

Internal Report  
DESY F33-87-01  
September 1987

MEASUREMENT AND ANALYSIS OF THE REACTION

$\Upsilon\Upsilon \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  WITH PLUTO

by

Hermann Müller

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang	26. NOV. 1987	
Accessions		
Leihfrist:	/	
Loan period		

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

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

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

Messung und Analyse der Reaktion

$\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  mit PLUTO

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität-Gesamthochschule Siegen

vorgelegt von  
Hermann Müller

Siegen, Juni 1987

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. C. Grupen  
Prof. Dr. S. Brandt

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. S. Brandt  
Prof. Dr. H. D. Dahmen  
Prof. Dr. C. Grupen

Datum der Disputation: 14.7.1987

Are there not other original Properties of the Rays of Light,  
besides those already described?

Newton, Opticks

Für meine Eltern

Abstract

This thesis reports on the measurement of the production of four charged pions in photon-photon interactions in the invariant mass range  $1.0 \leq W \leq 3.2$  GeV for  $0.1 \leq Q^2 \leq 16$  GeV<sup>2</sup>. For  $1.2 \text{ GeV} \leq W \leq 1.7$  GeV the process is dominated by  $\rho^0\rho^0$  production, whose cross-section is already high below the nominal  $\rho^0\rho^0$  threshold. The data are well described by an incoherent sum of the subprocesses  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ ,  $\rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ ,  $\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  with isotropic production and decay. The  $Q^2$ -dependence of the cross-section is best accounted for by a simple rho-pole formfactor. A spin-parity analysis of the  $\rho^0\rho^0$ -system suggests that it may be produced via an intermediate state with quantum numbers  $J^P=2^+$ , although  $0^+$  cannot be excluded at  $W \leq 1.4$  GeV. Negative parity states can be ruled out.

Inhaltsverzeichnis

		<u>Seite</u>			<u>Seite</u>
			IV.II.III	Das Vorwärtsspektrometer	46
I.	<u>Einleitung</u>	1	IV.II.III.I	Das Impulsspektrometer	48
II.	<u>Motivation</u>	6	IV.II.III.II	Der Kleinwinkel-Schauerzähler SAT	49
III.	<u>Theoretische Beschreibung der Zwei Photon-Reaktion</u>	11	IV.II.III.III	Der Großwinkel-Schauerzähler LAT	52
III.I	Kinematik und allgemeine Eigen- schaften	11	IV.II.IV	Teilchenidentifikation mit PLUTO	55
III.II	Tagging	15	IV.III	Messung der Luminosität	56
III.III	Photon Photon-Wirkungsquerschnitt und Luminositätsfunktion	17	IV.IV	Der Trigger	58
III.IV	Strahlungskorrekturen	25	IV.V	Datenaufbereitung und Filter	65
III.V	Vektor-Dominanz Modelle	26	V.	<u>Datenselektion</u>	70
IV.	<u>Meßapparatur und Meßmethode</u>	33	V.I	Selektion des Vier-Pion-Endzu- standes	71
IV.I	Der Speicherring PETRA	33	V.I.I	Abtrennung von Zwei Photon- Ereignissen	71
IV.II	Der Detektor PLUTO	35	V.I.II	Akzeptanzkriterien für Einzel- spuren	72
IV.II.I	Das PLUTO-Koordinatensystem	37	V.I.III	Akzeptanzkriterien für Ereignisse	77
IV.II.II	Der Zentraldetektor	39	V.II	Untergrund-Reaktionen I: Beiträge aus Maschinenbetrieb und kosmi- scher Strahlung	84
IV.II.II.I	Der Innendetektor	39	V.III	Untergrund-Reaktionen II: Beiträge aus der $e^+e^-$ -Physik	87
IV.II.II.II	Die Schauerzähler Barrel und Endcap	42			

	<u>Seite</u>		<u>Seite</u>		
V.IV	Untergrund-Reaktionen III: Beiträge von nicht Pion-Spuren	93	VII.I	Pion-Pion-Massenkombination und Evidenz für $f^0 f^0$ -Paarproduktion	134
V.V	Der exklusive Endzustand $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	96	VII.II	Die relativen Beiträge von $f^0 f^0$ , $f^0 \pi^+ \pi^-$ und $\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ am Vier Pion-Endzustand	141
VI.	<u>Monte Carlo-Simulationen</u>	101	VII.III	Die NO TAG-Wirkungsquerschnitte für $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ und $\gamma\gamma \rightarrow f^0 f^0$	150
VI.I	Der Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt und Zählrate	102	VII.IV	Die SINGLE TAG-Wirkungsquerschnitte für $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ und $\gamma\gamma \rightarrow f^0 f^0$	154
VI.II	Monte Carlo-Ereignisgeneration	104	VII.V	Konsistenz-Check und Rekonstruktion von Winkelverteilungen	157
VI.II.I	Monte Carlo-Integration und Vierervektor-Erzeugung	104	VIII.	<u>Ergebnisse der Spin-Paritäts-Analyse für die NO TAG-Daten</u>	163
VI.II.II	Phasenraumgeneration und Modellannahmen	107	VIII.I	Zustände von verschiedenem Spin und Parität im Kanal $\gamma\gamma \rightarrow f^0 f^0$	163
VI.III	Simulation der Detektorakzeptanz	111	VIII.II	Maximum-Likelihood-Anpassungsrechnungen und Wirkungsquerschnitte mit nicht-isotropen Monte Carlo-Modellen	169
VI.III.I	Detektorsimulator	112	VIII.III	Weitere Analyseschritte mit nicht-isotropen Monte Carlo-Modellen	177
VI.III.II	Korrekturen auf hadronische Reaktionen	114	VIII.IV	Diskussion der systematischen Unsicherheiten in der Analyse des Vier Pion-Endzustandes	182
VI.III.III	Triggeranalyse	116	IX.	<u>Wirkungsquerschnitt-Vergleiche mit Experiment und Theorie</u>	185
VI.IV	Analyse der Monte Carlo-Ereignisse	120			
VI.IV.I	Berechnung der Akzeptanz	121			
VI.IV.II	Rekonstruktion experimenteller Verteilungen und Detektorauflösungen	127			
VII.	<u>Diskussion der Ergebnisse aus der NO TAG- und SINGLE TAG-Analyse</u>	134			

I. Einleitung

	<u>Seite</u>
IX.I Vergleich der PLUTO-Ergebnisse mit Messungen anderer Experimente	185
IX.II Diskussion einiger Modellvorstellungen über den Kanal $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ und ihr Vergleich mit experimentellen Resultaten	191
X. <u>Interpretation und Zusammenfassung</u>	201
X.I Status der Untersuchung des Vier Pion-Endzustandes in Zwei Photon-Reaktionen	201
X.II Zusammenfassung der PLUTO-Ergebnisse	207
Abbildungsverzeichnis	209
Tabellenverzeichnis	216
Literaturverzeichnis	219
Danksagung	
Lebenslauf	

Eine Photon Photon-Wechselwirkung, oder die Streuung von Licht an Licht, ist nach den Vorstellungen der klassischen Physik nicht möglich. Die Maxwell'schen Gleichungen beschreiben, wie sich zwei elektromagnetische Wellen nur unter Ausbildung eines Interferenzmusters in ihrem Kreuzungsbereich durchdringen, ohne sich gegenseitig zu beeinflussen.

Durch die Entwicklung der Quantenmechanik zu Beginn dieses Jahrhunderts erwartet man Abweichungen von diesem einfachen Bild des Superpositionsprinzips. Im Rahmen der Unschärferelation sind kurzzeitige Fluktuationen von Photonen, beispielsweise in Paare von geladenen Teilchen, erlaubt. Die Wechselwirkung zwischen diesen virtuellen Zuständen wird als Licht-Licht-Streuung interpretiert. Sie kann der Auslösemechanismus für die Erzeugung eines Systems mit realen Teilchen sein, deren Nachweis die Untersuchung bestimmter Eigenschaften des Photon Photon-Prozesses gestattet.

Eine erste experimentelle Untersuchung über die Wechselwirkung zwischen zwei Photonen wurde bereits 1930 von Hughes und Jaunecy versucht (HUG30). Dieser frühe Versuch, eine Streuung an den reellen Photonen des Sonnenlichtes zu beobachten, schlug allerdings fehl. Er resultierte immerhin in einer Obergrenze für den Streuquerschnitt niederenergetischer Photonen von  $3 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ .

Theoretische Berechnungen über Zwei Photon-Wechselwirkungen wurden zum erstenmal 1934 von Breit und Wheeler durchgeführt (BRE34). Sie ermittelten den Wirkungsquerschnitt für elastische Photon Photon-Streuung auf der Grundlage eines besonderen "Elektron-Box"-Diagramms und erhielten für den sichtbaren Frequenzbereich ein Ergebnis von ca.  $10^{-70} \text{ cm}^2$  - weit unterhalb der Grenzen experimenteller Beobachtbarkeit.

Immerhin zeigten aber schon die in dieser Zeit vorhergesagten und später auch beobachteten Prozesse der  $e^+e^-$ -Paarbildung (BET34), des Primakoff-Effektes und der Delbrück-Streuung

(DEL33, BER58), daß es eine Wechselwirkung von Photonen mit dem statischen Feld von Kernen gibt.

Die Möglichkeit, Photon Photon-Streuexperimente mit  $e^+e^-$ -Speicherringen, die um 1960 aufkamen, durchzuführen, wurde von Low (LOW60) zur Messung der  $\gamma\gamma$ -Breite des  $\pi^0$  vorgeschlagen. Bald danach schon gab es erste theoretische Vorhersagen für den Prozeß der Pion-Paar-Erzeugung durch zwei Photonen. (CAL60).

Heute stellen Photon Photon-Reaktionen ein weites Forschungsgebiet im Rahmen der Elementarteilchenphysik dar. Dabei benutzt man die in Speicherringen umlaufenden Elektronen und Positronen als Quelle hochenergetischer Photonen. Das elektromagnetische Feld eines relativistischen geladenen Teilchens ist als eine Wolke sich parallel bewegendes virtueller Photonen darstellbar. Beim Durchdringen der Teilchenbündel kann nun die Photon Photon-Wechselwirkung  $\gamma\gamma \rightarrow X$  über den Prozeß

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \gamma\gamma \rightarrow e^+e^- + X \quad (1.1)$$

erfolgen, wobei ein Elektron und Positron (die in dieser Arbeit häufig mit dem eigentlich viel umfassenderen Begriff "Leptonen" bezeichnet werden) zwei raumartige Photonen abstrahlen, die miteinander wechselwirken und einen Endzustand X erzeugen. Der charakteristische Feynman-Graph einer solchen Reaktion ist in Abb. 1.1a dargestellt.

Abb. 1.1b zeigt den Graph der Ein Photon-Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow X \quad (1.2)$$

die zunächst alleine im Hauptinteresse der  $e^+e^-$ -Speicherringphysik gestanden hat. Dabei vernichten sich (annihilieren) die einlaufenden Teilchen zu einem zeitartigen virtuellen Photon, das im Laborsystem ruht und einen leptonischen oder hadronischen Endzustand X erzeugt.

Von diesen Elektron-Positron-Vernichtungsprozessen unterscheiden sich Photon Photon-Reaktionen in folgender Weise:

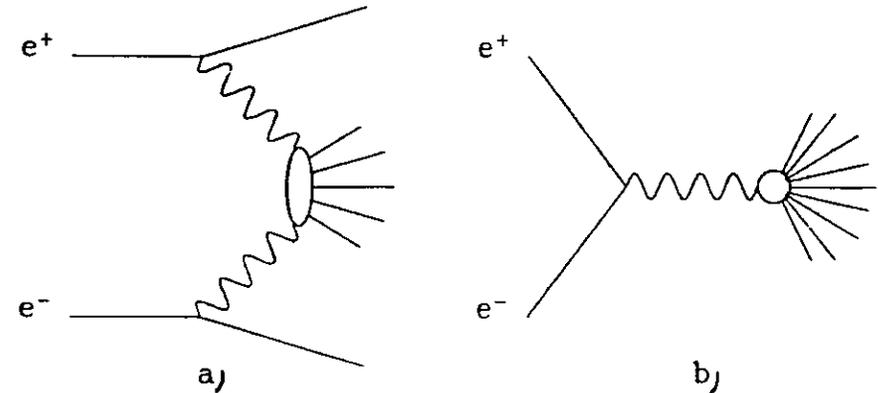


Abb. 1.1: Feynman-Diagramm für  
 a den  $2\gamma$ -Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$   
 b die Ein Photon-Vernichtungsreaktion  $e^+e^- \rightarrow X$

Im Vernichtungsprozeß wird stets ein Endzustand mit Spin und Parität  $J^{PC} = 1^{--}$  und einer invarianten Masse von  $2 E_b = \sqrt{s}$  ( $E_b$  = Strahlenergie) erzeugt. Das von den beiden Photonen produzierte System X besitzt hingegen eine positive C-Parität. Gesamtdrehimpuls und Parität sind aber nicht fest vorgegeben. Die invariante Masse W des Zwei Photon-Endzustandes wird in einem kontinuierlichen Spektrum vorwiegend bei kleinen Energien erzeugt.

Der Wirkungsquerschnitt der Photon-Photon-Reaktion (1.2) ist gegenüber dem Vernichtungsprozeß (1.3) um zwei Ordnungen in  $\alpha = e^2/\hbar c$  untersetzt. Da aber der Wirkungsquerschnitt des  $2\gamma$ -Prozesses auf Grund der Energieabhängigkeit des Photonflusses mit der Strahlenergie  $E_b$  proportional zu  $(\ln E_b/m_e)^2$  wächst, während der Wirkungsquerschnitt der  $e^+e^-$ -Vernichtung wegen des

Photonpropagators mit  $1/E_D^2$  abfällt, ist die Rate der Photon Photon-Ereignisse bei einigen GeV Strahlenergie bereits in der gleichen Größenordnung wie die der  $1\gamma$ -Ereignisse.

In  $\gamma\gamma$ -Prozessen können leptonische und hadronische Endzustände erzeugt werden. Die bisherigen experimentellen und theoretischen Forschungen auf diesem Gebiet umfassen die folgenden Schwerpunkte:

- \* exklusive Endzustände, das sind Reaktionen, für die die genaue Teilchenzusammensetzung des produzierten Systems bekannt ist. Hierzu gehören
  - Prozesse der Quantenelektrodynamik (QED) wie  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$   
Sie ermöglichen einen Test der QED bis zur vierten Ordnung in der Kopplungskonstanten  $\alpha$
  - die exklusive Anregung von Resonanzen mit positiver Ladungskonjugation (C=+1), z.B.  $\gamma\gamma \rightarrow \eta, \eta', f_0, f', A_2, \dots$   
Die Erzeugungsrate dieser Teilchen dient u.a. zur Messung der partiellen  $\gamma\gamma$ -Resonanzbreite
  - nicht-resonante exklusive hadronische Endzustände wie  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0, \pi^+\pi^-, K^+K^-, p\bar{p}, \dots$
- \* inklusive Hadronproduktion. Hier ist über den Endzustand lediglich bekannt, daß er Hadronen enthält. Die Untersuchungen beschäftigen sich mit
  - dem totalen Wirkungsquerschnitt für Hadronproduktion, der theoretische Modelle wie Vektordominanz und Quark-Parton-Modell unterstützt
  - der Messung der Photon-Strukturfunktion in tief inelastischer Elektron-Photon-Streuung. Sie gibt Anhaltspunkte für die punktförmige Kopplung virtueller Photonen an

Quarks in reellen Photonen und kann Theorien wie das Quark-Parton-Modell und die Quantenchromodynamik (QCD) testen

- der Struktur der hadronischen Endzustände mit hohem Transversalimpuls bezüglich der Photon Photon-Achse ( $P_\perp$ ), die Evidenz für die Existenz von 2-Jet-Ereignissen geben

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der exklusiven Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  im Hinblick auf  $\rho^0\rho^0$ -Paarproduktion. Von besonderer Bedeutung ist dabei nicht nur die Messung der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der  $\gamma\gamma$ -Energie und die Durchführung einer Spin-Paritäts-Analyse. Zusätzlich werden auch die Wirkungsquerschnitte als Funktion des Impulsübertragsquadrates eines Photons bestimmt, der aus der Messung von Energie und Winkel des zugehörigen Elektrons oder Positrons nach der Streuung berechnet wird.

II. Motivation

Vektormeson-Paarproduktion und besonders  $\rho^0\rho^0$ -Paarproduktion ist wohl das am wenigsten erforschte Gebiet in der Zwei Photon-Physik. "Der Wirkungsquerschnitt für die  $\rho^0\rho^0$ -Produktion, der zuerst von der TASSO-Kollaboration gemessen wurde (TAS80), weist eine starke "Überhöhung" in der Nähe der  $\rho^0\rho^0$ -Schwelle auf. Bis jetzt ist dies der einzige in Zwei Photon-Experimenten beobachtete Effekt, der nicht vorhergesagt worden ist, nicht einmal qualitativ" (KOL84). Dementsprechend hat diese Beobachtung eine Vielzahl experimenteller Aktivitäten und theoretischer Interpretationsversuche nach sich gezogen.

Zu Beginn der PLUTO-Analysearbeiten (1983) lagen weitere Messungen von der TASSO- und der MARKII-Kollaboration (TAS82, MAR81) sowie ein vorläufiges Ergebnis der CELLO-Kollaboration (CEL81) vor. Die Abbildung 2.1 zeigt die Wirkungsquerschnitte für die  $\rho^0\rho^0$ -Erzeugung von TASSO und CELLO zusammen mit einer von JADE (JAD83) gefundenen Obergrenze für den über den Isospin mit der  $\rho^0\rho^0$ -Erzeugung verknüpften Prozess  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ . Der Wirkungsquerschnitt für die  $\rho^0\rho^0$ -Produktion steigt bereits unterhalb der nominellen  $\rho^0\rho^0$ -Schwelle stark an, was auf die große Breite der  $\rho$ -Resonanz zurückgeführt werden kann, und erreicht Maximalwerte von mehr als 100 nb. Die  $\rho^+\rho^-$ -Erzeugung durch zwei Photonen erscheint demgegenüber stark unterdrückt, sie verläuft bei Werten unterhalb von 40 nb.

Von theoretischer Seite sollen zwei Zitate zum Stand der Interpretation angeführt werden:

"(...) Vier Quark-Resonanzproduktion kann alle Eigenschaften der Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$  beschreiben, sowohl qualitativ als auch quantitativ." (ACH85)

"Die Suche nach exotischen Erklärungen für die  $\gamma\gamma$ -Phänomene sollte über einem Untergrund von konventionellen Reaktionen durchgeführt werden. Nach unserer Einschätzung kann Faktorisierung als eine gute Abschätzung dieses Untergrundes dienen." (ALE85)

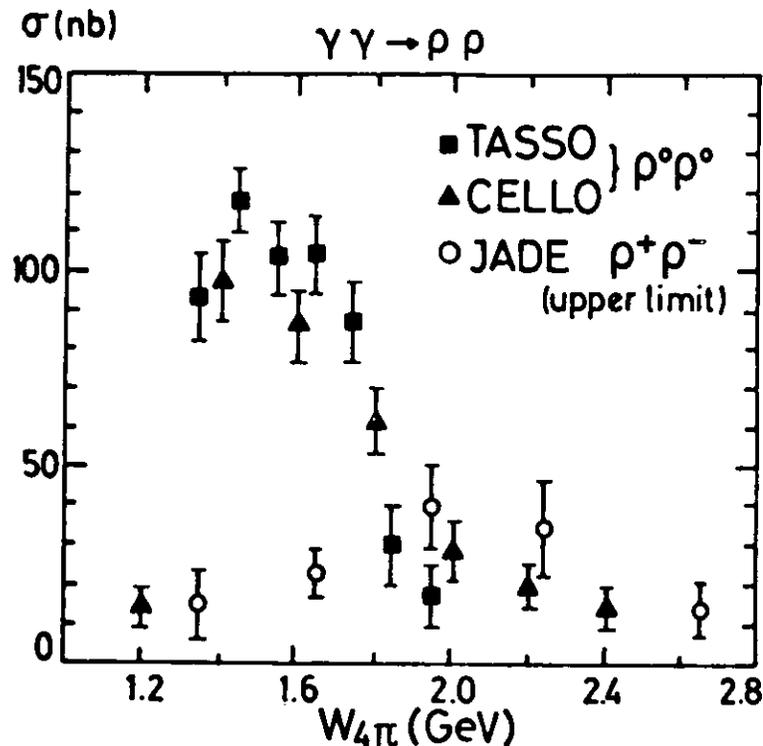


Abb. 2.1: Die NO TAG-Wirkungsquerschnitte für  $\rho^0\rho^0$ -Paarproduktion in Zwei Photon-Reaktionen von TASSO und CELLO, zusammen mit der JADE-Obergrenze für die  $\rho^+\rho^-$ -Erzeugung

Zum besseren Verständnis der Diskussion über den gemessenen  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt ist jedoch eine Bemerkung über die Bedeutung des Ausdrucks 'Überhöhung' angebracht (POP86). Die Verwendung dieses Begriffes in Zusammenhang mit  $\rho^0\rho^0$ -Produktion liegt in dem Unterschied im Wirkungsquerschnitt von mehr als einem Faktor fünf zwischen den erwähnten ersten Messungen und einer einfachen Vorhersage (WAG83) auf der Basis des Vektordominanz-Modells (VDM) begründet. Diese möglicherweise zu sehr vereinfachte VDM-Abschätzung geht von der Beziehung

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0) = \left( \frac{\pi\alpha}{Y_\rho^2} \right)^2 \left( \frac{p_\rho^*}{k_Y^*} \right)^2 \sigma(\rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0) \quad (2.1)$$

aus. Hierin bedeuten  $Y_\rho$  die Photon-Rho-Meson Kopplungskonstante ( $\pi\alpha/Y_\rho^2 = 2,85 \cdot 10^{-3}$ ), und  $p_\rho^*$  sowie  $k_Y^*$  die Impulse des  $\rho^0$ -Mesons und des Photons im Schwerpunktsystem. Mit Hilfe des Additiven Quark-Modells (AQM) läßt sich die  $\rho^0 \rho^0$ -Streuung mit der gemessenen  $pp$ -Streuung verknüpfen, man erhält danach einen asymptotischen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0) = \left( \frac{p_\rho^*}{k_Y^*} \right)^2 \cdot 34 \text{ nb} \quad (2.2)$$

Diese Abschätzung der  $\rho^0 \rho^0$ -Produktion gilt nun nur im Bereich hoher Schwerpunktsenergien,  $W \rightarrow \infty$ , während der diskutierte Unterschied in den Wirkungsquerschnitten gerade an der  $\rho^0 \rho^0$ -Schwelle auftritt. Der Ursprung des Begriffs "Überhöhung" kann somit eigentlich zurückgeführt werden auf ein gewisses Mißverständnis zwischen Theorie und Experiment. Deshalb erscheint die neutralere Formulierung "hoher Wirkungsquerschnitt" hier besser angebracht zu sein.

Trotzdem bleibt natürlich die Aufgabe bestehen, diesen hohen, fast resonanzförmig verlaufenden Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  (und eng damit verknüpft auch den der  $\rho^+ \rho^-$ -Produktion) zu erklären und zu verstehen. Hilfreich sein können dabei auch die Amplituden für die Erzeugung anderer Paare von Vektormesonen, jedoch ist deren experimentelle Bestimmung bislang nicht gelungen. Von der PLUTO- und der JADE-Kollaboration liegen lediglich obere Grenzen für die Produktion von  $\omega\omega$  und  $\rho^0\omega$  durch zwei Photonen vor (BER85, JAD83). Erst kürzlich wurde von der ARGUS-Gruppe eine Messung des Wirkungsquerschnittes  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  veröffentlicht (ARG86), und von TASSO gibt es obere Grenzen für die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \phi\phi^0$ ,  $\phi\phi$  (RON86).

Die Motivation für PLUTO, sich an der Analyse der Vektormeson-Paarproduktion, hier speziell der  $\rho^0 \rho^0$ -Paarproduktion, zu beteiligen, beruht auf vielen verschiedenen Fakten:

Zunächst besteht nach wie vor großes Interesse seitens der Theorie an dem Sachgebiet. Weiterhin ist die Bestätigung und auch die Ausweitung der bisher von vergleichbaren Experimenten erzielten Resultate von Wichtigkeit. Dazu kommt die gute Durchführbarkeit einer solchen Untersuchung mit dem zur Verfügung stehenden PLUTO-Detektor und den in der Meßperiode 1981/82 am Speicherring PETRA gewonnenen Daten. Das PLUTO-Experiment ist durch seine beiden Vorwärtsspektrometer besonders für die Untersuchung von Photon-Photon-Ereignissen ausgelegt. Insbesondere ist es in der Lage, die nach der Streuung auslaufenden Positronen und Elektronen bis hinunter zu ganz kleinen Polarwinkeln bezüglich der Strahlachse nachzuweisen und damit sozusagen die "Masse" (Impulsübertragsquadrat) des ausgetauschten virtuellen Photons zu bestimmen.

Das Ziel dieser Datenanalyse besteht somit nicht nur darin, den schon vorliegenden Wirkungsquerschnitt für die  $\rho^0 \rho^0$ -Paarzeugung im sogenannten NO TAG-Mode mit neueren und vielleicht besseren Daten zu überprüfen. Vielmehr soll auch untersucht werden, wie sich der Verlauf des Wirkungsquerschnittes bei deutlich von Null verschiedenen Impulsüberträgen ( $Q^2$ ) der Photonen fortsetzt, ob er auch in diesem ganz anderen kinematischen Bereich hohe Werte annimmt. Weiterhin kann mit diesen SINGLE TAG-Daten die Abhängigkeit der  $\rho^0 \rho^0$ -Produktion von  $Q^2$  selbst gemessen werden. Dies ermöglicht interessante Vergleiche mit vorliegenden Modellvorhersagen und bedeutet zusätzliche Informationen über den zu untersuchenden Prozeß. Schließlich erlaubt die hohe Zahl der zur Verfügung stehenden NO TAG-Ereignisse die Durchführung einer Spin-Paritätsanalyse, die möglicherweise Aufschluß über den Charakter einer im Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  vermuteten Resonanz geben kann.

Im Rahmen dieser Untersuchung läßt sich zusätzlich auch der totale Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von vier geladenen Pionen durch zwei Photonen bestimmen. Dieser setzt sich aus den Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ ,  $\rho^+ \pi^+ \pi^-$  und der nicht-resonanten

Produktion von vier Pionen,  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ , zusammen. Im Verlauf der Analyse muß daher auf die unterschiedliche Bedeutung der Bezeichnung  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  besonders geachtet werden. Für den Fall, daß lediglich die Teilreaktion des totalen Wirkungsquerschnittes betrachtet wird, kann diese mit der Bezeichnung nicht-resonante Erzeugung von vier Pionen (abgekürzt:  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  (NR)) versehen werden.

Die Beschreibung der Analyse des Vier Pion-Endzustandes in Photon Photon-Wechselwirkungen und der Ergebnisse von PLUTO ist in der vorliegenden Arbeit folgendermaßen gegliedert: Kapitel 3 beschreibt zunächst die Kinematik von Photon Photon-Prozessen, führt den differentiellen  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt sowie den Begriff der Luminositätsfunktion ein und stellt das Vektordominanz-Modell vor.

Im Kapitel 4 werden der Speicherring PETRA und der Detektor PLUTO, mit dem die Daten für die Untersuchungen gemessen wurden, erklärt. Außerdem werden die Datennahme und die Datenreduktion behandelt.

Die Selektion des Vier Pion-Endzustandes und die Bestimmung des verbleibenden Untergrundes in den selektierten Ereignissen wird im Kapitel 5 ausführlich diskutiert.

Das Kapitel 6 erläutert die vollständige Computersimulation der zu messenden Reaktion sowie die darin eingehenden Modelle zur Beschreibung der Daten.

Alle gemessenen Wirkungsquerschnitte (NO TAG, SINGLE TAG) werden in Kapitel 7 vorgestellt und diskutiert, nachdem die Methode zur Extraktion des  $f^0 f^0$ -Anteils an den Daten definiert worden ist.

Im Anschluß daran erklärt Kapitel 8 die Durchführung und die Ergebnisse der Spin-Paritäts-Analyse und gibt den systematischen Fehler der Untersuchung an.

Danach werden im Kapitel 9 die PLUTO-Meßergebnisse mit denen anderer Experimente sowie theoretischen Vorhersagen verglichen.

Abschließend enthält das Kapitel 10 eine Darstellung des gegenwärtigen Standes der Analyse von Vektormeson-Paarproduktionsmechanismen und eine Zusammenfassung der PLUTO-Ergebnisse.

### III. Theoretische Beschreibung der Zwei Photon-Reaktion

Das grundlegende Problem bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der  $\gamma\gamma$ -Reaktion liegt darin, daß nicht zwei in ihrer Kinematik genau festgelegte Teilchen miteinander wechselwirken, sondern zwei von den einlaufenden  $e^+$  und  $e^-$  abgestrahlte raumartige, virtuelle Photonen mit unterschiedlichen Energien.

Ziel dieses Kapitels ist es, eine allgemeine Einführung in die der Zwei Photon-Wechselwirkung zugrunde liegende Theorie zu geben. Im ersten Teil erfolgt dazu nach der Definition der Variablen eine Darstellung der besonderen kinematischen Verhältnisse des  $\gamma\gamma$ -Prozesses und der darin begründeten experimentellen Technik des "Tagging". Der zweite Teil beschäftigt sich mit der Formulierung des Wirkungsquerschnittes für die Reaktion

$$e^+e^- + e^+e^- X \tag{3.1}$$

und der Möglichkeit der Trennung zwischen der Erzeugung der Photonen und dem eigentlichen Photon Photon-Prozeß

$$\gamma\gamma + X \tag{3.2}$$

Abschließend wird dann noch das zur Beschreibung hadronischer  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen wichtige Modell der Vektordominanz ("VDM") vorgestellt.

#### III.I Kinematik und allgemeine Eigenschaften

Die kinematische Situation der Zwei Photon-Wechselwirkungen in der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$  ist in der Abbildung 3.1 dargestellt. Der Endzustand X kann dabei ein leptonischer oder hadronischer Teilchenzustand sein.

Folgende Vierervektoren werden zur Beschreibung der Wechselwirkung definiert ( $E_b$  steht für die Strahlenergie, s.u.):

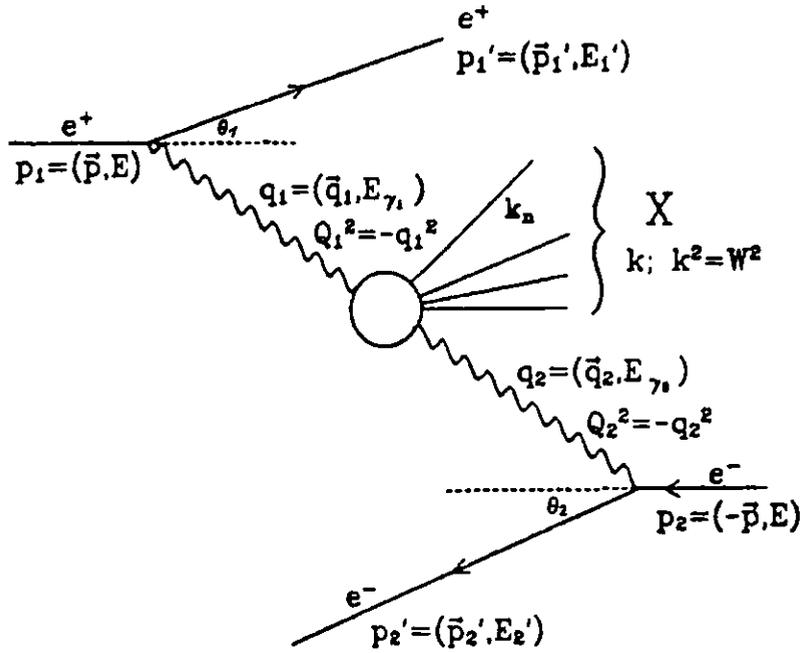


Abb. 3.1: Kinematik der Photon Photon-Reaktion

\*  $p_1 = (\vec{p}, E_b)$  und  $p_2 = (-\vec{p}, E_b)$  sind die Vierervektoren der entgegengesetzt einlaufenden Positronen und Elektronen, von denen jedes die Strahlenergie  $E_b$  besitzt

\*  $p_i' = (\vec{p}_i', E_i')$ ,  $i=1,2$  sind die Vierervektoren der gestreuten Positronen und Elektronen

Diese Vierervektoren bestimmen die Vierer-Impulse der virtuellen Photonen und damit auch den des Endzustandes X vollständig.

\*  $q_i = (p_i - p_i') = (q_i, E_{\gamma i})$ ,  $i=1,2$  bedeuten die Vierervektoren der von den Leptonen abgestrahlten virtuellen Photonen mit Energie  $E_{\gamma i} = E_b - E_i'$

\*  $k = (q_1 + q_2) = \sum k_i$  steht für den Vierervektor des erzeugten Systems X, das sich aus n Teilchen mit Impulsen  $k_i$ ,  $i=1, \dots, n$  zusammensetzt.

Die wichtigsten skalaren Variablen sind:

\*  $E_b$  = Strahlenergie des Speicherringes

\*  $s = (p_1 + p_2)^2 = 4E_b^2$  Quadrat der  $e^+e^-$  - Schwerpunktsenergie

\*  $\theta_i, \varphi_i$ ,  $i=1,2$  Streuwinkel (Polar- und Azimut-Winkel) der auslaufenden Leptonen aus ihrer ursprünglichen Richtung

\*  $Q^2 = -q_i^2$ ,  $i=1,2$  invariantes Massenquadrat des virtuellen Photons i  
Oft wird das Photon mit dem kleineren Impulsübertragsquadrat ("target photon") mit  $P^2 (= -q_i^2$ , statt  $Q^2)$  bezeichnet

\*  $W^2 = (q_1 + q_2)^2 = k^2$ .  $W$ , auch:  $W_{\gamma\gamma}$ , ist die invariante Masse des erzeugten  $\gamma\gamma$ -Systems X ( $=\gamma\gamma$ -Schwerpunktsenergie).

Die Kinematik der abgestrahlten Photonen wird aus den Größen des einlaufenden und auslaufenden Elektrons (Positrons) bestimmt:

$$* E_{\gamma i} = E_b - E_i' \quad (3.3)$$

$$Q_i^2 = -q_i^2 = -(p_i - p_i')^2$$

$$= 4 E_b E_i' \sin^2 \frac{\theta_i}{2} + m_e^2 \frac{E_{\gamma i}^2}{E_b E_i'} + O(m_e^2 \theta_i^2) \quad (3.4)$$

$$= E_b \cdot E_i' \cdot \theta_i^2 \quad (\theta_i \ll 1)$$

$$\begin{aligned}
 W^2 &= (q_1 + q_2)^2 \\
 &= 4 E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} - 2 E_1' E_2' (1 - \cos\theta_1 \cos\theta_2 - \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\varphi) \\
 &\approx 4 E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} \quad (\theta_1, \theta_2 \approx 0)
 \end{aligned}
 \tag{3.5}$$

( $\varphi$  ist der Winkel zwischen den Positron- und Elektron-Streuebenen)

Das Energiespektrum der abgestrahlten Photonen fällt proportional zu  $1/E_\gamma$  ab, da die Emission virtueller Photonen einen Bremsstrahlungs-Prozeß darstellt, und es werden deshalb in erster Linie niederenergetische Photonen erzeugt. Demzufolge besitzt der Endzustand X im allgemeinen nur einen kleinen Teil der gesamten  $e^+e^-$ -Schwerpunktenergie. Im Gegensatz zu den Ein Photon-Ereignissen, bei denen die entstandenen Teilchen immer die volle Energie  $\sqrt{s}$  haben (bei Vernachlässigung von Strahlungskorrekturen im Anfangszustand), liegt die invariante Masse der Zwei Photon-Ereignisse vorwiegend bei kleinen Energien W (N = Anzahl der Ereignisse):

$$\frac{dN}{dW} \sim \frac{1}{W} \ln \left( \frac{S}{W^2} \right)
 \tag{3.6}$$

Üblicherweise haben die beiden virtuellen Photonen wegen ihres Bremsstrahlungscharakters auch nicht die gleichen Energien. Dabei sind die  $\gamma\gamma$ -Reaktionen gekennzeichnet durch einen charakteristischen "Lorentz-boost" des erzeugten Teilchensystems X, das sich mit einer Geschwindigkeitskomponente entlang der Strahlachse

$$\beta_z = \frac{v_z}{c} \approx \frac{E_{\gamma 2} - E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}} \quad (q_1^2 \approx q_2^2 \approx 0)
 \tag{3.7}$$

relativ zum Laborsystem bewegt. Dadurch werden die Teilchen bevorzugt unter kleinen Winkeln zur Strahlachse erzeugt. Auch dieses steht im Kontrast zu den  $1-\gamma$ -Ereignissen, in denen der Endzustand im Laborsystem ruht.

Es wird hier schon die Hauptschwierigkeit bei der Untersuchung von Photon-Photon-Wechselwirkungen deutlich. Die Kinematik des Endzustandes ist nur dann eindeutig festgelegt, wenn die gestreuten  $e^+$  und  $e^-$  beide mit hinreichender Genauigkeit gemessen werden. W ergibt sich dann aus Glchg. 3.5, man nennt dies auch die Methode der "Missing Mass Squared". Da dies allerdings meßtechnisch sehr schwierig ist und die Ereignisraten sehr gering sind, ist eine physikalische Analyse unter diesen Bedingungen meist kaum durchführbar. Werden die auslaufenden Leptonen nicht nachgewiesen, so kann W und die Kinematik der Wechselwirkung nur durch exklusive Messung des produzierten Systems X bestimmt werden, aus der Summe der Vierer-Impulse. Falls ein oder mehrere Teilchen nicht nachgewiesen oder rekonstruiert werden, führt dies zu einem  $W(\text{gesehen}) < W(\text{wahr})$ .

Die für Zwei Photon-Ereignisse niedrige Energie und die kleinen Produktionswinkel bewirken damit eine in aller Regel sehr geringe experimentelle Akzeptanz. Während in Ein Photon-Wechselwirkungen die Akzeptanzen um 60-80 % liegen, erreichen sie hier oftmals Werte von nur einigen Prozent.

### III.II Tagging

Ein wichtiger experimenteller Aspekt bei der Untersuchung von  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen ist der Nachweis der aus dem Anfangszustand gestreuten Elektronen und Positronen. Für diesen Vorgang, der Energie und Streuwinkel des  $e^+$  und  $e^-$  markiert, verwendet man den Begriff des "Tagging". Er führt zu einer natürlichen Einteilung der Zwei Photon-Ereignisse (3.1) in drei verschiedene Kategorien:

a. DOUBLE TAG (DT)-Ereignisse, in denen sowohl das gestreute Positron als auch die Elektronen vermessen werden. Solche Ereignisse sind im Prinzip die beste Methode zum Studium der  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen, weil die Messung beider "Tags" die Ereigniskinematik vollständig bestimmt. In der Praxis jedoch

ist die Untersuchung von DOUBLE TAG (DT)-Ereignissen aus zwei Gründen schwierig. Zum einen können nur die allerwenigsten Detektoren die Leptonen unter Streuwinkeln kleiner als etwa 25 mrad nachweisen. Da die Winkelverteilungen der abgelenkten Elektronen und Positronen ein deutliches Maximum bei kleinen Winkeln aufweisen ( $dN/d\theta \sim 1/\theta$ ), erfüllen nur etwa 1 % aller  $\gamma\gamma$ -Ereignisse die DT-Bedingung (TYL85), und die Rate solcher Ereignisse ist deshalb sehr niedrig. Eine zweite Schwierigkeit liegt in der Auflösung der Tagging-Zähler, die oft nicht ausreicht, um eine gute Messung der invarianten Masse des Endzustandes X zu liefern.

b. SINGLE TAG (ST)-Ereignisse, in denen lediglich eines der gestreuten Leptonen nachgewiesen wird. Weil das nicht gemessene Lepton einen kleinen Streuwinkel hat, liegt das abgestrahlte virtuelle Photon nahezu auf seiner Massenschale (typisch  $Q^2 < 0,01 \text{ GeV}^2$  bei PETRA-Energien), es ist "quasi-reell". Das "markierte" Photon hat im allgemeinen ein  $Q^2 \geq 0,1 \text{ GeV}^2$ . Das Auftreten solcher SINGLE TAG (ST)-Ereignisse erfolgt etwa um eine Größenordnung häufiger als das der DT-Ereignisse. Eine etwas schärfere Definition des ST verlangt, daß das zweite Elektron (oder Positron) nirgends innerhalb der experimentellen Akzeptanz nachgewiesen wird (und nicht eventuell einfach nur ignoriert wird). Diese Bedingung nennt man "Anti-Tagging", sie soll sicherstellen, daß das nicht nachgewiesene Photon eine möglichst kleine Masse besitzt.

c. NO TAG (NT)-Ereignisse, in denen beide gestreute Leptonen unbeobachtet bleiben. Hier sind beide Photonen nahezu reell, und es müssen auch sämtliche Kenntnisse über das Ereignis auf die Messung des erzeugten Teilchensystems zurückgeführt werden, nicht zuletzt auch die Unterscheidung von den Ein-Photon-Ereignissen. Der Wirkungsquerschnitt für NO TAG (NT)-Ereignisse übertrifft den für ST-Ereignisse um ungefähr eine Größenordnung (TYL85).

Tagging ist in der  $\gamma\gamma$ -Physik aus verschiedenen Gründen wichtig. Alleine schon die Variation der  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte

in Abhängigkeit von  $Q^2$  selbst ist aus theoretischen Gründen interessant. Das Markieren der gestreuten Elektronen und Positronen kann auch dazu benutzt werden, dem Spin-Zustand der wechselwirkenden Photonen zu bestimmen. Im Prinzip können dabei wichtige Informationen über die Helizitäts-Struktur der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow X$  gewonnen werden. Letztlich soll das Tagging auch dazu dienen,  $\gamma\gamma$ -Ereignisse zu identifizieren und sie von Untergrund-Prozessen abzutrennen, wie es auch in der vorliegenden Arbeit geschieht (siehe dazu Kap. V.I.I), die die Analyse von NT- und ST-Ereignissen beinhaltet.

### III.III Photon Photon-Wirkungsquerschnitt und Luminositätsfunktion

Das Übergangsmatrixelement für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$  läßt sich in der üblichen Notation der QED folgendermaßen darstellen:

$$T = \bar{u}(p_1', s_1') \gamma^\mu u(p_1, s_1) e^4 q_1^{-2} q_2^{-2} \bar{v}(p_2', s_2') \gamma^\nu v(p_2, s_2) \cdot M_{\mu\nu} \quad (3.8)$$

wobei u und v Dirac-Spinoren für ein- und auslaufende Leptonen mit Vierer-Impuls  $p_i$  und Spinzustand  $s_i$  sind. M ist der den Übergang  $\gamma\gamma \rightarrow X$  beschreibende Tensor.

Durch Quadrierung von T und Summation bzw. Mittelung über die Spins der beteiligten Teilchen erhält man den Wirkungsquerschnitt (BUD71):

$$d\sigma = \frac{(4\pi\alpha)^2}{2} \frac{1}{2} \rho_1^{\mu\nu} \rho_2^{\rho\sigma} M_{\rho\sigma}^* M_{\mu\nu} \frac{(2\pi)^4 \delta(q_1 + q_2 - k) d\Gamma}{4 \sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} \cdot \frac{d^3 p_1' d^3 p_2'}{(2\pi)^6 4E_1' E_2'} \quad (3.9)$$

k steht für den Gesamtimpuls des hadronischen Systems X

$$d\Gamma = \prod_j \frac{d^3 k_j}{2 E_j (2\pi)^3} \quad \text{ist das Phasenraum-Volumenelement}$$

$k_j, E_j$  sind die Energien und Impulse des j-ten Hadrons, j läuft über alle Hadronen des Endzustandes X

$$\rho_n^{\alpha\beta} = (2(-q_n)^2)^{-1} \text{Sp}[(p_n + m_e)\gamma^\alpha(p_n' + m_e)\gamma^\beta] \quad (3.10)$$

beschreibt die unnormierte Dichtematrix für ein Photon, das vom n-ten (n=1,2) Lepton produziert wurde. Die  $\rho_n^{\alpha\beta}$  beschreiben die Spinzustände der Photonen, sie können in der QED exakt berechnet werden.

Wenn man die Integration über das Phasenraumvolumen ausführt, erhält man den hadronischen Tensor  $W_{\mu\nu\rho\sigma}$  vom Rang 4 mit  $4^4 = 256$  Komponenten:

$$W_{\mu\nu\rho\sigma} = \frac{1}{2} \int M_{\rho\sigma}^* M_{\mu\nu} (2\pi)^4 \delta(q_1 + q_2 - k) d\Gamma \quad (3.11)$$

Das Prinzip der Eichinvarianz reduziert die Anzahl der unabhängigen Elemente von  $W_{\mu\nu\rho\sigma}$  auf  $3^4 = 81$ . Virtuelle Photonen können Helizitätszustände  $\pm 1, 0$  annehmen, d.h. zwei transversale und einen longitudinalen Polarisationszustand. Drehimpulserhaltung reduziert die Zahl der Amplituden auf  $3^3 = 27$  (zur Reduktion der Anzahl der Amplituden siehe auch (BON73)). Nach Berücksichtigung der Paritätserhaltung und der Invarianz gegenüber Zeitumkehr bleiben 8 unabhängige Komponenten, um die Wechselwirkung zweier virtueller Photonen zu beschreiben.

Die verbleibenden 8 Amplituden  $W_{ab}$  können in der Helizitätsbasis (Indizes  $\rho\sigma$  bzw.  $\mu\nu = +, 0, -$ ) durch  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte und Interferenzterme folgendermaßen ausgedrückt werden (BUD75):

$$\begin{aligned} W_{TT} &= 2 \sqrt{X} \sigma_{TT} = \frac{1}{2} (W_{++'++} + W_{+-'+-}) \\ W_{TL} &= 2 \sqrt{X} \sigma_{TL} = W_{0+'0} \\ W_{LT} &= 2 \sqrt{X} \sigma_{LT} = W_{0+'0} \\ W_{LL} &= 2 \sqrt{X} \sigma_{LL} = W_{00'00} \\ W_{TT}^\tau &= 2 \sqrt{X} \tau_{TT} = W_{++'--} \\ W_{TL}^\tau &= 2 \sqrt{X} \tau_{TL} = \frac{1}{2} (W_{++'00} + W_{0+'-}) \\ W_{TT}^a &= 2 \sqrt{X} \tau_{TT}^a = \frac{1}{2} (W_{++'++} - W_{+-'+-}) \\ W_{TL}^a &= 2 \sqrt{X} \tau_{TL}^a = \frac{1}{2} (W_{++'00} - W_{0+'-}) \end{aligned} \quad (3.12)$$

Die  $W_{ab}$  sind dimensionslose invariante Funktionen, die nur von  $W^2 = (q_1 + q_2)^2$ ,  $q_1^2$  und  $q_2^2$  abhängen. Sie können durch Einführung eines auf raumartige Photonen generalisierten Møllerschen Flußfaktors

$$X = (q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2 \quad (3.13)$$

mit den Wirkungsquerschnitten  $\sigma$  und Interferenztermen  $\tau$  verknüpft werden. Der untere Index T verweist dabei auf ein transversal polarisiertes Photon mit der Helizität  $\pm 1$ , der untere Index L auf eine longitudinal polarisiertes mit der Helizität 0.  $\sigma_{TL}$  ist z.B. der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion eines transversalen mit einem longitudinalen Photon,  $\tau_{TT}$  die Differenz der Wirkungsquerschnitte für die Reaktion transversaler Photonen, die parallel bzw. orthogonal linear polarisiert sind und  $\tau_{TT}^a$  die Differenz der Wirkungsquerschnitte für Zustände mit Gesamthelizität 0 bzw. 2. Wenn die einlaufenden Elektronen und Positronen unpolarisiert sind, treten die Terme mit oberem Index a im differentiellen Wirkungsquerschnitt nicht mehr auf, und dieser wird zu:

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{16\pi^4 q_1^2 q_2^2} \left\{ \frac{(q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2}{(p_1 p_2)^2 - m_e^4} \right\} \frac{1}{2} \\ [ 4 \rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{TT} + 2 |\rho_1^{+-} \rho_2^{+-}| \tau_{TT} \cos 2\tilde{\varphi} \\ + 2\rho_1^{++} \rho_2^{00} \sigma_{TL} + \rho_1^{00} \rho_2^{++} \sigma_{LT} + 2\rho_1^{00} \rho_2^{00} \sigma_{LL} \\ - 8 |\rho_1^{+0} \rho_2^{+0}| \tau_{TL} \cos \tilde{\varphi} ] \frac{d^3 p_1' d^3 p_2'}{E_1' E_2'} \quad (3.14)$$

$\tilde{\varphi}$  ist hier der Winkel zwischen den Streuebene von  $e^+$  und  $e^-$  im  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem. Die Photonendichte-Matrix  $\mathcal{P}$  erscheint hier ebenfalls in der  $\gamma\gamma$ -Helizitätsbasis (siehe auch (BUD75), Anhang D u. Kap. 5).

Der Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt wird noch weiter vereinfacht, wenn nur eines oder gar keines der auslaufenden Leptonen nachgewiesen wird und für die nicht gemessenen  $q_i^2 \approx 0$  ist.

Für den Grenzfall  $q_1^2 \rightarrow 0$  gilt nach (BUD75):

$$\sigma_{TT}(W^2, q_1^2, q_2^2) \rightarrow \sigma_{\gamma\gamma}(W^2) \\ \tau_{TT}(W^2, q_1^2, q_2^2) \rightarrow \tau_{\gamma\gamma}(W^2) \\ \sigma_{TL} \sim -q_2^2 \\ \sigma_{LT} \sim -q_1^2 \\ \sigma_{LL} \sim q_1^2 q_2^2 \\ \sigma_{TL} \sim \sqrt{q_1^2 q_2^2} \quad (3.15)$$

Wenn beide Photonen reell sind, verschwinden demnach alle Terme außer demjenigen mit  $\sigma_{TT}$  und  $\tau_{TT}$ . Das drückt den Befund aus, daß reelle Photonen nur transversal polarisiert sein können. Bei nur einem reellen Photon (ST-Fall), z.B.  $q_2^2 \approx 0$ ,

trägt zusätzlich noch  $\sigma_{LT}$  zum Wirkungsquerschnitt bei.

Die Terme mit  $\tau_{TT}$  und  $\tau_{TL}$  hängen von  $\tilde{\varphi}$  ab, dem Winkel zwischen den Streuebene der auslaufenden  $e^+e^-$  im  $\gamma\gamma$ -CMS. Sie verschwinden, wenn die Messung über mindestens einen der Azimutwinkel vollständig integriert. Diese Bedingung ist für die vorliegende Analyse erfüllt, der Wirkungsquerschnitt wird damit zu:

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{16\pi^4 q_1^2 q_2^2} \left\{ \frac{(q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2}{(p_1 p_2)^2 - m_e^4} \right\} \frac{1}{2} \\ 4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \cdot \sigma_{\gamma\gamma} \cdot \frac{d^3 p_1' \cdot d^3 p_2'}{E_1' E_2'} \quad (3.16)$$

dabei wurde eine neue Größe eingeführt:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(W, Q^2) = \begin{cases} \sigma_{TT} & (\text{NO TAG}) \\ \sigma_{TT} + \epsilon \sigma_{LT} & (\text{SINGLE TAG}) \end{cases}$$

als totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow X$ .

Der Parameter  $\epsilon$  mißt die Polarisation des virtuellen Photons, er läßt sich aus den Photon-Dichtematrizen ausrechnen:

$$\epsilon = \frac{\rho_1^{00}}{2\rho_1^{++}} \approx 2 \frac{E_b E_1'}{E_b^2 E_1'^2} \quad (\theta_1 \ll 1) \quad (3.17)$$

Unter der Bestimmung des totalen Photon-Photon-Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{\gamma\gamma}$  im SINGLE TAG-Fall ( $q_1^2 \neq 0, q_2^2 \approx 0$ ) ist im folgenden immer die Bestimmung von  $\sigma_{TT} + \epsilon \cdot \sigma_{LT}$  zu verstehen. Eine getrennte Messung von  $\sigma_{TT}$  und  $\sigma_{LT}$  kann in diesem Experiment nicht durchgeführt werden, da die Variationsbreite des Parameters  $\epsilon$  nicht ausreicht, es ist immer  $\epsilon$  nahe 1 ( $\langle \epsilon \rangle = 0.97$ ). Die beiden Wirkungsquerschnitte sind unabhängig voneinander nur meßbar, wenn  $\epsilon$  bei festem  $q_1^2$  und  $W^2$  variiert wird.

Die Form des differentiellen Wirkungsquerschnittes (3.16) impliziert bereits die Lösung des bei der Analyse von  $\gamma\gamma$ -Reaktionen grundlegenden Problems, der Methode, aus dem experimen-

tell beobachteten Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$  die physikalisch interessanten Größen für den Übergang  $\gamma\gamma \rightarrow X$  zu extrahieren, d.h. die äußeren QED-Vertizes  $e^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$  von den verschiedenen Beiträgen des  $\gamma\gamma$ -Übergangs abzutrennen.

Die Faktoren, die neben  $[\sigma_{TT} + \epsilon \sigma_{LT}]$  im differentiellen Wirkungsquerschnitt (3.16) auftreten, hängen nur von den Parametern der gestreuten Leptonen ab. Sie bestimmen vollständig den Fluß der virtuellen Photonen, der auch Flußfaktor oder "Luminositätsfunktion" genannt und mit  $L_{\gamma\gamma}$  bezeichnet wird:

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X} = L_{\gamma\gamma}^{TT} \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}(W, Q^2) \cdot \frac{d^3 p_1'}{E_1'} \cdot \frac{d^3 p_2'}{E_2'} \quad (3.18)$$

mit

$$L_{\gamma\gamma}^{TT} = \frac{\alpha^2 \sqrt{X} \cdot 4\rho_1^{++} \rho_2^{++}}{(2\pi)^4 \cdot q_1^2 q_2^2 \cdot \sqrt{(p_1 p_2)^2 - m^4}}$$

und:

$$\begin{aligned} 2\rho_1^{++} &= (2p_1 q_2 - q_1 q_2)^2 / X + 1 + 4m_e^2 / q_1^2 \\ 2\rho_2^{++} &= 2\rho_1^{++} (1 \leftrightarrow 2) \end{aligned} \quad (3.19)$$

Damit ist der Wirkungsquerschnitt  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$  faktorisiert in ein Produkt aus Photon Photon-Luminosität und Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow X$ .  $L_{\gamma\gamma}^{TT}$  ist die differentielle  $\gamma\gamma$ -Luminosität transversaler Photonen. Es reicht aus, den Fluß  $L_{\gamma\gamma}$  für transversale Photonen zu kennen, da der Polarisationsparameter  $\epsilon$  dem Verhältnis von longitudinalen zu transversalen Photonen Rechnung trägt. Bei der Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes in Kap. VI.II werden allerdings wegen der Wahl des zu messenden  $\sigma_{\gamma\gamma}$  als eine Konstante longitudinal polarisierte Photonen auch im ST-Fall für  $\epsilon$  nicht berücksichtigt.

Für unpolarisierte  $e^+$ - und  $e^-$ -Strahlen tritt keine azimutale Abhängigkeit des gesamten  $\gamma\gamma$ -Prozesses auf, deshalb reichen fünf unabhängige Variablen zu seiner Beschreibung aus. Der im weiteren verwendete Variablensatz besteht aus den skalierten (Dreier-)Impulsbeträgen der gestreuten  $e^+$  und  $e^-$ ,

$$x_i = \frac{|\vec{p}_i'|}{E_b} \quad (i = 1, 2)$$

deren Streuwinkel  $\theta_1$  und  $\theta_2$  relativ zur ursprünglichen Strahlrichtung und dem Azimutwinkel  $\varphi$  zwischen den beiden (nicht rekonstruierbaren) Leptonstrebenebenen (FEI84). Über die Energien der auslaufenden  $e^+$  und  $e^-$  können keine Aussagen gemacht werden, deshalb läuft ihr Wertebereich über  $0 \leq x_i \leq 1$ . Analog ist der Definitionsbereich für den Azimutwinkel  $\varphi$  zwischen  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ . Explizit ausgeschrieben lautet der differentielle Wirkungsquerschnitt nun:

$$\frac{d^5 \sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X}}{dx_1 dx_2 d\theta_1 d\theta_2 d\varphi} = \frac{d^5 L_{\gamma\gamma}^{TT}}{dx_1 dx_2 d\theta_1 d\theta_2 d\varphi} \quad (3.20)$$

mit:

$$\left[ \sigma_{TT} \left\{ \begin{array}{l} W, q_1^2 \approx q_2^2 \approx 0 \\ W, q_1^2, q_2^2 \approx 0 \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ \epsilon \sigma_{LT}(W, q_1^2, q_2^2 \approx 0) \end{array} \right\} \right]$$

$$L_{\gamma\gamma}^{TT} = \frac{\alpha^2 E_b^4}{16\pi^3} \cdot \frac{x_1^2 x_2^2 \sin\theta_1 \sin\theta_2 \sqrt{X}}{q_1^2 q_2^2 E_1'(x_1) E_2'(x_2)} \cdot 4\rho_1^{++} \rho_2^{++}$$

Die Einheit des Wirkungsquerschnittes ist nb, wenn  $\sigma_{TT}$  und  $\sigma_{LT}$  in nb angegeben werden.

In der Abb. 3.2 ist der Verlauf der Luminositätsfunktion in Abhängigkeit von der invarianten  $\gamma\gamma$ -Masse dargestellt. Die beiden Kurven beschreiben den Verlauf der totalen  $\gamma\gamma$ -Luminosität (NO TAG, Kurve A) und der SINGLE TAG-Luminosität (Kurve B), integriert unter den relevanten PLUTO-Meßbedingungen (Kap. VI. II). Die Abbildung veranschaulicht zwei für  $\gamma\gamma$ -Prozesse grundlegende Phänomene, die auch schon in Abschnitt I diskutiert wurden:

\* Die Schwerpunktsenergie des  $\gamma\gamma$ -Systems resultiert aus zwei Bremsstrahlungsprozessen der einlaufenden  $e^+$ , deshalb werden kleine W bevorzugt erzeugt, höhere W sind mit einer Wahrscheinlichkeit entsprechend (3.6) unterdrückt.

\* Die Winkel, unter denen die  $e^{\pm}$  gestreut werden, sind vorwiegend sehr klein. Eine SINGLE TAG-Bedingung bei endlichen Streuwinkeln reduziert die  $\gamma\gamma$ -Luminosität und damit die Ereignisraten beträchtlich.

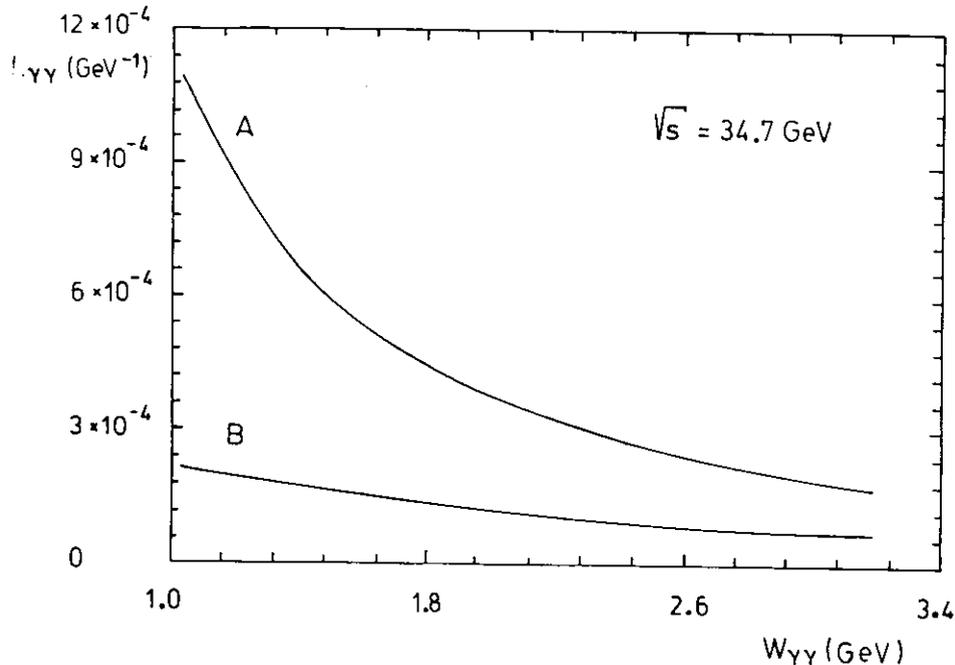


Abb. 3.2: Photon Photon-Luminosität als Funktion von  $W$ .

A = NO TAG; B = SINGLE TAG

Für die Ereignisgeneration (Kap. VI) wurde eine Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnittes entsprechend der Gleichung 3.20 verwendet. Die gebräuchliche Weizsäcker-Williams-Näherung ("equivalent-photon approximation", EPA), in der sich die  $\gamma\gamma$ -Luminosität in ein Produkt zweier Photonflüsse aufspaltet (siehe z.B. Glchg. 4.4 in (BUD75)), ist nur dann anwendbar, wenn beide Vierer-Impulsüberträge der Photonen sehr klein sind ( $|q_1^2|, |q_2^2| \ll W^2$ ). Im Vergleich zum exakten Formalismus liefert sie Abweichungen bis zu 10 % (ST-Fall, (POP86)).

Unterschiede zwischen beiden Methoden werden in (FIE80) diskutiert. Ausführliche Darstellungen der Ableitung des  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnittes aus dem Übergangsmatrixelement für  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$  findet man z.B. auch in (TYL85) und (WAG83). Dort werden ebenfalls EPA-Näherungen diskutiert.

### III.IV Strahlungskorrekturen

Die Photon Photon-Luminositätsfunktion (3.20) beschreibt den Einfluß der äußeren QED-Vertizes nur in niedrigster Ordnung ( $\alpha^4$ ) der Störungsrechnung. Die Feynmann-Diagramme der nächsthöheren Ordnungen berücksichtigen den Einfluß von Strahlungskorrekturen, die in zwei Hauptklassen unterteilt werden können: Graphen, die Vertexkorrekturen, Vakuumpolarisation und das sogenannte "Photon-Box"-Diagramm enthalten sowie Bremsstrahlungs-Graphen für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$ . Eine ausführliche Diskussion hierzu findet man in (TYL85). Die Aussage ist, daß Strahlungskorrekturen zum Zwei Photon-Prozeß bisher nicht sehr intensiv untersucht worden sind, im allgemeinen aber klein (wenige Prozent) zu sein scheinen. Es wird festgestellt, daß für verschiedene  $Q^2$ -Bereiche der Photonen Schwankungen in der Größe der Korrekturen auftreten und die zu erwartenden Korrekturen klein sind für kleine  $Q^2$  (WER82). Sie lassen außerdem eine starke Abhängigkeit von der experimentellen Nachweismethode erkennen.

In Abb. 3.3 sind einige mögliche Beiträge von Strahlungskorrekturen zur  $\gamma\gamma$ -Reaktion angedeutet (aus WER82).

In der vorliegenden Arbeit sind Korrekturen höherer Ordnungen ( $\sim \alpha^5, \sim \alpha^6, \dots$ ) wegen ihres noch zu wenig bekannten und offenbar geringen Einflusses nicht berücksichtigt worden.

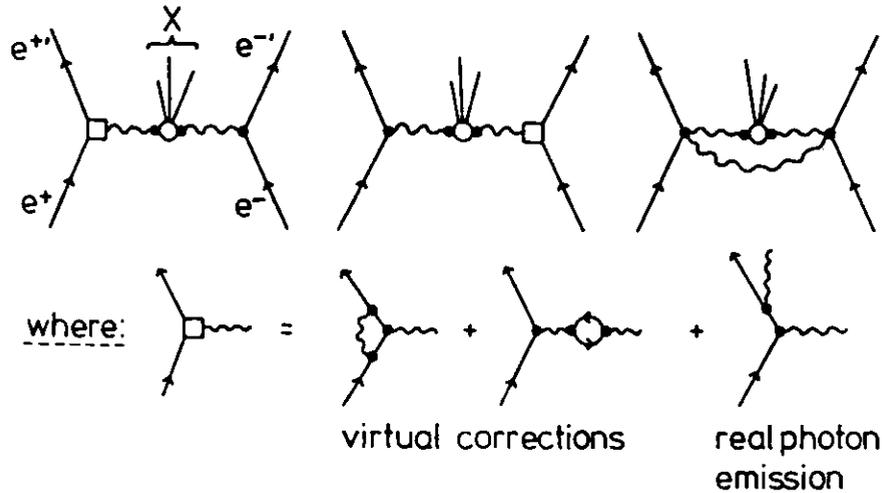


Abb. 3.3: Strahlungskorrekturen zu Photon Photon-Reaktionen

### III.V Vektor-Dominanz Modelle

Bei der Wechselwirkung von Photonen in  $e^+e^-$ -Speicherringen können durch die Bremsstrahlungs-Spektren der Photonen prinzipiell alle Energien  $W$  zwischen 0 und  $2E_b$  auftreten. Ergebnisse experimenteller Analysen stimmen mit theoretischen Vorhersagen darin überein, daß es in diesem weiten Energiebereich mehr als nur einen einzigen Produktionsmechanismus für den Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow X$  gibt (vergleiche z.B. PLU84, WAL73, BRO81). In dem für die vorliegende Analyse gültigen Grenzfall kleiner Energien (einige GeV) erwartet man, daß Modelle basierend auf Vorstellungen der Vektor-Meson Dominanz die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow X$  weitgehend bestimmen.

Das Vektor-Meson Dominanz Modell (VDM) ist das älteste und gebräuchlichste Modell zur Beschreibung hadronischer Wechselwir-

kungen von Photonen. Von Photoproduktions- ( $\gamma$ -P) und Elektroproduktions-Experimenten her ist bekannt, daß Photonen direkt an neutrale Vektormesonen wie  $\rho^0$ ,  $\omega$  und  $\phi$  an koppeln. Diese Kopplung geschieht nicht über die Ladung des Mesons, sondern sie resultiert aus einer Fluktuation des Photons in einen anderen Zustand mit den gleichen Quantenzahlen. Dieses Verhalten der Photonen wird mit dem Begriff "Vektor-Meson Dominanz" gekennzeichnet (SAK60). In Modellen, denen diese Annahme zugrunde liegt, wird die elektromagnetische Übergangsamplitude  $\gamma + A \rightarrow B$  zwischen zwei beliebigen hadronischen Zuständen A und B über die Amplituden von durch reelle Vektormesonen ausgelösten Prozessen ausgedrückt. Die zugehörige Beziehung ist:

$$A(\gamma+A \rightarrow B) = e \cdot \sum_{v=\rho^0, \omega, \phi} \frac{1}{g_v} \frac{m_v^2}{m_v^2 - q^2} A(V+A \rightarrow B) \quad (3.21)$$

in der  $m_v$  die Masse des betreffenden Vektormesons ist und  $g_v$  für die universellen Vektormeson-Hadron-Kopplungskonstanten steht, die aus  $e^+e^-$ -Annihilationsexperimenten bestimmt worden sind (POP86). Die Bedeutung der Glchg. 3.21 ist in Abb. 3.4 illustriert (JOF84).

