

Interner Bericht  
DESY F33-79/03  
Oktober 1978

**DESY-Bibliothek**

14. DEZ. 1978

Untersuchung von Zerfällen des  $J/\psi(3.1)$   
mit Hilfe des magnetischen Detektors PLUTO

von

K. Derikum



Untersuchung von Zerfällen des  $J/\psi(3.1)$   
mit Hilfe des magnetischen Detektors PLUTO

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Klaus Derikum  
aus Celle

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. E. Lohmann  
Prof. Dr. P. Schmüser

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. P. Schmüser  
Prof. Dr. V. Blobel

Datum der Disputation:

18. 10. 1978

Vorsitzender des Promotionsausschusses  
und Sprecher des Fachbereichs Physik:

Prof. Dr. H.G. Danielmeyer

Hamburg  
1978

Inhalt	Seite	Inhalt	Seite
<u>I. Einleitung</u>	3	<u>VII. Zerfälle mit einem nachgewiesenen Photon</u>	67
<u>II. Beschreibung des Experimentes</u>	6	VII.1 Auswahl der Ereignisse	67
II.1 Der Speicherring DORIS	6	VII.2 Abtrennung des Untergrundes	69
II.2 Der Detektor PLUTO	9	VII.3 Zerfall $J/\psi \rightarrow f\gamma$	79
II.2.1 Magnet	9	VII.3.1 Identifizierung des $f(1270)$	81
II.2.2 Innendetektor	15	VII.3.2 Identifizierung des Photons	83
II.2.3 Myon-Detektor	17	VII.3.3 Verzweigungsverhältnis	86
II.2.4 Monitor	19	VII.3.4 Fehlerdiskussion	91
<u>III. Datennahme</u>	20	VII.4 Zerfall $J/\psi \rightarrow \rho\pi$	95
III.1 Der Trigger	20	VII.4.1 Nachweiswahrscheinlichkeit	95
III.1.1 Der Strobe	21	VII.4.2 Konkurrierende Zerfälle	98
III.1.2 Der Pretrigger	21	VII.4.3 Ergebnisse	99
III.1.3 Die sequentielle Logik	22	<u>VIII. Zerfälle mit zwei nachgewiesenen Photonen</u>	102
III.2 Die PDP 11/45	23	VIII.1 Auswahl der Ereignisse	102
III.3 Die IBM 370/168	24	VIII.2 Verzweigungsverhältnisse $BR(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ und $BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi)$	105
<u>IV. Datenreduktion</u>	25	<u>IX. Produktions- und Zerfallswinkelverteilung des <math>f</math> im Endzustand <math>f\gamma</math></u>	110
IV.1 Spurerkennung	25	IX.1 Helizitätssystem	110
IV.2 Bestimmung des Wechselwirkungspunktes	26	IX.2 Anpassungsrechnung	114
IV.3 Vertexfit	29	IX.3 Ergebnis	117
IV.4 Erkennung von Photonen	30	IX.4 Diskussion des Verfahrens	119
<u>V. Akzeptanzen und Normierung</u>	33	IX.4.1 Untergrund	119
V.1 Das Simulationsprogramm	33	IX.4.2 Akzeptanz	121
V.2 Gesamtzahl der Ereignisse	36	IX.4.3 Winkelverteilung des $\rho^0$ im Endzustand $\rho^0\pi^0$	123
<u>VI. Zerfälle in 5 Pionen</u>	39	<u>X. Diskussion</u>	125
VI.1 Auswahl der Ereignisse	39	X.1 Die OZI-Regel	125
VI.2 Diskussion des Endzustandes $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	43	X.2 Strahlungszерfälle	132
VI.3 Verzweigungsverhältnis $BR(J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-\pi^0))$	46	X.2.1 Abstrahlung nach Brechung der OZI-Regel	132
VI.4 Verzweigungsverhältnis $BR(J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-)$	48	X.2.2 Abstrahlung vor Brechung der OZI-Regel	135
VI.5 Verzweigungsverhältnisse $BR(J/\psi \rightarrow f\omega)$ und $BR(J/\psi \rightarrow B^+\pi^-)$	51	X.2.2.1 $c\bar{c}$ - Beimischung	135
VI.6 Verzweigungsverhältnis $BR(J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-)_{M(\pi^+\pi^-) > 1.5 \text{ GeV}/c^2}$	60	X.2.2.2 Explizite QCD - Rechnung	136
VI.7 Fehlerdiskussion	62	X.2.3 Elektromagnetischer Zerfall	138
VI.7.1 Schnitte	63	X.2.4 Tensormesondominanz	140
VI.7.2 Oberlappungsgebiete	65	X.3 Ausblick	141
		<u>XI. Zusammenfassung</u>	145
		Literaturverzeichnis	147
		Danksagung	150

I. Einleitung

Das Vektormeson J/ψ mit der Masse 3.1 GeV/c<sup>2</sup> ist im November 1974 entdeckt worden. In Brookhaven wurde es über seinen Zerfall in e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-Paare in Proton-Beryllium-Stößen gefunden (AUB74). Gleichzeitig wurde es in Stanford am e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-Speicherring SPEAR nachgewiesen (AUG74). Die totale Zerfallsbreite Γ<sub>tot</sub> ist um etwa einen Faktor 10<sup>4</sup> kleiner als für ein herkömmliches Meson dieser Masse erwartet. Zur Erklärung dieser außergewöhnlichen Eigenschaft sind zahlreiche theoretische Modelle entwickelt worden; eine Übersicht gibt z.B. PAG75.

Inzwischen sind an e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-Speicherringen die Quantenzahlen und wichtigsten Parameter des J/ψ(3.1) bestimmt worden (vgl. Tabelle I.1). Allgemein anerkannt ist die Deutung des J/ψ(3.1) im Rahmen des Charm-Modells.

