ansätze mit $n = 3$ und $n = -1$ ergeben sich folgende Werte für θ_T und r [25]:

$$\text{Skalierung } \Gamma_{\gamma\gamma}/m_T^3 \quad r = 1.06 \pm 0.07 \quad \theta_T = 26.8_{-1.0}^{+1.5} \text{ }^\circ \quad (5.2)$$

$$\text{Skalierung } \Gamma_{\gamma\gamma} \cdot m_T \quad r = 0.98 \pm 0.07 \quad \theta_T = 31.8_{-2.0}^{+3.0} \text{ }^\circ \quad (5.3)$$

In beiden Fällen ist das Ergebnis verträglich mit Nonett-Symmetrie ($r = 1$); die Werte von θ_T liegen nahe bei der idealen Mischung $\theta_T = 35.2^\circ$. Aus der GMO-Massenformel 2.70 folgt mit den Standardwerten für die Massen aus [8] ein Mischungswinkel von $\theta_T = 31.6 \pm 1.3^\circ$. Sowohl die Massenrelation im 2^{++} -Nonett als auch die Verhältnisse der radiativen Breiten deuten also auf ein zumindest näherungsweise ideal gemischtes Nonett hin, d.h. der Anteil an nichtseltsamen Quarks im f_2' ist sehr klein. Die Lösung 5.3 entspricht einem Anteil von nichtseltsamen Quarks von nur $0.4_{-0.4}^{+0.5} \%$ im f_2' .

5.2.2 Obere Grenze für den Skalar $f_0'(1525)$

Die Interpretation der Ereignisse um 1.5 GeV im $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrum als f_2' -Zerfälle beruht auf der Tatsache, daß die beobachtete Verteilung verträglich mit Masse und Breite des f_2' ist und daß kein weiterer Zustand, der in $K\bar{K}$ zerfällt, bei dieser Masse als gesichert anerkannt ist. Es gibt jedoch Anzeichen dafür, daß neben dem f_2' ein $s\bar{s}$ -reicher skalärer Zustand auftritt, näherungsweise degeneriert in Masse und Breite mit dem f_2' . Evidenz für den Skalar $f_0'(1525)$ wurde in der Reaktion $K^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \Lambda$ gefunden [79]; in dieser Hyperladungs-Austauschreaktion werden besonders Zustände mit hohem Anteil an s -Quarks angeregt. In einer Partialwellenanalyse zeigte sich neben der d -Wellen-Resonanz f_2' eine Resonanz in der s -Welle, die als Evidenz für einen skalaren Zustand $f_0'(1525)$ interpretiert wird. Das Signal hat eine statistische Signifikanz von etwa 4σ und entspricht einem Drittel des f_2' -Signals. Falls der skalare Zustand bestätigt wird, könnte er als der $s\bar{s}$ -reiche Zustand im 0^{++} -Nonett interpretiert werden; in diesem Fall wäre die ursprüngliche Einordnung des $S^*(980)$ (alte Notation) und vermutlich auch die des $\delta(980)$ in das $0^{++} q\bar{q}$ -Nonett verkehrt. Eine mögliche alternative Interpretation von S^* und δ als $K\bar{K}$ -Moleküle wurde bereits in Abschnitt 2.5 angedeutet. Eine interessante Konsequenz der Einordnung des $f_0'(1525)$ in das 0^{++} -Nonett wäre die geringe Auswirkung der Spin-Bahn-Wechselwirkung für $L = 1, S = 1$ $s\bar{s}$ -Zustände. Tatsächlich gibt es Hinweise, daß neben den 2^{++} und 0^{++} $s\bar{s}$ -Zuständen auch der 1^{++} $s\bar{s}$ -Zustand bei $\approx 1525 \text{ MeV}$ liegt [85]; auf den 1^{++} $s\bar{s}$ -Zustand wird ausführlich noch im Zusammenhang mit der Beobachtung einer Spin 1 Resonanz in der Reaktion $\gamma\gamma^* \rightarrow X(1420) \rightarrow K_S^0 K \pi$ eingegangen (Abschnitt 6.3 und folgende).

Als Konsequenz für die Messung der radiativen f_2' -Breite ergibt sich, daß $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')$ überschätzt sein könnte, falls ein Teil des Signals der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow f_0' \rightarrow K_S^0 K_S^0$ zuzuordnen ist. Im folgenden wird diese Hypothese anhand der Zerfallswinkelverteilung untersucht.

Die in Abbildung 5.4 gezeigte Zerfallswinkelverteilung wird als die Summe einer $|J_z = 2, \pm 2\rangle$ Verteilung und eines skalaren Anteils dargestellt, der eine in $|\cos\theta_K^*|$

flache Verteilung aufweist. Für den skalaren Anteil wird der Parameter $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_0)$ in einem Maximum-Likelihood Fit an die Winkelverteilung angepaßt, wobei der Spin 2 Beitrag in sukzessiven Fits von 0 bis $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2) = 0.11 \text{ keV}$, d.h. reines Spin 2 Signal, variiert wird. In dem Fit wird die Likelihood-Funktion bzw. deren Logarithmus $\ln \mathcal{L}$ maximiert, der auch als Maß für die Güte der Anpassung dient. Die beste Anpassung wird für ein reines Spin 2 Signal erzielt ($\ln \mathcal{L} = -10.9$ bei 9 Freiheitsgraden); als obere Grenze für den skalaren Anteil wird der Wert von $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_0)$ angegeben, für den sich $\ln \mathcal{L}$ um -2 gegenüber der besten Anpassung verändert [86]. Damit ergibt sich die Grenze:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f'_0(1525) \rightarrow K\bar{K}) < 0.85 \text{ keV} \quad (95\% \text{ c.l.}) \quad (5.4)$$

Die Konsequenz der Hypothese eines massenentarteten Skalars f'_0 für das Resultat 5.1 der radiativen f'_2 Breite läßt sich folgendermaßen zusammenfassen: Das Ergebniss $\Gamma_{\gamma\gamma} B(f'_2 \rightarrow K\bar{K}) = 0.11 \text{ keV}$ bleibt als wahrscheinlichster Wert erhalten; der statistische Unsicherheit erhöht sich jedoch von $^{+0.03}_{-0.02}$ auf $^{+0.03}_{-0.04}$ (1σ -Fehler); insgesamt wird die statistische Signifikanz des f'_2 -Signals auf 2.2 Standardabweichungen reduziert.

Mit der gleichen Prozedur wurde in einer PLUTO Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ eine obere Grenze für einen hypothetischen $f'_0(1525)$ Beitrag von $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f'_0(1525) \rightarrow K\bar{K}) < 1.0 \text{ keV}$ angegeben [25]. Aus der Kombination der CELLO und PLUTO Messungen folgt die obere Grenze:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f'_0(1525) \rightarrow K\bar{K}) < 0.70 \text{ keV} \quad (95\% \text{ c.l.}) \quad (5.5)$$

5.3 Bestimmung der f_2, a_2, f'_2 Interferenz

Wie in Abschnitt 2.3.5 erläutert, wird die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ durch die kohärente Überlagerung der Resonanzen f_2, a_2 und f'_2 beschrieben. Es wird an dieser Stelle vorausgesetzt, daß die Tensoren mit Helizität 2 erzeugt werden; die gesamte Amplitude ist dann durch folgende Summe definiert:

$$A = \sum_{R=f_2, a_2, f'_2} \frac{g_R}{W^2 - m_R^2 + im_R \Gamma_R(W)} \cdot \exp(i\varphi(R)) \quad (5.6)$$

Die Kopplungskonstanten g_R sind darin durch $m_R \sqrt{\Gamma_R(W) \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}^{J_z=2} B(R \rightarrow K\bar{K})}$ gegeben und der $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann als $\sigma_{TT} = 40\pi/W^2 \cdot |A|^2$ (siehe Gleichungen 2.64 und 2.65 auf Seite 28). In der Summe 5.6 treten zwei relative Phasen $\varphi(a_2)$ und $\varphi(f'_2)$ auf, wenn man willkürlich $\varphi(f_2) = 0$ setzt. Zur Untersuchung des $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrums werden verschiedene Anpassungen des Wirkungsquerschnitts σ_{TT} vorgenommen, wobei die Kopplungen g_{f_2} und g_{a_2} mit den Standardwerten aus [8] angesetzt und innerhalb ihrer Fehler variiert werden dürfen und die Kopplung des f'_2 als freier Parameter behandelt wird. Die Anpassung wird durch einen Maximum-Likelihood Fit an das $K_S^0 K_S^0$ -Massenhistogramm im Bereich $1.1 - 1.8 \text{ GeV}$ durchgeführt, wobei die Anzahl der Einträge in 30 MeV Bins nach der Poisson-Statistik behandelt wird. Das Verfahren zur Erzeugung des Modell-Massenspektrums durch Gewichtung von Monte-Carlo Ereignissen mit dem anzupassenden Wirkungsquerschnitt σ_{TT} wurde in Abschnitt 3.3.2 beschrieben.

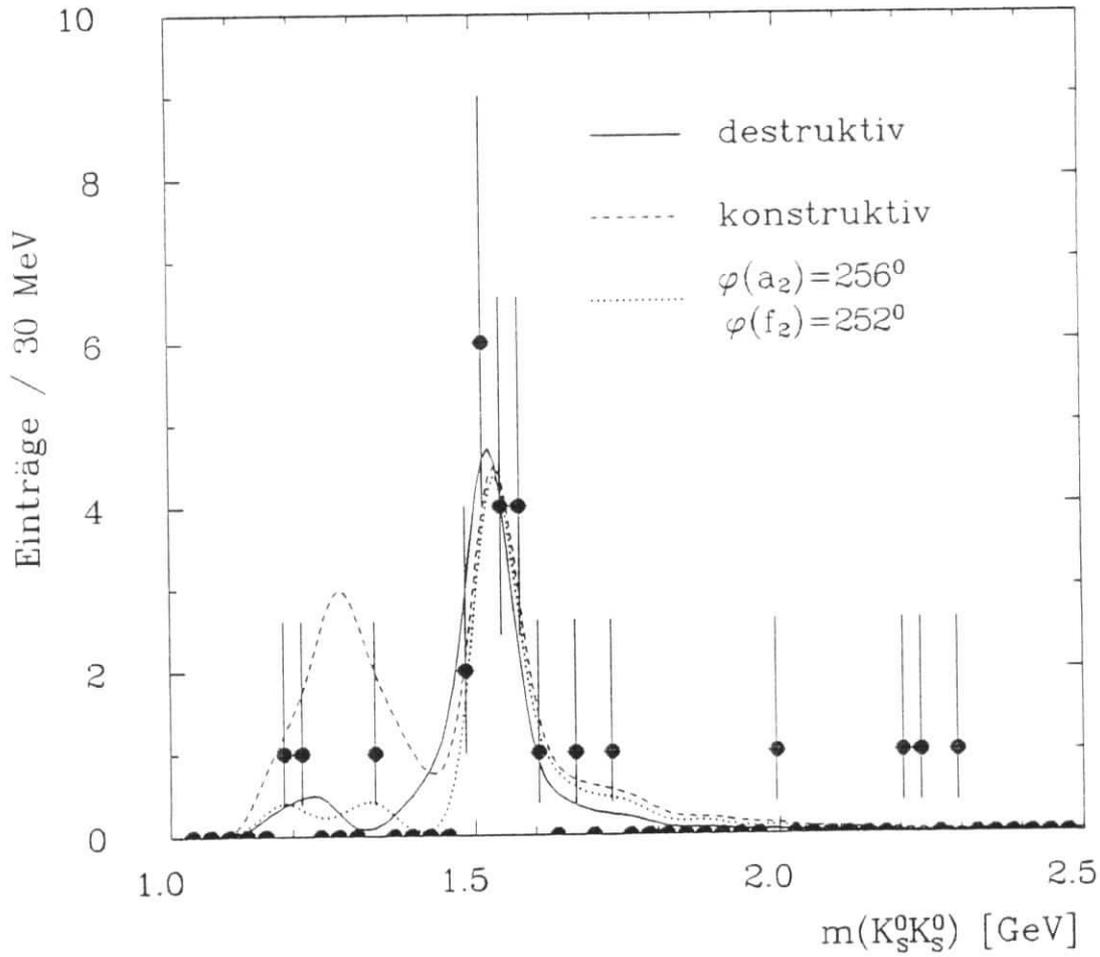


Abbildung 5.5: Fit an das $K_S^0 K_S^0$ - Massenspektrum: Verteilungen für konstruktive, destruktive $f_2 - a_2$ Interferenz und für $\varphi(a_2) = 256^\circ, \varphi(f_2) = 252^\circ$; bei Null-Einträgen sind die bis +1 reichenden Fehlerbalken der Übersichtlichkeit wegen unterdrückt.

In Abbildung 5.5 sind die resultierenden Verteilungen für konstruktive ($\varphi(a_2) = 0, \varphi(f_2) = 0$) und destruktive ($\varphi(a_2) = \pi, \varphi(f_2) = 0$) Interferenz von a_2 und f_2 mit der beobachteten Massenverteilung verglichen. Die Annahme konstruktiver Interferenz liefert eine schlechte Beschreibung der Daten, da im f_2, a_2 Bereich 1.1 – 1.4 GeV 16.8 Einträge erwartet würden, wohingegen in den Daten nur drei beobachtet werden; ebenso überschätzt die Annahme inkohärenter $f_2 - a_2$ -Überlagerung (nicht gezeigt) mit 8.8 die Anzahl der Einträge im Massenbereich 1.1 – 1.4 GeV. Das $K_S^0 K_S^0$ - Massenspektrum liefert also einen klaren Hinweis auf kohärente f_2, a_2 - Erzeugung und bevorzugt eindeutig die destruktive gegenüber der konstruktiven Interferenz.

Um zu bestimmen, welche Interferenzstruktur die beste Beschreibung des $K_S^0 K_S^0$ - Massenspektrums gibt, wurden Fits mit einer großen Zahl möglicher Interferenzwinkel $\varphi(a_2), \varphi(f_2)$ durchgeführt und die resultierenden Likelihood Werte in der $\varphi(a_2) - \varphi(f_2)$ Ebene aufgetragen. Die höchste Wahrscheinlichkeit wird für das Wertepaar

$$\varphi(a_2) = (256_{-36}^{+20} \pm 20)^\circ \quad (5.7)$$

$$\varphi(f_2) = (252_{-34}^{+41} \pm 20)^\circ \quad (5.8)$$

gefunden. Die zugehörige Massenverteilung ist ebenfalls in Abbildung 5.5 eingezeichnet. Die im zweiten Fehler angegebene systematische Unsicherheit berücksichtigt Effekte

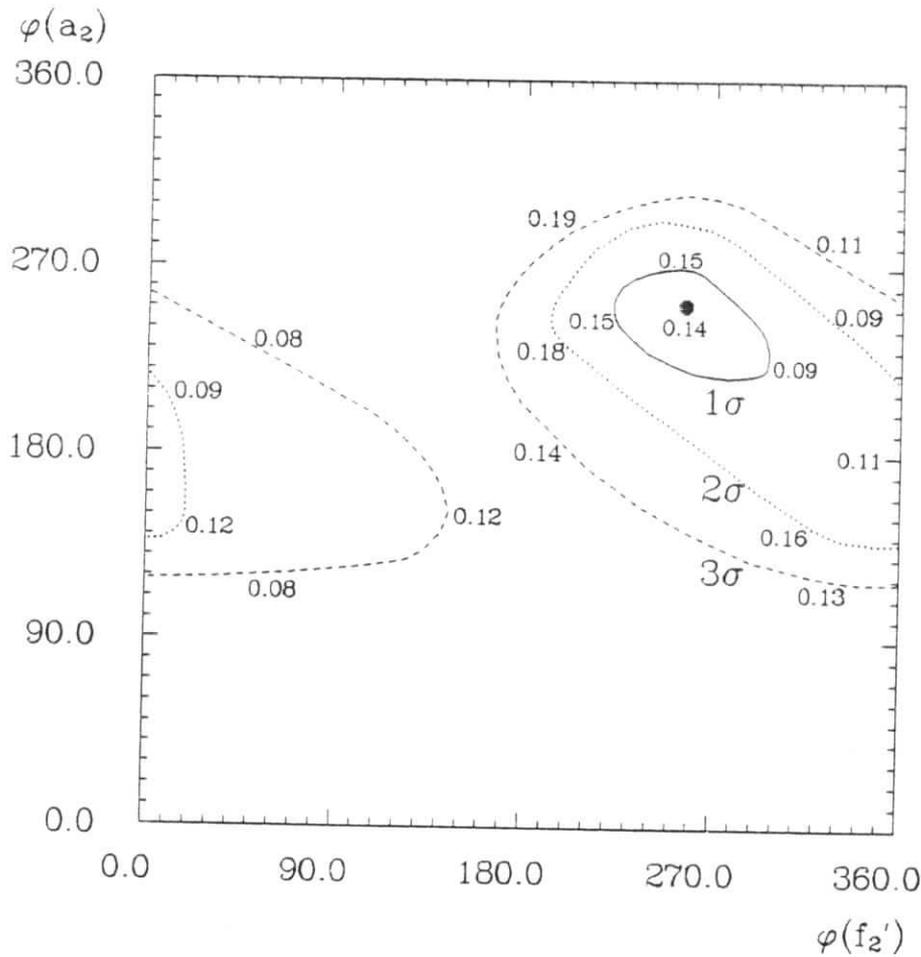


Abbildung 5.6: Likelihood-Konturen der Interferenzwinkel $\varphi(a_2)$ und $\varphi(f'_2)$: Eingezeichnet sind die 1, 2 und 3 σ -Konturen und an einigen Stellen die zugehörigen Resultate für $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K})$.

durch eine mögliche, kleine Verschiebung der rekonstruierten Massen zwischen Daten und Monte-Carlo Simulation, sowie die experimentelle Unsicherheit der Resonanzbreiten und Änderungen in der Parametrisierung ihrer Energieabhängigkeit.

In Abbildung 5.6 sind die Likelihood-Konturen in der $\varphi(a_2) - \varphi(f'_2)$ Ebene dargestellt; die 1, 2 und 3 σ Linien sind dabei definiert durch die Änderung von $\ln \mathcal{L}$ um -0.5 , -2 bzw. -4.5 gegenüber der besten Anpassung. An einigen Punkten der Konturlinien sind auch die Fit Resultate für $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)$ eingetragen; zu beachten ist, daß $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)$ auch im Bereich guter Anpassung, innerhalb der 1 σ -Kontur, mit Werten zwischen 0.09 und 0.15 keV stark variiert.

Aus Abbildung 5.6 wird deutlich, daß die Annahme konstruktiver $f_2 - a_2$ Interferenz mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden kann ($> 99\%$ *c.l.*). Destruktive Interferenz, die unter Annahme von $SU(3)_{fl}$ -Symmetrie und der Zweig-Regel vorhergesagt wurde [34], liefert eine recht gute Beschreibung der Daten. Die beste Anpassung unterscheidet sich von der destruktiven Interferenz im wesentlichen durch eine geringfügig zu höherer Masse verschobenen, steileren linken Flanke des f'_2 -Signals. Die Abweichung von der erwarteten, destruktiven Interferenz ist mit der zur Verfügung stehenden Statistik nicht signifikant. Es ist jedoch interessant, daß mit der gleichen Untersuchungsmethode in einer PLUTO Analyse [25] ein ganz ähnliches Interferenzmuster mit Phasenwinkeln von $\varphi \approx 233^\circ$ für a_2 und f'_2 gefunden wurde.

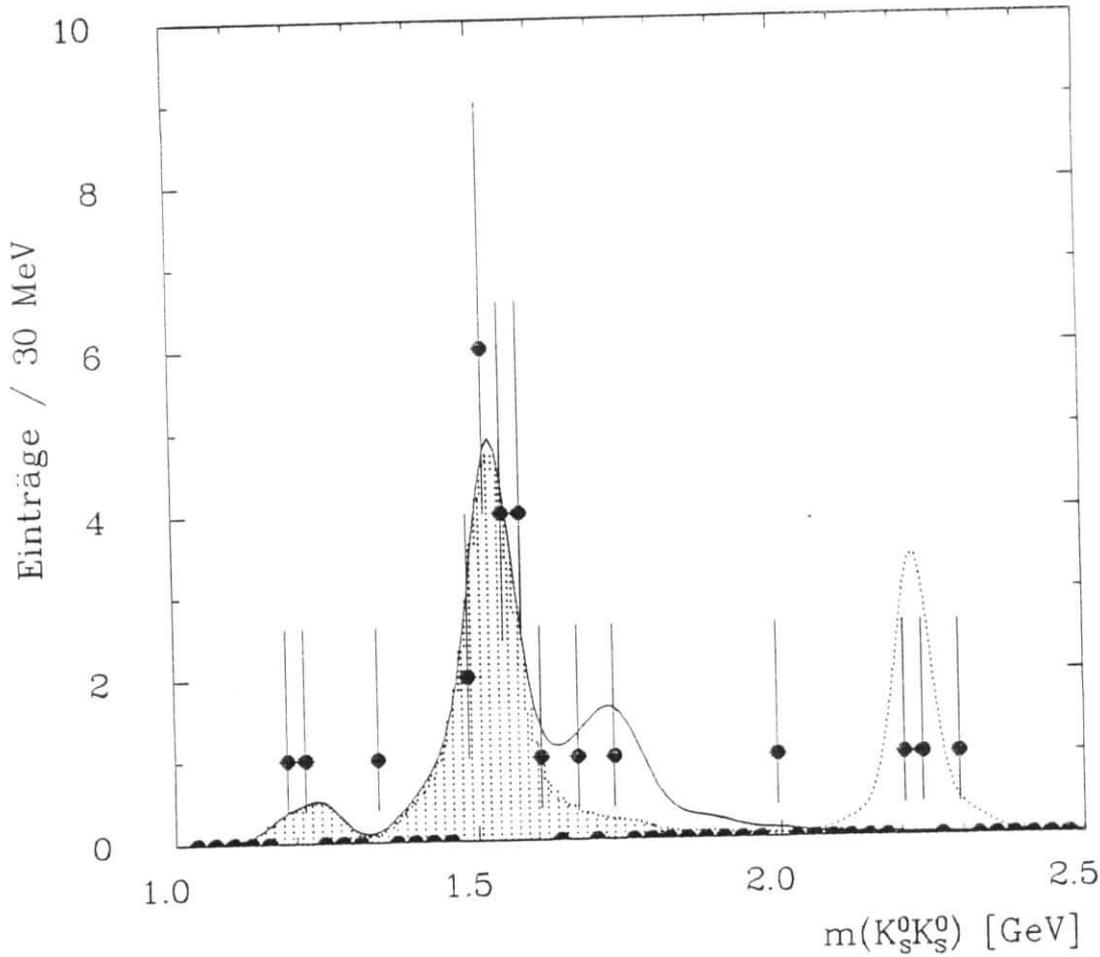


Abbildung 5.7: Obere Grenzen für $f_2(1720)$ und $X(2220)$: Die durchgezogene Linie entspricht der oberen Grenze für $f_2(1720)$ -Erzeugung (inkohärente Summe mit dem f_2'), die gepunktete Linie gibt die Grenze für $X(2220)$ - Erzeugung an.