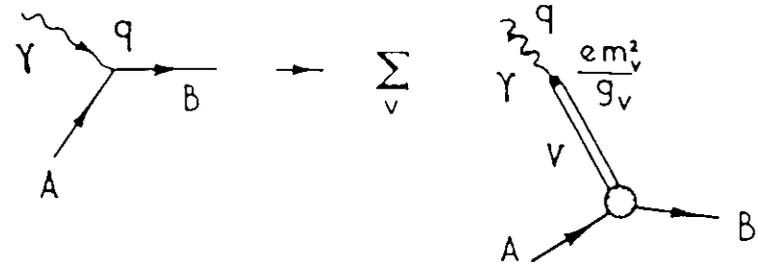


Abb. 3.4: Grundlegende VDM-Annahme für den Prozeß  $\gamma+A \rightarrow B$

Die Anwendung des Modells auf  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen ist in der Abb. 3.5a dargestellt. Hier verhalten sich beide Photonen wie

Vektormesonen, und die  $\gamma\gamma$ -Streuung verläuft bei niedrigem Impulsübertrag wie die Hadron-Hadron-Streuung bei vergleichbaren Schwerpunktsenergien. Diese Interpretation der Zwei-Photon-Reaktion beinhaltet schon bestimmte Annahmen über die Reaktionsprodukte. Man kann erwarten, daß der Wirkungsquerschnitt für große invariante Massen  $W$  konstant wird und die Teilchen des Endzustandes einen beschränkten Transversalimpuls zur Achse des  $\gamma\gamma$ -Systems sowie eine geladene und neutrale Multiplizität von ähnlicher Größe wie bei Hadron-Hadron-Wechselwirkungen aufweisen.

Die Impulsüberträge solcher VDM-Wechselwirkungen sind im allgemeinen klein. Sie werden durch komplizierte Objekte wie ein "Pomeron" oder Meson übermittelt und verursachen wahrscheinlich das Aufbrechen der Vektormesonen in den hadronischen Endzustand.

Der Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung reeller Photonen wird im Vektor Dominanz Modell angesetzt als

$$\sigma_{\gamma\gamma}(W) = A + B/W \quad (3.22)$$

eine Form, die über das Optische Theorem aus der Regge-Theorie abgeleitet worden ist. Der  $W$ -unabhängige Term ist verknüpft mit diffraktiver Streuung, bei der ein Pomeron zwischen den beiden Vektormesonen ausgetauscht wird (Abb. 3.5b). Der Term proportional zu  $W^{-1}$  kommt durch den Austausch von Resonanzen wie  $f_0$  und  $A_2$  zustande. Die Koeffizienten  $A$  und  $B$  können unter Zuhilfenahme des Faktorisations-Theorems (GRI62) abgeschätzt werden aus gemessenen Wirkungsquerschnitten für  $pp$ - und  $\gamma p$ -Streuung. In (BR074) wird der  $W$ -unabhängige Term zu

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{VDM}(W \rightarrow \infty) = \frac{[\sigma_{\gamma p}(W \rightarrow \infty)]^2}{\sigma_{pp}(W \rightarrow \infty)} = \frac{[120 \mu b]^2}{60 mb} = 240 \text{ nb} \quad (3.23)$$

berechnet. Der Koeffizient  $B$  wird zu 270 nb GeV bestimmt (ROS71, WAG83). Die Standard-Erwartung des Vektor-Meson Dominanzmo-

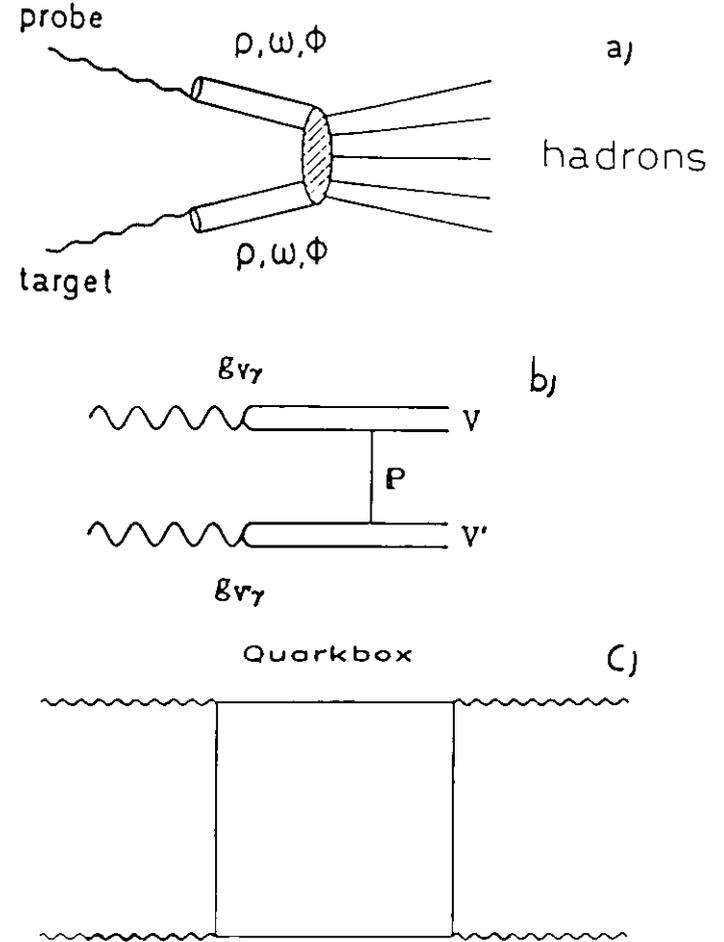


Abb. 3.5a: Interpretation hadronischer Photon Photon-Wechselwirkungen im VDM

Abb. 3.5b: Der Graph für diffraktive Streuung (Pomeron-Austausch)

Abb. 3.5c: Das Quark-Box-Diagramm

dells beträgt damit für den totalen  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\gamma\gamma}(W) = 240\text{nb} + \frac{270 \text{ nb} \cdot \text{GeV}}{W} \quad (3.24)$$

Bisher wurden lediglich Aussagen über den Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung reeller Photonen getroffen. In VDM-Theorien entstehen  $Q^2$ -Abhängigkeiten durch die Mesonen-Propagatoren (Abb. 3.5a), und Wirkungsquerschnitte können daher allgemein als in  $W$  und  $Q^2$  faktorisiert angegeben werden. Die  $Q^2$ -Abhängigkeit wird dabei durch Formfaktoren parametrisiert:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(W, q_1^2, q_2^2) = \sigma_{\gamma\gamma}(W) \cdot F_1(q_1^2) \cdot F_2(q_2^2) \quad (3.25)$$

Für den Fall der ST-Messung mit Anti-Tag gilt  $q_1^2 = Q^2$  und  $q_2^2 \approx 0$ . In erster Näherung wird für die Rechnung nur das  $\rho$ -Meson herangezogen, weil die  $\gamma\rho$ -Kopplungskonstante sehr viel größer ist als die für andere Vektormesonen. Der Wirkungsquerschnitt enthält dann den Rho-Pol Formfaktor und lautet

$$\sigma_{\gamma\gamma}(W, Q^2) = (240 + 270 \text{ GeV} / W) \cdot F_\rho(Q^2) \cdot \text{nb} \quad (3.26)$$

mit

$$F_\rho(Q^2) = 1 / (1 + Q^2 / M_\rho^2)^2$$

Die Anwendung von  $F_\rho$  auf  $\sigma_{\gamma\gamma}$  und damit im ST-Fall  $\sigma_{TT}$  und  $\sigma_{LT}$  (Kap.III.II) berücksichtigt jedoch nicht eine mögliche eigene  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $\sigma_{LT}$ , d.h. es wird angenommen, daß  $\sigma_{LT}$  vernachlässigbar ist.

Da der Name VDM lediglich ein Oberbegriff ist für irgendwelche Modelle, die das Verhalten der Photonen durch Vektormesonen erklären, läßt diese Theorie genügend Spielraum für andere Interpretationen der ihr zugrunde liegenden Idee. Eine weitere Beschreibung der  $Q^2$ -Abhängigkeit liefert so beispielsweise der Formfaktor des generalisierten Vektor-Meson Dominanz Modells ("GVDM") (SAK72), der auch Beiträge anderer Vektormesonen berücksichtigt und der longitudinalen Polarisation des virtuellen Photons Rechnung trägt.

$$F_{\text{GVDM}} = \int_{\nu=\rho^0, \omega, \phi} r_\nu \frac{1+Q^2/4m_\nu^2}{(1+Q^2/m_\nu^2)^2} + \frac{0,22}{1+Q^2/m_0^2} \quad (3.27)$$

$$r_\rho = 0,65, \quad r_\omega = 0,08, \quad r_\phi = 0,05, \quad m_0 = 1,4$$

In dieser Formel wird das korrekte  $Q^2$ -Verhalten der longitudinalen Komponente durch den zusätzlichen Faktor  $Q^2/4m_\nu^2$  gegeben. Beiträge höherer Resonanzen und des Kontinuums werden durch den Term  $1/(1+Q^2/m_0^2)$  angenähert. Der Verlauf der beiden Formfaktoren  $F_\rho$  und  $F_{\text{GVDM}}$  ist in Abb. 3.6 dargestellt. Der GVDM-Formfaktor fällt mit wachsendem  $Q^2$  schwächer ab als der  $\rho$ -Formfaktor.

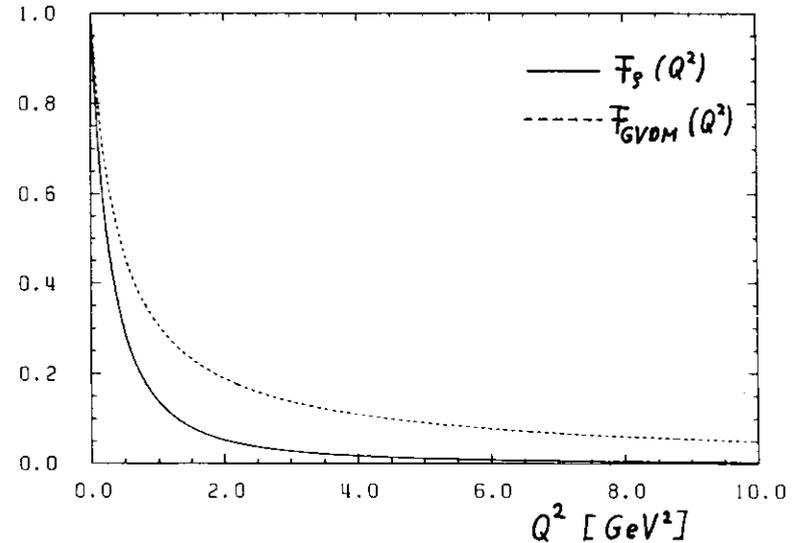


Abb. 3.6:  $Q^2$ -Abhängigkeit des  $\rho$ - und GVDM-Formfaktors

Eine Diskussion weiterer VDM-Modelle findet man z.B. in (TYL85).

Die Kopplung der Photonen an Hadronen kann prinzipiell auch auf Mechanismen beruhen, die nicht im Rahmen des VDM-Ansatzes erklärt werden können. Die direkte, punktförmige Kopplung von Photonen an Quarks, die bei  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen mit hohem Impulsübertrag beobachtet wird (PLU84), wird im VDM nicht berücksichtigt. Es wird aber angenommen, daß punktförmige Kopplung auch schon bei niedrigem Impulsübertrag einen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert. Eine grobe Abschätzung dieses Beitrages gibt das sogenannte Box-Diagramm (Abb. 3.5c):

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{\text{Box}} \approx \frac{4\pi\alpha^2}{W^2} \sum_q e_q^4 \ln \frac{W^2}{m_q^2} \quad (3.28)$$

Wegen der  $1/W^2$ -Abhängigkeit sollte sich dieser Beitrag vorwiegend bei kleinen  $W$  zeigen. Die  $Q^2$ -Abhängigkeit für die punktförmige Kopplung wird noch flacher erwartet als die des GVDM-Formfaktors (WAG83):

$$\sigma_{\gamma\gamma}(W, Q^2) = \sigma_{\gamma\gamma}(W) \cdot (1 / (1 + Q^2/W^2)) \quad (3.29)$$

Im Bereich der Resonanzproduktion ist die Faktorisierung in Wirkungsquerschnitt und Formfaktor jedoch eine zu einfache Annahme (GIN82), da die  $Q^2$ -Abhängigkeit unterschiedlich für verschiedene  $W$  sein kann.

#### IV. Meßapparatur und Meßmethode

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über den Speicherring PETRA (Positron-Elektron-Tandem-Ringbeschleuniger-Anlage) beim Deutschen Elektronensynchrotron DESY in Hamburg und den Detektor PLUTO. Die Datennahme mit diesem Detektor sowie die daran anschließende Datenreduktion werden beschrieben. Dabei werden diejenigen Komponenten, die für diese Arbeit wesentlich sind, besonders hervorgehoben. Die Angaben gelten für die Meßperiode im Zeitraum Dezember 1981 bis August 1982.

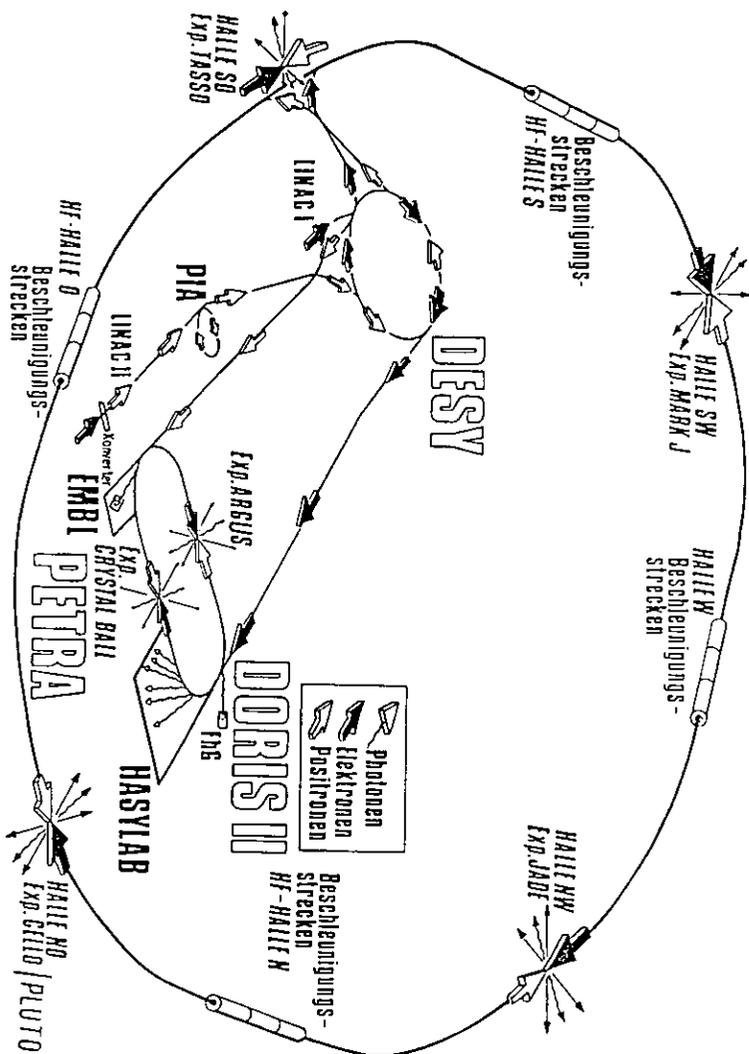
##### IV.I Der Speicherring PETRA

Abb. 4.1 zeigt schematisch die Beschleuniger- und Speicherringanlagen beim DESY. Die größte Maschine (Ringumfang 2,3 km) ist der  $e^+e^-$ -Speicherring PETRA (PET74, PET76, VOS80), eine Einzelringmaschine, in der Positronen und Elektronen bis auf eine Energie von maximal 23 GeV beschleunigt und für mehrere Stunden gespeichert werden können.

Zuvor werden die Elektronen im Linearbeschleuniger LINAC 1 erzeugt und auf 40 MeV vorbeschleunigt. Im Synchrotron DESY erhalten sie dann die für die Injektion in PETRA nötige Energie von 7 GeV. Positronen werden im LINAC 2 mit einer Energie von 400 MeV erzeugt. Um genügend hohe Teilchendichten zu erhalten und damit niedrige Füllzeiten zu erreichen, werden die Positronen in einem kleinen Speicherring PIA (Positron-Intensitäts-Akkumulator) zwischengespeichert. Nach Erreichen der gewünschten Teilchendichte werden die Teilchenpakete ("Bunches") in das Synchrotron DESY eingeschossen, von wo aus sie - ebenfalls auf 7 GeV hochbeschleunigt - anschließend in den PETRA-Ring eingespeist werden.

Die in PETRA entgegengesetzt umlaufenden Positronen und Elektronen sind in je zwei Teilchenpaketen gebündelt, die um den halben Ringumfang gegeneinander versetzt sind. Damit kommt es

Abb. 4.1: Beschleuniger- und Speicherringanlagen bei DESY



in vier Wechselwirkungszonen, die sich in den vier kürzeren geraden Abschnitten befinden, alle  $3.8 \mu\text{s}$  zu einer Durchdringung der Teilchenbündel.

In den gekrümmten PETRA-Abschnitten werden die Teilchen mit Dipolmagneten auf geschlossene Umlaufbahnen gezwungen. Beschleunigt werden sie mittels Hochfrequenzhohlraumresonatoren, die sich in den beiden geraden Abschnitten im Norden und Süden des Ringes befinden. Der Strahl wird durch Quadrupolmagnete fokussiert, chromatische Abweichungen werden durch Sextupolmagnete korrigiert. Die Abmessungen und einige Parameter von PETRA sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Infolge der kleinen Bunchdimensionen sind die Wechselwirkungsbereiche, an denen mit den Detektoren JADE, MARK J, TASSO und PLUTO/CELLO die Zusammenstöße von Elektronen und Positronen beobachtet werden, gut definiert. Die Quelle der  $e^+e^-$ - (Annihilations-)Ereignisse ist dadurch jeweils auf einen kleinen Bereich im Zentrum eines jeden Detektors definiert.

Die in dieser Arbeit behandelten Daten wurden bei einer mittleren Strahlenergie von  $17.34 \text{ GeV}$  genommen. Die integrierte Luminosität (PLUTO) betrug insgesamt  $43.6 \text{ pb}^{-1}$ .

#### IV.II Der Detektor PLUTO

PLUTO ist ein magnetisches  $4\pi$ -Spektrometer zur Messung von Ereignissen aus  $e^+e^-$ -Kollisionen an Speicherringen (CRI82).<sup>1</sup> Abb. 4.2 zeigt den Aufbau während der Meßperiode 1981/82. Der Detektor vermag geladene Teilchen in 93 % und neutrale in 99 % des gesamten Raumwinkels nachzuweisen. Er läßt sich grob gliedern in den Innendetektor (3-5 in Abb. 4.2) innerhalb des Magnetjochs (2), die Vorwärtsspektrometer (8-14) zu beiden Seiten des Zentraldetektors und den Myondetektor (6-7), der

<sup>1</sup> Die Mitglieder der PLUTO-Kollektion sind unter (PLU81) aufgelistet.

Umfang	2304 m
Krümmungsradius in den Ablenkmagneten	192 m
Ringdurchmesser	734 m
Zahl der Wechselwirkungs-zonen	4
nutzbare Länge der Wechselwirkungs-zonen	9 m
maximale Strahlenergie	19 GeV
Energieunschärfe der Strahlenergie	$0.023 \cdot (E_{CM}/1 \text{ GeV})^2 \text{ MeV}$
Strahlstrom	2-6 mA pro Bunch
maximale Luminosität	$1,7 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Injektionsenergie	7 GeV
Injektionszeit	15 - 30 min
Lebensdauer der Strahlen	3-6 h
Vakuum	$2 \cdot 10^{-9} \text{ Torr}$
Energieverlust pro Teilchen und Umlauf bei 17,5 GeV	42 MeV
Anzahl der Teilchenpakete	2 x 2
Größe der Teilchenpakete am Wechselwirkungs-punkt	$\sigma_x = 0.7 \text{ mm}$ $\sigma_y = 0.06 \text{ mm}$ $\sigma_z = 11 \text{ mm}$

Tabelle 4.1: Parameter des Speicherringes PETRA

das Magnetjoch nahezu vollständig umgibt.

Eine wesentliche Verbesserung von PLUTO für die genannte Meßzeit war die Installation der beiden Impulsspektrometer, die den Bereich kleiner Winkel bzgl. der Strahlachse abdecken (PLU79). Dies ermöglicht vor allem eine detaillierte Analyse von Zwei Photon-Prozessen, denn die kinematischen Eigenschaften dieser Reaktionen (Bewegung des Schwerpunktsystems im Laborsystem) haben zur Folge, daß die Reaktionsprodukte bevorzugt unter kleinen Winkeln zur Strahlachse auftreten (Kap. III. I). Aber auch die Untersuchung anderer Reaktionsklassen profitiert von den neuen Detektorkomponenten.

Es werden im folgenden nur diejenigen Bestandteile von PLUTO beschrieben, die für die Auswertung in dieser Arbeit wichtig sind, nämlich Teile des Zentraldetektors mit den Schauerzählern "Barrel" und "Endcap" sowie Teile des Vorwärtsspektrometers mit den Tagging-Zählern "SAT" und "LAT".

#### IV.II.I Das PLUTO-Koordinatensystem

Zur Beschreibung des PLUTO-Detektors und zur Parametrisierung der Daten finden ein rechtshändiges kartesisches und ein Zylinderkoordinatensystem nebeneinander Verwendung (Abb. 4.3). Der Ursprung beider Systeme liegt im Mittelpunkt des Detektors, dem nominellen Wechselwirkungspunkt. Beide Systeme haben die gleiche z-Achse. Sie weist in die Richtung des Positronenstrahls, die y-Achse nach oben und die x-Achse zum Mittelpunkt von PETRA. Der Radius r ist der senkrechte Abstand von der z-Achse. Der Winkel  $\varphi$  ( $-\pi < \varphi \leq \pi$ ) beschreibt Drehungen in der xy-Ebene. Der Winkel  $\vartheta$  ( $0 \leq \vartheta \leq \pi$ ) ist der Polarwinkel bezüglich der z-Achse.

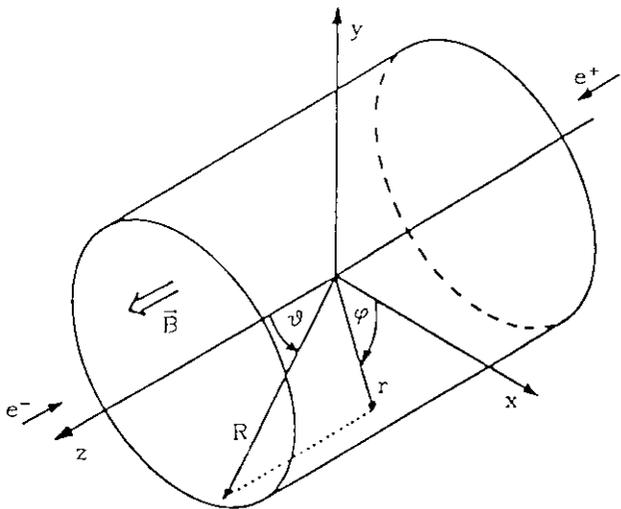


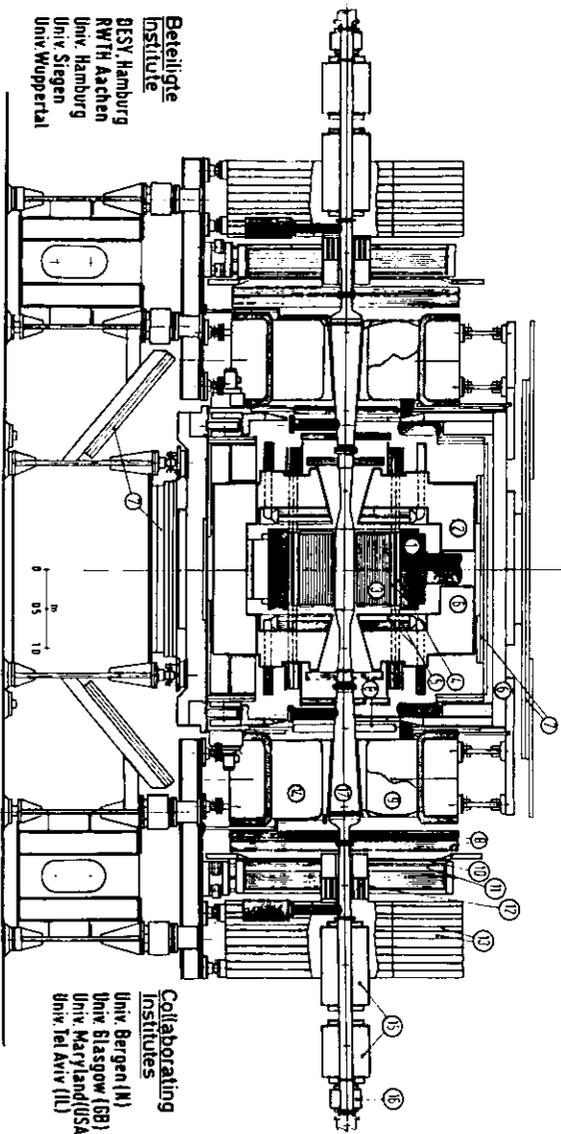
Abb. 4.3: Das PLUTO-Koordinatensystem

IV.II.II Der Zentraldetektor

IV.II.II.I Der Innendetektor

Das Kernstück des Zentraldetektors bildet der sog. Innendetektor (Abb. 4.4). Er besteht aus elf Proportional- und zwei Driftkammern in zylindrischer Bauweise, die das Strahlrohr konzentrisch umgeben (DER75, MIC80). Damit können Spuren geladener Teilchen mit mindestens 5 r-φ-Koordinaten, d.h.  $|\cos\psi| < 0,87$ , in 87 % des vollen Raumwinkels nachgewiesen werden. Für Spuren mit  $p \geq 3 \text{ GeV}/c$  beträgt die Impulsauflösung  $\sigma_p/p = 3 \% \cdot p$  (p in GeV/c). Wegen Coulomb-Vielfachstreuung im Strahlrohr und in den Kammer-Zwischenwänden verschlechtert sie sich zu kleineren Impulsen hin (siehe auch Kap. VI. IV. II). Die Winkelaufösungen des Innendetektors betragen  $\sigma_\theta = 0,5^\circ$  und  $\sigma_\phi = 0,2^\circ$  für  $|\cos\psi| < 0,75$ .

**PLUTO Detektor (1982)**



**Beteiligte Institute**  
 DESY, Hamburg  
 RWTH Aachen  
 Univ. Hamburg  
 Univ. Siegen  
 Univ. Wuppertal

- 1 Superleitende Spule/Superconductive coil
- 2 Eisenblech-Magnet yoke
- 3 Zylinder-Driftkammer/Zylinder driftchamber
- 4 Zylinder-Schauerzähler/Bareil shower counter with HeNe-Röhren

- 5 Fingerring-Schauerzähler/Endcap shower counters mit Proportionalkammern
- 6 Hadron-Absorber/Adron absorber with proportional chambers
- 7 Myon-Kammer/Muon chamber
- 8 Vorwärts-Driftkammer/Forward drift chamber
- 9 Cerenkov Zähler/Cerenkov counter

- 10 Flugzeit-Zähler/Time of flight counters mit Proportionalkammern
- 11 Weitwinkel-Schauerzähler/Large angle calorimeter with Proportionalkammern
- 12 Schauerzähler/Small angle calorimeter
- 13 Vorw. Myon Driftkammer/Forward muon detector
- 14 Septum Magnet/Septum magnet
- 15 Mini-Beta-Quadrupol/Mini beta quadrupole
- 16 Korrektur-Quadrupol/correction quadrupole
- 17 Vakuumkammer/Vacuum pipe

**Collaborating Institutes**  
 Univ. Bergen (N)  
 Univ. Gießen (FRG)  
 Univ. Maryland (USA)  
 Univ. Tel Aviv (IL)

Abb. 4.2: Der PLUTO-Detektor

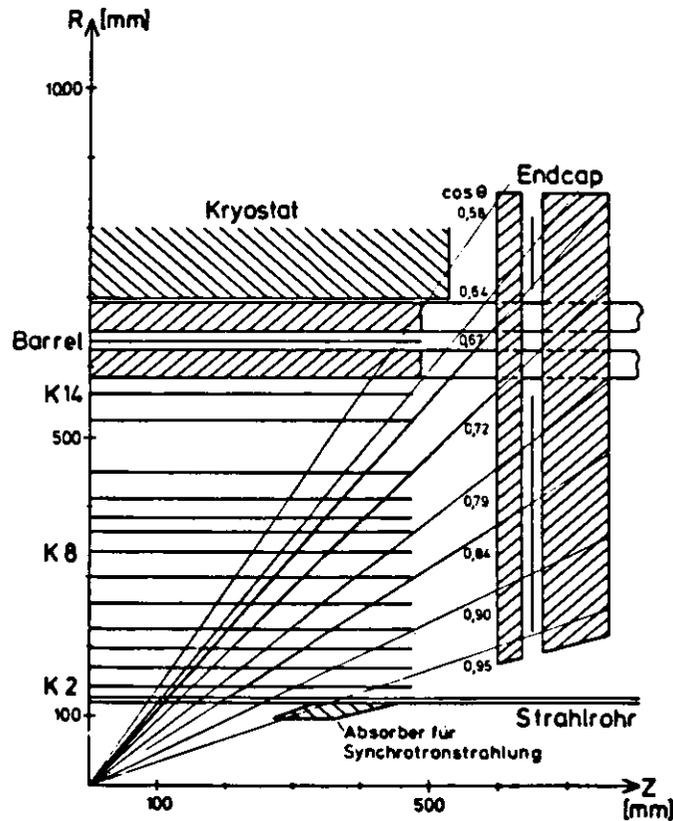


Abb. 4.4: Schnittbild des PLUTO-Zentraldetektors

Detaillierte Informationen über die einzelnen Kammern des Innendetektors kann man der Tabelle 4.2 entnehmen. Eine der zylindrischen Proportionalkammern (CPC) ist schematisch in der Abb. 4.5 dargestellt. Die Kammer-Zwischenwände bestehen aus drei verklebten Lagen von 0.3 mm starkem G10-Epoxy. Als Signaldrähte werden 30 µm starke vergoldete Wolfram-Drähte ver-

wendet (20 µm in Kammer 3 und 4). Die Kathoden bestehen aus an der Innenseite der Wände befestigten Kupferstreifen. Sie verlaufen unter einem Winkel von 45° bzw. 90° zu den Signaldrähten und dienen durch die Aufnahme von Influenzsignalen der Rekonstruktion der Koordinate z entlang der Strahlachse.

	Radius mm	max cos θ	Zahl der Drähte	Dicke (r. l.)	Typ
Stahlrohr	124.0			0.050	4 mm Al
Kammer 2	142.5	0.96	360	0.020	Prop
Kammer 3	170.0	0.94	480	0.017	Prop
Kammer 4	197.5	0.92	480	0.017	Prop
Kammer 5	225.0	0.90	600	0.016	Prop
Kammer 6	262.5	0.87	600	0.017	Prop
Kammer 7	300.0	0.84	450	0.016	Prop
Kammer 8	337.5	0.81	450	0.017	Prop
Kammer 9	365.0	0.79	120	0.017	Drift
Kammer 10	385.0	0.77	120	0.017	Drift
Kammer 11	412.5	0.75	600	0.016	Prop
Kammer 12	450.0	0.72	600	0.016	Prop
Kammer 13	525.5	0.67	750	0.016	Prop
Kammer 14	562.5	0.64	750	0.016	Prop

Tabelle 4.2: Parameter der Innendetektorkammern:  
(r.l.=Strahlungslängen)

Als Kammergas wird eine Mischung aus 90 % Argon, 8.5 % Propan und 1.5 % Methylal verwendet. Die Ansprechwahrscheinlichkeit einer Einzelkammer ist besser als 99.5 %.

Die beiden Detektorebenen 9 und 10 bestehen aus zylindrischen Driftkammern (CDC) in ähnlicher Bauweise wie die Proportionalkammern, jedoch ohne Kathodenstreifen auf der Wand zwischen ihnen.

Zur Auflösung von Rechts-Links-Ambiguitäten geladener Teilchen sind die Auslösedrähte der beiden Ebenen um die halbe Zellenbreite gegeneinander versetzt. Für die Driftkammern wird das gleiche Gas wie für die Proportionalkammern verwendet. Ihre Ortsauflösung wurde zu  $\sigma = 0.3$  mm gemessen. Weitere Parameter des Innendetektors enthält die Tabelle 4.3.

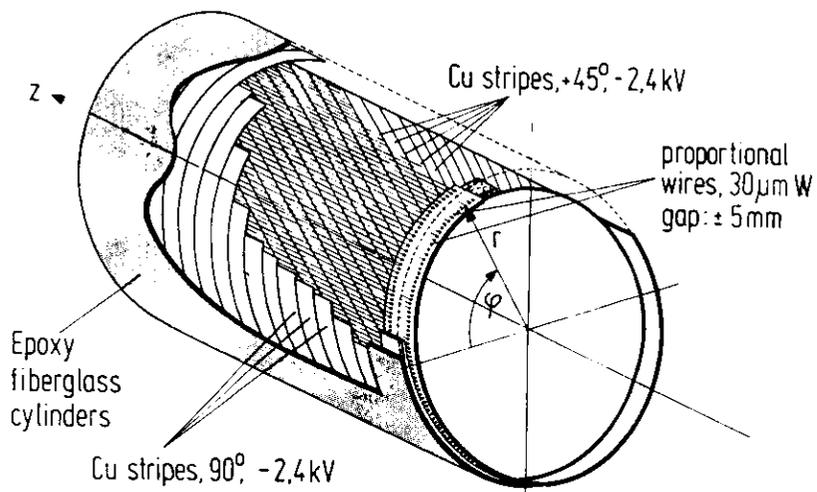


Abb. 4.5: Drahtkammer des Innendetektors

Die zylindrischen Kammern des Innendetektors befinden sich im Innenraum einer supraleitenden Solenoidspule (Innenradius 0.7 m, Länge 0.9 m, vgl. (HOR69). Diese erzeugt ein Magnetfeld von 1,65 T parallel zur Strahlachse. Damit ist es möglich, die Impulse geladener Teilchen zu bestimmen. Für den magnetischen Rückfluß ist die Spule von einem hexagonalen Joch aus 40 cm magnetisch weichem Eisen umgeben.

IV.II.II.II Die Schauerzähler Barrel und Endcap

Eine weitere Komponente des Zentraldetektors sind zwei aus einander abwechselnden Blei- und Szintillator-Schichten aufgebaute Schauerzähler, die den Innendetektor umgeben. Dies sind der tonnenförmige Barrel (Nr. 4 in Abb. 4.2), der die inneren Drahtkammern noch innerhalb der Spule konzentrisch umschließt und die Endcap-Schauerzähler (Nr. 6 in Abb. 4.2), die die beiden Stirnseiten der Drahtkammern abdecken.

Komponente	Eigenschaft	Wert
Spule	Magnetfeld	1.65 T
	Länge	0.9 m
	Innenradius	0.7 m
Innendetektor	Überdeckung in $ \cos \vartheta $	0.0 - 0.87
	Impulsauflösung $\sigma(p)/p$	3 %p (p in GeV)
Barrel	Überdeckung in $ \cos \vartheta $	0.0 - 0.64
	Dicke in Strahlungslängen	8.6
	Energieauflösung $\sigma(E)/E$	35 % / $\sqrt{E}$ (E < 5 GeV)
	Zeitauflösung $\sigma(t)$	0.4 ns
	Ortsauflösung $\sigma(\vartheta)$	1.3°
	$\sigma(\varphi)$	1.0°
Endcap	Überdeckung in $ \cos \vartheta $	0.58 - 0.95
	Dicke in Strahlungslängen	10.2
	Energieauflösung $\sigma(E)/E$	23 % / $\sqrt{E}$ (1,5 < E < 7 GeV)
	Zeitauflösung $\sigma(t)$	1.8 ns
	Ortsauflösung $\sigma(\vartheta)$	1.0°
$\sigma(\varphi)$	2.0°	
$\mu$ -Det innen	Überdeckung in $4\pi$	82 %
	Eisenäquivalent vom WWP	72 cm
	Grenzpuls für Myonen	1.0 GeV
$\mu$ -Det außen	Überdeckung in $4\pi$	80 %
	Eisenäquivalent vom WWP	103 cm
	Grenzpuls für Myonen	1.3 GeV

Tabelle 4.3: Parameter der Zentraldetektor-Komponenten: Die Impulsauflösung des Innendetektors gilt für minimalionisierende Teilchen bei Einbeziehung des Wechselwirkungspunktes in den Spurfit.

Der Barrel (JEN77) überdeckt den Winkelbereich  $|\cos \vartheta| < 0.64$ . Er besteht aus zwei Lagen von 12°-Segmenten, die gegeneinander um 6° versetzt angeordnet sind (Abb. 4.6, siehe auch Abb. 4.4) und die nach einer Dicke von 3.9 Strahlungslängen eine Wendelrohrkammer (ACH78) zur Ortsbestimmung der Schauer einschließen. Die Auflösung des Polarwinkels  $\vartheta$  beträgt 1.3°, die des Azimutwinkels  $\varphi$  1°. Der Barrel hat eine Gesamtdicke von 8.6 Strahlungslängen (0.36 hadronische Wechselwirkungslängen). Die Energieauflösungen des Barrels wurde zu  $\sigma_E/E = 35\% / \sqrt{E}$  (E in GeV) für E < 5 GeV gemessen (KOP80). Bei höheren Energien beträgt die Auflösung  $\sigma_E/E = 25\%$ , unabgänglich von

der Energie (BEL84). Dies rührt von wegen der geringen Dicke des Schauers nicht mehr zu vernachlässigenden Leckeffekten und Fluktuationen in der Schauerbildung her.

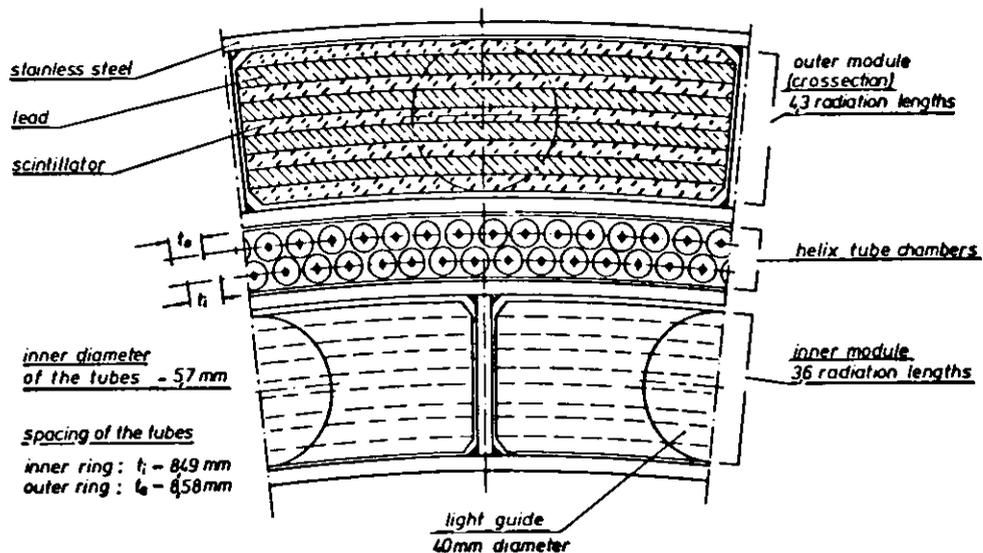


Abb. 4.6: Querschnitt durch ein Barrel-Segment

Die Endcap-Schauerzähler überdecken den Winkelbereich  $0.58 < |\cos \theta| < 0.95$ . Jeder der beiden Zähler besteht aus 30 keilförmigen Segmenten von je  $12^\circ$  und einer Dicke von 10.2 Strahlungslängen (0.48 hadronische Wechselwirkungslängen). Nach 2.1 Strahlungslängen sind Proportionalkammern (KAP79) eingefügt, die eine Polarwinkelmessung mit einer Auflösung von  $1^\circ$  ermöglichen. Der Azimutwinkel  $\varphi$  wird durch die Aufteilung des Schauers auf benachbarte Endcap-Segmente mit einer Auflösung von  $2^\circ$  bestimmt. Die Energieauflösung beträgt  $\sigma_E/E = 23\% / \sqrt{E}$  (E in GeV) für Energien von 1.5 bis 7 GeV (KOP80), OAC81).

Abb. 4.7 zeigt ein Segment des Endkappenschauerzählers mit der darin enthaltenen Proportionalkammer.

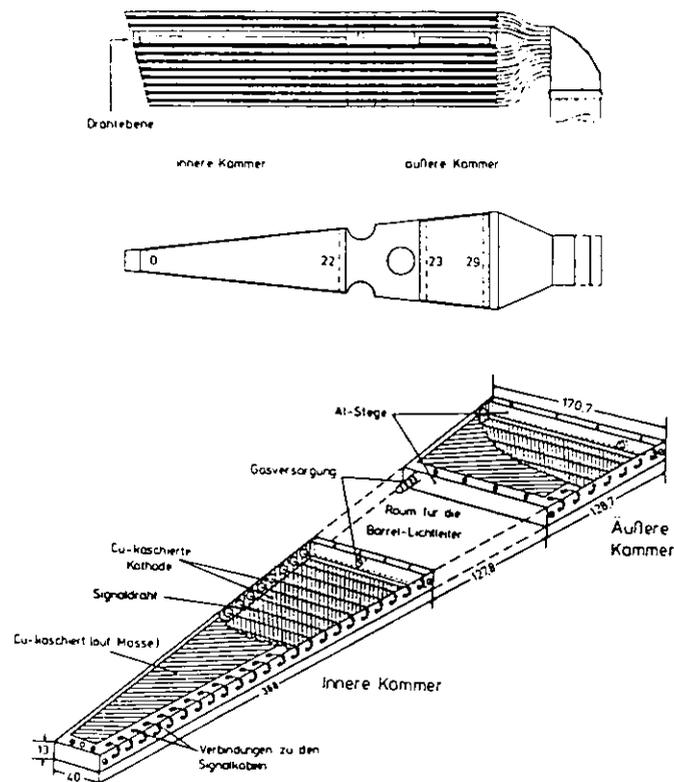


Abb. 4.7: Ansicht eines Segmentes des Endcap-Schauerzählers

IV. II. III Das Vorwärtsspektrometer

Das Vorwärtsspektrometer steht symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt zu beiden Seiten des Zentraldetektors. Es dient zur Messung von Teilchen, die unter kleinen Winkeln zur Strahlachse produziert werden. Jeder der beiden Arme enthält folgende Komponenten:

- ein Impulsspektrometer, bestehend aus fünf ebenen Driftkammern (DC1-DC5) und einem Septummagneten zwischen den Kammern 3 und 4 zur Messung des Impulses geladener Teilchen
- einen Čerenkovzähler innerhalb des Septummagneten zur Pion-Elektron-Trennung
- zwei Schauerzähler zur Messung der Energie und des Ortes von Elektronen und Photonen unter kleinen Winkeln ( $\sqrt{s} = 30-55$  mrad, Small Angle Tagger = SAT) und großen Winkeln ( $\sqrt{s} = 90-260$  mrad, Large Angle Tagger = LAT)
- ein Flugzeitzähler (Time of Flight Counter = TOF) zwischen Kammer 5 und LAT
- einen Myondetektor, bestehend aus 60 cm Eisenabschirmung und dahinter angebrachten Driftkammern

Die Seitenansicht einer Hälfte des Vorwärtsspektrometers ist in Abb. 4.8 zu sehen. Die für diese Arbeit wichtigen Komponenten Impulsspektrometer und Tagging-Zähler werden im folgenden näher beschrieben. Mehr Informationen über die weiteren Bestandteile enthält (BER84).

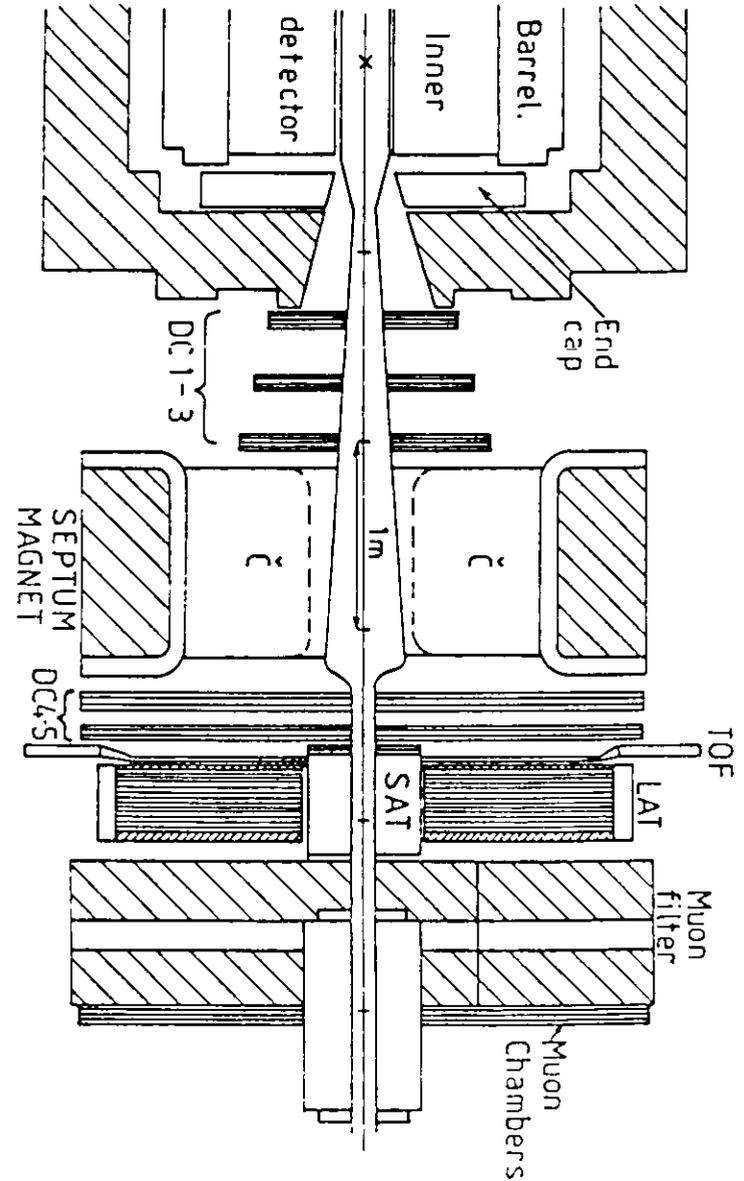


Abb. 4.8: Das PLUTO-Vorwärtsspektrometer

#### IV.II.III.I Das Impulsspektrometer

Mit dem Spektrometer werden die Impulse geladener Teilchen aus deren Ablenkung im Magnetfeld bestimmt. Das horizontal und senkrecht zur Strahlachse verlaufende Feld wird von einem Septummagneten erzeugt (Abb. 4.9 und Nr. 14 in Abb. 4.2). Der 1000 mm lange Magnet befindet sich in 2150 mm Entfernung vom Wechselwirkungspunkt. Bei einem Betriebsstrom von 1000 A liefert er eine Feldstärke von  $B = 0.2 \text{ T}$ . Im Innenraum des Magneten ist das Feld weitgehend homogen, während im Randbereich ein stark inhomogenes Streufeld existiert. Ein schwaches Restfeld, das auf die umlaufenden  $e^+e^-$ -Pakete wie das Feld eines Quadrupolmagneten wirkt, wird durch Kompensationsquadrupole ausgeglichen. Vor Beginn der Datennahme wurde das Feld des Septummagneten in einem großen Raumbereich auf  $\leq 1\%$  genau vermessen (BUR82).

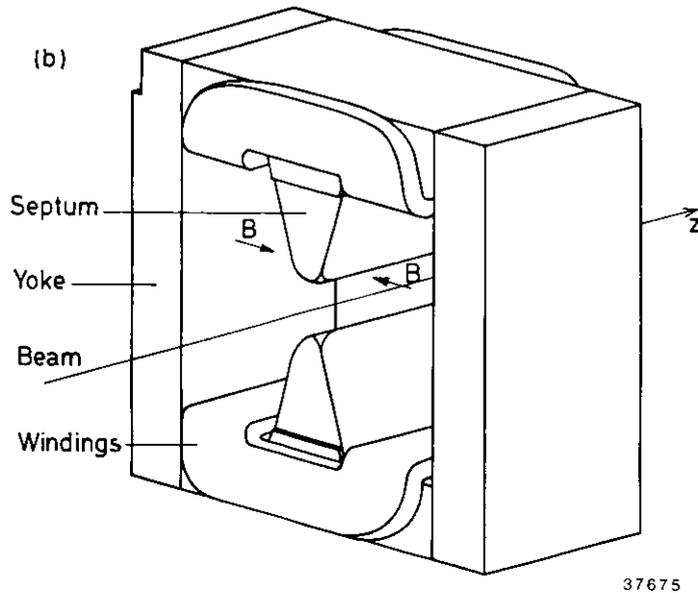


Abb. 4.9: Der Septummagnet

Zur Messung der Spurkoordinaten im Impulsspektrometer dienen fünf ebene Driftkammern, die senkrecht zur Strahlrichtung aufgestellt sind (Nr. 8 in Abb. 4.2). Sie überdecken einen Winkelbereich von  $5^\circ \leq \psi \leq 15^\circ$  ( $165^\circ \leq \psi \leq 175^\circ$ ) und 85 % des vollen Azimutwinkels. Jede Kammer besteht aus jeweils zwei halbkreisförmigen Hälften, die um das Strahlrohr herum im Schatten der Jochnasen miteinander verbunden sind. Jede Kammerhälfte ist ein Paket von aufeinandergeschichteten 5 mm (6 mm bei den Kammern hinter dem Septum) starken Epoxy-Rahmen, auf denen Drähte gespannt sind. Zwischen je zwei Signalebenen (abwechselnd Signal- und Potentialdrähte mit 10 mm Abstand) befindet sich eine Kathodenebene mit einem Drahtabstand von 5 mm. Die äußeren Ebenen jedes Pakets sind ebenfalls Kathodenebenen. Die Signaldrahtebenen sind horizontal, vertikal und unter  $45^\circ$  ausgerichtet. Bei einigen Ebenen wurde die Driftzeit nicht ausgelesen, so daß diese als Proportionalebene betrieben wurden (Einzelheiten dazu sind in Tabelle 4.4 aufgelistet). Die zwei benachbarten gleich ausgerichteten Ebenen einer Kammer sind jeweils um eine halbe Driftzelle gegeneinander versetzt, um rechts-links-Ambiguitäten am Draht aufzulösen. Die  $45^\circ$ -Ebenen werden bei der Spurerkennung benötigt, wenn mehr als ein Teilchen die Kammer durchquert. Die Kammern sind gefüllt mit einer Mischung aus 30 % Athan und 70 % Argon. Ihre Ansprechwahrscheinlichkeit beträgt  $(97 \pm 1)\%$ , die Ortsauflösung wurde zu  $250 \mu\text{m}$  bestimmt. Die Winkelauflösungen sind  $\sigma_\theta \approx 1 \text{ mrad}$  und  $\sigma_\varphi \approx 1^\circ$  für Spuren mit Impulsen größer als  $1 \text{ GeV}/c$ . Die Impulsauflösung des Vorwärtsspektrometers liegt bei  $2.5 \% p$  ( $p$  in  $\text{GeV}/c$ ) (KAP85). Genauere Informationen über Aufbau und Eigenschaften der Driftkammern findet man in (LEW81, KON82 und DIE83).

#### IV.II.III.II Der Kleinwinkel-Schauerzähler SAT

Der SAT (Nr. 12 in Abb. 4.2) ist ein Blei-Szintillator-Schauerzähler mit einer Dicke von 19.3 Strahlungslängen ( $0.93$  hadronische Wechselwirkungslängen) (KAL84). Er mißt  $\gamma\gamma$ -Ereignisse in dem Bereich  $0.1 \leq Q^2 \leq 1.0 \text{ GeV}^2$ . Er befindet sich in

Kammer	Ebene	Lage der Drähte	Typ	Ort z (mm)	Dicke (r.l.)
1	1	hor	Drift	1352.	0.011
	2	hor	Drift	1362.	
	3	45°	Prop	1372.	
	4	vert	Drift	1382.	
	5	vert	Drift	1392.	
2	1	hor	Drift	1671.	0.009
	2	hor	Drift	1681.	
	3	45°	Prop	1691.	
	4	vert	Drift	1701.	
	5	vert	Drift	1711.	
3	1	vert	Drift	2002.	0.011
	2	vert	Drift	2012.	
	3	45°	Drift	2022.	
	4	hor	Drift	2032.	
	5	hor	Drift	2042.	
4	1	hor	Drift	3356.5	0.017
	2	hor	Drift	3368.5	
	3	vert	Prop	3380.5	
	4	45°	Prop	3392.5	
5	1	hor	Drift	3526.5	0.017
	2	hor	Drift	3538.5	

Tabelle 4.4: Parameter der Vorwärts-Driftkammern (r.l. = Strahlungslängen).

einem 60 x 60 cm großen Ausschnitt im Zentrum des LAT (siehe Kap. IV.II.III.III u. Abb. 4.11) und umschließt direkt das Strahlrohr. Seine Vorderseite hat einen Abstand von 3631 mm vom Wechselwirkungspunkt.

Der vom SAT überdeckte Winkelbereich beträgt nominell 30-80 mrad. Davon ist jedoch lediglich der Bereich  $30 \leq \vartheta \leq 55$  mrad nutzbar, weil der äußere Rand des SAT von einer Bleiabschirmung am Strahlrohr abgedeckt wird. Aus Abbildung 4.10 kann man ersehen, daß der Zähler aus 12 trapezförmigen Modulen aufgebaut ist. Sie werden unabhängig voneinander an der inneren und äußeren Kante mit Wellenlängenschiebern ausgelesen. Die Energiemessung erfolgt über die Auslese der Pulshöhe an der Außenseite, während die radiale Schauerposition (Polarwinkel  $\vartheta$ ) durch das Verhältnis der Pulshöhe von innerer zu äußerer Kante bestimmt wird. Der Azimutwinkel  $\varphi$  ergibt sich aus der Aufteilung des Schauers auf benachbarte Module. Die durchschnittliche mit dem SAT erreichbare Energieauflösung beträgt  $\sigma_E/E = 17\% / \sqrt{E}$ , E in GeV, die Ortsauflösung  $\sigma_r = 8$  mm und  $\sigma_\varphi = 2^\circ$ . Damit ergibt sich für die Auflösung des Impulsübertrages  $\sigma_{Q^2}/Q^2 = 10\%$  (Tabelle 4.5)

Zur Identifizierung von schauerbildenden Teilchen als Photonen oder Elektronen und damit zur Teilchentrennung befinden sich vor dem SAT Proportionalrohrkammern mit je einer horizontalen und einer vertikalen Signalebene. Vor den Kammern ist eine 2 mm dicke Bleiabschirmung gegen Synchrotronstrahlung angebracht. Auf Grund dieser Abschirmung und durch Rückstreuung vom SAT werden in den Kammern bei den meisten Ereignissen viele Drähte gesetzt. Die Folge davon ist, daß die Kammern nur in Verbindung mit dem SAT nützliche Informationen liefern und nicht unabhängig zur Ortsmessung verwendet werden können. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Schauer mit gesetzten Kammerdrähten assoziiert werden kann, beträgt für Elektronen und Positronen 80 % und für Photonen 35 % (LEW84).

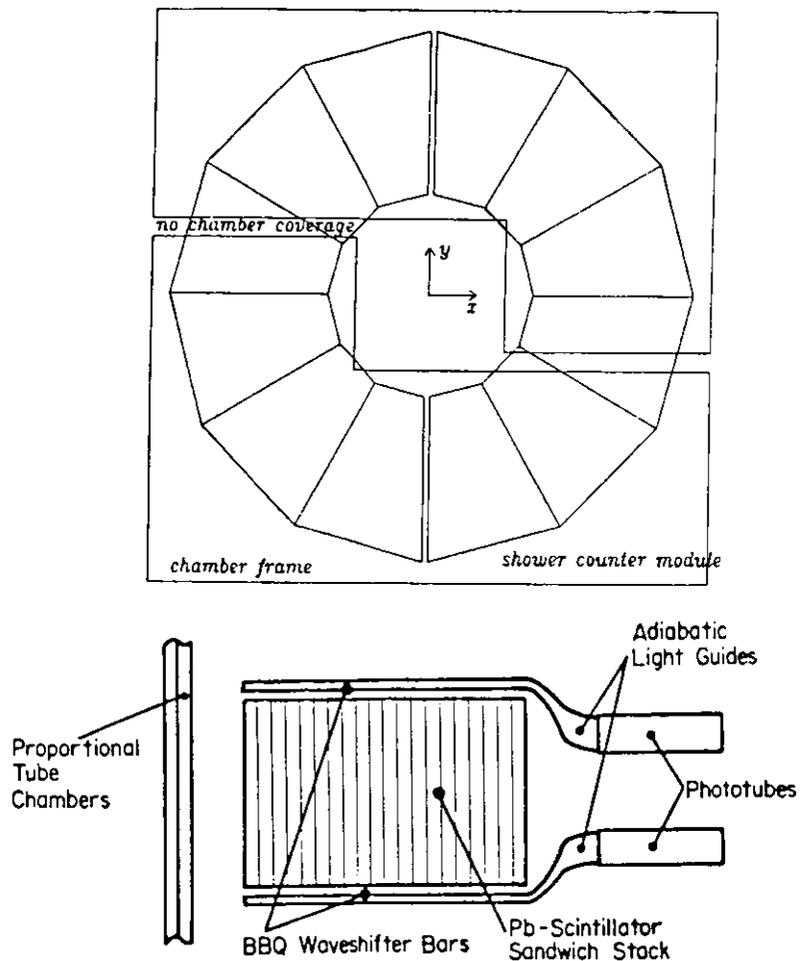


Abb. 4.10: SAT und Proportionalkammern

IV.II.III.III Der Großwinkel-Schauerzähler LAT

Der LAT (Nr. 11 in Abb. 4.2) ist ebenfalls ein Blei-Szintillator-Schauerzähler, mit einer Dicke von 16.3 Strahlungslängen (0.83 hadronische Wechselwirkungslängen). Der von ihm abgedeck-

te Winkelbereich liegt ebenso wie beim Impulsspektrometer zwischen 90 und 260 mrad, er kann  $\gamma\gamma$ -Ereignisse mit einem Impulsübertrag  $1 \leq Q^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$  mit einem 'Tag' markieren.

Der LAT besteht ebenso wie der SAT aus zwei gleichen Elementen, die jeweils 3661 mm in Richtung des Strahlrohres vom Wechselwirkungspunkt entfernt sind. Ein Element setzt sich aus 26 Blöcken zusammen, aus 21 Lagen Blei (3.4 mm) und Szintillatormaterial (10 mm) abwechselnd aufgebaut. Die Szintillatorplatten sind an einem Ende direkt an einen Lichtleiter geklebt, der über eine Silikonscheibe optischen Kontakt zu einem Photomultiplier hat. Die genaue Geometrie ist aus Abb. 4.11 ersichtlich. Die gestrichelte Linie deutet die Abschattung durch den Septummagneten an.

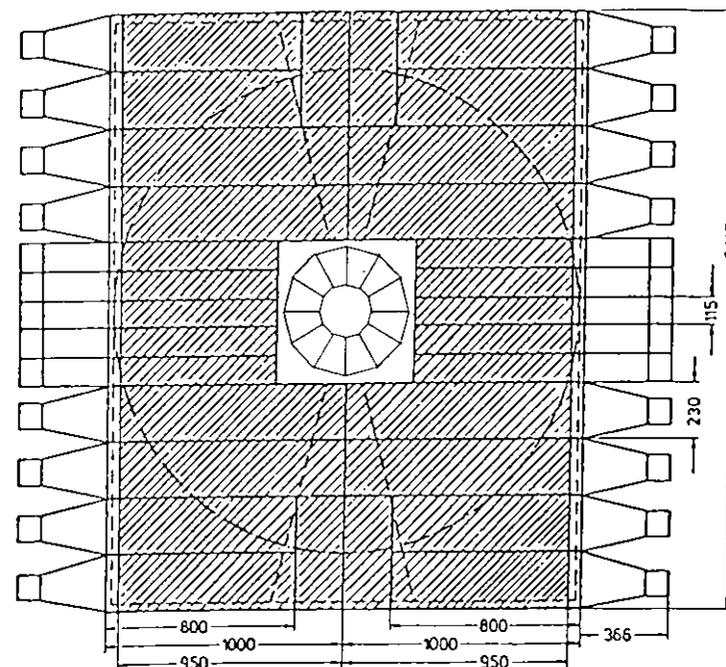


Abb. 4.11: Frontalansicht des LAT Schauerzählers

Um den Ort und die Ausdehnung eines Schauers zu messen, befinden sich innerhalb des LAT nach drei Strahlungslängen zwei

gekreuzte Proportionalkammerebenen (Rohrquerschnitt 1040 mm<sup>2</sup>), die die gesamte LAT-Fläche abdecken. Mit Hilfe der Informationen aus den Kammern erreicht man eine Ortsauflösung für die Schauer von  $\sigma_x = 1.6$  mrad und  $\sigma_y = 1^\circ$ . Durch Hinzunahme des Driftkammersystems im Impulsspektrometer läßt sich eine klare Trennung zwischen neutralen und geladenen Teilchen und schauernden Elektronen erreichen (siehe auch DEU84).

Die durchschnittliche Energieauflösung der LAT-Schauerzähler wurde zu  $\sigma_E/E = 25\% / \sqrt{E}$ , E in GeV, gemessen (Tabelle 4.5). Die Auflösung in  $Q^2$  beträgt  $\sigma_{Q^2}/Q^2 \approx 10\%$ .

Komponente	Eigenschaft	Wert
Septummagnet	Strom	1000 A
	$\int B dl$	0.2 Tm
Driftkammern	Überdeckung in $\eta$	90 - 260 mrad
	Überdeckung in $\varphi$	$ \varphi  \leq 80^\circ$ und $ \varphi  \geq 100^\circ$
	Ortsauflösung $\sigma(x)$	250 $\mu$ m
	Impulsauflösung $\sigma(p)/p$	2.5 % * p (p in GeV)
L A T	Überdeckung in $\eta$	90 - 260 mrad
	Dicke in Strahlungslängen	16.3
	Energieauflösung $\sigma(E)/E$	25 % / $\sqrt{E}$ (E in GeV)
	Ortsauflösung $\sigma(x), \sigma(y)$	20 mm
S A T	Überdeckung in $\eta$	30 - 55 mrad
	Dicke in Strahlungslängen	19.3
	Energieauflösung $\sigma(E)/E$	17 % / $\sqrt{E}$ (E in GeV)
	Ortsauflösung $\sigma(x)$	8 mm
	$\sigma(\varphi)$	2.0°
T O F	Überdeckung in $\eta$	90 - 260 mrad
	Zeitauflösung $\sigma(t)$	0.3 ns
$\mu$ -Detektor	Überdeckung in $\eta$	90 - 280 mrad
	Eisenäquivalent vom WWP	60 cm
	Grenzimpuls für Myonen	1.0 GeV

Tabelle 4.5: Parameter der Komponenten des Vorwärtsspektrometers

Eine wichtige Aufgabe der Schauerzähler SAT und LAT ist die Identifizierung von TAG- $\gamma\gamma$ -Ereignissen mit einem oder zwei virtuellen Photonen ( $Q^2 \geq 0.1$  GeV<sup>2</sup>), bei denen die Energie des auslaufenden Positrons oder Elektrons gemessen wird. Die Schauerzähler dienen außerdem der Messung der Luminosität (Kap. IV.III) und der besseren Rekonstruktion der Ereignisse durch Messung neutraler Energie in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung.

#### IV.II.IV Teilchenidentifikation mit PLUTO

Die Teilchenidentifikation im PLUTO-Zentraldetektor beschränkt sich im wesentlichen auf die Erkennung von Myonen. Der zentrale Myondetektor überdeckt den Raumwinkelbereich  $|\cos\eta| < 0.8$  und besteht aus einem inneren (Nr. 2 und 7 in Abb. 4.2) Detektor mit einem Eisenäquivalent von 70 cm Dicke und einem äußeren (Nr. 2 und 6 in Abb. 4.2) Detektor mit einem Eisenäquivalent von 30 cm Dicke. Beide sind mit Proportionalrohrkammern bzw. Driftkammern zur Ortsbestimmung ausgestattet. Sie identifizieren Myonen mit einem Minimalimpuls von etwa 1.0 bzw. 1.3 GeV/c. Ausführlichere Beschreibungen findet man in (LAU82) und (HEI81).

Der Innendetektor bietet außerdem die Möglichkeit der Identifikation von Elektronen durch Zuordnung von Spuren zu hochenergetischen Barrel- oder Endcap-Schauern.

Zusätzlich besteht die Möglichkeit  $K_S^0$  auf Grund ihrer begrenzten freien Weglänge ( $c\tau = 2.675$  cm) über den Zerfall in  $\pi^+\pi^-$  zu identifizieren. Dazu wird softwaremäßig nach Sekundärvertices ( $^*V^0$ ) gesucht, die in mindestens 4 mm radialem Abstand vom Wechselwirkungspunkt liegen und von denen entgegengesetzt geladene Paare von Innendetektorspuren ausgehen mit einem invarianten Massenwert in der Nähe der  $K_S^0$ -Masse (BER86).

Innerhalb der Vorwärtsspektrometer sind je 3 Komponenten speziell für die Teilchentrennung vorgesehen (vgl. (BER84) für weitergehendere Informationen):

- a) Schwellen-Cerenkov-Zähler (DEN81). Sie sitzen innerhalb der offenen Volumina der Septummagnete zwischen den dritten und vierten Driftkammern der Impulsspektrometer. Diese Gas-Cerenkov-Zähler sind zur Pion-Elektron-Trennung für Teilchenimpulse von bis zu 5 GeV/c bestimmt.
- b) Die Vorwärts-Flugzeitähler (TOF). Diese Szintillationszähler befinden sich zwischen den jeweils letzten Vorwärts-Driftkammern und den LAT-Zählern. Sie ermöglichen eine  $\mu/\pi/K/p$ -Separation für Teilchenimpulse kleiner als 1 GeV/c.
- c) Die Vorwärts-Myon-Detektoren. Sie befinden sich direkt hinter den LAT-Schauerzählern. Sie sind aufgebaut aus 60 cm dickem Eisen, gefolgt von großen ebenen Driftkammern.