Danach gibt es neben den herkömmlichen Quarks u, d und s ein weiteres Quark c der Eigenschaft Charm. Das J/ψ(3.1) wird als gebundener c $\bar{c}$ -Zustand gedeutet. Seine Zerfallsbreite Γ<sub>tot</sub> ist so klein, weil starke Zerfälle in herkömmliche Hadronen nach der Okubo-Zweig-Iizuka-Regel (OZI-Regel) unterdrückt sind. Nach dieser Auswahlregel sind alle hadronischen Reaktionen unterdrückt, bei denen die Valenzquarks des Anfangszustandes nicht im Endzustand vorkommen.

$I^G ( J^{PC} )$	$0^- ( 1^{--} )$
Masse	$3.097 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$
$\Gamma_{tot}$	$67 \pm 12 \text{ keV}$
$\Gamma_{had}$	$57 \pm 12 \text{ keV}$
$\Gamma_{\mu\mu}$	$4.8 \pm 0.6 \text{ keV}$
$\Gamma_{1\gamma}$	$12 \pm 2 \text{ keV}$

Tabelle I.1  
Quantenzahlen und Parameter des J/ψ(3.1) (nach PAR78)

Die über das J/ψ(3.1) hinausreichenden Konsequenzen des Charm-Modells sind bestätigt worden durch (vgl. z.B. SCII77)

- die Entdeckung weiterer c $\bar{c}$ -Zustände ( $\psi(3.68)$ ,  $\psi(3.77)$ ,  $\psi(4.41)$ ,  $\chi(3.41)$ ,  $P_c(3.51)$ ,  $\chi(3.55)$ )
- Strukturen im totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt der e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-Annihilation im Bereich von  $\sqrt{s} = 4 - 5 \text{ GeV}$ , die als Resonanzen und Schwellen für die Erzeugung von Charm-Mesonen gedeutet werden
- Schwellen in der inklusiven K- und e- Erzeugung sowie korrelierte K<sup>0</sup>-e- Erzeugung in der e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-Annihilation, die aus leptonischen und semileptonischen Zerfällen der Charm-Mesonen stammen
- die Entdeckung von Mesonen, welche die Quantenzahl Charm tragen (D, D\*, F, F\*).

Für die empirische OZI-Regel gibt es im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) eine Erklärung, die Aussagen über den Unterdrückungsfaktor erlaubt. Die QCD gilt als Kandidat für eine Feldtheorie der starken Wechselwirkung. Die Wechselwirkung zwischen den Quarks wird über 8 masselose neutrale Gluonen vermittelt, die eine Quantenzahl Farbe tragen. Die Quark-Gluon-Kopplungskonstante α<sub>s</sub> ist energieabhängig (vgl. z.B. BOE78).

Wie die Quantenelektrodynamik und Feldtheorien der schwachen Wechselwirkung (Quantenflavourdynamik) ist die QCD eine Eichtheorie. Deshalb bestehen Hoffnungen, mit Hilfe dieser Theorien zu einer einheitlichen Beschreibung der elektromagnetischen, starken und schwachen Wechselwirkung zu gelangen.

Ziel dieser Arbeit ist es, durch die Untersuchung von Zerfällen des J/ψ(3.1) Daten zu liefern, die zur Klärung von in diesem Zusammenhang offenen Fragen beitragen können.

Am Endzustand J/ψ → ωπ<sup>+</sup>π<sup>-</sup> wird die OZI-Regel im Zusammenhang mit der QCD experimentell untersucht. Zur Überprüfung grundlegender Ideen der QCD sind die Strahlungszерfälle des J/ψ(3.1) hervorragend geeignet. Der in dieser Arbeit untersuchte Strahlungszерfall J/ψ → f $\gamma$  ist dabei von besonderer Bedeutung, weil sein Verzweigungsverhältnis von gleicher Größenordnung wie das des entsprechenden mesonischen Zerfalls J/ψ → f $\omega$  ist. Unter Berücksichtigung spinabhängiger Effekte wird die Zerfallswinkelverteilung des f aus dem Zerfall J/ψ → f $\gamma$  im Rahmen der QCD vorhergesagt (KRA78/1).

Zerfälle des  $J/\psi(3.1)$  können in Zukunft dadurch weitere Bedeutung erlangen, daß sie mit Zerfällen der im Juni 1977 entdeckten  $T$ -Teilchen verglichen werden (HER77, INN77). Die  $T$ -Teilchen werden gegenwärtig als Quark-Antiquark-Systeme eines weiteren Quarks der Ladung  $-1/3$  interpretiert. Die Erzeugung des  $T(9.46)$  - Masse  $\approx 9.46 \text{ GeV}/c^2$  - in der  $e^+e^-$ -Annihilation ist im April 1978 am  $e^+e^-$ -Speicherring DORIS des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY in Hamburg gelungen (BER78, DAR78).

Die Untersuchungen dieser Arbeit sind mit dem magnetischen Detektor PLUTO ebenfalls am Speicherring DORIS durchgeführt worden. In den ersten Kapiteln werden Aufbau des Experimentes, Datennahme und Datenreduktion dargestellt. Im 5. Kapitel werden das Simulationsprogramm zur Ermittlung der Detektornachweiswahrscheinlichkeiten und die Bestimmung der Gesamtzahl der  $J/\psi$ -Zerfälle dieses Experimentes beschrieben.

Das 6. Kapitel enthält die Analyse der Endzustände mit 5 Pionen. Die Verzweungsverhältnisse des  $J/\psi(3.1)$  in  $2(\pi^+\pi^-\pi^0)$ ,  $\omega\pi^+\pi^-$ ,  $f_0$ ,  $B^+\pi^-$  werden bestimmt.

Das 7. Kapitel enthält die Analyse der Ereignisse mit zwei geladenen Pionen und einem nachgewiesenen Photon. Die Verzweungsverhältnisse des  $J/\psi(3.1)$  in  $\rho\pi$  und  $f_\gamma$  werden bestimmt. Zur experimentellen Kontrolle der Ergebnisse des 7. Kapitels wird im 8. Kapitel der Endzustand mit zwei geladenen Pionen und zwei nachgewiesenen Photonen untersucht. Das Verzweungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$  wird bestimmt.