5.4 Obere Grenzen für die radiativen Breiten von $f_2(1720)$ und $X(2220)$

Das $f_2(1720)$ (das frühere $\theta(1690)$) wird mit hoher Rate in radiativen J/Ψ Zerfällen beobachtet [87] ($\Gamma(J/\Psi \rightarrow \gamma f_2(1720))/\Gamma(J/\Psi \rightarrow \gamma f_2') > 10$). Dem $f_2(1720)$ werden die Quantenzahlen $J^{PC} = 2^{++}$ zugeordnet, obwohl 0^{++} nicht sicher ausgeschlossen werden kann [88]; der überwiegende Zerfallsmodus ist $f_2(1720) \rightarrow K\bar{K}$. Die häufige Erzeugung in J/Ψ Zerfällen und die Abwesenheit eines Signals in der Reaktion $K^-p \rightarrow K\bar{K}\Lambda$ [79] machen die Interpretation als $s\bar{s}$ reichen $q\bar{q}$ -Zustand unwahrscheinlich. Darüber hinaus ist das $f_2(1720)$ als weiterer 2^{++} -Zustand im Quark-Schema überzählig, da das 2^{++} -Nonett bereits gefüllt ist und die Masse des $f_2(1720)$ zu niedrig für einen radial angeregten $q\bar{q}$ -Zustand ist. Diese Eigenschaften haben das $f_2(1720)$ zu einem guten Kandidaten für einen 2^{++} -Gluonium-Zustand gemacht. Wie in Abschnitt 2.5 erläutert unterstützt eine im Vergleich zur Gluon-Gluon-Kopplung kleine $\gamma\gamma$ -Kopplung diese Interpretation; zur Quantifizierung dieses Zusammenhangs wird die in Gleichung 2.77 eingeführte Größe *Stickiness* verwendet.

Das $X(2220)$ (früher $\xi(2220)$) wurde als schmale Resonanz im Endzustand $K\bar{K}$ in

	Helizität	Interferenz	$\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(K\bar{K})/keV$ (95% c.l.)
$f_2(1720)$	2	Keine	0.06
	beliebig	Keine	0.11
	beliebig	beliebig	0.20
$X(2220)$	2	Keine	0.12
	beliebig	Keine	0.21

Tabelle 5.2: Obere Grenzen für $\Gamma_{\gamma\gamma}$ von $f_2(1720)$ und $X(2220)$.

radiativen J/Ψ Zerfällen von der MARK-III Kollaboration beobachtet [89], konnte aber von DM2 nicht bestätigt werden [90]. Obwohl das $X(2220)$ keine etablierte Resonanz ist, wird hier auch eine obere Grenze für die $\gamma\gamma$ -Kopplung einer Spin 2 Resonanz mit $m = 2231 MeV$ und $\Gamma = 22 MeV$ [8] angegeben.

Wie aus Abbildung 5.7 ersichtlich, ist keine Anhäufung von Ereignissen bei der $f_2(1720)$ oder $X(2220)$ Masse zu beobachten. Um eine obere Grenze für $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2(1720))$ abzuleiten, müssen mögliche Interferenzen mit dem f'_2 berücksichtigt werden. Dazu werden Fits an das Massenspektrum durchgeführt, mit der Kopplung $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)$ als freiem Parameter, wobei $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2(1720))$ und die relativen Phase $\varphi(f_2(1720) - f'_2)$ in sukzessiven Fits variiert werden. Die Anpassungen werden nach der Maximum-Likelihood Methode vorgenommen und der Logarithmus der Likelihood-Funktion $\ln \mathcal{L}$ gegen $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2(1720))$ aufgetragen. Der größte Wahrscheinlichkeit wird bei verschwindender Kopplung $\Gamma_{\gamma\gamma}$ des $f_2(1720)$ erreicht; als obere Grenze mit 95 % *confidence level* wird wieder der Wert von $\Gamma_{\gamma\gamma}$ aufgefaßt, für den sich $\ln \mathcal{L}$ um 2 gegenüber der besten Anpassung verringert hat. Unter der Annahme, daß f'_2 und $f_2(1720)$ sich inkohärent überlagern, wird die Grenze $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2(1720) \rightarrow K\bar{K}) < 0.06 keV$ abgeleitet (Helizität 2); die dieser Grenze entsprechende Massenverteilung ist in Abbildung 5.7 eingezeichnet. Werden beliebige Interferenz mit dem f'_2 und Erzeugung mit beliebiger Helizität zugelassen, so ergeben sich die in Tabelle 5.2 aufgeführten oberen Grenzen. In allen angegebenen Grenzen ist eine systematische Unsicherheit von 20% in der Akzeptanzbestimmung eingeschlossen.

Die $X(2220)$ Masse liegt weit oberhalb der anderer Resonanzen, Interferenzeffekte können daher vernachlässigt werden. Da drei isolierte Ereignisse im Bereich der $X(2220)$ Masse beobachtet werden, sind resultierenden oberen Grenzen relativ locker (siehe Tabelle 5.2).

Die angegebenen oberen Grenzen sind vergleichbar mit den von PLUTO [32] und TPC/2 γ [81] bestimmten. Überträgt man die Grenzen aus Tabelle 5.2 (beliebige Helizität, ohne Interferenz) auf die *Stickiness*, so folgen die Relationen (S_{f_2} auf 1 normiert):

$$S_{f_2} : S_{f'_2} : S_{f_2(1720)} : S_{X(2220)} = 1 : 13 : > 23 : > 3 \quad (5.9)$$

Die recht große *Stickiness* des $f_2(1720)$ unterstützt die Gluonium-Hypothese, ist jedoch, wie in Abschnitt 2.5 erläutert, kein hinreichendes Argument. Die Grenze für das $X(2220)$ ist zu schwach, um irgendeine Schlußfolgerung zu erlauben.

$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0)$ [nb]

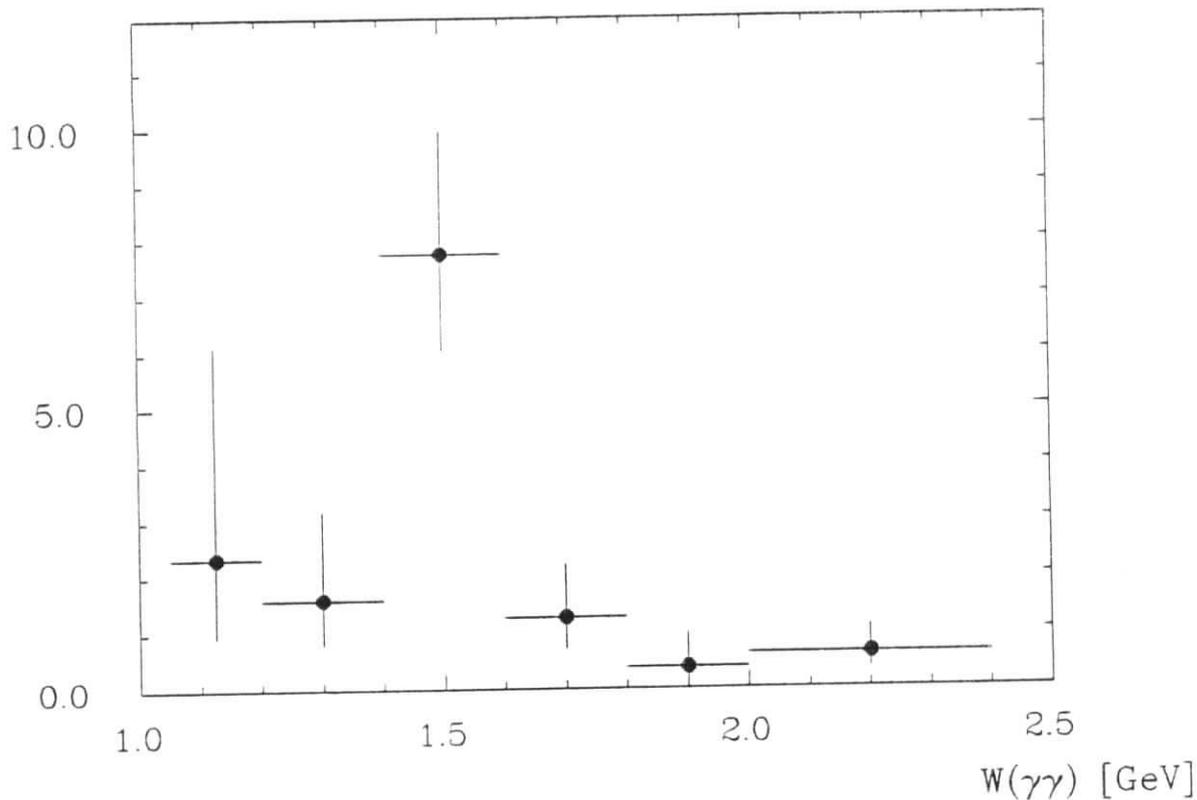


Abbildung 5.8: Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0)$

5.5 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0)$

In diesem Abschnitt wird aus der $K_S^0 K_S^0$ - Massenverteilung der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0}$ als Funktion der invarianten Masse $W_{\gamma\gamma}$ bestimmt. Zur Akzeptanzberechnung werden Monte-Carlo Ereignisse mit konstantem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}^{MC}$ benutzt und durch Vergleich der Anzahl der beobachteten Ereignisse in Daten und Monte-Carlo der Wirkungsquerschnitt in sechs Massenintervallen berechnet; die Winkelverteilung θ_K^* wird entsprechend Spin 2, Helizität 2 simuliert, da die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ durch Tensormeson-Produktion dominiert wird. Da die Effizienz der K_S^0 -Rekonstruktion an der $K\bar{K}$ -Schwelle verschwindet, kann nahe der Schwelle keine Information gewonnen werden und der Bereich $W_{\gamma\gamma} < 1050 \text{ MeV}$ wird ausgeschlossen. Abbildung 5.8 zeigt den resultierenden Wirkungsquerschnitt, korrigiert auf den unbeobachteten Kanal $K_L^0 K_L^0$; die eingezeichneten Fehler sind statistisch, die systematische Unsicherheit beträgt etwa 20%.

Eine Messung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0}$ wurde von der TASSO Kollaboration veröffentlicht [35]. Der Vergleich zeigt gute Übereinstimmung in der Form des Wirkungsquerschnitts, jedoch wird in dieser Messung eine systematische Verschiebung um etwa 40% zu kleineren absoluten Werten beobachtet. Der Unterschied läßt sich auf die in diesem Experiment insgesamt kleiner beobachtete kontinuierliche $K_S^0 K_S^0$ -Erzeugung zurückführen; dadurch erklärt sich auch, daß trotz des unterschiedlichen Wirkungsquerschnitts die Resultate für die $\gamma\gamma$ -Breite des f_2' beider Experimente sehr gut übereinstimmen (siehe Tabelle 5.1).

5.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 \bar{K}_S^0$ beschrieben. Das $K_S^0 \bar{K}_S^0$ -Massenspektrum zeigt Evidenz für exklusive f_2' -Erzeugung. Das Ergebnis für die radiative Breite lautet:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K}) = 0.11_{-0.02}^{+0.03} \pm 0.02 \text{ keV}$$

unter Annahme destruktiver $f_2 - a_2$ Interferenz und Helizität 2 Erzeugung. Die theoretisch erwartete destruktive Interferenz ergibt eine gute Beschreibung des $K_S^0 \bar{K}_S^0$ -Massenspektrums, wohingegen konstruktive Interferenz und inkohärente Erzeugung ausgeschlossen werden können. Werden die Phasenwinkel $\varphi(a_2)$ und $\varphi(f_2')$ als freie Parameter behandelt, so ergibt

$$\begin{aligned} \varphi(a_2) &= (256_{-36}^{+20} \pm 20)^\circ \\ \varphi(f_2') &= (252_{-34}^{+41} \pm 20)^\circ \end{aligned}$$

die beste Beschreibung des Massenspektrums.

Die Hypothese eines massenentarteten skalaren Teilchens $f_0'(1525)$ unter dem f_2' wurde anhand der Winkelverteilung $\cos(\theta_K^*)$ untersucht; ein möglicher f_0' -Beitrag kann auf

$$\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_0'(1525) \rightarrow K \bar{K}) < 0.85 \text{ keV} \quad (95\% \text{ c.l.})$$

eingeschränkt werden. Die obige $\gamma\gamma$ -Breite des f_2' bleibt auch unter Einbeziehung der f_0' -Hypothese als wahrscheinlichstes Resultat erhalten, die statistische Signifikanz des f_2' -Signals reduziert sich aber auf 2.2 Standardabweichungen.

Für die Zustände $f_2(1720)$ und $X(2220)$ wurde kein Signal beobachtet. Die abgeleiteten oberen Grenzen sind (Helizität 2, keine Interferenz):

$$\begin{aligned} \Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2(1720) \rightarrow K \bar{K}) &< 0.06 \text{ keV} \\ \Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(X(2220) \rightarrow K \bar{K}) &< 0.12 \text{ keV} \end{aligned}$$

Für das $f_2(1720)$ liefert die Grenze eine qualitative Unterstützung für die Interpretation als Gluonium-Zustand.

Kapitel 6

Untersuchung der Reaktion

$$\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K \pi$$

In diesem Kapitel wird die Erzeugung des Endzustands $K_S^0 K \pi$ in 2-Photon-Reaktionen untersucht. Das Kapitel gliedert sich in zwei Hauptteile: Die Analyse der $K_S^0 K \pi$ -Produktion durch quasireelle Photonen, d.h. in *no-tag* Reaktionen, und die Untersuchung der Reaktion $\gamma\gamma^* \rightarrow K_S^0 K \pi$ bei hohem Q^2 .

Die Analyse der *no-tag* Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K \pi$ ist vornehmlich durch die Suche nach Resonanzproduktion motiviert. Von besonderem Interesse ist dabei die mögliche Beobachtung von η_c -Erzeugung. Evidenz für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \eta_c \rightarrow K_S^0 K \pi$ wurde zuerst von der PLUTO Kollaboration gefunden und die $\gamma\gamma$ -Kopplung mit $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} = 28 \pm 15 \text{ keV}$ angegeben [91]. Nachfolgende Messungen anderer Gruppen konnten diesen recht hohen Wert jedoch nicht bestätigen und deuten auf eine schwächere Kopplung $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c}$ hin.

Eine zweite interessante Resonanz ist $\eta(1440)$ (das frühere ι); das $\eta(1440)$ wurde in radiativen J/Ψ Zerfällen entdeckt und konnte bisher ausschließlich im Endzustand $K \bar{K} \pi$ nachgewiesen werden [87]. Die hohe Erzeugungsrate in J/Ψ Zerfällen kombiniert mit der Abwesenheit eines klaren Signals in hadronischen Reaktionen haben das $\eta(1440)$ zu dem wohl vielversprechendsten Kandidaten für einen 0^{-+} -Gluonium-Zustand gemacht. Die offensichtlich kleine $\gamma\gamma$ -Kopplung des $\eta(1440)$ unterstützt diese Interpretation; die obere Grenze $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta(1440)} < 1.6 \text{ keV}$ von TPC/2 γ [92] kann in dieser Untersuchung weiter herabgesetzt werden.

Großes Interesse hat in jüngster Zeit die Beobachtung einer Spin 1 Resonanz bei 1420 MeV erregt, die in $K \bar{K} \pi$ zerfällt. In Abschnitt 6.3 wird diese Beobachtung in der *single-tag* Reaktion $\gamma\gamma^* \rightarrow K_S^0 K \pi$ bestätigt. Es erscheint naheliegend, die Resonanz mit dem $f_1(1420)$ (früher $E(1420)$) zu identifizieren und als zweiten Isoskalar neben dem $f_1(1285)$ im Axialvektor-Nonett zu interpretieren. Während das $f_1(1285)$ ein etablierter 1^{++} -Zustand ist, sind die experimentellen Befunde für das $f_1(1420)$ weniger klar. In einigen Hadron-Streuexperimenten wird das $f_1(1420)$ als $J^P = 1^+$ -Zustand beobachtet [93], wohingegen in anderen ausschließlich ein $J^P = 0^-$ -Signal gefunden wird [94] – eine Tatsache, die als E/ι Rätsel bekannt ist. In einer kürzlich vorgelegten Analyse der Reaktion $K^- p \rightarrow K_S^0 K \pi \Lambda$ [85] konnte das $f_1(1420)$ nicht nachgewiesen werden; stattdessen wurden frühere Hinweise auf einen 1^{++} -Zustand $f_1(1530)$ (früher $D'(1530)$) bestätigt, der als $s\bar{s}$ -reicher Zustand im 1^{++} -Nonett vorgeschlagen wurde. Falls sich die Zuord-

nung der Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{++}$ neben dem $f_1(1285)$ für $f_1(1420)$ und $f_1(1530)$ als richtig erweist, ist ein Zustand überzählig und über das $q\bar{q}$ -Schema hinausgehende Interpretationen müssen in Betracht gezogen werden. Da die Identifizierung des in $\gamma\gamma^*$ beobachteten Zustands mit dem $f_1(1420)$ von vornherein nicht klar ist, wird er vorläufig mit $X(1420)$ bezeichnet. Als mögliche Erklärungen wurden ein 4-Quark Zustand [58,95] und die Existenz eines $q\bar{q}g$ Hybrids mit exotischen Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{++}$ vorgeschlagen [20]; die Untersuchung der Parität des $X(1420)$ ist daher besonders wichtig, da die Quantenzahlen 1^{++} eindeutig auf einen exotischen Zustand hinweisen würden. Die Analyse des $X(1420)$ gliedert sich im wesentlichen in drei Abschnitte: Die Untersuchung des Dalitz-Plot, die Bestimmung der $\gamma\gamma$ -Kopplung und eine Untersuchung von Zerfallswinkelverteilungen. Die Bestimmung der $\gamma\gamma$ -Kopplung benutzt zunächst ein für einen $1^{++} q\bar{q}$ -Zustand geeignetes Modell der Formfaktoren F_{TT0} und $F_{LT\text{eff}}$; im nächsten Schritt wird mit einem allgemeineren Ansatz versucht, weniger modellabhängige Aussagen über die $\gamma\gamma$ -Kopplung und die Formfaktoren F_{TT0} und $F_{LT\text{eff}}$ zu machen. Dabei werden im Vorgriff bereits die Resultate der Zerfallswinkelanalyse benutzt. Die Frage nach der Parität des $X(1420)$ stellt sich durchgängig und wird im Abschnitt der Zerfallswinkelanalyse noch einmal zusammenfassend behandelt. Abschließend wird eine Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse gegeben.

6.1 Ereignisselektion

Zur Selektion von Ereignissen aus der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K \pi$, mit $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, wird von folgender Überlegung ausgegangen: In Ereignissen mit vier geladenen Teilchen, von denen zwei als Zerfallsprodukte eines K_S^0 identifiziert sind, muß aufgrund der Erhaltung der Seltsamkeit ein weiteres Teilchen ein s -Quark enthalten; dies kann jedoch nur ein K^\pm -Meson sein, das einzige hinlänglich stabile, geladene Teilchen mit Seltsamkeit. Die zur Selektion benutzte Signatur von $K_S^0 K \pi$ - Ereignissen verlangt also neben einem durch den Sekundärvertex identifizierten K_S^0 zwei geladene Teilchen, die als K^\pm und π^\mp angenommen werden. Da das geladene K -Meson nicht identifiziert wird, bedingt die Prozedur eine Zweideutigkeit bei der Bestimmung der invarianten Masse, weil jeweils eine der beiden gegen das K_S^0 auslaufenden Spuren als K^\pm aufgefaßt wird.

Den Ausgangspunkt der Selektion bildet die in Abschnitt 4.5 beschriebene Vorselektion von Ereignissen mit Sekundärvertices. Um $K_S^0 K \pi$ - Ereignisse auszusondern, werden Ereignisse mit genau einem V^0 - Kandidaten und einer positiven und einer negativen Spur selektiert. Es werden nur V^0 - Kandidaten mit invarianter Masse $m(\pi^+ \pi^-)$ im Bereich $0.4 - 0.6 \text{ GeV}$ berücksichtigt, was ausreichend für eine spätere Abschätzung des Untergrunds durch fehlidentifizierte K_S^0 ist. Ereignisse mit zusätzlichen Photonen werden verworfen, indem gefordert wird, daß keine von Spuren isolierte Schauerenergie über 100 MeV im Blei-Argon Kalorimeter nachgewiesen ist.

Eine Untergrundquelle stellen Ereignisse aus der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ dar, falls einer der $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ Zerfälle nicht als Sekundärvertex rekonstruiert werden konnte. Zur Unterdrückung von $K_S^0 K_S^0$ -Ereignissen wird die V^0 -Suche für die gegen den K_S^0 -Kandidaten auslaufenden Spuren mit erheblich gelockerten Schnitten wiederholt und Ereignisse mit einem zweiten V^0 verworfen. Dadurch wird ein Großteil des $K_S^0 K_S^0$ - Untergrunds unterdrückt. Der verbleibende $K_S^0 K_S^0$ - Untergrund wird mit Hilfe des gemessenen Wirkungsquerschnitts $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^0)$ (siehe Abschnitt 5.5) in einer Monte-Carlo

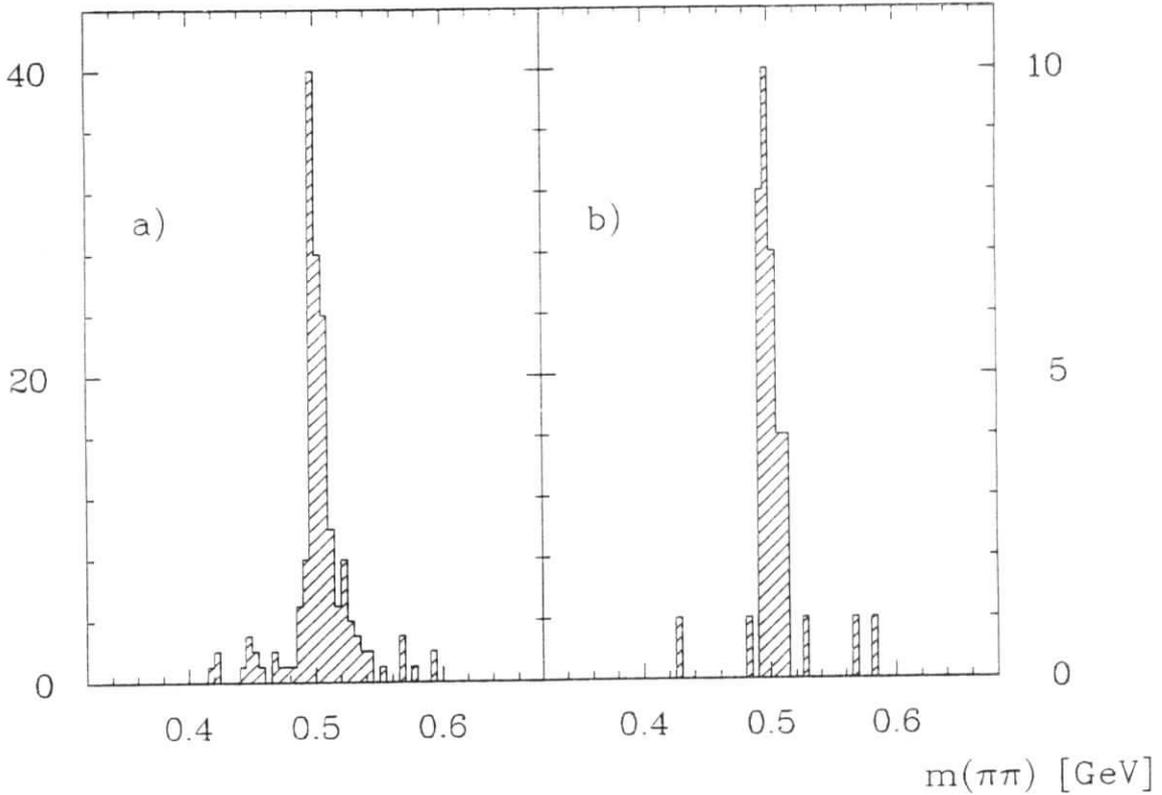


Abbildung 6.1: Invariante $\pi^+\pi^-$ -Massen in der $K_S^0 K \pi$ -Selektion: Figur a) ist das V^0 -Spektrum der *no-tag* b) der *single-tag* Ereignisse.