Alle die oben beschriebenen Komponenten (bis auf die Cerenkov-Zähler) bzw. Teilchentrennungsmethoden wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit lediglich dazu benutzt festzustellen, ob sich im selektierten Endzustand außer Pionen noch andere Teilchenarten befinden können. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Kapitel V.IV enthalten.

#### IV.III Messung der Luminosität

Die Luminosität  $L$  ist eine für alle Auswertungen bei  $e^+e^-$ -Experimenten wichtige Größe. Sie ist die Proportionalitätskonstante, die den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  einer Reaktion verknüpft mit der beobachteten Zählrate  $N$  und der Detektorakzeptanz  $A$ :

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma \cdot A \quad (4.1)$$

Eine präzise Luminositätsmessung ist daher die Voraussetzung für eine genaue experimentelle Bestimmung von Wirkungsquerschnitten.

Der Zusammenhang zwischen den Parametern des Speicherringes und der Luminosität ist:

$$L = \frac{I_+ \cdot I_-}{e^2 \cdot A \cdot f \cdot n_B} \quad (4.2)$$

dabei bedeuten:

- $I_+, I_-$ : Strahlströme
- $A$ : Strahlquerschnitt
- $f$ : Umlauffrequenz
- $n_B$ : Bunchzahl pro Strahl

Eine Bestimmung der Luminosität aus diesen Größen scheidet jedoch aus, weil der tatsächliche Kollisionsquerschnitt der Strahlen am Wechselwirkungspunkt nicht genau genug meßbar ist. In der Praxis wird daher die über die Zeit integrierte Luminosität mittels (4.1) aus einer Eichreaktion mit einem bekannten Wirkungsquerschnitt bestimmt. Dazu eignet sich die elastische  $e^+e^-$ -Streuung (Bhabha-Streuung) aus mehreren Gründen gut: Erstens ist die Ereignisrate für Bhabha-Streuung sehr groß im Vergleich zu allen inelastischen Prozessen und damit der statistische Fehler hinreichend klein, zweitens ist die Signatur für Bhabhas einfach und klar, und vor allem läßt sich der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion in der QED exakt berechnen. Die integrierte Luminosität, also die erwartete Ereignisanzahl pro  $n_B$  Wirkungsquerschnitt einer Meßperiode, wird bestimmt zu

$$L^{int} = \int L dt = \frac{N^{\Omega}(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)}{\int \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)}{d\Omega} d\Omega} \quad (4.3)$$

wobei sich die Integration des differentiellen Bhabha-Wirkungsquerschnittes wegen eines Poles in Vorwärtsrichtung über einen beschränkten Raumwinkelbereich erstreckt.

In der Meßperiode 1981/82 wurden beim PLUTO-Experiment alle drei Schauerzählersysteme zur Bestimmung der Luminosität benutzt. Eine ausführliche Diskussion der einzelnen Ergebnisse und Verfahren findet man in (KAP85).

Die Luminosität der in dieser Arbeit untersuchten Datenmenge beträgt  $32.8 \text{ pb}^{-1}$  für die NO TAG-Klasse und  $30.1 \text{ pb}^{-1}$  für die SINGLE TAG-Daten. Sie wurde durch Bhabha-Ereignisse im Innendetektor (mit einem statistischen Fehler kleiner als 1 %) bestimmt. Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in dieser Arbeit ist der Fehler der Luminositätsmessung (insgesamt 3 %, (KAP85)) vernachlässigbar.

#### IV.IV Der Trigger

In jeder Wechselwirkungszone des Speicherrings PETRA treffen die  $e^+e^-$ -Bunche alle  $3.8 \mu\text{s}$  aufeinander. Zu wirklichen  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen kommt es jedoch viel seltener, weil Untergrundprozesse um viele Größenordnungen häufiger auftreten. Unter normalen Meßbedingungen beträgt die Rate von Untergrundeignissen im PLUTO-Detektor etwa  $10^5$  pro Sekunde. Im Vergleich dazu treten  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen, wie etwa die Anihilation in Hadronen, mit einer Rate von nur  $10^{-3}$  Ereignissen pro Sekunde bei  $E_{\text{CM}} = 35 \text{ GeV}$  und einer typischen Luminosität von  $L = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  auf.

Hieraus ist ersichtlich, daß auch der größte Teil der vom Detektor registrierten Ereignisse aus Untergrundquellen herührt. Die wichtigsten sind:

- kosmische Strahlung
- Strahlwechselwirkung mit Restgas im Vakuumrohr
- Verluste von Teilchen aus der Sollbahn (Off-Momentum-Teilchen)
- Synchrotronstrahlung

Es ist also notwendig, die Datenmenge von Beginn an erheblich zu reduzieren. Dies geschieht am Detektor noch während der Datennahme ("on-line") durch den Trigger und später ("off-line") durch die Filterprogramme der Standardauswertekette (siehe Kap. IV.V).

Der PLUTO-Trigger ist ausführlich in (PAP80) beschrieben. Er besteht insgesamt aus zwei Stufen. Eine schnelle Stufe (parallele Logik) verarbeitet die Detektorsignale innerhalb der Zeit zwischen zwei Bunchkollisionen ( $3.8 \mu\text{s}$ ) und verursacht somit keine Totzeit. Die von ihr akzeptierten Ereignisse werden dann in einer langsamen Stufe (sequentielle Logik) weiter verarbeitet und reduziert. Die gesamte Entscheidungslogik besteht aus acht Koinzidenz-RAM-Einheiten, die über den Experimentrechner programmiert werden können, und ist somit schnell und bequem an wechselnde Bedingungen anzupassen. Abbildung 4.12 (KAP85) zeigt das Blockschaltbild der Triggerlogik.

Die Trigger-Analyse wird gestartet durch ein Signal vom PETRA RF-System, das das Durchdringen zweier  $e^+e^-$ -Bunche anzeigt. Dadurch werden von vorneherein solche Ereignisse ausgeschlossen, die in keinem Zusammenhang zu  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen stehen.

Spätestens  $350 \mu\text{s}$  nach einer Bunchkollision liegen dann an den Eingängen von RAM 0 bis 3 die Informationen aus dem Innendetektor, dem Barrel- und Endcap-Schauerzähler, dem SAT und LAT und aus den Vorwärtsdriftkammern an. Hierbei handelt es sich einfach nur um überschrittene Energieschwellen in den Schauerzählern und lockere Spurbedingungen, wie etwa die Suche nach bestimmten Paaren von Drahtkammern, bei denen Drähte in einem gemeinsamen Azimutwinkelbereich  $\Delta\psi$  angesprochen haben. Nach weiteren  $250 \text{ ns}$  haben RAM 5 und 6 die Ausgangssignale von RAM 0 bis 3 entsprechend der programmierten Bedingungen verarbeitet und entscheiden, ob das betreffende Ereignis gewisse Minimalforderungen erfüllt. Falls dies der Fall ist, wird die langsame Triggerstufe gestartet. Ansonsten werden alle RAMs gelöscht und die Detektorelektronik in einen aufnahmebereiten Zustand zurückversetzt, was eine Zeit von etwa  $1 \mu\text{s}$  in An-

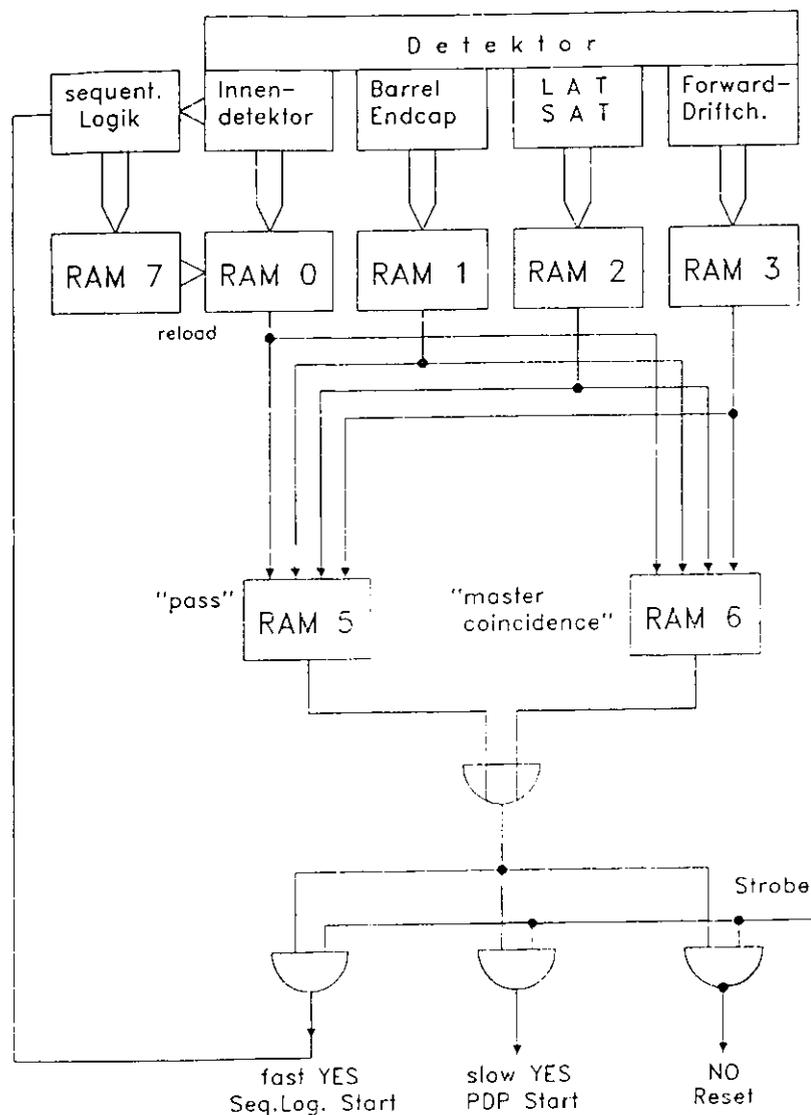


Abb. 4.12: Blockschaltbild der Triggerlogik

spruch nimmt. Insgesamt braucht die schnelle Triggerstufe also maximal 1.6  $\mu$ s für ihre Entscheidung.

Die langsame Triggerstufe dient der genaueren Auswertung der Spurinformatoren aus dem Innendetektor. Sie liefert bestimmte Bedingungen bzgl. der Zahl, Länge und Lage der Spuren. Diese bilden dann die Eingabegrößen für RAM 7. Mit den Ausgabewerten von RAM 7 anstelle von RAM 0 (bei unveränderten RAM 1 bis 3) wird die Triggerentscheidung in RAM 5 und 6 neu getroffen. Zur Entscheidung über Akzeptieren oder Verwerfen eines Ereignisses werden in der zweiten Triggerstufe ca. 50  $\mu$ s benötigt. Sie wird mit einer Rate von 100 - 200 Hz aktiviert, was eine Totzeit von  $\leq 1\%$  verursacht. Die Rate akzeptierter Ereignisse beträgt dann etwa 5 Hz. Das Einlesen der Daten in den Experimentrechner und Verzögerungen während der Datennahme (etwa durch regelmäßige Gewinnung von Eichdaten) erhöhen die Totzeit des Detektors auf typisch 5 %.

Die in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen kommen sowohl aus der NO TAG- als auch aus der SINGLE TAG-Klasse. Die zum Einlesen eines jeweiligen Ereignisses notwendigen Charakteristika unterscheiden sich deutlich.

Die für NO TAG-Ereignisse wichtigsten Triggerbedingungen sind die folgenden Minimalforderungen:

- 2 Spuren im Innendetektor ("Multiprong"-Trigger)
- 2 lange, koplanare Spuren
- 2 lange Spuren mit  $\Delta\varphi < 84^\circ$  ( $\varphi$  = Azimutwinkel)
- 2 kollineare Spuren im Impulsspektrometer

Eine lange Spur muß bis zu einer äußeren Drahtkammer des Innendetektors reichen (Kammer 13 oder 14), eine kurze dagegen nur bis zur Kammer 7. Dazu muß die lange Spur einen Polarwinkel von mindestens  $50^\circ$ , die kurze einen von  $35^\circ$  haben. In der sequentiellen Logik werden mehrere Kammern zu einem Ring zusammengefaßt:

Ring A = Kammern 7 oder 8, und zwei aus (6, 4 und 5, 2 und 3)

Ring B = Kammern 7 oder 8, und zwei aus (11, 13, 14)

Die Ringbedingung ist erfüllt, wenn ein Draht in Kammer 7 oder 8 anspricht und außerdem innerhalb eines gewissen Azimutwinkel-

bereiches  $\Delta\varphi$  zwei der übrigen Kammern bzw. Kammerpaare, z.B. die Kammern 6, 2 und 3 im Falle des Ringes A. Bei einer langen Spur müssen die Bedingungen Ring A und Ring B beide erfüllt sein, bei einer kurzen nur die Bedingung Ring A (BAC82).

Die Größe des Winkelbereichs  $\Delta\varphi$  wird von einer festverdrahteten Maske, die über das Drahtmuster gelegt wird, bestimmt und legt den minimalen Transversalimpuls  $P_t$ , der noch akzeptiert wird, fest. Beispielsweise muß eine lange Spur ein  $P_t \geq 350$  MeV/c haben, um von der sequentiellen Logik mit 90 % Wahrscheinlichkeit erkannt zu werden (MIC85).

Insgesamt 84 % der für diese Analyse selektierten Ereignisse (Kapitel V) wurden über den Spurtrigger aufgenommen. Die vorhandenen Energietrigger waren (in Verbindung mit weiteren Bedingungen wie Spuren oder Schauerenergie) für das Wegschreiben der übrigen Ereignisse verantwortlich. Dabei sind die verschiedenen Kriterien oft redundant, d.h. Ereignisse werden auf Grund von mehreren gleichzeitig erfüllten Kriterien getriggert.

Für die SINGLE TAG-Ereignisse gibt es zwei zentrale Triggerbedingungen, die beide eng mit der Messung des gestreuten Leptons im SAT oder LAT (Tag) zusammenhängen:

(i) LAT HI

Diese Triggerbedingung ist erfüllt, wenn die insgesamt in einem der beiden LATs deponierte Schauerenergie aus der einfachen Addition der Photonmultiplier-Signale, ohne Berücksichtigung orts- und modulabhängiger Eichfaktoren, mehr als 4 GeV beträgt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der LAT HI-Bedingung als Funktion der gemessenen Energie ist in Abb. 4.13a dargestellt (TYL85). Sie wurde aus Daten-Ereignissen berechnet, die LAT-unabhängige Triggerbedingungen (wie etwa Spuren im Innendetektor) erfüllen, indem man feststellte, wie oft die LAT HI-Bedingung in den Ereignissen gesetzt war, in denen sie hätte gesetzt sein müssen. Für Schauer mit Energien ab 8 GeV beträgt die gemessene LAT HI-Ansprechwahrscheinlichkeit durchschnittlich  $98.1 \pm 0.1$  %.

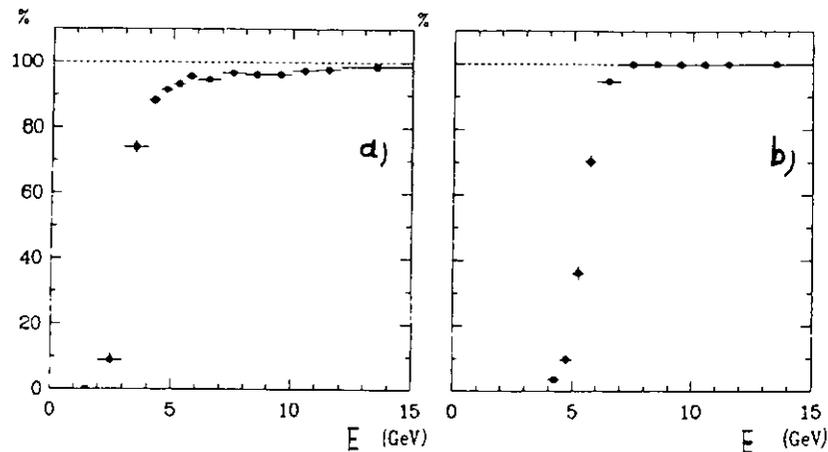


Abb. 4.13: Ansprechwahrscheinlichkeit der (a) LAT- und (b) SAT-HI Schauerenergie-Trigger als eine Funktion der gemessenen Energie

(ii) SAT HI

Diese Triggerbedingung gilt für Ereignisse mit einem SAT-Tag. Sie ist erfüllt, wenn die in einem SAT deponierte Schauerenergie die Schwelle von 6 GeV überschritten hat und mindestens eine kurze Spur im Innendetektor gemessen wurde. Die Anwendung eines sogenannten "stand alone" Triggers wie im LAT ist hier nicht möglich wegen der hohen Rate an Untergrundereignissen, die z.B. aus der Bhabha-Streuung (nur jedes 16. SAT-Bhabha-Ereignis wurde akzeptiert!) und Strahl-Gas-Wechselwirkungen herrühren. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der SAT HI-Bedingung

als Funktion der kalibrierten Schauerenergie zeigt Abb. 4.13b (TYL85). Für Schauerenergien größer als 7 GeV beträgt sie 100 %. Zur Untersuchung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Spurtriggers wurden Ereignisse herangezogen mit einem LAT-Tag und genau einer Spur im Innendetektor. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Spurtriggers im Innendetektor als Funktion vom Kosinus des Polarwinkels und vom Transversalimpuls  $P_t$  ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Für eine Einzelspur mit  $P_t \geq 150$  MeV/c und  $|\cos \vartheta| \leq 0.8$  beträgt sie  $98.4 \pm 0.2$  %. Bei Vielspurereignissen, wie sie auch in dieser Arbeit untersucht werden, steigt sie aufgrund kombinatorischer Effekte auf  $99.1 \pm 0.2$  %.

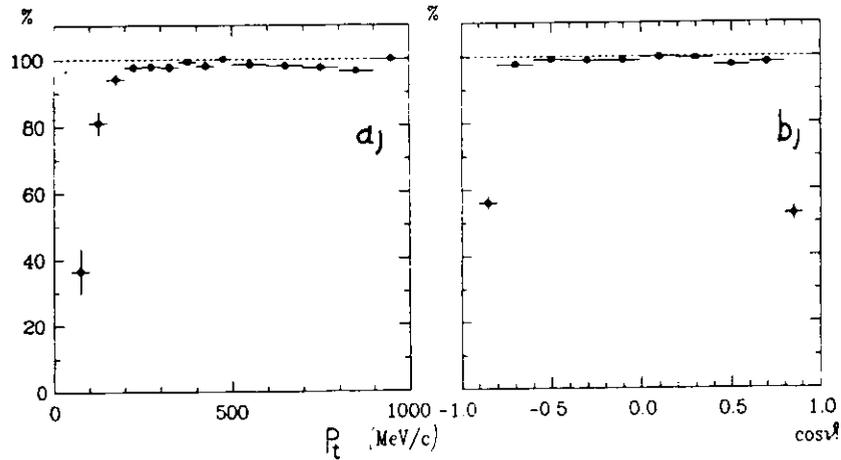


Abb. 4.14. Ansprechwahrscheinlichkeit des Innendetektor-Spurtriggers als eine Funktion von  
 (a)  $P_t$ , für Teilchen mit  $|\cos \vartheta| \leq 0,8$   
 (b)  $\cos \vartheta$ , für Teilchen mit  $P_t \geq 150$  MeV

Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn eine der Triggerbedingungen erfüllt ist. Eine gewisse Redundanz entsteht hier allerdings ebenfalls dadurch, daß viele Ereignisse gleichzeitig mehreren unabhängigen Bedingungen genügen. So spricht bei LAT-Tag-Ereignissen auch oft noch der Spurtrigger oder einer der Energietrigger im Zentraldetektor an.

Der interessierte Leser findet weitergehende Beschreibungen der Trigger-Logik und -Bedingungen in (BAC82) und (TYL85).

#### IV.V Datenaufbereitung und Filter

Die vom Trigger akzeptierten Ereignisse werden in den Experimentrechner (Typ PDP 11/45) eingelesen und von dort zum DESY-Großrechner IBM 3081 auf Magnetplatte übertragen. Der Inhalt der Magnetplatte wird bei normalem Meßbetrieb etwa alle zwei Stunden auf ein Magnetband kopiert. Diese Rohdatenbänder bilden die PLUDUMP-Datengeneration, die der Ausgangspunkt für die weitere Datenreduktion sind.

Lediglich ein kleiner Bruchteil aller gemessenen Ereignisse kann sinnvollerweise in einer speziellen Datenanalyse verwendet werden. Auch von den Ereignissen der PLUDUMP-Generation sind die meisten noch trivialen Untergrundquellen zuzuordnen (Strahl-Gas-Wechselwirkungen, Off-Momentum-Teilchen, kosmische Strahlung, Synchrotronstrahlung). Viele andere Ereignisse sind unvollständig gemessen worden, so daß es unmöglich ist, sie zu analysieren (etwa Ereignisse, bei denen außer einer einzigen Spur nichts gemessen wurde). Schließlich ist ein Experiment in aller Regel so ausgelegt, daß es in der Lage ist, viele verschiedene Arten von  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen aufnehmen zu können. Die für ganz bestimmte Auswertungen interessierenden Reaktionen müssen also auch von allen anderen auftretenden physikalischen Prozessen mit möglichst hoher Sicherheit abgetrennt werden. In der vorliegenden Analyse des Vier Pion-Endzustandes in der  $\gamma\gamma$ -Physik werden aus mehr als  $25 \cdot 10^6$  PLUTO-Ereignissen

etwa  $2.5 \cdot 10^3$  extrahiert, alle anderen verworfen. Dieser schwierige und aufwendige Prozeß läuft in zwei Schritten ab: Ereignisrekonstruktion sowie Datenreduktion und Ereignis Selektion (beschrieben in Kap. V).

Mit der Durchführung der Datenreduktion versucht man offensichtlich, uninteressante Ereignisse, wie etwa trivialen Untergrund und Bhabhas (die im wesentlichen zu Kalibrationszwecken und zur Messung der Luminosität dienen), zu eliminieren und dabei so wenig wie möglich etwaige interessante Ereignisse zu verlieren. Damit werden gleichzeitig Datensätze bereitgestellt, die als gemeinsamer Ausgangspunkt für viele verschiedene Analysen zur Verfügung stehen.

Eng verflochten mit der Ereignisreduktion läuft die Ereignisrekonstruktion ab, d.h. die Anwendung ganzer Serien von komplizierten Computerprogrammen, die die von PLUTO aufgenommenen Rohdaten in Vierervektoren rekonstruierter Teilchen umformen und die im allgemeinen sehr zeitaufwendig sind. Deshalb werden in den einzelnen Stufen die Schnitte an die Daten, wie z.B. die Bedingungen, die an Spuren gestellt werden, schrittweise verschärft. Dadurch wird erreicht, daß nicht alle rechenzeitaufwendigen Spur- und Schauerrekonstruktionsprogramme auf die gesamte Datenmenge angewendet werden müssen. Mit der Ereignis Selektion, für deren detaillierte Kriterien man die bestmöglichen Informationen benötigt, wartet man daher üblicherweise, bis der vollständige Rekonstruktionsprozeß durchlaufen ist.

Die PLUTO Reduktions- und Filterkette, so wie sie zu in der Photon Photon-Physik auswertbaren Ereignissen führt, ist schematisch in der Graphik 4.15 dargestellt. Die angegebenen Zahlen gelten für die gesamte Meßperiode 1981/82 (TYL85).

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorgestellte Vierspur Selektion zur Untersuchung der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  geht im NO TAG-Fall bereits von den sog. PHYS-Bändern aus (genauer: von einer von M. Poppe durchgeführten einfachen Vorselektion, die ohne Schnitte lediglich Spuren zählt und alle PHYS-Ereig-

nisse mit mindestens vier Spuren akzeptiert), da Ereignisse mit hohen Schauerenergien naturgemäß nicht zu diesem Kanal beitragen können. Anders im SINGLE TAG-Fall, in dem das Vorhandensein einer hohen Tag-Energie die notwendige Voraussetzung für das Akzeptieren eines Ereignisses darstellt. Hier startet die Selektion von den QTAG.FOURPR-Bändern, deren Ereignisse neben einer Tag-Energie von mindestens 6 GeV im SAT oder LAT mehr als drei Spuren (die zu einem LAT-Tag gehörige Vorwärts-Spur nicht gezählt) enthalten, von denen im Falle eines SAT-Tags wenigstens eine  $|\cos\psi| < 0.8$  und  $P_t \geq 150$  MeV/c erfüllen muß, um Unsicherheiten in der Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers zu minimieren. Die QTAG-Selektionen wurden zusätzlich zur PLUTO-Standard-Filterkette von A. Tylka mit sehr losen Schnitten an Spuren und Ereignisse (siehe dazu auch Kap.V.I.II) durchgeführt. Dieses spezielle Datenreduktionspaket stellt praktisch den ersten Schritt einer Datenselektion dar, wie sie, ausgehend von den PHYS- oder TAG-Bändern, gerechnet werden, um ganz spezielle physikalische Prozesse zu isolieren. Die vollständige PLUTO-Datenreduktion sowie viele Einzelheiten zur Ereignisrekonstruktion, Tag-Rekonstruktion und Spuranpassung sind in (CAR84), (FRA82) und (TYL85) zu finden.

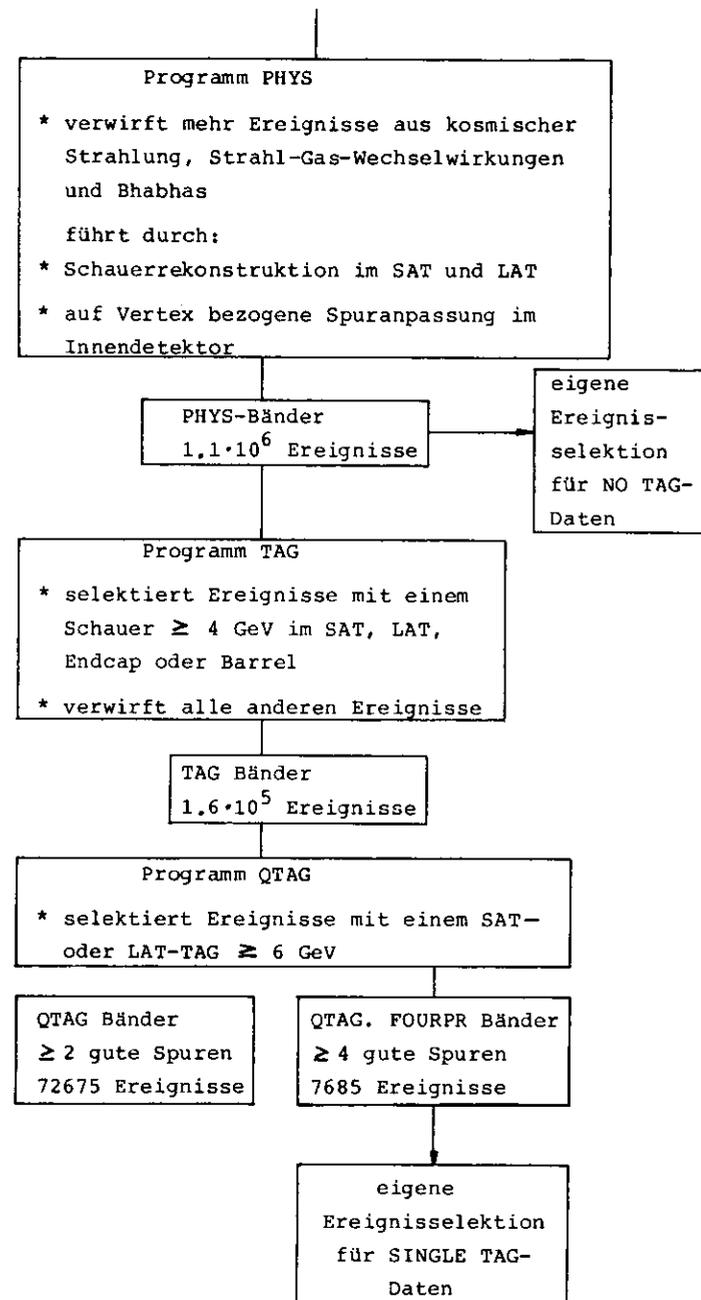
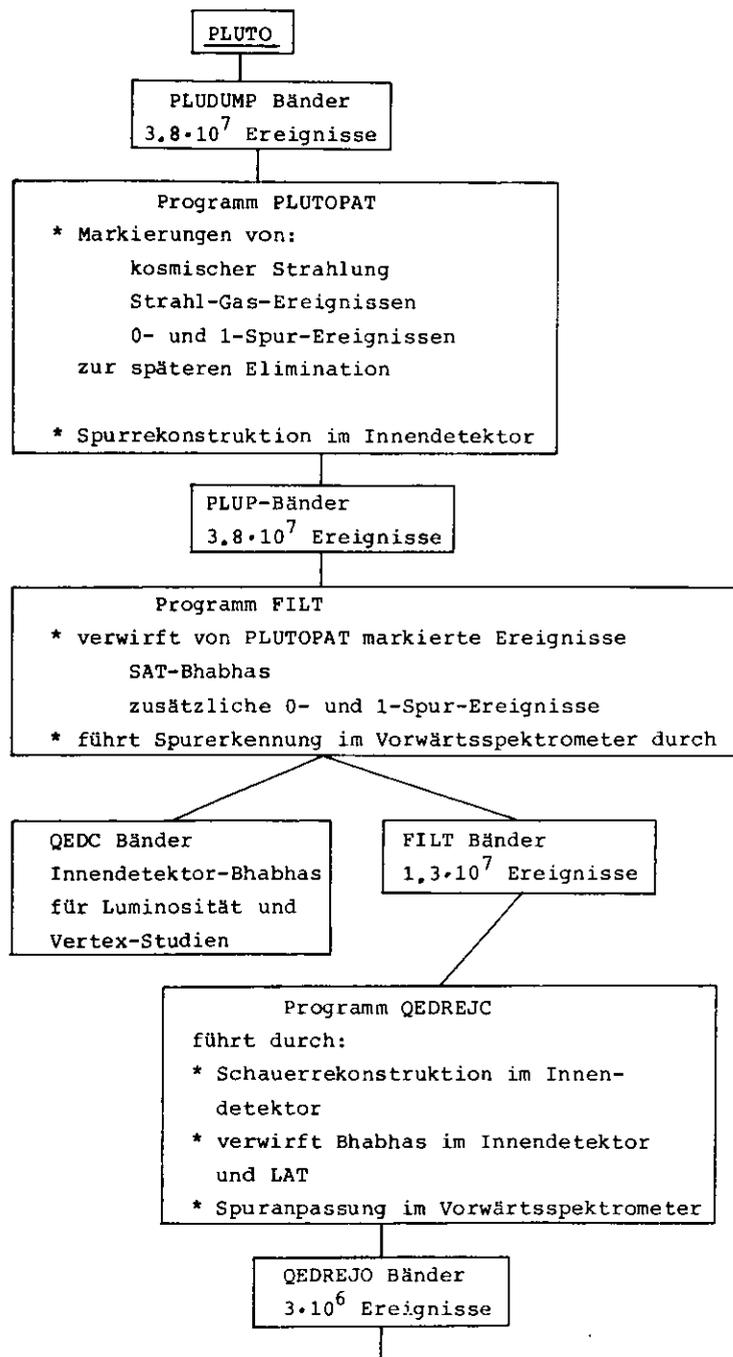


Abb. 4.15: PLUTO-Standard-Datenreduktion für Zwei Photon-Ereignisse

V. Datenselektion

Im letzten Kapitel wurde die Ereignisreduktion und -selektion bis hin zu allgemeinen Datensätzen beschrieben, die im Falle der NO TAG-Daten alle für die  $\gamma\gamma$ -Physik auswertbaren Ereignisse und im SINGLE TAG-Fall bereits vorselektierte Ereignisse mit einem TAG ( $E_{TAG} \geq 6$  GeV im SAT oder LAT) und mindestens vier Spuren enthalten. Natürlich können nicht alle diese Ereignisse in der vorliegenden Analyse verwendet werden. Viele sind zu schlecht oder unvollständig vermessen oder rühren ganz einfach von Untergrundprozessen her. Deshalb ist es erforderlich, zusätzliche Selektionskriterien auf die vorhandenen Ereignisse anzuwenden. In der eigentlichen Analyse der Daten (Kap.VII, VIII) werden dann nur diejenigen ausgewertet, die gewissen Bedingungen genügen. Diese sollen den auswertbaren Ereignissen eine klar umrissene Akzeptanz geben, die sich auch auf entsprechende Simulationsrechnungen übertragen läßt (vgl. Kap. VI). Zum anderen trennen die Akzeptanzschnitte Bereiche ab, in denen das Nachweisverhalten des Detektors lückenhaft oder nicht hinreichend bekannt ist. Außerdem erwartet man, daß die selektierten  $\gamma\gamma$ -Kandidaten innerhalb der vorgegebenen Akzeptanz weitgehend frei von Untergrundbeimischungen sind (siehe hierzu Kap.V.II und V.III). Das wichtigste Ziel einer Selektion jedoch ist es selbstverständlich, genau den Reaktionstyp von allen überhaupt vorkommenden Ereignissen abzutrennen, der den eigentlichen Gegenstand der Untersuchung darstellt. Im vorliegenden Fall bedeutet dies für den Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  die Extraktion aller  $\gamma\gamma$ -Ereignisse (NO TAG oder SINGLE TAG) mit vier Pionen in einem insgesamt neutralen Endzustand ohne Photonen (siehe Kap. V.I.III), da das Vektormeson  $\rho^0$  ( $c\tau = 1.6 \cdot 10^{-13}$  cm) zu 100 % in ein positiv und ein negativ geladenes Pion zerfällt (PDG86).

Nach Durchführung der kompletten Selektion ist man nicht nur mit dem Problem einer eventuell noch verbliebenen, geringen Verunreinigung der Daten durch Untergrund konfrontiert. Von großem Interesse ist dann speziell in dieser Analyse die Frage nach der Evidenz für das tatsächliche Vorliegen des Kanals  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  und damit des Zerfalls  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  in den selektierten Kandidaten-Ereignissen (behandelt in Kap.V.VI).

tierten Kandidaten-Ereignissen (behandelt in Kap.V.VI).

Die Diskussion weiterführender Fragen, wie die etwaige Größe des  $\rho^0 \rho^0$ -Anteils an den Daten, die Detektorakzeptanz für den Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  und die Güte, mit der die zur Beschreibung dieser Reaktionen verwendeten kinematischen Variablen vermessen sind, ist den nachfolgenden Kapiteln vorbehalten.

V.I. Selektion des Vier Pion-Endzustandes

In diesen Abschnitten soll die endgültige Selektion, die zu einem reinen Vier Pion-Endzustand führt, beschrieben werden. Die Kriterien für die NO TAG- bzw. SINGLE TAG-Datenklassen sind dabei sehr ähnlich, so daß auf etwaige Unterschiede lediglich in den betreffenden Textstellen gezielt hingewiesen wird.

Die Selektion gliedert sich in die Abtrennung der  $\gamma\gamma$ -Ereignisse vom Ein Photon-Annihilationskanal, Akzeptanzbedingungen für jede einzelne Spur und die Auswahl des exklusiven Kanals  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ .

V.I.I Abtrennung von Zwei Photon-Ereignissen

Das wesentliche Kriterium zur Abtrennung der  $\gamma\gamma$ -Ereignisse von den  $1\gamma$ -Vernichtungsprozessen ist, vor allem für die NO TAG-Daten, die invariante Masse des Endzustandes  $W_{vis}$  \*. Während im Ein Photon-Annihilationsprozeß stets ein Endzustand mit einer invarianten Masse von der Größe der zweifachen (im Rahmen der Meßgenauigkeit) Strahlenergie vorliegt, wird die invariante Masse des Zwei Photon-Endzustandes in einem kontinuierlichen Spektrum vorwiegend bei kleinen Energien erzeugt. Schon ein Schnitt in der Gesamtenergie bei  $0.6 \cdot E_B$  ( $\approx 10$  GeV für diese Analyse) genügt nach (WAG83), um die Ereignisse beider Reaktionstypen zu trennen. Abb. 5.1 zeigt die  $W_{vis}$ -Verteilung

\*  $W_{vis} = W$  (gesehen)

eines entsprechend konstruierten Monte Carlo-Modells (MIC85) für den  $1\gamma$ -Vernichtungsprozeß (Histogramm) zusammen mit der experimentell gemessenen  $W_{vis}$ -Verteilung (als Kreise). Man sieht, daß das  $1\gamma$ -Modell in der Nähe der Schwerpunktsenergie, wo der  $2\gamma$ -Beitrag vernachlässigbar ist, die experimentelle  $W_{vis}$ -Verteilung recht gut beschreibt, insbesondere die Gesamtzahl der Ereignisse oberhalb 16 GeV (innerhalb eines Fehlers von 12 %) wiedergibt. Besonders deutlich aber wird die Tatsache, daß der Beitrag und damit auch der Untergrund von  $1\gamma$ -Reaktionen zum Zwei Photon-Prozeß in dem für diese Analyse relevanten Energieintervall  $1 \leq W_{vis} \leq 3.2$  GeV absolut vernachlässigbar ist. Zusammen mit dem in der Annihilationsphysik fast völlig unterdrückten, hier zu untersuchenden exklusiven Endzustand (vier Spuren, Ladungssumme Null) macht dies deutlich, daß eine Trennung der beiden Klassen Ein Photon- und Zwei Photon-Physik leicht durchführbar ist.

Für die SINGLE TAG-Daten kommt als vereinfachendes Kriterium noch die Messung einer hohen TAG-Energie in den Schauerzählern SAT oder LAT hinzu. Allein das Vorhandensein dieser deutlichen Ereignis-Signatur reicht praktisch zur Abtrennung der  $\gamma\gamma$ -Daten aus. Die Vortäuschung eines Tags durch ein  $1\gamma$ -Ereignis kann zustande kommen durch ein Elektron (Positron) oder Photon aus dem Endzustand X bzw. durch Bremsstrahlung im einlaufenden Zustand. Die Rate solcher Ereignisse ist jedoch ebenfalls vernachlässigbar klein (WER82; Kap.V.III). Zusammenfassend ist festzustellen, daß durch die Selektion eines Vierspur-Endzustandes mit Ladungssumme Null und einer invarianten Masse kleiner 3.2 GeV (sowie das Vorhandensein eines Tags in einem Teil der Ereignisse) eine sehr gute Abtrennung der Zwei Photon-Ereignisse vom  $1\gamma$ -Annihilationskanal gelingt.

#### V.I.II Akzeptanzkriterien für Einzelspuren

Bevor die Schnitte an in PLUTO vermessene Einzelspuren erläutert werden, die im Rahmen dieser Arbeit zur Definition einer guten Spur führen, bleiben noch die Kriterien für die bereits

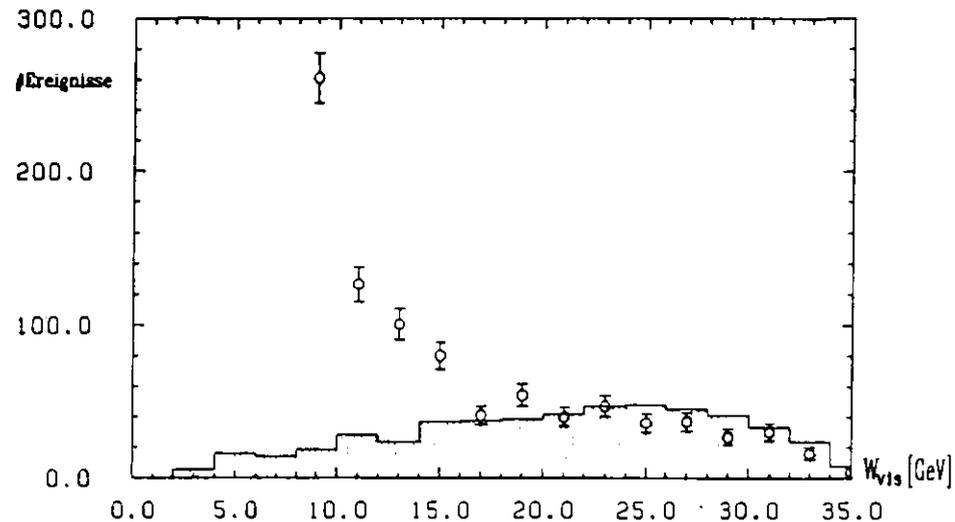


Abb. 5.1:  $W_{vis}$  des Annihilationsuntergrundes (MC als Histogramm) zusammen mit dem  $W_{vis}$  der Daten (als Kreise)

in Kapitel IV.V erwähnte QTAG.FOURPR-Vorselektion nachzutragen, die für die SINGLE TAG-Daten als Ausgangspunkt für die Vierspurselektion dient. Dabei werden gleichzeitig die Spurparameter vorgestellt, die ein nachgewiesenes Teilchen charakterisieren.

Als TAG werden anerkannt:

- \*  $\geq 6$  GeV in einem einzigen SAT-Schauer-Block
- \*  $\geq 6$  GeV in einem einzigen LAT-Schauer-Block.  
Der Schauer muß mit einer durch alle fünf Driftkammern des Impulsspektrometers rekonstruierten Spur ( $P \geq 100$  MeV/c) verbunden sein.

Pro Ereignis müssen zusätzlich mindestens vier Spuren vorliegen, im Falle eines SAT-Tags sollte zumindest eine davon im Innendetektor die Bedingungen  $|\cos\psi| < 0.8$  und  $p_t \geq 150$  MeV/c erfüllen (vgl. auch Kap. IV.V).

Im Innendetektor führen ansonsten folgende Bedingungen zur Definition einer Spur (Abb. 5.2):

- \* mindestens zwei Freiheitsgrade für die Spuranpassung in der  $r$ - $\varphi$ -Ebene, d.h. mindestens 5 Spurpunkte
- \*  $r_0$ , das ist der minimale Abstand zwischen der rekonstruierten Spur und dem nominellen Wechselwirkungspunkt ( $x=y=0$ ) in der  $r$ - $\varphi$ -Ebene, muß weniger als 50 mm betragen
- \*  $z_0$ , die  $z$ -Koordinate, bei der die gemessene Spur die Strahlachse schneidet, darf  $\pm 200$  mm nicht übersteigen
- \*  $s_0$ , der Abstand zwischen dem dem Wechselwirkungspunkt nächstliegenden gesetzten Draht einer Spur und dem kürzesten Abstand, in dem sie am Wechselwirkungspunkt in der  $r$ - $\varphi$ -Ebene vorbeiläuft ( $r_0$ , s.o.), ist kleiner als  $\pm 200$  mm:  $|s(\text{erste Koordinate}) - s(r_0)| \leq 200$  mm.  
Dieser Schnitt verwirft Spuren, die mitten im Detektor beginnen und entweder von der zufälligen Verbindung unkorreliert angesprochener Drähte kommen oder durch Zerfälle oder Photon-Konversion erzeugt wurden.

Eine gute, am Wechselwirkungspunkt entstandene Spur sollte  $r_0$  und  $z_0 \approx 0$  mm haben und ein  $s_0$  von 150 mm, was dem Radius der inneren Proportionalkammer entspricht.

An eine im Vorwärtsspektrometer gemessene Teilchenspur werden die folgenden Anforderungen gestellt:

- \* erfolgreich durchgeführte Spuranpassung an in allen fünf Vorwärts-Driftkammern vermessene Koordinaten
- \* Spurimpuls  $\geq 100$  MeV/c

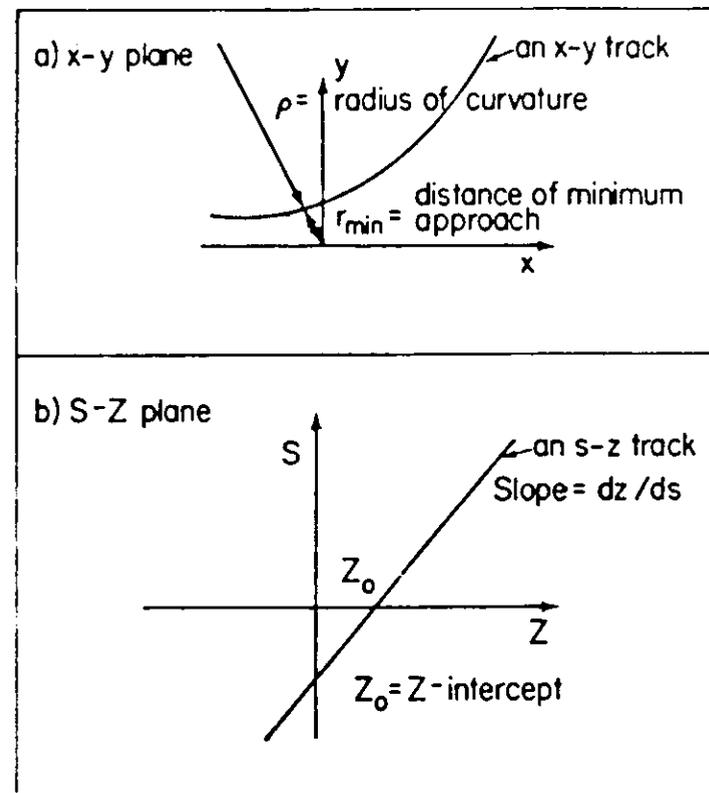


Abb. 5.2: Schematische Darstellung einer Spur im Innendetektor

Die bisher erwähnten Spurbedingungen alleine gelten ebenso (Ausnahme:  $r_0 < 25$  mm) für die auf den PHYS-Bändern erhaltenen Ereignisse, die den Ausgangspunkt der NO TAG-Datenselektion bilden. Um sicherzustellen, daß nur sinnvoll rekonstruierte und angepaßte Teilchenspuren für die Analyse des Vier Pion-Endzustandes Verwendung finden, werden die Spuren weiteren Schnitten unterworfen, die sich aus dem Studium der Verteilungen der Spurparameter und der Durchsicht eines beträchtlichen Teils der Ereignisse begründen lassen.

Die letztlich angewendeten Akzeptanzbedingungen für jede Spur sind im Innendetektor:

- \* die Spur muß dreidimensional rekonstruiert sein (explizite Messung von mindestens drei Z-Koordinaten im Innendetektor)
- \*  $|z_o - z_{av}| \leq 60$  mm  
 $z_{av}$  = Mittelwert der  $z_o$  aller Spuren eines Ereignisses
- \*  $r_o \leq 20$  mm  
 Diese beiden Schritte verwerfen Spuren von im Magnetfeld spiralanden niederenergetischen Teilchen, von vom Barrel zurückgestreuten Teilchen und einige aus Zerfällen oder Photon-Konversion herrührende Spuren.
- \* Für Innendetektor-Spuren wird darauf geachtet, daß der zugeordnete Impuls den durch die geometrischen Eigenschaften der Spur vorgegebenen maximal meßbaren Impuls nicht überschreitet. Falls eine Spur einen gelungenen Vertex-Fit (BL082) aufweist, wird dieser nur dann an Stelle der ursprünglichen Spuranpassung verwendet, wenn der Impuls nicht unverhältnismäßig hoch herauskommt ( $\geq 3$ fachen des zunächst gemessenen Impulses)

und im Vorwärtsspektrometer:

- \* eine an Meßpunkte aus allen fünf Driftkammern angepaßte "lange" Spur
- \*  $R_{MIN} < 40$  mm  
 $R_{MIN}$  = radialer Abstand der Spur zum Wechselwirkungspunkt in der r- $\phi$ -Ebene
- \* ambiguitätsfrei rekonstruierte Spur, d.h. der Abstand zweier Spuren in der Driftkammer zwei beträgt mindestens 20 mm, ansonsten ist die Spur mit dem größeren  $R_{MIN}$ -Wert zu verwerfen

Zusammen mit den Schritten an jedes einzelne Ereignis, die im nächsten Abschnitt beschrieben sind, definieren die hier vorgestellten Kriterien einen Bereich im Detektor, der eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit besitzt. Gleichzeitig unterdrücken sie auch Beiträge aus Untergrundreaktionen, wie im folgenden dargestellt wird.

### V.I.III Akzeptanzkriterien für Ereignisse

Am Beginn der Akzeptanzbedingungen für jedes Ereignis steht eine Forderung, die die klare Aufteilung aller Daten in NO TAG- und SINGLE TAG-Klassen bewirkt.

SINGLE TAG: Messung einer von einem geladenen Teilchen deponierten Schauerenergie von mindestens 6 GeV im SAT oder LAT unter Erfüllung der in Kap. V.I.II beschriebenen Bedingungen. Die Markierung des gestreuten Leptons (TAG) erlaubt die Rekonstruktion des Impulsübertragsquadrates, d.h. die "Masse" des virtuellen Photons, im Bereich  $0.1 \leq Q^2 \leq 20$  GeV<sup>2</sup>. Endcap- und Barrel-Schauerzähler werden zur Markierung auslaufender Leptonen nicht herangezogen, da die hohen Q<sup>2</sup>-Werte einerseits auf Grund der Luminositätsfunktion (Kap.III.III) stark unterdrückt sind (sehr kleine Rate), andererseits die Analyse solcher Vierspurereignisse Akzeptanzstudien (Kap. VI) von kaum vertretbarem Aufwand und mit einem hohen systematischen Fehler notwendig werden lassen würde.

Um das zweite Photon auf einen Impulsübertrag nahe Null zu beschränken, muß auf der gegenüberliegenden Detektorseite ein ANTITAG vorliegen, wobei der Grenzwert von 6 GeV für einzelne Schauer und nicht für die Summe der deponierten Energie in den Schauerzählern gilt.

Die relativ hohe Minimalenergie für die Tag-Forderung unterdrückt nicht nur Untergrund von durch hadronische Wechselwirkungen "vorgetäuschten" Tags und von niederenergetischen Elektronen oder Photonen in Vorwärtsspektrometer, sondern reduziert auch Unsicherheiten in der

Trigger-Ansprechwahrscheinlichkeit (Kap.IV.IV).  
 Der Bereich für den Tag-Winkel im SAT beträgt  $28 \text{ mrad} \leq \psi_{\text{TAG}} \leq 57 \text{ mrad}$ , d.h. er wurde nicht eingeschränkt, um etwaige Randeffekte im Schauerzähler, die die Energie- und Ortsbestimmung beeinflussen könnten, herauszuschneiden. Auch eine eindeutige Identifizierung des Tag-Leptons als geladenes Teilchen (Übereinstimmung der durch die Position des Schauers im SAT und durch das Ansprechen bestimmter Drähte in den Proportionalkammern vor dem SAT gegebenen Orte) wurde nicht explizit verlangt, um möglichst wenig Tag-Kandidaten-Ereignisse zu verlieren. Sieht man einmal davon ab, daß eine gewisse Mißidentifikationswahrscheinlichkeit im SAT vorliegt (82 % der Elektronen und 34 % der Photonen werden als geladene Teilchen klassifiziert (CAR84)), so wird allerdings nur bei maximal 1.4 % der Ereignisse ein Tag durch ein abgestrahltes Photon simuliert.

Durch den Energieschnitt und den Streuwinkelbereich ist für den SAT das Impulsübertragsquadrat auf Werte  $0.1 \leq Q^2 \leq 1.0 \text{ GeV}^2$  festgelegt. Der mittlere Wert beträgt hier  $\langle Q^2 \rangle = 0.45 \text{ GeV}^2$ .

Abgesehen von der Forderung nach einer zugehörigen, voll rekonstruierten Vorwärts-Spur werden für LAT-Tags ebenfalls keine weiteren geometrischen Schritte angewandt (der Tag-Schauer muß jedoch mit nur genau einer Spur assoziiert sein). Das gemessene Impulsübertragsquadrat reicht von  $2 \text{ GeV}^2$  bis hin zu einem höchsten Wert von  $16 \text{ GeV}^2$ . Der Mittelwert im LAT liegt bei  $5.2 \text{ GeV}^2$ . Insgesamt beträgt der Mittelwert für alle SINGLE TAG-Ereignisse  $\langle Q^2 \rangle = 0.98 \text{ GeV}^2$ .

NO TAG: Hier wird das Nichtvorhandensein einer durch ein schauerndes Teilchen bewirkten Energiedeposition in irgendeinem Schauerzähler des Detektors (SAT, LAT, Endcap, Barrel) ausdrücklich verlangt. Der Begriff NO TAG ist also im strengen Sinne als ANTTAG (auch: "Tagging durch Abwesenheit", Kap.III.II) aufzufassen. Für beide von den einlaufenden Leptonen abgestrahlten Photonen gilt hier auf jeden Fall  $Q^2 \leq 0.1 \text{ GeV}^2$ . Monte Carlo Studien zeigen

sogar, daß das mittlere  $Q^2$  der NO TAG-Ereignisse bei  $0,003 \text{ GeV}^2$  liegt. Auf Grund des durch Zähler nicht abgedeckten Polarwinkelbereiches  $0.996 \leq |\cos \psi| \leq 0.9985$  (zwischen SAT und LAT, Kap.IV.II.III) erhöht sich das mittlere  $Q^2$  auf  $0.008 \text{ GeV}^2$  (Ber 87). Dennoch werden beide Photonen der NO TAG-Klasse als quasi-reell angesehen.

Bevor nun weitere Schnitte durchgeführt werden, erfolgt nochmals eine nachträgliche Überprüfung des fehler- und ausfallfreien Funktionierens der wesentlichen Detektorkomponenten für jedes einzelne zu analysierende Ereignis. Hierin eingeschlossen sind die Komponenten Innendetektor, Vorwärtsspektrometer und Septummagnet für die NO TAG-Daten sowie zusätzlich die Schauerzähler SAT und LAT für die SINGLE TAG-Daten. Im Falle einer erkennbaren Fehlfunktion wird das betreffende Ereignis verworfen.

Unabhängig von der Einteilung in die verschiedenen kinematischen Bereiche gelten als Akzeptanzbedingungen für jedes Ereignis die Kriterien:

$$* |z_{av}| \leq 40 \text{ mm} \quad (1)$$

$$* \text{genau vier gute Spuren im Innendetektor und Vorwärtsspektrometer} \quad (2)$$

$$* \text{mindestens drei der Spuren müssen einen Impuls größer als } 150 \text{ MeV/c aufweisen} \quad (3)$$

$$* \text{das Ereignis enthält kein Photon} \quad (4)$$

Ein Photon wird dabei definiert durch die nicht einer Spur zuzuordnenden Messung einer Schauerenergie von mehr als  $100 \text{ MeV}$  irgendwo im Detektor. Ausnahmen sind allgemeine Ereignisse mit nur einem Photon, für die die Bedingung  $p_t^2$  mit Photon  $> p_t^2$  ohne Photon erfüllt ist und bei den SINGLE TAG-Daten im SAT gemessene Photonen, da sie möglicherweise vom Tag-Lepton abgestrahlt sind.

$$(p_t^2 = (\sum \vec{p}_x)^2 + (\sum \vec{p}_y)^2 = |\sum \vec{p}_t|^2)$$

\* die vier Spuren des Ereignisses haben die Ladungssumme Null:

$$\sum_{i=1}^4 q_i = 0 \quad (5)$$

\* für die invariante Masse des gemessenen Zwei Photon-Systems muß gelten  $1 \text{ GeV} \leq W_{\text{vis}} \leq 3.2 \text{ GeV}$  (6)  
Unterhalb von 1 GeV ist die Detektorakzeptanz schon sehr stark abgefallen und die Unsicherheiten in ihrer Bestimmung sind daher sehr groß. Oberhalb von 3.2 GeV reicht die Anzahl der Ereignisse für weitere Untersuchungen nicht aus, man ist dort bereits sehr weit von dem hier interessierenden kinematischen Bereich der  $\rho^0 \rho^0$ -Produktion entfernt.

\* Das Quadrat der Vektorsumme der Transversalimpulse aller Spuren ist auf kleine Werte beschränkt: (7)

$$|\sum \vec{p}_t| \leq 0.1 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (\text{NO TAG})$$

$$|\sum \vec{p}_t| \leq 0.15 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (\text{SINGLE TAG})$$

In der SINGLE TAG-Klasse ist hier bei der Berechnung von  $|\sum \vec{p}_t|$  der Vektor des Tag-Leptons mit zu berücksichtigen.

\* Kinematischer Fit (8)

Alle bis hierhin akzeptierten Ereignisse werden abschließend einem kinematischen Fit unterworfen (BL083, POP86). Dieser stellt die Energie- und Impulserhaltung des detektierten Endzustandes sicher. Durch die einfache Annahme, daß die nicht nachgewiesenen gestreuten Leptonen im Strahlrohr verbleiben, sind die Energien der Endzustandselektronen die einzigen unbekanntenen Größen, wodurch man eine zweifach (bei den SINGLE TAG-Daten dreifach) überbestimmte Anpassungsrechnung durchführen kann. Daran schließt sich ein Schnitt in der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit des Fits bei 0.05 an.

Alle hier beschriebenen Selektionskriterien führen nicht nur zum exklusiven Vier Pion-Endzustand, sondern dienen gleichermaßen auch der erheblichen Reduzierung von Untergrund-Beimischungen. Sie unterdrücken unerwünschte Ereignisklassen wie folgt:

- (1), (2) Untergrund von Strahl-Restgas und Strahl-Strahlrohr Wechselwirkungen
- (5) Untergrund aus Ein Photon-Vernichtungsreaktionen
- (2), (3) Untergrund aus Zwei-Spur QED-Ereignissen von  $1\gamma$ - und  $2\gamma$ -Prozessen
- (2), (4), (6) Untergrund aus den Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$  und  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{Hadronen}$
- (2), (3), (5) Untergrund aus der Höhenstrahlung

Die beiden Kriterien (2) und (3) sind essentiell für die Suche nach Reaktionen des Typs  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ , da sie den exklusiven Vier Pion-Endzustand definieren. Die Bedingung  $\sum q_i = 0$  resultiert außerdem auch aus der Ladungserhaltung und stellt eine Forderung an die Vollständigkeit des Ereignisses dar: Das  $\gamma\gamma$ -System ist neutral, daher muß auch das System aus vier Teilchen neutral sein.

Das nächste Kriterium (7) basiert auf der Impulserhaltung. Da die beiden Photonen in den weitaus meisten Fällen  $Q^2 \approx 0$  haben und damit praktisch keine Transversalimpulskomponente, ist auch für das erzeugte Teilchensystem lediglich eine kleine transversale Impulskomponente zu erwarten. Man sucht also nach Ereignissen, für die

$$\sum \vec{p}_x \approx \sum \vec{p}_y \approx 0$$

gilt. In Abb. 5.3 sind für die NO TAG-Daten die Summen der  $\vec{p}_x$ -Komponenten gegen die Summen der  $\vec{p}_y$ -Komponenten aufgetra-

gen. Eine deutliche Anhäufung bei  $\sum \vec{P}_x$  und  $\sum \vec{P}_y$  nahe Null ist zu erkennen. Eine quantitativ aussagefähigere Darstellung ergibt sich durch die eindimensionale Eintragung der Anzahl von Ereignissen gegen die Größe  $P_t^2 = (\sum \vec{P}_x)^2 + (\sum \vec{P}_y)^2$  (Abb. 5.4a, b für NO TAG- und SINGLE TAG-Daten). Das Ergebnis ist eine über fast den gesamten Bereich flache Verteilung mit einem eindeutigen Signal bei kleinen Werten von  $P_t^2$ . Die jeweiligen Schnitte in  $P_t^2$  zur Selektion exklusiver Ereignisse sind in den Abbildungen angedeutet.

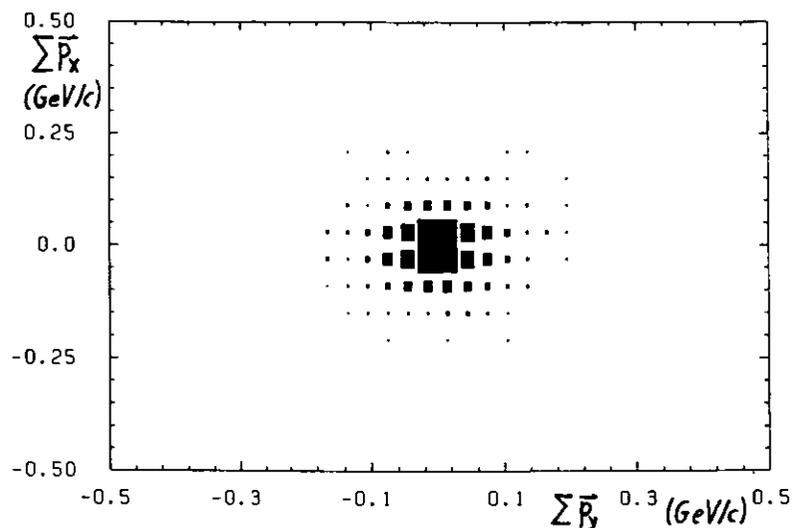


Abb. 5.3:  $\sum \vec{P}_x$  gegen  $\sum \vec{P}_y$  für neutrale Vier Spur-Ereignisse (NO TAG)

Der kinematische Fit (8) verbessert die Impuls- und Massenauflösung und hilft bei der Reduktion von Untergrundereignissen. Der anschließende Schnitt in der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit verwirft Ereignisse, in denen die bei der Streuung nicht nachgewiesenen Leptonen ein Photon mit hohem Impulsübertrag abgestrahlt haben und vor allem Untergrundbeiträge, die durch

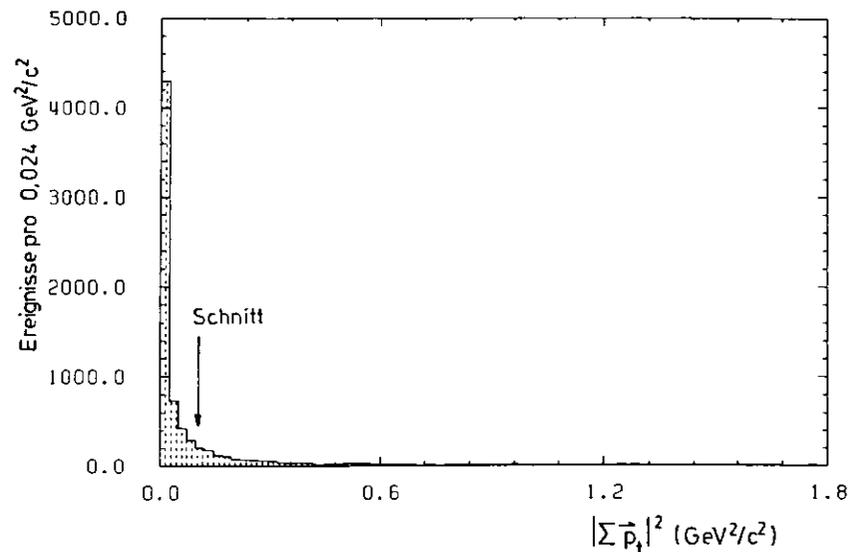


Abb. 5.4:  $|\sum P_t|^2$  für neutrale Vier Spur-Ereignisse (a) NO TAG

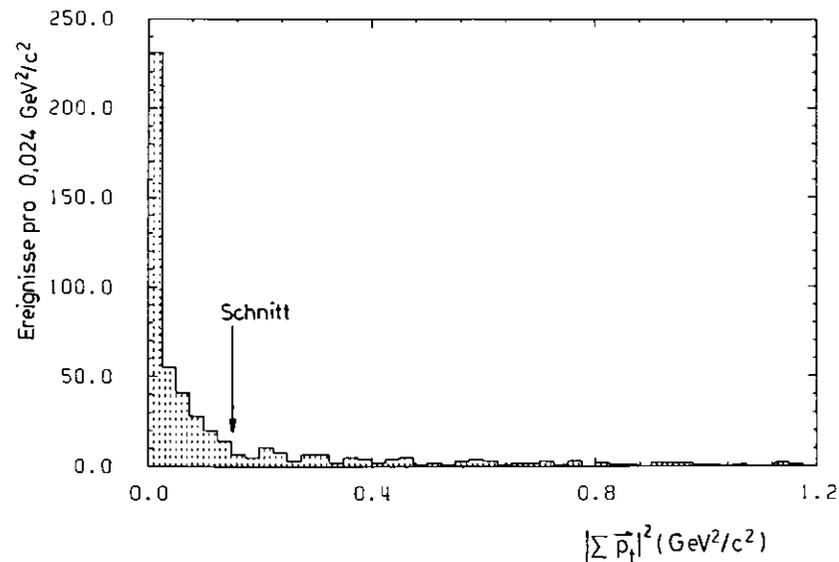


Abb. 5.4:  $|\sum P_t|^2$  für neutrale Vier Spur-Ereignisse (b) SINGLE TAG

unvollständig gemessene und unvollständig rekonstruierte Ereignisse hervorgerufen werden können.

Abb. 5.5 zeigt ein Vierspur-Ereignis aus den letztlich akzeptierten ST-Daten. Im oberen Teil ist die y-z-Projektion zu sehen (Kap.IV.II.I), die die beiden Vorwärtsspektrometer (die Rechtecke stellen die Septum-Magnete dar) und den Zentraldetektor (mittleres Viereck) mit einschließt. Eine der Spuren liegt im Vorwärtsspektrometer ((-z)-Richtung, der SAT-Tag (ohne Spur) befindet sich auf der gleichen Seite. Der untere Teil der Abbildung zeigt die Spuren im Innendetektor, gesehen in der x-y-Ebene mit Blickrichtung entlang des Positron-Strahls. Das Ereignis hat ein W von 1,7 GeV, ein Q<sup>2</sup> von 0,36 GeV<sup>2</sup> und ein Paar von invarianten  $\pi^+ \pi^-$ -Massenkombinationen von 749 Mev und 793 Mev, d.h. es handelt sich sehr wahrscheinlich um ein Ereignis des Typs  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ .

Bevor die Frage nach dem tatsächlichen Vorhandensein exklusiver Vier Pion-Ereignisse und dem Vorhandensein von Reaktionen der Klasse  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  gestellt wird, soll abschließend noch die Verunreinigung des selektierten Endzustandes durch physikalische und im Sinne von nicht zu Reaktionen der e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-Physik zu zählenden "unphysikalischen" Untergrundereignissen diskutiert werden.