Im 9. Kapitel wird die Messung der Produktions- und Zerfallswinkelverteilung des  $f$  aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow f_\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  dargestellt und das Ergebnis mit den Vorhersagen verschiedener Modelle verglichen. Im 10. Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse im Rahmen der QCD diskutiert.

Die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit sind bereits veröffentlicht (BUR77/1, ALE78/1, ALE78/2).

## II. Beschreibung des Experiments

Dieses Experiment ist am  $e^+e^-$ -Doppelspeicherring DORIS im Bereich der Schwerpunktennergien  $\sqrt{s} = 3.088 - 3.105 \text{ GeV}$  durchgeführt worden. Der Speicherring und der Detektor PLUTO werden soweit beschrieben, wie es für das Verständnis der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen von  $J/\psi$ -Zerfällen notwendig ist. Auf die Darstellung technischer Einzelheiten wird verzichtet.

### II.1 Der Speicherring DORIS

Abb. II.1 ist eine schematische Darstellung des Doppelspeicherrings DORIS (1976). In zwei unabhängigen übereinanderliegenden Ringen laufen Elektronen und Positronen getrennt in entgegengesetzten Richtungen. In zwei Wechselwirkungszonen kreuzen sich die Teilchenstrahlen unter einem Winkel von 24 mrad.

Innerhalb einer Füllung (Dauer etwa 2 - 4 Stunden) nehmen die Strahlströme von etwa 200 mA auf etwa 100 mA ab.

Eine wichtige Größe für das Speicherring-Experiment ist die Luminosität  $L$ . Für eine Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ist die Ereignisrate  $N$  gegeben durch  $N = \sigma \cdot L$ . In diesem Experiment schwankt die Luminosität je nach Strahlbedingungen zwischen 2 und  $8 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ . Wichtige Parameter von DORIS enthält Tabelle II.1.

Das Koordinatensystem dieses Experiments wird in Abb. II.2 definiert. Der Koordinatenursprung ist der nominelle Wechselwirkungspunkt. Die z-Achse zeigt in Richtung des Positronenstrahles, die y-Achse senkrecht nach oben, die x-Achse zum Zentrum des Speicherrings.

Die Geometrie der Strahlführung am Wechselwirkungspunkt veranschaulicht Abb. II.3. Der Winkel  $\alpha$  der Strahlen gegen die Horizontale (x-z-Ebene) weicht bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen von DORIS um höchstens  $\pm 2$  mrad vom Sollwert (12 mrad) ab (DEH78).

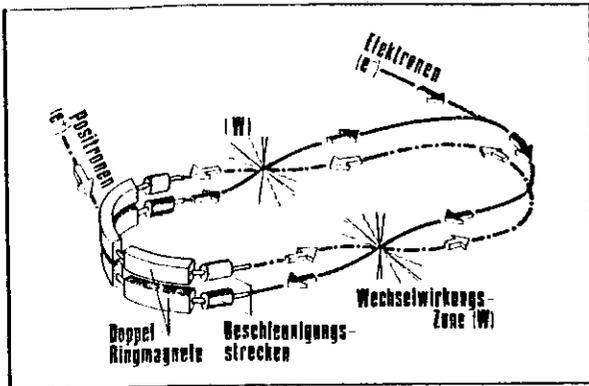


Abb. II.1  
Doppelspeicherring DORIS

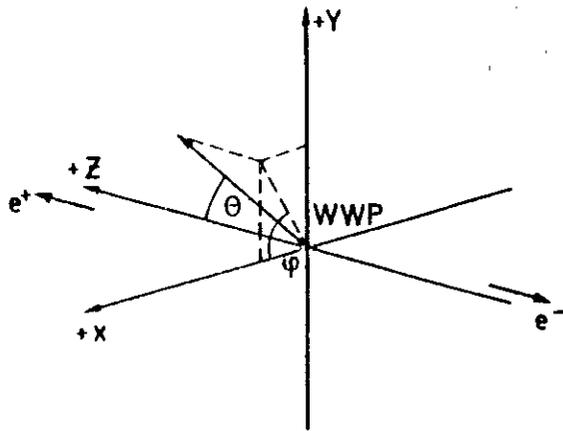


Abb. II.2  
Koordinatensysteme

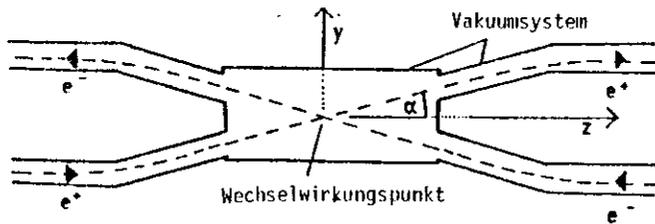


Abb. II.3  
Die Geometrie der Strahlführung am Wechselwirkungspunkt

Umfang	288 m
Halbkreis Ø	55 m
Länge der geraden Stücke	55 m
Ablenkradius	12.2 m = R
für Detektor nutzbare Länge der WW-Zonen	5 m
Schwerpunktenergien	$1 \leq 2E \leq 8 \text{ GeV}$
Kreuzungswinkel	24 mrad
Hochfrequenz	499.67 MHz
Zahl der Bunche/Strahl	max. 480 (überwiegend 120)
Strom/Strahl	100-200 mA bei 1.5 GeV pro Strahl
Lebensdauer	5 bis 7 Stunden
Strahlabmessungen am Wechselwirkungspunkt	Höhe: $\sigma_y \approx 0.2 \text{ mm}$ Breite: $\sigma_x \approx 0.4 \text{ mm}$
Bunchlänge	$\approx 3 \text{ cm}$
Energieverlust/Umlauf	$\Delta E \approx 89 \cdot 10^{-6} E^4 / R$ ( E in GeV, R in m ) ( 37 keV bei 1.5 GeV )
Energiebreite/Strahl	$\sigma_E \text{ ( MeV ) } \approx 0.24 \cdot E^2$ ( E in GeV ) ( $\sigma_E / E = 3.6 \cdot 10^{-4}$ bei 1.5 GeV )
typische Luminosität	$5 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
Vakuum	$\approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ Torr}$

Tabelle II.1  
DORIS - Parameter (vgl. DOR67)

Der Strahlkreuzungswinkel bewirkt eine vertikale Bewegung des Schwerpunktes der  $e^+e^-$ -Reaktion. Für das  $J/\psi$  (3.1) ergibt sich ein Impuls von  $p_y = 37 \text{ MeV}/c$ . Er wird in den kinematischen Rechnungen und bei der Abtrennung der kosmischen Strahlung berücksichtigt (vgl. Kap. IV.3).