Simulation abgeschätzt; danach beträgt die $K_S^0 K_S^0$ - Verunreinigung in der endgültigen $K_S^0 K \pi$ -Selektion lediglich 1.5%.

Die verbleibende Ereignismenge wird nun in *single-tag* und *no-tag* Reaktionen unterteilt. Ereignisse werden als *single-tag* Reaktionen akzeptiert, falls eine Schauerenergie von wenigstens 5 GeV im Vorwärts- oder *End-Cap*-Kalorimeter in einer Detektor-Hemisphäre gemessen ist; demgegenüber wird für *no-tag* Ereignisse verlangt, daß keine Schauerenergie größer 1 GeV auftritt. In die *single-tag* Selektion wird neben dem sonst in dieser Arbeit verwendeten Ereignissatz von 86 pb^{-1} bei $\sqrt{s} = 35 \text{ GeV}$ eine zusätzliche Datenmenge von 9 pb^{-1} eingeschlossen, die bei einer Strahlenergie von 19.1 GeV genommen wurde.

Zur weiteren Reduktion von Untergrund durch vorgetäuschte Sekundärvertices wird ein Schnitt in der V^0 -Qualität durchgeführt. Dazu dient die in Abschnitt 4.5 eingeführte Testgröße $T2$: In der *single-tag* Selektion wird $T2 > 1$ verlangt; in der *no-tag* Selektion wird der Schnitt $T2 > 3$ durchgeführt, da sich hier stärkerer V^0 -Untergrund zeigte. In Abbildung 6.1 sind die resultierenden Massenspektren der K_S^0 -Kandidaten gezeigt. Sowohl in der *no-tag* als auch in der *single-tag* Selektion ist ein klares K_S^0 -Signal über sehr geringem Untergrund zu erkennen. K_S^0 -Kandidaten werden nun akzeptiert, falls ihre invariante Masse im Bereich $0.47 - 0.53 \text{ GeV}$ liegt, und im weiteren wird ihnen die nominelle K_S^0 -Masse zugeordnet. Nach dem Massenschnitt enthält die $K_S^0 K \pi$ -Selektion 129 *no-tag* und 35 *single-tag* Ereignisse.

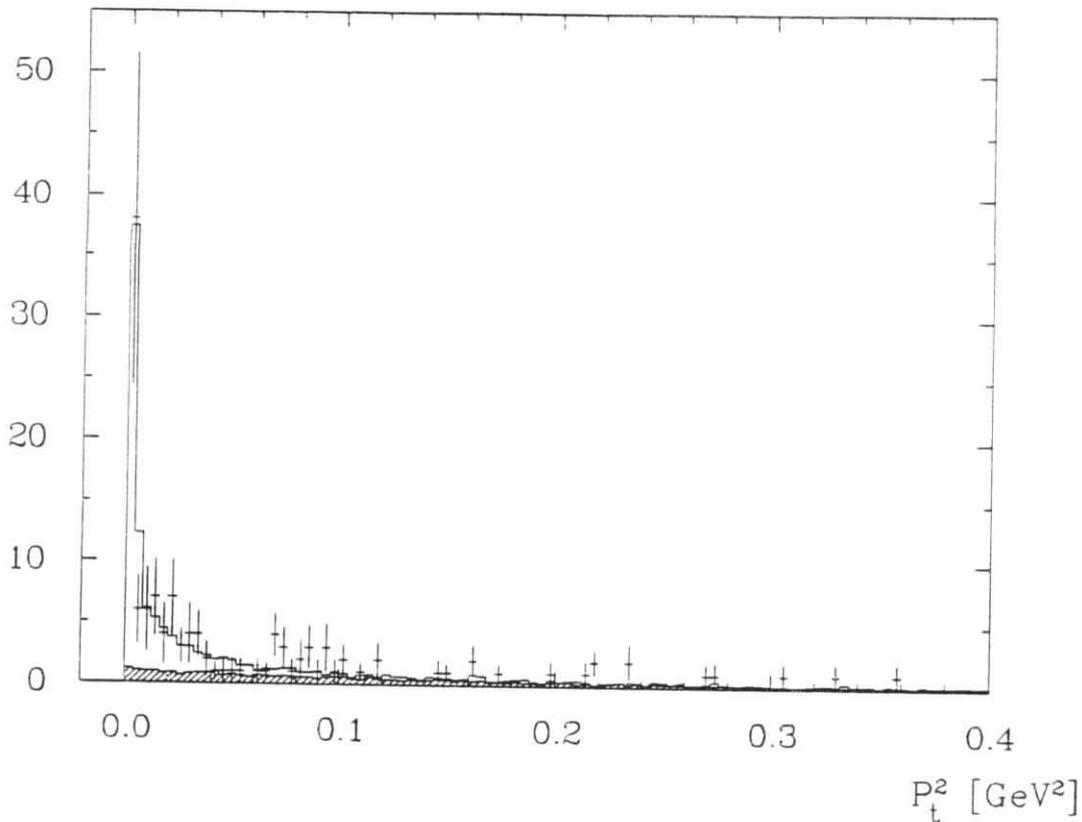


Abbildung 6.2: Transversalimpulssumme $|\Sigma \vec{p}_t|^2$ der $K_S^0 K \pi$ no-tag Ereignisse: Das Histogramm ist die Monte-Carlo Erwartung für exklusive $K_S^0 K \pi$ -Ereignisse zuzüglich des im gestrichelten Histogramm angedeuteten nichtexklusiven Untergrunds.

6.2 $K_S^0 K \pi$ -Erzeugung in no-tag Reaktionen

Zur Unterdrückung von unvollständig erfaßten Ereignissen wird die $K_S^0 K \pi$ -Transversalimpulssumme auf $|\Sigma \vec{p}_t| < 200 \text{ MeV}$ eingeschränkt. In Abbildung 6.2 ist die Verteilung von $|\Sigma \vec{p}_t|^2$ (im folgenden mit p_t^2 abgekürzt) gezeigt. Die Ausläufer der Verteilung bei hohem p_t^2 deuten auf das Vorhandensein unvollständig gemessener Ereignisse hin. Ein Endzustand höherer Multiplizität, der in die $K_S^0 K \pi$ -Selektion hereinleckt, ist $K_S^0 K_L^0 \pi \pi$ (z.B. aus den Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \phi \pi \pi$ und $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$); falls das K_L^0 nicht im Kalorimeter wechselwirkt, bleibt es wegen der großen Zerfallslänge meist unbeobachtet. Der Anteil an nichtexklusivem Untergrund wird mit Hilfe der p_t^2 -Verteilung bestimmt. Dazu wird an die beobachtete p_t^2 -Verteilung das p_t^2 -Spektrum exklusiver $K_S^0 K \pi$ -Ereignisse aus einer Monte-Carlo Simulation zuzüglich eines Untergrundanteils angepaßt. Für den Untergrundanteil werden zwei Ansätze untersucht, nämlich ein flaches p_t^2 -Spektrum und die p_t^2 -Verteilung von $K_S^0 K_L^0 \pi \pi$ Monte-Carlo Ereignissen. Beide Ansätze geben konsistente Werte für den Untergrundanteil, der im selektierten Bereich 10% beträgt. Durch die verschiedenen Untergrundansätze und durch Variation des p_t^2 -Bereichs der Anpassung wird die systematische Unsicherheit auf $\pm 4\%$ abgeschätzt, so daß sich ein Untergrund von $10 \pm 4\%$ durch nichtexklusive Ereignisse ergibt.

Als weitere Untergrundquelle werden fehlidentifizierte K_S^0 berücksichtigt. Aus den Seitenbändern des K_S^0 -Signals in Abbildung 6.1 a) wird der Anteil an falschen K_S^0 auf 6% abgeschätzt.

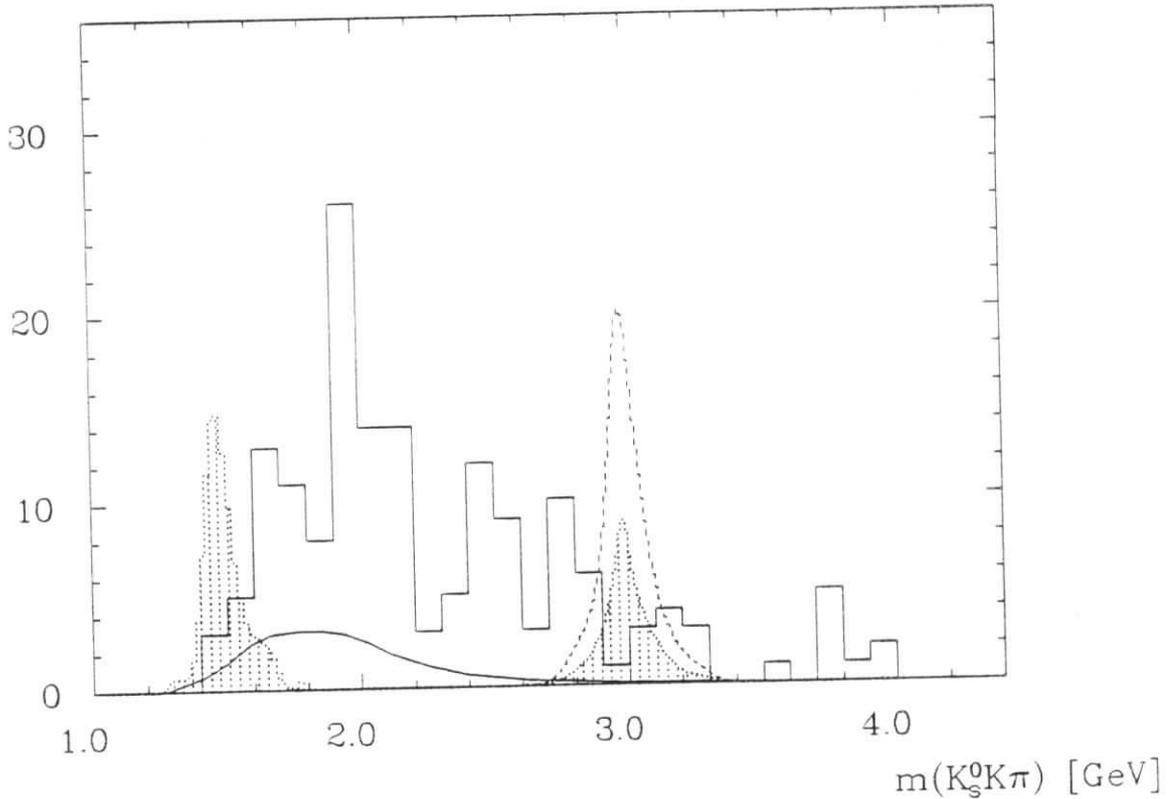


Abbildung 6.3: $K_S^0 K \pi$ -Massenverteilung für *no-tag* Ereignisse mit zwei Einträgen pro Ereignis. Die gepunkteten Histogramme entsprechen den erwarteten Verteilungen für die oberen Grenzen von η_c und $\eta(1440)$ (siehe Abschnitt 6.2.2). Die durchgezogene Linie deutet die Untergrundverteilung an.

In Abbildung 6.3 ist die Massenverteilung der nach dem p_t -Schnitt verbleibenden Ereignisse gezeigt. Bei der Berechnung der invarianten Masse $W_{\gamma\gamma}$ wird jeweils K bzw. π Masse den gegen das K_S^0 auslaufenden Spuren zugeordnet, so daß sich zwei Einträge pro Ereignis ergeben. Der Untergrund durch nichtexklusive Ereignisse und falsche K_S^0 -Kandidaten wurde in einzelnen $W_{\gamma\gamma}$ -Intervallen bestimmt; der Untergrund konzentriert sich bei kleinen invarianten Massen ($W_{\gamma\gamma} < 2.2 \text{ GeV}$) und ist in Abbildung 6.3 als durchgezogene Linie eingezeichnet.

6.2.1 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 K \pi)$

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts werden Monte-Carlo Ereignisse mit konstantem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}^{MC} = 1 \text{ nb}$ generiert; der Zerfall des $\gamma\gamma$ -Systems in $K_S^0 K \pi$ wird entsprechend dem 3-Körper-Phasenraum simuliert. Die Massenverteilung der Daten wird in Intervalle von 200 MeV bzw. 400 MeV oberhalb von $W_{\gamma\gamma} = 2.2 \text{ GeV}$ eingeteilt und der in den einzelnen Bins bestimmte Untergrundanteil subtrahiert. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich nun durch Vergleich der Anzahl der Einträge im Daten-Histogramm mit dem entsprechenden Monte-Carlo Histogramm. Der resultierende Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 6.4 als $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 K \pi) = \sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 K^- \pi^+) + \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^-)$ dargestellt. Das Ergebnis ist der topologische Wirkungsquerschnitt für $\gamma\gamma \rightarrow K^0 K \pi$, da Teilprozesse wie $\gamma\gamma \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$ nicht ausgeschlossen sind; eine

$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 K \pi)$ [nb]

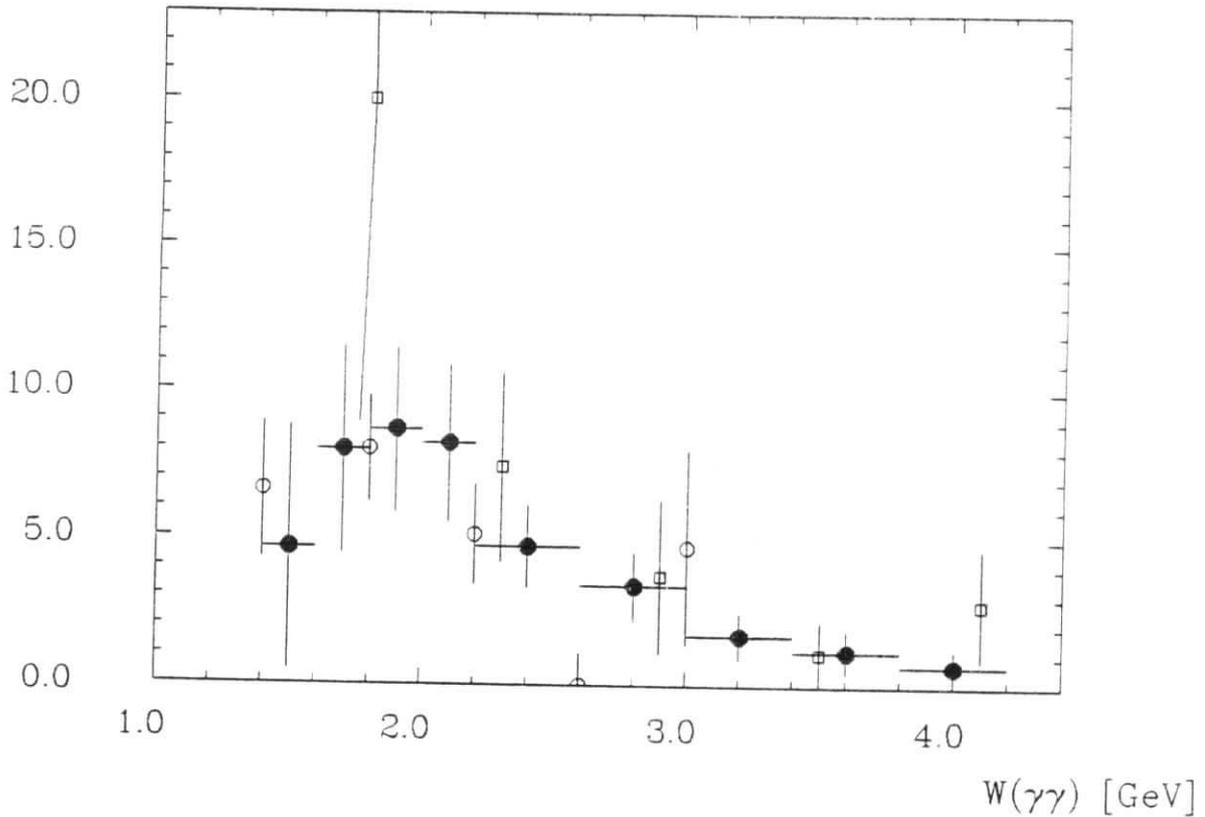


Abbildung 6.4: Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 K^- \pi^+ (\bar{K}^0 K^+ \pi^-))$. Zum Vergleich sind Ergebnisse von TPC/2 γ (offene Kreise) [96] und einer TASSO Analyse (offene Quadrate) [97] eingetragen.

Untersuchung der invarianten $K\pi$ -Massen deutet jedoch nicht auf eine wesentliche K^* -Komponente hin und die $K\pi$ -Massen sind gut mit der Monte-Carlo Phasenraumverteilung verträglich.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 K \pi)$ zeigt oberhalb der Schwelle einen Anstieg auf etwa 9 nb bei $W_{\gamma\gamma} = 2$ GeV und anschließend einen kontinuierlichen Abfall auf 1 nb bei $W_{\gamma\gamma} = 4$ GeV. Das Ergebnis befindet sich in guter Übereinstimmung mit Analysen von TPC/2 γ [96] und TASSO [97], die in Abbildung 6.4 mit offenen Symbolen eingetragen sind.

Die in Figur 6.4 eingezeichneten Fehler geben die statistische Unsicherheit an. Der systematische Fehler setzt sich aus Unsicherheiten in der Detektorsimulation (10%), der Triggersimulation (5%) und der Luminosität (3%) zusammen; hinzu kommt eine systematische Unsicherheit in der Untergrundsubtraktion, die bei kleinen invarianten Massen auf 15% und für $W_{\gamma\gamma} > 2$ GeV auf 10% abgeschätzt wird. Die gesamte systematische Unsicherheit beträgt also etwa 20% für $W_{\gamma\gamma} < 2$ GeV und fällt zu höheren Massen auf 15% ab.

6.2.2 Obere Grenzen für die Erzeugung von η_c und $\eta(1440)$

Das $K_S^0 K \pi$ -Massenspektrum in Abbildung 6.3 zeigt keine resonanzartige Anhäufung bei bestimmten invarianten Massen. Insbesondere im Bereich des η_c verläuft das Spektrum flach und es kann keine Überhöhung durch η_c -Produktion beobachtet werden. Daher

kann hier nur eine obere Grenze für $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c}$ abgeleitet werden.

Zur Akzeptanzbestimmung werden Ereignisse mit einer Breit-Wigner Massenverteilung für das η_c und einem $K_S^0 K \pi$ - Phasenraumzerfall generiert. Die Monte-Carlo Ereignisse werden anschließend der Detektor- Simulation und der Analyseketten unterworfen. Danach ist die Akzeptanz für $\gamma\gamma \rightarrow \eta_c \rightarrow K_S^0 K \pi$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) Rekonstruktion nach allen Analyseschritten 9.5%. Die Massenauflösung beträgt etwa 70 MeV. Zur Ableitung einer oberen Grenze wird ein η_c - Kandidat durch die Forderung definiert, daß beide Massenkombinationen innerhalb von 150 MeV um die nominelle η_c -Masse liegen. Im Monte-Carlo erfüllen 85% aller η_c -Ereignisse dieses Kriterium. In den Daten findet sich lediglich ein Kandidat; vernachlässigt man kontinuierliche $K_S^0 K \pi$ -Erzeugung und schreibt den Kandidaten der η_c - Erzeugung zu, so ergibt sich die obere Grenze:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} \cdot B(\eta_c \rightarrow K_S^0 K \pi) < 0.21 \text{ keV} \quad (95\% \text{ c.l.}) \quad (6.1)$$

Die Grenze enthält eine Unsicherheit von 20% in der Akzeptanzbestimmung. Mit dem Verzweigungsverhältnis $B(\eta_c \rightarrow K_S^0 K \pi) = 1.8\%$ [8] überträgt sich das Resultat auf die $\gamma\gamma$ -Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} < 12 \text{ keV}$, es sei aber angemerkt, daß das Verzweigungsverhältnis eine relative Unsicherheit von etwa 30% hat.

Die der angegebenen Grenze entsprechende Massenverteilung ist in Abbildung 6.3 eingezeichnet; außerdem ist die für das PLUTO Resultat $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} = 28 \text{ keV}$ erwartete Verteilung eingetragen (gestricheltes Histogramm). In Tabelle 6.1 sind die bisher vorliegenden Ergebnisse für $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c}$ verglichen. Da alle Experimente nur über geringe Statistik verfügen, ist keine numerische Diskrepanz festzustellen. Die aufgeführten oberen Grenzen deuten jedoch auf einen Wert unterhalb von 10 keV hin. Die erste positive Evidenz für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \eta_c$, die von PLUTO vorgelegt wurde, und der daraus abgeleitete Wert $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c}$ ist daher wohl als statistische Fluktuation zu interpretieren. Auffällig ist auch, daß in der PLUTO Analyse [91] bei hohen invarianten Massen keine nicht-resonante $K_S^0 K \pi$ - Erzeugung beobachtet wurde, sondern alle Ereignisse mit $W_{\gamma\gamma} > 2.4 \text{ GeV}$ als η_c -Zerfälle gedeutet werden konnten. Beim Vergleich mit dem in dieser Arbeit gefundenen Massenspektrum und dem daraus resultierenden Wirkungsquerschnitt in Abbildung 6.4 erscheint die Vernachlässigung kontinuierlicher $K_S^0 K \pi$ -Erzeugung im Bereich des η_c fragwürdig. Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die hier gefundene Grenze $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} < 12 \text{ keV}$ verträglich mit dem Weltmittelwert $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} = 7 \pm 3 \text{ keV}$ ist. Ein Wert von $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} \approx 7 \text{ keV}$ wird auch in verschiedenen theoretischen Berechnungen erwartet (siehe Abschnitt 2.4.1); die statistische Präzision der $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c}$ -Messungen läßt jedoch bislang eine ernsthafte Prüfung von Modellrechnungen nicht zu.

Das $K_S^0 K \pi$ - Massenspektrum zeigt keine Anzeichen für die Anregung des Gluonium-Kandidaten $\eta(1440)$. Da das $\eta(1440)$ nur wenig oberhalb der $K \bar{K} \pi$ -Schwelle liegt, ist ein genaues Verständnis der im $\eta(1440)$ - Massenbereich rasch ansteigenden Rekonstruktionswahrscheinlichkeit notwendig. Die Akzeptanzbestimmung wird für einen 0^{-+} -Zustand mit Masse $m = 1440 \text{ MeV}$ und Breite $\Gamma = 76 \text{ MeV}$ durchgeführt [8]; der $K_S^0 K \pi$ -Zerfall wird phasenraumverteilt generiert. Monte-Carlo Studien zeigen, daß die Akzeptanz nur unwesentlich von dem angenommenen Zerfallsmodus (Phasenraum, $K^* K$ oder $a_0(980)\pi$) abhängt. In Abbildung 6.3 ist die Massenverteilung rekonstruierter $\eta(1440)$ -Ereignisse eingezeichnet; die Normierung der Verteilung entspricht der oberen Grenze, die für $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta(1440)}$ abgeleitet wird. Zur Bestimmung der Grenze wird in gleicher

Experiment	Ref.	$\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c}$ (keV)
CELLO		< 12 95% c.l.
JADE (prel.)	[98]	< 11 95% c.l.
TPC/2 γ	[102]	< 13.5 95% c.l. > 1.7 95% c.l.
MD-1 (prel.)	[99]	< 11 90% c.l.
PLUTO	[91]	28 ± 15
TASSO	[100]	$19.9 \pm 6.1 \pm 8.6$
Mark II	[101]	8 ± 6
TPC/2 γ	[102]	$6.4^{+5.0}_{-3.4}$
R704	[103]	$4.3^{+3.4}_{-3.7} \pm 2.4$

Tabelle 6.1: Messungen von $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c}$.