V.II Untergrund-Reaktionen I: Beiträge aus Maschinenbetrieb und kosmischer Strahlung

Nach der Selektion befinden sich in den Daten noch Untergrunde-reignisse. Sie können nicht vollständig eliminiert werden, weil es keine weiteren zuverlässigen Unterscheidungskriterien gibt und härtere Schnitte zu viele Ereignisse der untersuchten Reaktion entfernten. Der verbleibende Untergrund muß entweder aus den Daten selbst oder durch eine Monte Carlo Simulation der in Frage kommenden Prozesse (Kap. V.III) bestimmt werden. Den größten Anteil am Untergrund haben

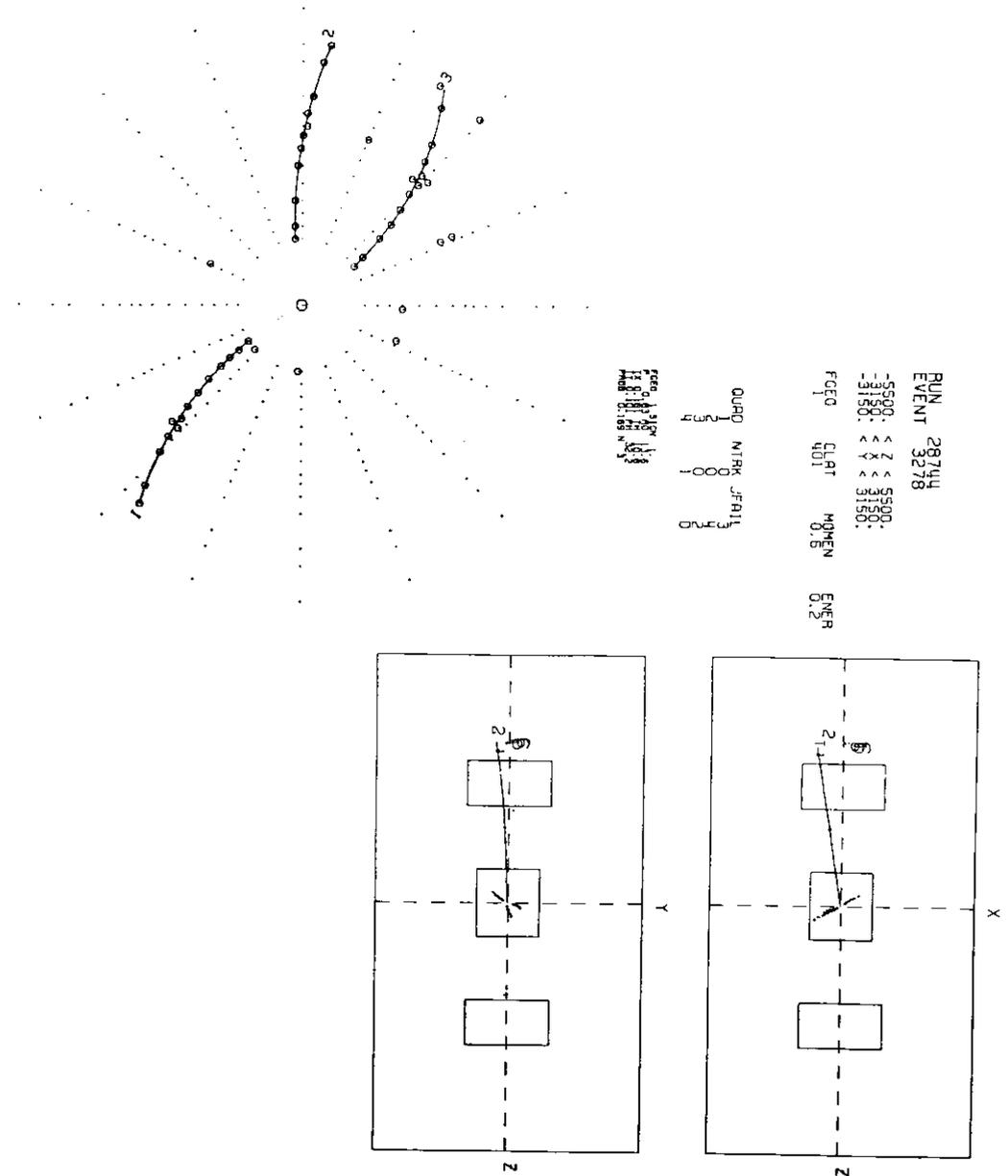


Abb. 5.5: Vierspurereignis aus der ST-Datenselektion  
Erklärung der beiden Ansichten siehe Text

- \* Höhenstrahlereignisse
- \* Strahl-Restgas-Wechselwirkungen
- \* Reaktionen von "Off-Momentum" Teilchen im Strahlrohr

Diese Reaktionen zeichnen sich dadurch aus, daß ihre Vertizes in der z-Koordinate in keiner Korrelation zum Wechselwirkungspunkt stehen, sondern gleichmäßig über die Länge des Detektors verteilt sind.

Abb. 5.6 zeigt die Verteilung der  $z_{av}$ -Koordinate der Ereignisse (NO TAG). Diese ist definiert als die mittlere z-Koordinate der Schnittpunkte der Strahlachse mit den Spuren, für die der Vertexfit (Kap.IV.V) erfolgreich war.

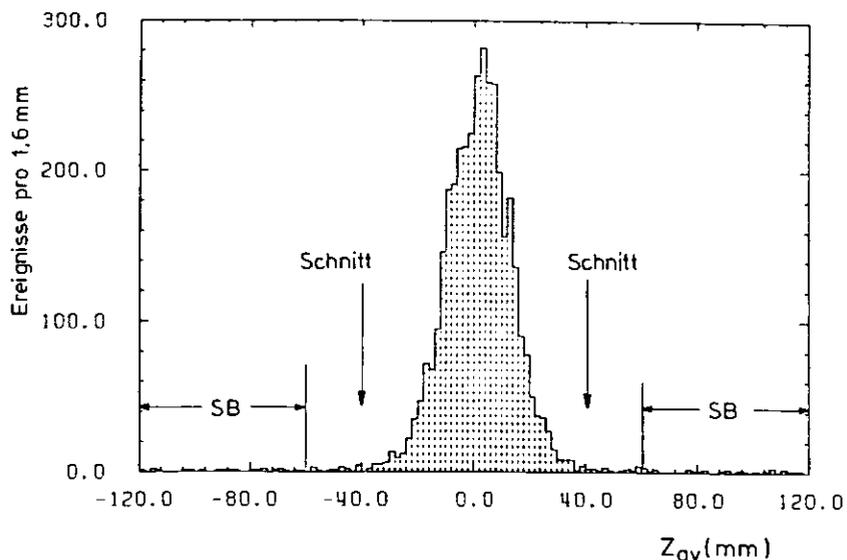


Abb. 5.6: Vertex-Verteilung der NO TAG-Ereignisse entlang der Strahlachse

Um eine Abschätzung für die Anzahl der Untergrundereignisse in den Daten zu erhalten, die alle ein  $z_{av}$  zwischen -40 mm und +40 mm aufweisen (Kap.V.I.III), betrachtet man die in dem sogenannten Seitenband-Bereich liegenden Einträge. Dieser ist hier definiert als der Bereich  $60 \text{ mm} \leq |z_{av}| \leq 120 \text{ mm}$ . Diese beiden Vergleichsintervalle liegen genügend weit vom Wechselwirkungspunkt entfernt, um keine Ausläufer der sich um  $z=0$  häufenden Strahl-Strahl-Wechselwirkung mehr zu erfassen, aber noch dicht genug, um die Annahme gleicher Akzeptanz für die Untergrundereignisse zu rechtfertigen. Aus der Extrapolation des Sockels unter dem Häufungspunkt der Verteilung kann der relative Untergrundanteil bestimmt werden zu:

$$1.2 \% \pm 0.3 \% \text{ für NO TAG-Ereignisse}$$

$$0.9 \% \pm 0.9 \% \text{ für SINGLE TAG-Ereignisse}$$

Auf Grund dieser minimalen Verunreinigung der Daten wird auf eine Subtraktion der aus den Seitenbändern bestimmten kinematischen Verteilungen von denen der selektierten Ereignisse verzichtet. Die ermittelten Zahlen sind jedoch bei der Ermittlung des systematischen Fehlers zu berücksichtigen (Kap. VIII.IV).

### V.III Untergrund-Reaktionen II: Beiträge aus der $e^+e^-$ -Physik

In diesem Kapitel soll die Frage beantwortet werden, inwieweit andere physikalische  $e^+e^-$ -Reaktionen als solche, die zum Endzustand  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  führen, noch in den selektierten Ereignissen vorhanden sind. Dies ist einzig und allein möglich durch die Zuhilfenahme von Monte Carlo-Simulationen (siehe dazu auch Kapitel VI) der in Frage kommenden Prozesse. Beiträge aus Reaktionen des Typs  $\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$ , die nach der Selektion zu einem Vierspur-Endzustand führen, werden hier nicht als Untergrund behandelt, da sie mit der Vier Pion-Phasenraumproduktion übereinstimmen beziehungsweise lediglich eine andere Parametrisierung (beispielsweise ähnlich des VDM-Modells) dieses bewußt selektierten Reaktionstyps darstellen.

Für alle zu untersuchenden Ereignisklassen stehen im Rahmen dieses Experimentes allgemein zugängliche, vielfach verwendete Monte Carlo-Generatoren zur Verfügung, die hier kurz beschrieben werden sollen. Ausführliche Informationen dazu findet man in (TYL85) und (CAR84). Die Ereignisse der einzelnen Prozesse werden zuerst gemäß den theoretisch erwarteten physikalischen Eigenschaften in einer Monte Carlo-Rechnung generiert. Die Detektorsimulation unterwirft die erzeugten Ereignisse dann den gleichen Bedingungen bezüglich Akzeptanz und Auflösungsvermögen, die auch für die gemessenen Ereignisse gelten. Anschließend werden die gleichen Selektionskriterien wie für die Daten angewendet und die verbleibende Anzahl von Ereignissen auf die Luminosität der Daten normiert.

\*  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen

Hier wurde der Ereignisgenerator von Ali et al. (ALI80) verwendet zusammen mit Photon-Abstrahlung im Anfangszustand, die nach dem Modell von Berends und Kleiss erzeugt wurde (BER80). Die Fragmentationsparameter waren dabei nach dem Modell von Feynman-Field eingestellt (FEY78).

\*  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

Die Ereignisse wurden erzeugt mit dem Generator von Berends und Kleiss (BER81) für  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ , mit  $l = \mu, \tau$ . Elektroschwache Interferenzen wurden nicht berücksichtigt. Der Tau-Zerfall wurde gemäß dem isotropen Phasenraum-Modell unter Verwendung der PLUTO-Standard-Verzweigungsverhältnisse gerechnet (Tabelle 5.1).

\*  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$

Diese Klasse von Ereignissen wurde mit dem Vermaseren Programm für  $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ , mit  $l=e, \mu, \tau, q$  generiert (VER80), und zwar für NT- und ST-Ereignisse. Der Tau-Zerfall verläuft dabei nach dem oben erwähnten Schema. Im Prinzip kann ein Tag in solchen Ereignissen entweder ein wirklicher Tag sein oder durch ein Elektron vom Tau-Zerfall vorgetäuscht werden.

\*  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$  (QED)

Hier wurde ebenfalls das oben erwähnte Programm von Vermaseren benutzt. Angesichts des selektierten Vierspur-Endzustandes werden Beiträge aus dieser Reaktionsklasse aber kaum erwartet.

Zerfallsmode	Verweigerungsverhältnis (%)
$e^+e^- \gamma \tau$	19.1
$\mu^+\mu^- \gamma \tau$	19.1
$\pi^+ \gamma \tau$	10.5
$K^+ \gamma \tau$	0.4
$S^+ \gamma \tau$	22.8
$K^* \gamma \tau$	1.1
$A_1 \gamma \tau$	8.4
$\pi^+ \pi^+ \pi^- \gamma \tau$	9.3
$\pi^+ \pi^0 \pi^0 \gamma \tau$	9.3

Tabelle 5.1: Verzweigungsverhältnisse für den Tau-Zerfall

Beiträge aus dem Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- +$  Hadronen, die über den inelastischen Compton-Prozeß ablaufen (Abb. 5.7), treten für diese Analyse nicht auf (CAR83), sie liegen außerhalb des analysierten W-Bereiches. Dieser Prozeß läuft über nur ein Photon ab und hat daher eine negative Ladungspartität, im Gegensatz zu  $\gamma\gamma$ -Ereignissen. Experimentell sind diese beiden Ereignistypen ununterscheidbar, weshalb der Prozeß mit C=-1 einen Untergrund-Beitrag in der Zwei Photon-Physik darstellen kann.

Alle oben erwähnten Ereignisklassen wurden sowohl in der NT- als auch ST-Klasse analysiert.

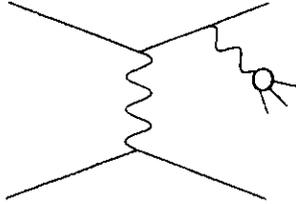


Abb. 5.7: Hadron-Produktion über den inelastischen Compton-Prozeß

Einen weiteren möglichen Untergrundbeitrag stellen DOUBLE TAG-Ereignisse vom Typ  $\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$  dar, in denen ein Lepton fälschlicherweise als Hadron behandelt wird. Andere Ereignisse, in denen beispielsweise das zweite Lepton in die Akzeptanzlücke im Bereich  $55 \leq \nu \leq 85$  mrad zwischen SAT und LAT gestreut wird und damit nicht detektiert werden kann, stellen nicht im eigentlichen Sinne Untergrund von DOUBLE TAG-Ereignissen dar: sie erhöhen lediglich etwas das mittlere  $Q^2$  des nicht nachgewiesenen Photons. Der Einfluß von fehlinterpretierten DOUBLE TAGs auf den Vier-Pion-Endzustand wurde mit Hilfe des in (TYL85) beschriebenen VDM-Generators studiert.

Von ganz besonderem Interesse ist noch die Tatsache, daß die Tag-Identifikation fehlerhaft sein kann, d.h. daß ein vorliegender Tag nicht als solcher rekonstruiert wird oder aber daß in einem hadronischen Endzustand ein Tag vorgetäuscht wird durch in Mesonenzerfällen produzierte Photonen oder Elektronen beziehungsweise durch hadronische Wechselwirkungen im Tagging-Zähler. Zur Untersuchung dieser Prozesse wurden Ereignisse des Typs  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  (Einzelheiten zum Generationsmechanismus findet man in Kapitel VI.) entgegen ihrem Produktionsmechanismus analysiert, d.h. NT als ST und umgekehrt. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind zusammen mit denen der anderen Reaktionen in der Tabelle 5.2 enthalten. Wie man erkennt, liefert keiner der untersuchten Prozesse einen erwähnenswerten Beitrag zu den Vier Pion-Ereignissen oder gibt gar den Anlaß zu einer stati-

stischen Subtraktion. Dies war auch auf Grund der recht "harten" Abfrage nach vier Spuren mit Ladungssumme Null (und im ST-Fall dem Vorhandensein eines Tags) erwartet worden. Über die Berechtigung der Pion-Hypothese für alle Spuren und die Exklusivität dieses Endzustandes wird im anschließenden Kapitel diskutiert werden.

Reaktion	Anzahl der Ereignisse	
	NT	ST
$e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$	1	< 1
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	2/3	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	2	1
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	0	0
$\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen (DT)}$	0	0
$\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ (NT)	-	0*
$\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ (ST)	9 (0,4 %)	-

\* Es gibt zwar einige als ST klassifizierte Ereignisse, sie wurden jedoch auch bereits als im  $Q^2$ -Bereich des ST's liegend generiert. Dies wird dadurch erklärt, daß der Streuwinkel der Tag-Leptonen mit dem Beginn des SAT-Bereichs keine scharfe Grenze hat und daß der Impulsübertrag sowohl vom Streuwinkel als auch von der Energie abhängt.

Tabelle 5.2: Verbleibende Untergrund-Beiträge aus  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen

Zunächst sollen noch einige Vierspur-Endzustände betrachtet werden, die wegen der begrenzten Möglichkeiten der Teilchen-

identifizierung mit PLUTO (Kap. IV.II.IV) nicht eindeutig gemessen werden können. Es sind dies die Reaktionen

$$\gamma\gamma \longrightarrow k^+k^- \pi^+ \pi^- \quad (1)$$

$$\gamma\gamma \longrightarrow \phi \pi^+ \pi^- \longrightarrow k^+k^- \pi^+ \pi^- \quad (2)$$

$$\gamma\gamma \longrightarrow k_S^0 k^\pm \pi^\mp \longrightarrow \pi^+ \pi^- k^\pm \pi^\mp \quad (3)$$

$$\gamma\gamma \longrightarrow \bar{k}^0 k^\pm \pi^\mp \longrightarrow k^\pm \pi^\mp k^\pm \pi^\mp \quad (4)$$

$$\gamma\gamma \longrightarrow p\bar{p} \pi^+ \pi^- \quad (5)$$

deren Wirkungsquerschnitte jedoch bereits publiziert sind. Die Kanäle (1), (2) und (5) wurden von TASSO (TAS84; TAS86) und der TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration (TPC85; BUI86) untersucht, die Reaktion (3) von TPC/2 $\gamma$  (BUI86; ERN85) und (4) von TASSO (TAS86). Allen gemeinsam ist diesen im NO TAG-Mode bestimmten Wirkungsquerschnitten, daß sie erst bei im Vergleich zur  $\rho^0\rho^0$ -Produktion recht hohen Werten von W beginnen bzw. dort ihr Maximum erreichen (typisch ca. ab 1.9 GeV). Diese Wirkungsquerschnitte sind nicht von den hier in Kapitel VII. und VIII. für  $\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ - und  $\rho^0\rho^0$ -Produktion angegebenen subtrahiert. Abb. 5.8 zeigt exemplarisch den dominanten Wirkungsquerschnitt für  $k^+k^- \pi^+ \pi^-$ -Produktion, wie er von TASSO und der TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration gemessen wurde.

Es soll hier noch bemerkt werden, daß zwei der im Rahmen der PLUTO- $\eta_c$ -Analyse von M. Feindt selektierten  $k_S^0 k^\pm \pi^\mp$ -Ereignisse (BER86) ebenfalls die NO TAG- $\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ -Selektionskette überstanden haben. Da es sich um Kandidaten-Ereignisse für die  $\eta_c$ -Produktion handelt, bei denen beide zur Rekonstruktion des  $k_S^0$  verwendeten Pion-Spuren innerhalb von drei Standardabweichungen mit der Hypothese verträglich sind, am Wechselwirkungspunkt und nicht an einem sekundären Vertex entstanden zu sein, verbleiben die beiden Ereignisse in den Daten.

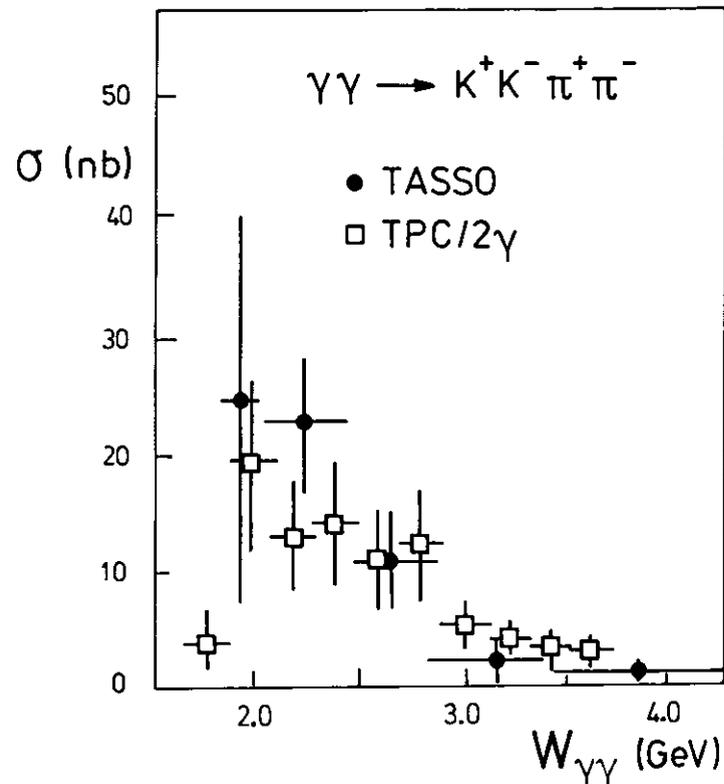


Abb.5.8: NT-Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma\gamma \longrightarrow k^+k^- \pi^+ \pi^-$  (aus RON86)

#### V.IV Untergrund-Reaktionen III: Beiträge von nicht Pion-Spuren

Die in Kap.IV.II.IV beschriebenen Möglichkeiten des PLUTO-Detektors zur Teilchenerkennung lassen eine eindeutige Klassifizierung des Vierteilchen-Endzustandes als Vier-Pion-Endzustand nicht zu. In diesem Abschnitt soll dennoch versucht werden, qualitative Abschätzungen über die Verunreinigung der ausge-

wählten Ereignisse durch Teilchen, die keine Pionen sind, zu machen. Begrenzte Möglichkeiten zur Teilchenerkennung bestehen für Elektronen und Photonen durch Vergleiche von Impuls und Schauerenergie, Analyse von Winkel- und Massenverteilungen und durch die Suche nach Sekundärvertizes im Innendetektor ( $V^0$ -Suche; BLO83), die neben Photon-Konversion auch durch  $k^0$ -Zerfälle hervorgerufen worden sein können (BER86). Außerdem kann innerhalb eines bestimmten Impulsbereiches das Flugzeitzähler-system des Vorwärtsspektrometers zur Teilchenidentifikation herangezogen werden. Myonen werden in einem Raumwinkelbereich von nahezu  $4\pi$  mit Hilfe des Myondetektors erkannt. In den selektierten Ereignissen konnten allerdings keine Myonen eindeutig nachgewiesen werden.

Die in der PLUTO-Kollaboration häufiger benutzten Kriterien zur Elektron-Erkennung sind für den Innendetektor (KRA83):

Spurimpuls größer als 1 GeV/c und zugehörige Schauerenergie größer als 0.8 GeV (unterhalb von 1 GeV/c ist hier eine Elektron-Identifizierung im allgemeinen überhaupt nicht möglich)

und für das Vorwärtsspektrometer (BER84):

der Quotient aus im LAT deponierter Schauerenergie und der Energie eines Teilchens ist größer als 0.45 ( $E_{LAT}/E > 0.45$ )

Bei Zugrundelegung dieser Kriterien könnten 5 % der NT- und 7 % der ST-Ereignisse ein Elektron (in nur ganz wenigen Fällen mehr als eins) enthalten.

Weitere Untersuchungen über invariante Massenverteilungen aller möglichen Spurkombinationen unter Elektron-Massenhypothese, Winkelverteilungen von Spurpaaren und  $V^0$ -Suche erbrachten keine weiteren Hinweise auf das Vorhandensein von Elektronen in den Daten.

Abb. 5.9 zeigt als Korrelationsdiagramm die von Einzelspuren deponierte Schauerenergie aufgetragen über dem Spurimpuls. Eingezeichnet sind die Grenzlinien für  $E = 1$  GeV und  $P = 1$  GeV/c (NT-Daten).

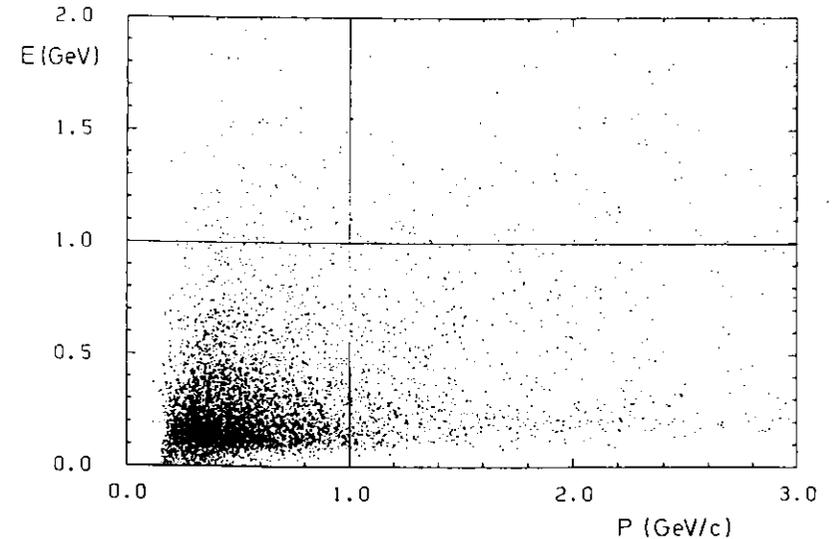


Abb. 5.9: Korrelation von Schauerenergie und Spurimpuls für NT-Ereignisse (siehe Text)

Der Energieschnitt von 100 MeV zur Behandlung eines isolierten Schauerenergie-Clusters (= Gruppe von angesprochenen Zähler-Segmenten) als Photon läßt sich aus dem Rauschspektrum der Photomultiplier-Röhren und der Schauerenergie-Verteilung ableiten. Eine Überprüfung dieses Schwellenwertes wurde mit  $e^+e^-$ -Ereignissen durchgeführt, die eine sehr klare Signatur besitzen: Bhabha-Ereignisse, selektiert nach den in (KAP85) beschriebenen Kriterien. Es stellt sich heraus, daß bei einem Schnitt von 100 MeV in  $E_\gamma$  bei weniger als nur 0.5 % der analysierten Bhabha-Ereignisse ein zusätzliches Photon zu vermerken ist. Die Suche nach konvertierten Photonen über den Winkel zwischen je zwei Spuren und Elektronhypothese blieb ebenso wie die Suche nach von Elektronen abgestrahlten Photonen über Spuren ohne (oder mit geringer) Schauerenergie-Deposition und isolierter Schauerenergie innerhalb eines Kegels von 100 mrad um die Spur erfolglos.

Der Versuch, Pionen, Kaonen und Protonen zu trennen unter

Zuhilfenahme des Flugzeitählers im Vorwärtsspektrometer ist nur sinnvoll bis zu Spurimpulsen von ca. 1.5 GeV/c. Abb. 5.10 zeigt  $\beta$ , die Teilchengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit, aufgetragen über dem Spurimpuls. Eine Abschätzung ergibt, daß weniger als 1% der ST-Spuren und weniger als 5% der NT-Spuren mit der Kaon-Hypothese verträglich sind. Höchstens 2% der ST-Vorwärts-Spuren können Protonen sein, das gleiche gilt für 2.5% der NT-Spuren.

Die Suche nach Sekundärvertizes ( $V^0$ ) im Innendetektor erbrachte für die NT-Daten keine Kandidaten für den Prozeß der Photon-Konversion und 12 gute  $k^0$ -Kandidaten, von denen allerdings acht bei sehr hohen Werten von W liegen. Zwei Ereignisse weisen sehr niedrige Spurimpulse und invariante Zweiteilchenmassen auf, und zwei Ereignisse sind ebenfalls Bestandteil des erweiterten Ausgangsdatensatzes für die PLUTO- $\eta_c$ -Analyse (Kap.V.III; BER86). In den ST-Daten gibt es genauso wenig Anzeichen für Photon-Konversion. Die beiden guten  $k^0$ -Kandidaten haben niedrige Spurimpulse und liegen mit ihren invarianten Massen zumindest außerhalb des  $\rho^0$ -Bereiches.

Keine der oben beschriebenen Methoden zur Teilchenidentifikation führte im Rahmen dieser Arbeit zu weiteren Schnitten an Einzelereignissen. Soweit Ergebnisse vorliegen, werden diese jedoch bei der Ermittlung des systematischen Fehlers berücksichtigt (Kap.VIII.IV). Die nach den in Kap.V.I beschriebenen Kriterien selektierten Ereignisse können als weitestgehend frei von Kontamination durch Untergrundbeiträge und durch nicht Pion-Spuren angesehen werden. Deshalb wird im folgenden für alle gemessenen und selektierten Spuren die Pion-Hypothese angenommen.

V.V Der exklusive Endzustand  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$

Die wesentlichen Schritte zur Auswahl von exklusiven Vier Pion-Endzuständen wurden in Kap.V.I.III vorgestellt. Es sind dies die Suche nach Ereignissen mit genau vier dreidimensional rekonstruierten Spuren geladener Teilchen mit Ladungssumme

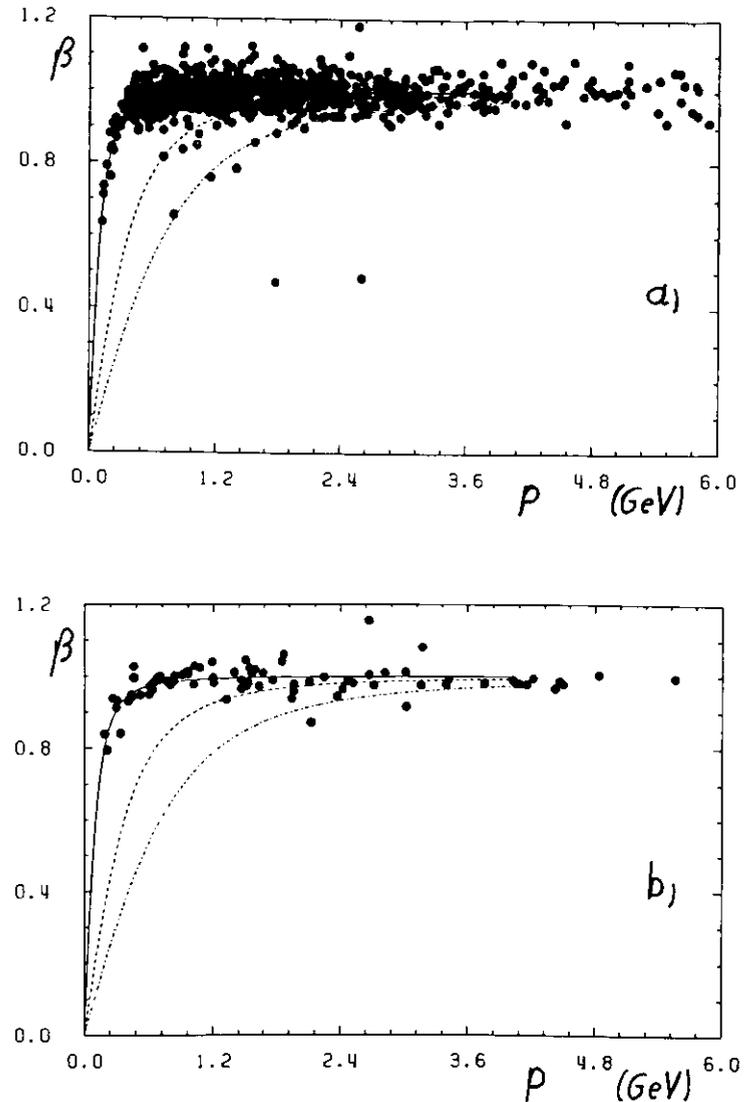


Abb. 5.10: Ein Ergebnis der Flugzeitmessung für Vorwärts-Spuren: der Zusammenhang zwischen Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  und Spurimpuls  $p$   
 (a) NT-Daten  
 (b) ST-Daten

Null und die Begrenzung des Quadrates der Summe der Transversalimpulse auf kleine Werte. Die Anhäufung der Daten in dieser Verteilung (Abb. 5.4a,b) bei kleinen  $p_{\perp}^2$  deutet auf das Vorhandensein exklusiver Zwei Photon-Ereignisse hin.

Ein Untergrund von Ereignissen mit fehlenden Teilchen, d.h. unvollständig gemessenen bzw. rekonstruierten Ereignissen, ist dagegen flach über den gesamten kinematischen Bereich von  $p_{\perp}^2$  verteilt, ohne Anhäufung bei Werten nahe Null. Für eine Abschätzung über den Prozentsatz der nach der Selektion in den Daten noch verbliebenen inklusiven Untergrundereignissen kann daher eine zusätzliche Selektion herangezogen werden mit Ereignissen, die mit Sicherheit nicht vollständig sind: sie enthalten fünf Spuren und weisen die Ladungssumme eins auf, d.h., es fehlt mindestens ein geladenes Teilchen. Der in den selektierten Vierspur-Daten noch vorhandene Untergrund an inklusiven Ereignissen kann nun durch Extrapolation der  $p_{\perp}^2$ -Verteilung von Fünfspureneignissen nach Null hin bestimmt werden. Es ergibt sich ein Anteil an inklusiven Ereignissen von 3.5 % für die NT-Daten und 2.7 % für die ST-Daten. An dieser Stelle zeigt sich deutlich der positive Einfluß des kinematischen Fits, der neben einer Verbesserung der Impuls- und Massenbestimmung auch den Prozentsatz von unvollständigen  $\gamma\gamma$ -Ereignissen um 11.5 % (NT) bzw. 6 % (ST) reduziert. Die hier ermittelten Untergrundbeiträge werden ebenfalls nicht statistisch subtrahiert, da sie vergleichsweise gering sind (TAS82). Allerdings gehen sie in die Berechnung des systematischen Fehlers mit ein.

Die Verteilungen der invarianten Massen der nach der Selektion verbliebenen Vierspur-Ereignisse für den NT- und ST-Mode sind in Abb. 5.11 dargestellt. Zur Berechnung der invarianten Masse wurde dabei angenommen, daß die vier Teilchen Pionen sind. Die Verteilungen zeigen einen steilen Anstieg der Daten oberhalb von  $W = 1$  GeV, also noch deutlich unterhalb der Schwelle für  $\rho^0\rho^0$ -Produktion, und erstrecken sich, wenn auch mit geringerer Intensität, bis hin zu hohen  $W$ -Werten oberhalb 2.5 GeV. Der am ehesten wahrscheinliche Wert für  $W$  liegt bei etwa 1,6 GeV. Ebenfalls dargestellt (5.11c) ist die Verteilung des Impulsübertragsquadrates  $Q^2$  der ST-Daten (bis  $6 \text{ GeV}^2$ ). Bei der überwiegenden Mehrheit der Ereignisse ist das gestreute Lepton

im SAT ( $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$ ) markiert worden, d.h. bei Streuwinkeln kleiner als  $3.3^\circ$  bzgl. der Strahlachse.

Die Anzahl der gemessenen Vierspur-Ereignisse, die Datenreduktion und -selektion überstanden haben, beträgt insgesamt 2272 für die NT-Klasse und 224 für die ST-Klasse. Davon sind 26 Ereignisse mit einem  $Q^2$  größer als  $1 \text{ GeV}^2/c^2$ , d.h. mit einem Tag im LAT gemessen worden.

Die Frage, durch welche physikalischen Prozesse das gezeigte Verhalten der Daten verursacht wird, soll, besonders im Hinblick auf  $\rho^0\rho^0$ -Paarproduktion, in den Kapiteln VII und VIII beantwortet werden. Zuvor werden im Kapitel VI noch die Simulation der Detektorakzeptanz und die Modelle zur Beschreibung der Daten erläutert.

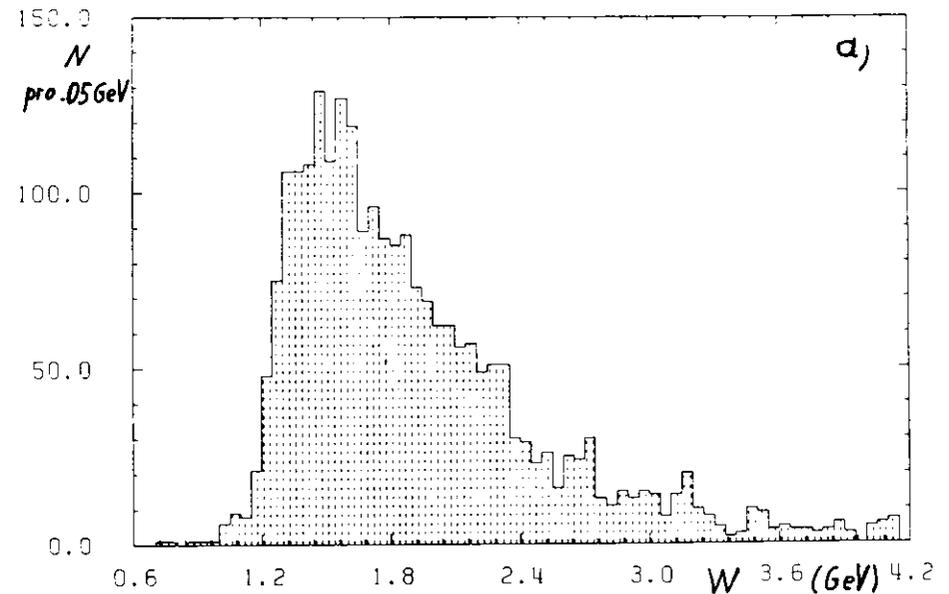


Abb. 5.11: Verteilung der invarianten Massen für vier Pionen  
(a) NT-Daten

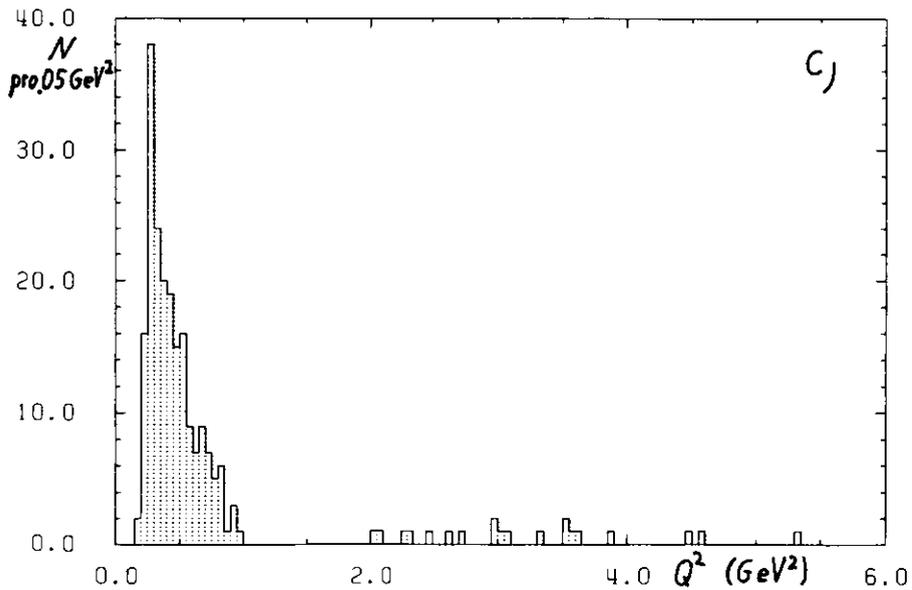
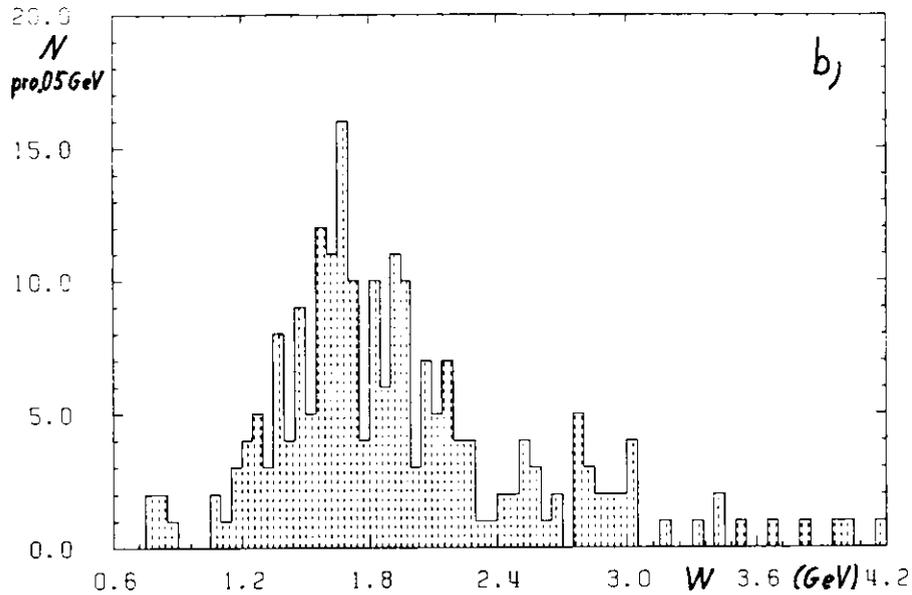


Abb. 5.11: Verteilung der invarianten Massen für vier Pionen  
 (b) ST-Daten  
 (c) Verteilung des Impulsübertragungsquadrats  $Q^2$

VI. Monte Carlo-Simulation

Für die Interpretation der Ergebnisse der Datenanalyse und den Vergleich mit vorliegenden Theorien ist es notwendig, die Vorhersagen der Theorie für die Verteilungen bestimmter kinematischer Variablen zu kennen. Die durch die Akzeptanz der experimentellen Apparatur, den Trigger und die Datenselektion und auch durch mögliche noch vorhandene Beiträge von Reaktionen aus anderen Kanälen auftretenden Verschmierungen gestalten dieses Unterfangen sehr schwierig, zumal es kaum möglich ist, Vergleiche der entsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitte einfach in analytischer Form (falls sie überhaupt existiert) durchzuführen.

Dieses Kapitel beschreibt stattdessen, wie man das Problem mit nach einem vorgegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitt simulierten Ereignissen lösen kann, die danach von einem Programm, das den Detektor nachbildet, weiterverfolgt werden, um experimentelle Akzeptanzeffekte mit zu berücksichtigen.

Nach einer allgemeinen Einführung über die Messung des Wirkungsquerschnittes, der Beschreibung der Ereignisgeneration unter Berücksichtigung verschiedener physikalischer Modelle und Detektorsimulation werden die Fragen beantwortet, wie groß die Akzeptanz für die Ereignisse ist (d.h. wieviele der ursprünglich generierten Ereignisse überstehen die Simulations-, Reduktions- und Selektionskette und befinden sich noch in der letztlich akzeptierten Datenmenge) und wie gut physikalische Variablen mit dem Detektor gemessen und reproduziert werden können.

Danach ist man in der Lage, theoretische Vorhersagen und experimentelle Ergebnisse direkt miteinander zu vergleichen.

VI.I Der Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt und Zählrate

Das sicherlich wichtigste Ziel der hier vorgestellten Untersuchungen ist die Messung von Wirkungsquerschnitten als Funktion einer oder mehrerer kinematischer Variablen. Die einzige direkt gemessene Größe in diesem Experiment ist jedoch eine Anzahl  $N$  beobachteter Ereignisse innerhalb eines bestimmten Bereiches einer dieser Variablen. Als Beispiel einer solchen Größe soll hier bei der Berechnung des Zusammenhangs zwischen der Anzahl von gemessenen Ereignissen und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  stellvertretend die invariante Masse  $W$  des  $\gamma\gamma$ -Systems stehen. In der folgenden Gleichung bedeutet außerdem  $\Delta W$  den Bereich der Schwerpunktsenergie, in dem die gemessenen Ereignisse entsprechend einer integrierten  $e^+e^-$ -Luminosität  $L^{int}$  (Kap.IV.III) liegen, und  $X$  steht für einen möglichen Endzustand ( $2\pi^+2\pi^-, \rho^0\rho^0$  usw.):

$$N(W) = L^{int} \int_{\Delta W} A(\xi) d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X}(\xi) \quad (6.1)$$

Die Integration läuft hier über die Phasenraumvariablen  $\xi$ , wobei der zu dem  $\xi$  gehörende  $W$ -Wert innerhalb des Abschnittes  $\Delta W$  liegen muß. Die Funktion  $A(\xi)$ , die die Akzeptanz für ein Ereignis mit den Koordinaten  $\xi$  repräsentiert, hängt auch von dem jeweils verwendeten Modell ab. Mit dem in Kap. III.III hergeleiteten Zusammenhang zwischen differentiellm Wirkungsquerschnitt und Luminositätsfunktion (Gleichg. 3.18) kann man 6.1 umformulieren:

$$N(W) = L^{int} \int_{\Delta W} A(\xi) \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}(\xi) dL_{\gamma\gamma}(\xi) \quad (6.2)$$

Hier steht  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$  für transversale und longitudinale Wirkungsquerschnitt-Anteile:  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X} = \sigma_{TT} + \epsilon \cdot \sigma_{LT}$  mit  $\epsilon \approx 1$  (gemessenes  $\langle \epsilon \rangle = 0.97$ ) im ST-Mode bzw.  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X} = \sigma_{TT}$  für die NT-Daten (Kap. III.III). Für die Berechnung der Integrale wird der Wirkungsquerschnitt als konstant über die  $W$ -Intervalle angesetzt. Danach erhält man die Beziehung:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X} = \frac{N(W)}{L^{int} \int_{\Delta W} A(\xi) dL_{\gamma\gamma}(\xi)} \quad (6.3)$$

wonach der  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt bekannt ist, sobald das Integral ausgerechnet werden kann. Die Luminositätsfunktion  $L_{\gamma\gamma}$  kann analytisch berechnet werden (siehe Kap.III), aber die Akzeptanz  $A(\xi)$  ist eine sehr komplizierte Funktion von Impuls- und Winkelverteilungen,  $W$ ,  $Q^2$ , den Schnitten, Triggeransprechwahrscheinlichkeiten und dem zugrundegelegten Modell. Selbst bei bekanntem  $A(\xi)$  wäre das mehrdimensionale Integral lediglich für die allereinfachsten Endzustände zu lösen.

Die übliche Methode zur Berechnung dieses Integrals besteht in der Anwendung der Monte Carlo (MC)-Methode (weitere Informationen gibt z.B. (JAM80)). Die Grundidee dieser Methode besteht in der Simulation des gesamten physikalischen Prozesses mit Hilfe von Zufallszahlen, wobei Algorithmen für die Erzeugung gleichverteilter "Pseudo"-Zufallszahlen Anwendung finden (siehe auch (FEI84)). Mit den akkumulierten Verteilungen

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = \int_0^{x_1} \dots \int_0^{x_n} f(t_1, t_2, \dots, t_n) dt_1 dt_2 \dots dt_n$$

lassen sich daraus Zahlen  $x$  mit Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $f(x)$  gewinnen, wodurch man in die Lage versetzt wird, bei einem bekannten differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dx_1 \dots dx_n$  einzelne "Ereignisse" mit den Variablen  $x_1 \dots x_n$  zu erzeugen. Auch die Integration selbst kann mit Hilfe von Zufallszahlen durchgeführt werden. Dabei wird ein bestimmtes Integral durch eine Riemannsumme angenähert, ein Verfahren, das bei guter Konvergenz auch leicht auf höherdimensionale Integration verallgemeinert werden kann und auch die Realisierung komplizierter Randbedingungen zuläßt.

Es hat sich eingebürgert, die Monte Carlo (MC)-Rechnungen in drei Stufen einzuteilen: Ereignisgeneration, Detektorsimulation und Ereigniselektion. Die Durchführung dieser Schritte für die vorliegende Untersuchung soll im folgenden erläutert werden.

VI.II Monte Carlo-Ereignisgeneration

Die Monte Carlo-Ereignisgeneration für Zwei Photon-Prozesse  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$  wird bequemerweise in zwei Schritten durchgeführt:

- \* Erzeugung des  $2\gamma$ -Systems  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma$  mit den entsprechenden Photon-Flußfaktoren und einer Annahme über den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow X$  (Kinematik)
- \* Fragmentation der verfügbaren  $2\gamma$ -Energie  $W$  in den hadronischen Endzustand  $X$  (Dynamik)

Die Erzeugung des Endzustandes  $X$  anhand vorgegebener Modelle wird nach der Vierervektor-Erzeugung im zweiten Abschnitt dieses Kapitels beschrieben.

VI.II.I Monte Carlo-Integration und Vierervektor-Erzeugung

Der Ereignis-Generator erzeugt zunächst die Kinematik des Prozesses der Abstrahlung von virtuellen Photonen durch die Leptonen  $e^+$  und  $e^-$ . Dieser Vorgang verläuft wiederum in zwei Schritten: zuerst wird die Beziehung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt (3.20) numerisch über die fünf unabhängigen Variablen  $x_i, \theta_i (i=1,2)$  und  $\mathcal{P}$  integriert ( $x_i =$  skaliertes Leptonimpuls  $|\vec{P}_i|/E_b$ ). Mit Hilfe der dabei akkumulierten Verteilungen werden in einem zweiten Schritt Zufallszahlen generiert, deren Wahrscheinlichkeit der differentiellen Verteilung entspricht. Innerhalb des Integrationsgebietes stellt der Integrand eine stark variierende Funktion dar, weshalb eine einfache Monte Carlo-Integration nach der "Hit- and-Miss"-Methode nicht geeignet erscheint. Man erzielt eine wesentlich bessere Konvergenz durch eine Einteilung des fünfdimensionalen Integrationsgebietes in einzelne Hyperquader, innerhalb derer sich die zu integrierende Funktion nur wenig ändert. Die günstigste Einteilung wird in einer iterativen Prozedur gefun-

den ("importance sampling"), für deren Durchführung das Integrationsprogrammpaket BASES/SPRING von S. Kawabata (KAW86) benutzt wurde. Weitergehende Überlegungen zur Methode des "importance sampling" findet man auch in (POP86, JAM80). Die Programme wurden von M. Feindt implementiert und zur Verfügung gestellt (FEI84).

Bei der Integration wird der zu messende Wirkungsquerschnitt  $G_{\gamma\gamma}$  zunächst als unabhängig von  $W$  und  $Q^2$  angesetzt. Durch Ereigniswichtung gemäß eines bestimmten Modells (Kap. VI.II.II) können leicht nachträglich noch Modifikationen für den gewünschten Endzustand angebracht werden. Die Verwendung von Formfaktoren der Art von Glchg. 3.26 im differentiellen Wirkungsquerschnitt hat keinen Einfluß auf die zu messenden Wirkungsquerschnitte ( $\approx 1\%$ ).

Folgende Eingabeparameter definieren den kinematischen Bereich der Integrationsroutinen:

- \*  $E_{\text{Strahl}}$  - die  $e^+e^-$ -Strahlenergie
- \*  $\theta_{1\text{min}}, \theta_{1\text{max}}$  - minimaler und maximaler Streuwinkel für das Positron
- \*  $\theta_{2\text{min}}, \theta_{2\text{max}}$  - minimaler und maximaler Streuwinkel für das Elektron
- \*  $W_{\text{min}}, W_{\text{max}}$  - minimaler und maximaler Wert der zu generierenden  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktenergie

Neben der durch den PETRA-Ring festgelegten Strahlenergie wurde für die vorliegende Untersuchung ein  $\gamma\gamma$ -Energiebereich zwischen 0.8 GeV und 4.0 GeV gewählt. Für die NO TAG-Ereignissimulation waren die gestreuten Leptonen auf Polarwinkel kleiner als 40 mrad begrenzt. Im SINGLE TAG-Fall variierte der Winkel des Tag-Leptons zwischen 25 mrad und 320 mrad. Eine scharfe Begrenzung der Polarwinkel auf die geometrischen Abmessungen der Tagging-Zähler würde hier zu einer Verfäls-

schung der Simulation führen, da das Impulsübertragsquadrat sowohl eine Funktion des Winkels als auch der Energie ist und außerdem Randeffekte der Zähler mitberücksichtigt werden müssen (siehe auch Kapitel V.III).

Mit Hilfe der bei der Integration gewonnenen akkumulierten Verteilungen ist es möglich, einzelne MC-Ereignisse zu generieren. Es werden dazu fünf Zufallszahlen für  $x_1, x_2, \theta_1, \theta_2$  und  $\varphi$  erzeugt, deren Wahrscheinlichkeiten dem differentiellen Wirkungsquerschnitt (3.20) entsprechen. Da der Winkel  $\varphi$  lediglich den Winkel zwischen den Leptonstrebeneben festlegt, kann das ganze System zusätzlich noch um einen beliebigen Winkel  $\tilde{\varphi}$  um die Strahlachse gedreht werden. Weil  $d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}$  nicht von  $\tilde{\varphi}$  abhängt, kann  $\tilde{\varphi}$  gleichförmig zwischen 0 und  $2\pi$  gewürfelt werden. Mit diesen sechs Variablen lassen sich die Viererimpulse der einlaufenden und auslaufenden Leptonen ( $P_i, P_i'$ ) eindeutig bilden. Die Viererimpulse der virtuellen Photonen  $q_i$  sind daher ebenfalls bekannt. Die wichtigsten Variablen des  $\gamma\gamma$ -Systems

$$W^2 = (q_1 + q_2)^2$$

$$Q^2 = -q_1^2 \quad (\text{nachgewiesenes Photon})$$

$$P^2 = -q_2^2 \quad (\text{nicht nachgewiesenes Photon})$$

können daraus berechnet werden und stehen für die Fragmentation des Systems in einem gewünschten Endzustand zur Verfügung.

Ein Ereignis wird auf dieser Stufe insgesamt durch nur vier Vierervektoren angegeben: jeweils zwei für die einlaufenden und die gestreuten Leptonen.

### VI.II.II Phasenraumgeneration und Modellannahmen

Der Übergang des erzeugten  $\gamma\gamma$ -Systems in den hadronischen Endzustand kann in der vorliegenden Arbeit zunächst auf eine einfache Weise simuliert werden, da wegen des zu untersuchenden exklusiven Vier Pion-Endzustandes kompliziertere Modellannahmen über Fragmentationsparameter, neutrale und geladene Multiplizität, Transversalimpulsverhalten usw. wegfallen können.

Der grundlegende Prozeß für die Generation aller MC-Ereignisse ist die direkte Erzeugung von vier Pionen, ohne die Berücksichtigung irgendwelcher anderen Zwischenzustände:



Für die Simulation dieser Reaktion erzeugt das Programmpaket SAGE (FRI72) den Zerfall der invarianten Masse  $W$  in genau vier geladene Pionen. Die Verteilungen der Winkel zwischen den Teilchen wird dabei immer isotrop gewählt (Phasenraum). Dieser Prozeß kann auch den Untergrund von Ereignissen mit ursprünglich mehr als vier Teilchen (Kap. V.V) mitberücksichtigen. Als Ausgabegrößen stellt SAGE die Vierervektoren der vier Pionen zur Verfügung. Die Zuordnung von Ladungen geschieht dann wiederum mit Hilfe von Zufallszahlen. Insgesamt hat sich jetzt die Zahl der ein einzelnes Ereignis klassifizierenden Vektoren auf acht erhöht.

Um in den folgenden, aufwendigen Simulationsschritten Rechenzeit zu sparen, werden bereits an dieser Stelle einige geometrische Schnitte angebracht. Ereignisse, die nicht vollständig rekonstruiert werden können, werden nicht weiterverarbeitet. Für NT- und ST-Ereignisse wird gefordert, daß keine Spur in die Akzeptanzlücke zwischen Vorwärtsspektrometer und Innendetektor fällt (Kap.IV.II.II.I und IV.II.III). Für die NT-Ereignisse müssen wegen den experimentellen Triggerbedingungen zusätzlich mindestens zwei Spuren im Akzeptanzbereich des Innendetektors liegen (Kap.IV.IV). Diese Schnitte werden mit

großzügig definierten Grenzen durchgeführt, so daß dadurch kein Fehler entsteht. Zugleich sind sie sehr effektiv, da nur 45 % der generierten NT- und 59 % der ST-Ereignisse weiterverarbeitet zu werden brauchen.

Neben der erwähnten Phasenraumproduktion von vier Pionen kann der zu betrachtende Endzustand auch durch den Zerfall eines (zusammen mit der Erzeugung eines  $\pi^+\pi^-$ -Paares) oder zweier  $\rho^0$ -Mesonen entstanden sein:

$$\gamma\gamma \longrightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^- \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \quad (6.5)$$

$$\gamma\gamma \longrightarrow \rho^0 \rho^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \quad (6.6)$$

Die Verteilungen für die beiden letztgenannten Modelle werden aus den Vier Pion-Phasenraumereignissen durch eine geeignete Wichtung dieser Ereignisse mit den entsprechenden Matrixelementen gewonnen. Dabei wird die von TASSO eingeführte (TAS82) und auch später von der TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration (BUI86) angewendete Methode übernommen.

Für ein festes W hängt der differentielle Wirkungsquerschnitt von einem Satz von mehreren Variablen ab, die symbolisch als  $\xi$  abgekürzt werden können:

$$\xi = (m_{12}^2, m_{34}^2, \mathcal{V}_\rho^{12}, \mathcal{V}_\pi^{12}, \varphi_\rho^{12}, \mathcal{V}_\pi^{34}, \varphi_\pi^{34}) \quad (6.7)$$

Hier stellt  $m_{ij}^2$  für das Quadrat der invarianten Masse der beiden Pionen i und j (die Pionen sind numeriert mit  $\pi_1^+ \pi_2^- \pi_3^+ \pi_4^-$ ),  $\mathcal{V}_\rho^{ij}$  ist der Winkel des Pion-Systems mit der Masse  $m_{ij}$  bezüglich der  $\gamma\gamma$ -Achse im  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem ( $\mathcal{V}_\rho^{34}$  ist hier keine unabhängige Variable, weil im  $\gamma\gamma$ -CMS  $\mathcal{V}_\rho^{34} = \mathcal{V}_\rho^{12} + 180^\circ$  gilt). Die Größen  $\mathcal{V}_\pi^{ij}$  und  $\varphi_\pi^{ij}$  stehen für die Polar- und Azimutwinkel des Pions i im Schwerpunktsystem ij. In den NO TAG und SINGLE TAG Vier Pion-Ereignissen kann man sieben unabhängige Koordinaten wählen, da von den zwölf möglichen Koordinaten zur Beschreibung von vier Teilchen im Impulsraum eine durch W festgelegt ist, drei durch die Impulserhaltung bestimmt sind und ei-

ne fünfte wegen der Invarianz des Vier Pion-Systems unter Drehung um die  $\gamma\gamma$ -Achse redundant ist.

Der den Modellen 6.4 bis 6.6 zugrunde liegende Ansatz zur Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnittes ist

$$\frac{dG_i}{d\xi} = C(W) \cdot R_4(W, \xi) \cdot |g_i(\xi) \cdot g_i'(W)|^2 \quad (6.8)$$

Dabei bedeuten  $R_4(W, \xi)$  die Vier-Teilchen-Phasenraumdichte und  $g_i'(W)$  sowie  $g_i(\xi)$  repräsentieren die W- und  $\xi$ -abhängigen Anteile des jeweiligen Produktionsmechanismus i. Alle Flußfaktoren und Konstanten sind in C(W) enthalten. Die Funktion  $g_i(\xi)$  beschreibt die Resonanzproduktion im  $\pi^+\pi^-$ -Kanal und kann auch Winkelkorrelationen (Kap.VIII.II) enthalten.  $g_i'(W)$  enthält die W-Abhängigkeit des Matrixelementes, die in der vorliegenden Analyse als konstant in jedem W-Bereich angenommen ist.

Die Vier Pion-Phasenraumdichte  $R_4(W, \xi)$  ist gleich für alle Modelle. Die Unterscheidung zwischen den drei Prozessen geschieht durch das Matrixelement  $g_i(\xi)$ , i steht für  $2\pi^+ 2\pi^-$ ,  $\rho^0 \pi^+ \pi^-$  und  $\rho^0 \rho^0$ . Lediglich isotrope Produktion und Zerfall des Endzustandes werden betrachtet, deshalb hängt  $g_i(\xi)$  nicht von Winkel-Koordinaten ab und wird nur durch  $m_{12}$  und  $m_{34}$  bestimmt. Da zwei Paare identischer Bosonen im  $2\pi^+ 2\pi^-$ -Endzustand vorliegen, muß aber ein unter dem Austausch zweier Pionen mit der gleichen Ladung symmetrisches Matrixelement konstruiert werden. Die Funktionen, die diese Bedingungen erfüllen, sind:

$$g_{\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-} = 1 \quad (6.9)$$

$$g_{\rho^0 \pi^+ \pi^-} = \frac{1}{2} \{ BW(m_{12}) + BW(m_{34}) + BW(m_{14}) + BW(m_{23}) \} \quad (6.10)$$

$$g_{\rho^0 \rho^0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ BW(m_{12}) \cdot BW(m_{34}) + BW(m_{14}) \cdot BW(m_{23}) \} \quad (6.11)$$

Die die  $\rho^0$ s beschreibenden relativistischen Breit-Wigner-Am-

plituden (BW) mit einer energieabhängigen Breite des  $\rho^0$  stellen sich in komplexer Schreibweise das als (JAC64):

$$BW(m_{ij}) = \frac{\sqrt{m_{\rho^0} \Gamma \cdot m_{ij} \cdot p^*}}{\pi(m_{\rho^0}^2 - m_{ij}^2 - im_{\rho^0} \Gamma)} \quad (6.12)$$

$$\Gamma = \Gamma_{\rho^0} \left(\frac{p^*}{p_0^*}\right)^3 \cdot \frac{2p_0^{*2}}{p_0^{*2} + p^{*2}} \quad (6.13)$$

Dieser speziellen Form der energieabhängigen Breite liegt ein empirischer Ansatz zugrunde (JAC64), mit dem experimentelle  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Daten gut wiedergegeben werden. Der Exponent ergibt sich aus dem Spin der  $\rho^0$ -Mesonen, der Faktor  $2p_0^{*2}/(p_0^{*2} + p^{*2})$  wurde erstmals von Sellerie (SEL62) für die Parametrisierung des  $\rho^0$ -Zerfalls benutzt. Weiterhin ist:

$$p^* = \frac{1}{2} \sqrt{m_{ij}^2 - 4m_\pi^2}$$

$$p_0^* = \frac{1}{2} \sqrt{m_{\rho^0}^2 - 4m_\pi^2}$$

der Pion-Impuls im  $\pi\pi$ -Ruhezustand mit  $p^* = p_0^*$  für  $m_{ij} = m_{\rho^0}$ . Für die Breite und die Masse des  $\rho^0$  werden die Werte  $\Gamma_{\rho^0} = 770$  MeV und  $T_{\rho^0} = 153$  MeV (PDG86) verwendet.

In den Monte Carlo-Rechnungen werden die Ereignisse entsprechend der Glchg. 6.2 mit einem konstanten Matrixelement generiert und anschließend entsprechend des Matrixelementes  $|g_1(\rho)|^2$  in einer einfachen "Hit-and-Miss"-Selektion gewichtet, so daß alle für die weitere Auswertung verfügbaren Ereignisse Einheitsgewicht behalten.

Es soll noch einmal darauf hingewiesen werden, daß auf Grund dieses speziellen Wichtungsverfahrens keine Winkelkorrelationen eingeführt werden. Der Zerfall der invarianten Masse W ist immer noch isotrop, und deshalb werden die hier vorgestellten drei Modelle im weiteren Verlauf der Arbeit auch manchmal

als "Phasenraum"(PHSP)-Modelle bezeichnet. Weitere Modellannahmen, die auch Winkelkorrelationen enthalten, werden in Kapitel VIII.II eingeführt.

An dieser Stelle bleibt noch zu erwähnen, daß die zur Abschätzung von Untergrund-Beiträgen von anderen als hier betrachteten physikalischen Prozessen verwendeten MC-Ereignisse mit einer der in diesem Abschnitt beschriebenen sehr ähnlichen Technik von den jeweiligen Autoren (Kap. V.III) hergestellt worden sind. Es existieren vielerlei theoretische Modelle, die in mehr oder weniger allgemeine, detektorunabhängige Programme für die Ereignisgeneration eingehen können.

Jedes einzelne Experiment erfordert jedoch sein ureigenes Programm für die Simulation der experimentellen Meßapparatur.

### VI.III Simulation der Detektorakzeptanz

Nach Abschluß der Ereignis-Simulation übergibt der Generator dem nachfolgenden Programm, dem Detektorsimulator, die Vierervektoren der Leptonen vor und nach der Photon-Abstrahlung sowie der erzeugten geladenen Pionen des Endzustandes.

Der Simulator verfolgt dann die Monte Carlo-Ereignisse durch den Detektor und reproduziert das Verhalten der einzelnen Komponenten auf die nachzuweisenden Teilchen ebenso wie es im Experiment geschieht. Anschließend erfolgt auch für die generierten Ereignisse eine Spur- und Schauerrekonstruktion und Datenreduktion (Filterkette). Zusätzlich muß wegen möglicher hadronischer Wechselwirkungen der Teilchen in der Detektormaterie eine Korrektur an die simulierten Ereignisse angebracht werden, die im zweiten Abschnitt dieses Kapitels begründet wird. Den Abschluß der Detektorsimulation bildet schließlich eine Triggeranalyse zur Bestimmung der Akzeptanz des PLUTO-Triggers für die Monte Carlo-Ereignisse.

### VI.III.I Detektorsimulator

Das Programm der Detektorsimulation ist im Prinzip ein detailliertes mathematisches Modell des Detektors, das die exakte Geometrie aller Detektorkomponenten enthält und den Weg der Teilchen, deren Vierervektoren im Wechselwirkungspunkt des Detektors der Generator vorgegeben hat, durch den Detektor verfolgt. In der Kette der Monte Carlo-Generation trägt dieses Simulationsprogramm dem grundlegenden Akzeptanzproblem Rechnung, daß ein Ereignis nur unvollkommen in einem realen Detektor beobachtet werden kann. Einige der wichtigsten experimentellen Einschränkungen während des Meßprozesses sind:

- \* Geometrie des Detektors
- \* begrenzte experimentelle Auflösungen für Teilchenimpulse und Energie
- \* Sekundär-Wechselwirkungen im Detektormaterial (Photonkonversion, Photonabstrahlung von Elektronen oder Positronen, Coulomb-Vielfachstreuung, Energieverlust durch Ionisation)

Zusätzlich existieren noch zwei weitere Einflüsse auf die Akzeptanz eines Ereignisses, die sich aus der Datennahme und der Rekonstruktion von durch den Detektor verfolgten Ereignissen ableiten:

- \* Einfluß der Trigger
- \* Einfluß der Spurrekonstruktionsprogramme

Die Detektorsimulation ist in der Regel vom Rechenzeitverbrauch her mit das aufwendigste Programm einer Datenanalyse. Hier wird für jedes Teilchen zunächst die Bewegung im PLUTO-Magnetfeld berechnet, wobei das Innendetektor-Solenoidfeld als homogen angesehen wird. Die Krümmung ist durch den Transversalimpuls und das Magnetfeld bestimmt (Bahnen neutraler

Teilchen werden als gerade Linien angenommen). Die Spuren im extrem nichthomogenen Vorwärtsbereich werden durch numerische Integration verfolgt, wozu ein dreidimensionales Gitter der gemessenen Feldstärken mit insgesamt 21000 Gitterpunkten benutzt wird.

Eine Spur wird solange verfolgt, bis eine der Detektorkomponenten erreicht wird. Ist dies z.B. eine Driftkammer, werden TDC- und ADC-Inhalte, die mit der zugehörigen Driftkurve und Auflösung bestimmt wurden, abgespeichert. Dann wird das Teilchen zur nächsten Komponente weiterverfolgt. Beim Durchqueren von Materialschichten durch Spuren (etwa das Strahlrohr oder den Magneten) wird Vielfachstreuung, Energieverlust ( $dE/dx$ ) und, je nach Teilchenart, Schauerbildung entsprechend den jeweiligen Wahrscheinlichkeitsverteilungen, simuliert. Der Zerfall instabiler Teilchen sowie  $\gamma$ -Konversion am Strahlrohr oder in den Kammern wird explizit berücksichtigt. Die Bahnen der auf diese Art im Detektor neu erzeugten Teilchen werden ebenso weiterverfolgt. Am Ende des Programms wird noch ein Trigger-Simulationsprogramm aufgerufen. Dessen Informationen werden allerdings in der vorliegenden Analyse wegen häufiger Änderungen der Triggerbedingungen nicht benutzt. Stattdessen wird, wie weiter unten beschrieben, die Triggerselektion gesondert gerechnet.

Der Detektorsimulator stellt die Signale aller vorhandenen Komponenten der Meßapparatur in der gleichen Form zur Verfügung, in der sie für die experimentellen Daten vorliegen. Dies hat den Vorteil, daß man in beiden Fällen für die Schauer- und Spurerkennung und die Berechnung weiterer Parameter und Schnitte dieselben Programme verwenden kann. Damit wird eine Gleichbehandlung von experimentellen und Monte Carlo-Ereignissen gewährleistet, die sich daran anschließend dann auch für die Rekonstruktions- und Reduktionsprogramme (d.h. die natürlich auch im Detektorsimulator enthaltene Filterkette) fortsetzt und auch für die Selektionsprogramme gilt, was die technische Seite dieser Routinen anbelangt. Somit können gemessene und generierte Ereignisse mit den gleichen Programmen parallel nebeneinander analysiert werden.