Die horizontale Strahlneigung wird vernachlässigt. Abschätzungen zeigen, daß der Kreuzungswinkel in der x-z-Ebene kleiner als 2 mrad ist.

Die gemessenen Ausdehnungen des Wechselwirkungsgebietes in der x-y-Ebene betragen (DEH78)

$$\sigma_x = 0.4 \pm 0.05 \text{ mm}, \quad \sigma_y = 0.2 \pm 0.05 \text{ mm}.$$

## II.2 Der Detektor PLUTO

Der Detektor PLUTO ist zur Untersuchung der  $e^+e^-$ -Annihilation im Bereich der Schwerpunktenergien von  $\sqrt{s} = 3 - 5 \text{ GeV}$  gebaut worden. Seine Hauptaufgaben sind:

- möglichst vollständiger Nachweis der Reaktionsprodukte
- Bestimmung der Impulse erzeugter Teilchen

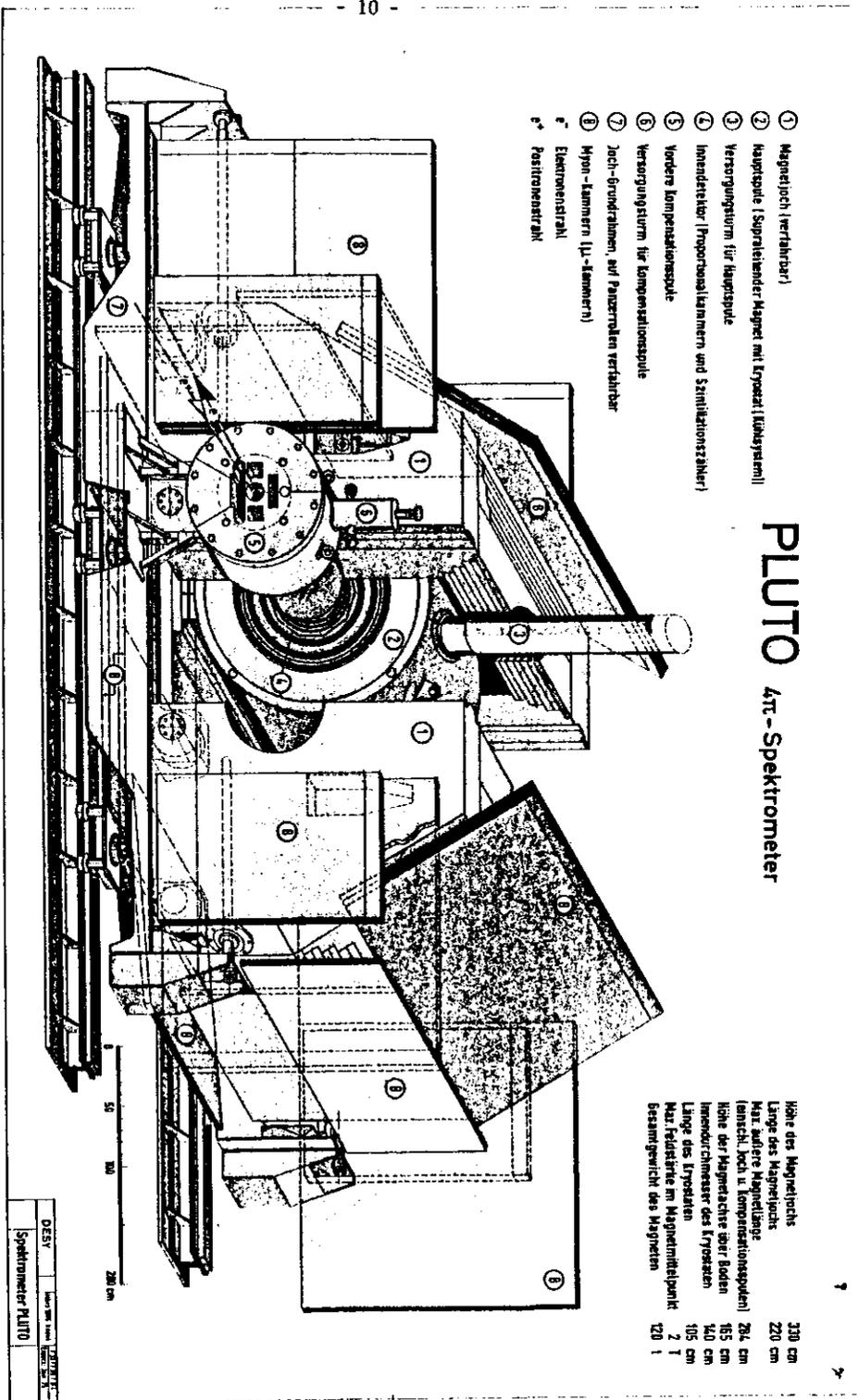
Die Abbildungen II.4 und II.5 geben einen Überblick über den Aufbau von PLUTO. Die wesentlichen Bestandteile - supraleitender Magnet, Innendetektor, Myonendetektor - sind in den folgenden Abschnitten beschrieben.