Weise verfahren wie für das η_c . Als $\eta(1440)$ -Kandidaten werden Ereignisse akzeptiert, für die beide invariante Massen innerhalb von 150 MeV um die nominelle $\eta(1440)$ -Masse liegen. In den Daten werden dadurch drei Ereignisse selektiert. Betrachtet man die drei Kandidaten als untergrundfreie $\eta(1440)$ -Ereignisse, so ergibt sich die obere Grenze

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta(1440)} \cdot B(\eta(1440) \rightarrow K \bar{K} \pi) < 1.2 \text{ keV} \quad (95\% \text{ c.l.}) \quad (6.2)$$

worin wieder eine systematische Unsicherheit von 20% eingeschlossen ist. Durch dieses Resultat wird die bisher vorliegende Grenze $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta(1440)) < 1.6 \text{ keV}$ [92] weiter eingeschränkt.

Die offensichtlich kleine $\gamma\gamma$ -Kopplung des $\eta(1440)$ steht in krassem Gegensatz zu der hohen Produktionsrate im Zerfall $J/\Psi \rightarrow \gamma\eta(1440)$. Zum Vergleich der Gluon-Gluon- mit der Photon-Photon-Kopplung wird die Größe *Stickiness* (siehe Gleichung 2.77) verwendet. Mit den Standardwerten für $\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma X)$ und $\Gamma(X \rightarrow \gamma\gamma)$ aus [8] und der obigen Grenze folgt (mit der willkürlichen Normierung $S_\eta = 1$):

$$S_\eta : S_{\eta'} : S_{\eta(1440)} = 1 : 4 : > 80 \quad (6.3)$$

Der sehr hohe Wert von $S_{\eta(1440)}$ unterstützt grundsätzlich die Annahme, daß das $\eta(1440)$ aus Gluonen aufgebaut ist oder zumindest einen erheblichen gluonischen Anteil aufweist. Einschränkend muß jedoch bemerkt werden, daß eine Unterdrückung der $\gamma\gamma$ -Kopplung auch für Mesonen bei bestimmter $SU(3)$ -Mischung oder durch dynamische Effekte bei radial angeregten Mesonen [50] auftreten kann.

6.3 Beobachtung des $X(1420)$ in $\gamma\gamma^* \rightarrow K_S^0 K \pi$ single-tag Reaktionen

In der *single-tag* Selektion wird die $K_S^0 K \pi$ -Transversalimpulssumme einschließlich des *tag* auf $|\Sigma \vec{p}_t| < 450 \text{ MeV}$ eingeschränkt. Dies dient dazu, Ereignisse mit nicht nachgewiesenen Teilchen oder sehr schlecht gemessenem *tag* zu unterdrücken. Der verbleibende Ereignissatz wird visuell kontrolliert, wobei zwei Ereignisse verworfen werden, die Anzeichen für ein weiteres ungemessenes Teilchen haben. Die endgültige Selektion umfaßt 29 $K_S^0 K \pi$ *single-tag* Ereignisse. Als Beispiel zeigt Abbildung 6.5 ein $K_S^0 K \pi$ - Ereignis, das einen *tag* im Vorwärts- Kalorimeter aufweist. Der Untergrund in der Ereignismenge wird als vernachlässigbar angesehen; aus dem K_S^0 - Massenspektrum in Abbildung 6.1 b) wird deutlich, daß Untergrund durch falsche K_S^0 ausgeschlossen werden kann. Nach dem Schnitt in $|\Sigma \vec{p}_t|$ und der visuellen Prüfung des Ereignissatzes ergibt sich auch kein Hinweis auf Untergrund durch nichtexklusive Ereignisse.

Zur Verbesserung der Auflösung werden die Ereignisse einem kinematischen Fit unterzogen, der in Abschnitt 3.1.4 beschrieben wurde. Das Einsetzen der kinematischen Randbedingungen von Energie- und Impulserhaltung bewirkt in erster Linie eine bessere Messung des Vierer-Impulses des gestreuten e^\pm , wohingegen die Impulse der im Innendetektor mit guter Auflösung gemessenen Spuren kaum beeinflusst werden.

In Abbildung 6.6 ist die $K_S^0 K \pi$ - Massenverteilung mit zwei Einträgen pro Ereignis gezeigt. Im Massenbereich um 1.4 GeV ist ein klares Signal sichtbar. Im korrespondierenden *no-tag* Massenspektrum (Abbildung 6.3) ist keine vergleichbare Struktur zu beobachten, wie auch aufgrund der oberen Grenze für das $\eta(1440)$ klar ist. Eine solche Signatur ist charakteristisch für die Produktion eines Spin 1 Teilchens. Zwei quasireelle und daher dominant transversal polarisierte Photonen können nach Yangs Theorem nicht zu Spin 1 koppeln [10]; diese Auswahlregel gilt jedoch nicht mehr, falls eines der Photonen stark virtuell ist, was durch den Nachweis des auslaufenden Leptons bei großen Streuwinkeln 'getagged' werden kann. Eine Monte-Carlo Simulation ergibt, daß eine Spin 0 Resonanz, die das beobachtete *single-tag* Signal hervorruft, sich mit etwa 150 Einträgen im *no-tag* Massenspektrum zeigen würde. Tatsächlich werden dort nur wenige Einträge beobachtet, so daß die Schlußfolgerung auf eine Spin 1 Resonanz eindeutig ist; die Resonanz wird vorläufig mit $X(1420)$ bezeichnet. Die Beobachtung der Reaktion $\gamma\gamma^* \rightarrow X(1420) \rightarrow K_S^0 K \pi$ bestätigt Messungen von TPC/2 γ [18] und MARK II [19] und vorläufige Ergebnisse von JADE [29].

Zur Bestimmung von Masse und Breite der Resonanz wird der Signalebereich $1.36 - 1.49 \text{ GeV}$ definiert; die Massenverteilung der 17 selektierten Ereignisse mit wenigstens einem Eintrag im Signal ist in Abbildung 6.7 a) gezeigt. Die Bestimmung der Resonanzparameter M und Γ wird durch die Ambiguität der $K_S^0 K \pi$ -Masse erschwert, die durch Zuordnung von K^+ und π^- bzw. K^- und π^+ Massen an die geladenen Teilchen entsteht. Zur Handhabung dieser Doppeldeutigkeit werden zwei unabhängige Methoden angewendet. Wie in Abschnitt 6.3.1 beschrieben wird, ist der $K_S^0 K \pi$ - Endzustand konsistent mit einem reinen $\bar{K}^* K$ ($K^* \bar{K}$)-Zerfall. In der ersten Methode wird das geladene K durch die Selektion des besten K^* - Kandidaten in dem Ereignis identifiziert. Die dadurch entstehende $K_S^0 K \pi$ - Massenverteilung mit einem Eintrag pro Ereignis ist in Abbildung 6.7 b) gegeben, c) zeigt den zugehörigen Dalitz-Plot. Masse und Breite

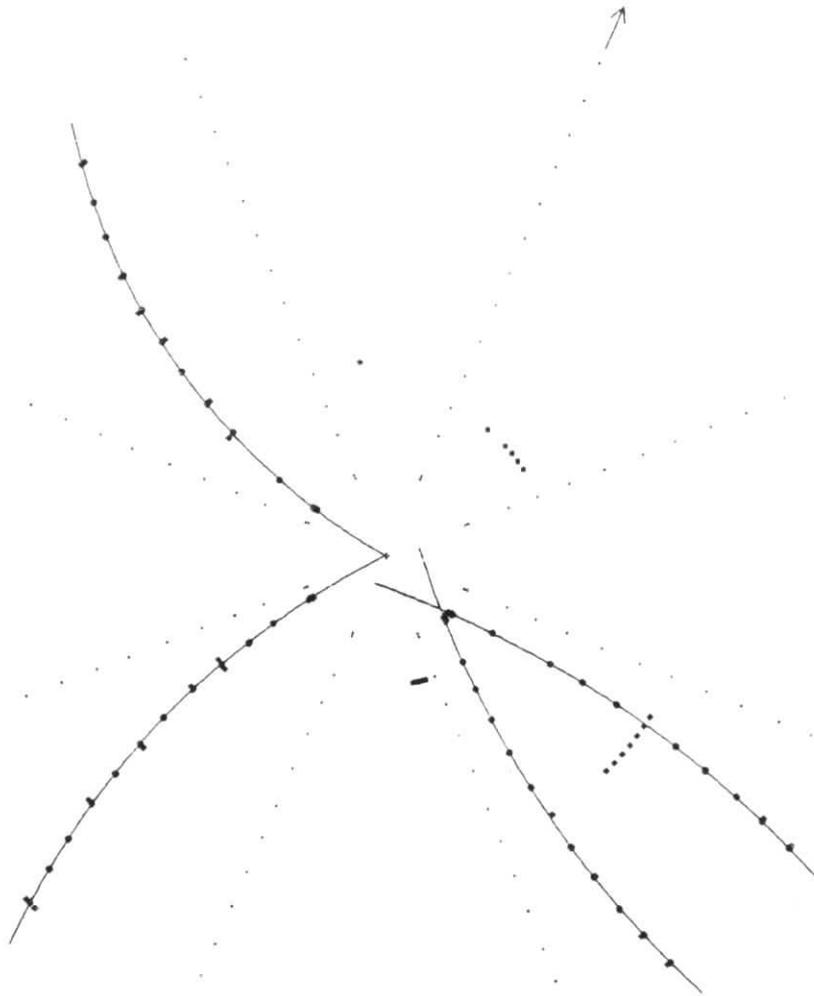


Abbildung 6.5: $K_S^0 K \pi$ -Ereignis aus der *single-tag* Selektion. Das Ereignis weist einen 15 GeV tag im Vorwärts-Kalorimeter auf ($Q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$).

werden nun durch Anpassung einer Breit-Wigner Massenverteilung in 20 MeV Bins und mit einem flachen Untergrund von 0.2 Einträgen pro Bin bestimmt; das Ergebnis hängt nur schwach von dem angenommenen nicht-resonanten Untergrundanteil ab.

Die zweite Methode, die weniger abhängig von dem angenommenen Zerfallsmodus ist, benutzt Monte-Carlo Ereignisse mit flacher Massenverteilung, d.h. generiert mit konstantem $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt. Die Ereignisse werden mit einem Breit-Wigner gewichtet, der neben der generierten Masse $W_{\gamma\gamma}$ die zu bestimmenden Resonanzparameter M und Γ enthält. Die Parameter M und Γ werden in einem Maximum-Likelihood Fit so variiert, daß die resultierende Massenverteilung die beobachtete Verteilung mit zwei Einträgen pro Ereignis optimal beschreibt. Beide Methoden liefern konsistente Resultate und das Ergebnis lautet:

$$M = 1425 \pm 10 \text{ MeV} \quad (6.4)$$

$$\Gamma = 42 \pm 22 \text{ MeV} \quad (6.5)$$

wobei die angegebenen Fehler die statistischen und systematischen Unsicherheiten be-

Einträge / 50 MeV

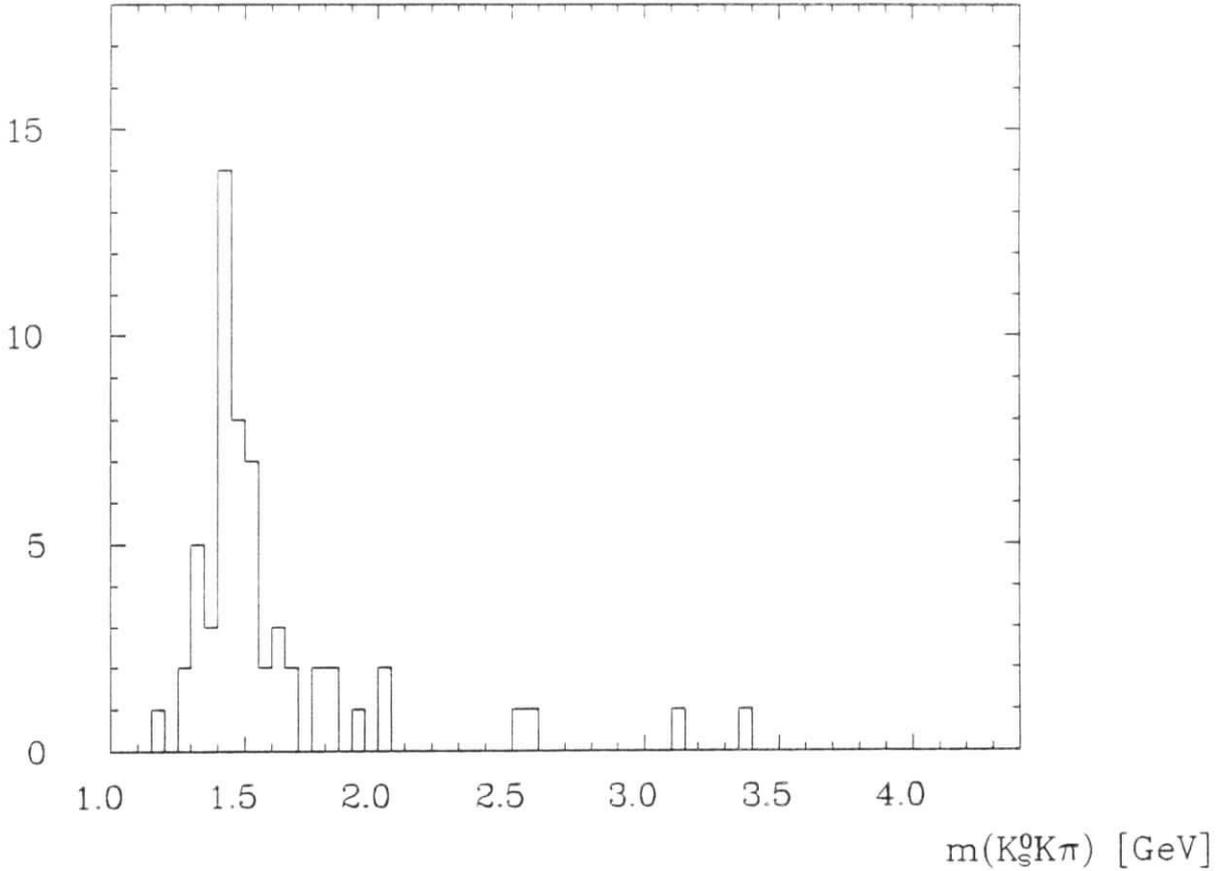
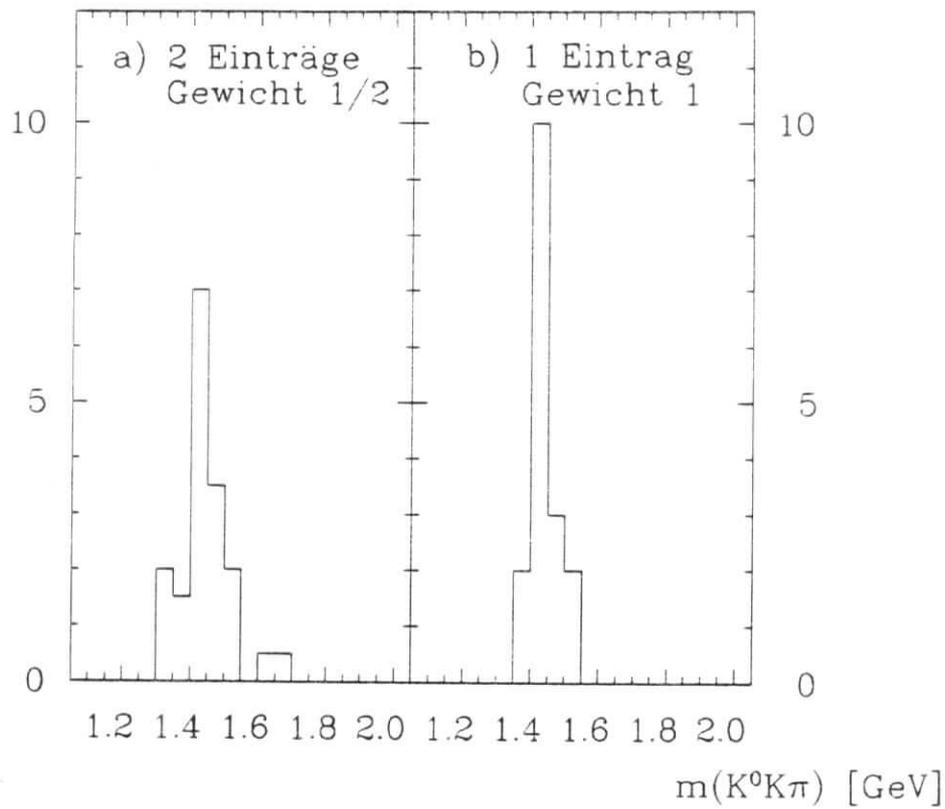


Abbildung 6.6: Massenverteilung der $K_S^0 K \pi$ - single-tag Ereignisse mit zwei Einträgen pro Ereignis.

inhalten. In der angegebenen Breite ist die Massenaufösung des Detektors von $\sigma = 15 \text{ MeV}$ entfaltet.

Das $K_S^0 K \pi$ -Massenspektrum in Abbildung 6.6 wird durch die $X(1420)$ - Resonanz-erzeugung dominiert. Darüber hinaus ist eine geringfügige nicht-resonante $K_S^0 K \pi$ -Produktion zu beobachten, die mit der Extrapolation des Wirkungsquerschnitts quasi-reeller Photonen (vergl. Abb. 6.4) zu hohen Q^2 übereinstimmt. Der Anteil des nicht-resonanten Untergrunds im $X(1420)$ -Signal wird durch Verschieben des Signalbereichs $1.36 - 1.49 \text{ GeV}$ aus den Seitenbändern abgeschätzt. Die Untergrundabschätzung wird durch Monte-Carlo Studien der Reaktion $\gamma\gamma^* \rightarrow f_1(1285) \rightarrow K_S^0 K \pi$ ergänzt; das $f_1(1285)$ wurde zuerst im Zerfallskanal $\eta\pi\pi$ in $\gamma\gamma^*$ -Kollisionen beobachtet [18,104,29] und hat ein Verzweungsverhältnis in $K\bar{K}\pi$ von 0.11 ± 0.03 [8]. Mit dem Weltmittelwert der $\gamma\gamma$ -Kopplung $\tilde{\Gamma}(f_1(1285)) = 4.5 \pm 0.8 \text{ keV}$ [105] werden 3.4 Ereignisse in der $K_S^0 K \pi$ -Selektion erwartet; das Massenspektrum (Abb. 6.6) im $f_1(1285)$ -Bereich ist konsistent mit dieser Erwartung. Der Untergrund im $X(1420)$ -Signal wird unter Berücksichtigung hereinleckender $f_1(1285)$ -Ereignisse und nicht-resonanter $K_S^0 K \pi$ -Erzeugung auf 1.9 ± 0.5 Ereignisse, entsprechend 11%, abgeschätzt.

Einträge/50 MeV



$m^2(K\pi)$ [GeV²]

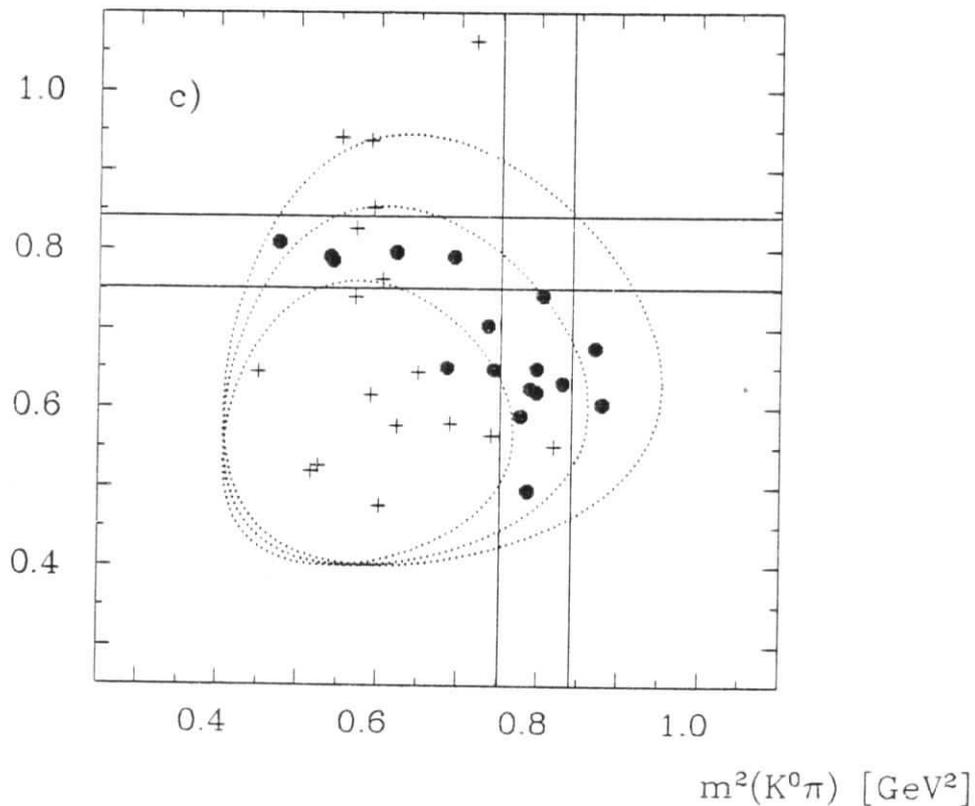


Abbildung 6.7: Invariante Massen der $X(1420)$ -Ereignisse: Figur a) mit zwei Einträgen, b) mit einem durch den besten K^* -Kandidaten identifizierten Eintrag. Im Dalitz-Plot c) entsprechen die vollen Punkte den Einträgen in b), die Kreuze sind die zweite mögliche Kombination; die gepunkteten Linien sind die kinematischen Grenzen für Gesamtmassen von 1.3, 1.4 und 1.5 GeV.