Eine eingehendere Beschreibung des PLUTO-Detektorsimulators findet man z.B. in (TYL85, ACH81).

Die Ereignissimulation ist ein sehr wichtiger Schritt innerhalb der Datenanalyse, und es ist deshalb von besonderer Bedeutung, ihre Grenzen gut zu kennen. Da die Analyse auf intensive Vergleiche zwischen Daten- und MC-Ereignissen aufbaut, muß auf Detektoreigenschaften, die nur teilweise verstanden oder weniger gut simuliert sind, besondere Rücksicht genommen werden. Daß viele Eigenschaften von PLUTO vom Detektor-Simulator gut wiedergegeben werden, haben Vergleiche von Daten- und MC-Verteilungen von Prozessen gezeigt, die exakt berechnet werden können. Das sind vor allem QED-Prozesse wie Bhabha-Streuung und Zwei Photon- $\mu$ -Paar-Erzeugung (FEI84).

VI.III.II Korrekturen auf hadronische Reaktionen

Nicht in der Simulation enthalten sind allerdings hadronische Wechselwirkungen der produzierten Teilchen im Detektormaterial. Ein Wirkungsquerschnitt-Beispiel für eine in Frage kommende Reaktion ( $\pi^+p$ ) ist in Abb. 6.1 gezeigt (PDG86). Der Einfluß der Kernwechselwirkung niederenergetischer Pionen (typische Spurimpulse sind hier im Mittel 400-500 MeV/c) im Aluminium-Strahlrohr und in den Kammerwänden (Aluminium und Epoxy "G10", siehe Kap.IV) muß daher gesondert betrachtet werden. Der Wirkungsquerschnitt für Absorption und "Ladungsaustausch"-Reaktionen\*  $\pi^+n \rightarrow \pi^0p$  bzw.  $\pi^+p \rightarrow \pi^0n$  von 125 MeV- $\pi$ -Mesonen an Aluminium wurde gemessen zu (NAV79, siehe auch FEI84):

$$\pi^+ : \sigma_{\text{ABS}} + \sigma_{\text{CX}} = 398 \pm 32 \text{ mb}$$

$$\pi^- : \sigma_{\text{ABS}} + \sigma_{\text{CX}} = 464 \pm 30 \text{ mb}$$

\* Charge exchange, CX

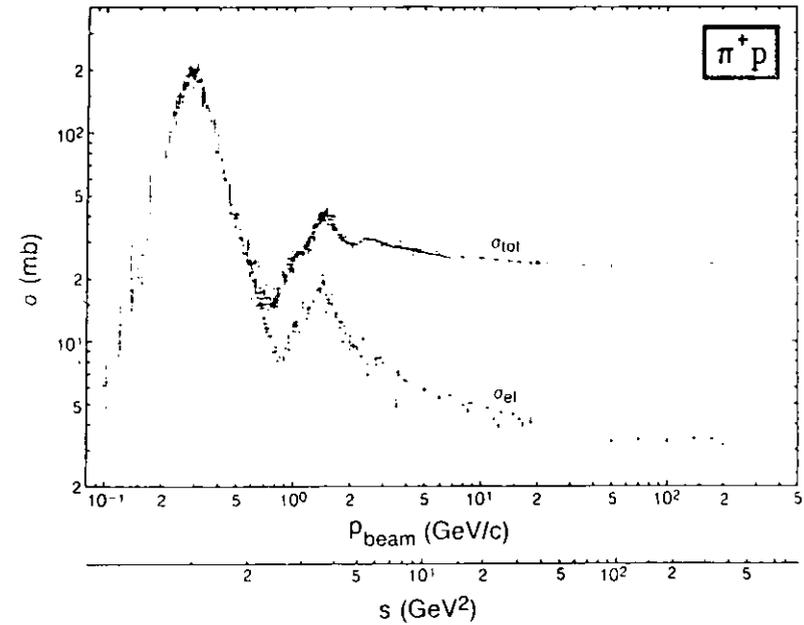


Abb. 6.1: Der totale und elastische  $\pi^+p$ -Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Labor-Impuls und der Schwerpunktsenergie (PDG86)

Die Anregung der  $\Delta$ -Resonanz, die den  $\pi N$ -Wirkungsquerschnitt bei freien Nukleonen in dem Impulsbereich dominiert, ist bei in Kernen gebundenen Nukleonen wesentlich schwächer ausgeprägt (CAR76, KE080), so daß  $\sigma$  ( $\pi N$ ) in dem für diese Analyse interessanten Impulsbereich als näherungsweise konstant angesehen werden kann. Die Werte für  $\sigma$  ( $\pi G10$ ) (Epoxy) werden anhand der in (KE080) angegebenen Wirkungsquerschnitte skaliert. Damit läßt sich dann die Wahrscheinlichkeit einer Pion-Wechselwirkung ausrechnen:

$$P = \sigma \cdot N \cdot d \tag{6.14}$$

In dieser Gleichung bedeuten  $N$  die Loschmidt'sche Zahl und  $d$  die jeweilige Materialstärke in  $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Mit  $\sigma$  sind allgemein die oben erwähnten Wirkungsquerschnitte für Absorption und Ladungsaustausch bezeichnet. Die Absorptionswahrscheinlichkeit wird für jede Spur einzeln errechnet und pro Ereignis aufsummiert. Dabei entscheidet die in dieser Rechnung einzige variable Größe, der Polarwinkel  $\theta$ , darüber, welche Materialdicke zu durchqueren ist. Als Ergebnis dieser Abschätzungen stellt sich heraus, daß die vom Detektorsimulator gelieferte Akzeptanz um bis zu einem Wert von 22 % korrigiert werden muß, um Effekte hadronischer Reaktionen im Strahlrohr und im Detektormaterial zu berücksichtigen. Diese Korrektur fällt u.a. deshalb so hoch aus, weil bereits die Reaktion eines einzigen Teilchens zum Verlust des gesamten Ereignisses führt. Auf Grund der Unsicherheiten in den verwendeten Wirkungsquerschnitten und der Annahme ihrer Impulsunabhängigkeit wird für das geschilderte Verfahren ein sich auf die gesamte Analyse auswirkender systematischer Fehler (Kap.VIII.IV) von 6% ermittelt.

### VI.III.III Triggeranalyse

Ein weiterer Teil der Akzeptanz eines Ereignisses ist durch die Effektivität des Experiment-Triggers gegeben, die natürlich auch eng mit den Nachweiseigenschaften des Detektors verknüpft ist und in einem Simulationsprogramm in entsprechender Weise nachgebildet werden muß. Deshalb werden alle Ereignisse, die die vollständige Rekonstruktions-(und wegen Rechenzeiterparnis auch bereits die Selektions-) kette überstanden haben, in einem detaillierten Triggersimulator daraufhin untersucht, ob sie den PLUTO-Trigger auslösen würden. Dies geschieht mit dem Simulationsprogramm MCTR81 (BAC83). Dieses Programm kann mit den verschiedenen Kombinationen und Geometrienummern des Detektors geladen werden und die insgesamt 30 während der Datennahme eingesetzten Triggerkombinationen nachbilden, die sich zum Teil nur ganz wenig, zum Teil aber beträchtlich voneinander unterscheiden. Es zeigte sich, daß

die 30 Kombinationen für die vorliegende Untersuchung in vier Gruppen eingeteilt werden können, innerhalb derer sich die Triggerakzeptanz in Bezug auf die zu untersuchenden Vierspüreignisse kaum unterscheidet. Für jede dieser Gruppen wurde die Triggerakzeptanz anhand derjenigen Kombination mit dem größten Luminositätsanteil bestimmt. Sie liegt für die verschiedenen Triggerperioden zwischen den Extremwerten von 65 % und 87 % (NT-Daten). Der mit den jeweiligen Anteilen an der Gesamtluminosität gewichtete Mittelwert liegt bei 80 % für die NT-Daten und 98 % für die ST-Daten, bei denen die Tag-Forderung als wesentliches Triggermerkmal fast immer erkannt wird. Die Angaben der Triggeransprechwahrscheinlichkeit gelten für das  $\theta-\theta_0$ -Phasenraum-Monte Carlo.

Während der Datennahme haben sowohl die parallele als auch die sequentielle Triggerlogik (Kap. IV.IV) nicht immer störungsfrei funktioniert. In einer Runperiode Anfang 1982 ist die Kammer 4 des Innendetektors in einem bestimmten  $z$ -Bereich für eine schnelle Triggerentscheidung ausgefallen. Weil dieser Effekt die Triggerakzeptanz um 3 % überschätzt, wird für den zugehörigen Simulationsbereich ein entsprechender Korrekturfaktor angebracht. Er läßt sich ermitteln, indem man die Informationen der betroffenen Kammer in den MC-Ereignissen vor der Triggersimulation löscht und die erzielten Resultate mit denen der vollständigen Simulation vergleicht. Da die für die Messung eines Vier Pion-Endzustandes wichtigsten Triggerbedingungen während der gesamten Datennahme in den wesentlichen Kriterien wenig geändert wurden, unterscheidet sich der Korrekturfaktor nur unwesentlich für die vier eingehend studierten Kombinationen.

Außerdem trat bei insgesamt einem Viertel der hier ausgewerteten "Runs" aufgrund eines Hardware-Fehlers (defektes Netzgerät) eine Ineffizienz der sequentiellen Logik auf, die sich in einem zeitlich statistisch verteilten Ausfallen der Spurtrigger-Logik auswirkte. Dieser Effekt ist mit verschiedenen Datenselktionen gründlich untersucht worden (BAC83). Die Effizienz  $\xi$  für jeden Run läßt sich hier aus der Analyse von

Ereignissen, die den Detektor unabhängig von der Drahtlogik triggern (z.B. Bhabha-Streueignisse mit ihrer hohen Schauerenergie), ermitteln. In der Simulation dieser Fehlerperiode wurden die MC-Ereignisse dann auch nur mit dieser Wahrscheinlichkeit akzeptiert. Sie beträgt für diese Analyse, gemittelt über die betroffenen Runs,  $\xi = 0.65 \pm 0.19$  (siehe auch TYL85).

Weil die numerische Auswertung der experimentellen Daten stark von der richtigen Simulation des Triggers abhängt, wurde für einige Triggerbedingungen nachgeprüft, wie genau das Programm die Wirklichkeit wiedergibt. Damit erhält man auch gleichzeitig einen Anhaltspunkt auf die durch die Triggersimulation in die Datenanalyse eingebrachte systematische Unsicherheit (Kap.VIII.IV).

Zur Kontrolle wurde das Triggersimulationsprogramm auch auf die Daten angewendet. Zum Test einzelner Triggerbedingungen wurden dabei Ereignisse herausgesucht, die sowohl in den Daten als auch im Simulator aufgrund anderer, unabhängiger Konstellationen den Detektor ausgelöst hatten: etwa LAT-Tags zum Studium der "Multiprong"-Bedingung (Kap.IV.IV) im Innendetektor oder Mehrspurereignisse zum Studium der SAT + Innendetectorspur-Bedingung. Die Vergleiche wurden für verschiedene Gruppen von Triggerkombinationen gerechnet. Als Ergebnis stellt sich eine insgesamt gute Wiedergabe der Akzeptanz des Triggers im Simulationsprogramm heraus. Beispielsweise wird der Multiprong-Trigger mit einem Fehler von 2 % simuliert, der LAT-Trigger (Tag) mit seiner Abhängigkeit von einer Energieschwelle noch mit 4% Genauigkeit. Der "SAT + Spur"-Tag-Trigger wird bis auf eine Abweichung von 2.9 % reproduziert. Um über eine höhere Statistik verfügen zu können, wurden die letztgenannten Tests mit der "QTAG.FOURPR"-Selektion (Kap.IV.V, TYL85) durchgeführt, die  $\gamma\gamma$ -Ereignisse mit mindestens vier Spuren enthält.

Mit der Berechnung der Triggerakzeptanz ist die eigentliche Detektorsimulation abgeschlossen. Die Verteilungen physikalischer Größen, die man durch die Anwendung der Simulationsprogramme auf möglichst viele MC-Ereignisse erhält, zeigen die

Resultate, die man für den Fall erwartet, daß die dem Ereignisgenerator zugrunde liegende Theorie richtig ist. Diese Verteilungen können dann mit denen der wirklichen Daten verglichen werden, um die verwendete Theorie zu testen. Einige erste Vergleiche sind bereits im nächsten Abschnitt enthalten. Zum Abschluß dieses Unterkapitels gibt aber die Tabelle 6.1 zunächst noch einmal einen Überblick zum Gesamttablauf der MC-Ereignissimulation.

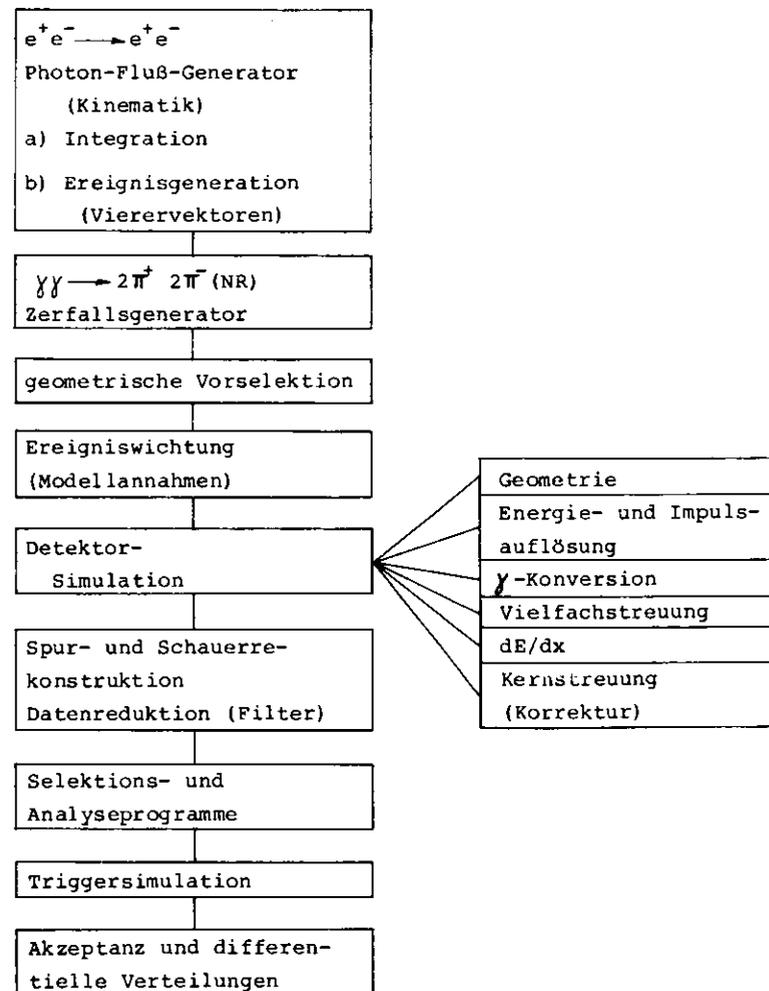


Tabelle 6.1: Flußdiagramm für Monte Carlo-Ereignisse

Der gezeigte Ablauf ist später für die im Kapitel VIII beschriebene Generation von  $p^0p^0$ -Ereignissen unter bestimmten Spin- und Paritäts-Annahmen aus Gründen der Rechenzeitersparnis abgeändert worden. Die Triggersimulation wurde schon vor der zweiten Stufe des Detektorsimulators, der endgültigen Spur- und Schauer-Rekonstruktion und Datenreduktion gerechnet. Die Wichtung der Ereignisse nach den Modellannahmen geschah erst nach komplett erfolgter Datenreduktion und -selektion. Diese beiden Modifikationen halfen mit, nahezu einen Faktor 6 an Rechenzeit für die aufwendige Spin-Paritäts-Analyse einzusparen.

#### VI.IV Analyse der Monte Carlo-Ereignisse

Der einzige an dieser Stelle noch offene Punkt aus dem Flußdiagramm (Tab. 6.1) für Monte Carlo-Ereignisse betrifft die "Selektions- und Analyseprogramme". Da der Detektorsimulator wie bereits erwähnt die Signale aller vorhandenen Detektorkomponenten in der gleichen Form zur Verfügung stellt, in der sie auch für die experimentellen Daten vorliegen und für die Schauer- und Spurerkennung sowie die Filterkette dieselben Programme verwendet werden können, wird eine Gleichbehandlung von experimentellen- und Monte Carlo-Daten erreicht. Beide liegen zu Beginn der eigentlichen Datenauswertung in der gleichen Form vor und erlauben so die Anwendung identischer Analyseprogramme, was für eine korrekte Simulation der Detektorakzeptanz notwendig und auch vereinfachend ist.

Nach der Selektion der MC-Daten gemäß den in Kap. V beschriebenen Auswahlkriterien werden von den akzeptierten Ereignissen, bzw. von den nachgewiesenen Teilchen innerhalb dieser Ereignisse, Häufigkeitsverteilungen der gewünschten kinematischen Größen gebildet, die unmittelbar mit den Ergebnissen der Messung vergleichbar sind und für Akzeptanzkorrekturen verwendet werden können.

Die Diskussion der Detektorakzeptanz für verschiedene Erzeugungsmodelle des  $2\pi^+2\pi^-$ -Endzustandes erfolgt im ersten Teil dieses Abschnittes. Der zweite Teil beschäftigt sich dann mit der Rekonstruktion einiger Meßgrößen aus den Modellen und untersucht, mit welcher Genauigkeit wichtige Ereignis-Parameter durch PLUTO wiedergegeben werden.

#### VI.IV.I Berechnung der Akzeptanz

Den abschließenden Beitrag zur Akzeptanzberechnung liefert die Ereignisselektion nach den exakt gleichen Bedingungen, denen auch die gemessenen Daten unterliegen.

Aus der Anzahl der akzeptierten Ereignisse im Verhältnis zur Zahl der primär erzeugten Prozesse läßt sich nunmehr die Akzeptanz bestimmen. Sie ist gleichzeitig eine Funktion von  $W$  und  $Q^2$ , da der Detektor und die Selektionskriterien in beide Variablen schneiden. Gleichzeitig hängt sie naturgemäß von dem für die Simulation verwendeten Modell ab. In diesem Abschnitt werden einige Akzeptanzkurven für die wichtigsten Modelle vorgestellt, und zwar als Funktion der Energie  $W$  für Ereignisse in einem wohldefinierten Impulsübertrags-Bereich ( $Q^2 \ll 0.1 \text{ GeV}^2$  für NT-,  $Q^2 < 16 \text{ GeV}^2$  für ST-Ereignisse) und als eine Funktion von  $Q^2$  für ein festes  $W$ -Intervall ( $1.0 \leq W \leq 3.2 \text{ GeV}$ ).

Die Abbildung 6.2 zeigt die drei Akzeptanzkurven für die NO TAG Phasenraum-Modelle, die alle weiche Funktionen der  $\gamma\gamma$ -Energie sind. Sie steigen von Werten bei etwa 2 % bei den kleinsten  $W$  gleichförmig an und erreichen Maximalwerte von ca. 8 % - 9 % nahe  $W = 3 \text{ GeV}$ . Die Unterschiede im Verlauf der drei Kurven sind nicht sehr deutlich ausgeprägt und liegen innerhalb der statistischen und systematischen Unsicherheit für die Bestimmung der Akzeptanz. Letztere setzt sich zusammen aus Beiträgen von der Detektorsimulation, den hadronischen Korrekturen, der Effektivität des Triggers und der Rekonstruktionsprogrammen sowie der Wahrscheinlichkeit, den Endzustand

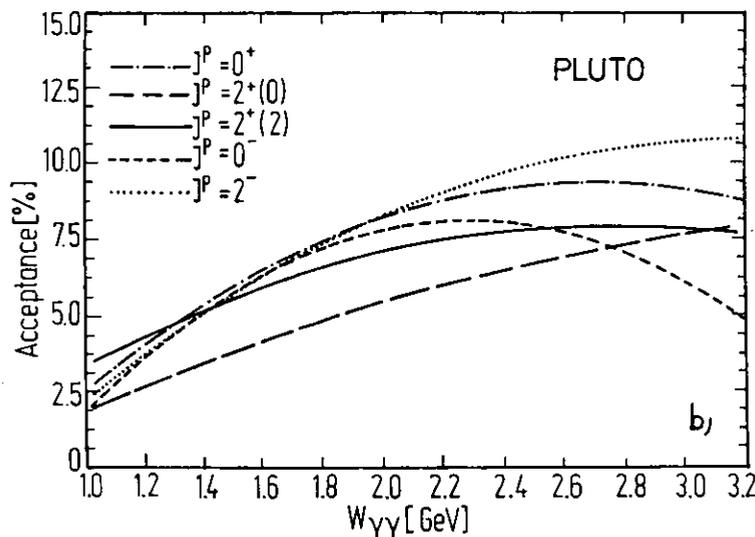
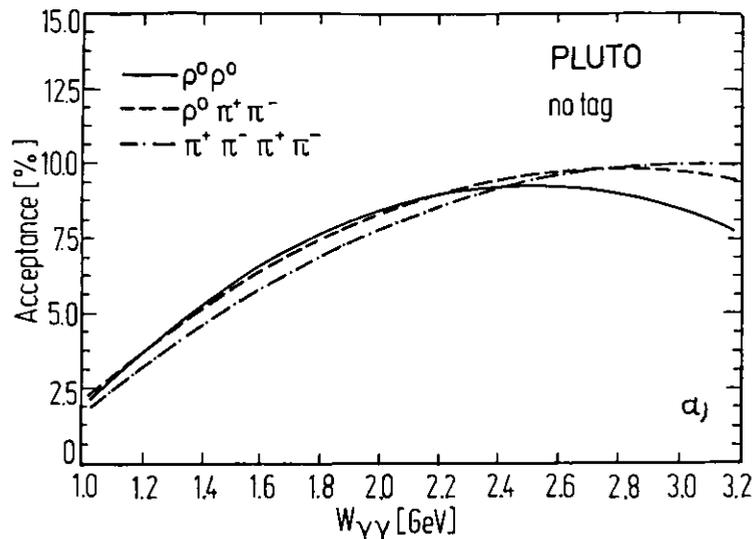


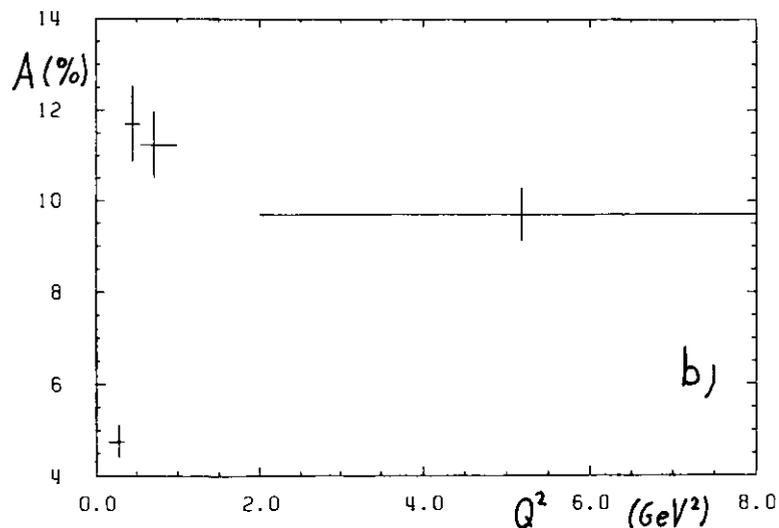
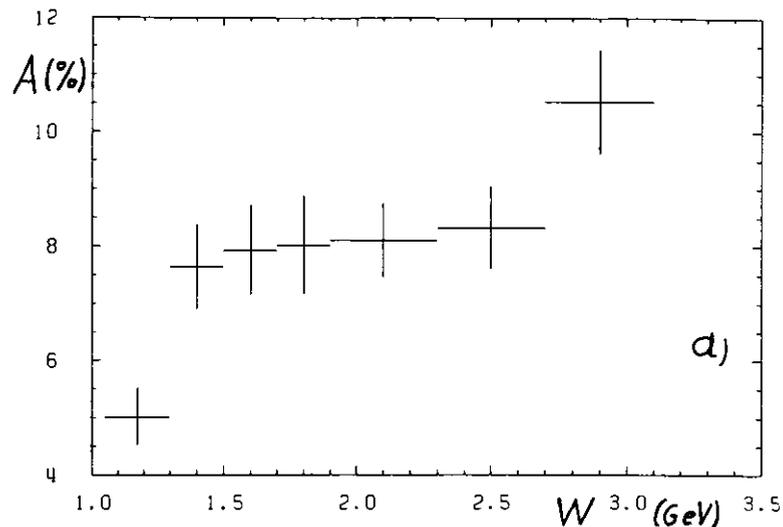
Abb. 6.2a: Detektorakzeptanz für die drei Phasenraum-Modelle  
 $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$   
 b: Detektorakzeptanz für fünf verschiedene Spin-Paritäts-Zustände für  $\rho^0\rho^0$

richtig zu identifizieren. Abschätzungen für den systematischen Fehler der Selektion lassen sich gewinnen durch Variation der Schnitte innerhalb zu vertretender Grenzen und Bestimmung der Änderung des Verhältnisses von gemessenen zu generierten Ereignissen. Die Unsicherheit in der Simulation der Akzeptanz alleine liegt bei ca. 10 % für ein bestimmtes Modell. Die einzelnen Beiträge sind im Kapitel VIII.IV im Rahmen der Diskussion des systematischen Fehlers der Wirkungsquerschnitte zusammengestellt.

Das sichtbare Absinken der Akzeptanz des  $\rho^0\rho^0$ -Modells bei großen W ist statistisch nicht signifikant. Es ist zum großen Teil auf einen Artefakt der Anpassung eines Polynoms an den Akzeptanzverlauf zurückzuführen, obwohl ein leichtes Absinken der Nachweiswahrscheinlichkeit für bei höherer Energie stärker in Strahlrichtung emittierter  $\rho^0$ -Mesonen nicht ganz ausgeschlossen werden kann.

In der Abbildung 6.2b sind in einem Vorgriff auf Kapitel VIII die Akzeptanzen für fünf verschiedene Spin-Paritäts-Annahmen im  $\rho^0\rho^0$ -Kanal gezeigt. Für diese Modelle, die in ihren Matrixelementen auch Annahmen über Winkelverteilungen und Winkelkorrelationen enthalten, unterscheiden sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten des PLUTO-Detektors deutlich voneinander.

Die Akzeptanz für die Produktion zweier  $\rho^0$ -Mesonen bei gleichzeitigem Vorliegen eines Tags zeigt die Abbildung 6.3a für das Phasenraum-Modell als Funktion der  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsenergie. Die Abszisse ist hier in die gleichen diskreten W-Bins aufgeteilt, in denen später auch der Wirkungsquerschnitt angegeben wird. Die Abweichungen von einer glatten Funktion deuten auf die statistische Genauigkeit der Monte Carlo-Rechnungen hin. Der Verlauf der Akzeptanz zeigt ein ähnliches Verhalten wie beim NT-MC, es liegt aber nach einem leichten Anstieg bei den mittleren W eine Art Plateau vor, und bei großen W steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit auf etwa 10 % an. Die Fehlerbalken beziehen sich auf den rein statistischen Fehler der Rechnung.



6.3a: Akzeptanz für das ST- $\rho\rho$ -Modell in Abhängigkeit von W  
 b: Akzeptanz für das ST- $\rho\rho$ -Modell in Abhängigkeit von  $Q^2$

Abbildung 6.3b stellt die Akzeptanz des  $\rho\rho$ -Modells in Abhängigkeit vom Impulsübertragsquadrat des Tag-Photons dar, gemittelt über den W-Bereich von 1.0 bis 3.2 GeV. Die Akzeptanz zeigt eine etwas unregelmäßige Struktur, die im wesentlichen verursacht ist durch die Akzeptanzlücke zwischen SAT und LAT. Unter Berücksichtigung der Abhängigkeit des Impulsübertrages vom Streuwinkel und der Tag-Energie findet sich diese Akzeptanzlücke von PLUTO etwa im Bereich  $1 \leq Q^2 \leq 2 \text{ GeV}^2$  wieder. Bei kleinen Streuwinkeln machen sich außerdem Randeffekte des SAT und eine Bleiabschirmung zum Strahlrohr hin bemerkbar. Die Akzeptanz erreicht für SAT-Tags Maximalwerte von über 11 % und sinkt dann auf einen über den LAT-Bereich gemittelten Wert von etwa 9.7 % ab. Eingezeichnet sind wiederum nur die statistischen Fehler. Der systematische Fehler der Akzeptanz ist im ST-Fall kleiner als für die NT-Daten, weil hier die Trigger-Effizienz bei nahezu 100 % liegt.

Ein nicht unerheblicher Teil der Akzeptanz des PLUTO-Detektors wird durch die Hinzunahme von im Vorwärtsspektrometer vermessener Spuren erreicht, für das NT- $\rho\rho$ -Modell beträgt die Akzeptanzerhöhung beispielsweise global 28 %. Wie sich die Verbesserung der Nachweiswahrscheinlichkeit auf für die Analyse wichtige Winkelverteilungen auswirkt, ist in der Abbildung 6.4a-d gezeigt. Die Bedeutung dieser Winkel ist in Kap. VII.V erklärt. Im Teil b der Abbildung ist einfach der Cosinus des Polarwinkels jeder Teilchenspur im Laborsystem aufgetragen. In allen Fällen bezeichnet das offene Histogramm die Akzeptanz nach Hinzunahme der Vorwärtsspektrometer, die offensichtlich eine wirkliche Verbesserung vor allem auch im Randbereich größer und kleiner Winkel bewirken. Von den gemessenen Daten weisen 30 % der NT- (27 % der ST-)Ereignisse eine oder mehrere Spuren im Vorwärtsspektrometer auf. Insgesamt sind dort für beide Tag-Klassen jeweils über 10 % aller Spuren vermessen. Diese Zahlen werden auch von den MC-Modellen in nahezu gleichen Verhältnissen reproduziert.

Aus den hier bestimmten Akzeptanzkurven lassen sich nun Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Modellannahmen ablei-

ten. Statt einen kompletten Satz von Wirkungsquerschnitten anzugeben, sollen jedoch die Daten durch eine Überlagerung der drei Phasenraummodelle beschrieben werden, wobei die relativen Anteile der Modelle durch eine Anpassungsrechnung zu bestimmen sind. Zuvor werden im letzten Abschnitt dieses Kapitels noch einige Untersuchungen über das Auflösungsvermögen von PLUTO und die Rekonstruktion von Datenverteilungen vorgestellt.

#### VI.IV.II Rekonstruktion experimenteller Verteilungen und Detektorauflösungen

Verknüpft mit der Frage nach der Akzeptanz ist die nach der Genauigkeit, mit der physikalische Observablen, wie z.B.  $W$  und  $Q^2$ , bestimmt werden können. Genau wie schon die Detektorakzeptanz kann auch dieses Auflösungsvermögen von der Wahl eines bestimmten Modells abhängen. In engem Zusammenhang mit dieser Problemstellung steht die Effizienz, mit der ein bestimmtes Modell die gemessenen Datenverteilungen nachbilden kann.

Ergebnisse aus Studien über Detektorauflösungen sowie auch die Rekonstruktion von gemessenen Größen werden hier abgeleitet aus einem Monte Carlo-Modell, das für NT- und ST-Ereignisse  $W$ -abhängig zusammengesetzt ist aus der Summe der drei isotropen MC-Modelle mit den jeweiligen aus der Maximum-Likelihood-Anpassungsrechnung bestimmten Anteilen. Die Methode wird in Kapitel VII diskutiert werden, das hier bereits verwertete Resultat ist ein Modell der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ , das die Daten auf der Grundlage der drei Phasenraumanteile gut beschreiben sollte.

In den nachfolgenden Tabellen sind die Absolutwerte für die Meßgenauigkeit und auch prozentuale Angaben aufgelistet, die Ergebnisse sind die R.M.S.-Werte der für die Rechnungen angelegten Differenzverteilungen. Tabelle 6.2 enthält zunächst die globalen Ergebnisse für  $W$ ,  $Q^2$ , Impulse, Massenverteilungen und einige Winkel, gemittelt über den analysierten  $W$ -Bereich. In Tabelle 6.3 sind die Auflösungen für  $W$  und invariante Massenverteilungen in MeV angegeben, als Funktion der Schwerpunktsenergie.

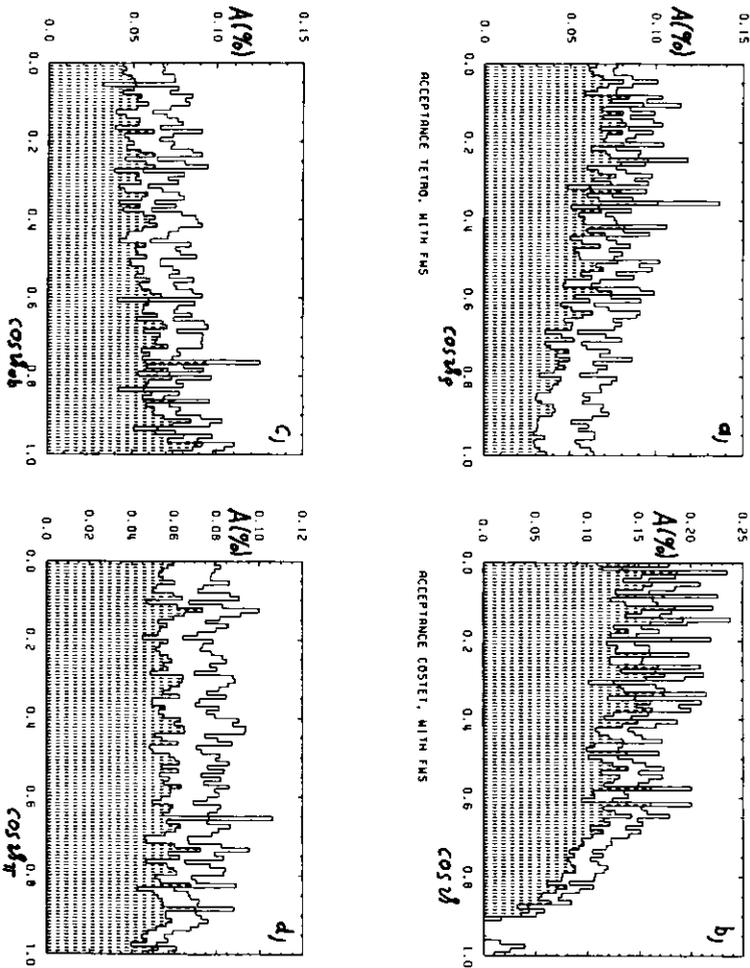


Abb. 6.4 a-d: Akzeptanzen für verschiedene Winkelverteilungen mit (offenes Histogramm) und ohne Hinzunahme des Vorwärtspektrometers

Meßgröße	Auflösung in % (°)	
	NT	ST
W	2.6	2.6
Q <sup>2</sup>	-	8.0
p	5.7	6.1
P <sub>t</sub>	6.0	6.4
Polarwinkel $\vartheta$	0.8°	
Azimutwinkel $\varphi$	0.9°	
$\vartheta_{\rho}$	2.3°	
$\vartheta_{\pi}$	2.8°	
$\Delta\varphi$	1.8°	
$\vartheta_{\text{ab}}$	1.5°	
$M_{\pi^+\pi^-}$	3.4	3.6
$M_{\pi^+\pi^+}$	3.3	3.6

Tabelle 6.2: Rekonstruktionsgenauigkeit einiger Variablen in Prozent bzw. Grad

W-Bereich (GeV)	Meßgenauigkeit in MeV			
	NT		ST	
	W	$M_{\pi^+\pi^-}$	W	$M_{\pi^+\pi^-}$
1.0 - 1.2	30	16	27	14
1.2 - 1.4	31	19	29	19
1.4 - 1.6	38	22	36	23
1.6 - 1.8	42	24	40	24
1.8 - 2.0	43	26	41	27
2.0 - 2.2	46	28	45	28
2.2 - 2.4	51	30	49	31

Tabelle 6.3: W- und Massenauflösungen als Funktion der Energie

Die Meßgenauigkeit von PLUTO kann, wie es die Tabellenwerte aufzeigen, durchaus als hinreichend gut betrachtet werden (und rechtfertigt die in der nachfolgenden Auswertung gewählte Bingröße), zumal der überwiegende Teil der Spuren in dem lediglich als Proportionalkammer ausgebildeten Innendetektor vermessen wurde.

Die in der NO TAG-Analyse verwendete Annäherung der  $\gamma\gamma$ -Achse durch die geometrische z-Achse des Detektors beinhaltet im Mittel eine Ungenauigkeit von 1.4°. Im SINGLE TAG-Fall gelingt die Rekonstruktion der  $\gamma\gamma$ -Achse bis auf 1.1° genau.

Den Abschluß der Diskussion der Detektorakzeptanz bilden exemplarisch einige Verteilungen zur Veranschaulichung der Rekonstruktion experimenteller Verteilungen durch die Monte Carlo-Modelle. Diesen Vergleichen kann also eine gewisse Aussagefähigkeit über die Qualität der kompletten Detektor-simulation, der Auflösung für die der verwendeten Modelle und in einigen Fällen auch schon über die Güte der im nächsten Kapitel zu diskutierenden Anpassungsrechnung zugeschrieben werden.

In der Abbildung 6.5 a und b werden die W und Q<sup>2</sup>-Verteilungen der ST-Daten und der MC-Nachbildung nebeneinandergestellt. Man findet eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation, genauso wie in der Abb. 6.6 a und b, die für die NT- und ST-Analyse die Verteilungen der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Massenkombinationen im gesamten Bereich der  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktenergie enthalten. Die Abb. 6.7 a und b schließlich zeigen für die beiden Intervalle  $1.3 \leq W \leq 1.4$  GeV und  $1.7 \leq W \leq 1.8$  GeV die  $\pi^+\pi^-$ - und  $\pi^+\pi^+$ -Massenkombinationen (die ungleichnamigen und gleichnamigen Paare) der Daten sowie der isotropen  $\rho^0\pi^+\pi^-$ - und  $\rho^0\rho^0$ -Modelle. Eine Besonderheit ist hier, daß eine mögliche Massenkombination nur dann eingetragen ist, wenn die jeweils andere zugehörige innerhalb des " $\rho^0$ -Bandes", also in der Nähe der nominellen  $\rho^0$ -Masse, liegt (siehe hierzu auch Kap. VII.). Man erkennt deutlich, daß sich die  $\rho^0$ -Verteilungen mit dem Ansteigen der Energie zu einem höheren Mittelwert hin verschieben und verbreitern. Das  $\rho^0\rho^0$ -Monte Carlo beschreibt die Daten ins-

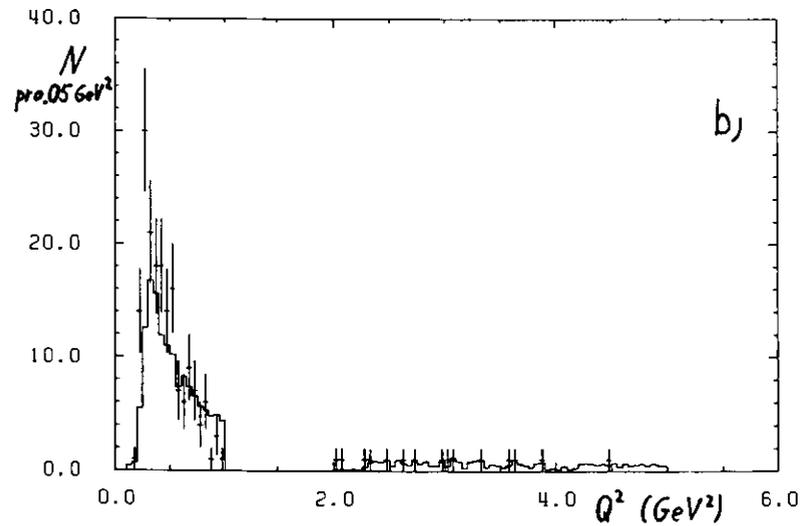
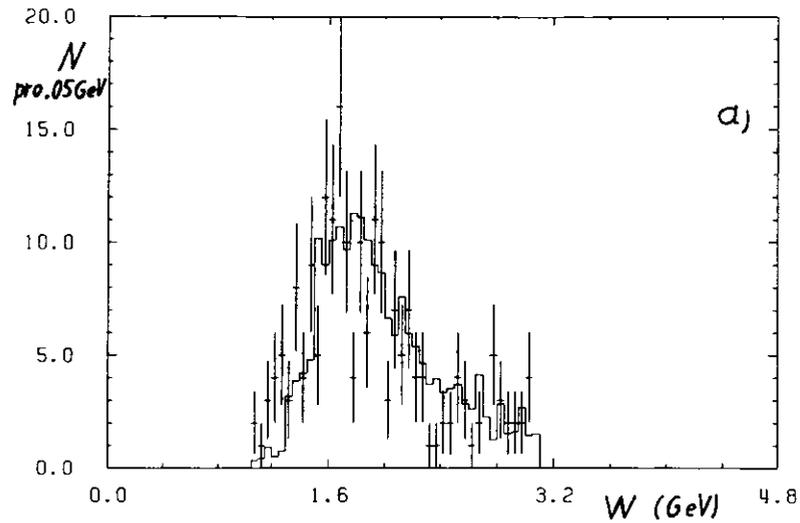


Abb. 6.5 a, b: W- und Q<sup>2</sup>-Verteilungen der ST-Daten (Punkte mit Fehlerbalken) zusammen mit ihrer Rekonstruktion aus den drei Phasenraum-Modellen (Histogramm)

gesamt besser als das zweite Modell. Weitere Rekonstruktionen 'experimenteller' Verteilungen durch Addition und Überlagerung der generierten MC-Ereignisse, vornehmlich Winkelverteilungen, enthalten die Kapitel VII und VIII bei den Textabschnitten, die die zugehörigen Analyseschritte darlegen.

Schon hier wird deutlich, daß die gewählten Modelle und das Simulationsverfahren in der Lage sind, die PLUTO-Daten für  $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$  gut wiederzugeben. Darauf aufbauend kann im nächsten Schritt die relative Zusammensetzung des Vierspur-Endzustandes bestimmt und anschließend der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von vier Pionen bzw. zwei Rho's ausgerechnet werden.

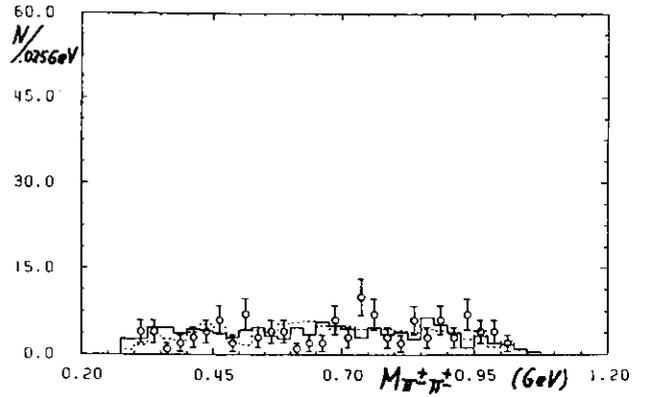
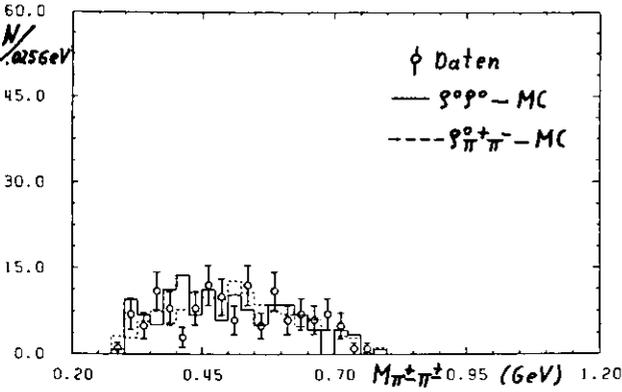
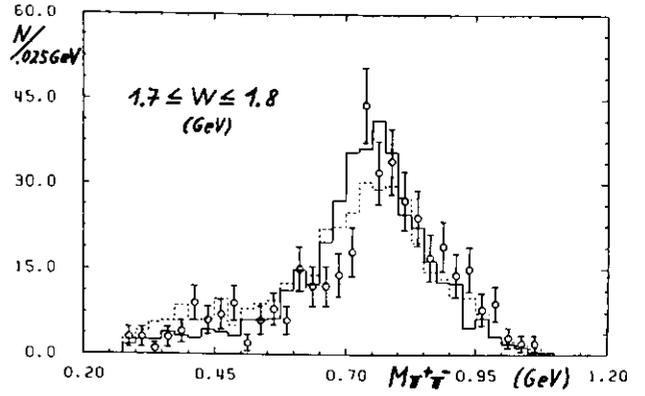
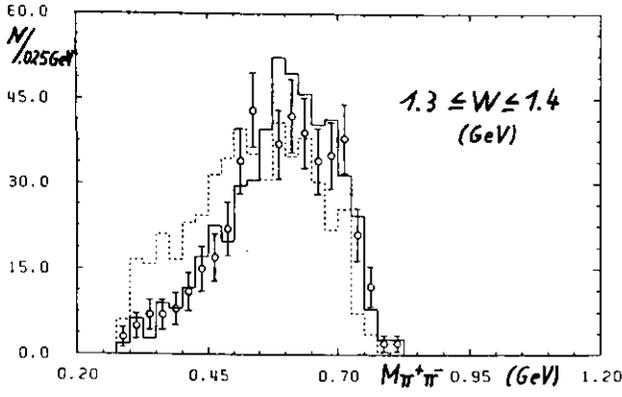


Abb. 6.7.a, b:  $\pi^+\pi^-$ - und  $\pi^+\pi^\pm$ -Massenkombinationen der Daten und zweier MC-Modelle für die Intervalle  $1.3 \leq W \leq 1.4$  GeV und  $1.7 \leq W \leq 1.8$  GeV (Erläuterungen siehe Text)

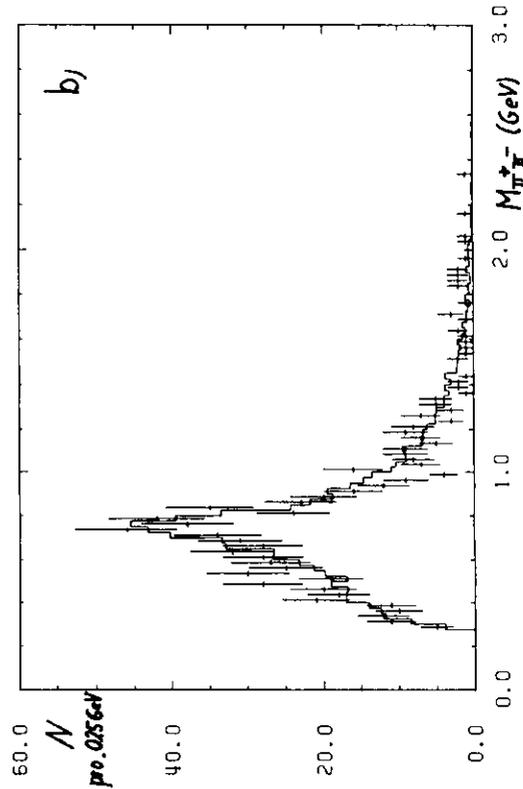
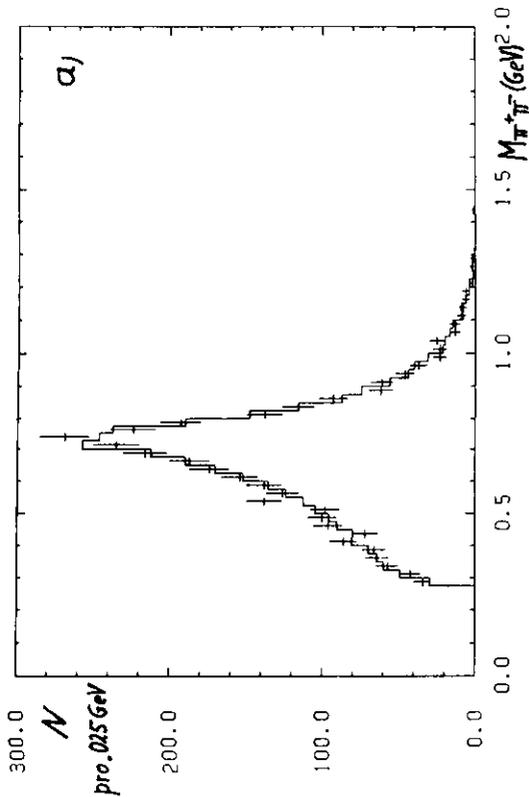


Abb. 6.6 a, b: Verteilungen der ungleichnamigen  $\pi^+\pi^-$ -Massenkombinationen der Daten (Punkte mit Fehlerbalken) und der Überlagerung der MC-Beiträge (Histogramm) aus der NT- und ST-Analyse

VII. Diskussion der Ergebnisse aus der NO TAG- und SINGLE TAG-Analyse

Das vorliegende Kapitel enthält die Ergebnisse aus der Untersuchung der Vier Pion-Produktion durch zwei Photonen:

$$\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^- \text{ für die NT- und ST-Daten.}$$

Die wesentlichen Punkte sind die Spektren invarianter Zweiteilchen-Massen, die Maximum-Likelihood-Anpassungen zur Bestimmung der relativen Anteile von  $\rho^0\rho^0$ ,  $\rho^0\pi^+\pi^-$  und  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  am Vier Pion-Produktionsmechanismus und die daraus resultierenden Wirkungsquerschnitte. Zum Schluß enthält das Kapitel noch eine Konsistenz-Überprüfung zwischen der NT- und der ST-Analyse, und es werden einige detaillierte Untersuchungen zu kinematischen Variablen der Vierspur-Daten diskutiert.

Die Resultate für die NT- und die ST-Analyse werden gleichberechtigt nebeneinander behandelt. Andere physikalische Prozesse, die nicht direkt mit  $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  verknüpft sind, werden ab hier nicht mehr betrachtet.

VII.I Pion-Pion-Massenkombinationen und Evidenz für  $\rho^0\rho^0$ -Produktion

Um zu untersuchen, ob zwei der Pionen Zerfallsprodukte eines schwereren Teilchens sind, wie etwa des  $\rho^0$ , bildet man die invarianten Massen je zweier Teilchen mit unterschiedlichem Ladungsvorzeichen. In Vier Pion-Endzuständen lassen sich bis zu sechs Kombinationen invarianter Zweiteilchenmassen formen: Vier davon führen zu einem neutralen Paar, die beiden verbleibenden sind doppelt geladen. Für jedes Ereignis gibt es also genau vier mögliche ungleichnamige Kombinationen, von denen aber unter der Annahme, daß immer zwei Teilchen zusammengehören, nur zwei richtig sein können. Die beiden gleichnamigen Kombinationen können recht gut dazu dienen, die Form des Untergrundes zu beschreiben, wie er beispielsweise in den Histogrammen der invarianten Massen durch die Verteilung der beiden "falschen" Kombinationen dargestellt wird.

Die Spektren der invarianten Massen von Pion-Paaren aus den

$\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ -Ereignissen sind in der Abb. 7.1 dargestellt, für den gesamten Bereich der totalen invarianten Masse  $W$  des  $\gamma\gamma$ -Systems (NT, ST). Die Kombinationen aus Pionen von entgegengesetzten Vorzeichen werden als offenes Histogramm gezeigt, mit vier Einträgen pro Ereignis. Die gleichnamigen Pion-Kombinationen sind als schraffiertes Histogramm unterlegt, mit zwei Einträgen pro Ereignis. Die beiden gezeigten  $\pi^+\pi^-$ -Spektren zeigen durch ihr deutliches Signal im Massenbereich um 750 MeV Evidenz für die Produktion von  $\rho^0$ -Mesonen. Ein solches Signal ist hingegen in den Verteilungen der gleichnamigen Pion-Massen nicht sichtbar. Nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes, der durch die  $\pi^+\pi^+$ -Massenverteilung gegeben ist (siehe Abb. 7.1) ergibt die Anpassung einer relativistischen Breit-Wigner-Resonanzkurve an die verbleibenden  $\pi^+\pi^-$ -Massenkombinationen (Abb. 7.2) eine  $\rho^0$ -Masse von  $(755 \pm 8)$  MeV und eine Breite von  $\Gamma_{\rho^0} = (147 \pm 10)$  MeV ( $1.0 \text{ GeV} \leq W \leq 2.2 \text{ GeV}$ ). Diese Werte sind bei Berücksichtigung der Auflösung des Detektors in guter Übereinstimmung mit den zur Zeit besten bekannten  $\rho^0$ -Parametern:  $M_{\rho^0} = (770 \pm 3)$  MeV;  $\Gamma_{\rho^0} = (153 \pm 2)$  MeV (PDG86).

Auf Grund der gezeigten Verteilungen kann die Möglichkeit, es könne sich bei den Teilchen vorwiegend um andere als Pionen handeln (Elektronen, Myonen, Kaonen), sicherlich verworfen werden. Da sich mit der Pion-Massenhypothese ein resonantes Verhalten bei der  $\rho^0$ -Masse zeigt und außerdem keine in der Masse tieferliegende Resonanzen, die in Elektronen oder Myonen zerfallen, bekannt sind, wird die Pion-Hypothese untermauert.

Weil das  $\rho^0$ -Signal sehr deutlich ist und fast keinen Raum läßt für Kombinationen, die kein  $\rho^0$  ergeben, scheint die Annahme gerechtfertigt zu sein, daß die Mehrzahl der Ereignisse zwei  $\rho^0$ 's enthalten. Um dieses zu überprüfen, wird in einem zweidimensionalen Korrelationsdiagramm die eine  $\pi^+\pi^-$ -Massenkombination gegen die zweite mögliche eines jeden Ereignisses aufgetragen (zwei Einträge pro Ereignis). Der kombinatorische Untergrund wird auch hier wieder annähernd durch die ladungsgleichen Kombinationen repräsentiert (ein Eintrag pro Ereignis).

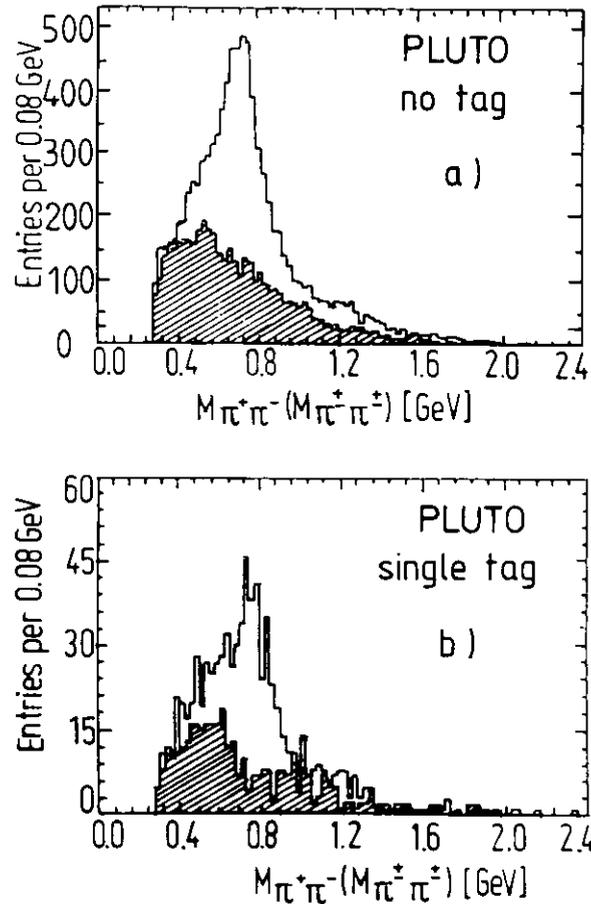


Abb. 7.1 a: Die Spektren invarianter  $\pi^+\pi^-$  - (offenes Histogramm) und  $\pi^+\pi^\pm$  - Massen (schraffiert) der NT-Daten  
b: die gleichen Verteilungen für die ST-Daten

Die Ergebnisse zeigen die Abb. 7.3 für die NT-Daten für drei unterschiedliche W-Intervalle in dem Bereich  $1.0 \text{ GeV} \leq W \leq 2.2 \text{ GeV}$ . Eine Anhäufung von Ereignissen in dem Bereich, in dem die invarianten Massen beider  $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen bei der  $\rho^0$ -Masse liegen, ist deutlich in den Abbildungen für beide Daten-Klassen (NT und ST) zu erkennen, vielleicht mit der Ausnahme von dem oberen Diagramm, in dem der W-Bereich unterhalb der Schwelle für  $\rho^0\rho^0$ -Produktion liegt ( $1.0 - 1.4 \text{ GeV}$ ),

und das  $\rho^0$ -Signal nicht so eindeutig vorliegt. Diese Anhäufung ist jedoch in den Korrelationsdiagrammen der gleichnamigen Massenkombinationen, die in dem rechten Teil der Abbildungen gezeigt werden, nicht vorhanden - dort sind die Einträge vielmehr gleichmäßig verteilt. Dies bedeutet, daß offenbar vorwiegend  $\rho^0\rho^0$ -Ereignisse erzeugt werden und daß sogar noch unterhalb der nominellen Schwelle für die  $\rho^0\rho^0$ -Paarproduktion ein  $\rho^0\rho^0$ -Signal vorhanden zu sein scheint. Die hier nicht gezeig-

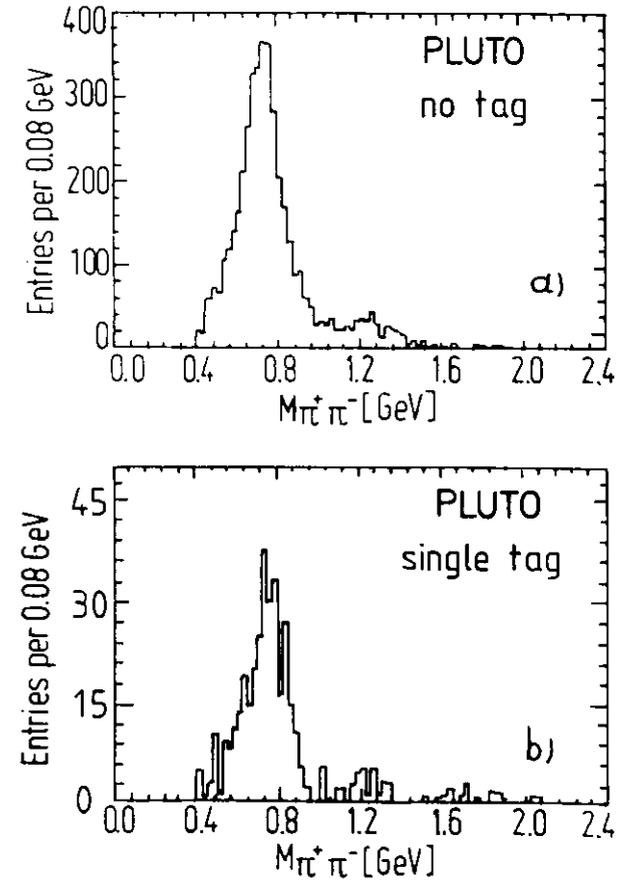


Abb. 7.2: Durch Subtraktion der gleichnamigen Pion-Kombinationen korrigierte  $\pi^+\pi^-$  - Massenverteilungen der NT - (a) und ST-Daten (b)

ten Spektren der ST-Massenverteilungen weisen ein sehr ähnliches Verhalten auf, lassen aber wegen der viel geringeren Datenstatistik die Aussagen weniger begründet erscheinen.

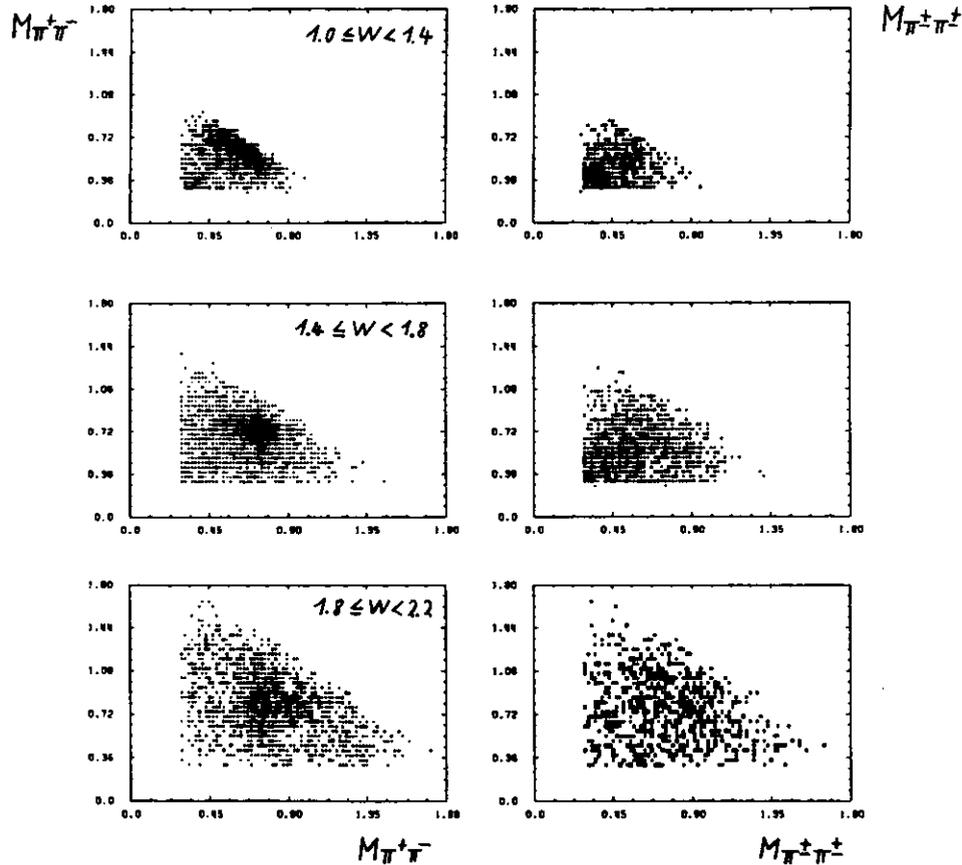


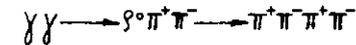
Abb. 7.3: Zweidimensionale  $\pi^+\pi^-$  - und  $\pi^+\pi^+$  - Massenverteilungen (NT) für drei verschiedene Energiebereiche:  
 7.3a:  $1.0 \leq W < 1.4$  GeV  
 7.3b:  $1.4 \leq W < 1.8$  GeV  
 7.3c:  $1.8 \leq W < 2.2$  GeV  
 (alle Einheiten sind GeV)

Die Folgerungen zur  $\rho^0\rho^0$ -Erzeugung werden bestätigt durch die eindimensionale Verteilung der "zweiten  $\rho^0$ -Masse": immer dann, wenn irgendeine  $\pi\pi$ -Massenkombination eines Ereignisses die Bedingung

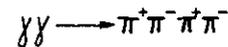
$$|M_{\pi\pi} - M_{\rho^0}| < 0.12 \text{ GeV}$$

erfüllt (Definition des sogenannten  $\rho^0$ -Bandes), wird hier die zugehörige zweite Kombination eingetragen (die ladungsgleichen Kombinationen sind schraffriert dargestellt). Die Abb. 7.4 zeigt für beide Analysen (NT und ST) ein deutliches, resonanzartiges Signal in der Gegend der  $\rho^0$ -Masse. Alleine durch das Abzählen der Ereignisse, bei denen zumindest in einer der beiden möglichen Zuordnungen von ungleichnamigen Massenkombinationen beide  $\pi^+\pi^-$ -Massen innerhalb des  $\rho^0$ -Bandes liegen, findet man, daß der Anteil der  $\rho^0\rho^0$ -Produktion an den Daten im Energiebereich zwischen 1.0 GeV und 2.2 GeV nahezu 40 % beträgt (NT-Daten).

Wie schon erwähnt, gibt es zwei weitere Prozesse außerhalb der  $\rho^0\rho^0$ -Paarproduktion, die im Endzustand zu vier Pionen führen, die Produktion von nur einem  $\rho^0$  und 2 Pionen:



sowie die direkte, isotrope Erzeugung von vier Pionen, ohne irgendwelche anderen Zwischenzustände:



Die Methode der Abtrennung dieser verschiedenen Reaktionsmechanismen sowie die quantitative Bestimmung der Anzahl von  $\rho^0$ -Mesonen in den  $2\pi^+2\pi^-$ -Ereignissen sind Gegenstand des nächsten Kapitels.

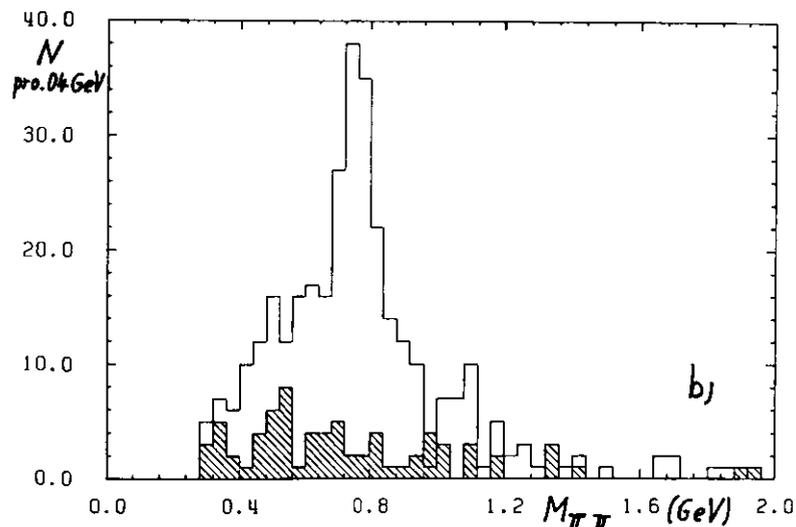
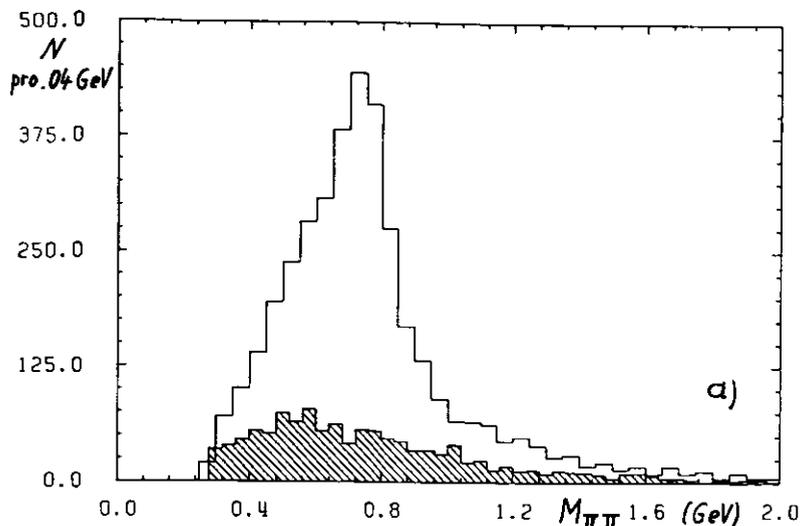


Abb. 7.4: Verteilung der zweiten  $\pi\pi$ -Massenkombinationen, wenn die erste Kombination innerhalb des  $\rho^0$ -Bandes (siehe Text) liegt, für die NT-Analyse (a) und die ST-Analyse (b)

VII.II Die relativen Beiträge von  $\rho^0\rho^0$ ,  $\rho^0\pi^+\pi^-$  und  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  am Vier Pion-Endzustand

Zur Bestimmung der Beiträge der drei ausführlich in Kapitel VI diskutierten PSHP-Modelle zur gemessenen Vier Pion-Produktion wird eine Anpassungsrechnung (Fit) nach der Methode der Maximierung der Likelihood-Funktion für Poisson verteilte Daten benutzt (WOL82).