### II.2.1 Der Magnet

Das Magnetfeld ermöglicht die Bestimmung der Impulse geladener Teilchen. Für die Krümmung der Spur eines senkrecht zu den Magnetfeldlinien fliegenden Teilchens gilt:

$$B \cdot \rho = \frac{c}{e} \cdot p$$

- mit  $B$  = Flußdichte des Magnetfeldes  
 $\rho$  = Krümmungsradius der Spur im Feld  
 $e, p$  = Ladung, Impuls des Teilchens



# PLUTO 4π-Spektrometer

Höhe des Magnetlochs	330 cm
Länge des Magnetlochs	220 cm
Max. äußere Magnetlänge (tatsch. hoch u. Kompenkationsspulen)	296 cm
Höhe der Magnetachse über Boden	165 cm
Innenradius des Kryostaten	140 cm
Länge des Kryostaten	105 cm
Max. Feldstärke im Magnetmittelpunkt	2 T
Gesamtgewicht des Magneten	120 t

Abb. 11.4  
 PLUTO-Detektor (Frühjahr 1976)

Ein einfach geladenes Teilchen mit dem Impuls  $p = 1 \text{ GeV}/c^2$  beschreibt bei einem Magnetfeld von 2 Tesla einen Krümmungsradius von etwa 1.70 m.

Aus Gründen der Energieersparnis wird das erforderliche hohe Magnetfeld des PLUTO-Detektors durch eine supraleitende zylindrische Spule (Solenoid) erzeugt.

Die Spule ist in einem Doppelzylinder aus Edelstahl untergebracht, der als Kryostat dient. In dem nutzbaren Volumen von 1.40 m Durchmesser und 90 cm Länge wird ein Magnetfeld von 2 Tesla erzeugt. Die Feldinhomogenitäten betragen an den Rändern höchstens 10% (Abb. II.6).

Der Kryostat ist umgeben von einem Joch aus magnetisch weichem Eisen. Zwei 50 cm dicke Frontplatten sind mit 115 cm Abstand voneinander parallel zu den Stirnflächen der Magnetspule aufgestellt und durch Seitenplatten verbunden (vgl. Abb. II.4 und II.5). Das Eisenjoch hat an seiner dünnsten Stelle eine Dicke von 40 cm. Es dient zur Rückführung des magnetischen Flusses, homogenisiert das Feld im Inneren der Spule und schirmt das Streufeld nach außen ab. Wegen seiner Dicke von mehr als 2,3 Absorptionslängen wirkt es als Hadronabsorber und dient der Erkennung von Myonen (vgl. Abschn. II.2.3).

Zwei Kompensationsspulen gleichen die Beeinflussung der Strahlströme in DORIS durch den PLUTO-Magneten aus. Ihr Magnetfeld wird so geregelt, daß für jede geschlossene Teilchenbahn durch beide Spulen und die Hauptspule das Linienintegral  $\oint \vec{B} \cdot d\vec{s}$  verschwindet. Die Kompensationsspulen befinden sich an den Stirnflächen des Hauptspulenzylinders konzentrisch zur Hauptspule.

Die wichtigsten Daten der Spulen sind in Tabelle II.2 zusammengestellt.

Die Impulsauflösung des Detektors hängt von der Spurlänge im Magnetfeld ab und ist begrenzt durch Vielfachstreuung und die Meßgenauigkeit bei geringen Spurkrümmungen. Tabelle II.3 gibt einen Überblick über die Impulsauflösung. In den Gebieten der größten Magnetfeld-Inhomogenitäten (achsennah, bei großem  $|z|$ ) ist auch die Impulsauflösung am schlechtesten (kurze Spuren, die den Detektor am Ende verlassen). Im Rahmen der Impulsauflösung darf deshalb das Magnetfeld des PLUTO-Detektors als homogen angesehen werden (vgl. Kap. IV.1). Die Berücksichtigung der Inhomogenitäten liefert Impulskorrekturen von weniger als 1% (FRA78).

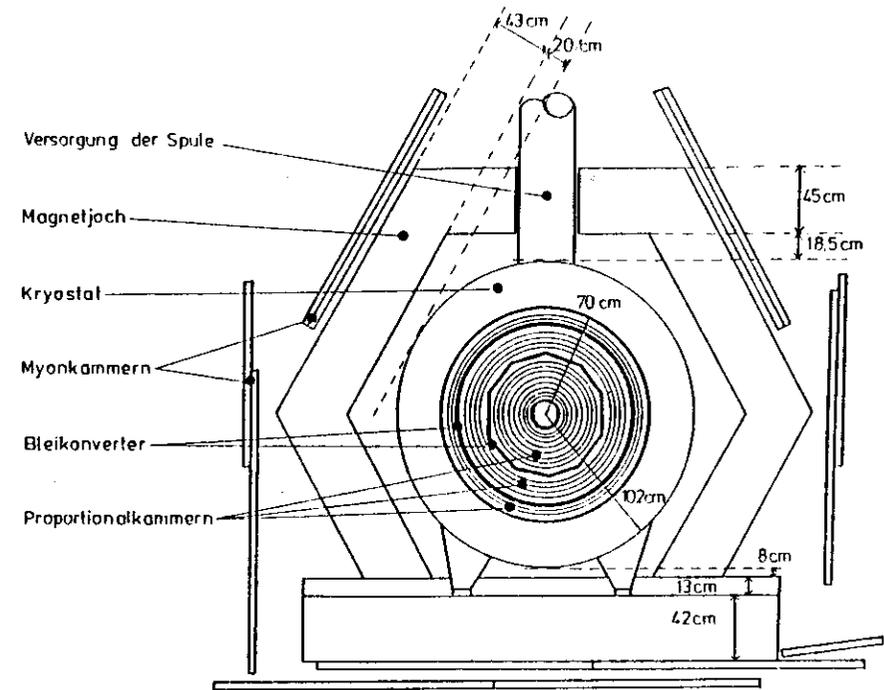


Abb. II.5

Schematischer Querschnitt durch den PLUTO-Detektor

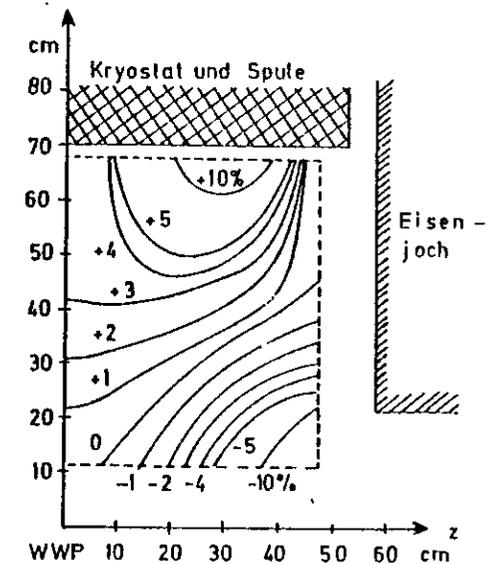


Abb. II.6

Abweichungen der Feldstärke vom Sollwert ( $\Delta B_z/B_z$  in %)