6.3.1 Untersuchung des Dalitz-Plot

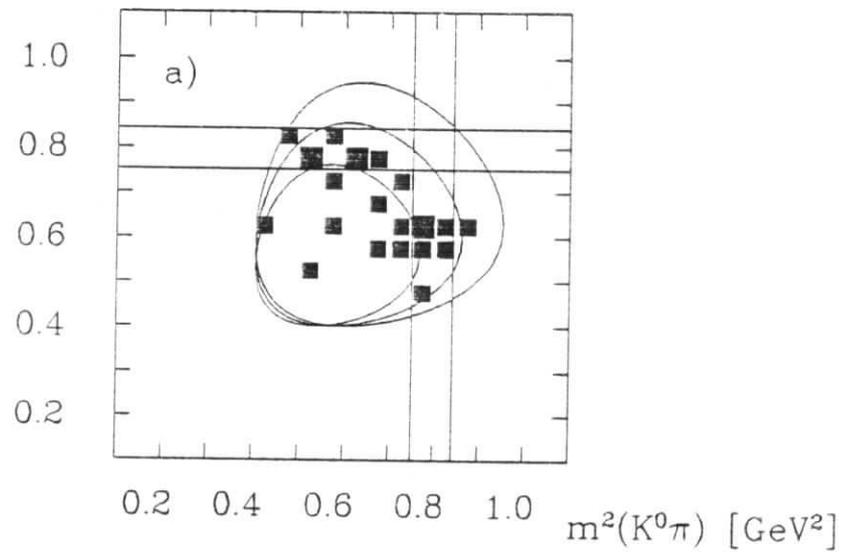
Der Dalitz-Plot der $X(1420)$ -Ereignisse wurde bereits in Abbildung 6.7 c) gezeigt. Es ist eine Anhäufung von Einträgen in den K^* -Bändern zu beobachten; die Tatsache, daß das Auflösen der $K^\pm\pi^\mp$ -Ambiguität durch Auswahl des besten K^* -Kandidaten zu einer Verringerung der Signalbreite führt (vergl. Figur 6.7 a) und b)), kann als qualitativer Hinweis auf das Vorliegen eines K^*K -Zerfalls angesehen werden (K^*K kürzt $\bar{K}^*K + K^*\bar{K}$ ab).

Bei der Untersuchung des Dalitz-Plot werden folgende Zerfallsmodelle betrachtet: K^*K -Zerfall für positive und negative Parität sowie ein $a_0(980)\pi$ -Zwischenzustand (aufgrund von Paritätserhaltung nur für $J^P = 1^+$ erlaubt). Die nötigen Zerfallsamplituden wurden in Abschnitt 2.6 angegeben.

Um den kombinatorischen Untergrund durch die $K^\pm\pi^\mp$ -Ambiguität zu reduzieren, wird neben dem Dalitz-Plot 6.7 c) eine entsprechende Verteilung (Figur 6.8) nur mit den $K\pi$ -Massen gefüllt, die $K_S^0K\pi$ -Massen im Signalbereich $1.36 - 1.49 \text{ GeV}$ ergeben, d.h. mit ein oder zwei Einträgen pro Ereignis. In Abbildung 6.8 sind die Daten (a) den entsprechenden Verteilungen für einen Phasenraumzerfall (b), dem $J^P = 1^+$ K^*K -Zerfall (c), $a_0(980)\pi$ -Zerfall (d) und dem $J^P = 1^-$ K^*K -Zerfall (e) gegenübergestellt. Der Phasenraumzerfall ist für einen Spin 0 Zustand generiert, um die Akzeptanz über dem Dalitz-Plot zu überprüfen; es zeigt sich eine näherungsweise flache Verteilung, die nur am Rand aufgrund der $X(1420)$ -Massenverteilung ausdünnert. Ein $K\bar{K}\pi$ -Phasenraumzerfall eines $J^P = 1^+$ -Teilchens kann auf verschiedene Weisen konstruiert werden: Man kann den Endzustand entweder als π und $K\bar{K}$ -System betrachten, was auf ein $a_0(980)\pi$ ähnliches Zerfallsmatrixelement $A \propto \epsilon_\beta \cdot P_\pi^\beta$ führt (vergl. Gleichung 2.83) [106], oder als \bar{K} und $K\pi$ -System, was ein K^*K ähnliches Matrixelement ergibt, wobei in beiden Fällen natürlich die Propagatorterme für a_0 bzw. K^* fortfallen.

Für die verschiedenen Zerfallshypothesen werden Kolmogorov Tests [107] durchgeführt, um die Übereinstimmung des beobachteten Dalitz-Plot mit den Modell-Verteilungen zu überprüfen. Die Resultate zeigen, daß der 3-Körper-Zerfall und der $a_0\pi$ -Zerfall eine schlechte Beschreibung liefern und entsprechend niedrige Wahrscheinlichkeiten haben. Kleine Wahrscheinlichkeiten ($< 10\%$) werden auch bei kohärenter Überlagerung von $a_0\pi$ - und K^*K -Amplituden gefunden, wobei konstruktive und destruktive Interferenz bei Verzweungsverhältnissen von 50% in $a_0\pi$ bzw. K^*K gemeint sind. Gute Beschreibungen werden mit den K^*K -Matrixelementen erzielt, die in Wahrscheinlichkeiten von 56% bzw. 66% für $J^P = 1^+$ und $J^P = 1^-$ resultieren. Ein Unterschied zwischen $J^P = 1^+$ und 1^- ist im Überlappungsbereich der K^* -Bänder zu beobachten; die $J^P = 1^-$ -Amplitude enthält Terme wie $\vec{p}_\pi \times \vec{p}_K$ und $\vec{p}_\pi \times \vec{p}_{\bar{K}}$, die den beiden möglichen K^* -Kandidaten entsprechen. In symmetrischen Zerfallskonstellationen, d.h. auf der Diagonale des Dalitz-Plot, sind diese beiden Terme betragsmäßig gleich, haben aber entgegengesetztes Vorzeichen. Daraus folgt, daß trotz des positiven Vorzeichens in $\bar{K}^*K + K^*\bar{K}$ die Symmetrie der $J^P = 1^-$ -Zerfallsamplitude zu einer Auslöschung im Überlappungsbereich der K^* -Bänder führt. Der in den Daten (Figur 6.8 a) beobachtete Mangel von Einträgen im Schnittbereich der K^* -Bänder stimmt qualitativ mit einer solchen Auslöschung überein. Es bleibt aber festzustellen, daß der beobachtete Dalitz-Plot nicht genügend Sensitivität aufweist, um Schlußfolgerungen auf die Parität zu erlauben, sondern sowohl $J^P = 1^+$ als auch $J^P = 1^-$ die beobachtete Verteilung gut beschreiben können.

$m^2(K\pi)$ [GeV²]



$m^2(K\pi)$ [GeV²]

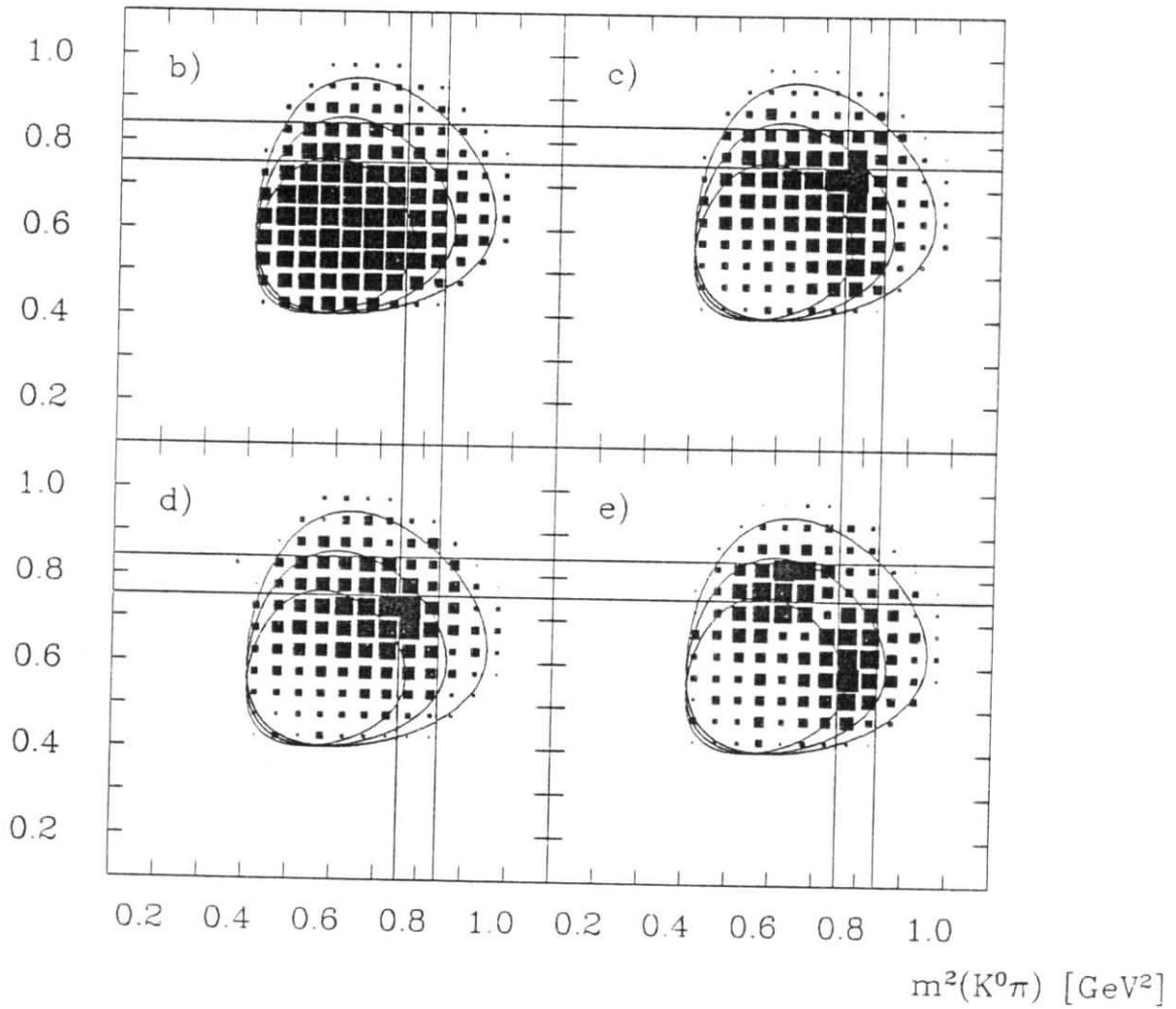


Abbildung 6.8: Dalitz-Plot im Vergleich mit Monte-Carlo Modellen (siehe Text).

Um eine quantitative Aussage über die Stärke des K^*K -Zerfallsmodus zu erhalten, wird eine Anpassung an den Dalitz-Plot mit einem K^*K - und einem 3-Körper-Zerfallsmodell (Zerfall mit den Matrixelementen 2.80 ohne K^* -Propagator) vorgenommen. In einem Maximum-Likelihood Fit wird dabei der relative Anteil beider Komponenten angepaßt. Die Fits werden sowohl für den Dalitz-Plot mit zwei Einträgen pro Ereignis als auch für den mit einem oder zwei Einträgen durchgeführt. Das Ergebnis deutet auf einen dominanten K^*K -Zerfall hin, mit einem relativen Anteil von 0.90 ± 0.25 . Das angegebene Resultat bezieht sich auf die $J^P = 1^+$ -Hypothese, das Ergebnis für einen $J^P = 1^-$ -Zustand unterscheidet sich nur unwesentlich (0.93 ± 0.26).

Der beobachtete dominante K^*K -Zerfall ist in Übereinstimmung mit anderen Beobachtungen des $X(1420)$ in $\gamma\gamma^*$ -Reaktionen [18,19,29]. Die Zerfallseigenschaften des $X(1420)$ erweisen sich damit als konsistent mit dem in π^+p - und pp - Streuexperimenten beobachteten $J^{PC} = 1^{++}$ -Zustand $f_1(1420)$ [93], wo Partialwellenanalysen ebenfalls einen reinen K^*K -Zerfall bevorzugen.

6.3.2 Bestimmung der $\gamma\gamma$ -Kopplungsstärke $\tilde{\Gamma}$

Die $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte sind ganz allgemein mit dem e^+e^- -Wirkungsquerschnitt in Beziehung gesetzt durch:

$$\frac{E_1 E_2 d^6\sigma}{d^3p_1 d^3p_2} = \sum_{i,j} \mathcal{L}_{ij} \sigma_{ij} \quad (6.6)$$

worin E_1, E_2, p_1, p_2 Energien und Impulse der auslaufenden e^\pm und \mathcal{L}_{ij} die Photon-Luminositäten sind; die Indizes i, j bezeichnen die Polarisierungen longitudinaler (L) und transversaler (T) Photonen. In *single-tag* Reaktionen ist eines der Photonen stark virtuell und hat transversale und longitudinale Polarisations-Freiheitsgrade, wohingegen das zweite Photon auf kleine Virtualität und damit transversale Polarisation eingeschränkt ist. Die Produktion eines Spin 1 Zustands läuft daher über die Kollision eines longitudinalen und eines transversalen Photons (Kopplung zu Helizität ± 1) oder zweier transversaler Photonen (Helizität 0) ab. Die benötigten Ausdrücke für die Wirkungsquerschnitte σ_{LT} und σ_{TT} wurden in Abschnitt 2.3.2 angegeben:

$$\begin{aligned} \sigma_{TT} &= \frac{1}{4\sqrt{X}} \frac{m\Gamma}{(W^2 - m^2)^2 + \Gamma^2 m^2} \frac{(q_2^2 - q_1^2)^2}{W^2} F_{TT0}^2(Q_1^2, Q_2^2) \\ \sigma_{LT} &= \frac{\sqrt{X}}{2} \frac{m\Gamma}{(W^2 - m^2)^2 + \Gamma^2 m^2} \frac{-q_1^2}{(q_1 \cdot q_2)^2} F_{LTeff}^2(Q_1^2, Q_2^2) \end{aligned}$$

Die Formfaktoren F_{LTeff} und F_{TT0} sind voneinander unabhängige Funktionen der q_i^2 . Der meßbare Gesamtwirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma} = \sigma_{LT} + \sigma_{TT}$ ist lediglich auf eine Kombination beider Formfaktoren sensitiv. Bevor im nächsten Abschnitt versucht wird, eine Einschränkung der möglichen Werte von F_{LTeff} und F_{TT0} vorzunehmen, wird hier ein spezielles Modell der Formfaktoren verwendet, das ihre Q^2 -Abhängigkeit und ihre relative Normierung vorgibt. Das von Cahn angegebene Modell setzt einen nichtrelativistischen $q\bar{q}$ -Zustand voraus und ist daher nur für die Hypothese eines $J^{PC} = 1^{++}$ -Mesons $X/f_1(1420)$ anwendbar. In der hier benutzten Notation haben die Formfaktoren die in den Gleichungen 2.45,2.46 (Seite 22) angegebene Form. Das Resultat überträgt sich auf die partiellen Breiten (vergl. Gleichungen 2.47,2.48), die als freien Parameter die

$\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma \cdot B(X \rightarrow K\bar{K}\pi)$ [keV]

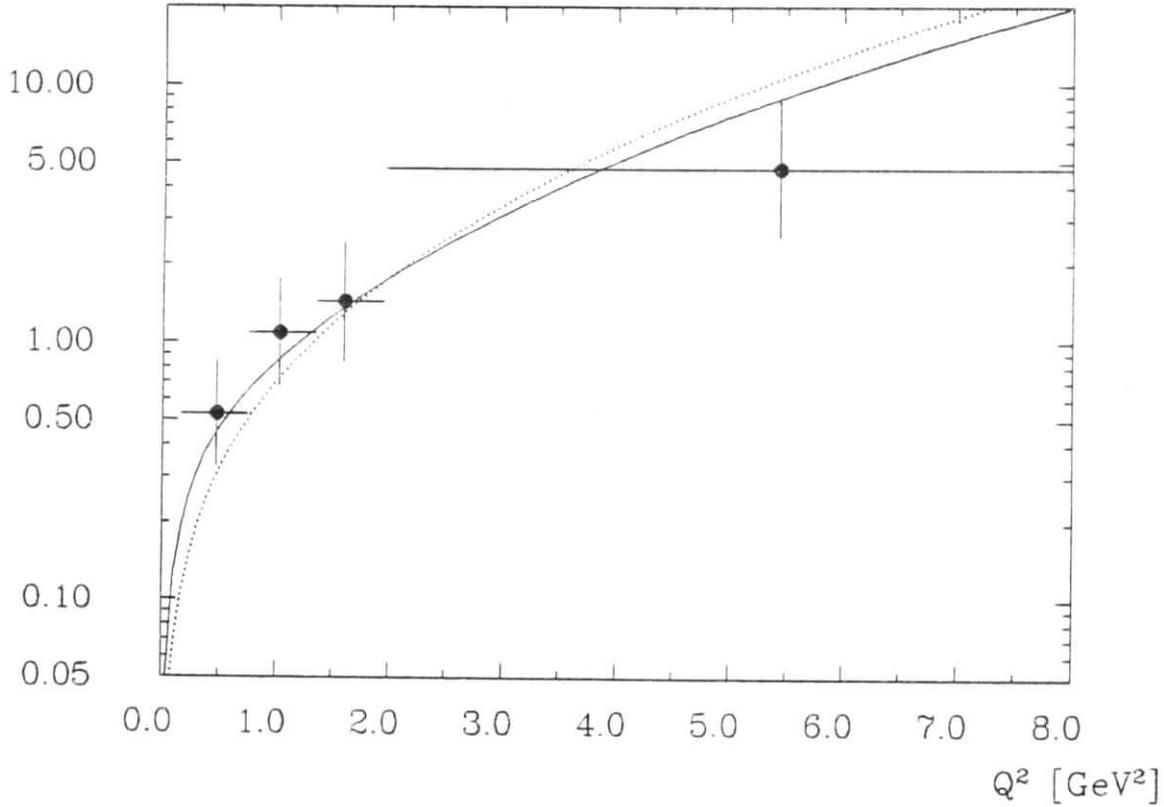


Abbildung 6.9: Q^2 -Verlauf von $\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma \cdot B(X \rightarrow K\bar{K}\pi)$; die durchgezogene Linie entspricht dem Cahn-Modell mit einem ρ -Formfaktor, in der gepunkteten Linie ist ein ϕ -Formfaktor verwendet.

$\gamma\gamma$ -Kopplungsstärke $\bar{\Gamma}$ enthalten:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{TT} = \frac{8X^{3/2}}{m^6} \frac{Q^4}{m^4} F^2(Q^2) \bar{\Gamma}, \quad \Gamma_{\gamma\gamma}^{LT} = \frac{8X^{3/2}}{m^6} \frac{Q^2}{m^2} F^2(Q^2) \bar{\Gamma}$$

worin $Q^2 = -q_1^2$ dem virtuellen Photon zugeordnet ist und $q_2^2 \approx 0$ im *single-tag* Modus angenommen wird. Der meßbare $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt ist proportional zu der in Gleichung 2.43 eingeführten Größe $\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma = \Gamma_{\gamma\gamma}^{LT} + \frac{1}{2}\Gamma_{\gamma\gamma}^{TT}$. In der Monte-Carlo Simulation wird der obige Ansatz für $\Gamma_{\gamma\gamma}^{LT}$ und $\Gamma_{\gamma\gamma}^{TT}$ verwendet, wobei der Formfaktor F^2 durch einen ρ - bzw. ϕ -Pol parametrisiert und der Zerfall des $X(1420)$ über einen K^*K -Zwischenzustand generiert wird. $\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma$ wird in vier Bins von Q^2 im Bereich $0.15 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 8 \text{ GeV}^2$ bestimmt und das Resultat ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Mit Benutzung eines ρ -Formfaktors $F(Q^2)$ im obigen Ansatz ergibt sich für $\bar{\Gamma}$:

$$\bar{\Gamma} \cdot B(X \rightarrow K\bar{K}\pi) = 3.0 \pm 0.9 \pm 0.7 \text{ keV} \quad (6.7)$$

Der zugehörige Verlauf von $\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma(Q^2)$ ist in Abbildung 6.9 eingezeichnet. Der Vergleich der Meßpunkte mit der Modellerwartung von $\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma(Q^2)$ zeigt, daß der extrahierte Wert $\bar{\Gamma}$ nicht stark vom Q^2 -Bereich abhängt; bei Beschränkung auf Ereignisse mit $Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$ verändert sich das Resultat zu $\bar{\Gamma} \cdot B(X \rightarrow K\bar{K}\pi) = 3.5 \pm 1.1 \pm 0.8 \text{ keV}$.

$\Gamma_{\gamma\gamma}^\sigma$ und das darin eingehende $\bar{\Gamma}$ werden hier bei endlichen Q^2 bestimmt; es zeigt

sich eine erhebliche Abhängigkeit der notwendigen Extrapolation

$$\bar{\Gamma} = \lim_{Q^2 \rightarrow 0} \frac{m^2}{Q^2} \Gamma_{\gamma\gamma}^{\sigma}(Q^2)$$

von der Parametrisierung des Formfaktors $F^2(Q^2)$ in $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\sigma}$. Ersetzt man den ρ - durch einen ϕ -Formfaktor, so bleibt die Akzeptanz und mithin die Messung von $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\sigma}$ annähernd unverändert, für $\bar{\Gamma}$ ergibt sich jedoch ein deutlich kleinerer Wert von:

$$\bar{\Gamma} \cdot B(X \rightarrow K \bar{K} \pi) = 1.4 \pm 0.4 \pm 0.3 \text{ keV} \quad (6.8)$$

Die entsprechende Kurve $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\sigma}(Q^2)$ ist ebenfalls in Abbildung 6.9 eingezeichnet.

Die in den Resultaten für $\bar{\Gamma}$ (Gleichungen 6.7 und 6.8) angegebenen Fehler beziehen sich auf die statistische und systematische Unsicherheit. Als systematische Fehler sind berücksichtigt: Detektorsimulation (10%), Triggereffizienz (5%), Luminosität (3%), Untergrundsubtraktion (10%), Variation von Schnitten (10%), Abhängigkeit vom Q^2 -Bereich (15%), die sich zu einem Gesamtfehler von 24% summieren. Der Untergrund wurde wie oben beschrieben auf 1.9 ± 0.5 Ereignisse abgeschätzt; da deren Q^2 -Verteilung nicht bekannt ist, wurde in der Untergrundsubtraktion angenommen, daß sie dergleichen Q^2 -Verteilung folgen wie die Signalereignisse.

In Tabelle 6.2 sind die $\bar{\Gamma}$ -Resultate mit denen anderer Experimente verglichen. Die Ergebnisse haben vergleichbare statistische Präzision und befinden sich in guter Übereinstimmung; die starke Abhängigkeit der $\bar{\Gamma}$ -Bestimmung vom verwendeten Formfaktor ist bei allen Experimenten gleichermaßen festzustellen.

Experiment	Ref.	$\bar{\Gamma} \cdot B(X \rightarrow K \bar{K} \pi) / \text{keV}$ ρ -Formfaktor	$\bar{\Gamma} \cdot B(X \rightarrow K \bar{K} \pi) / \text{keV}$ ϕ -Formfaktor
CELLO		$3.0 \pm 0.9 \pm 0.7$	$1.4 \pm 0.4 \pm 0.3$
TPC/2 γ	[18]	$2.6 \pm 1.0 \pm 0.6$	$1.26 \pm 0.48 \pm 0.30$
MARK II	[19]	$3.2 \pm 1.4 \pm 0.6$	$2.1 \pm 1.0 \pm 0.4$
JADE (prel.)	[29]	$4.2_{-1.6}^{+1.8} \pm 1.4$	$3.0_{-1.0}^{+1.2} \pm 1.0$

Tabelle 6.2: Ergebnisse für $\bar{\Gamma} \cdot B(X(1420) \rightarrow K \bar{K} \pi)$ (Cahn-Konvention, die Resultate von TPC/2 γ und JADE wurden mit 2 multipliziert).