Für einen festen Bereich in der Gesamtenergie  $W$  (dem Impulsübertragsquadrat  $Q^2$ ), der typischerweise 100 MeV ( $0,3 \text{ GeV}^2$ ) breit ist, wird der Fit für die zweidimensionale Verteilung der einen  $\pi^+\pi^-$ -Kombination gegen die andere mögliche  $\pi^+\pi^-$ -Kombination durchgeführt (Abb. 7.3). Dabei werden gleichzeitig sowohl die Verteilung der ungleichnamigen Kombinationen als auch die der ladungsgleichen Paare durch eine lineare Überlagerung der drei Modelle angepaßt. Für den Fit werden die beiden Verteilungen in typischerweise  $50 \text{ MeV} \cdot 50 \text{ MeV}$  bzw.  $100 \text{ MeV} \cdot 100 \text{ MeV}$  breite Bereiche (Bins) aufgeteilt.

Die Likelihood-Funktion ist hier definiert als das Produkt der Wahrscheinlichkeit  $P(i)$  für alle diese Bereiche, daß man für die unter einer bestimmten Hypothese ermittelten Erwartungswerte  $F(i)$  eine bestimmte Anzahl gemessener Daten  $N_{\text{exp}}(i)$  erhält:

$$L = \prod_{i=1}^N P(N_{\text{exp}}(i), F(i)) \quad (7.1)$$

Das Produkt erstreckt sich hierbei über die  $N$  in dem jeweils gerade betrachteten  $W(Q^2)$ -Bereich enthaltenen Ereignisse. Die Wahrscheinlichkeiten, für den erwarteten Wert  $F(i) = F(\lambda, N^{\text{MC}}(i))$  eine Anzahl von  $N_{\text{exp}}(i)$  Daten zu messen, ist gegeben durch:

$$P(N_{\text{exp}}(i), F(i)) = F(i)^{N_{\text{exp}}(i)} \cdot \frac{e^{-F(i)}}{N_{\text{exp}}(i)!} \quad (7.2)$$

und den Erwartungswert der Hypothesen kann man angeben als:

$$F(i) = \sum_{j=1}^n \lambda_j N_j^{MC}(i) \quad (7.3)$$

wobei die Zwangsbedingung:

$$\sum_{j=1}^n \lambda_j = 1 \quad (7.4)$$

erfüllt sein muß.

$N_{exp}(i)$  bezeichnet die experimentell bestimmten Einträge der Kombinationen invarianter Massen in einem 50 MeV·50 MeV (100 MeV·100 MeV) großen Bereich eines Korrelationsdiagramms,  $N_j^{MC}(i)$  ist genau die gleiche Größe für das Monte Carlo-Modell  $j$ . Die  $\lambda_j$  sind die freien Parameter, die in der Anpassung variiert werden, um die Likelihood-Funktion zu maximalisieren. Die Summe erstreckt sich über die  $n$  Beiträge, die in einem bestimmten Fit in Betracht gezogen werden, d.h. für die hier beschriebene Analyse gilt  $n = 3$  (vergleiche hierzu auch Kap. VIII.). Für jede einzelne Modellannahme ist die Gesamtzahl der generierten Monte Carlo-Ereignisse  $\sum N^{MC}(i)$  auf die Anzahl der gemessenen Daten normiert. Die Gültigkeit der Zwangsbedingung 7.4 (die eine Zusammensetzung des gemessenen Endzustandes zu 100 % aus den hier gewählten Modellen bedeutet) wurde bei der Durchführung der Anpassungsrechnungen nicht mehr explizit verlangt.

Die Zuverlässigkeit dieses Fitverfahrens und seine Möglichkeiten, auch bei wenigen Daten zwischen den einzelnen Modellen unterscheiden zu können, wurde sehr intensiv untersucht:

Dazu dienten die drei Phasenraum-MC-Modelle  $\rho^0\rho^0$ ,  $\rho^0\pi^+\pi^-$  und  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ , die in beliebigen Zusammensetzungen mit einem festen Mischungsverhältnis dem Fitprogramm angeboten wurden. Durch Vergleich der angepaßten Anteile mit den erzeugten läßt

sich dann die Zuverlässigkeit des Fits für verschiedene Konstellationen testen. Der Variationsbereich der Parameter  $\lambda_j$  für die drei Modelle war bei den Anpassungsrechnungen wie auch bei den Tests völlig freigegeben, so waren z.B. auch negative Werte für die  $\lambda_j$  erlaubt.

Es zeigte sich, daß der Fit in allen getesteten Fällen, insbesondere auch dann, wenn Mischungen mit einem oder mehreren Anteilen, die kleiner oder gleich Null vorgegeben wurden, die erwarteten Ergebnisse nahezu exakt reproduzieren konnte, in jedem Fall mit einem Fehler kleiner als 1 %, womit die Solidität des gewählten Verfahrens bestätigt wurde.

Ein Nachteil dieser Methode ist sicherlich, daß jedes Bin  $i$  im Prinzip ein kleines Volumen  $\Delta V$  in einem siebendimensionalen Parameterraum darstellt (Kap. VII). Als Folge davon muß die Anzahl der Bins groß sein, was aber zu einer geringen Zahl von Einträgen pro Bin und damit zu Unsicherheiten in der Bestimmung der Anteile  $\lambda_j$  führen kann. Dies gilt wohl in stärkerem Maße für die Durchführung der Spin-Paritäts-Analyse, die in Kapitel VIII diskutiert wird, und erscheint weniger wichtig für die hier betrachteten Phasenraum-Modelle: In den Fällen, in denen die meisten Phasenraum-Parameter herausintegriert werden können, ist es ausreichend, lediglich einen Teil des Parameterraumes zu betrachten (etwa die Massenverteilungen). Allerdings können auf diese Weise nicht alle möglichen Korrelationen zwischen den Koordinaten eines jeden Ereignisses berücksichtigt werden.

Ein Vorteil der gewählten Methode ist es, daß die MC-Ereignisse  $N_j^{MC}(i)$  akzeptierte Ereignisse sind, das bedeutet, daß sie die Detektorsimulation und die Datenselektion überstanden haben. Auf diese Weise wird die Berechnung von  $\lambda_j$  unabhängig von den Detektoreigenschaften.

Um eine Abhängigkeit der Parameter  $\lambda_j$  von  $W$  und von  $Q^2$  zu erhalten, wurde die Anpassung unabhängig voneinander für verschiedene  $W$ - und  $Q^2$ -Intervalle durchgeführt (im NT-Fall gegebenerweise lediglich in  $W$ -Intervallen). Die Maximum Likelihood-Methode bestimmt dann jeweils die Anteile  $\lambda_j$ , mit denen

die drei Modelle zur beobachteten Ereignisrate beitragen.

Die Ergebnisse der zahlreichen durchgeführten Fits werden in den folgenden Tabellen und Abbildungen dargestellt. Die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit bzw. das "Vertrauensniveau" (C.L.) ist dabei aus dem jeweiligen  $\chi^2$ -Wert der Anpassung und der Anzahl der Freiheitsgrade ermittelt worden. Besonders beachtet wurde die Berechnung des  $\chi^2$ -wertes für die jeweils optimalen Fits, bei der z.B. benachbarte Bins mit einem Bininhalt kleiner als fünf zusammengelegt wurden, um mehr als fünf Einträge zu erhalten.

Das Ergebnis des drei Parameter-Fits mit den Beiträgen aus  $\rho^0\rho^0$ -,  $\rho^0\pi^+\pi^-$ - und  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ -Produktion an die NO TAG-Daten enthält die Tabelle 7.1a, zusammen mit den  $\chi^2$ -Werten pro Anzahl der Freiheitsgrade. Der Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  erweist sich als die wesentliche Quelle von Pionen im W-Bereich von 1.3 GeV bis 1.8 GeV. Der Beitrag des  $\rho^0\pi^+\pi^-$ -Modells für die einzelnen Fit-Bereiche ist in diesem Gebiet mit Null verträglich, deshalb wurde dort die Anpassung mit lediglich zwei Parametern wiederholt, ohne den  $\rho^0\pi^+\pi^-$ -Anteil überhaupt zu berücksichtigen. Die Ergebnisse für diesen zweiten Ansatz sind in der Tabelle 7.1b aufgelistet. Es ergibt sich kein signifikanter Unterschied des  $\rho^0\rho^0$ -Anteils im Vergleich zu dem Fit mit allen drei Modellen.

Die angegebenen Fehler der drei Anteile sind lediglich die durch den Fit ermittelten und entsprechen einer Standardabweichung. Systematische Unsicherheiten, wie sie von der Modellabhängigkeit der verwendeten  $\rho^0$ -Parametrisierung und von Unterschieden in der Akzeptanzberechnung für die in Betracht gezogenen Modelle herrühren können, sind nicht berücksichtigt. Die den Akzeptanzberechnungen innewohnenden systematischen Unsicherheiten pflanzen sich nicht wesentlich auf die Berechnung der Anteile selbst fort, da systematische Effekte in erster Ordnung alle drei Prozesse gleichermaßen betreffen. Korrelationen zwischen den einzelnen Modellen in den Anpassungen

Anteile in %					
W (GeV)	$\rho^0\rho^0$	$\rho^0\pi^+\pi^-$	$2\pi^+2\pi^-$	$\chi^2/\text{NDF}$	NDF
1.0 - 1.2	28 $\pm$ 8	49 $\pm$ 17	23 $\pm$ 15	1.7	32
1.2 - 1.3	68 $\pm$ 7	20 $\pm$ 11	12 $\pm$ 7	1.7	42
1.3 - 1.4	80 $\pm$ 5	5 $\pm$ 8	15 $\pm$ 5	1.6	65
1.4 - 1.5	85 $\pm$ 5	-1 $\pm$ 7	16 $\pm$ 4	1.3	89
1.5 - 1.6	67 $\pm$ 4	10 $\pm$ 7	22 $\pm$ 5	1.5	107
1.6 - 1.7	73 $\pm$ 6	10 $\pm$ 8	17 $\pm$ 5	1.2	102
1.7 - 1.8	59 $\pm$ 7	18 $\pm$ 9	23 $\pm$ 5	1.6	101
1.8 - 1.9	40 $\pm$ 7	27 $\pm$ 8	33 $\pm$ 5	1.2	104
1.9 - 2.0	20 $\pm$ 7	53 $\pm$ 9	27 $\pm$ 6	1.9	91
2.0 - 2.1	17 $\pm$ 6	42 $\pm$ 9	41 $\pm$ 6	0.9	83
2.1 - 2.2	29 $\pm$ 7	30 $\pm$ 9	41 $\pm$ 7	1.5	68
2.2 - 2.3	18 $\pm$ 5	29 $\pm$ 9	53 $\pm$ 7	0.8	61
2.3 - 2.4	18 $\pm$ 7	27 $\pm$ 11	55 $\pm$ 8	1.3	44
2.4 - 2.6	17 $\pm$ 6	47 $\pm$ 9	36 $\pm$ 7	1.2	63
2.6 - 2.8	14 $\pm$ 6	55 $\pm$ 9	31 $\pm$ 7	1.4	59
2.8 - 3.0	18 $\pm$ 7	43 $\pm$ 11	39 $\pm$ 8	1.2	28
3.0 - 3.2	25 $\pm$ 7	37 $\pm$ 12	38 $\pm$ 10	1.2	26

Tabelle 7.1a

Anteile in %				
W (GeV)	$\rho^0\rho^0$	$2\pi^+2\pi^-$	$\chi^2/\text{NDF}$	NDF
1.2 - 1.3	76 $\pm$ 6	24 $\pm$ 6	1.7	43
1.3 - 1.4	81 $\pm$ 4	19 $\pm$ 4	1.6	66
1.4 - 1.5	85 $\pm$ 4	15 $\pm$ 4	1.3	90
1.5 - 1.6	70 $\pm$ 4	30 $\pm$ 4	1.4	108
1.6 - 1.7	79 $\pm$ 4	21 $\pm$ 4	1.2	103
1.7 - 1.8	70 $\pm$ 5	30 $\pm$ 5	1.5	102

Tabelle 7.1b

sungsrechnungen sind wenig deutlich, da in fast allen Fällen die beim Fit ermittelten Korrelationskoeffizienten vom Betrag her kleiner als 0,3 sind.

Man kann feststellen, daß der Vier Pion-Endzustand hauptsächlich aus  $\rho^0\rho^0$  besteht, auch schon unterhalb der nominellen Schwellenenergie für diesen Prozeß. Dieser dominierende Anteil setzt sich zu höheren Energien hin fort, um dann langsam auf Werte kleiner als 20 % oberhalb von 2 GeV abzusinken. Die  $\rho^0\pi^+\pi^-$ -Komponente zeigt in etwa das entgegengesetzte Verhalten: Unterhalb der  $\rho^0\rho^0$ -Schwelle ist sie kaum von Null verschieden, steigt aber dann langsam an und erreicht oberhalb von 2 GeV den ungefähren Wert des nicht-resonanten  $2\pi^+2\pi^-$ -Anteils von ca. 40%.

Die hier gewonnenen Ergebnisse stimmen recht gut mit denen der TASSO- und der TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration überein (TAS82; AIH86). Abb. 7.5 zeigt die gefundenen relativen Anteile von  $\rho^0\rho^0$  und  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  an den NT-Daten in ihrer Abhängigkeit von der  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsenergie  $W$ , so wie sie aus den 3- bzw. 2-Parameter-Fits bestimmt worden sind. Mit angegeben sind hier zum Vergleich die Resultate von TASSO und der TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration (3-Parameter-Fit).

Für die SINGLE TAG-Daten wurden die Anteile der in Frage kommenden drei Produktionsmechanismen auf praktisch die gleiche Art und Weise bestimmt wie gerade beschrieben. Die Breite der  $W$ -Bins beträgt hier jedoch wegen der wesentlich geringeren Datenmenge 200 MeV bzw. 400 MeV (oberhalb von 1.9 GeV), die auch zu einer deutlichen Vergrößerung der für die Fit-Anteile berechneten Fehler führen muß. Jedes einzelne  $W$ -Bin kann dabei Ereignisse von beliebigen  $Q^2$ -Werten enthalten. Die Resultate sind denen der oben beschriebenen NT-Analyse sehr ähnlich. Die 2 Parameter-Fits konnten sogar auf den Energiebereich von 1 GeV bis 1.9 GeV ausgedehnt werden. Die Tabellen 7.2a und b enthalten die in der ST-Analyse erzielten Ergebnisse. Sie sind in ihrer Abhängigkeit von der  $\gamma\gamma$ -Energie nochmals in der Abb. 7.6 dargestellt. Ansonsten stellt sich heraus, daß sich der

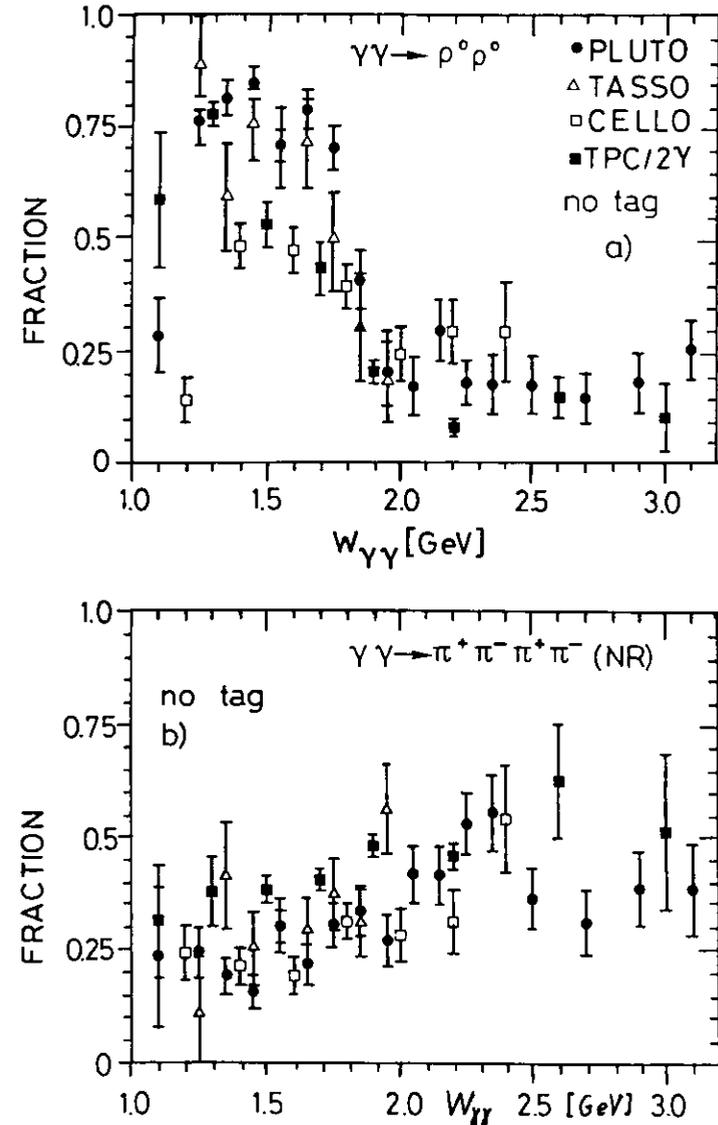


Abb. 7.5:  $W$ -Abhängigkeit der Anteile von  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  (a) und  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  (b) für die NT-Daten. Mit eingezeichnet sind die gleichen Ergebnisse von TASSO und der TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration

Trend in den drei Anteilen ebenfalls zu deutlich von Null verschiedenen Werten des Impulsübertrages  $Q^2$  fortsetzt. Auffallend ist vielleicht ein im Vergleich zu den NT-Daten oberhalb von 2.3 GeV höherer  $2\pi^+2\pi^-$ -Anteil von etwa 60 %.

Zusätzlich wurden noch drei Parameter-Anpassungsrechnungen für verschiedene Impulsübertragsquadrate durchgeführt, in denen nun jeweils über  $W$  integriert wurde. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.2c festgehalten. Wie man auch erwarten durfte (Kap. III) ist die  $\rho^0\rho^0$ -Produktion vorherrschend bei kleinen Impulsüberträgen und fällt deutlich ab zu höheren Werten von  $Q^2$ .

Anteile in %					
W (GeV)	$\rho^0\rho^0$	$\rho^0\pi^+\pi^-$	$2\pi^+2\pi^-$	$\chi^2/\text{NDF}$	NDF
1.0 - 1.3	$18 \pm 22$	$16 \pm 46$	$66 \pm 41$	1.9	4
1.3 - 1.5	$37 \pm 18$	$29 \pm 28$	$34 \pm 21$	1.5	9
1.5 - 1.7	$72 \pm 14$	$3 \pm 20$	$25 \pm 14$	1.4	18
1.7 - 1.9	$57 \pm 21$	$21 \pm 26$	$22 \pm 16$	1.5	13
1.9 - 2.3	$24 \pm 15$	$60 \pm 19$	$16 \pm 12$	1.2	24
2.3 - 2.7	$46 \pm 16$	$-10 \pm 25$	$64 \pm 18$	2.5	4
2.7 - 3.1	$24 \pm 14$	$14 \pm 25$	$62 \pm 21$	1.7	5

Tabelle 7.2a

Anteile in %				
W (GeV)	$\rho^0\rho^0$	$2\pi^+2\pi^-$	$\chi^2/\text{NDF}$	NDF
1.0 - 1.3	$22 \pm 17$	$78 \pm 17$	1.6	5
1.3 - 1.5	$49 \pm 15$	$51 \pm 15$	1.4	10
1.5 - 1.7	$74 \pm 11$	$26 \pm 11$	1.4	19
1.7 - 1.9	$72 \pm 15$	$29 \pm 15$	1.3	14

Tabelle 7.2b

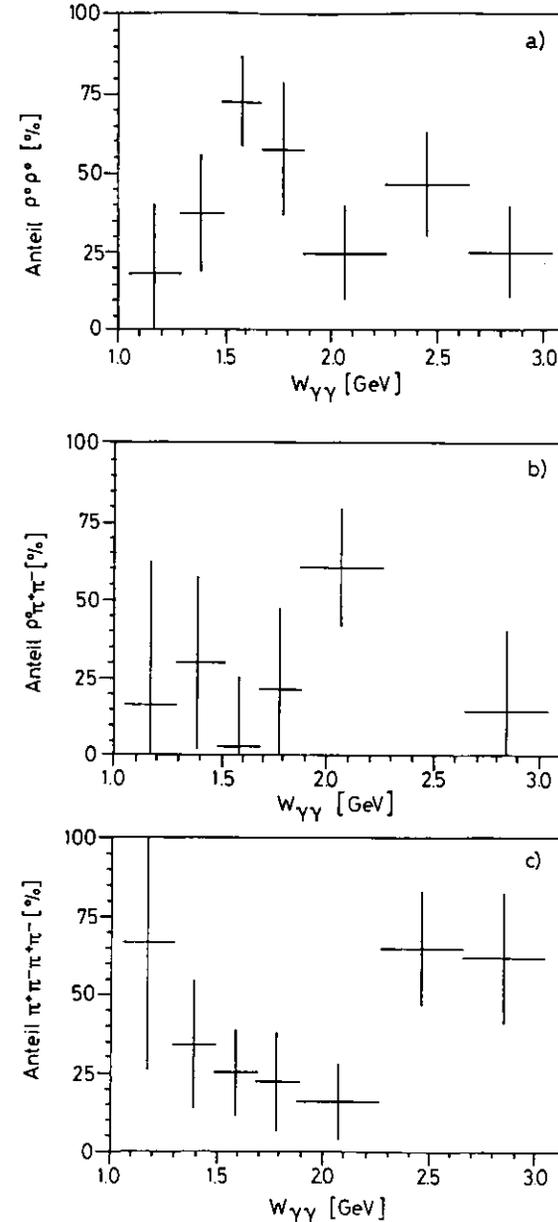


Abb. 7.6: W-Abhängigkeit der Anteile von  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  (a),  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$  (b) und  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  (c) für die ST-Daten

Mit der Kenntnis der relativen Anteile der drei diskutierten Modelle am Vier Pion-Endzustand können nun die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für die  $2\pi^+2\pi^-$ - und die  $\rho^0\rho^0$ -Produktion abgeleitet werden.

Anteile in %					
$Q^2$ (GeV <sup>2</sup> )	$\rho^0\rho^0$	$\rho_{\pi^+\pi^-}^0$	$2\pi^+2\pi^-$	$\chi^2/\text{NDF}$	NDF
0.0 - 0.1 $\langle Q^2 \rangle = 0.008$ ( $1.2 \leq W \leq 2.0$ GeV)	$65 \pm 2$	$10 \pm 6$	$25 \pm 2$	siehe Tabelle 1a, b	
0.1 - 0.35 $\langle Q^2 \rangle = 0.28$	$60 \pm 11$	$20 \pm 14$	$20 \pm 9$	1.2	28
0.35 - 0.55 $\langle Q^2 \rangle = 0.44$	$43 \pm 10$	$29 \pm 15$	$28 \pm 11$	1.1	29
0.55 - 1.0 $\langle Q^2 \rangle = 0.72$	$23 \pm 14$	$50 \pm 18$	$27 \pm 12$	1.2	19
2.0 - 16.0 $\langle Q^2 \rangle = 5.18$	$26 \pm 18$	$32 \pm 25$	$42 \pm 17$	0.5	8

Tabelle 7.2c

VII.III Die NO TAG-Wirkungsquerschnitte für  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$

Mit der Kenntnis der Akzeptanzen für die unterschiedlichen Modelle (Kap. VI) und der relativen Beiträge dieser Modelle zum Vier Pion-Endzustand lassen sich nun die Wirkungsquer-

schnitte angeben. Sie werden ausgerechnet, hier als Funktion der invarianten Masse W des Zwei Photon-Systems, indem die gemessene Verteilung der Ereignisse dividiert wird durch die Akzeptanz (Kap. VI) und die integrierte  $\gamma\gamma$ -Luminosität (Kap. III).

Die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte sind in der Abb. 7.7a,b dargestellt, die Resultate sind außerdem auch in der Tabelle 7.3 aufgelistet.

W (GeV)	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}^{\text{tot}}$ (nb)	$\sigma_{\rho^0\rho^0}$ (nb)
1.0 - 1.2	$17 \pm 3$	$5 \pm 2$
1.2 - 1.3	$73 \pm 9$	$55 \pm 8$
1.3 - 1.4	$108 \pm 11$	$88 \pm 10$
1.4 - 1.5	$118 \pm 12$	$100 \pm 11$
1.5 - 1.6	$133 \pm 14$	$94 \pm 11$
1.6 - 1.7	$111 \pm 12$	$87 \pm 10$
1.7 - 1.8	$103 \pm 11$	$72 \pm 9$
1.8 - 1.9	$88 \pm 10$	$36 \pm 7$
1.9 - 2.0	$91 \pm 11$	$18 \pm 7$
2.0 - 2.1	$73 \pm 9$	$12 \pm 5$
2.1 - 2.2	$75 \pm 10$	$22 \pm 6$
2.2 - 2.3	$67 \pm 9$	$12 \pm 4$
2.3 - 2.4	$53 \pm 7$	$9 \pm 4$
2.4 - 2.6	$35 \pm 4$	$6 \pm 2$
2.6 - 2.8	$36 \pm 5$	$5 \pm 2$
2.8 - 3.0	$23 \pm 4$	$4 \pm 2$
3.0 - 3.2	$26 \pm 4$	$7 \pm 2$

Tabelle 7.3

Abb. 7.7a enthält den totalen Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ . Um die Resultate mit denen anderer Gruppen vergleichbar zu erhalten, wurden zur Berechnung dieser Über-

gangswahrscheinlichkeit alle Vier Pion-Ereignisse herangezogen, gleichgültig, ob sie durch  $\rho^0\rho^0$ -,  $\rho^0\pi^+\pi^-$ -Produktion oder nicht-resonant erzeugt sind. Es wurde dabei die Akzeptanzkurve für phasenraumartige  $2\pi^+\pi^-$ -Produktion benutzt (Abb. 6.2a). Lediglich die statistischen Fehler sind hier aufgeführt. Die Unsicherheit in den Absolutwerten der Wirkungsquerschnitte ist durch systematische Fehler bestimmt, die sich aus bestimmten Parametrisierungen, Modellannahmen und Akzeptanzberechnungen ergeben (siehe hierzu auch Kap.VIII).

In der Abb. 7.7b ist der  $\rho^0\rho^0$ -Anteil an den  $2\pi^+\pi^-$ -Daten gezeigt. Er ergibt sich aus der Abb. 7.7a durch Multiplikation mit dem in der Abb. 7.5a gezeigten  $\rho^0\rho^0$ -Anteil. Da die Unsicherheit in der Bestimmung der relativen Anteile nicht mit der in der Berechnung des  $2\pi^+\pi^-$ -Wirkungsquerschnittes korreliert ist, wird der Fehler des  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnittes als quadratische Summe der beiden angegeben. Beide Wirkungsquerschnitte zeigen ein in etwa gleiches Verhalten: ein starker Anstieg oberhalb einer  $\gamma\gamma$ -Energie von 1 GeV, eine breite Überhöhung direkt oberhalb der  $\rho^0\rho^0$ -Schwelle mit Werten von über 130 nb bzw. 100 nb und einen daran anschließenden Abfall, der für den  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt allerdings stärker ausgeprägt ist. Im Wirkungsquerschnitt spiegelt sich sozusagen ein sehr ähnliches Verhalten wieder, wie es schon im Verlauf des  $\rho^0\rho^0$ -Anteils sichtbar geworden war.

Der hier gezeigte  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt bestätigt somit die zuerst von der TASSO-Kollaboration 1980 gemachte Beobachtung einer breiten Überhöhung im Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  (TAS80).

Bei der Berechnung der in diesem Abschnitt diskutierten Wirkungsquerschnitte wurde über den von PLUTO nicht als Tag-Bereich zugänglichen  $Q^2$ -Bereich von 0 GeV<sup>2</sup> bis 0.1 GeV<sup>2</sup> integriert. Das mittlere Impulsübertragsquadrat liegt bei 0.008 GeV<sup>2</sup> (Kap.V).

Vergleiche der von PLUTO gemessenen NO TAG-Wirkungsquerschnitte mit denen anderer Experimente und mit Modellvorhersagen aus der Theorie werden im Kapitel IX vorgestellt.

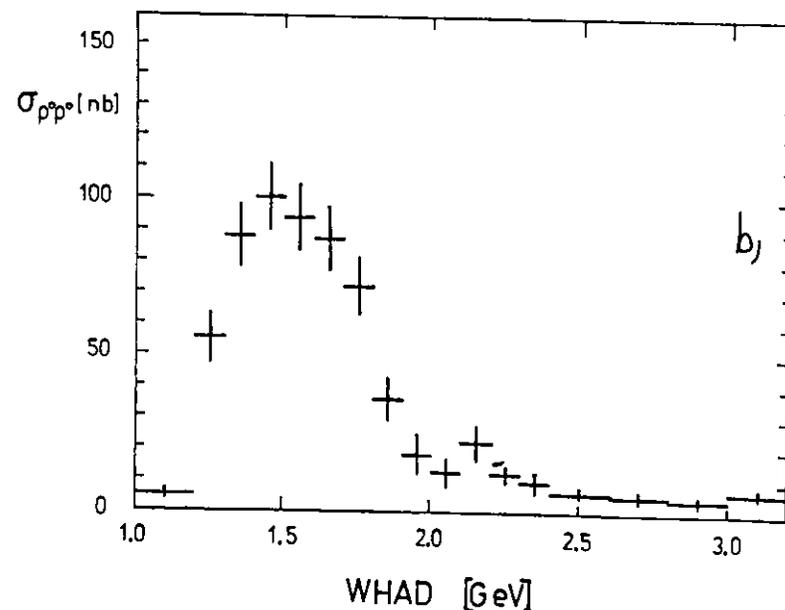
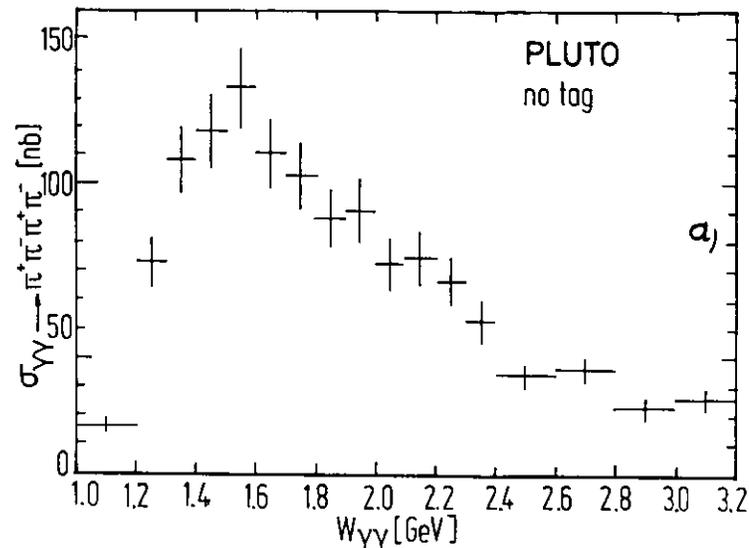
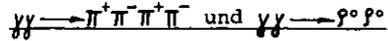


Abb. 7.7 a, b: Totale Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  (a) und  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  (b) für die NT-Daten

VII.IV Die SINGLE TAG-Wirkungsquerschnitte für



In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus der Analyse der durch einen Tag markierten Ereignisse, insbesondere die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von  $Q^2$ , dem Viererimpulsquadrat des virtuellen Photons, vorgestellt. Diese Größe (Kap. III) wird für jedes einzelne Ereignis ausgerechnet aus der Energie und dem Streuwinkel eines der Leptonen des Endzustandes, das in den Zählern SAT oder LAT nachgewiesen worden ist (Kap.IV).

Die Abbildung 7.8a, b enthält zunächst jedoch die W-Abhängigkeit der  $2\pi^+2\pi^-$ - und  $\rho^0\rho^0$ -Produktion. Die Messung dieser Wirkungsquerschnitte erfolgt mit den entsprechenden MC-Modellen nach genau dem gleichen Verfahren wie in VII.III beschrieben. Die Ergebnisse über den Verlauf der Wirkungsquerschnitte sind qualitativ sehr ähnlich mit denen der NT-Messung, wenn auch die Absolutwerte auf Grund der Unterdrückung durch die  $Q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes wesentlich niedriger liegen und nur noch 39 nb bzw. 29 nb erreichen. Der Anstieg ist immer noch sehr steil, scheint aber bei einer etwas höheren Schwerpunktsenergie zu liegen. In der Tabelle 7.4 sind die genauen Werte der ST -  $2\pi^+2\pi^-$ - und  $\rho^0\rho^0$ -Produktion zur Verdeutlichung nochmals zusammengestellt.

W (GeV)	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}^{tot}$ (nb)	$\sigma_{\rho^0\rho^0}$ (nb)
1.0 - 1.3	$11 \pm 3$	$2 \pm 2$
1.3 - 1.5	$19 \pm 4$	$9 \pm 4$
1.5 - 1.7	$39 \pm 7$	$29 \pm 7$
1.7 - 1.9	$25 \pm 5$	$18 \pm 5$
1.9 - 2.3	$23 \pm 4$	$6 \pm 4$
2.3 - 2.7	$9 \pm 2$	$4 \pm 2$
2.7 - 3.1	$12 \pm 3$	$3 \pm 2$

Tabelle 7.4

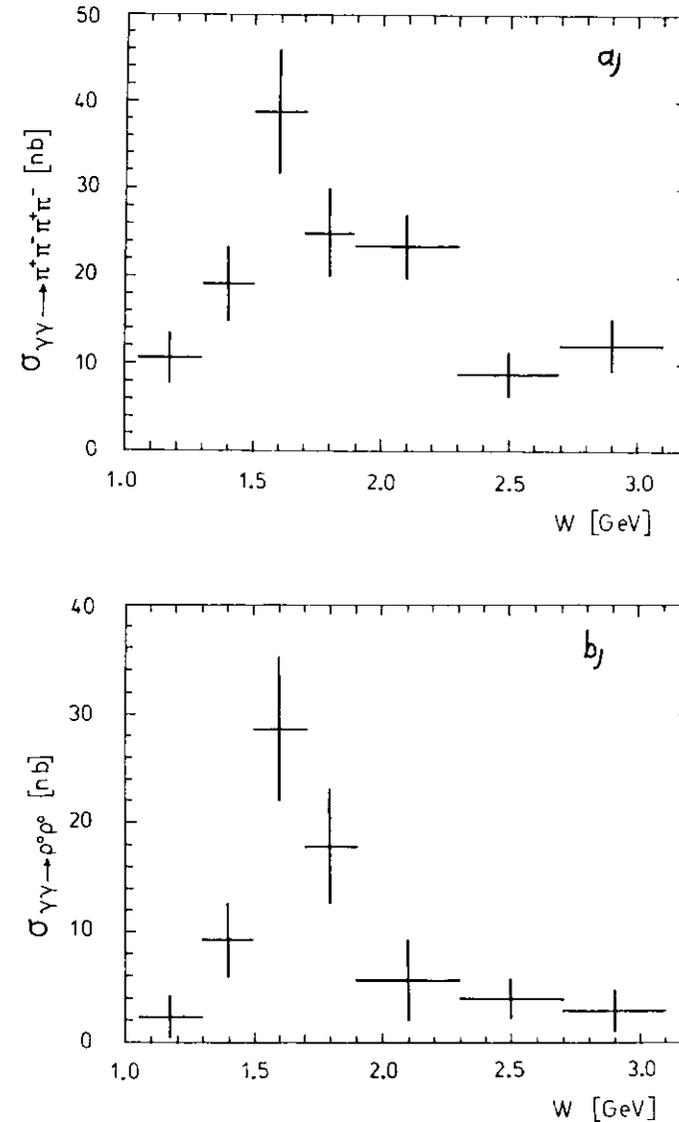


Abb. 7.8 a,b: Totale Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  (a) und  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  (b) für die ST-Daten

Als Folge der Messung des Impulsübertragsquadrates wird der  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt nun nicht nur eine Funktion der Schwerpunktsenergie  $W$ , sondern auch von  $Q^2$ . Die funktionale Abhängigkeit der  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ - und  $\rho^0\rho^0$ -Produktion von eben dieser Größe ist in der Abb. 7.9 dargestellt. Zu ihrer Berechnung sind die gleichen Akzeptanzkorrekturfaktoren wie bisher, diesmal natürlich in ihrer Abhängigkeit von  $Q^2$ , herangezogen worden. Wichtigstes Merkmal dieser Wirkungsquerschnitte ist ihr steiler Abfall von 85 nb ( $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ , offene Kreise) bzw. 47 nb ( $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ , geschlossene Kreise) noch innerhalb des vom SAT abgedeckten  $Q^2$ -Bereiches unterhalb von 1 GeV<sup>2</sup> auf einen sehr niedrigen Wert. Dieser kommt alleine aus den im LAT markierten Ereignissen zustande und liegt bei einem mittleren Impulsübertragsquadrat von 5.2 GeV<sup>2</sup>. Zumindest für den  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt ist dieser LAT-Meßwert bereits mit Null verträglich. Ein solches Verhalten ist im Einklang mit den Aussagen des VDM-Modells (Kap.III), und ein Vergleich der Meßpunkte mit diesen theoretischen Vorhersagen wird in Kap.IX diskutiert. Die genauen Werte der Wirkungsquerschnitte sind zum Vergleich auch in der Tabelle 7.5 eingetragen.

$Q^2$ (GeV <sup>2</sup> )	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}^{tot}$ (nb)	$\sigma_{\rho^0\rho^0}$ (nb)
0.0 - 0.1 $\langle Q^2 \rangle = 0.008$	85 $\pm$ 3	47 $\pm$ 2
0.1 - 0.35 $\langle Q^2 \rangle = 0.28$	37 $\pm$ 6	22 $\pm$ 5
0.35 - 0.55 $\langle Q^2 \rangle = 0.44$	25 $\pm$ 4	11 $\pm$ 3
0.55 - 1.0 $\langle Q^2 \rangle = 0.72$	15 $\pm$ 3	4 $\pm$ 2
2.0 - 16.0 $\langle Q^2 \rangle = 5.18$	5 $\pm$ 1	1 $\pm$ 1

Tabelle 7.5

Alle aufgeführten Fehlerwerte sind rein statistischer Natur, auch diejenigen für die Datenpunkte bei  $Q^2 = 0$ . Diese Punkte findet man aus den NT-Wirkungsquerschnitten durch Mittelung der zugehörigen Reaktionswahrscheinlichkeiten über den entsprechenden  $W$ -Bereich. Sie sind in den Abbildungen bei dem der NT-Analyse zugeordneten mittleren Impulsübertragsquadrat von 0.008 GeV<sup>2</sup> eingetragen.

#### VII.V Konsistenz-Check und Rekonstruktion von Winkelverteilungen

Da die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Analyse sowohl mit im NO TAG-Mode genommenen Daten als auch mit SINGLE TAG-Daten durchgeführt wurde, stellt sich die Frage nach der Selbstkonsistenz der erzielten Ergebnisse. Ein relativ einfaches Verfahren zur Überprüfung der inneren Übereinstimmung zwischen den Resultaten der beiden Daten-Klassen bietet die Anwendung der im VDM-Modell (Kap.III) auf der Grundlage von Faktorisierung bestehenden Verbindung zwischen den NT-, ST- und DT-Wirkungsquerschnitten (Gleichg.3.25):

$$\sigma(W, q_1^2, q_2^2) = \sigma_{\gamma\gamma}(W) \cdot F_1(q_1^2) \cdot F_2(q_2^2)$$

die hier als gültig angenommen wird. Unter Zuhilfenahme dieser Beziehung kann der NT-Wirkungsquerschnitt sozusagen aus den ST-Daten abgeleitet werden, und zwar durch Extrapolation der MC-Daten hin zu  $Q^2 = 0$ . Im vorliegenden Fall wird dies durchgeführt für die ST-MC-Modelle  $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  (NR) und  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  unter Verwendung der einfachsten Möglichkeit für die Formfaktoren innerhalb des VDM-Modells, der  $\rho$ -Pol-Formfaktoren (Gleichg. 3.26). Diese die  $Q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes beschreibenden Funktionen  $F_\rho(q^2)$  werden sowohl für das hochvirtuelle Photon als auch für das quasi reelle Photon ( $q^2 \approx 0$ ) der ST-MC's zur Extrapolation verwendet. Als Ergebnis erhält man einen "NO TAG-Wirkungsquerschnitt", der für beide Kanäle in seiner  $W$ -Abhängigkeit innerhalb eines Fehlers von weniger

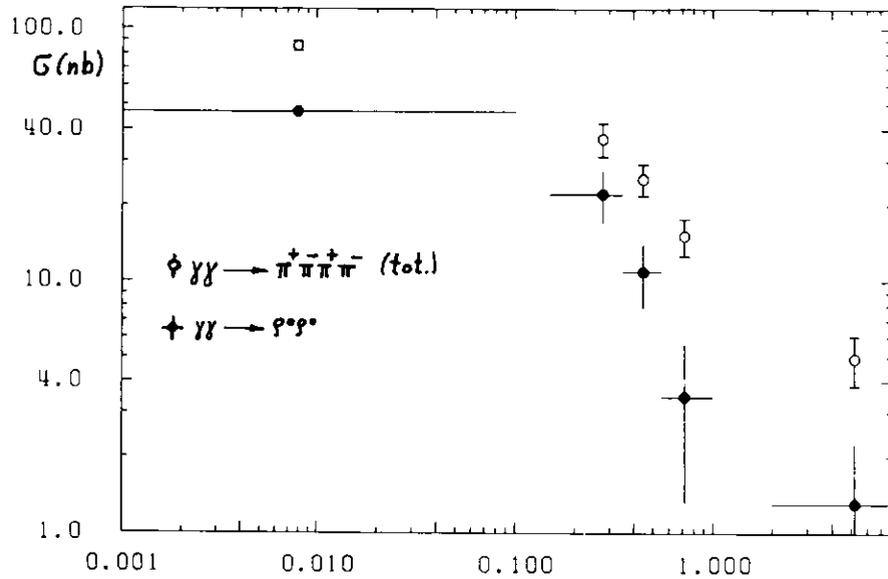


Abb. 7.9:  $Q^2$ -Abhängigkeit der ST-Wirkungsquerschnitte für  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  (offene Kreise) und  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  (geschlossene Kreise)

als 10 % mit dem ursprünglich gefundenen Wirkungsquerschnitt übereinstimmt. Der Unterschied ist somit kleiner als die statistische Unsicherheit der jeweiligen Ergebnisse, und man darf daher davon ausgehen, daß die Verfahren zur Bestimmung der NT- und ST-Wirkungsquerschnitte selbstkonsistent sind.

Eine weitere Möglichkeit, die Vertrauenswürdigkeit und die

Übereinstimmung der gefundenen Ergebnisse mit den von PLUTO gemessenen natürlichen Verteilungen zu testen, liegt in der Möglichkeit der Rekonstruktion bestimmter kinematischer Größen unter Zuhilfenahme der in den Anpassungsrechnungen gefundenen Parameter. Daß die verwendeten Monte Carlo-Modelle die Massen- und W-Verteilungen gut wiedergeben, wurde bereits in Kapitel VI im Anschluß an die Beschreibung der Simulation des Vier Pion-Endzustandes demonstriert. Hier soll nun versucht werden, komplizierte, auch später in der Spin-Paritäts-Analyse (Kap. VIII) Verwendung findende, charakteristische Winkelverteilungen mit den Ergebnissen der drei Phasenraum-Modelle nachzubilden. Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß die bisher benutzten MC-Daten keinerlei explizite Winkelabhängigkeiten enthalten und daß bei der gewählten Form des Fitverfahrens außer den invarianten Zweiteilchenmassen keinerlei kompliziertere Strukturen in der Likelihood-Funktion Berücksichtigung fanden.

Bei der Wahl der zu betrachtenden Winkelverteilungen werden die von TASSO eingeführten (TAS82) und später auch von CELLO (CEL84) und von der TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration (AIH86) übernommenen folgenden Winkel ausgesucht, deren Bedeutung zum Teil in der Abb. 7.10 veranschaulicht ist:

Der Polarwinkel  $\vartheta_P$  ist der Winkel, den die beiden  $\rho^0$ 's mit der  $\gamma\gamma$ -Achse einschließen. Er ist im  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem definiert, mit der z-Achse in Richtung der  $\gamma\gamma$ -Achse. Die beiden den  $\rho^0$ -Zerfall beschreibenden Winkel  $\vartheta_T$  und  $\vartheta_R$  werden im  $\rho^0$ -Helizitätssystem gemessen, damit ist das  $\rho^0$ -Ruhe-system mit der z-Achse in der negativen Flugrichtung des zweiten  $\rho^0$  bezeichnet:  $\vartheta_T$  ist der Polarwinkel zwischen dem zugehörigen positiven Pion und der Richtung des zweiten  $\rho^0$ 's,  $\Delta\varphi = \varphi_{Ta} - \varphi_{Tb}$  ist der Azimutwinkel zwischen den beiden Ebenen (bezeichnet mit a und b), die jeweils von der Richtung eines  $\rho^0$ 's und dem dazugehörigen positiven Pion aufgespannt werden.  $\vartheta_{ab}$  ist der Öffnungswinkel zwischen den beiden  $\pi^+$ -Richtungen, wobei jede einzelne in ihrem zugehörigen  $\rho^0$ -Schwerpunktsystem definiert ist.

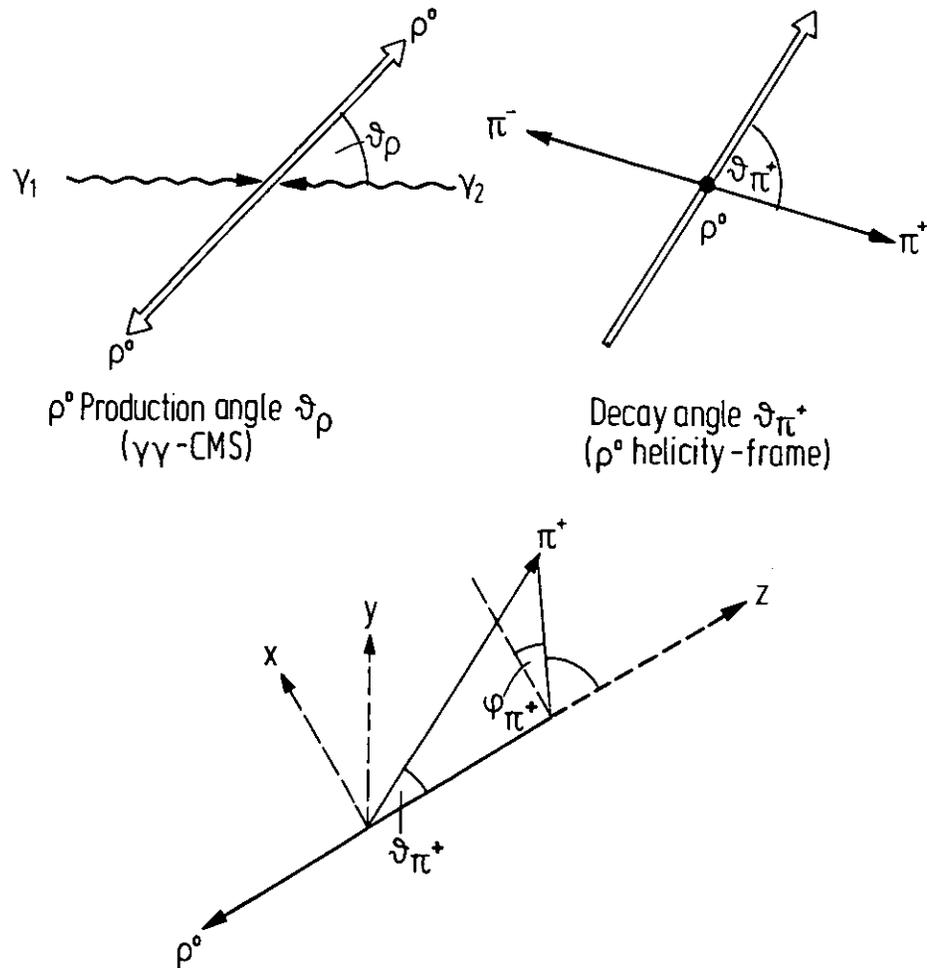


Abb. 7.10: Definition der Winkel-Variablen  $\vartheta_\rho$ ,  $\vartheta_{\pi^+}$ , und  $\varphi_{\pi^+}$

Die aus den selektierten Daten rekonstruierten Verteilungen dieser Winkel können nun mit den gemäß der Ergebnisse aus den Maximum Likelihood-Fits gemischten isotropen Monte Carlo-Modellen nachgebildet und verglichen werden. Die Abb. 7.11 enthält eine solche Gegenüberstellung für die NT-Analyse in dem am meisten interessierenden Bereich der  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsenergie zwischen 1.4 GeV und 1.6 GeV. Die durchgezogene Linie steht für die Summe der drei MC-Beiträge, die Punkte mit den Fehlerbalken stehen für die Dateneinträge (es sind die rein statistischen Fehler angegeben). Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert, es werden Daten- und MC-Ereignisse nach Detektor miteinander verglichen. Man erkennt deutlich, daß die gemessenen Winkelverteilungen durch die aus dem Fit ermittelte Überlagerung der drei Modelle hervorragend beschrieben werden. Das gleiche gilt auch für die ebenso auf dem oben beschriebenen Wege gewonnene Rekonstruktion der ST-Winkelverteilungen. Das  $\chi^2$  für die Nachbildung der Verteilungen beträgt 0.87 bzw. 0.55 für 17 Freiheitsgrade, das entspricht einer Wahrscheinlichkeit von 60 % bzw. 92 % (der zweite Wert steht für die ST-Analyse).

Auf Grund dieses guten Ergebnisses kann man erwarten, daß der durch die Verwendung eines ganz bestimmten, für die Anpassungsrechnungen ausgewählten, Verfahrens und der Einbringung lediglich der Massenkombinationen sich ergebende systematische Fehler klein ist und sich danach auch nicht wesentlich auf die Berechnung der Wirkungsquerschnitte fortsetzt. Außer dem schon in Kapitel VII.II enthaltenen Hinweis kann man eine ausführliche Diskussion der systematischen Fehler in Kap.VIII.III finden.

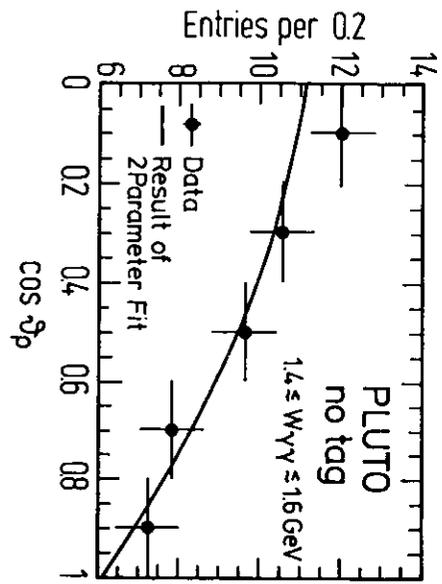
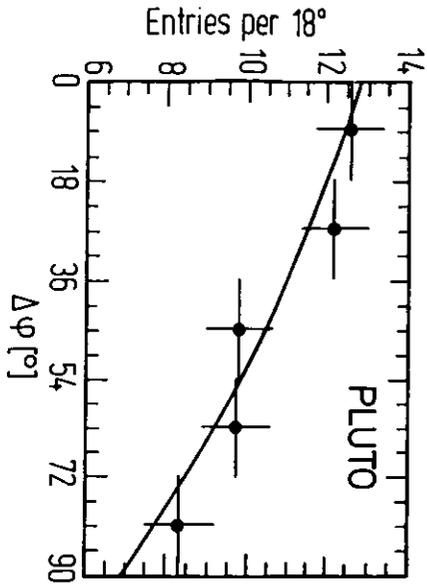


Fig. 9

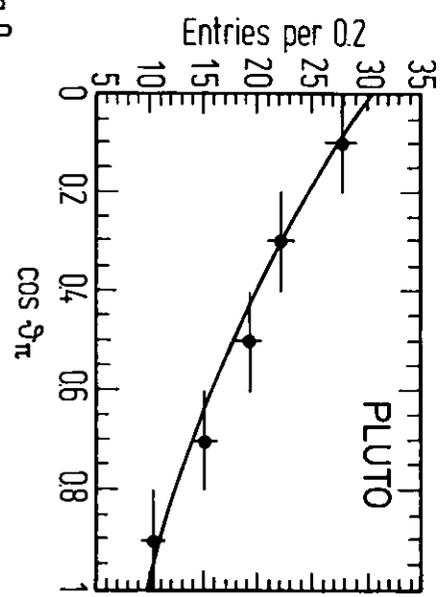
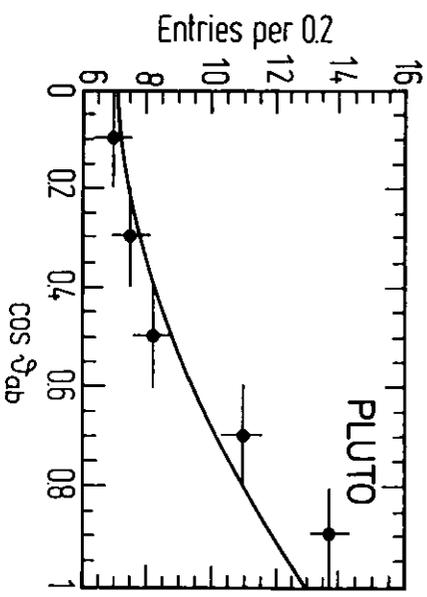


Abb. 7.11: Vergleich der gemessenen und aus der Überlagerung der drei Phasenraum-Modelle rekonstruierten Winkelverteilungen für die NO TAG-Daten

VIII. Ergebnisse der Spin-Paritäts-Analyse für die NO TAG-Daten

Die Untersuchung von Winkelverteilungen kann Aufschluß darüber geben, ob die Teilchen eines Ereignisses die Zerfallsprodukte eines Zustandes mit festen Quantenzahlen sind, und in manchen Fällen erlauben es die Winkelkorrelationen zwischen den Teilchen, Spin und Parität des Endzustandes zu bestimmen. Die TASSO-Kollaboration (TAS82) hat als erste die Frage aufgeworfen, ob der hohe Wirkungsquerschnitt für die Produktion zweier  $\rho^0$ 's durch zwei Photonen möglicherweise durch die Bildung einer Resonanz in diesem Kanal herrührt und versucht, mittels einer Partialwellenanalyse Spin und Parität dieser Resonanz zu bestimmen.

Nach einer einleitenden Betrachtung über die erlaubten Zustände für ein Teilchen, das an zwei Photonen ankoppeln kann und in zwei  $\rho^0$ -Mesonen zerfällt und der sich daraus ergebende Aufbau der Matrixelemente, werden in diesem Kapitel die Durchführung einer ähnlichen Spin-Paritäts-Analyse beschrieben und die gefundenen Resultate dargestellt. Sie werden anschließend mit den vorliegenden Ergebnissen verglichen, und danach gibt es noch eine Beschreibung weiterführender Untersuchungen mit nicht-isotropen MC-Modellen. Den Abschluß dieses Kapitels bildet dann eine ausführliche Diskussion der systematischen Unsicherheit in der Analyse des Vier Pion-Endzustandes, wobei die hier eingeführten unterschiedlichen Modellannahmen eine wesentliche Rolle spielen.

VIII.I Zustände von verschiedenem Spin und Parität im Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$

Bevor sich experimentell die Frage beantworten läßt, ob der  $\rho^0\rho^0$ -Endzustand in einem bestimmten Spin-Paritäts-Zustand vorliegt, müssen die für eine Kopplung an das  $\gamma\gamma$ -System in Frage kommenden Zustände untersucht und MC-Modelle, die die

entsprechenden Reaktionen beschreiben können, bereitgestellt werden.

Da die Analyse wegen der im ST-Fall zu geringen Statistik nur für die NO TAG-Daten durchgeführt wird, hat man quasi-reelle Photonen vorliegen, mit der Helizität  $\pm 1$ . Daraus folgt, daß der Spin des hypothetischen Zwischenzustandes R in der nun zu betrachtenden Reaktion

$$\gamma\gamma \longrightarrow R \longrightarrow \rho^0 \rho^0 \longrightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \quad (8.1)$$

verschieden von eins sein muß, da ein Spin Eins-Teilchen nicht in zwei Photonen zerfallen kann (sog. Yang'sches Theorem, YAN50). Im gleichen Papier ist auch die Zahl der überhaupt möglichen bezüglich der Parität geraden und ungeraden Zustände eines Systems aus zwei Photonen (Gesamtimpuls Null) hergeleitet für die verschiedenen Werte des Gesamtdrehimpulses J:

J	gerade Zustände	ungerade Zustände
0	1	1
1	-	-
2k	2	1
2k+1	1	1

(k = postive Zahl verschieden von Null)

Tabelle 8.1: Mögliche  $J^P$ -Zustände eines Systems aus zwei Photonen

Wenn die beiden  $\rho^0$ -Mesonen nicht mehr isotrop erzeugt sind, sondern in einem bestimmten Spin-Paritäts( $J^P$ -)Zustand produziert werden, dann müssen die Matrixelemente der entsprechenden Prozesse (8.1) die Winkelkorrelationen explizit enthalten. Demnach sind die in Abschnitt VI.II.II eingeführten  $\rho^0 \rho^0$ -Amplituden (Gleichg.6.8) zu erweitern durch eine Funktion  $\mathcal{Y}(J^P, J_z; \xi)$ , die die Rotationseigenschaften des Endzustandes beschreiben

kann:

$$g_{\rho^0 \rho^0} (J^P, J_z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ BW_{\rho}(m_{12}) \cdot BW_{\rho}(m_{34}) \cdot \psi(J^P, J_z; \xi) + BW_{\rho}(m_{14}) \cdot BW_{\rho}(m_{23}) \cdot \psi(J^P, J_z; \xi) \} \quad (8.2)$$

$J_z$  steht hier für die Helizität des Zustandes  $J^P$ , und  $\xi$  bezeichnet den Satz der zugehörigen Winkel:  $\mathcal{V}_{12}$  ( $= \mathcal{V}_{34}$ ), der Winkel zwischen dem  $\rho^0$ -Meson und der  $\gamma\gamma$ -Achse im  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem (CMS);  $\mathcal{V}_{\pi_{12}}$  und  $\mathcal{V}_{\pi_{34}}$ , die Polarwinkel der Pionen im Ruhesystem der  $\rho^0$ -Mesonen mit der z-Achse parallel zu der des  $\gamma\gamma$ -Systems, und  $\mathcal{V}_{\pi_{12}}$  sowie  $\mathcal{V}_{\pi_{34}}$ , die Azimutwinkel der Pionen im gleichen System (Die Permutationen erhält man durch Ersetzen von  $12 \leftrightarrow 14$  und  $34 \leftrightarrow 23$ ). Der Azimutwinkel der  $\rho^0$ -Mesonen im  $\gamma\gamma$ -CMS  $\mathcal{V}_{12}$  ( $= \mathcal{V}_{34}$ ) kann in NT-Ereignissen nicht gemessen werden, er wird herausintegriert. Die obige Winkeldefinition bedingt, daß die beiden Komponenten der Wellenfunktion in verschiedenen Koordinatensystemen berechnet werden. Die Interferenz zwischen den beiden Komponenten darf jedoch als klein angenommen werden, da die entsprechenden Breit-Wigner-Funktionen gewöhnlich nur für eine der Permutationen signifikant sind (BUI86).

Im allgemeinen Fall kann man die Funktionen  $\mathcal{Y}(J^P, J_z; \xi)$  als ein Produkt dreier Kugelflächenfunktionen ausdrücken; eine für die Bildung des  $\rho^0 \rho^0$ - Paares aus den beiden Photonen ( $J=j+L$ ) und zwei für die  $\rho^0$ -Zerfälle in jeweils zwei Pionen ( $j=j_1+j_2$ ):

$$\psi(J^P, J_z; \xi) = \sum_M \sum_{m_1} \sum_{m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | m \rangle \langle j m L M | J J_z \rangle \quad (8.3)$$

$$\cdot Y_L^M(\theta_{12}, \phi_{12}) Y_{j_1}^{m_1}(\theta_{\pi_{12}}, \phi_{\pi_{12}}) Y_{j_2}^{m_2}(\theta_{\pi_{34}}, \phi_{\pi_{34}})$$

Die Summation läuft über alle Kombinationen von  $m_1$ ,  $m_2$  und  $M$ , für die die Regeln der Kombination von Drehimpulsen erfüllt sind, also  $m_1+m_2=m$  und  $m+M=J_z$ . Für den  $\rho^0$ -Gesamtspin  $j$  und den relativen Drehimpuls  $L$  gilt die Einschränkung, daß die Vektorsumme der beiden gleich dem Gesamtspin  $J$  sein muß:

$$|j - L| < J < |j + L| \quad (8.4)$$

Zusätzliche Einschränkungen für die Quantenzahlen  $j$  und  $L$  können aus den Eigenschaften des Anfangszustandes und aus der Erhaltung der Parität und der C-Parität abgeleitet werden (BUI86). Das Zwei-Photon-System im Anfangszustand besteht aus zwei identischen Bosonen, und deshalb muß die Gesamtwellenfunktion  $\Psi = \Psi_{\text{Raum}} \Psi_{\text{Spin}} \Psi_{\text{Isopin}}$  symmetrisch sein. Die Isospin-Wellenfunktion erfüllt dieses Kriterium für  $\rho^0 \rho^0$  mit  $I=0$  oder  $2$ . Die Spinkomponente der Wellenfunktion ist gegeben durch die Vektorsumme der Spins der  $\rho^0$ -Mesonen. Da jedes  $\rho^0$ -Meson  $(2j+1)$  Eigenfunktionen besitzt, gibt es insgesamt  $(2j+1)^2=9$  unabhängige Spin-Funktionen. Davon sind alle zu  $|jm\rangle = |1^{\pm}1\rangle$ ,  $|1\ 0\rangle$  gehörigen Kombinationen antisymmetrisch, alle zu  $|jm\rangle = |0\ 0\rangle$ ,  $|2\ 0\rangle$  und  $|2^{\pm}2\rangle$  gehörigen symmetrisch.

Für die antisymmetrischen Spin-Wellenfunktionen benötigt man eine ebenfalls antisymmetrische Wellenfunktion  $\Psi_{\text{Raum}}$ , um den Gesamtzustand symmetrisch zu erhalten. Dies läßt sich erreichen durch die Einführung eines relativen Bahndrehimpulses  $L$  zwischen den beiden  $\rho^0$ -Mesonen mit  $L=1,3,\dots$ . In dem hier betrachteten Energiebereich kann man annehmen, daß nur die niedrigsten Bahndrehimpulse beitragen, also  $L=0$  für den Fall einer symmetrischen Spin-Wellenfunktion,  $L=1$  sonst. Wegen  $P=(-1)^L$  ist mit einem gegebenen Wert des Bahndrehimpulses gleichzeitig die Parität des Endzustandes festgelegt: Zustände mit einer geraden Raum-Wellenfunktion haben positive Parität, die mit einer ungeraden Wellenfunktion negative Parität.

Eine vollständige Auflistung aller erlaubten Kombinationen von Spins und Drehimpulsen, einschließlich der in Gleichg.8.3 auftretenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten  $\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | jm \rangle$ , die den Gesamt-Spinzustand  $|jm\rangle$  an die beiden  $\rho^0$ -Mesonen  $|j_1 m_1\rangle$  und  $|j_2 m_2\rangle$  koppeln, und der Koeffizienten  $\langle jm L m | J J_z \rangle$ , mit denen der Bahndrehimpuls an die Spin-Funktionen koppelt, kann man in (TAS82) und in (BUI86) finden.

Die Tatsache, daß der Anfangszustand aus zwei masselosen Vektorteilchen aufgebaut ist, führt zu weiteren Zwangsbedingungen:

Der Spin Eins-Zustand ist ausgeschlossen, ebenso auch Spin Zwei-Zustände mit  $J_z = \pm 1$  wegen der Helizitätserhaltung. Außerdem kann der Zustand  $J^P=2^-$  mit  $J_z = \pm 2$  nur erreicht werden, wenn  $L=j=1$  und  $M=m=1$  vorliegt. Der Spinzustand  $j=1$ ,  $m=\pm 1$  würde jedoch entweder  $m_1=0$  oder  $m_2=0$  erfordern, was beides für die nahezu reellen Photonen der NT-Daten nicht erlaubt ist. Deshalb existiert der Zustand  $J^P=2^-$  lediglich mit  $J_z=0$ .

Es verbleiben also insgesamt fünf verschiedene, für die mögliche in  $\rho^0 \rho^0$  zerfallende Resonanz  $R$  in Frage kommende Spin-Paritäts-Zustände:

$J^P$	$0^+$	$0^-$	$2^+$	$2^+$	$2^-$
$J_z$	0	0	0	2	0

Der Endzustand  $J^P=2^+$  erscheint sowohl mit Spinprojektion senkrecht zur  $yy$ -Achse ( $J_z=0$ ) als auch mit Spinprojektion in Richtung der Achse ( $J_z=2$ ). Im Anfangszustand mit den zwei quasi-reellen Photonen kommt die  $J_z=2$ -Komponente offensichtlich um das Sechsfache häufiger vor als  $J_z=0$ , was man aus einem einfachen Vergleich der Clebsch-Gordan-Koeffizienten schließen kann:

$$\begin{aligned}
 |2^{\pm}2\rangle &= |1\ 1\rangle |1\ 1\rangle + |1-1\rangle |1-1\rangle \\
 |2\ 0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{6}} |1-1\rangle |1\ 1\rangle + \sqrt{\frac{1}{6}} |1\ 1\rangle |1-1\rangle
 \end{aligned} \quad (8.5)$$

Es ist nicht klar, ob die  $\rho^0 \rho^0$ -Zustände mit  $J^P=2^+$  im gleichen Verhältnis erzeugt werden. Für die Durchführung der Spin-Paritäts-Analyse werden auf Grund von Eichinvarianz-Prinzipien die beiden  $2^+$ -Wellenfunktionen mit unterschiedlicher  $J_z$ -Komponente jedenfalls nicht im angezeigten Verhältnis zusammengefaßt (POP85), sondern als zwei eigenständige Spin-Wellenfunktionen in getrennten Matrixelementen behandelt.