Teilchenimpuls (GeV/c)	Polarwinkel der Spur und getroffene Kammern	Impulsauflösung (einzelne Spur)	Impulsauflösung (2-Spur-Fit)
0.5	$\theta = 30^\circ$ Kammer 1 - 8	28%	8.5%
1.0		53%	10.9%
2.0		-	17.7%
0.5	$\theta = 35^\circ$ Kammer 1 - 9	20.6%	7.4%
1.0		39.1%	9.5%
2.0		77.2%	15.4%
0.5	$\theta = 45^\circ$ Kammer 1 -12	8.9%	5.1%
1.0		12.9%	5.7%
2.0		22.7%	7.9%
0.5	$\theta = 60^\circ$ Kammer 1 -14	7.8%	4.6%
1.0		9.9%	5.1%
2.0		15.5%	6.5%

Tabelle II.3

Impulsauflösung  $\Delta p/p$  des PLUTO - Detektors (FWHM). Die Werte für den 2-Spur-Fit wurden mit  $\mu$ -Paaren unter Benutzung kinematischer Zwangsbedingungen ermittelt. ( aus ROE78 )

PLUTO - Hauptspule	
freier Innendurchmesser des Kryostaten	1400 mm
Abstand zwischen den Stirnplatten des Jochs ( = Länge des Feldraumes )	1150 mm
Windungszahl	1524
Nennstrom	1263.9 A
Feldstärke bei Nennstrom im Zentrum	2 T
Material	Legierung Nb-Ti je 50%
Temperatur	4.4 Kelvin
PLUTO - Kompensationsspule	
Innendurchmesser des Kryostaten	420 mm
Außendurchmesser des aus der PLUTO-Stirnwand herausragenden Eisenstopfens	1200 mm
Nennstrom bei $B = 2$ T in der Hauptspule	211.2 A
maximale Feldstärke auf der Achse	2.3 T
Windungszahl	4560
Material	Nb-Ti
Temperatur	4.4 Kelvin

Tabelle II.2

Technische Daten der PLUTO - Spulen

### II.2.2 Innerdetektor

Der Innendetektor dient dazu, in einem großen Raumwinkelbereich Spuren geladener Teilchen mit hoher Ortsgenauigkeit zu bestimmen.

Im felderfüllten Innenraum des Kryostaten sind 14 zylindrische Proportionalkammern konzentrisch um die Strahlachse angebracht. Aufbau und Wirkungsweise der Kammern sind detailliert in DER75 beschrieben. Die empfindliche Länge der Kammern beträgt 940 mm, ihr Materieäquivalent etwa 0.02 RL (1 RL = 1 Strahlungslänge).

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens werden die Zylinderkoordinaten  $r$ ,  $\phi$  und  $z$  gemessen ( $z = r \cdot \cos\phi$ ,  $y = r \cdot \sin\phi$ ,  $z = z$ ; kartesische Koordinaten wie in Abschnitt II.1, Abb. II.2 definiert).

Die Proportionaldrähte messen die Koordinaten  $r$  und  $\phi$ . Der Drahtabstand beträgt je nach Kammer 3 - 5 mm. Die  $z$ -Koordinate wird aus Spannungsimpulsen bestimmt, die durch Influenz auf den Hochspannungsebenen entstehen. Dazu sind die Hochspannungsebenen in durchschnittlich 17 mm breite Streifen unterteilt, die um  $45^\circ$  oder  $90^\circ$  gegen die Drahtebene geneigt sind.

Als Zählgas dient eine Mischung aus 8.5% Propan, 1.5% Methylal und 90% Argon. Die Gaszusammensetzung wird während des Experimentes laufend überwacht und auf  $\pm 0.1\%$  genau eingehalten. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten sind für die Drähte größer als 99%, für die Hochspannungstreifen größer als 90%. Bei einem Teilchendurchgang sprechen im Mittel 2 - 3 benachbarte Drähte und gleichviele benachbarte Streifen an.

Die wichtigsten Daten der Kammern enthält Tabelle II.4. Werden 3 Koordinaten pro Spur gefordert, beträgt die geometrische Akzeptanz des Detektors für geladene Teilchen  $\Omega = 0.92 \cdot 4\pi$ .

Beim Einbau entstandene Verdrehungen und Verschiebungen der Kammern gegeneinander werden mit Hilfe von Höhenstrahlen ermittelt. Auf diese Weise werden die Kammerkoordinaten relativ zueinander auf  $\pm 0.2$  mm genau justiert.