Wie oben erwähnt, existiert neben dem $f_1(1420)$ ein weiterer Kandidat für den $s\bar{s}$ -reichen Isoskalar im 1^{++} -Nonett, das $f_1(1530)$. Da das $K\bar{K}\pi$ -Massenspektrum keinen Hinweis auf die Erzeugung des $f_1(1530)$ gibt, wird hier eine obere Grenze für die $\gamma\gamma$ -Kopplungsstärke abgeleitet:

$$\tilde{\Gamma} \cdot B(f_1(1530) \rightarrow K\bar{K}\pi) < 1.7 \text{ keV} \quad (95\% \text{ c.l.}) \quad (6.9)$$

wobei Masse und Breite mit $m = 1.53 \text{ GeV}$ und $\Gamma = 0.08 \text{ GeV}$ [85] angenommen wurden. Die Grenze gilt für einen ρ -Formfaktor, und die entsprechende Grenze für einen ϕ -Formfaktor ist: $\tilde{\Gamma} \cdot B(f_1(1530) \rightarrow K\bar{K}\pi) < 0.9 \text{ keV}$.

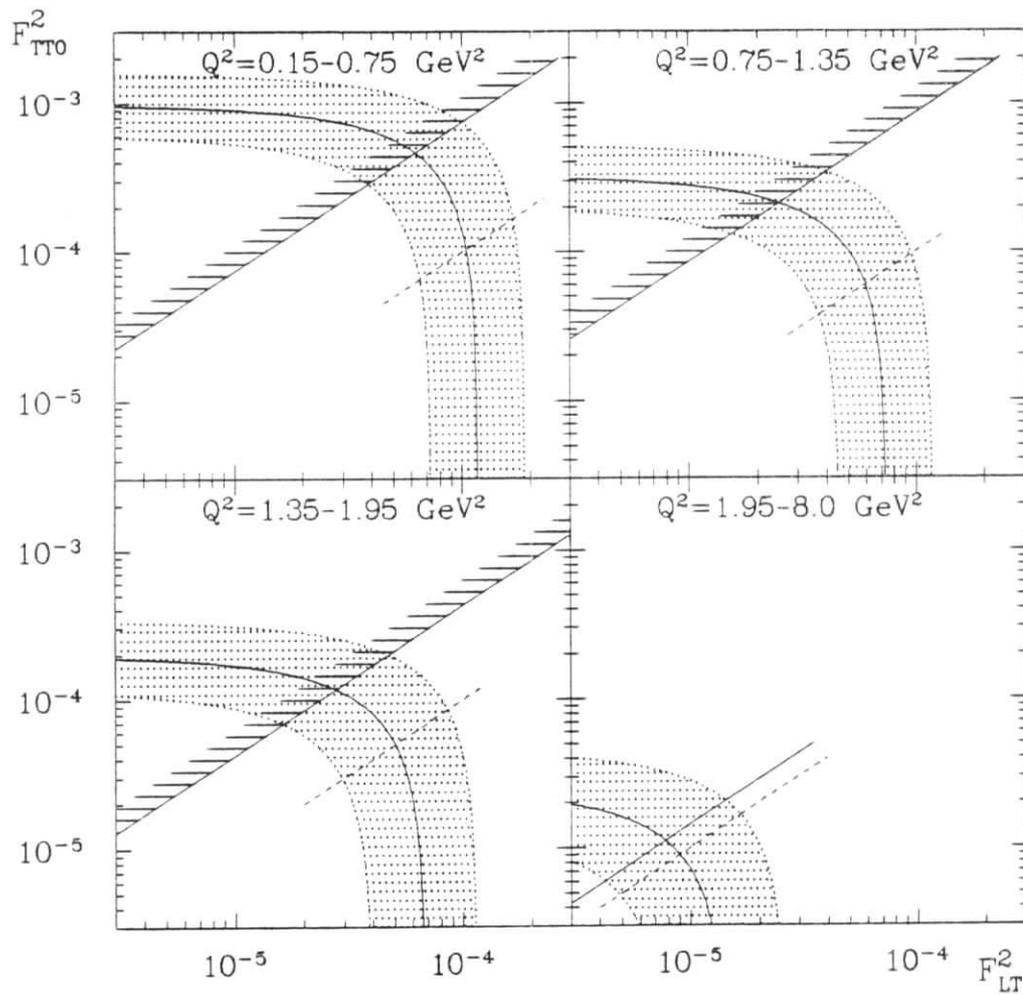


Abbildung 6.10: Formfaktoren F_{TT0} gegen $F_{LT\,eff}$ für einen $J^P = 1^+$ -Zustand in vier Q^2 -Intervallen: Aufgetragen sind die erlaubten Werte für F_{TT0} und $F_{LT\,eff}$, das 1σ Fehlerband ist schattiert dargestellt; durchgezogene Geraden markieren entweder die aufgrund der Zerfallswinkelanalyse bevorzugte Werte von $F_{TT0}/F_{LT\,eff}$ oder begrenzen als Linien mit horizontalen Strichen Bereiche, die ausgeschlossen sind (95% *c.l.*). Die gestrichelte Linie ist die Vorhersage des Cahn-Modells.

6.3.3 Einschränkung der Formfaktoren F_{TT0} und $F_{LT\,eff}$

Die im vorigen Abschnitt vorgenommene Bestimmung der $\gamma\gamma$ -Kopplung $\tilde{\Gamma}$ hängt entscheidend von der Modellannahme für die Formfaktoren $F_{LT\,eff}$ und F_{TT0} ab. Wie oben erwähnt, ist das Cahn-Modell für einen $J^{PC} = 1^{++} q\bar{q}$ -Zustand konstruiert; bei jeder exotischen Interpretation des $X(1420)$ ist die Anwendung dieses Modells von vornherein nicht gerechtfertigt. Für eine modellunabhängige Beschreibung der $\gamma\gamma$ -Kopplung wäre die separate Bestimmung der Formfaktoren $F_{LT\,eff}$ und F_{TT0} wünschenswert. Aus dem meßbaren $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt ist die direkte Bestimmung beider Formfaktoren nicht möglich; aber es können zumindest die erlaubten Bereiche in der F_{TT0} - $F_{LT\,eff}$ Ebene angegeben werden. Dies muß für die Annahme positiver bzw. negativer Parität des $X(1420)$ gesondert geschehen, da die in Abschnitt 2.3.2 gegebene Definition der Formfaktoren sich für $J^P = 1^+$ und $J^P = 1^-$ unterscheidet. Der Beitrag der LT - und TT -Prozesse, d.h. das Verhältnis $F_{LT\,eff}/F_{TT0}$, kann durch Analyse von Zerfallswinkelverteilungen eingeschränkt werden, die Helizität 1 (LT)- und Helizität 0 (TT)-

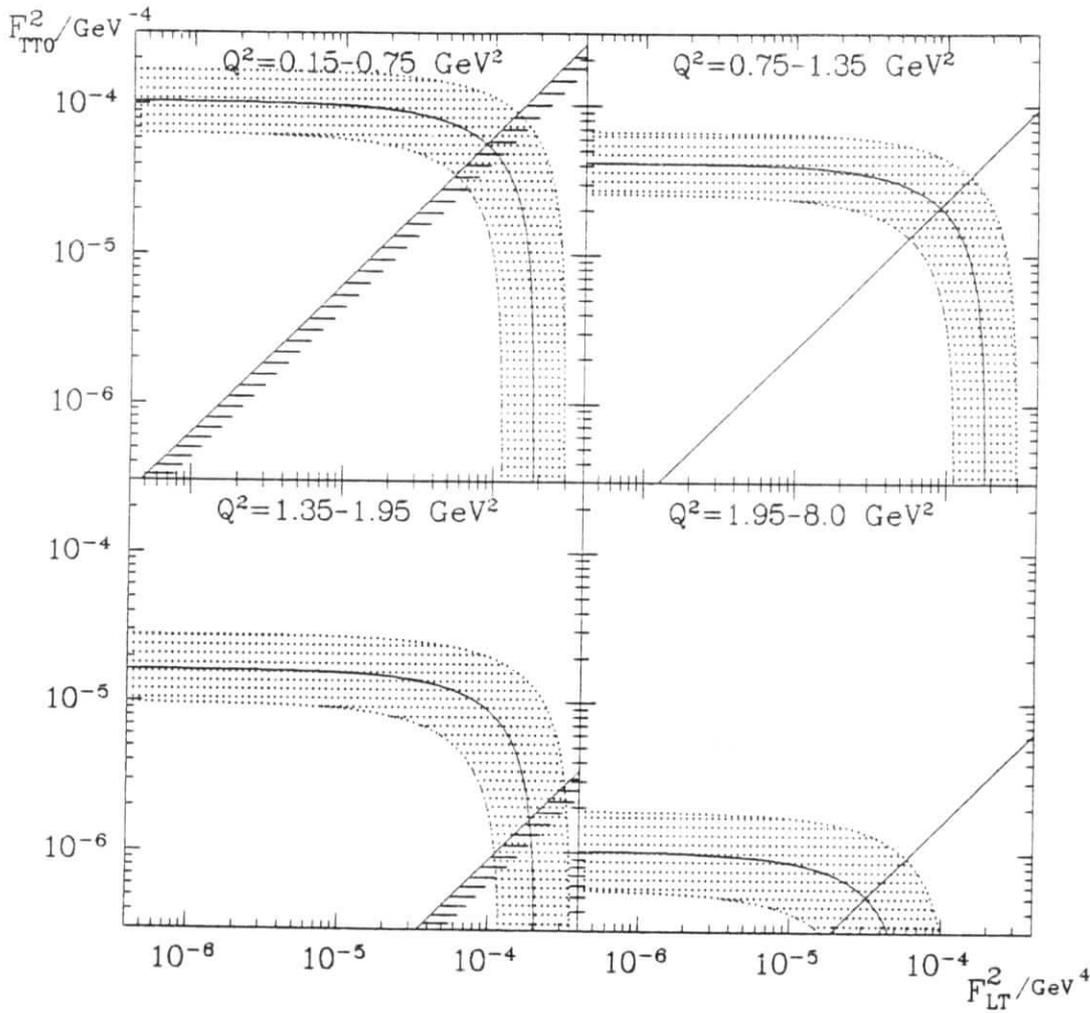


Abbildung 6.11: Formfaktoren F_{TT0} gegen $F_{LT\,eff}$ für einen $J^P = 1^-$ -Zustand: Aufgetragen sind die erlaubten Werte für F_{TT0} und $F_{LT\,eff}$ mit Ergebnissen der Zerfallswinkelanalyse für $F_{TT0}/F_{LT\,eff}$. Symbole wie in Abb. 6.10.

Produktion unterscheiden.

In Abbildung 6.10 sind die erlaubten Werte von $F_{LT\,eff}$ und F_{TT0} für $J^P = 1^+$ mit ihren 1σ -Fehlerbereichen in vier Q^2 -Intervallen dargestellt. Außerdem sind die Ergebnisse einer Zerfallswinkelanalyse eingetragen; die Zerfallswinkelanalyse beruht auf der Annahme, daß das $X(1420)$ über einen K^*K -Zwischenzustand zerfällt und wird im nächsten Abschnitt beschrieben. Die Prozedur besteht in einer Maximum-Likelihood Anpassung verschiedener Zerfallswinkel an die erwarteten Verteilungen für LT - und TT -Erzeugung. In den drei unteren Q^2 -Intervallen liegen die Ergebnisse im unphysikalischen Bereich negativer TT -Kopplung; daher sind in Abbildung 6.10 obere Grenzen für den F_{TT0} -Beitrag angegeben. Eine obere Grenze ist als der Wert von F_{TT0} definiert, für den sich der Logarithmus der Likelihood-Funktion $\ln \mathcal{L}$ um -2 verschlechtert gegenüber der besten, physikalisch sinnvollen Anpassung, d.h. in diesem Fall $F_{TT0} = 0$. Im höchsten Q^2 -Intervall ist ein TT -Beitrag von etwa 50% bevorzugt, innerhalb von 1σ kann jedoch weder 0% noch 100% ausgeschlossen werden.

In Abbildung 6.11 ist die Korrelation der Formfaktoren für einen $J^P = 1^-$ -Zustand gezeigt. Für die Hypothese negativer $X(1420)$ Parität ergibt die Zerfallswinkelanalyse durchweg starke TT -Kopplungen. Es ist insbesondere zu beachten, daß im niedrig-

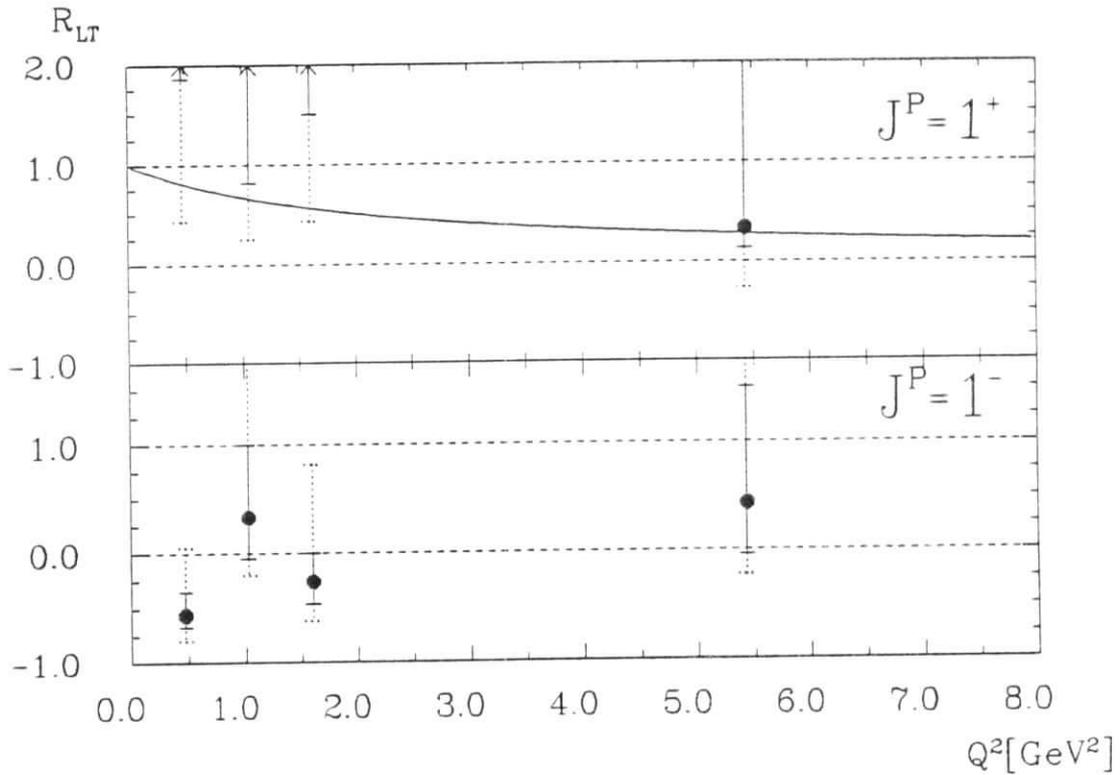


Abbildung 6.12: $\Gamma_{\gamma\gamma}^{LT}/\Gamma_{\gamma\gamma}$ als Funktion von Q^2 für $J^P = 1^+$ und $J^P = 1^-$ mit 1σ (durchgezogen) und 2σ (gepunktet) Fehlerbalken; oben ist die Vorhersage des Cahn-Modells eingetragen (durchgezogene Kurve).

sten Q^2 -Intervall ($\langle Q^2 \rangle = 0.5 \text{ GeV}^2$) ein verschwindender LT -Beitrag bevorzugt ist; dies ist überraschend, wenn man die Form der Wirkungsquerschnitte σ_{TT} und σ_{LT} in den Gleichungen 2.50, 2.51 (Seite 23) betrachtet: Die Formfaktoren F_{TT0} und $F_{LT\text{eff}}$ sind erwartungsgemäß langsam variierende Funktionen von Q^2 und die Wirkungsquerschnitte haben daher die Abhängigkeiten $\sigma_{TT} \propto Q^4$ und $\sigma_{LT} \propto Q^2$; bei kleinen Q^2 wird darum generell der LT -Prozeß als der dominante erwartet. Die Skala von Q^2 wird durch die Masse des produzierten Zustands festgelegt und im niedrigsten Q^2 -Intervall gilt $Q^2/m^2 = 0.25$.

Die Einschränkung der Verhältnisse $F_{LT\text{eff}}/F_{TT0}$ kann auf den relativen Anteil der partiellen LT -Breite an der Gesamtbreite $R_{LT} \equiv \Gamma_{\gamma\gamma}^{LT}/\Gamma_{\gamma\gamma}$ übertragen werden. Das Verhältnis R_{LT} muß per definitionem Werte zwischen 0 und 1 annehmen und dabei folgende Randbedingung erfüllen:

$$\lim_{Q^2 \rightarrow 0} R_{LT}(Q^2) = 1$$

Diese Randbedingung ist frei von irgendwelchen Modellannahmen und folgt einfach aus dem Verhalten der Wirkungsquerschnitte bei kleinem Q^2 . R_{LT} ist in Abbildung 6.12 für die $J^P = 1^+$ und $J^P = 1^-$ -Hypothesen aufgetragen. Im Fall $J^P = 1^+$ liegen die Resultate in den drei unteren Q^2 -Intervallen außerhalb des physikalischen Bereichs $R_{LT} = 0 - 1$, sind aber innerhalb der Fehler kompatibel mit der Randbedingung $R_{LT} \rightarrow 1$. Demgegenüber erscheint bei Annahme negativer Parität das Verhalten von $R_{LT}(Q^2)$ nur schwer mit der Randbedingung $R_{LT}(0) = 1$ verträglich, da eine sehr schnelle Varia-

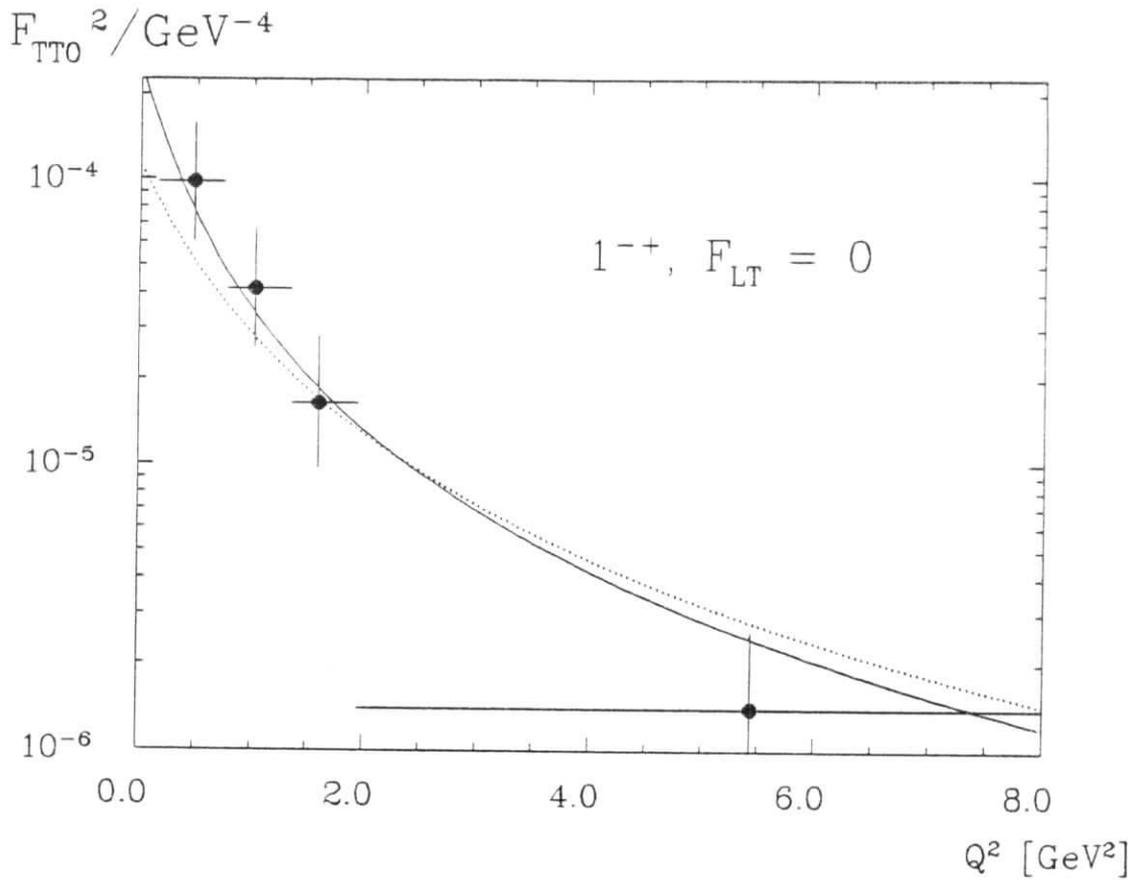


Abbildung 6.13: Formfaktor F_{TT0} für $J^P = 1^-$ und $F_{LT\text{eff}} = 0$; die durchgezogene (gepunktete) Kurve entspricht einem $\rho(\phi)$ -Formfaktor.

tion von R_{LT} bei kleinen Q^2 erforderlich wäre. Der Q^2 -Verlauf von R_{LT} kann darum als qualitatives Argument gegen die $J^{PC} = 1^{-+}$ -Hypothese des $X(1420)$ angesehen werden; dieses Argument würde hinfällig, falls Gründe für eine dynamische Unterdrückung der LT -Kopplung eines exotischen 1^{-+} -Zustands (z.B. eines $q\bar{q}g$ Hybrids) gefunden werden. Die Konsequenzen einer solchen Hypothese eines 1^{-+} $X(1420)$ kann für den Extremfall $F_{LT\text{eff}} \equiv 0$ untersucht werden. Es ist interessant zu bemerken, daß für die Annahme $F_{LT\text{eff}} \equiv 0$ die übliche Definition der $\gamma\gamma$ -Kopplungsstärke zu einem verschwindenden $\bar{\Gamma}$ führt:

$$\bar{\Gamma} = \lim_{Q^2 \rightarrow 0} \frac{m^2}{Q^2} \Gamma_{\gamma\gamma}(Q^2) = \frac{1}{6\pi m^3} F_{LT\text{eff}}^2(0) \equiv 0 \quad (6.10)$$

da $\Gamma_{\gamma\gamma}^{TT}$ wie $Q^4 \cdot F_{TT0}^2(Q^2)$ verschwindet und daher keinen Beitrag in der Extrapolation von $\Gamma_{\gamma\gamma}/Q^2$ liefert. Dies macht die starke Modellabhängigkeit der $\bar{\Gamma}$ -Bestimmung deutlich, wenn man die Resultate für $\bar{\Gamma}$ in Tabelle 6.2 betrachtet, die mehrere Standardabweichungen von $\bar{\Gamma} = 0$ entfernt sind.