Zur Bereitstellung der fünf notwendigen MC-Modelle für die

Spin-Paritäts-Analyse wird wiederum ausgegangen von dem in Kap.VI beschriebenen Vier Pion-Phasenraum Monte Carlo. Dabei sind die für das  $\rho^0\rho^0$ -Modell benötigten Matrixelemente  $g_{\rho^0\rho^0}$  (Gleichg.6.11) nun zu ersetzen durch Funktionen der Art von (8.2), die die Winkelkorrelationen zwischen den Pionen enthalten.

Der hier beschrittene Weg zur Beschreibung von Vier Pion-Systemen für Akzeptanzberechnungen und Maximum Likelihood-Anpassungsrechnungen besteht in der Verwendung kovarianter  $J^P$ -Amplituden. In solch einer Parametrisierung sind weder Lorentztransformationen noch Rotationen in bestimmte Helizitätssysteme erforderlich. Alle Clebsch Gordan-Koeffizienten, Kugelflächenfunktionen, Spin-Barrieren-Terme und Massen-Impuls-Phasenraum-Korrelationen sind auf natürliche Weise in den Amplituden berücksichtigt, die außer Breit-Wigner-Anteilen auch die Impulsvektoren der Pionen enthalten sowie Winkel, die die relative Orientierung dieser Vektoren im Raum beschreiben.

Alle hier verwendeten Matrixelemente wurden von M. Poppe (POP86) berechnet. Sie werden aus der Amplitude für die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  über das Produkt:

$$M(\gamma\gamma \rightarrow \pi_1^+\pi_2^-\pi_3^+\pi_4^-) = \{M(\gamma\gamma \rightarrow J^P)\} \{M(J^P \rightarrow \rho_1^0\rho_2^0)\} BW(1,2) \\ \{M(\rho_1^0 \rightarrow \pi_1^+\pi_2^-)\} BW(3,4) \{M(\rho_2^0 \rightarrow \pi_3^+\pi_4^-)\} \quad (8.6)$$

abgeleitet. Die Funktionen  $BW(i,j)$  sind dabei definiert als

$$BW(i,j) = ((K_i+k_j)^2 - m_\rho^2 + im_\rho T_\rho)^{-1}$$

mit  $k_i, k_j$  als Impulsvektoren der Pionen vom  $\rho^0$ -Zerfall. Als ein Beispiel für die kovarianten Amplituden wird hier das Matrixelement für  $J^P=0^-$  ( $L=1$ ) angegeben:

$$M(0^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-)_{L=1} \sim \frac{1}{2} W(\vec{k}_4 + \vec{k}_3 - \vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot ((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \times (\vec{k}_3 - \vec{k}_4)) \\ BW(1,2) BW(3,4) + (2 \rightarrow 4) \quad (8.7)$$

mit im Schwerpunktsystem definierten Impulsvektoren.

Die Beschreibung der Durchführung der Anpassungsrechnungen sowie die sich daraus ergebenden Wirkungsquerschnitte sind der Inhalt des nächsten Abschnitts.

### VIII.II Maximum Likelihood-Anpassungsrechnungen und Wirkungsquerschnitte mit nicht-isotropen Monte Carlo-Modellen

Für den Fall, daß die beiden  $\rho^0$ -Mesonen im Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  eine Resonanz bilden, kann deren Spin und Parität durch eine Untersuchung der Winkelkorrelationen im Vier Pion-Endzustand bestimmt werden. Zur Durchführung dieser s-Kanal-Analyse wird das bisher verwendete isotrope  $\rho^0\rho^0$ -Modell durch die fünf Spin-Paritäts-Amplituden  $\rho^0\rho^0$  ( $J^P=0^+$ ),  $\rho^0\rho^0$  ( $J^P=0^-$ ),  $\rho^0\rho^0$  ( $J^P=2^+(0), 2^+(2)$ ) und  $\rho^0\rho^0$  ( $J^P=2^-$ ) ersetzt, zusätzlich werden ebenfalls wieder die beiden Phasenraum-Modelle  $2\pi^+2\pi^-$  und  $\rho^0\pi^+\pi^-$  herangezogen, so daß gleichzeitig sieben Parameter anzupassen sind. Die Analyse wird wegen der ansonsten zu geringen Statistik nur für die NO TAG-Daten durchgeführt, und zwar in 200 MeV breiten W-Bins in dem Intervall von 1.2 GeV bis 2.2 GeV der  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsenergie, in dem der weitaus größte Anteil an  $\rho^0\rho^0$ -Produktion vorliegt (Kap.VII.III). Die Partialwellenamplituden werden inkohärent addiert, mögliche Interferenzt Terme zwischen den einzelnen Komponenten sind damit vernachlässigt. Die Akzeptanzen der einzelnen Prozesse werden getrennt für jedes W-Bin berechnet, wie in Kap.VI beschrieben.

Die Durchführung der Anpassungsrechnungen selbst erfolgt nach genau der gleichen wie in Kap. VII.II beschriebenen Methode, mit bis zu n=7 Parametern. Mit eingeschlossen in die Fits sind nun die in Kap. VII.V diskutierten Winkelverteilungen. Um die vorhandenen Korrelationen berücksichtigen zu können, genügt es hier nicht, lediglich Projektionen einzelner Größen zu betrachten. Deshalb wird ein mehrdimensionales Histogramm angelegt, das gleichzeitig unterschiedliche Variationen der einzelnen Verteilungen, insbesondere Anhäufungen von Einträgen in einigen Regionen der Winkelverteilungen, berücksichtigt und später

in den Anpassungsrechnungen Verwendung findet. Eine Einschränkung für dieses Verfahren stellt die hier immer noch nicht voll ausreichende Statistik der NT-Daten dar, die bei zu feiner Intervallteilung zu einer größeren Anzahl wenig bevölkerter Bins führt.

Die Zuverlässigkeit dieses Fitverfahrens wurde wiederum ausgiebig getestet, indem dem Programm beliebige Mischungen aus den verschiedenen Modellen mit einem festen Mischungsverhältnis angeboten wurden. Die Vergleiche der gefitteten Anteile mit den erzeugten zeigten auch hier in allen Fällen eine nahezu perfekte Übereinstimmung (alle Abweichungen  $\ll 1\%$ ).

Das Ergebnis des 7 Parameter-Fits zeigt die Tabelle 8.2: hier sind die Anteile der  $J^P$ -Amplituden in ihrer Abhängigkeit von der Energie  $W$  aufgelistet. Die daraus abgeleiteten Wirkungsquerschnitte werden in der Tabelle 8.3 angegeben. Mit aufgeführt sind dort die Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ , ebenfalls abgeleitet aus dem 7 Parameter-Fit, aber berechnet mit der Phasenraum-Akzeptanz und die Ergebnisse der 3 Parameter-Anpassungsrechnung aus Kap.VII.III. Ein Vergleich dieser drei Ergebnisse für den  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt ist in der Abbildung 8.1 graphisch dargestellt. Er vermittelt einen Eindruck über die dem  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt auf Grund von Modellabhängigkeiten innewohnenden systematischen Unsicherheiten.

Anteile des Modells in %					
W (GeV)	1.2-1.4	1.4-1.6	1.6-1.8	1.8-2.0	2.0-2.2
$0^+$	19 $\pm$ 4	7 $\pm$ 2	2 $\pm$ 3	-1 $\pm$ 2	5 $\pm$ 2
$2^+(0)$	22 $\pm$ 4	17 $\pm$ 3	20 $\pm$ 3	2 $\pm$ 3	1 $\pm$ 2
$2^+(2)$	33 $\pm$ 5	32 $\pm$ 3	27 $\pm$ 3	11 $\pm$ 3	9 $\pm$ 3
$0^-$	6 $\pm$ 3	5 $\pm$ 2	-3 $\pm$ 2	4 $\pm$ 2	0 $\pm$ 2
$2^-$	-5 $\pm$ 3	2 $\pm$ 2	-6 $\pm$ 3	-12 $\pm$ 3	6 $\pm$ 3
$\rho^0\pi^+\pi^-$	21 $\pm$ 4	20 $\pm$ 4	38 $\pm$ 5	59 $\pm$ 5	53 $\pm$ 5
$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	4 $\pm$ 3	17 $\pm$ 3	22 $\pm$ 3	37 $\pm$ 3	26 $\pm$ 4
$\chi^2/NDF$	2.1	2.1	1.4	0.8	0.5
(NDF=39)					

Tabelle 8.2

W (GeV)	Wirkungsquerschnitt (nb) für						$\sum J^P$	7-Parameter (Phasenraum)	3-Parameter (Phasenraum)
	$0^+$	$2^+(0)$	$2^+(2)$	$0^-$	$2^-$				
1.2-1.4	12 $\pm$ 3	26 $\pm$ 5	23 $\pm$ 4	5 $\pm$ 2	-4 $\pm$ 2	66 $\pm$ 7	70 $\pm$ 9	68 $\pm$ 7	
1.4-1.6	7 $\pm$ 3	22 $\pm$ 4	30 $\pm$ 4	5 $\pm$ 2	2 $\pm$ 2	66 $\pm$ 7	80 $\pm$ 9	95 $\pm$ 8	
1.6-1.8	2 $\pm$ 3	32 $\pm$ 6	30 $\pm$ 5	-2 $\pm$ 2	-5 $\pm$ 2	57 $\pm$ 9	44 $\pm$ 7	73 $\pm$ 8	
1.8-2.0	0 $\pm$ 1	2 $\pm$ 4	10 $\pm$ 3	3 $\pm$ 2	-10 $\pm$ 2	5 $\pm$ 6	4 $\pm$ 5	27 $\pm$ 5	
2.0-2.2	3 $\pm$ 2	1 $\pm$ 2	8 $\pm$ 3	0 $\pm$ 2	3 $\pm$ 1	15 $\pm$ 4	16 $\pm$ 4	17 $\pm$ 4	

Tabelle 8.3

In dem Bereich der  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsenergie mit dem höchsten  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt bevorzugt der Fit klar die  $J^P=2^+$  (Helizität 2)-Hypothese für den resonanten Zwischenzustand R. Dieses Ergebnis wird auch deutlich aus dem Verlauf der Winkelverteilungen der verschiedenen Spin-Paritäts-Amplituden in der Abb. 8.2. Dort sind für den Energiebereich zwischen 1.4 GeV und 1.6 GeV die Winkelverteilungen der unterschiedlichen Matrixelemente  $|g_{\rho^0\rho^0}|^2$  der Monte Carlo-Modelle als Funktion der relevanten Winkelverteilungen (Kap.VIII.V) dargestellt. In der Abbildung sind wiederum Daten- und MC-Verteilungen nach Detektor gegenübergestellt.

Entsprechend der hier vorgestellten Analyse scheinen Zustände negativer Parität ausgeschlossen zu sein, was besonders deutlich in den Verteilungen von  $\cos\psi_{\rho}$ ,  $\Delta\psi$  und  $\cos\psi_{ab}$  sichtbar wird. Die  $J^P$ -Zustände  $0^+$  und  $2^+$  (Helizität 0) beschreiben die Daten nicht sehr gut in der Variablen  $\Delta\psi$ , sind aber durchaus nicht unakzeptabel in den anderen Winkelvariablen. Auf Grund der Winkelverteilungen in  $\cos\psi_{\rho}$  läßt sich jedoch auch kaum zwischen den unterschiedlichen Partialwellenamplituden unterscheiden.

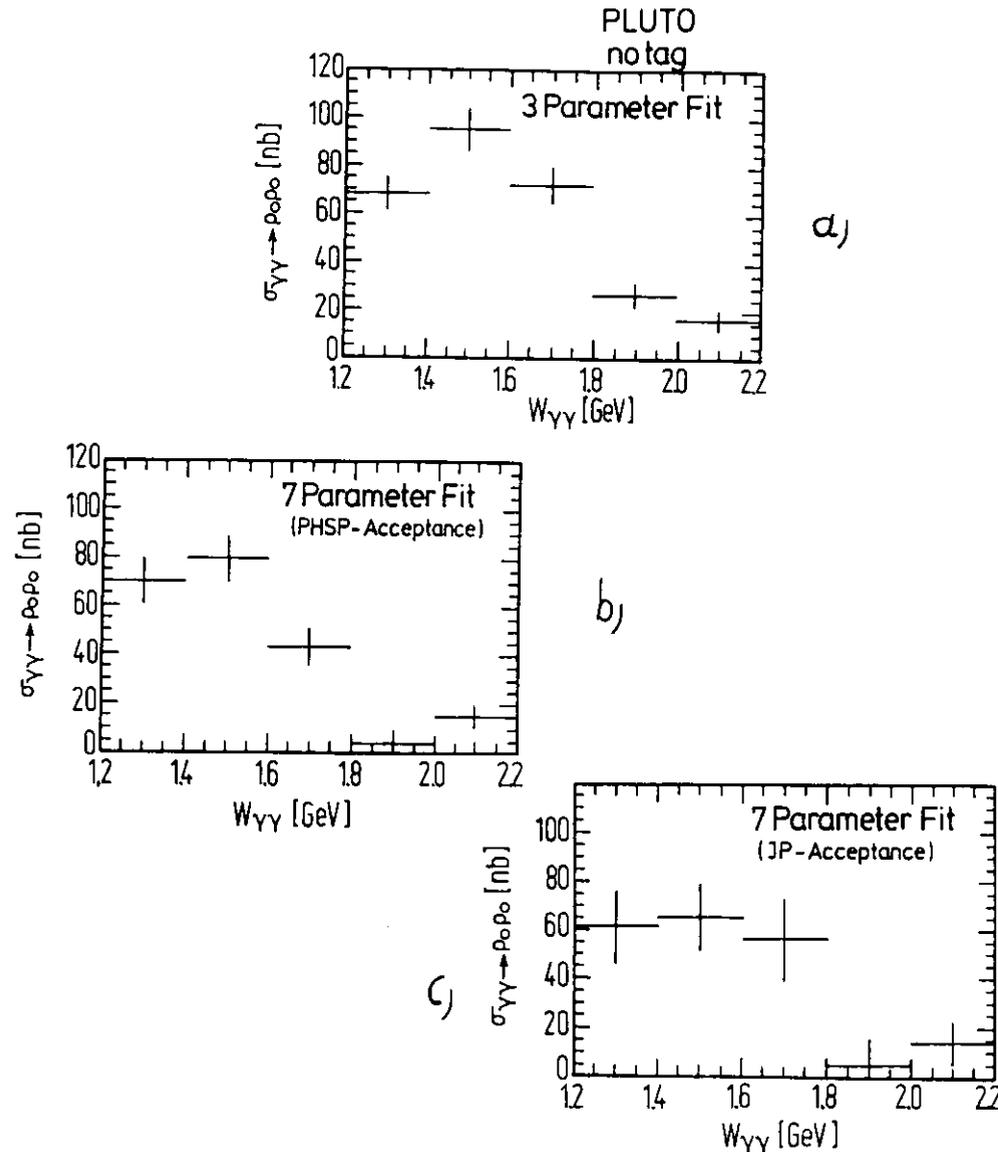


Abb. 8.1: Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ , abgeleitet aus

- a: dem 3 Parameter-Fit (Kap.VII.II) unter Verwendung der Modelle mit isotroper Produktion und Zerfall
- b: dem 7 Parameter-Fit unter Verwendung der Phasenraum-Akzeptanz
- c: dem 7 Parameter-Fit unter Verwendung der Akzeptanzen der entsprechenden  $J^P$ -Modelle

Aus dem Ergebnis der Anpassungsrechnungen jedenfalls ist ersichtlich, daß ein Beitrag von  $J^P=0^+$  und  $J^P=2^+(0)$  an der  $\rho^0\rho^0$ -Produktion unterhalb von 1.6 GeV nicht ausgeschlossen werden kann.

Die Abbildung 8.3 ist das Analogon zu 7.11 für die Anpassungsrechnungen mit sieben freien Parametern: Sie zeigt die Rekonstruktion der gemessenen Winkelverteilungen der Daten, wie sie sich aus der Überlagerung der MC-Modellannahmen mit verschiedenen Spin und Parität und den beiden ebenfalls verwendeten Phasenraum-Beiträgen entsprechend den Ergebnissen des 7 Parameter-Fits ergibt. Die Übereinstimmung zwischen experimentellen Daten und Modellannahmen ist für alle Verteilungen als gut zu bezeichnen. ( $\chi^2$ -Werte siehe Tabelle 8.2). Dennoch bleibt festzustellen, daß mit den 3 Parameter-Anpassungsrechnungen, die für die Paarerzeugung der beiden  $\rho^0$ -Mesonen lediglich das Modell mit isotroper Produktion und isotropem Zerfall kennen, insgesamt stabilere Anpassungen und eher wahrscheinliche Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt zu erzielen sind (vergleiche Kap.VII).

Die Ergebnisse der Winkelkorrelationsanalyse können, was die Anteile der verschiedenen  $J^P$ -zustände am Vier Pion-Endzustand anbelangt, mit Resultaten der TASSO-Kollaboration (TAS82) und der TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration (AIH86) verglichen werden. Ein Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  (NT) ist bisher (1987) nur von TASSO (in der hier zitierten Arbeit) publiziert worden.

Qualitativ stimmen die hier gefundenen Ergebnisse mit früheren Beobachtungen von TASSO und der TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration insofern überein, daß, insbesondere für kleinere Energien  $W$ , die Summe der Partialwellen einen geringeren Anteil an der  $\rho^0\rho^0$ -Produktion ergibt als das isotrope  $\rho^0\rho^0$ -Modell in den 3 Parameter-Fits, bei gleichzeitigem Anstieg der  $\rho^0\pi^+\pi^-$ -Komponente. Das TPC/2 $\gamma$ -Experiment, das mit PLUTO in einer vor allem bei kleinen  $W$  im Vergleich zum  $\rho^0\rho^0$ -Phasenraum-Modell viel höheren Akzeptanz für die  $0^+$ - und  $2^+$ -Zustände übereinstimmt, konnte die auffällige Differenz auf einen wegen der großen Akzeptanzun-

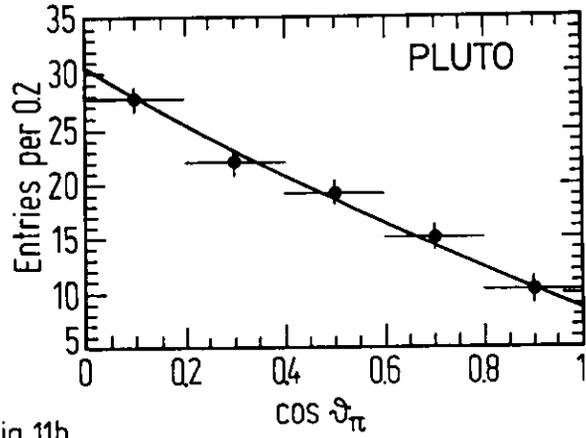
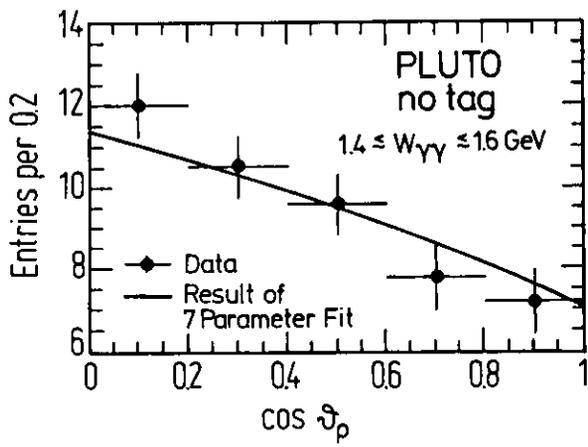


Fig. 11b

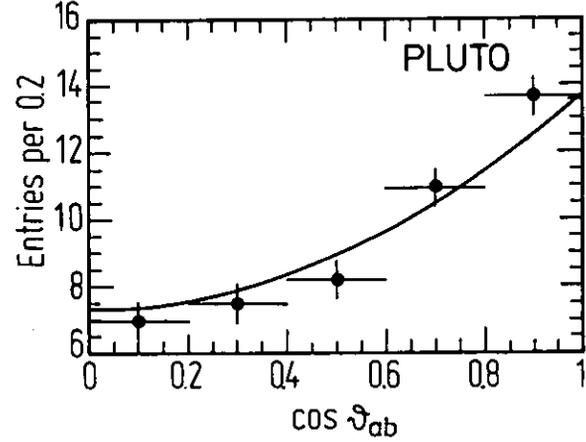
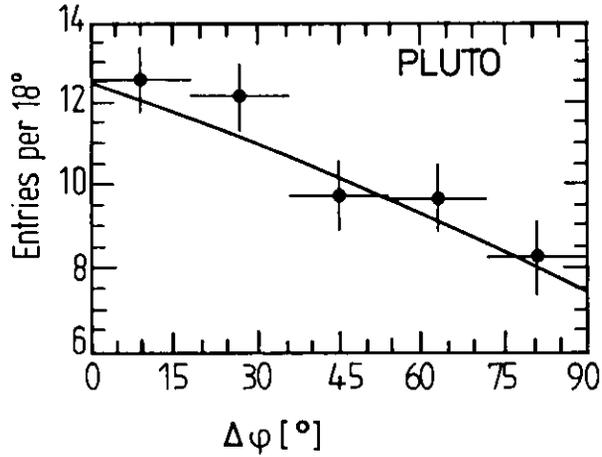


Abb. 8.3: Winkelverteilungen der NO TAG-Daten im Intervall  $1.4 \leq W \leq 1.6$  GeV zusammen mit der Rekonstruktion dieser Variablen als Resultat des 7 Parameter-Fits

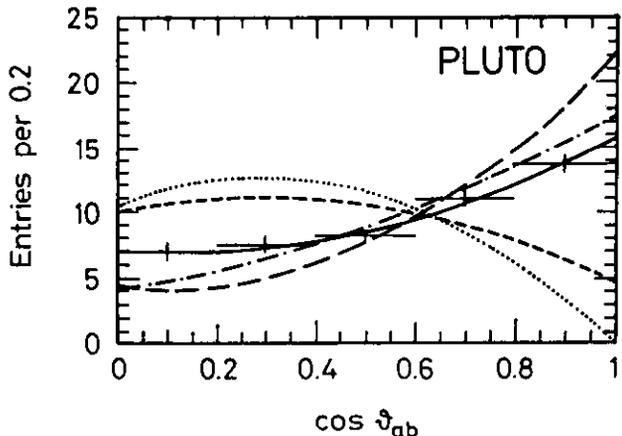
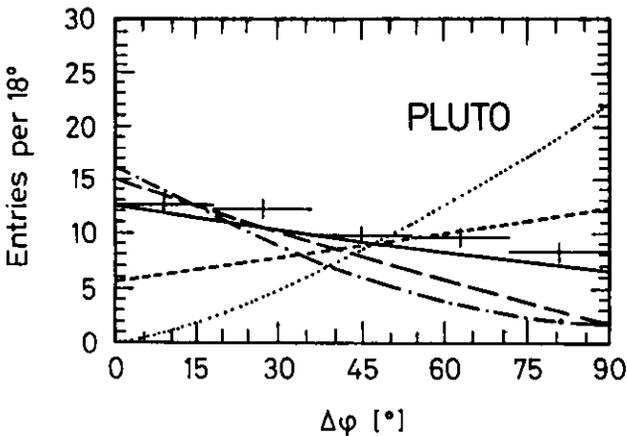
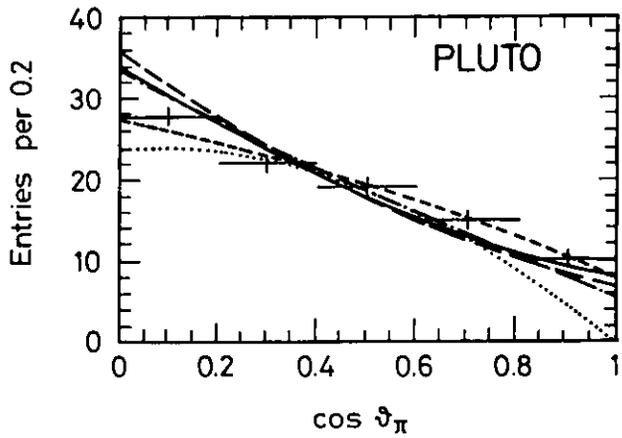
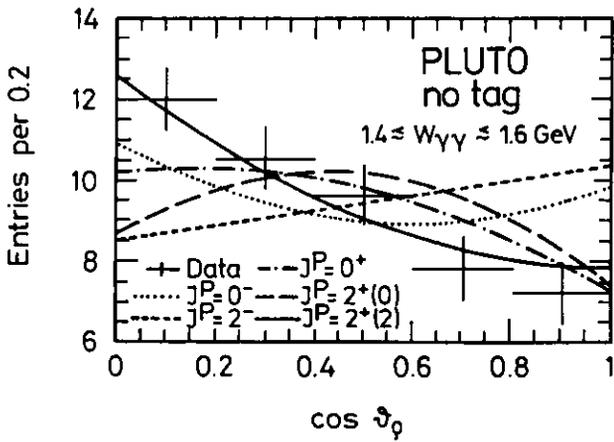


Abb. 8.2: Vergleich der Winkelverteilungen für fünf verschiedene  $J^P$ -Amplituden mit denen der NT-Daten

terschiede auftretenden Artefakt des Fit-Verfahrens zurückführen. Es ist anzumerken, daß sich diese Tatsache selbstverständlich auch in erheblichem Maße auf den systematischen Fehler der Analyse des Prozesses  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  fortsetzt (letzter Abschnitt dieses Kapitels).

Der PLUTO-Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ , bestimmt unter der Annahme des Auftretens einer hypothetischen Resonanz R in diesem Kanal (Abb. 8.1), wird in der Abbildung 8.4 mit dem Resultat von TASSO aus einer ähnlichen Analyse verglichen. Innerhalb der Fehlergrenzen besteht Übereinstimmung zwischen den TASSO- und PLUTO-Daten.

Es sei hier nochmals darauf hingewiesen, daß es sich in der Analyse der beiden anderen Experimente um 6 Parameter-Fits handelt, weil für den  $2^+$ -Zustand nicht zwischen den beiden Helizitäten 0 und 2 im hier dargestellten Sinne unterschieden wird, sondern diese Amplituden entsprechend ihrer Clebsch-Gordan-Koeffizienten (8.5) zu einem Matrixelement addiert werden.

Soweit die Winkelverteilungen (Abb. 8.3) in Betracht gezogen werden, stimmen alle drei Kollaborationen darin überein, daß die Annahme von Zuständen negativer Parität ( $J^P = 0^-, 2^-$ ) ausgeschlossen werden kann. Die PLUTO-Daten sind, genau wie diejenigen der TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration, konsistent mit  $J^P = 2^+$  für  $W > 1.4$  GeV. Der Beitrag einer  $0^+$ -Amplitude kann jedoch, besonders für niedrigere Werte von W, nicht ausgeschlossen werden. Dies ist auch in etwa vergleichbar mit dem Ergebnis der TASSO-Kollaboration, die  $J^P = 2^+$  favorisiert für  $W > 1,7$  GeV, für niedrigere Schwerpunktsenergie jedoch eine  $0^+$ -Amplitude bevorzugt.

Die CELLO-Kollaboration hat eine Momentenanalyse der  $\rho^0\rho^0$ -Winkelkorrelationen publiziert (CEL84) für solche Ereignisse, in denen die  $\pi^+\pi^-$ -Massenkombinationen innerhalb eines  $\rho^0$ -Bandes ( $|M_{\rho^0} - M_{\pi^+\pi^-}| < 100$  MeV) liegen. Das Moment einer Kugelflächenfunktion ist dabei definiert als das Integral

$$\int Y_L^M N_{\text{Ereignis}} d\Omega \quad (8.8)$$

( $N_{\text{Ereignis}}$  steht hier für eine akzeptanzkorrigierte experimentelle Zerfallswinkelverteilung)

Wegen der Orthogonalität der Kugelflächenfunktionen verschwindet dieser Wert, wenn die wahre Amplitude keine Beiträge von dem speziellen  $Y_L^M$  enthält. Eine derartige Analysemethode bietet den am wenigsten voreingenommenen Weg zur Bestimmung der relativen Stärke von Partialwellenamplituden, da sie frei ist von expliziten Annahmen über die relativen Phasen der verschiedenen Amplituden (abhängig von L), die zu einem speziellen  $J^P$ -Zustand beitragen.

Die Momente der Kugelflächenfunktionen (berechnet bis zu  $L=4$ ), die den relativen Bahndrehimpuls-Momenten entsprechen, geben in ihrer W-Abhängigkeit keinen signifikanten Hinweis auf irgendein  $L \geq 1$ . Der Schluß daraus ist, daß Zustände negativer Parität ( $0^-, 2^-$ ), die in  $\rho^0\rho^0$  zerfallen, keine wesentliche Rolle spielen können, da sie eine  $L=1$ - oder  $L=3$ -Welle erfordern würden. Somit stimmt CELLO in einem wichtigen Punkt mit den Beobachtungen von PLUTO, TPC/2 $\gamma$  und TASSO überein.

Mit diesen Vergleichen ist die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für die  $\rho^0\rho^0$ -Produktion unter der Annahme verschiedener möglicher Partialwellenamplituden und die Diskussion der daraus resultierenden Winkelverteilungen zunächst abgeschlossen. Einige weitere Studien auf der Grundlage der nicht-isotropen MC-Modelle sind im folgenden Abschnitt beschrieben.

### VIII.III Weitere Analyseschritte mit nicht-isotropen Monte Carlo-Modellen

Vor weiteren Analyseschritten auf der Grundlage der fünf Spin-Paritäts-Modelle steht nochmals eine Überprüfung der Ergebnisse aus den 3 Parameter-Anpassungsrechnungen in Kap.

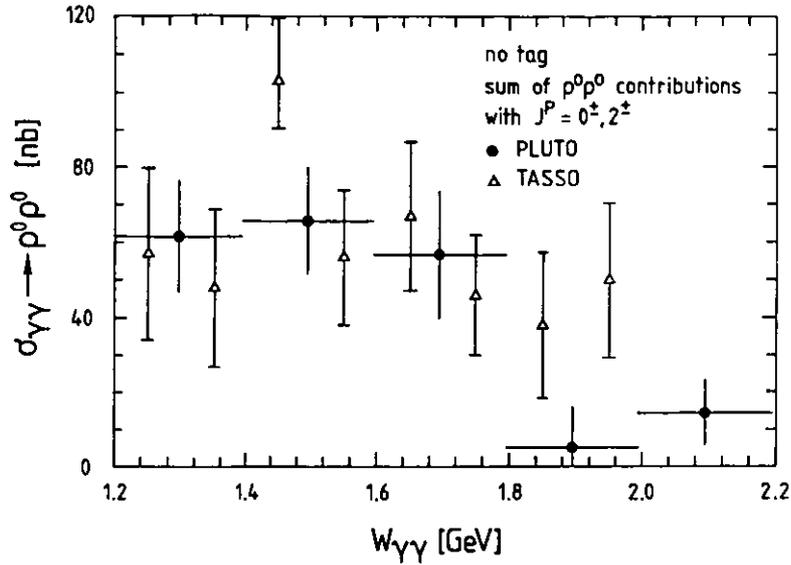


Abb. 8.4: Vergleich des NO TAG-Wirkungsquerschnittes  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ , akzeptanzkorrigiert nach den Ergebnissen eines 7 Parameter-Fits (PLUTO) bzw. eines 6 Parameter-Fits (TASSO)

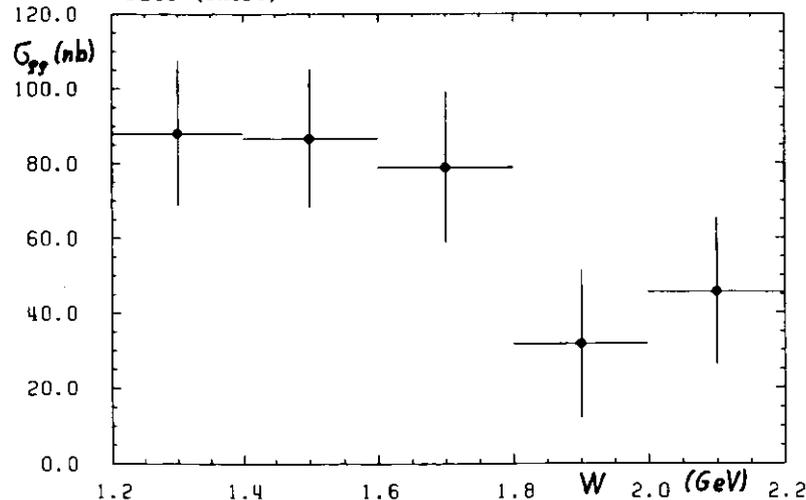


Abb. 8.5: Der Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  (NT), berechnet unter der Annahme eines reinen  $J^P = 2^+$ -Zustandes (4 Parameter-Fit)

VII.III: in den 200 MeV breiten W-Intervallen der  $J^P$ -Analyse wurden erneut 3 Parameter-Anpassungsrechnungen mit den Modellen  $\rho^0 \rho^0$  (isotrop),  $\rho^0 \pi^+ \pi^-$  und  $2\pi^+ 2\pi^-$  durchgeführt, diesmal unter Einbeziehung der relevanten Winkelverteilungen, und die Resultate für den  $\rho^0 \rho^0$ -Anteil mit den Mittelwerten über diese Bins aus der früheren NT-Analyse verglichen. Es ergibt sich gegenüber den Ergebnissen aus Kap. VII.III keine signifikante Änderung der Anteile. Andererseits ergeben Versuche, die 7 Parameter in der  $J^P$ -Analyse ohne den Einschluß der Winkelverteilungen zu bestimmen, keine akzeptablen Fits. In gewisser Hinsicht bestätigt dieses Ergebnis die gelungene Rekonstruktion des Verlaufs von  $\cos \vartheta_\rho$ ,  $\cos \vartheta_\pi$ ,  $\Delta \varphi$  und  $\cos \vartheta_{ab}$  (Kap. VII.V) und die Zuverlässigkeit der für die Anpassungsrechnungen gewählten Methode.

In einem nächsten Schritt werden weitere Maximum-Likelihood-Fits durchgeführt unter Verwendung aller verfügbaren Modelle, jedoch mit einer Reduktion der Parameter in den unterschiedlichen Intervallen der Schwerpunktsenergie W in der Art, daß jeweils Modelle mit einem in Tabelle 8.2 negativen oder mit Null verträglichen Fitergebnis nicht weiter berücksichtigt wurden. Das Ergebnis dieser zweiten Iteration besagt, daß sich die Anteile für den  $2\pi^+ 2\pi^-$ -Phasenraum und die Modelle mit positiver Parität lediglich im Rahmen ihrer Fehler ändern und die Aussagen über die Resultate der Spin-Paritäts-Analyse bestehen bleiben. Diese Art von Studien wird verständlicherweise nicht weiterverfolgt.

Ein wichtiger Aspekt von theoretischer Seite betrifft das Phasenraum-Modell  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^-$ . Die Gruppe um den sowjetischen Physiker N.N. Achasov (ACH85) hat darauf hingewiesen, daß diese Reaktion nicht möglich ist, solange das  $\pi^+ \pi^-$ -System in einem S-Wellen-Phasenraumzustand erzeugt wird: Dies ist verboten durch den Erhaltungssatz für die C-Parität (Ladungskonjugation). Das  $\pi^+ \pi^-$ -System muß sich in Zuständen mit ungeradem Bahndrehimpuls (P-Welle usw.) befinden, was zu einer nicht mehr isotropen Verteilung der beiden direkt erzeugten Pionen führt. Nach (ACH85) beeinflusst dieser Umstand nicht nur die

Akzeptanz für  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^-$ , sondern stellt auch die inkohärente Addition der drei Modelle in Frage wegen vermuteter stärkerer Interferenzen zwischen den Massentermen in den Kanälen  $\rho^0 \rho^0$  und  $\rho^0 \pi^+ \pi^-$ .

Es erscheint zur Zeit kaum möglich zu sein, Interferenzterme in den Anpassungsrechnungen mit zu berücksichtigen, da die Anzahl der Parameter zu groß wird und die Daten-Statistik begrenzt ist. Die kovariante Formulierung der Spin-Paritäts-Amplituden erlaubt es jedoch, auf relativ einfache Weise den Einfluß korrekt generierter Monte Carlo-Ereignisse des Typs  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^-$ , wobei die beiden Pionen den relativen Bahndrehimpuls  $L=1$  besitzen, zu untersuchen. Dies wurde im Bereich  $1.4 \text{ GeV} \leq W \leq 1.8 \text{ GeV}$  für die Modelle  $J^P = 2^+(0,2)$  ( $=2^+(0), 2^+(2)$ ) und  $J^P=0^+$  sowohl für die 3 Parameter- als auch für die 7 Parameter-Anpassungsrechnungen durchgeführt. Für die 3 Parameter-Fits ändern sich im niedrigeren  $W$ -Bereich für beide Spin-2-Modelle die Anteile von  $\rho^0 \rho^0$  und  $\rho^0 \pi^+ \pi^-$  deutlich um ca. 10 %, die  $\rho^0 \pi^+ \pi^-$ -Produktion scheint anzusteigen. Im höheren  $W$ -Bin trifft dasselbe zu für  $2^+(2)$ , allerdings sinkt hier nicht der  $\rho^0 \rho^0$ , sondern der  $2\pi^+ 2\pi^-$ -Anteil ab. Ansonsten bleiben die Anteile im Rahmen der Fehler unverändert. Interessant sind die Ergebnisse der 7 Parameter-Fits: hier verbleiben die  $\rho^0 \rho^0$ -Anteile im wesentlichen ungeändert, aber die Modelle  $2\pi^+ 2\pi^-$  (Phasenraum) und  $\rho^0 \pi^+ \pi^-$  ( $J^P$ ) vertauschen jetzt sozusagen ihre Rollen, was die Höhe ihrer Anteile am Vier Pion-Endzustand anbelangt (Ausnahme:  $J^P=2^+(2)$  im niedrigeren  $W$ -Bin). Als Resultat dieser Studien darf man also einen im Intervall  $1.4 \text{ GeV} \leq W \leq 1.6 \text{ GeV}$  geringfügig niedrigeren  $\rho^0 \rho^0$ -Wirkungsquerschnitt aus den 3 Parameter-Fits erwarten, der sich sicherlich aber im Rahmen des Fehlers der Analyse bewegt. Anzumerken bleibt noch, daß die Verwendung von nicht-isotropen Modellen für die  $\rho^0 \pi^+ \pi^-$ -Produktion zu spürbar verschlechterten Anpassungsrechnungen führt. Die Parametrisierung des Kanals  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^-$  jedenfalls ist nicht trivial und bleibt ein Problem für die Untersuchung des Vier Pion-Endzustandes. Es ist ebenfalls nicht auszuschließen, daß der beobachtete  $\rho^0 \pi^+ \pi^-$ -Wirkungsquerschnitt zu einem großen Teil lediglich die Interferenz zwischen der Amplitude für die Mesonen-Paarproduktion

und dem  $2\pi^+ 2\pi^-$ -Kontinuum darstellt (POP86).

Gemäß der Beobachtung, daß die PLUTO-Daten eine  $2^+$ -Amplitude zu bevorzugen scheinen, zumindest für  $W$  kleiner als 2 GeV, soll versucht werden, die isotrope  $\rho^0 \rho^0$ -Produktion in einer Anpassungsrechnung mit nunmehr 4 statt 3 Parametern durch das  $J^P=2^+(0,2)$ -Modell zu ersetzen. Dies impliziert die Annahme, daß die  $\rho^0 \rho^0$ -Produktion vollständig über den  $2^+$ -Zustand abläuft und stellt damit sicherlich ein extremes Modell dar.

Der nun aus dem 4 Parameter-Fit ( $2\pi^+ 2\pi^-, \rho^0 \pi^+ \pi^-, \rho^0 \rho^0 = 2^+(0,2)$ ) abgeleitete Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  ist in der Abbildung 8.5 dargestellt. Die den Daten zugeschriebenen Anteile an  $\rho^0 \rho^0$ -Produktion sind denen aus der Phasenraum- $\rho^0 \rho^0$ -Produktion in Tabelle 8.4 gegenübergestellt.

Angaben in Prozent					
W (GeV)	1.2-1.4	1.4-1.6	1.6-1.8	1.8-2.0	2.0-2.2
$\rho^0 \rho^0$ (isotrop)	74 ± 8	76 ± 6	66 ± 9	30 ± 9	23 ± 9
$\rho^0 \rho^0$ ( $J^P=2^+(0,2)$ )	93 ± 8	80 ± 7	61 ± 6	33 ± 6	52 ± 7

Tabelle 8.4: Vergleich der  $\rho^0 \rho^0$ -Anteile in % aus 3- bzw. 4-Parameter-Fits mit verschiedenen Produktionsmechanismen

Die mittlere Differenz zwischen dem in Abb. 8.5 gezeigten Wirkungsquerschnitt und dem mit dem Phasenraum-Modell akzeptanzkorrigierten Wirkungsquerschnitt für  $\rho^0 \rho^0$ -Produktion (Abb. 8.1a) liegt bei über 25 %. Diese deutliche Diskrepanz spiegelt die durch die Modellabhängigkeit entstehende systematische Unsicherheit in der Untersuchung der  $2\pi^+ 2\pi^-$ -Daten wieder.

Eine ausführliche Darstellung des systematischen Fehlers dieser Analyse schließt sich im nächsten Kapitel an.

VIII.IV Diskussion der systematischen Unsicherheiten in der Analyse des Vier Pion-Endzustandes

Abgesehen von den statistischen Fehlern in den bisher angeführten Abbildungen und Tabellen in den Kapiteln VI-VIII gibt es in dieser Arbeit auch zwei weitere Quellen nicht zu vernachlässigender systematischer Unsicherheiten. Die erste besteht im systematischen Fehler des Wirkungsquerschnittes, zusammengesetzt aus Beiträgen, die sich direkt auf einzelne Schritte zur Berechnung desselben beziehen. Bei der Durchführung der Analyse ergeben sich in den einzelnen Stufen immer wieder Kriterien und Anhaltspunkte, die es erlauben, recht genaue Aussagen über die jeweiligen Unsicherheiten dieser Beiträge zu treffen (Beispiele hierfür sind etwa Trigger-Simulationsrechnungen oder das Studium von Untergrundprozessen anhand von MC-Modellen). Anhand von im Verlauf dieser Analyse durchgeführten Untersuchungen (Kap.III, V, VI) soll im folgenden der systematische Fehler des Wirkungsquerschnittes abgeschätzt werden. Die zu betrachtenden Anteile sind:

- a) die Unsicherheit in der Messung der Luminosität (KAP85) 3 %
- b) Monte Carlo-Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes (FEI84) 5 %
- c) die Unsicherheit in der Simulation der Trigger-Ansprechwahrscheinlichkeit 4 %
- d) Beiträge von Untergrundreaktionen 3 %
- e) Unsicherheiten in der Ereignis-selektion 8 %
- f) die Unsicherheiten in der Berechnung der Pion-Absorption im Strahlrohr und im Detektormaterial 6 %
- g) Untergrund von unvollständig gemessenen Ereignissen 3 %

Aus den hier aufgeführten Zahlen addiert sich der systematische Fehler des Wirkungsquerschnittes auf insgesamt 13 %. Da einige der zu berücksichtigenden Fehlerquellen von der  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktenergie bzw. den Spurimpulsen abhängen (c,e-g), steigt der Fehler zu niedrigen W hin noch etwas an.

Der sicherlich größte Beitrag zum systematischen Fehler in der Bestimmung der Anteile verschiedener Reaktionen am Vier Pion-Endzustand und in der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte liegt in der Notwendigkeit der Wahl eines spezifischen Modells zur Berechnung der Akzeptanzkorrekturen begründet, da die Detektorakzeptanz sehr stark von den angenommenen Winkelverteilungen abhängt (vergleiche Abb. 6.2). Die zwei aufgezeigten Wege zur Berechnung des  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnittes münden in unterschiedlichen Resultaten (siehe z.B. Abb. 8.1a, c), deren Differenz die systematische Unsicherheit der Analyse reflektiert, zumal wohl beide Anpassungsrechnungen vertretbar sind. Die Differenz kann zunächst dadurch erklärt werden, daß die beiden Fits den Ereignissen verschiedene Anteile an  $\rho^0\rho^0$ -Produktion zuordnen und daß die Akzeptanzen der einzelnen Modelle sich eben deutlich unterscheiden.

Die unterschiedlichen Resultate der Anpassungsrechnungen können unter anderem durch folgende Gründe, die sich aus dem Aufbau und der verwendeten Methode der Analyse ergeben, verursacht sein (für eine Diskussion siehe auch z.B. TAS82; KOL84): Es wurde ein ganz spezieller Ansatz für den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  gewählt, des weiteren ist die Parametrisierung der Form der  $\rho^0$ -Resonanz modellabhängig (Kap. VI). In den Fits sind Beiträge höherer Partialwellen und Interferenzterme nicht mit eingeschlossen gewesen, ebenso können gewisse Beiträge von Prozessen, die in der Analyse nicht berücksichtigt worden sind, nicht ausgeschlossen werden.

Es ist nicht möglich, die bestehenden Unsicherheiten im Rahmen dieser Untersuchung aufzuklären. Ebenso auch nicht die Tatsache, daß die Daten sowohl durch die Spin-Paritäts-Amplituden als auch durch isotrope  $\rho^0\rho^0$ -Produktion beschrieben werden können. H. Kolanoski hat darauf hingewiesen, daß möglicherweise

se das benutzte Matricelement den zugrunde liegenden physikalischen Prozeß nicht wirklich exakt beschreibt. Ein Indiz hierfür könnten sogenannte Wechselwirkungen im Endzustand sein, die bei einer Untersuchung von Korrelationen in  $\pi\pi$ -Massen entdeckt wurden (KOL83) und ebenfalls nicht in den Matrixelementen berücksichtigt wurden.

Eine Abschätzung über die Größe all dieser systematischen Unsicherheiten läßt sich vielleicht am besten aus einem Vergleich der unter verschiedenen Modellannahmen berechneten Wirkungsquerschnitte (z.B. Abb. 8.1a/8.5) gewinnen. Realistisch betrachtet wird man danach den Wirkungsquerschnitten einen Fehler von mindestens  $\pm 20\%$  zuschreiben müssen. Verglichen mit den Unsicherheiten in den Fitergebnissen sind die statistischen und systematischen Fehler in der Akzeptanzberechnung für ein bestimmtes Modell also eher klein.

Als Konsequenz sollte man bei einem Vergleich von experimentellen Ergebnissen verschiedener Gruppen besonders darauf achten, daß vergleichbare theoretische Modelle (und methodische Vorgehensweisen) dazu benutzt wurden, die gemessenen Daten auf Akzeptanzeffekte zu korrigieren und anschließend zu interpretieren.

Ein kleiner Vorteil von PLUTO ist hier möglicherweise die Verbesserung der Detektorakzeptanz durch die Installation der beiden Vorwärtsspektrometer.

## IX. Wirkungsquerschnitt - Vergleiche mit Experiment und Theorie

Die Aufgabe dieses Kapitels ist es, die von PLUTO erzielten Ergebnisse in einen Zusammenhang zu stellen mit den Beobachtungen anderer experimenteller Gruppen und mit bislang verfügbaren theoretischen Modellen, auch solchen, die über die in Kap.III beschriebene Vektordominanz-Annahme hinausgehen. Dazu werden zunächst die bereits publizierten Wirkungsquerschnitte für  $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$  den PLUTO-Resultaten gegenübergestellt. In einem zweiten Abschnitt schließt sich dann eine kleine Betrachtung über die grundlegenden Annahmen und Aussagen theoretischer Interpretationsversuche der  $\rho^+\rho^-$ -Produktion durch zwei Photonen an, die an den geeigneten Stellen durch direkte Vergleiche von Experiment und Theorie ergänzt wird.

### IX.I Vergleich der PLUTO-Ergebnisse mit Messungen anderer Experimente

Der von PLUTO gemessene NO TAG-Wirkungsquerschnitt  $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  wird in der Abb. 9.1 verglichen mit den zur Verfügung stehenden Daten von MARKII, CELLO und der TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration (BUR81, CEL84, AIH86, TPC84, WKO84). Es besteht eine zufriedenstellende Übereinstimmung der Ergebnisse von allen Kollaborationen über den gesamten Bereich der  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsenergie W.

Das gleiche trifft auch zu für die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$  (NO TAG-Mode), die in der Abb. 9.2 nochmals dargestellt ist, zusammen mit den entsprechenden Ergebnissen der anderen Experimente (TASSO, CELLO, TPC/2 $\gamma$ ;TAS82, CEL84, AIH86, BUI86, TPC84, WKO84). In dieser Abbildung ist auch die Obergrenze für den Wirkungsquerschnitt  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$  von der JADE-Kollaboration (OLS83) mit eingezeichnet. Dieses bislang einzige veröffentlichte Ergebnis (Frühjahr '87) für den Kanal  $\rho^+\rho^-$  wurde

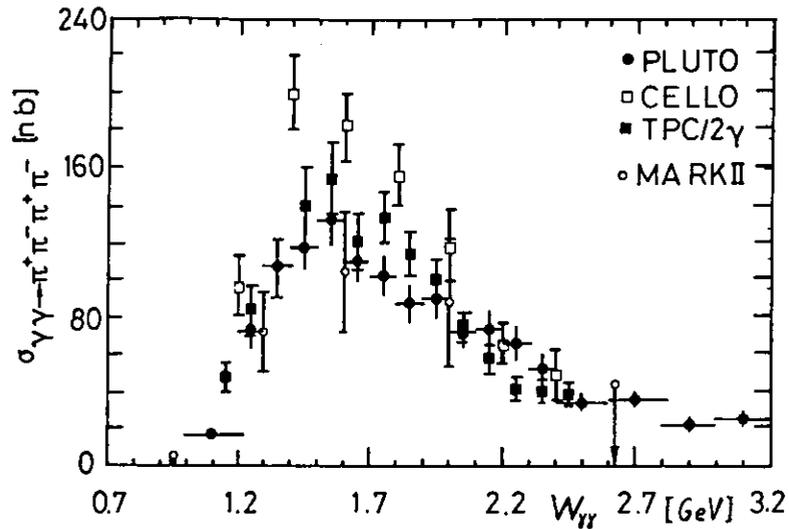


Abb. 9.1: Vergleich der NO TAG-Wirkungsquerschnitte für den Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

aus einem exklusiven  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ -Endzustand unter der Nebenbedingung abgeleitet, daß die  $\pi^+\pi^-$ -Massenkombinationen in einem  $\rho^+$ -Band liegen. Die JADE - Werte stellen deshalb nur eine obere Grenze für die  $\rho^+\rho^-$ -Produktion dar.

Es sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, daß in der vorliegenden Analyse im Vergleich zu anderen Untersuchungen sehr harte Schnitte gegen Ereignisse mit zusätzlichen Photonen ( $E_\gamma \geq 100$  MeV; Kap.V) angebracht wurden, um möglichst saubere, exklusive Vierspurereignisse zu erhalten. Diese Schnitte sind vermutlich die wesentliche Ursache für den systematisch gegenüber anderen Messungen minimal tiefer liegenden PLUTO-Wirkungsquerschnitt.

Weiterhin sollte noch erwähnt werden, daß keines der hier für Vergleiche herangezogenen Experimente zusätzlich zum Innendetektor in einem Vorwärtsspektrometer vermessene Teilchenspuren für die Analyse heranzieht, so wie es bei PLUTO geschieht.

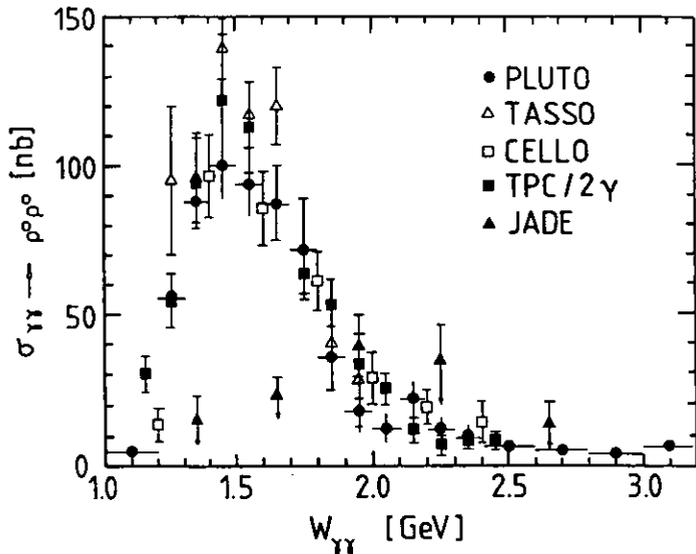


Abb. 9.2: Vergleich der NO TAG-Wirkungsquerschnitte für den Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$

Resultate aus im SINGLE TAG-Mode genommenen Daten stehen mittlerweile zur Verfügung von dem TPC/2 $\gamma$ -Experiment (AIH86, BUI86, TPC84, WKO84) und von TASSO (KRA87). Die Abb. 9.3 vergleicht den von PLUTO gemessenen Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  in seiner Abhängigkeit von der  $\gamma\gamma$ -Energie  $W$  mit dem der beiden anderen Experimente. Die Bereiche des Impulsübertragsquadrates  $Q^2$ , über die bei diesen Messungen integriert worden ist ( $0.15 \leq Q^2 \leq 1.2$  GeV<sup>2</sup> für TPC/2 $\gamma$ ;  $0.3 \leq Q^2 \leq 4.0$  GeV<sup>2</sup> für TASSO; und  $0.1 \leq Q^2 \leq 16$  GeV<sup>2</sup> für PLUTO), können hierbei als in etwa vergleichbar angesehen werden, weil der Großteil der Daten bei kleinen  $Q^2$  gemessen wurde.

Für eine direkte Gegenüberstellung der Ergebnisse mit denen der TPC/2 -Kollaboration wurde bei PLUTO die  $Q^2$ -Abhängigkeit des totalen ST-Wirkungsquerschnittes für die Produktion von vier Pionen ebenso im Energiebereich  $1.2$  GeV  $\leq W \leq 2.4$  GeV bestimmt (Abb. 9.4). Mit eingezeichnet sind hier die Ergebnisse von TASSO (KRA87) für den allerdings etwas verschiedenen  $W$ -Bereich  $1.0$  GeV  $\leq W \leq 3.0$  GeV und die einfachste Vorhersage für den  $Q^2$ -Verlauf des Wirkungsquerschnittes aus dem VDM-Modell, der  $\rho$ -Pol Formfaktor (die Kurve stellt keinen Fit an

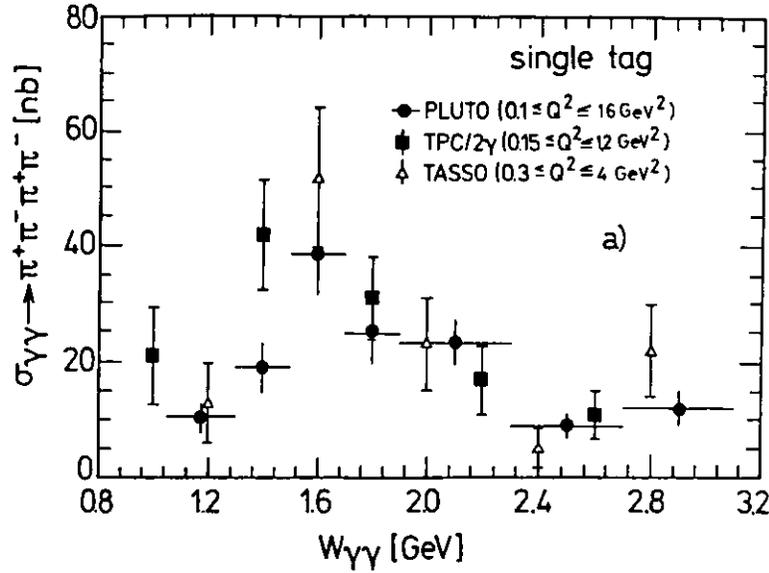


Abb. 9.3: Vergleich der SINGLE-TAG-Wirkungsquerschnitte für  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  in ihrer Abhängigkeit von  $W$

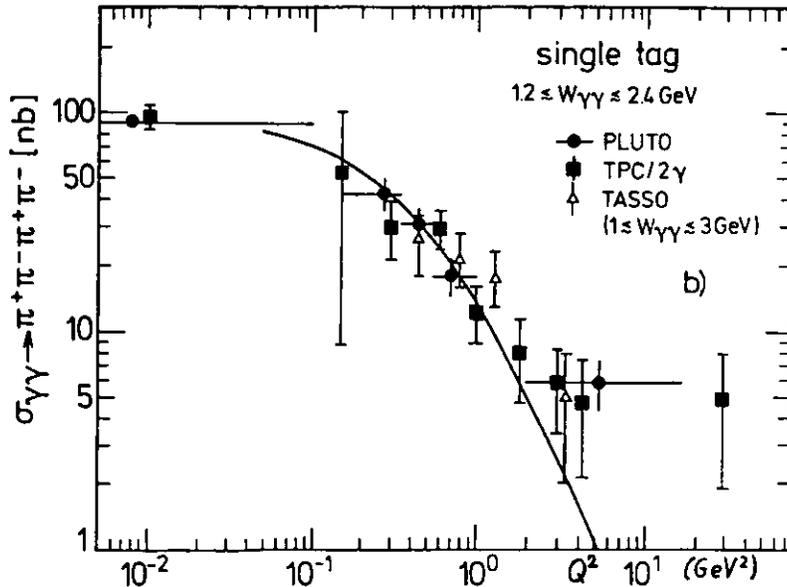


Abb. 9.4: Vergleich der  $Q^2$ -Wirkungsquerschnitte (ST) für  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ . Die durchgezogene Linie repräsentiert den  $f^0$ -Pol Formfaktor, normiert auf  $Q^2=0$

die Daten dar, sondern ist lediglich der auf den aus NT-Daten des zugehörigen  $W$ -Bereichs bestimmte Meßpunkt für  $Q^2=0$  normierte  $f^0$ -Pol Formfaktor). Die VDM-Vorhersage beschreibt alle drei Datensätze recht gut, vielleicht mit der Ausnahme des  $Q^2$ -Bereiches jenseits von etwa  $2 \text{ GeV}^2$ . In dieser Region beobachtet man einen Exzess der Daten über die Vorhersage. Diese Abweichung wird noch deutlicher für höhere  $W$ -Intervalle (BUI86), was auch durch die PLUTO-Messung in der Abb. 9.5 bestätigt werden kann. Eine weitere Beobachtung ist, daß mit zunehmendem  $W$  der  $f^0$ -Pol Formfaktor den Gesamtverlauf der Daten nicht mehr widerspiegelt. Die TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration stellt jedoch fest, daß der Verlauf des  $Q^2$ -Wirkungsquerschnittes durch den Fit einer Linearkombination aus  $f^0$ -Pol- und  $J/\psi$ -Formfaktor an die Daten in  $W$ -Intervallen bis zu  $3.6 \text{ GeV}$  hin beschrieben werden kann (BUI86). Die Erklärung dafür ist, daß man mit zunehmender Schwerpunktsenergie die Bildung von Charmonium-Zuständen ( $\eta_c, \chi_0, \chi_2$ ) erwarten kann, deren Wirkungsquerschnitte in ihrem  $Q^2$ -Verlauf durch den  $J/\psi$ -Pol Formfaktor ausgedrückt werden sollten.

Der ST-Wirkungsquerschnitt für reine  $f^0 f^0$ -Produktion wird außer bei PLUTO (Abb. 7.8b, 7.9) nirgends diskutiert. Die TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration bestimmt den Beitrag der  $f^0 f^0$ -Komponente aus den  $2\pi^+ 2\pi^-$ -Daten in 2 ST- $Q^2$ -Intervallen und 4  $W$ -Bins und findet, daß sich der allgemeine Trend der  $f^0 f^0$ -Anteile (Abnahme mit ansteigendem  $W$  und Unabhängigkeit von  $Q^2$  für ein festes  $W$ -Bin) mit wachsendem  $Q^2$  nicht ändert, weshalb der Wirkungsquerschnitt für die  $2\pi^+ 2\pi^-$ -Datenmenge als ganzes bestimmt wird. PLUTO kann dieses Ergebnis auf Grund der geringeren Statistik nur insofern bestätigen, daß für den vollständigen analysierten  $W$ -Bereich der Mittelwert des  $f^0 f^0$ -Anteils in den NT- und ST-Daten insgesamt übereinstimmt (Tab. 7.1, 7.2).

Ein weiterer Vergleich bezieht sich auf eine Aussage der CELLO-Kollaboration (CEL84) über den  $f^0$ -Zerfallswinkel  $\mathcal{A}_\pi$ , gemessen im  $f^0$ -Helizitätssystem ( $f^0$ -Ruhesystem mit der  $z$ -Achse

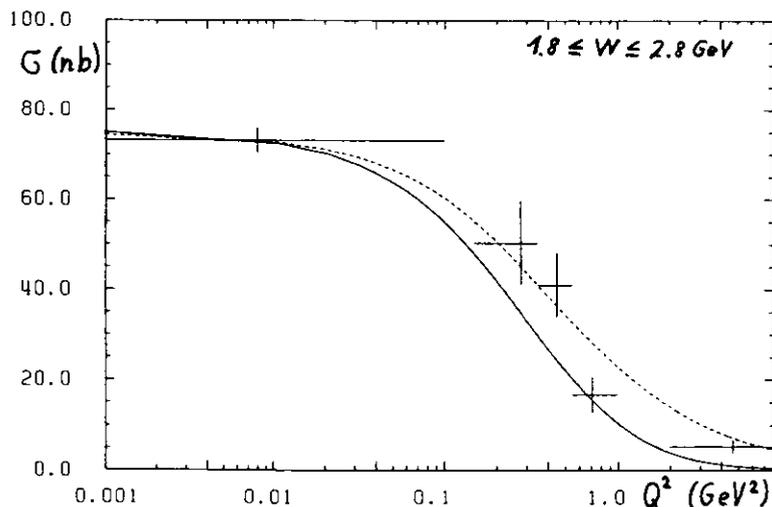
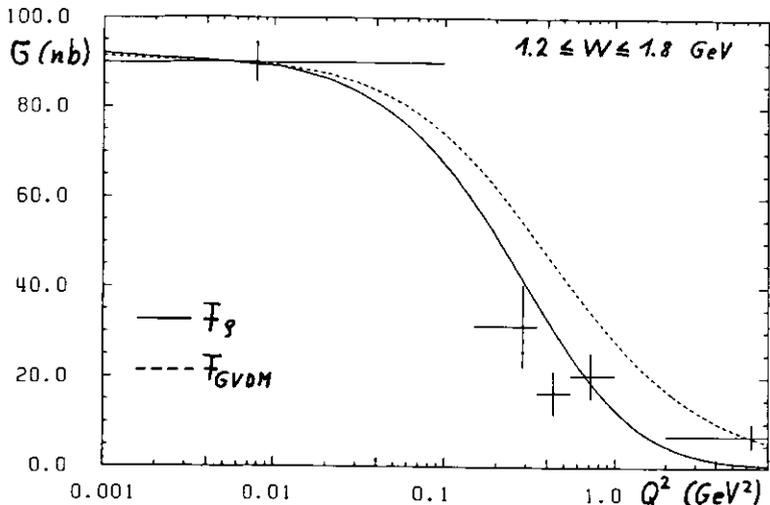


Abb. 9.5: Der PLUTO-Wirkungsquerschnitt  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  als Funktion von  $Q^2$  für zwei verschiedene  $W$ -Intervalle. Zum Vergleich ist der VDM- und GVDM-Formfaktor eingezeichnet

in negativer Flugrichtung des anderen  $f^0$ , siehe auch Kap. VII.V). Wie in Abb. 9.6 gezeigt, findet CELLO, daß die Zerfallswinkelverteilung flach ist für  $|\cos\vartheta_f| < 0.8$  ( $\vartheta_f = f^0$ -Produktionswinkel im  $\gamma\gamma$ -CMS), aber für  $f^0$ -Mesonen, die unter kleinen Winkeln zur  $\gamma\gamma$ -Achse produziert werden ( $|\cos\vartheta_f| > 0.8$ ), ein Verhalten wie  $\sin^2\vartheta_\pi$  aufweist. Dies deutet auf eine Helizität der  $f^0$ 's von  $\pm 1$  hin (Helizitätserhaltung), die  $f^0$ -Mesonen, hier definiert durch einen Schnitt in der  $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung von  $\pm 100$  MeV um die nominelle  $f^0$ -Masse, sind vorzugsweise transversal polarisiert.

Eine Überprüfung dieses Verhaltens mit PLUTO-Daten, unter den gleichen Randbedingungen ausgeführt, ergab keine signifikanten Unterschiede in der Zerfallswinkelverteilung für unterschiedliche Bereiche des  $f^0$ -Produktionswinkels. Insbesondere konnte, auch nicht durch die Verwendung von im Vorwärtsspektrometer vermessenen Teilchenspuren und einer somit verbesserten Detektorakzeptanz, eine  $\sin^2\vartheta_\pi$ -Komponente in der Verteilung des  $f^0$ -Zerfallswinkels nicht ausgemacht werden. Somit kann PLUTO den Beitrag einer nicht-resonanten Streuamplitude zumindest im Bereich kleiner  $f^0$ -Produktionswinkel nicht ausdrücklich bestätigen.

Weitere Vergleiche von PLUTO-Ergebnissen über den Vier Pion-Endzustand, jetzt mit VDM-Vorhersagen und weiterführenden Interpretationsmöglichkeiten der  $f^0 f^0$ -Produktion eher theoretischer Art, enthält der folgende Abschnitt.