Adsorber	Radius (mm)	Drähte	d (mm)	Str(i)	$\alpha(i)$	d(i) (mm)	Str(a)	$\alpha(a)$	d(a) (mm)	Stärke(RL)	$ \cos\phi_g $
Strahlrohr	90.0										-
Plexizylinder	95.0										
Kammer 1	112.5	60	4.0	240	$2^\circ$	4.7	240	$90^\circ$	5.2	0.020	0.94
Kammer 4	142.5	180	5.0	120	$41^\circ$	5.7	108	$90^\circ$	8.7	0.044	0.94
Kammer 5	170.0	480	2.2	90	$-46^\circ$	8.4	90	$90^\circ$	10.4	0.020	0.96
Kammer 6	197.5	480	2.6	90	$46^\circ$	9.7	78	$90^\circ$	12.1	0.020	0.94
Kammer 7	225.0	300	4.7	60	$46^\circ$	16.7	60	$-44^\circ$	16.7	0.019	0.92
Kammer 8	262.5	600	2.7	60	$46^\circ$	19.4	60	$90^\circ$	15.7	0.020	0.90
Kammer 9	300.0	450	4.2	90	$45^\circ$	14.8	90	$-45^\circ$	14.8	0.019	0.87
Kammer 10	337.5	450	4.7	90	$45^\circ$	16.7	90	$90^\circ$	10.4	0.020	0.84
inneres Blei	375.0										0.81
Kammer 11	412.5	600	4.3	120	$45^\circ$	15.3	120	$-45^\circ$	15.3	0.019	0.78
Kammer 12	450.0	600	4.7	120	$45^\circ$	16.7	120	$90^\circ$	15.7	0.019	0.75
Kammer 13	525.0	750	4.4	150	$45^\circ$	15.6	150	$-45^\circ$	15.6	0.019	0.72
Kammer 14	562.0	750	4.7	150	$45^\circ$	16.7	150	$-45^\circ$	16.7	0.019	0.67
äußeres Blei	594.5										0.64
Kammer 15	637.5	900	4.4	180	$45^\circ$	15.7	180	$-45^\circ$	15.7	1.720	0.61
Kammer 16	675.0	900	4.7	180	$45^\circ$	16.7	180	$-45^\circ$	16.7	0.019	0.59
											0.57

Tabelle II.4

Aufbau des PLUTO - Innendetektors

Definitionen: Radius Kammer-, bzw. Absorberradius

Drähte Anzahl der Signaldrähte

d Abstand der Drähte, bzw. Breite der Streifen

Str Anzahl der Hochspannungstreifen

$\alpha$  Winkel der Streifen gegen die Drähte

(i) Innenzylinder

(a) Außenzylinder

$\phi_g$  Polarwinkel, unter dem der entsprechende Adsorber gerade noch getroffen wird

Zum Nachweis von Photonen und zur Erkennung von Elektronen enthält der Innendetektor zwei Bleikonverter. Hinter der 8. Zylinderkammer ist eine 2 mm starke Bleischicht angeordnet, einem Materieäquivalent von 0.44 RL entsprechend. Die Schicht ist in 20 Platten unterteilt, die an den Stoßflächen verschränkt sind und eine Zehneck-Anordnung bilden. Der zweite Konverter ist ein 9 mm starker Bleizylinder (1.72 RL) vor den letzten beiden Kammern.

Die Materieverteilung im Innendetektor wird aus Abb. II.7 ersichtlich. Sie zeigt in der  $r-\phi$ -Ebene ein Ereignis mit zwei geladenen Teilchen und 2 konvertierten Photonen. Nicht eingezeichnet sind das Strahlrohr aus Edelstahl (0.8 mm Wandstärke, 0.045 RL) und der 8 mm starke Plexiglas-Zylinder zwischen Strahlrohr und erster Kammer (0.02 RL), der Protonen aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen absorbiert.

Elektronen lassen sich durch die Bildung elektromagnetischer Schauer erkennen. Als identifiziertes Elektron gilt ein Teilchen, dessen Spur im Innendetektor nachgewiesen wird und das hinter dem ersten und zweiten Bleikonverter einen Schauer auslöst. Einzelheiten der Elektronenerkennung im PLUTO-Detektor sind z.B. in ROE78 beschrieben.

### II.2.3 Myon-Detektor

Das Eisenjoch und der Kryostat bilden mit ihrer Materialstärke von etwa 70 cm Eisen einen starken Absorber für Elektronen, Photonen und Hadronen. Myonen mit einem Impuls von größer als 1 GeV/c durchdringen jedoch diese Materialstärke. Sie werden mit Proportionalrohr-Kammern nachgewiesen, die außen am Eisenjoch befestigt sind. Aufbau und Wirkungsweise der Kammern sind bei HEU78 detailliert beschrieben. Ihre Ansprechwahrscheinlichkeit ist größer als 98%. Sie bedecken einen Raumwinkel von insgesamt  $0.51 \cdot 4\pi$  (vgl. Abb.II.8).

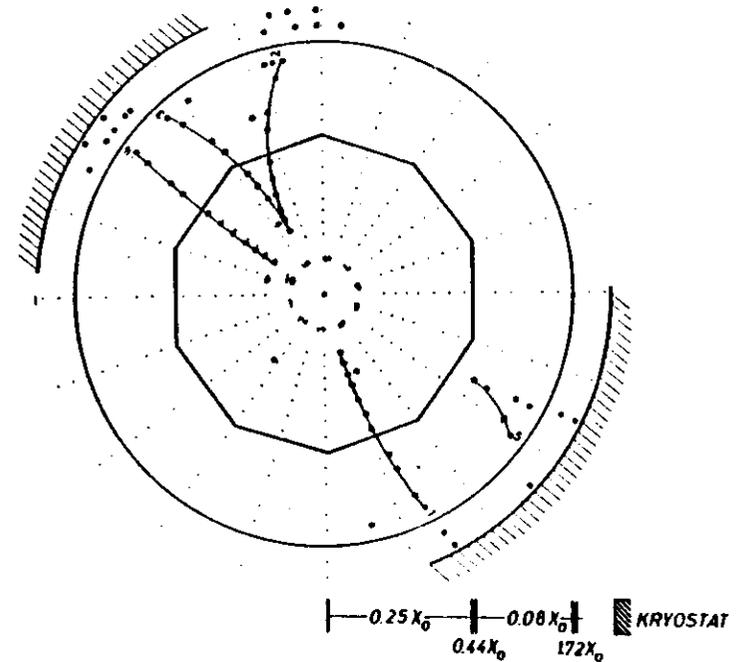


Abb. II.7

Ereignis mit 2 geladenen Teilchen und 2 konvertierten Photonen im PLUTO-Detektor. Die Materieverteilung des Detektors in Strahlungslängen ist ebenfalls angegeben.