Es ist in diesem Zusammenhang auch bemerkenswert, daß trotz des Q^4 -Anstiegs des TT -Wirkungsquerschnitts $\sigma_{TT} \propto Q^4 \cdot F_{TT0}^2(Q^2)$ der Ansatz eines Vektormeson-Formfaktors für F_{TT0} die Ereignisrate bei hohen Q^2 ausreichend dämpfen kann. In Abbildung 6.13 ist der Formfaktor F_{TT0} für die Hypothese eines 1^{-+} -Zustands mit verschwindender LT -Kopplung gezeigt. Die beobachtete Q^2 -Abhängigkeit wird recht gut durch einen ρ -Formfaktor beschrieben.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß das Verhältnis der LT/TT -Kopplungen verträglich mit einem $X(1420)$ positiver Parität ist und die relativen Beiträge durch $F_{LT\text{eff}}$ und F_{TT0} konsistent mit der Vorhersage des Cahn-Modells sind. Die Hypothese eines exotischen $J^{PC} = 1^{-+} X(1420)$ erweist sich als nicht gut verträglich mit der Randbedingung $\Gamma_{\gamma\gamma} \rightarrow \Gamma_{\gamma\gamma}^{LT}$ bei kleinen Q^2 ; bezieht man jedoch die Möglichkeit einer Unterdrückung der LT -Kopplung ein, so kann die beobachtete $\gamma\gamma$ -Kopplung auch durch einen Zustand $X(1420)$ mit negativer Parität interpretiert werden.

6.3.4 Zerfallswinkelanalyse und Untersuchung der Parität

Die Untersuchung von Zerfallswinkelverteilungen ermöglicht Rückschlüsse auf die Parität des $X(1420)$. Eine Methode, nämlich die Untersuchung des Zerfallswinkels ϑ^* , wurde von Cahn [14] vorgeschlagen: ϑ^* ist definiert als der Winkel zwischen der $K\bar{K}\pi$ -Zerfallsebene und dem einlaufenden Photon. Für positive bzw. negative Parität ist $|\cos \vartheta^*|$ wie $1 + \cos^2 \vartheta^*$ bzw. $1 - \cos^2 \vartheta^*$ verteilt; tatsächlich gelten diese Verteilungen bei Erzeugung mit Helizität ± 1 (LT). Die entsprechenden Verteilungen für Helizität 0 Produktion (TT) haben entgegengesetztes Verhalten: $1 - \cos^2 \vartheta^*$ bzw. $\cos^2 \vartheta^*$ für positive bzw. negative Parität. Die $\cos \vartheta^*$ -Verteilung ist daher nur dann sensitiv auf die Parität, wenn entweder LT - oder TT -Produktion einen überwiegenden Beitrag liefern; gehen gleichviele Ereignisse aus LT - und TT -Produktion ein, so ergibt sich sowohl für positive als auch für negative Parität eine flache $\cos \vartheta^*$ -Verteilung (mit \cos ist hier und im folgenden immer der Betrag des Kosinus gemeint). Um die Sensitivität der $\cos \vartheta^*$ -Verteilung zu erhöhen, kann der Q^2 -Bereich der betrachteten Ereignisse eingeschränkt werden, da bei kleinen Q^2 generell LT -Produktion als dominant erwartet wird. In Abbildung 6.14 ist die $\cos \vartheta^*$ -Verteilung für Ereignisse mit $Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$ gezeigt; zum Vergleich sind die Erwartungen für $J^P = 1^+$ und $J^P = 1^-$ eingetragen, wobei σ_{LT}/σ_{TT} entsprechend dem Cahn-Modell festgesetzt ist, was klarerweise für einen $J^P = 1^-$ -Zustand nicht gerechtfertigt ist; die eingetragene $J^P = 1^-$ -Erwartung soll eher die Sensitivität zur Unterscheidung der Parität andeuten. Abbildung 6.14 zeigt, daß die Verteilung von $\cos \vartheta^*$ konsistent mit der Erwartung für positive Parität ist. Ein Kolmogorov Test ergibt eine Wahrscheinlichkeit von 58% für die $J^P = 1^+$ -Hypothese, zu vergleichen mit 9% für $J^P = 1^-$. Es ist offensichtlich, daß dieses Resultat stark von der Annahme für σ_{LT}/σ_{TT} abhängt; eine Verstärkung des TT -Anteils resultiert in höheren Wahrscheinlichkeiten für die $J^P = 1^-$ -Hypothese und für einen Zustand mit reiner TT -Kopplung wäre die $J^P = 1^-$ gegenüber der $J^P = 1^+$ -Hypothese bevorzugt. Mit der zur Verfügung stehenden Statistik ist zwischen $J^P = 1^+$ mit überwiegender LT -Produktion und $J^P = 1^-$ mit dominierender TT -Erzeugung nicht zu unterscheiden. Man kann also schließen, daß die $\cos \vartheta^*$ -Verteilung konsistent mit einem $J^P = 1^+ X(1420)$ ist, $J^P = 1^-$ aber keineswegs ausgeschlossen werden kann; im letzteren Fall gibt es keine hinreichende Einschränkung von σ_{TT}/σ_{LT} und der obige Schnitt $Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$ reicht nicht aus, um sicherzustellen, daß dieses Verhältnis notwendig klein ist.

Die Untersuchung des Dalitz-Plot in dieser Arbeit und die Ergebnisse anderer $\gamma\gamma$ -Experimente zeigen, daß $X(1420) \rightarrow K^*K$ der dominierende Zerfallsmodus im Endzustand $K\bar{K}\pi$ ist. Unter Voraussetzung des K^*K -Zerfalls können weitere Winkel definiert

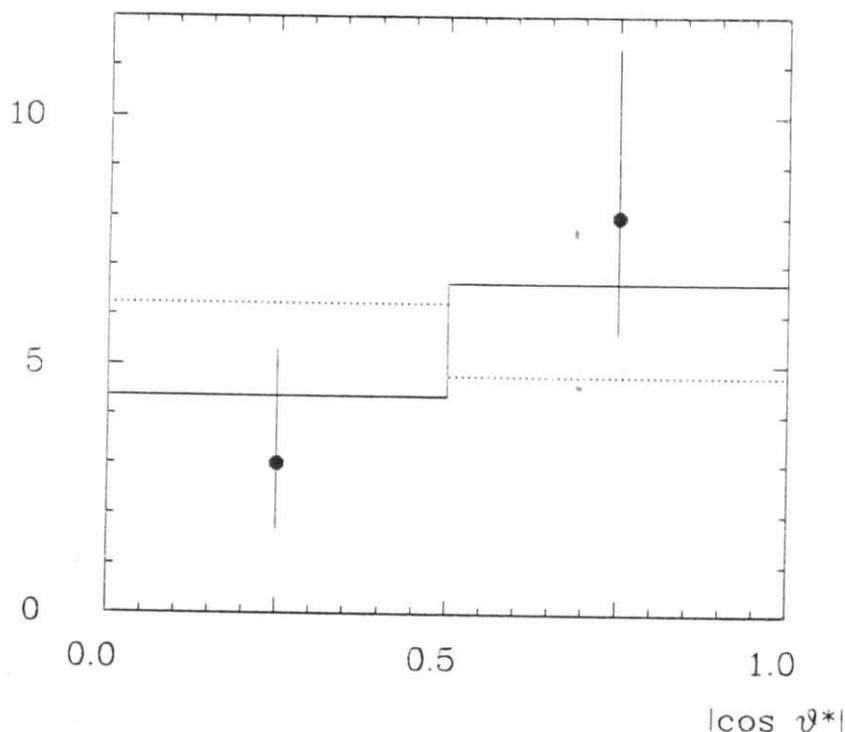


Abbildung 6.14: Verteilung von $|\cos \vartheta^*|$ für Ereignisse mit $Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$: Das durchgezogene (gepunktete) Histogramm ist die Monte-Carlo Erwartung für positive (negative) Parität, wobei σ_{LT}/σ_{TT} entsprechend dem Cahn-Modell gesetzt ist.

werden, um zwischen der Erzeugung mit Helizität 1 (LT) und 0 (TT) und Zerfällen in s - und p -Welle ($J^P = 1^+$ und 1^-) zu unterscheiden.

Drei Zerfallswinkel werden für die weitere Analyse ausgewählt: ϑ_K^* ist definiert als Winkel zwischen der $\gamma\gamma$ -Achse und dem K^* -Impuls im $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem; die Flugrichtung des K aus dem K^* -Zerfall wird durch die zwei Winkel ϑ_K^* und φ_K im K^* -Ruhesystem beschrieben.

Die $\cos \vartheta_K^*$ -Verteilung ist erwartungsgemäß flach für einen $K^*K - s$ -Wellen-Zerfall; im Fall negativer Parität (p -Welle) ist $\cos \vartheta_K^*$ wie $1 + \cos^2 \vartheta_K^*$ bei LT -Produktion verteilt und wie $1 - \cos^2 \vartheta_K^*$ für TT -Produktion.

$\cos \vartheta_K^*$ folgt den Verteilungen $1 - \cos^2 \vartheta_K^*$ bzw. $\cos^2 \vartheta_K^*$ für die LT - bzw. TT - s -Welle; bei negativer Parität sind die entsprechenden Verteilungen $1 + \cos^2 \vartheta_K^*$ und $1 - \cos^2 \vartheta_K^*$ für LT und TT . Die φ_K -Verteilung ist flach in allen Fällen außer dem $TT - p$ -Wellen-Zerfall, wo sie wie $\sin^2 \varphi_K$ variiert.

Ein besseres Unterscheidungsvermögen als aus den projizierten Verteilungen der Winkel ϑ_K^* , ϑ_K^* und φ_K folgt aus ihren Korrelationen. In Abbildung 6.15 ist als Beispiel die $\cos \vartheta_K^*$ - ϑ_K^* Korrelation in den Daten (a) mit den Verteilungen für LT - und TT -Produktion mit positiver (b,c) und negativer Parität (d,e) verglichen. In den Daten ist eine flache Verteilung in $\cos \vartheta_K^*$ zu beobachten und eine Unterdrückung bei großen $\cos \vartheta_K^*$ festzustellen; qualitativ stimmen diese Eigenschaften am besten mit der Verteilung für positive Parität und Helizität 1 überein (Figur 6.15 b).

Die Winkel ϑ_K^* , ϑ_K^* und φ_K werden benutzt, um Aussagen über die relativen LT - und TT -Anteile zu gewinnen, d.h. über das Verhältnis der Formfaktoren $F_{LT\text{eff}}/F_{TT0}$ in den vier Q^2 -Intervallen, die im vorigen Abschnitt verwendet wurden. Dazu werden

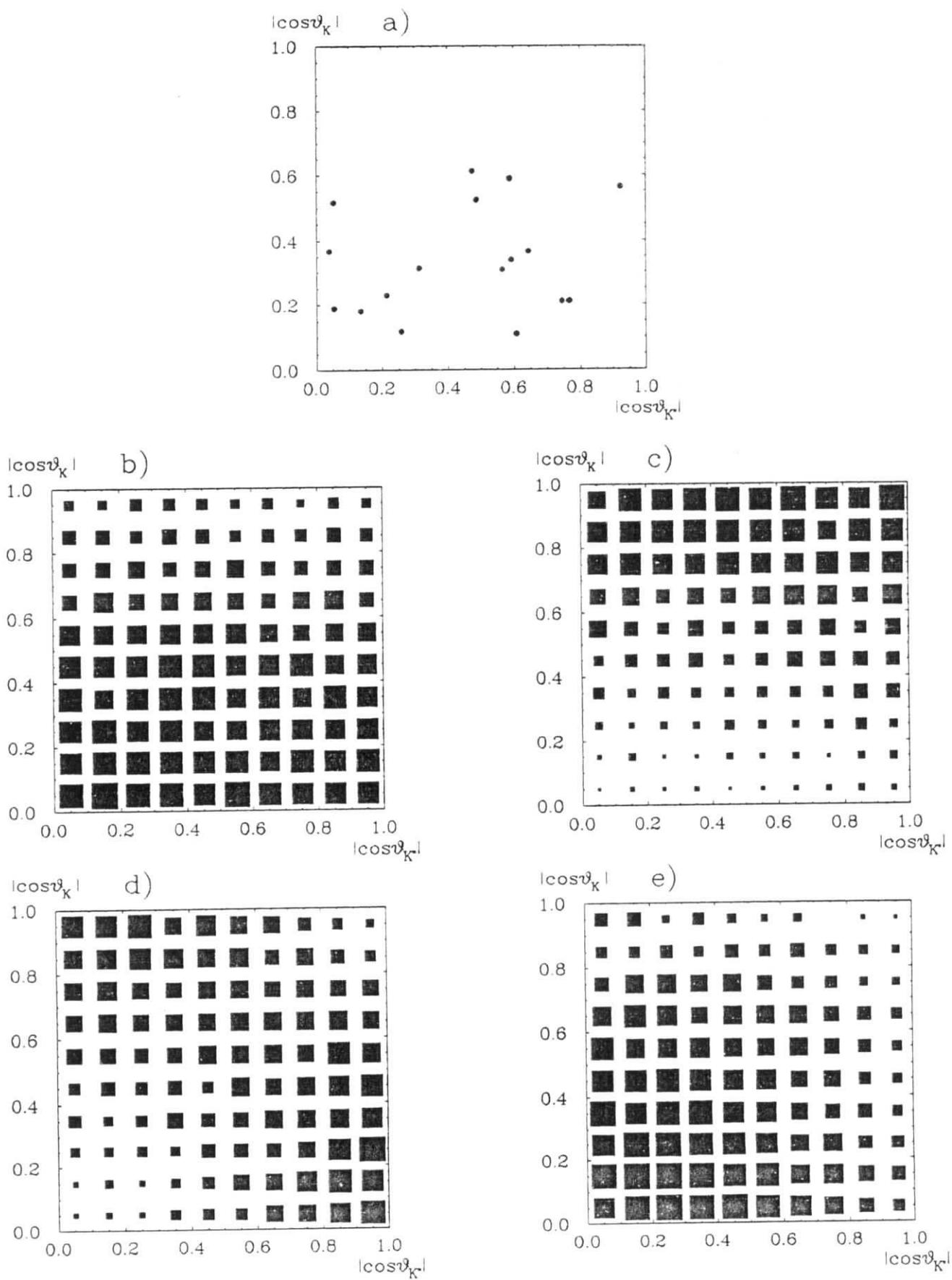


Abbildung 6.15: Korrelation von $|\cos\vartheta_K^*|$ mit $|\cos\vartheta_K^*|$: Daten (a) im Vergleich mit den Monte-Carlo Erwartungen für positive Parität mit Helizität ± 1 (b) und 0 (c), sowie für negative Parität mit Helizität 1 (d) und 0 (e).

an die korrelierten $\cos \vartheta_K^* \cdot \cos \vartheta_K^* \cdot \varphi_K$ Verteilungen in Maximum-Likelihood Fits die Verteilungen von LT und TT Monte-Carlo Ereignissen angepaßt, wobei entweder $J^P = 1^+$ oder $J^P = 1^-$ angenommen wird. Die Ergebnisse dieser Anpassungen wurden im vorigen Abschnitt als Einschränkungen der Verhältnisse der Formfaktoren $F_{LT\text{eff}}/F_{TT0}$ und der Breiten $\Gamma_{\gamma\gamma}^{LT}/\Gamma_{\gamma\gamma}$ angegeben (siehe Abbildungen 6.10.6.11 und 6.12).

Mit den kombinierten $\cos \vartheta_K^* \cdot \cos \vartheta_K^* \cdot \varphi_K$ Verteilungen kann ferner untersucht werden, welche Paritätshypothese eine bessere Beschreibung der Daten liefert. Beim Vergleich der Fit Resultate unterscheiden sich die Likelihood-Werte der J^P -Hypothesen nicht signifikant (über den gesamten Q^2 -Bereich liefert $J^P = 1^-$ ein um 1.6 größeres $\ln \mathcal{L}$ bei 74 Freiheitsgraden). Für die in Abbildung 6.15 gezeigte $\cos \vartheta_K^* \cdot \cos \vartheta_K^*$ Korrelation wird ein Kolmogorov Test für die J^P -Hypothesen durchgeführt; da die Ergebnisse entscheidend von der LT/TT -Zusammensetzung abhängen, wird σ_{LT}/σ_{TT} als freier Parameter behandelt. Die mit 62% höchste Wahrscheinlichkeit wird für einen $J^P = 1^+$ -Zustand mit reiner LT -Kopplung gefunden. Im Fall negativer Parität wird die beste Beschreibung mit 36% Wahrscheinlichkeit für einen Zustand mit nahezu reiner TT -Kopplung erreicht.

Aus der Untersuchung der Verteilungen von $\cos \vartheta^*$, $\cos \vartheta_K^*$, $\cos \vartheta_K^*$ und φ_K läßt sich schließen, daß die Zerfallswinkelverteilungen konsistent mit einem $J^P = 1^-$ - $X(1420)$ sind und positive Parität leicht favorisieren. Mit der zur Verfügung stehenden niedrigen Statistik kann die Annahme negativer Parität aber nicht zurückgewiesen werden, was hauptsächlich dadurch bedingt ist, daß keine genügende Einschränkung von σ_{LT}/σ_{TT} möglich ist und ein exotischer $J^P = 1^-$ -Zustand mit sehr kleiner oder verschwindender LT -Kopplung nicht ausgeschlossen werden kann.

6.3.5 Diskussion der Ergebnisse

Die Beobachtung der Reaktion $\gamma\gamma^* \rightarrow X(1420)$ bestätigt die Existenz eines Spin 1 Zustands bei 1420 MeV. Es ist eine wichtige Frage, ob diese Beobachtung zur Lösung des E/ι -Rätsels beitragen kann, d.h. ob das $X(1420)$ mit dem $E/f_1(1420)$ zu identifizieren ist. Falls die Gleichsetzung mit dem $f_1(1420)$ zutreffend ist, so ergibt sich als nächste Frage, ob das $f_1(1420)$ als zweiter Isoskalar neben dem $f_1(1285)$ im 1^{++} -Nonett interpretiert werden kann. Der in $\gamma\gamma^*$ -Reaktionen beobachtete Zustand $X(1420)$ erweist sich in Masse, Breite und dominantem K^*K -Zerfallsmodus als gut verträglich mit dem $f_1(1420)$ und die Messungen zeigen Konsistenz mit der Annahme positiver Parität. Es wird zunächst die Annahme gemacht, daß $X(1420)$ und $f_1(1420)$ die gleichen Zustände sind, und die Konsequenzen der Einordnung in das 1^{++} -Nonett untersucht. Alternativ wird die Interpretation des $f_1(1530)$ als 1^{++} -Nonett-Zustand geprüft und die Folgerung der oberen Grenze für seine $\gamma\gamma$ -Kopplung auf den $SU(3)$ -Mischungswinkel betrachtet.

Die GMO-Massenformel für das 1^{++} -Nonett lautet:

$$\tan^2 \vartheta = \frac{4m_{Q_+}^2 - m_{a_1}^2 - 3m_{f_1'}^2}{3m_{f_1}^2 - 4m_{Q_+}^2 + m_{a_1}^2}$$

Bezüglich der Isodublett-Zustände enthalten die 1^{+-} - und 1^{++} -Nonetts eine Besonderheit: Die beobachteten Masseneigenzustände $K_1(1280)$ und $K_1(1400)$ sind nicht die 1^{+-} - und 1^{++} -Nonett-Zustände, sondern erweisen sich aufgrund ihrer Verzweigungsverhältnisse als Mischungen der 1^{+-} - und 1^{++} -Zustände Q_- und Q_+ [108,109] (die

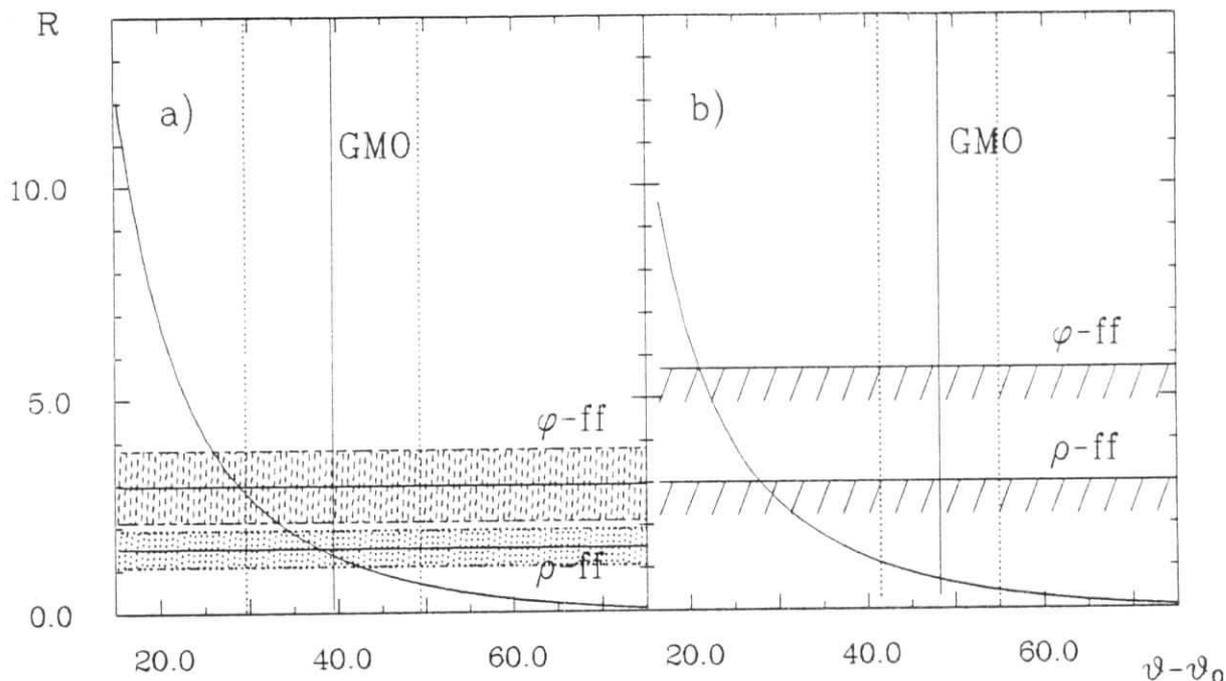


Abbildung 6.16: Mischungswinkel im 1^{++} -Nonett: Aufgetragen ist das Verhältnis der $\gamma\gamma$ -Kopplungen von $f_1(1420)$ und $f_1(1285)$; die in a) eingezeichneten Bänder geben die erlaubten Bereiche unter Annahme eines ρ - bzw. ϕ -Formfaktors für das $f_1(1420)$ an (1σ); in b) sind entsprechend die unteren Grenzen für R für das $f_1(1530)$ eingezeichnet.