IX.II Diskussion einiger Modellvorstellungen über den Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow f^0 f^0$  und ihr Vergleich mit experimentellen Resultaten

Die experimentellen Ergebnisse über den Vier Pion-Endzustand haben zu ausführlichen Diskussionen in der Literatur geführt. Ein Teil der Interpretationsmöglichkeiten (basierend auf dem VDM-Modell und solche eher exotischer Natur) soll an dieser Stelle etwas eingehender vorgestellt werden. Einige zusätzli-

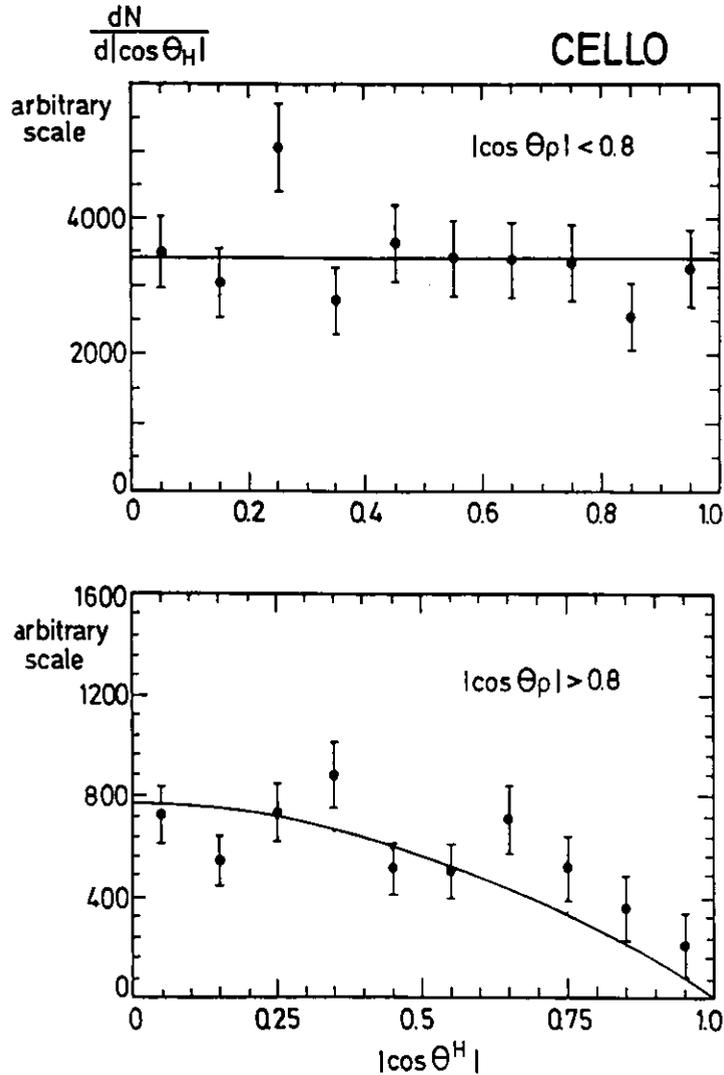


Abb. 9.6: Akzeptanzkorrigierte  $f^0$ -Zerfallswinkelverteilung  $\cos \theta_H$  für  $\gamma\gamma \rightarrow f^0 f^0$  (definiert durch  $f^0$ -Band Schnitte) in zwei Bereichen des  $f^0$ -Produktionswinkels  $\theta_f$ , gemessen von CELLO

che Informationen über mehr konventionelle Betrachtungsweisen findet man im Abschnitt X.I.

Folgende Möglichkeiten wurden als Erklärungsversuche des hohen Wirkungsquerschnittes  $\gamma\gamma \rightarrow f^0 f^0$  diskutiert:

- Die Existenz von gebundenen 2-Gluon-Zuständen (LAY81) (eine neue Resonanz bei etwa 1600 MeV)
- eine orbitale Anregung des  $\eta$  (549) mit den Quantenzahlen  $J^{PC} = 2^{-+}$ , ebenfalls bei ca. 1600 MeV (GOL81)
- die punktförmige Kopplung der Photonen an die vier Quarks des Endzustandes (BIS82)
- eine Neuberechnung des Wirkungsquerschnittes, die auf VDM-Annahmen beruht (ALE82, ALE86)
- die Existenz von gebundenen 4-Quark-Zuständen (ACH81, LI82)

Den von Layssac und Renard vorgeschlagenen 2-Gluon-Zuständen wird ebenso wie der orbitalen Anregung des  $\eta$  (549) eine negative Parität zugeschrieben, weshalb sie durch die übereinstimmenden experimentellen Befunde über die mögliche Parität des Endzustandes zunächst als Erklärung ausscheiden.

Das Modell von Biswal und Misra (BIS82) reproduziert die Überhöhung im Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow f^0 f^0$  bei niedrigen  $W$  durch einen auf den Überlapp der Quark-Wellenfunktionen im  $f^0$  zurückzuführenden Schwellen-Faktor. Es läßt allerdings auch einen etwa ebenso großen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow f^+ f^-$  erwarten (KOL84), und dieses steht klar im Widerspruch zu der von JADE gefundenen Obergrenze für  $f^+ f^-$  (siehe Abb. 7.7b).

Alexander et al. berechnen den Wirkungsquerschnitt  $\gamma\gamma \rightarrow f^0 f^0$  aus Photoproduktionsdaten  $\gamma p \rightarrow f^0 p$  und Messungen des elasti-

schen Wirkungsquerschnittes  $pp \rightarrow pp$  unter Verwendung eines t-Kanal Faktorisationsansatzes:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow VV'} = \sum_i \frac{\sigma^i(\gamma p \rightarrow V p) \cdot \sigma^i(\gamma p \rightarrow V' p) \cdot F_{\gamma p}^2}{\sigma(pp \rightarrow pp) \cdot F_{pp} \cdot F_{VV'}} \quad (9.1)$$

Die Summation wird ausgeführt über die verschiedenen t-Kanal-Austauschprozesse, die zu  $\gamma\gamma \rightarrow VV'$  beitragen können (Pomeron- und Ein Pion-Austausch, OPE, vergleiche Abb. 3.5b).  $V, V'$  steht für die Vektormesonen, die  $F_{ij}$  sind Flußfaktoren zur Korrektur auf die verschiedenen Massen in der Rechnung. Als Ausgangsdaten werden Ergebnisse von Photoproduktions-Experimenten bei festen Werten der  $\gamma$ -Energie im Schwerpunktsystem der Mesonen benutzt, um die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von  $\rho^0 \rho^0$  und anderer Vektormesonen abzuschätzen. Der Hauptbeitrag kommt dabei durch den diffraktiven Prozeß zustande.

Das Ergebnis für  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  ist als schraffiertes Band in der Abb. 9.7 gezeigt. Es weist ein Maximum von etwa 100 nb gerade oberhalb der  $\rho^0 \rho^0$ -Schwelle auf. Der Wirkungsquerschnitt größer als Null unterhalb der Schwelle resultiert aus der Berücksichtigung der großen Breite des  $\rho^0$ -Mesons. Die Breite des Bandes wird verursacht durch den Fehler der Eingangsdaten einerseits und durch die Unsicherheit in der Parametrisierung der  $\rho^0$ -Resonanz andererseits. Ebenfalls angegeben in Abb. 9.7 ist der PLUTO-NO TAG-Wirkungsquerschnitt. Er wird einigermaßen gut durch die Abschätzungen von Alexander et al. beschrieben.

Ein möglicherweise kritischer Punkt des hier beschriebenen Faktorisationsmodells ist die Parametrisierung des elastischen  $pp$ -Wirkungsquerschnittes. Der im Modell verwendete Ansatz strebt an der Schwelle gegen Null und trägt damit zum "richtigen" Verhalten der  $\rho^0 \rho^0$ -Produktion sehr viel bei.

Die Gruppe um G. Alexander hat unter Zuhilfenahme von Daten aus  $e^-p$ -Streuexperimenten auch die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  berechnet. Das Ergebnis ist für den mittleren

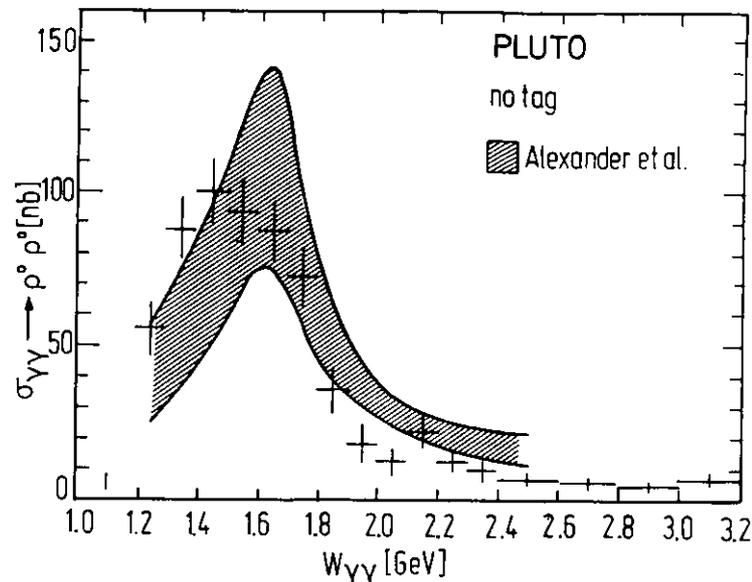


Abb. 9.7: Der PLUTO NO TAG-Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ , zusammen mit dem Ergebnis des Modells von Alexander et al. (siehe Text)

W-Wert der PLUTO-Daten von 1.89 GeV wiederum als schraffiertes Band in der Abb. 9.8 zu sehen (LEV86). Es ist nicht auf die Meßdaten normiert, sondern stellt im Gegensatz zu den hier verwendeten Formfaktoren eine absolute Vorhersage dar. Die Breite des Bandes ist durch die Unsicherheit in den Eingabedaten bestimmt. Ebenfalls dargestellt ist das Ergebnis der PLUTO-Messung und die aus dem VDM-Modell abgeleiteten VDM- und GVDM-Formfaktoren, die auf den Wirkungsquerschnitt bei  $\langle Q^2 \rangle = 0.008 \text{ GeV}^2$  normiert sind. Für den hier in Frage kommenden W-Wert stimmt das Faktorisationsmodell nahezu mit dem  $\rho$ -Pol Formfaktor überein, vor allem für  $Q^2 > 0.1 \text{ GeV}^2$ . Der Verlauf der Daten wird aber eigentlich nur im Bereich  $Q^2 < 0.5 \text{ GeV}^2$  gut wiedergegeben. Das steht im Gegensatz zum Kanal  $2\pi^+ 2\pi^-$ , wo

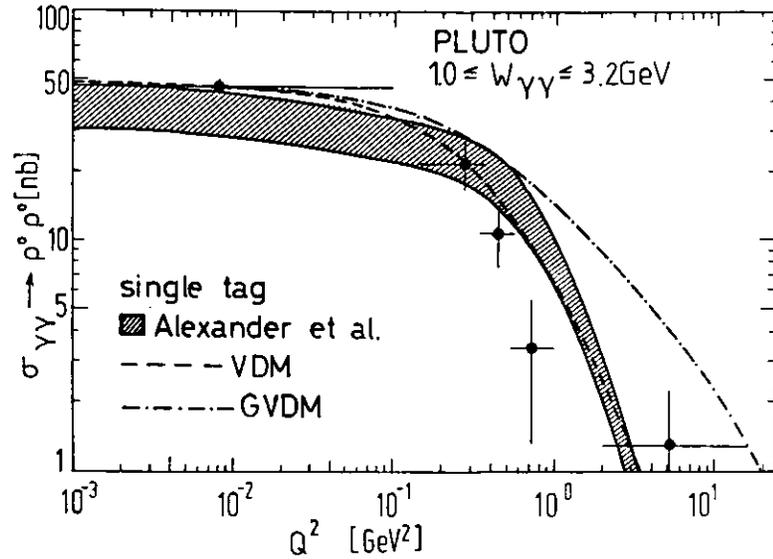


Abb. 9.8:  $Q^2$ -Abhängigkeit des PLUTO-Wirkungsquerschnittes  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ . Die beiden eingezeichneten Kurven sind die Vorhersagen des VDM- und GVDM-Modells (normiert auf den Wert für  $Q^2=0$ ). Das schraffierte Band ist das Ergebnis des Faktorisationsansatzes

der  $\rho^0$ -Formfaktor die Messung wesentlich besser widerspiegelt (Abb. 9.4). Das GVDM-Modell kann die Daten nicht erklären.

Diese Beobachtung wird durch eine Anpassung der VDM- und GVDM-Formfaktoren an die Daten erhärtet. Bei vier Freiheitsgraden liefert die Anpassung des  $\rho^0$ -Formfaktors an den  $2\pi^+2\pi^-$ -Wirkungsquerschnitt ein  $\chi^2/\text{NDF}$  von 1.01 und eine Abweichung des im Fit bestimmten Wertes für  $Q^2=0$  von nur 0.6 %. Die entsprechenden Werte für eine Anpassung an die  $\rho^0\rho^0$ -Daten sind 2,4 für  $\chi^2/\text{NDF}$  und eine Abweichung des Null-Wertes von 1.7 %. Fits mit dem GVDM-Formfaktor ergeben in allen Fällen nicht akzeptable Resultate.

Die letzte der am Anfang dieses Abschnittes aufgeführten Erklärungen für den hohen  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt bezieht sich auf die Existenz gebundener 4-Quark-Zustände ( $q^2\bar{q}^2$ -, oder  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zustände), die im MIT-Bag-Modell vorhergesagt werden, ein Modell, das mit nur wenigen Parametern das Spektrum der Hadronen erfolgreich beschreiben kann (JAF77).

Diese "exotischen" Zustände kommen über eine einfache Betrachtung der durch den Isospin I verknüpften Kanäle  $\rho^0\rho^0$  und  $\rho^+\rho^-$  ins Spiel. Das  $\rho^0\rho^0$ -System kann nicht I=1 haben. Für die anderen möglichen Kombinationen erhält man aus den Tafeln für die Clebsch Gordan-Koeffizienten (der Index 0 bzw. 2 steht für den Gesamt-Isospin):

$$\langle \gamma\gamma | T | \rho^0\rho^0 \rangle = -\sqrt{\frac{1}{3}} T_0 + \sqrt{\frac{2}{3}} T_2 \quad (9.2)$$

$$\langle \gamma\gamma | T | \rho^+\rho^- \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} T_0 + \sqrt{\frac{1}{3}} T_2$$

Daraus erhält man aber:

$$\begin{aligned} \sigma_{\rho^0\rho^0} &= 2\sigma_{\rho^+\rho^-} \quad \text{für } I = 0 \\ \sigma_{\rho^0\rho^0} &= \frac{1}{2} \sigma_{\rho^+\rho^-} \quad \text{für } I = 2 \end{aligned} \quad (9.3)$$

Herkömmliche  $q\bar{q}$ -Resonanzen, die Isospin Null haben beim Zerfall in  $\rho^0\rho^0$ , zerfallen doppelt so häufig in  $\rho^+\rho^-$  als in  $\rho^0\rho^0$ . Eine Resonanz, die dies nicht erfüllt, muß also "exotisch" sein, z.B. ein 4-Quark-Zustand.

Die von der JADE-Kollaboration gemessene Obergrenze für  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$  (Abb. 7.7b) liefert nun eine starke Einschränkung für die Modelle zur Erklärung des  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnittes: Da die  $\rho^+\rho^-$ -Produktion nicht das erwartete Verhalten zeigt, muß man schließen, daß die Überhöhung im Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  nicht durch den Zerfall einer einzelnen Resonanz mit wohl

definiertem Isospin verursacht sein kann. Auch das Modell von Biswal und Misra ist damit wohl ausgeschlossen (siehe oben). Ein Verhältnis der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\rho^+\rho^-} \ll \sigma_{\rho^0\rho^0}$  läßt sich aber erreichen durch destruktive Interferenz zwischen  $T_0$  und  $T_2$ . Die Interpretation des  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnittes im Sinne einer Resonanz führt damit auch sofort zur Existenz einer exotischen Resonanz mit  $I=2$ .

Die diskutierten 4-Quark-Zustände werden in Multipletts angeordnet. Das niedrigste ist ein  $J^{PC}=0^{++}$ -Nonett mit Massen in der Gegend von 1 GeV, also in einem leicht zugänglichen Energiebereich. Es wurde vorgeschlagen, daß die skalaren Zustände  $\xi$  (700),  $S^*$  (980) und  $\delta$  (980) zu diesem Multiplett gehören (KOL84). Diese Zustände koppeln hauptsächlich an ein Paar pseudoskalarer Mesonen und ihre  $\gamma\gamma$ -Breite sollte unterdrückt sein, was bislang mit den experimentellen Befunden übereinstimmt. Entsprechend zur VDM-Theorie erwartet man die wahrscheinlichste Ankopplung an zwei Photonen für diejenigen Multipletts, die eine dominante Kopplung an Paare von Vektormesonen haben. Der Zwei-Photon-Kanal sollte demnach ein geeignetes Feld sein, um nach solchen  $q^2\bar{q}^2$ -Zuständen zu suchen. Dieses ist von verschiedenen Autoren vorgeschlagen worden (ACH81, ACH82, ACH85, LI82, LI83), die auch detaillierte Berechnungen auf diesem Gebiet vorgelegt haben.

Allgemein vermutet man, daß ein 4 Quark-Zustand sehr bereit ist (einige Hundert MeV), weil er sehr leicht in ein Paar von  $q\bar{q}$ -Mesonen zerfallen kann (ohne Erzeugung von  $q\bar{q}$ -Paaren oder Austausch von Gluonen; "Zweig-übererlaubter" Zerfall), was die Messung eines solchen Zustandes in hadronischen Wechselwirkungen schwierig macht. Bei einer Resonanz mit niedrigem Q-Wert kann aber beispielsweise die Phasenraum-Unterdrückung zu einer solch geringen Breite führen, daß die Beobachtung des Teilchens möglich wird. Es ist auch deshalb vorteilhaft, nach  $q^2\bar{q}^2$ -Zuständen über ihre Zerfallsmoden in schwerere Mesonen wie  $\rho\rho$ ,  $\rho\omega$  usw. zu suchen. Als Beispiel wird ein an  $\rho^0\rho^0$  koppeln-der Zustand aus dem niedrigst gelegenen Nonett mit  $J^{PC}=0^{++}$  mit einer Masse von 1.45 GeV angeführt, für den eine relativ ge-

ringe Breite vorhergesagt wird, da er unterhalb der Schwelle für seinen supererlaubten Zerfall in  $\rho^0\rho^0$  liegt (KOL84). Beide oben genannten Autorengruppen weisen nun in ihren Artikeln darauf hin, daß die Produktion der beiden Iso-skalaren  $q^2\bar{q}^2$ -Mesonen  $C^0(9,2^+)$  und  $C^0(36,2^+)$  sowie des Iso-Tensors  $E(36,2^+)$  den Wirkungsquerschnitt  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  beschreiben (die erste Klammerangabe steht für das Multiplett, zu dem die Mesonen zu zählen sind, die zweite für Spin und Parität). Den beiden erstgenannten Zuständen wird der Isospin  $I=0$  zugeschrieben, dem letztgenannten  $I=2$ . Alle drei haben Massen um  $M=1.4$  GeV. Achasov et al. ziehen in ihren Rechnungen auch Beiträge des  $f(1270)$ -Mesons ( $< 15\%$ ) in Betracht (ACH84). Die sich aus einer Überlagerung der  $I=2$  und  $I=0$  Amplituden ergebende Interferenz ist im Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  konstruktiv und im Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$  destruktiv, die Amplituden werden folgendermaßen ausgedrückt:

$$\begin{aligned} A(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0) &= \frac{1}{3} A(0) + \frac{2}{3} A(2) \\ A(\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-) &= \frac{\sqrt{2}}{3} A(0) - \frac{\sqrt{2}}{3} A(2) \end{aligned} \tag{9.4}$$

womit beide Wirkungsquerschnitte gleichzeitig erklärt sind.

Die Identifikation dieser Resonanzen mit ihren vorhergesagten Kopplungen sowohl in Prozessen der Art  $\gamma\gamma \rightarrow VV'$  ( $V$ = Vektormeson) als auch in Zerfällen  $\Upsilon \rightarrow \gamma 4\pi$  wird ein entscheidender Test für die vorgeschlagene Hypothese sein (siehe z.B. auch BRO85).

In der Abbildung 9.9 ist der PLUTO-Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  (NO TAG) dargestellt im Vergleich mit den Resultaten entsprechend der Berechnungen von Achasov et al. Ebenfalls gezeigt ist die JADE-Obergrenze für die  $\rho^+\rho^-$ -Erzeugung.

Das 4-Quark-Modell beschreibt die experimentellen Daten gut.

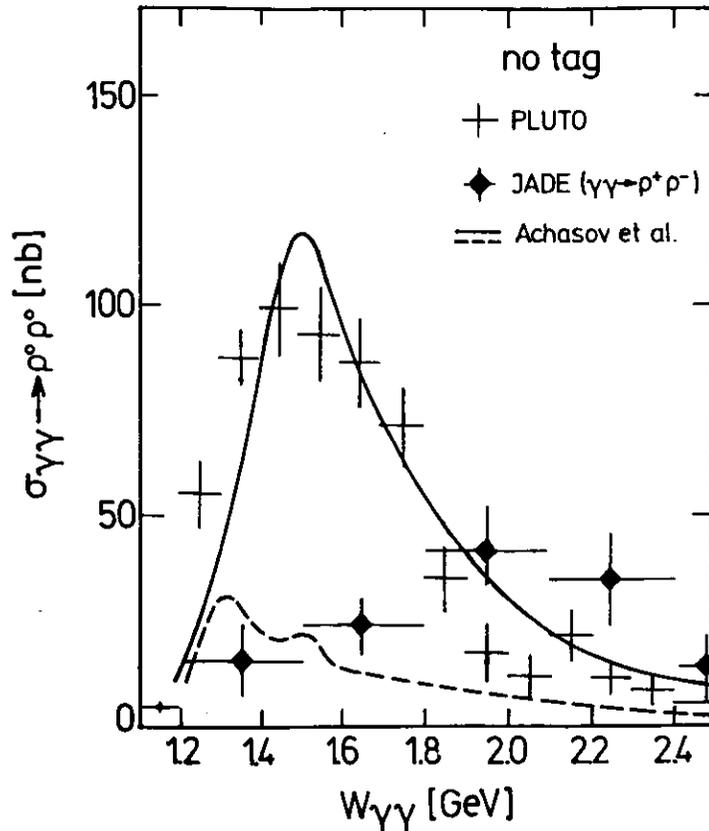


Abb. 9.9: Vergleich der NO TAG-Wirkungsquerschnitte für  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$  mit Rechnungen auf der Basis des 4-Quark-Modells von Achasov et al..

## X. Interpretation und Zusammenfassung

Im letzten Kapitel der Arbeit werden die bei der Untersuchung des Vier Pion-Endzustandes mit dem Detektor PLUTO erzielten Resultate noch einmal im Zusammenhang dargestellt.

Zuvor soll jedoch noch ein kurzer Zustandsbericht über den Stand der Untersuchung zur  $\rho^0\rho^0$ -Produktion durch zwei Photonen gegeben und eine Interpretation versucht werden.

### X.I Status der Untersuchung des Vier Pion-Endzustandes in Zwei Photon-Reaktionen

Nachdem einige Experimente den Vier Pion-Endzustand und dabei vor allem die  $\rho^0\rho^0$ -Produktion vermessen und viele Theoretiker Erklärungsmöglichkeiten für die zugrunde liegende Physik vorgeschlagen haben, sollen an dieser Stelle der Stand der Untersuchungen, so wie er sich dem Betrachter im Frühjahr 1987 bietet, und mögliche weitere Entwicklungen kurz erörtert werden. Die wichtigste Frage ist die nach den existierenden Erklärungen für den hohen Wirkungsquerschnitt im Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ . Gleichzeitig ist dabei jedoch zu beachten, daß einige Interpretationsversuche bereits durch bestimmte experimentelle Befunde ausgeschlossen zu sein scheinen.

Für das die  $\rho^0\rho^0$ -Produktion beschreibende Matrixelement  $|g'(W)|^2$  finden sowohl TASSO als auch die TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration eine Energieabhängigkeit proportional zu  $W^{-n}$ , mit  $n=11.4 \pm 0.6$  bzw.  $n=11.6 \pm 0.7$  (TAS82, BUI86). Anhand dieses Verhaltens wird die Vermutung geäußert, daß sogenannte "direkte Kanäle" für den hohen  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt verantwortlich sein könnten. Im in Frage kommenden Energiebereich liegen lediglich zwei bekannte Resonanzen mit den richtigen Quantenzahlen, die zu  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  beitragen können: das  $f(1270)$  und das  $E(1300)$  mit  $J^P=2^+$  bzw.  $0^+$ . Bei (POP86) findet man folgende Abschätzungen für die Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma_{\text{Peak}} (\gamma\gamma \rightarrow f \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) \simeq 15 \text{ nb}$$

$$\sigma_{\text{Peak}} (\gamma\gamma \rightarrow E(1300) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) \leq 5 \text{ nb}$$

die sehr klein sind im Vergleich zu den Maximalwerten der gemessenen  $\rho^0\rho^0$ -Produktion. Für den Fall, daß diese maßgeblich von dem Zerfall einer Resonanz "R" herrührt, würde man auch erwarten, daß die Spin-Paritäts-Analysen einen einheitlichen  $J^P$ -Wert für R über einen weiten W-Bereich finden. Auch die Breite dieser "Resonanz" von fast 600 MeV stellt eine solche Interpretation in Frage. Das stärkste Argument gegen eine einzelne Resonanz im Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  kommt durch die von der JADE-Kollaboration gemessenen Obergrenze für  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ , da somit die beim Zerfall einer Resonanz mit Isospin I (I=0,2) in Paare von neutralen und geladenen  $\rho$ 's erwarteten relativen Raten

I	$\rho^+\rho^-$	$\rho^0\rho^0$
0	2	1
2	1	2

experimentell nicht gefunden wurden.

Ebenso ausgeschlossen scheint damit das schon in Abschnitt IX.II diskutierte Quark-Modell von Biswal und Misra (siehe auch Tabelle 10.1). Wegen der experimentell bestätigten positiven Paritäten für den  $2\pi^+2\pi^-$ -Ednzustand scheiden auch die in dem erwähnten Kapitel vorgestellten gebundenen 2-Gluon-Zustände als Erklärung aus.

Das t-Kanal Faktorisationsmodell von Alexander et al. gibt die W- und auch die  $Q^2$ -Abhängigkeit des  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnittes zwar relativ gut wieder, seine Gültigkeit muß aber letztlich durch seine Möglichkeiten, auch andere Kanäle in der Vektormeson-Paarproduktion ( $\rho\phi, \phi\phi, \rho\omega, \omega\omega$ ) beschreiben zu können, erwiesen werden. Neuere Messungen von ARGUS (ARG86) über  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  ( $\sigma_{\text{Peak}} \simeq 12 \text{ nb}$ ), mit dem bislang vorläufigen Schluß, daß für Energien größer als 1.7 GeV das  $\omega\pi^+\pi^-$ -System

aus einer reinen  $\rho\omega$ -Komponente besteht, widersprechen den Resultaten des Faktorisationsmodells. Auch die Obergrenzen für  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$  (BER85) deuten an, daß der Wirkungsquerschnitt vom Faktorisierungsmodell etwas überschätzt wird.

Ein einfaches Modell, in dem die Wirkungsquerschnitte für Vektormeson-Paarproduktion als proportional zu den VDM-Kopplungskonstanten angenommen werden, ist noch nicht ausgeschlossen (KOL84), siehe auch Tabelle 10.1, Zeile 1). Ein solches Modell impliziert die Streuung von Vektormesonen ohne den Austausch von Quantenzahlen und sollte den totalen  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien beschreiben. Es ist nicht eindeutig klar, ob das Modell auch bei niedrigeren Energien anwendbar ist. Andererseits ist es im Rahmen der VDM-Theorie sehr natürlich, in der  $\gamma\gamma$ -Streuung einfach nur  $\rho^0\rho^0$ -Produktion zu beobachten, weil die Photonen direkt an die neutralen  $\rho^0$ 's ankoppeln und nicht direkt an die geladenen. In diesem Bild werden beide Photonen in  $\rho^0$ 's transformiert, die aneinander streuen und den  $\rho^0\rho^0$ -Endzustand ergeben.

Bezüglich des Kanals  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  gibt es eine weiter detailierte Rechnung (HAT84) auf der Grundlage des GVDM-Modells, in der Beiträge pseudoscalarer  $\pi^0, \eta$ - und  $\eta'$ -Austauschprozesse berücksichtigt werden. Das Ergebnis der Rechnungen stimmt recht gut mit dem gemessenen Wirkungsquerschnitt überein. Der allgemeine Verlauf der Amplitude ist korrekt, allerdings erscheint die W-Abhängigkeit in den Daten steiler als in der Rechnung.

Das Vorhandensein der  $\rho^0$ -Mesonen in den  $2\pi^+2\pi^-$ -Ereignissen muß auch nicht zu 100 % eine Folge direkter  $\rho^0\rho^0$ -Produktion sein (BUI86) - der  $\rho^0\rho^0$ -Kanal kann auch ebenso gebildet werden aus  $\rho^0\pi^+\pi^-$ -Ereignissen über Wechselwirkungen der Pionen im Endzustand (WAT52). Das Auftreten dieses Effektes wird vorzugsweise bei niedrigeren W-Werten erwartet und bietet eine mögliche Erklärung für den Ursprung des großen  $\rho^0\rho^0$ -Beitragtes in der Nähe der Schwelle.

Das 4-Quark-Modell interpretiert auf ziemlich natürliche Weise die  $\rho^+\rho^-$ -Unterdrückung relativ zur  $\rho^0\rho^0$ -Produktion durch einen

Interferenzeffekt zwischen Iso-Skalar- und Iso-Tensor-Zuständen. Es steht auch nicht im Widerspruch mit den Obergrenzen für die  $\rho^0\omega$ - und  $\omega\omega$ -Wirkungsquerschnitte, obwohl die oben erwähnte neuere  $\rho^0\omega$ -Messung von ARGUS die relativ hohe Vorhersage von Achasov et al. (Tab. 10.1) nicht gerade stützt. Bevor man eine solche "exotische" Resonanzinterpretation akzeptiert, würde man jedoch gerne die vorgeschlagenen Zustände auch in anderen Reaktionen beobachten können.  $\rho^0\rho^0$ -Zustände von ähnlicher Masse wurden in der Tat auch in  $J/\psi$ -Strahlungszерfällen mit ungefähr gleicher Stärke in  $\rho^+\rho^-$  und  $\rho^0\rho^0$  entdeckt (WAG86). Die am ehesten wahrscheinliche Spin-Paritäts-Zuordnung ist hier allerdings  $J^P=0^-$ , so daß sie vermutlich nichts mit dem in  $\gamma\gamma$ -Reaktionen beobachteten hohen  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt zu tun haben. In Anbetracht der weitreichenden Konsequenzen von 4-Quark-Modellen ist es auch sicherlich trotz ihrer fast idealen Interpretationsmöglichkeiten angebracht, ebenso anderen Lösungsmöglichkeiten nachzugehen.

Welches der vorgeschlagenen Modelle richtig ist (falls es eines ist), kann wohl am besten durch Messungen anderer Vektormeson-Paarproduktions-Mechanismen entschieden werden. Die vorgeschlagenen Modelle unterscheiden sich in ihren Vorhersagen deutlich in den Prozessen  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \phi\phi$  (Tabelle 10.1). Die Beobachtung dieser Reaktionen wird vielleicht eine Abtrennung zwischen den unterschiedlichen Modellen möglich machen. Momentan stehen lediglich Obergrenzen für die eben angeführten Kanäle zur Verfügung (AIH86, BUI86, BER85, JAD83, ARG86), die nicht sensitiv genug sind, um zwischen den einzelnen Modellen unterscheiden zu können.

In der Tabelle 10.1 erkennt man, daß 4-Quark-Modelle (zumindest in der Version von Li und Liu) die Paarproduktion von Vektormesonen außer  $\rho^0\rho^0$  unterdrücken, weshalb sie die vorhandenen Daten recht gut beschreiben können. Man sollte auch erwähnen, daß der t-Kanal Faktorisationsansatz viel weniger neue Physik erfordert und ebenfalls die Daten ganz vernünftig wiederzugeben scheint (vielleicht mit der Ausnahme  $\rho^0\omega$ , ARG86).

Modell	$\rho^0\rho^0$	$\rho^+\rho^-$	$\omega\omega$	$\rho^0\omega$	$\phi\phi$	$\rho^0\phi$
VDM ( $\gamma V$ -Kopplung)	1	0	1/81	1/9	4/81	2/9
t-Kanal-Faktorisierung (ALE86)	1	-	klein	klein	< 0.01	< 0.01
Quark-Modell (siehe KOL84)	1	2	1	36/25		
Quark-Modell (BIS 82)	1	32/25	-	-	4/25	-
Resonanz (I=0)	1	2	-	0	-	0
$q\bar{q}q\bar{q}$ (ACH82)	1	$\sim 0$	$\sim 0.03$	$\sim 0.6$	$\sim 0.05$	$\sim 0.6$
$q\bar{q}q\bar{q}$ (LI82)	1	$\sim 0$	$\sim 0.06$	$\sim 0.03$	$\sim 0.01$	$\sim 0.1$

**Tabelle 10.1:** Modellvorhersagen für die relative Stärke der Zwei Photon-Produktion von Vektormeson-Paaren: Aufgeführt sind die Verhältnisse der Vektormeson-Paarproduktion zur  $\rho^0\rho^0$ -Produktion für die Maxima der vorhergesagten Wirkungsquerschnitte (aus KOL84 und WAG86)

Es bleibt jedenfalls festzustellen, daß eine gesicherte Interpretation des hohen  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnittes (und anderer Paarerzeugung von Vektormesonen) von theoretischer Seite bislang völlig fehlt - d.h. dieses Feld ist nicht wirklich verstanden - und dieses Teilgebiet der Zwei Photon-Physik demnach nicht nur immer noch viel nachzuholende experimentelle Forschung beinhaltet, sondern ebenso ein weites Betätigungsfeld für Theoretiker bietet mit der sicherlich sehr schwierigen Aufgabe, zutreffende Modellrechnungen für die Wirkungsquerschnitte durchzuführen.

Zusammenfassend kann man sagen (entsprechend den in (POP86) enthaltenen Gedanken), daß die konventionellen Versuche, den  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt zu verstehen, nicht inkonsistent sind mit den Daten. Bei den den verfügbaren Rechnungen inne-

wohnenden Unsicherheiten und dem großen systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitt-Messungen bleibt aber zum Verständnis des recht hohen Wirkungsquerschnittes immer noch Raum für Erklärungen eher exotischer Art. Allerdings: die vorhandenen Daten erfordern keinesfalls zwingend andere als bereits bekannte Reaktionsmechanismen! Es ist also durchaus möglich, daß sich in den niederenergetischen Zwei Photon-Prozessen einfach nur einmal mehr die Schwierigkeiten und Komplikationen "gewöhnlicher" Hadronphysik zeigen.

## X.II Zusammenfassung der PLUTO-Ergebnisse

Die Vielzahl der in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten experimentellen Ergebnisse kann folgendermaßen zusammengefaßt werden:

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, daß hadronische Endzustände aus Photon Photon-Reaktionen mit und ohne "TAG" sauber und weitestgehend untergrundfrei mit dem PLUTO-Detektor vermessen und von Ein Photon-Vernichtungsprozessen getrennt werden können. Speziell wurde der aus  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen resultierende Endzustand aus vier geladenen Pionen sowohl im NO TAG- als auch im SINGLE TAG-Mode in dem kinematischen Bereich  $1.0 \text{ GeV} \leq W \leq 3.2 \text{ GeV}$  und  $0.1 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$  untersucht.

Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von  $2\pi^+2\pi^-$  erreichen Werte von über 130 nb (40 nb im ST-Fall), die der  $\rho^0\rho^0$ -Produktion liegen mit gut 100 nb (30 nb) im Maximum ebenfalls noch sehr hoch. Eine bemerkenswerte Eigenschaft der  $\rho^0\rho^0$ -Wirkungsquerschnitte ist ihr steiler Anstieg ab ca.  $W=1.1 \text{ GeV}$ , also deutlich unterhalb der nominellen  $\rho^0\rho^0$ -Schwelle, bis zu ihrem Maximum bei ca. 1.5 GeV und der daran anschließende schnelle Abfall zu höheren W-Werten hin. Ein solches Energieverhalten erinnert eigentlich an Resonanzformation.

Die  $2\pi^+2\pi^-$ -Ereignisse setzen sich zusammen aus  $\rho^0\rho^0$ -,  $\rho^0\pi^+\pi^-$ - und nicht-resonanten  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ -Endzuständen, mit einer sehr starken  $\rho^0\rho^0$ -Komponente (ca. 70 % für  $1.2 \text{ GeV} \leq W \leq 1.8 \text{ GeV}$ ) auch schon unterhalb der  $\rho^0\rho^0$ -Schwelle, die sich zu höheren Energien hin deutlich verringert.

Die  $\rho^0\rho^0$ -Produktion wird dominiert von einer  $J^P=2^+$  Spin-Paritäts-Amplitude, mit Beiträgen von  $J^P=0^+$  bei niedrigeren  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktenergien. Zustände mit negativer Parität können offenbar ausgeschlossen werden. Die  $\rho^0\rho^0$ -Ereignisse (insbesondere ihre beobachteten Winkelverteilungen) können aber

insgesamt besser durch das Modell mit isotroper Produktion beschrieben werden.

Der Vier Pion-Endzustand wurde ebenso in SINGLE TAG-Ereignissen nachgewiesen und studiert. Trotz geringerer Daten-Statistik konnte der Endzustand in die  $\rho^0\rho^0$ -,  $\rho^0\pi^+\pi^-$ - und  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ -Anteile separiert werden. Im Mittel weisen die Tag-Ereignisse den etwa gleichen Prozentsatz an  $\rho^0\rho^0$ -Produktion auf. In Abhängigkeit vom Impulsübertragsquadrat scheint der  $\rho^0\rho^0$ -Beitrag jedoch bei größeren  $Q^2$ -Werten stark abzunehmen.

Die  $Q^2$ -Abhängigkeit des  $2\pi^+2\pi^-$ -Wirkungsquerschnittes kann gut durch einen  $\rho^0$ -Pol-Formfaktor wiedergegeben werden, vielleicht mit Ausnahme der hohen Impulsüberträge, wo die Daten ein etwas flacheres Verhalten zeigen. Die reine  $\rho^0\rho^0$ -Produktion hingegen verläuft um  $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$  steiler als die einfache VDM-Vorhersage und auch als die des t-Kanal-Faktorisationsmodells, das ansonsten für den gemessenen Mittelwert der Schwerpunktsenergie mit dem  $\rho^0$ -Formfaktor in weiten Bereichen übereinstimmt.

Abbildungsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1.1a	Feynman-Graph für den $2\gamma$ -Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$ 3
1.1b	Feynman-Diagramm für die Ein Photon-Vernichtungsreaktion $e^+e^- \rightarrow X$ 3
2.1	Die NO TAG-Wirkungsquerschnitte für $\rho^0\rho^0$ -Paarproduktion in Zwei Photon-Reaktionen von TASSO und CELLO, zusammen mit der JADE-Obergrenze für die $\rho^+\rho^-$ -Erzeugung 7
3.1	Kinematik der Photon Photon-Reaktion 12
3.2	Photon Photon-Luminosität als Funktion von W. A = NO TAG; B = SINGLE TAG 24
3.3	Strahlungskorrekturen zu Photon Photon-Reaktionen 26
3.4	Grundlegende VDM-Annahme für den Prozeß $\gamma + A \rightarrow B$ 27
3.5a	Interpretation hadronischer Photon Photon-Wechselwirkungen im VDM 29
3.5b	Der Graph für diffraktive Streuung (Pomeron-Austausch) 29
3.5c	Das Quark-Box-Diagramm 29
3.6	$Q^2$ -Abhängigkeit des $\rho$ - und GVDM-Formfaktors 31
4.1	Beschleuniger- und Speicherringanlagen beim DESY 34
4.2	Der PLUTO-Detektor 38
4.3	Das PLUTO-Koordinatensystem 39

	<u>Seite</u>		<u>Seite</u>		
4.4	Schnittbild des PLUTO-Zentraldetektors	40	5.1	$W_{vis}$ des Annihilationsuntergrundes (MC als Histogramm) zusammen mit dem $W_{vis}$ der Daten (als Kreise)	73
4.5	Drahtkammer des Innendetektors	42	5.2.	Schematische Darstellung einer Spur im Innendetektor	
4.6	Querschnitt durch ein Barrel-Segment	44	(a)	in der $r-\varphi (=x-y)$ -Ebene	
4.7	Ansicht eines Segmentes des Endcap-Schauerzählers	45	(b)	in der $s-z$ -Ebene	75
4.8	Das PLUTO-Vorwärtsspektrometer	47	5.3	$\sum \vec{P}_x$ gegen $\sum \vec{P}_y$ für neutrale Vier Spur-Ereignisse (SINGLE TAG)	82
4.9	Der Septummagnet	48	5.4	$ \sum \vec{P}_t ^2$ für neutrale Vier Spur-Ereignisse	
4.10	SAT und Proportionalkammern	52	(a)	NO TAG	
4.11	Frontalansicht des LAT Schauerzählers		(b)	SINGLE TAG	83
	Der von den LAT-Kammern abgedeckte Bereich ist schraffiert. Eingezeichnet ist außerdem der vom Septummagneten abgeschattete Bereich (gestrichelte Linie) sowie die Projektion des Akzeptanzkegels des Impulsspektrometers	53	5.5	Vierspurereignis aus der ST-Datenselektion	85
4.12	Blockschaltbild der Triggerlogik	60	5.6	Vertex-Verteilung der NO TAG-Ereignisse entlang der Strahlachse	86
4.13	Ansprechwahrscheinlichkeit der (a) LAT- und (b) SAT-HI Schauerenergie-Trigger als eine Funktion der gemessenen Energie	63	5.7	Hadron-Produktion über den inelastischen Compton-Prozeß	90
4.14	Ansprechwahrscheinlichkeit des Innendetektor-Spurtriggers als eine Funktion von		5.8	NT-Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \pi^+ \pi^-$ (aus RON86)	93
	(a) $P_t$ , für Teilchen mit $ \cos\vartheta  \leq 0,8$		5.9	Korrelation von Schauerenergie und Spurimpuls für NT-Ereignisse	95
	(b) $\cos\vartheta$ , für Teilchen mit $P_t \geq 150$ MeV	64	5.10	Ein Ergebnis der Flugzeitmessung für Vorwärts-Spuren: der Zusammenhang zwischen Teilchengeschwindigkeit $\beta$ und Spurimpuls $P$	
4.15	PLUTO-Standard-Datenreduktion für Zwei Photon-Ereignisse	68/69	(a)	NT-Daten	
			(b)	ST-Daten	97
			5.11	Verteilung der invarianten Massen für vier Pionen	
			(a)	NT-Daten	99
			(b)	ST-Daten	
			(c)	Verteilung des Impulsübertragsquadrats $Q^2$	100

	<u>Seite</u>
6.1	115
6.2a	122
6.2.b	122
6.3a	124
6.3b	124
6.4a-d	126
6.5a, b	130
6.6a, b	132
6.7a, b	133
7.1a	136

	<u>Seite</u>
7.1b	136
7.2	137
7.3	138
7.4	140
7.5	147
7.6	149
7.7a, b	153
7.8a, b	155
7.9	158

	<u>Seite</u>
7.10	Definition der Winkel-Variablen $\psi_\rho$ , $\psi_\pi$ und $\psi_\pi$ 160
7.11	Vergleich der gemessenen und aus der Überlagerung der drei Phasenraum-Modelle rekonstruierten Winkelverteilungen für die NO TAG-Daten 162
8.1	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ , abgeleitet aus (a) dem 3 Parameter-Fit (Kap. VII.II) unter Verwendung der Modelle mit isotroper Produktion und Zerfall (b) dem 7 Parameter-Fit unter Verwendung der Phasenraum-Akzeptanz (c) dem 7 Parameter-Fit unter Verwendung der Akzeptanzen der entsprechenden $J^P$ -Modelle 172
8.2	Vergleich der Winkelverteilungen für fünf verschiedene $J^P$ -Amplituden mit denen der NT-Daten 174
8.3	Winkelverteilungen der NO TAG-Daten im Intervall $1.4 \leq W \leq 1.6$ GeV zusammen mit der Rekonstruktion dieser Variablen als Resultat des 7 Parameter-Fits 175
8.4	Vergleich des NO TAG-Wirkungsquerschnittes $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ , akzeptanzkorrigiert nach den Ergebnissen eines 7 Parameter-Fits (PLUTO) bzw. eines 6 Parameter-Fits (TASSO) 178
8.5	Der Wirkungsquerschnitt für $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ (NT), berechnet unter der Annahme eines reinen $J^P=2^+(2,0)$ - $J^P$ -Zustandes 178
9.1	Vergleich der NO TAG-Wirkungsquerschnitte für den Kanal $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ 186
9.2	Vergleich der NO TAG-Wirkungsquerschnitte für den Kanal $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ 186

	<u>Seite</u>
9.3	Vergleich der SINGLE-TAG-Wirkungsquerschnitte für $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ in ihrer Abhängigkeit von W 188
9.4	Vergleich der $Q^2$ -Wirkungsquerschnitte (ST) für $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ . Die durchgezogene Linie repräsentiert den $\rho$ -Pol Formfaktor, normiert auf $Q^2=0$ 188
9.5	Der PLUTO-Wirkungsquerschnitt $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ als Funktion von $Q^2$ für zwei verschiedene W-Intervalle. Zum Vergleich ist der VDM- und GVDM-Formfaktor eingezeichnet 190
9.6	Akzeptanzkorrigierte $\rho^0$ -Zerfallswinkelverteilung $\cos \psi_\pi$ für $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ (definiert durch $\rho^0$ -Band Schnitte) in zwei Bereichen des $\rho^0$ -Produktionswinkels $\psi_\rho$ , gemessen von CELLO 192
9.7	Der PLUTO NO TAG-Wirkungsquerschnitt für $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ , zusammen mit dem Ergebnis des Modells von Alexander et al. (siehe Text) 195
9.8	$Q^2$ -Abhängigkeit des PLUTO-Wirkungsquerschnittes $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ . Die beiden eingezeichneten Kurven sind die Vorhersagen des VDM- und GVDM-Modells (normiert auf den Wert für $Q^2=0$ ). Das schraffierte Band ist das Ergebnis des Faktorisationsansatzes 196
9.9	Vergleich der NO TAG-Wirkungsquerschnitte für $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ und $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ mit Rechnungen auf der Basis des 4-Quark-Modells von Achasov et al.. 200

Tabellenverzeichnis

	<u>Seite</u>
4.1	36
4.2	41
4.3	43
4.4	50
4.5	54
5.1	89
5.2	91
6.1	119
6.2	128
6.3	128
7.1a	145
7.1b	145

7.2a, b	Anteile der Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ , $\rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ und $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ , abgeleitet von den 3 Parameter-Fits an die ST-Daten, und für $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ , $\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ von einem 2 Parameter-Fit innerhalb des eingeschränkten Bereiches $1 \leq W \leq 1.9$ GeV	148
7.2c	Abhängigkeit der drei Beiträge $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ , $\rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ und $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ vom Impulsübertragsquadrat $Q^2$ aus dem 3 Parameter-Fit an die ST-Daten	150
7.3	Totale Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ und $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ , bestimmt nach den Ergebnissen des 3 Parameter-Fits (2 Parameter-Fits in dem Intervall $1.2 \leq W \leq 1.8$ GeV) an die NT-Daten	151
7.4	Totale Wirkungsquerschnitte für $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ und $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ (b), hergeleitet aus dem 3 Parameter-Fit (2 Parameter-Fit für Schwerpunktsenergien $1 \text{ GeV} \leq W \leq 1.9 \text{ GeV}$ ) an die ST-Daten	154
7.5	$Q^2$ -Abhängigkeit der ST-Produktion von $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (total) und $\rho^0\rho^0$ , abgeleitet aus einem 3 Parameter-Fit	156
8.1	Mögliche $J^P$ -Zustände eines Systems aus zwei Photonen	164
8.2	Die Anteile der fünf Spin-Paritäts-Amplituden am Prozeß $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$	170
8.3	Die aus der Spin-Paritäts-Analyse resultierenden Einzelwirkungsquerschnitte für $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ ( $J^P$ ) und ihr Summenwert. Mit angegeben ist der über die Phasenraum-Akzeptanz aus der Summe der $J^P$ -Beiträge berechnete Wirkungsquerschnitt und zum Vergleich das Ergebnis des 3 Parameter-Fits für den Prozeß $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$	171

	<u>Seite</u>
8.4 Vergleich der $\rho^0\rho^0$ -Anteile in $\pi$ aus 3- bzw. 4-Parameter-Fits mit verschiedenen Produktionsmechanismen	181
10.1 Modellvorhersagen für die relative Stärke der Zwei-Photon-Produktion von Vektormeson-Paaren	205

	<u>Literaturverzeichnis</u>
ACH78	O. Achterberg, Diplomarbeit, Hamburg 1978, DESY Interner Bericht F 1478/4
ACH81	N.N. Achasov et al., Phys. Lett. 108 B (1981) 134
ACH82	N.N. Achasov et al., Zeit. Phys. C16 (1982) 55
ACH84	N.N. Achasov et al., PISMA JETF Vol. 40, No. 8, 365 - 367, übersetzt von Schulz-Dahlen, DESY L - Trans - 296
ACH85	N.N. Achasov, S.A. Devyanin, G.N. Shestakov, Zeit. Phys. C 27 (1985) 99
AIH86	TPC/ $2\gamma$ -Kollaboration, H. Aihara et al., contributed paper to the 23 <sup>rd</sup> Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley 16-23 July (1986)
ALE82	G. Alexander, U. Maor and P.G. Williams, Phys. Rev. D26 (1982) 1198
ALE86	G. Alexander, A. Levy and U. Maor, Zeit. Phys. C30 (1986) 65
ALI80	A. Ali et al., Phys. Lett. 93 B (1980) 155
ARG86	ARGUS - Kollaboration A. Nilsson, VII. Int. Workshop on Photon Photon Collisions, Paris, France, April 1-5 (1986)
BAC82	A. Bäcker, Interner PLUTO-Bericht 1982, unveröffentlicht

BAC83 A. Bäcker, "MCTR81", Triggersimulations-Programmbeschreibung, interne PLUTO-Note, 1983 und: "Analysis of trigger failure in the sequential logic", interne PLUTO-Note, 1983

BEL84 G. Bella, private Mitteilungen

BER58 A. Bernstein. Phys. Rew. 110 (1058) 805

BER80 F.A. Berends und R. Kleiss, DESY-Report 80-66 (1980)

BER81 F.A. Berends und R. Kleiss, Nucl. Phys. B 177 (1981) 237; B 178 (1981) 141

BER84 PLUTO Kollaboration Ch. Berger et al., Zeitschrift für Physik C26 (1984) 199

BER85 PLUTO-Kollaboration Ch. Berger et al., Zeit. Phys. C29 (1985) 183

BER86 PLUTO-Kollaboration Ch. Berger et al., Physics Letter 167B (1986) 120

BER87 PLUTO-Kollaboration Ch. Berger et al., Zeit. Phys. C33 (1987) 351

BET34 H.A. Bethe, W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A 146 (1934) 83

BLO82 Die Programme zur Bestimmung des wahren Wechselwirkungspunktes, für Vertexfit, z-Fit und Schauererkennung im Innendetektor stammen von V. Blobel

BLO83 V. Blobel, Programmbeschreibung "Conless", unveröffentlicht

BON73 G. Bonneau et al., Nucl. Phys. B54 (1973) 573

BRE34 G. Breit, J.A. Wheeler, Phys. Rev. 46 (1934) 1087

BRO74 S.J. Brodsky, Journal de Physique Suppl. C2 (1974) C2-69

BRO81 S. Brodsky und P. Lepage, Phys. Rev. D24 (1981) 1808

BRO85 Stanley J. Brodsky, SLAC-Pub-3547, 1985

BUD71 V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, Sov. Journ. of Nucl. Phys. 12 (1971) 198

BUD75 V.M. Budnev et al., Phys. Reports 15C (1975) 181

BUI86 A. Buijs, Dissertation, Universität Utrecht (1986)

BUR81 D.L. Burke et al., Phys. Lett. 103 B (1981) 153

BUR82 D. Burkart, Diplomarbeit, Hamburg 1982, DESY Interner Bericht PLUTO-82/01

CAL60 F. Calogero und C. Zemach, Phys. Rew. 120 (1960) 1860

CAR76 A.S. Carroll et al., Phys. Rew. (14 No. 2, (1976) 635

CAR83 Untersuchungen hierzu wurden von S. Cartwright durchgeführt (persönliche Mitteilungen, 1983)

CAR84 S.L. Cartwright, Dissertation, Glasgow 1983, DESY Interner Bericht PLUTO84/01

CEL81 CELLO-Kollaboration, contributed paper to the "Inter. Conf. on High Energy Physics", Lissabon, Portugal Juli 1981

CEL84 CELLO-Kollaboration H.J. Behrend et al., Zeit. Phys. C21 (1984) 205

CRI82 L. Criegee und G. Knies, Phys. Rep. 83(1982) 153

DEL33 M. Delbrück, Zeits. für Phys. 84 (1933) 144

DER75 K. Derikum, Diplomarbeit Hamburg 1975, DESY Interner Bericht F33 - 75/2

DEU81 A. Deuter, Diplomarbeit, Aachen 1981, DESY Interner Bericht PLUTO-81/06

DEU84 A. Deuter, Dissertation, RWTH Aachen, PITHA-84/17

DIE83 K. Diehlmann, Diplomarbeit, Hamburg 1983, DESY Interner Bericht PLUTO-83/05

ERN85 F.C. Ern , paper submitted to the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Bari (1985)

FEI84 M. Feindt, Diplomarbeit, Hamburg 1984, DESY Interner Bericht PLUTO 84-03

FEY78 R.P. Feynmann und R.D. Field, Nucl. Phys. B 136 (1978) 1

FIE80 J.H. Field, Nucl. Phys. B 168 (1980) 477

FRA82 G. Franke, PLUTOPAT und Filter, Programmbeschreibung (unveröffentlicht)

GIN82 I.F. Ginzburg und V.G. Serbo, Phys. Lett. 109B (1982) 231

GOL81 H. Goldberg and T. Weiler, Phys. Lett. 102 B (1981) 63

GRI62 V.N. Gribov und I.Y. Pomeranchuk, Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 8

HAT84 M. Hatzis, J. Paschalis, Lett. Nuovo Cim. 40 (1984) 362

HEI81 C. Hein, Diplomarbeit, Hamburg 1981, DESY Interner Bericht F 32-81/03

HOR69 G. Horlitz, DESY Interner Bericht B1-69/2

HUG30 A.L. Hughes, G.E.M. Jauncey, Phys. Rev. 36 (1930) 773

JAC64 J.D. Jackson, Nuovo Cimento 34, (1964) 1644

JAFF77 R.F. Jaffe, Phys. Rev. D15 (1977) 267 und Phys. Rev. D15 (1977) 281

JAM80 F. James, "Monte Carlo Theory and Practice", Rept. Prog. Phys. 43 (1980) 1145

JEN77 H. Jensing, Diplomarbeit, Hamburg 1977 (unveröffentlicht)

JOF84 B.L. Joffe, VA. Khoze u. L.N. Lipatov, "Hard processes Vol. 1: Phenomenology. Quark Parton Model", Amsterdam North-Holland (1984)

KAP79 H. Kapitza, Diplomarbeit, Hamburg 1979, DESY Interner Bericht F14-79/01

KAP85 H. Kapitza, Dissertation, Hamburg 1985, DESY Interner Bericht PLUTO-85/05

KAW86 S. Kawabata, Comp. Phys. Communications 41 (1986) 127

KEL84 R.G. Kellog et al., DESY Interner Bericht PLUTO-84/04

KEO80 R.D. McKeown et al., Phys. Rev. Lett. 44 No. 16, (1980) 1033

KOL83 H. Kolanoski, Proceedings of the 5<sup>th</sup> Intern. Colloquium on  $\gamma\gamma$ -Interactions, Aachen, ed. Ch. Berger, Lecture Notes in Physics Vol. 191, Springer Verlag (1983)

KOL84 H. Kolanoski, Springer Tracts in Mod. Phys. 105 (1984)

KOP80 B. Koppitz, Dissertation, Hamburg, DESY Interner Bericht PLUTO-80/05

KRA83: K. Kraski, Programmbeschreibung "ELID", unveröffentlicht

KRA87 T. Kracht, Dissertation, Universität Hamburg (1987)

KRU82 M. Krüger, Diplomarbeit, Hamburg 1982, DESY Interner Bericht PLUTO-82/03

LAU82 K.H. Lau, Dissertation, Maryland 1981, DESY Interner Bericht PLUTO-82/01

LAY81 J. Layssac and F.M. Renard, Montpellier PM /81/5 (1981)

LEV86 Die Rechnung für  $W=1.89$  GeV wurde von A. Levy zur Verfügung gestellt (1986)

LEW81 B. Lewendel, Diplomarbeit, Hamburg 1981, DESY Interner Bericht PLUTO-81/05

LEW84 B. Lewendel, Dissertation, Hamburg 1984, DESY Interner Bericht PLUTO-84/05

LI82 Bing An Li and K. F. Liu, Phys. Lett. 118B (1982) 435

LI83 B.A. Li and K.F. Liu, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1510

LOW60 F.E. Low, Phys. Rev. 120 (1960) 582

MIC80 U. Michelsen, Diplomarbeit, Hamburg 1980, DESY Interner Bericht PLUTO-80/07

MIC85 U. Michelsen, Dissertation, Hamburg 1985, DESY Interner Bericht PLUTO-85/08

NAV79 I. Navon et al., Phys. Rev. Lett. 42 No. 22, (1979) 1465

OAC81 O. Achterberg, Diplomarbeit, Hamburg 1979, DESY Interner Bericht F 14-79/01

OLS83 J.E. Olsson, Proc. of the 5th Int. Colloquium on  $\gamma\gamma$ -Interactions, Aachen, p. 45; ed. Ch. Berger, Lecture Notes in Physics Vol. 191, Springer Verlag (1983)

PAP80 K.-H. Pape, Diplomarbeit, Hamburg 1980, DESY Interner Bericht PLUTO-80/02

PDG86 Particle Data Group, Phys. Lett. 170 B (1986)

PET74 PETRA, A Proposal for Extending the Storage Ring Facilities at DESY to Higher Energies, DESY, Hamburg, November 1974

PET76 PETRA, Updated Version of the PETRA Proposal, DESY, Hamburg, Februar 1976

PLU79 PLUTO Proposal, DESY Interner Bericht 79-01 (PRC 79/06) (1979) und Appendix (Februar 1980)

PLU81 Die Mitglieder und Institute der PLUTO-Kollaboration sind am Schluß des Literaturverzeichnisses aufgeführt

PLU84 PLUTO-Kollaboration Ch. Berger et al.,  
Phys. Lett. 142 (1984) 119  
Zeit. Phys. C26 (1984) 191  
Zeit. Phys. C26 (1984) 353  
Phys. Lett. 149B (1984) 421

POP85 M. Poppe, persönliche Mitteilungen (1985)

POP86 M. Poppe, Habilitationsschrift, Hamburg 1986, DESY 86-014

RON86 M.T. Ronan, LBL-Report 21817, Berkeley 1986

ROS71 J. Rosner, BNL-Preprint CRISP 71-26 (1971)

SAK60 J.J. Sakurai, Ann. Phys. 11 (1960) 1

SAK72 J.J. Sakurai und D. Schildknecht, Phys. Lett. 40B (1972) 121

SEL62 F. Sellerie, Phys. Lett. 3 (1962) 76

TAS80 TASSO-Kollaboration R. Brandelik et al., Phys. Lett. 97B (1980) 448

TAS82 TASSO Kollaboration M. Althoff et al., Zeit. Phys. C16 (1982) 13

TAS84 TASSO Kollaboration M. Althoff et al., Phys. Lett. 142 (1984) 135

TAS86 TASSO Kollaboration M. Althoff et al., Z. Physik C32 (1986) 11

TPC84 TPC/2 $\gamma$ - Kollaboration, XII. Int. Conf. on High Energy Physics, contributed paper, Leipzig 1984

TPC85 TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration H. Aihara et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 2564

TYL85 A.J. Tylka, Dissertation, Maryland 1984, DESY Interner Bericht PLUTO-85/04

VER80 J.A.M. Vermaseren, Proceedings of the International Workshops on  $\gamma\gamma$  collisions, Amiens 1980 (Springer-Verlag Lecture Notes in Physics 134)

VOS80 G.A. Voss, Phys. Be. 36(1980) 267

WAG83 W. Wagner, RWTH Aachen 1983, PITHA 83/03

WAG86 W. Wagner and Ch. Berger, RWTH Aachen 1986, PITHA 86/09

WAL73 T.F. Walsh und P. Zerwas, Phys. Lett. 44B (1973) 195

WAT52 K.M. Watson, Phys. Rev. 88 (1952) 1163

WER82 N. Wermes, Dissertation, Bonn 1982, Bonn - IR - 82 - 27

WOL82 M. Wollstadt, Dissertation, Bonn 1982, Bonn - IR - 82 - 11

WKO84 W. KO, XXII. Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig, Vol. 1, p. 335 (1984)

YAN50 C.N. Yang, Phys. Rev. 77 (1950) 242

## PLUTO Collaboration

Ch. Berger, H. Genzel, W. Lackas, J. Pielorz<sup>1</sup>, F. Raupach, W. Wagner<sup>2</sup>  
I. Phys. Institut der RWTH Aachen<sup>3</sup>, D-5100 Aachen, Fed. Rep. Germany

A. Klovning, E. Lillestøl  
University of Bergen<sup>4</sup>, N-5014 Bergen, Norway

J. Bürger, L. Criegee, A. Deuter, F. Ferrarotto<sup>5</sup>, G. Franke, M. Gaspero<sup>5</sup>,  
Ch. Gerke, G. Knies, B. Lewendel<sup>6</sup>, J. Meyer, U. Michelsen, K.H. Pape,  
B. Stella<sup>5</sup>, U. Timm, G.G. Winter, M. Zachara<sup>7</sup>, W. Zimmermann  
Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY),  
D-2000 Hamburg, Fed. Rep. Germany

P.J. Bussey, S.L. Cartwright<sup>8</sup>, J.B. Dainton<sup>9</sup>, D. Hendry, B.T. King<sup>9</sup>,  
C. Raine, J.M. Scarr, I.O. Skillicorn, K.M. Smith, J.C. Thomson  
University of Glasgow<sup>10</sup>, Glasgow G12 8QQ, UK.

O. Achterberg, V. Blobel, D. Burkart, K. Diehlmann, M. Feindt, H. Kapitzka<sup>11</sup>,  
B. Koppitz, M. Krüger<sup>12</sup>, M. Poppe<sup>13</sup>, H. Spitzer, R. van Staa  
II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg<sup>3</sup>,  
D-2000 Hamburg, Fed. Rep. Germany

C.Y. Chang, R.G. Glasser, R.G. Kellogg, S.J. Maxfield<sup>14</sup>, R.O. Polvado,  
B. Sechi-Zorn<sup>1</sup>, J.A. Skard, A. Skuja, A.J. Tylka<sup>15</sup>, G.E. Welch, G.T. Zorn  
University of Maryland<sup>16</sup>, College Park, MD 20742, USA.

F. Almeida<sup>17</sup>, A. Bäcker, F. Barreiro<sup>18</sup>, S. Brandt, K. Derikum<sup>19</sup>, C. Grupen,  
H.J. Meyer, H. Müller, B. Neumann, M. Rost, K. Stupperich, G. Zech  
Universität-Gesamthochschule Siegen<sup>3</sup>, D-5900 Siegen, Fed. Rep. Germany

G. Alexander, G. Bella, Y. Gnat, J. Grunhaus  
Tel-Aviv University<sup>20</sup>, Ramat Aviv, Tel-Aviv 699 78 Israel

H. Junge, K. Kraski, C. Maxeiner, H. Maxeiner, H. Meyer, D. Schmidt  
Universität-Gesamthochschule Wuppertal<sup>3</sup>,  
D-5600 Wuppertal, Fed. Rep. Germany

3. Juni 1987

1. Deceased.
2. Present address: University of California at Davis, Davis, CA 95616, USA.
3. Supported by the BMFT, Fed. Rep. Germany.
4. Partially supported by the Norwegian Council for Science and the Humanities.
5. Rome University, partially supported by I.N.F.N., Sezione di Roma, I-00135 Rome, Italy.
6. Present address: I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, D-2000 Hamburg, Fed. Rep. Germany.
7. Institute of Nuclear Physics, PL-30 059 Cracow, Poland.
8. Present address: SLAC, Stanford, USA.
9. Present address: University of Liverpool, Liverpool, L69 3BX, UK.
10. Supported by the UK. Science and Engineering Research Council.
11. Present address: Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada K1S 5B6.
12. Present address: Universität Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe, Fed. Rep. Germany.
13. Present address: CERN-EP, Switzerland.
14. Present address: University of Massachusetts, Amherst, MA 01003, USA.
15. Present address: Cosmic Ray Astrophysics Branch, Code 4154.8, U.S. Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375, USA.
16. Partially supported by the Department of Energy, USA.
17. Present address: Instituto di Fisica, Universidad Federal do Rio de Janeiro, Ilha do Fundao, Rio de Janeiro, RJ, Brazil.
18. Present address: Universidad Autonoma de Madrid, Canto Blanco, Madrid 34, Spain.
19. Present address: BESSY, D-1000 Berlin, Germany.
20. Partially supported by the Israeli Academy of Sciences and Humanities, Basic Research Foundation.

## Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen des PLUTO-Experimentes bei der Gruppe F33 am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg. Ich möchte vor allem den Mitgliedern dieser Gruppe, aber auch den vielen anderen Mitgliedern der Kollaboration, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht hätte durchgeführt werden können, für die gute Zusammenarbeit und die freundliche Atmosphäre danken, insbesondere aber:

- \* Prof. Dr. C. Grupen und Dr. A. Bäcker für die Ermöglichung der Arbeit, die Themenstellung sowie für die gute Betreuung und viele wertvolle Diskussionen
- \* Prof. Dr. S. Brandt, Prof. Dr. D. Schiller und Prof. Dr. L. Schülke für ihr Interesse an der Analyse und die Unterstützung bei theoretischen Fragestellungen
- \* meinen Hamburger Kollegen M. Feindt, Dr. M. Poppe, Dr. K.H. Pape, Dr. B. Lewendel, Dr. A.J. Tylka und Prof. Dr. V. Blobel sowie meinen Zimmernachbarn Prof. Dr. G. Alexander, Prof. Dr. A. Levi und Dr. G. Bella für die gute Zusammenarbeit, viele nützliche Diskussionen, für die Software-Unterstützung und die angenehme Arbeitsatmosphäre
- \* Prof. Dr. H. Kolanoski für die Diskussionen und Anregungen bei der Durchführung der Spin-Paritäts-Analyse
- \* Frau W. Kuffner und Frau E. Kuklinski für ihre Hilfe beim Anfertigen der Dissertationsschrift

## Lebenslauf

Am 09.09.1954 wurde ich in Neunkirchen/Krs. Siegen geboren. Dort besuchte ich von 1960 - 1964 die Volksschule und wechselte danach zum örtlichen Neusprachlichen Gymnasium.

Von 1971 bis 1974 absolvierte ich eine dreijährige Berufsausbildung als Betriebsschlosser und arbeitete danach ein Jahr als Vorzeichner. Ab 1975 besuchte ich die Fachoberschule des Siegerlandes und erhielt dort 1977 die Fachhochschulreife.

Im Wintersemester 1977/78 begann ich das Studium der Physik an der Universität-Gesamthochschule-Siegen, die mir im Wintersemester 1980/81 die fachgebundene Hochschulreife verlieh. Nach der Anfertigung einer Diplomarbeit im Rahmen des PLUTO-Experimentes am Deutschen Elektronen Synchrotron erhielt ich im Frühjahr 1983 nach elf Semestern Studienzeit mein Diplom in Physik.

Im Sommer 1983 wurde mir vom Deutschen Elektronen-Synchrotron ein Stipendium bis März 1986 gewährt, und im Anschluß daran erhielt ich Graduiertenförderung von der Uni-GH-Siegen.

Während dieser Zeit beteiligte ich mich am PLUTO-Experiment. Von Januar bis Juli 1987 werde ich als wissenschaftliche Hilfskraft der Uni-GH-Siegen beschäftigt.