Isodublett-Zustände können mischen, da sie keine C - bzw. G -Eigenzustände sind); für die in der Massenformel benötigte Q_+ -Masse wurde $m = 1.31 \pm 0.015 \text{ GeV}$ gefunden [109]. Damit ergibt sich für die Annahme, daß das f_1' mit dem $f_1(1420)$ identisch ist, ein Mischungswinkel von $\vartheta = 59^\circ \pm 10^\circ$. Das Verhältnis der $\gamma\gamma$ -Kopplungen $\bar{\Gamma}$ der beiden isoskalaren 1^{++} -Zustände wird mit dem Mischungswinkel durch

$$R \equiv \frac{\bar{\Gamma}_{f_1(1285)}}{\bar{\Gamma}_{f_1(1420)}} = \frac{m_{f_1(1420)}}{m_{f_1(1285)}} \cot^2(\vartheta - \vartheta_0)$$

in Beziehung gesetzt, wobei $\vartheta_0 = 19.5^\circ$ der Winkel verschwindender $\gamma\gamma$ -Kopplung des $f_1(1420)$ ist. Um diese Beziehung nutzen zu können, muß hier die Annahme $B(f_1(1420) \rightarrow K\bar{K}\pi) = 1$ gemacht werden. Für die $\gamma\gamma$ -Kopplungen werden die gewichteten Mittelwerte $\bar{\Gamma}_{f_1(1420)} = 3.0 \pm 0.7 \text{ keV}$ (vergl. Tabelle 6.2) und $\bar{\Gamma}_{f_1(1285)} = 4.5 \pm 0.8 \text{ keV}$ der auf dem $\gamma\gamma$ -Workshop 1988 vorgelegten Resultate verwendet [105]. Damit ergibt sich ein Mischungswinkel von $\vartheta = 56.5_{-3.3}^{+5.0}^\circ$, in guter Übereinstimmung mit dem Resultat aus der Massenformel; das Resultat entspricht einem Anteil von $14.9_{-5.4}^{+4.6}\%$ nicht-seltamer Quarks im $f_1(1420)$. Für einen Zustand mit hohem $s\bar{s}$ -Anteil ist die Benutzung eines ρ -Formfaktors in der Bestimmung von $\bar{\Gamma}_{f_1(1420)}$ fragwürdig. Aus dem mit einem ϕ -Formfaktor bestimmten $\bar{\Gamma}_{f_1(1420)}$ folgt ein Mischungswinkel von $\vartheta = 48.4_{-3.0}^{+4.2}^\circ$; beide Resultate für R sind in Abbildung 6.16 a) gegen den Mischungswinkel aufgetragen und erweisen sich als kompatibel mit der Erwartung aus der GMO-Massenformel. Die Interpretation des $f_1(1420)$ im 1^{++} -Nonett führt somit auf ein nicht ideal gemischtes Nonett; dies wird auch durch die Beobachtung der Zerfälle $J/\Psi \rightarrow \omega f_1(1420)$ und

$J/\Psi \rightarrow \phi f_1(1285)$ und $\rightarrow \omega f_1(1285)$ unterstützt, die auf einen $u\bar{u}/d\bar{d}$ -Anteil im $f_1(1420)$ und einen nicht vernachlässigbaren $s\bar{s}$ -Anteil im $f_1(1285)$ hindeuten [87]. Probleme dieser Interpretation liegen in der Nichtbeobachtung der Reaktionen $J/\Psi \rightarrow \phi f_1(1420)$ und $K^- p \rightarrow f_1(1420)\Lambda$, in denen sich ein Zustand mit deutlichem $s\bar{s}$ -Anteil zeigen sollte.

Betrachtet man alternativ das $f_1(1530)$ als 1^{++} -Zustand f'_1 , so ergibt die Massenformel einen Mischungswinkel von $\vartheta = 68 = 7^\circ$. Die in Abschnitt 6.3.2 abgeleiteten oberen Grenzen für $\bar{\Gamma}_{f_1(1530)}$ können als untere Grenzen für R angegeben werden und sind in Abbildung 6.16 b) für die Annahme eines ρ - bzw. ϕ -Formfaktors eingetragen. Für das $f_1(1530)$ ist die aus R folgende Begrenzung des Mischungswinkels weniger gut mit der GMO-Massenformel verträglich; es sei jedoch darauf hingewiesen, daß das Resultat der Massenformel eine systematische Unsicherheit hat: Falls die Masse m_{Q^+} des Isodublett-Zustands nahe an der $K_1(1400)$ -Masse liegt, ergibt die Massenformel mit dem $f_1(1530)$ ein näherungsweise ideal gemischtes 1^{++} -Nonett; in diesem Fall würde $\bar{\Gamma}_{f_1(1530)}$ deutlich kleiner als die obere Grenze erwartet. Problematisch an der Interpretation des $f_1(1530)$ als nahezu reiner $s\bar{s}$ -Zustand f'_1 sind fehlende Hinweise auf die Erzeugung in J/Ψ Zerfällen, insbesondere auf den Zerfall $J/\Psi \rightarrow \phi f_1(1530)$ [87].

Vom Gesichtspunkt der $\gamma\gamma$ -Kopplung erscheinen somit beide Interpretationen, entweder $f_1(1420)$ oder $f_1(1530)$ als f'_1 , prinzipiell möglich. Jedenfalls ergibt sich die Schwierigkeit, daß ein 1^{++} -Zustand überzählig ist. Erklärungen mit exotischen Zuständen, z.B. die Hypothese des $f_1(1420)$ als 4-Quark Zustand [95,58] oder die Auffassung von $f_1(1420)$ und $f_1(1530)$ als gleichmäßig gemischte Zustände einer $1^{++} q\bar{q}$ (hauptsächlich $s\bar{s}$) und einer Gluonium-Komponente [110], können hier nicht weiter untersucht werden, da keine definitiven Vorhersagen über deren $\gamma\gamma$ -Kopplungen vorliegen.

Die Interpretation des in $\gamma\gamma^*$ -Reaktionen beobachteten Zustands $X(1420)$ als $J^{PC} = 1^{-+} q\bar{q}g$ Hybrid wird von Chanowitz bevorzugt [20]. Die Möglichkeit negativer Parität, die das $X(1420)$ eindeutig als exotischen Zustand identifizieren würde, ist in den vorhergehenden Abschnitten untersucht worden. Als Ergebnis zeigt sich, daß alle beobachteten Eigenschaften des $X(1420)$ konsistent mit positiver Parität sind; folglich gibt es keine Evidenz für die Annahme negativer Parität. Da jedoch über den Produktionsmechanismus $\gamma\gamma^* \rightarrow q\bar{q}g$ einer $J^{PC} = 1^{-+}$ -Resonanz theoretisch wenig bekannt ist, kann nicht ausgeschlossen werden, daß die Erzeugung mit Helizität 1 unterdrückt ist; in diesem Fall könnten die Beobachtungen auch durch eine $J^{PC} = 1^{-+}$ -Resonanz erklärt werden.

6.4 Zusammenfassung

Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K \pi$ wurde im *no-tag* und *single-tag* Modus untersucht. Die *no-tag* Analyse zeigt keinen Hinweis auf Resonanzzeugung, sondern der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 \bar{K} \pi)$ fällt kontinuierlich von 9 nb bei $W_{\gamma\gamma} = 2 \text{ GeV}$ auf 1 nb bei $W_{\gamma\gamma} = 4 \text{ GeV}$ ab. Aus dem Fehlen eines η_c -Signals resultiert die obere Grenze:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} \cdot B(\eta_c \rightarrow K_S^0 K \pi) < 0.21 \text{ keV} \quad (95\% \text{ c.l.})$$

die sich auf die $\gamma\gamma$ -Breite zu $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} < 12 \text{ keV}$ überträgt. Gleichfalls zeigt sich kein Hinweis auf die Erzeugung des Gluonium-Kandidaten $\eta(1440)$, für den die Grenze

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta(1440)} \cdot B(\eta(1440) \rightarrow K \bar{K} \pi) < 1.2 \text{ keV} \quad (95\% \text{ c.l.})$$

gesetzt wird. Die kleine $\gamma\gamma$ -Kopplung des $\eta(1440)$ ist mit der starken Gluon-Gluon-Kopplung zu vergleichen, was durch die Relation der *Stickiness* der Pseudoskalare ausgedrückt wird:

$$S_\eta : S_{\eta'} : S_{\eta(1440)} = 1 : 4 : > 80$$

Die große *Stickiness* des $\eta(1440)$ unterstützt prinzipiell die Gluonium-Hypothese.

In der *single-tag* Reaktion $\gamma\gamma^* \rightarrow K_S^0 K \pi$ wird die Erzeugung einer vorläufig mit $X(1420)$ bezeichneten Resonanz beobachtet. Aus der Tatsache, daß das $X(1420)$ nur erzeugt wird, wenn eines der Photonen stark virtuell ist, läßt sich auf Spin 1 schließen. Masse, Breite und der dominante $K^* K$ -Zerfallsmodus befinden sich in guter Übereinstimmung mit den Eigenschaften des $f_1(1420)$. Die $\gamma\gamma$ -Kopplungsstärke $\bar{\Gamma}$ wird im Rahmen eines für Spin 1 Mesonen anwendbaren Modells bestimmt zu:

$$\begin{aligned} \bar{\Gamma} \cdot B(X \rightarrow K \bar{K} \pi) &= 3.0 \pm 0.9 \pm 0.7 \text{ keV} && \rho - \text{Formfaktor} \\ \bar{\Gamma} \cdot B(X \rightarrow K \bar{K} \pi) &= 1.4 \pm 0.4 \pm 0.3 \text{ keV} && \phi - \text{Formfaktor} \end{aligned}$$

In einer modellunabhängigen Darstellung wurden die für die Formfaktoren $F_{LT\text{eff}}$ und F_{TT0} erlaubten Bereiche angegeben und durch die Analyse von Zerfallswinkelverteilungen eingeschränkt. Für einen $J^P = 1^+$ -Zustand zeigen sich die Resultate konsistent mit der generell erwarteten dominanten LT -Produktion bei kleinen Q^2 ; bei Annahme negativer Parität wird diese Eigenschaft nicht beobachtet, so daß für die $J^P = 1^-$ -Hypothese eine Unterdrückung der LT -Produktion vorausgesetzt werden müßte. Unter dieser Voraussetzung können die Beobachtungen auch durch einen exotischen $J^{PC} = 1^{-+}$ -Zustand erklärt werden.

Die beobachteten Eigenschaften des $X(1420)$ sind verträglich mit der Gleichsetzung mit dem $f_1(1420)$; der aus den $\gamma\gamma$ -Kopplungen abgeleitete $SU(3)$ -Mischungswinkel $\vartheta = 56.5_{-3.3}^{+5.0}^\circ$ ist in guter Übereinstimmung mit dem Resultat der GMO-Massenformel $\vartheta = 59^\circ \pm 10^\circ$ und die Interpretation des $X(1420)$ als zweitem Isoskalar neben dem $f_1(1285)$ im 1^{++} -Nonett daher konsistent. Andererseits kann aus der oberen Grenze $\bar{\Gamma} \cdot B(f_1(1530) \rightarrow K \bar{K} \pi) < 1.7 \text{ keV}$ (ρ -Formfaktor, $< 0.9 \text{ keV}$ für einen ϕ -Formfaktor) die alternative Interpretation des $f_1(1530)$ als 1^{++} -Nonett-Zustand nicht ausgeschlossen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] H.Kolanoski, Springer Tracts in Modern Physics, Vol.105, 1984
- [2] CELLO Collaboration, H.J.Behrend et al., DESY 88-149, zur Veröffentlichung in Z.Phys. C eingereicht
- [3] M.Feindt, Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shores, Israel, 1988, World Scientific
- [4] J.Ahme, Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shores, Israel, 1988, World Scientific
- [5] V.M.Budnev, I.F.Ginzburg, G.V.Meledin, V.G.Serbo, Phys.Rep. **15C** (1975),181
- [6] C.F.v.Weizsäcker, Z.Phys.(1934), 612
E.Williams, Kgl. Danske Videnskap Selskap, Mat.-Fiz.Med. No.13(1935)
- [7] F.E.Low, Phys.Rev. **120** (1960) 582
- [8] Review of Particle Properties, Particle Data Group, Phys.Lett. **170B** (1986)
- [9] M.Poppe, Int. J. Mod. Phys. **1** (1986) 545
- [10] C.N. Yang, Phys.Rev. **77** (1950) 242
- [11] G.Köpp,P.Zerwas,T.Walsh, Nucl.Phys. **70** (1974) 461
- [12] H.Pilkuhn, in Landolt-Börnstein, New Series, Vol. 6, Springer 1972
- [13] R.N.Cahn, "Twos in Two-Photon Physics" Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shores, Israel, 1988, World Scientific
- [14] R.N. Cahn, Phys.Rev. **D35** (1987) 3342
- [15] PLUTO-Collaboration, Ch. Berger et al., Phys.Lett. **B142** (1984) 125
- [16] TPC/ $\gamma\gamma$ Collaboration, H. Aihara et al., Phys. Rev. **D35** (1987) 2650
- [17] F.M.Renard, Nuovo Cimento **80A** (1984)
- [18] TPC/ $\gamma\gamma$ Collaboration, H. Aihara et al., Phys.Rev. **D38** (1988) 1
- [19] MARK II Collaboration., G. Gidal et al., Phys.Rev.Lett. **59** (1987) 2016
- [20] M.S.Chanowitz, Phys.Lett. **B187** (1987) 409

- [21] J.M.Blatt, V.Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley, New York, 1952
Siehe auch [12]
- [22] H.Krasemann, J.Vermaseren, Nucl.Phys. **B184** (1981) 269
- [23] B.Schrempp et al., Phys.Lett. **B36** (1971) 463
- [24] P.Grassberger, P. Kögerler, Nucl. Phys. **106B** (1976) 451
- [25] M.Feindt, Dissertation, Hamburg 1988
- [26] Crystal Ball Collaboration, D. Antreasyan et al., Phys.Rev. **D33** (1986) 1847
- [27] PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al., Phys.Lett. **B149** (1984) 427
- [28] G.Gidal, Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shores, Israel, 1988, World Scientific
- [29] J.Olsson, Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shores, Israel, 1988, World Scientific
- [30] H. Marsiske, Dissertation Hamburg, DESY-F31-88-02 (1988)
H.Marsiske, Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shores, Israel, 1988, World Scientific
- [31] DELCO-Collaboration, A. Courau et al., Phys.Lett. **B147** (1984) 227
R.P.Johnson, *Ph.D. Thesis*, Stanford, SLAC-294
- [32] PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al., Z. Phys., **C37** (1988) 329
- [33] S.Brodsky, P.Lepage, Phys.Rev. **D24** (1981) 1808
- [34] D.Faiman et al., Phys.Lett. **B59** (1975) 269
H.J.Lipkin, Nucl.Phys. **B7** (1968) 321 und Phys.Rev. **176** (1968) 1709
- [35] TASSO Collaboration, M.Althoff et al., Phys.Lett., **B121** (1982) 216 und Z.Phys. **C29** (1985) 189
- [36] M.Gell-Mann, Phys.Rev. **125** (1962) 1067
S.Okubo, Progr.Theo.Phys. (Kyoto) **27** (1962) 949
- [37] M. Chanowitz, Proc. VIth International Workshop on Photon Photon Collisions, Lake Tahoe, USA, ed. R. Lander (World Scientific, Singapore, 1985)
- [38] F.M.Renard, *Basics of Electron Positron Collisions*, Editions Frontières, Gif sur Yvette 1981
- [39] J.J. Aubert et al., Phys.Rev.Lett. **33** (1974) 1404
J. Augustin et al., Phys.Rev.Lett. **33** (1974) 1406
- [40] G. Eigen, Invited talk at the Int. School of Physics with Low Energy Antiprotons, Erice, Sicily (1987), CALT-68-1483

- [41] S.Godfrey, N.Isgur, Phys.Rev. **D32** (1985) 189
- [42] S.Okubo, Phys.Lett. **5** (1963) 165; G.Zweig, CERN Preprints CERN-TH-401,402,412 (1964); J.Izuka, Prog. Theor. Phys. Suppl. **37-38** (1966) 21
- [43] F.Close, An Introduction to Quarks and Partons (Academic Press, New York, 1978), Chapter 16
- [44] R.Barbieri, Nucl. Phys. **B154** (1979) 535
S.Brodsky, P.Lepage, Phys. Rev. **D28** (1983) 228
- [45] R.Kirschner, A.Schiller, Z.Phys. **C16** (1982) 141
- [46] D.Silverman, H.Yao, Phys.Rev. **D36** (1987) 3392
- [47] H.J.Lipkin, Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shores, Israel, 1988, World Scientific
- [48] F.Close, Rept. Prog. Phys. **51** (1988) 833
- [49] Crystall Ball Coll., H.Marsiske, Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shores, Israel, 1988, World Scientific
- [50] A.Lundin, H.Snellman., Phys.Lett. **B202** (1988) 251
- [51] M.Chanowitz, S.Sharpe, Nucl.Phys. **B222** (1983) 211
- [52] T.Barnes, F.Close, Nucl.Phys. **B224** (1983) 241
- [53] N.Isgur et al., Phys.Rev.Lett. **54** (1985) 869
- [54] J.F.Donoghue et al., Phys.Lett. **B99** (1981) 416
- [55] R.J.Jaffe, Phys.Rev. **D15** (1977) 267
- [56] N.N.Achasov et al., Z.Phys. **C16** (1982) 55
- [57] J.Weinstein, N.Isgur, Phys.Rev.Lett. **48** (1982) 659; Phys.Rev. **D27** (1983) 588
- [58] R.S.Longacre, 1988, Zur Veröffentlichung in Phys.Rev. D eingereicht
- [59] M.Feindt, *The Partial Wave Analysis Formalism for $\gamma\gamma$ Interactions in e^+e^- Reactions*, in Vorbereitung
- [60] S.M.Flatté, Phys.Lett. **B63** (1976) 224
- [61] A.C.Irving, Phys.Lett. **B70** (1977) 217
- [62] S.L. Wu, DESY 84-028, 1984
- [63] Siehe [62] und Referenzen darin.
- [64] CELLO Coll., M.J.Schachter et al., DESY 80-128, 1980

- [65] J. Harjes, Diplomarbeit, Hamburg, Interner Bericht DESY F14-87-06, 1987
- [66] H.J.Behrend et al., Phys. Scrip. **23** (1981) 610
- [67] O.Podobrin, CELLO Coll., private Mitteilung. Die Auflösungen wurden aus den Residuenverteilungen der Kammern bestimmt.
- [68] B.Sack, Diplomarbeit, Hamburg, 1984
- [69] V.Blobel, *Conles - Program package for constrained least square fits*, Programm-beschreibung, unveröffentlicht
- [70] H.J. Behrend, Computer Physics Comm. **22** (1981) 365
- [71] G.Franke, *The CELLO event Filter Program*, CELLO- Note D035, 1985, un-veröffentlicht
- [72] J.Harjes, Dissertation, Hamburg, in Vorbereitung
- [73] M.Feindt, *DST Select Job 1986*, CELLO Note D042, unveröffentlicht
- [74] W.d.Boer, M.Iacovacci, CELLO Note R02, unveröffentlicht
S.Scholz, CELLO Note M185, unveröffentlicht
- [75] EGS: R.L.Ford, W.R.Nelson, SLAC-210, 1978
HETC: RISC Comp. Code Collection, Oak Ridge Nat. Lab., CCC-178
- [76] M.Feindt, *XFIT - Maximum-Likelihood Fit für beliebige Resonanzmodelle an Zwei-Körper- Reaktionen*, Programm-beschreibung, unveröffentlicht
Siehe auch [25]
- [77] Benutzt wurde das Programm MLFITA von V.Blobel
- [78] V.Blobel, *FITPAIR, V^0 -Kandidaten-Suche und Fit an die V^0 -Hypothese*, Pro-grammbeschreibung, unveröffentlicht
- [79] LASS Collaboration, D.Aston et al., Nucl.Phys. **B301** (1988) 525
- [80] MARK II Collaboration, G. Gidal et al., Proc. VIIth International Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris 1986
- [81] TPC/ 2γ Collaboration, H. Aihara et al., Phys.Rev.Lett. **57** (1986) 404
- [82] DELCO-Collaboration, A. Courau et al., Phys.Lett. **147B** (1984) 227
R.P.Johnson, *Ph.D. Thesis*, Stanford, SLAC-294
- [83] ARGUS Collaboration, J.Nilsson, Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shores, Israel, 1988, World Scientific
- [84] J.Olsson, Proc. 1987 International Symposium on Lepton and Photon Interacti-
ons at High Energies, Hamburg, DESY Report 87-136
- [85] LASS Collaboration, D.Aston et al., Phys.Lett. **201** (1988) 573

- [86] G.P.Yost, *Lectures on Probability and Statistics*, Berkeley Preprint LBL-16993 Rev., June 1985
- [87] L.Köpke, N.Wermes, CERN-EP/88-93 (1988), zur Veröffentlichung in Phys.Rep. eingereicht
- [88] D.Hitlin, BNL Workshop on Glueballs, Hybrids and Exotic Hadrons, Upton, New York, 1988, to be published in the proceedings
- [89] MARK-III Collaboration, R.N.Baltrusaitis et al., Phys.Rev.Lett. **56** (1986) 107
- [90] DM2 Collaboration, J.E.Augustin et al., Phys.Rev.Lett. **60** (1988) 2238
- [91] PLUTO Collaboration, Ch.Berger et al., Phys.Lett. **167B** (1986) 120
- [92] TPC/2 γ Collaboration, H.Aihara et al., Phys.Rev.Lett. **57** (1986) 51
- [93] C.Dionisi et al., Nucl.Phys. **B169** (1980) 1;
T.A.Armstrong et al., Z.Phys. **C34** (1987) 23
- [94] P.Baillon et al., Nuovo Cimento **50A** (1967) 393;
S.U.Chung et al., Phys.Rev.Lett. **55** (1985) 779;
A.Ando et al., Phys.Rev.Lett. **57** (1986) 1296
- [95] D.Caldwell, Mod.Phys.Lett. **A2** (1987) 771
- [96] A.Buijs, Dissertation, Universität Utrecht,(1986), unveröffentlicht
- [97] V.Mertens, Dissertation, Universität Bonn, Bonn IR-87-07 (1987)
- [98] JADE Coll., presented by P. Hill, Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energies, Uppsala, Sweden, 1987
- [99] A. Blinov et al., Novosibirsk preprint 86-107, 1986
- [100] TASSO Collaboration, preprint DESY 88-050
- [101] MARK II Coll., Presented by G. Gidal, Proc. 23rd Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, 1986
- [102] TPC/ $\gamma\gamma$ Coll., H. Aihara et al., Phys.Rev.Lett. **60** (1988) 2355
- [103] C. Baglin et al., Phys.Lett. **187B** (1987) 191
- [104] MARK II Coll., G. Gidal et al., Phys.Rev.Lett. **59** (1987) 2012
- [105] G. Gidal, LBL-25532, Siehe auch [28]
- [106] J. Weinstein, UTPT-86-27
- [107] Siehe z.B. Eadie et al., *Statistical Methods in Experimental Physics*
- [108] B.Diekmann, CERN-EP-/86-112 (1986)
- [109] C.Daum et al., Nucl.Phys. **B187** (1981) 1
- [110] Sh.S.Eremyan, A.E.Nazaryan, preprint YERPHI-1091(54)-88 (1988)

Danksagung

An dieser Stelle sei zunächst allen Mitgliedern der CELLO Kollaboration gedankt, deren Mitarbeit die Durchführung des Experiments möglich machte.

Besonders möchte ich Prof. Dr. H. Spitzer für die Vorraussetzungen weitgehend unabhängiger Forschungstätigkeit und die Möglichkeiten, an Schulen und Konferenzen teilzunehmen, danken. Wesentlichen Anteil bei der Lösung vieler Probleme, insbesondere auf dem Gebiet der Programmentwicklung, hatte die gute Zusammenarbeit in der 2-Photon-Gruppe von F14; für die auch bei intensiver Arbeit gute und anregende Atmosphäre sei hier den Herren Dipl.Phys. H. Fenner, J. Harjes, J.H. Peters und besonders Dipl.Phys. M. Feindt als Ratgeber in vielen Diskussionen gedankt.

Herzlicher Dank gilt meinen Eltern für die vielfältige Unterstützung während des Studiums; mit besonderer Dankbarkeit gedenke ich hier meiner Mutter, die wenige Wochen vor Abschluß der Arbeit gestorben ist.