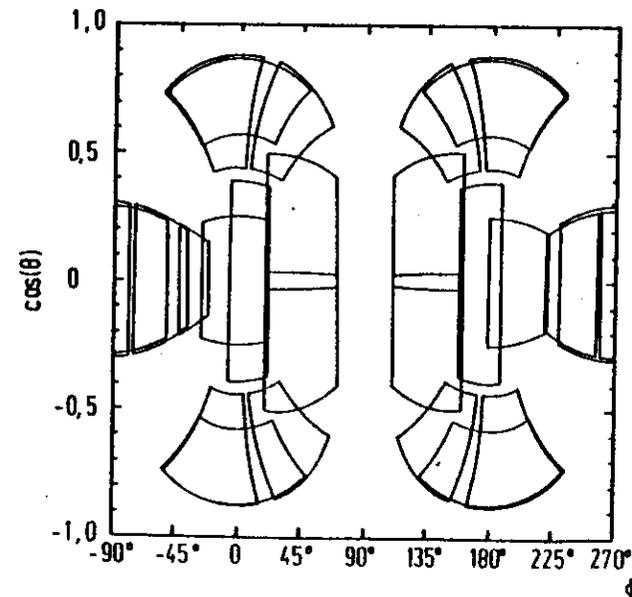


Abb. II.8

Anordnung der Myonkammern

#### II.2.4 Monitor

Die Luminosität wird während des Experiments mit einem Monitor auf 5% genau gemessen. Der Luminositätsmonitor besteht aus 4 Zählerteleskopen, die unter einem Winkel von 130 mrad horizontal zum Strahl die Rate der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  messen (vgl. BAC77, PLU74). Damit die gestreuten Teilchen die Teleskope möglichst ungestört erreichen, hat das Strahlrohr dünne Fenster aus 0.1 mm Stahl ( $= 6 \cdot 10^{-3}$  RL).

Der Streuwinkelbereich, in dem Teilchen nachgewiesen werden können, beträgt  $130 \pm 22$  mrad. Die Hauptfehlerquelle der Luminositätsmessung bilden die Fehler der geometrischen Abmessungen des Monitors.

#### III. Datennahme

Bei der durchschnittlichen Luminosität von  $L = 5 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  beträgt die Rate der  $J/\psi$ -Zerfälle auf der Spitze der Resonanz ( $\sigma \approx 3000 \text{ nb}$ ) etwa 1.5 Hz. Die Rate der Untergrundereignisse ist weit höher.

Der Myonenfluß der kosmischen Strahlung durch eine waagerechte Fläche beträgt  $1.3 \cdot 10^{-2}$  Teilchen pro Quadratcentimeter und Sekunde (PAR78). Bei einer Fläche der PLUTO-Kammern von  $1.40 \cdot 1.00 \text{ m}$  ergibt sich daraus eine Rate von 200 Hz.

Die  $e^+e^-$ -Strahlen kollidieren mit Restgasmolekülen oder Ionen, die sich im Strahlrohr befinden. Die Rate dieser Strahl-Gas-Ereignisse - abhängig von den Strahlströmen und der Güte des Vakuums - liegt in diesem Experiment um 2 - 3 Größenordnungen über der Rate der kosmischen Strahlung.

Wegen dieser hohen Zählraten ist ein schneller und differenzierter Trigger erforderlich. Der Kleinrechner PDP 11/45 führt bereits während der Datennahme eine Reduktion der Höhenstrahlungsereignisse durch. Die gesammelten Daten werden zur DESY-Rechenanlage IBM 370/168 übertragen und dort auf Magnetbänder kopiert.

#### III.1 Der Trigger

Der Trigger nutzt typische Topologien der Untergrundereignisse aus.  
- Myonen der kosmischen Strahlung durchqueren den gesamten Detektor und gehen im allgemeinen nicht durch sein Zentrum.

- Strahl-Gas-Wechselwirkungen führen zu Teilchen mit niedrigen Impulsen und kurzer Reichweite.

Der Trigger verwendet nur die schnellen Ausgangssignale der Proportionaldrähte, arbeitet also in der  $r-\phi$ -Ebene. Jede Zylinderkammer ist in 120 Sektoren von etwa  $3^\circ$  unterteilt.

Der Trigger arbeitet in 3 Stufen, die sich in ihrem Selektionsgrad und dadurch bedingt in ihrer Schnelligkeit unterscheiden: Strobe, Pretrigger, sequentielle Logik.

### III.1.1 Der Strobe

Das schnellste Triggersignal ist der Strobe. Akzeptiert wird ein Ereignis, wenn es ein Spuresegment gibt, das einem Teilchenimpuls von mindestens 240 MeV/c entspricht. Niederenergetische Strahl-Gas-Ereignisse werden dadurch unterdrückt. Ist die Bedingung erfüllt, wird 220 nsec nach Eintritt des Ereignisses für 330 nsec das Tor zu einem Flip-Flop-Register geöffnet. Alle Signale aus dem Detektor werden gespeichert und digitalisiert. Die Strobe-Rate liegt in diesem Experiment zwischen 2 und 5 kHz.

### III.1.2 Der Pretrigger

Der Pretrigger verwirft Ereignisse mit weniger als 2 Spuren und Ereignisse mit genau 2 Spuren, wenn diese einen Öffnungswinkel von weniger als  $45^\circ$  haben.

Der letzten Bedingung liegt die Überlegung zugrunde, daß diese Ereignisse einen geringen Anteil am totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt der  $e^+e^-$ -Annihilation haben.

Dieser Trigger bietet eine gute Unterdrückung von Strahl-Gas-Ereignissen. Die Akzeptanz für inelastische Zweispurereignisse ohne konvertierte Photonen ist jedoch klein (z.B.  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-$ , wenn das Photon in Richtung der Strahlachse fliegt).

Die Rate des Pretriggers beträgt etwa 100 Hz. Erfüllt ein Ereignis die Bedingungen nicht, werden alle Speicher wieder auf Null gesetzt. Die Verarbeitungszeit des Pretriggers, etwa 1  $\mu$ sec, ist die Totzeit für jedes Strobe-Signal.

### III.1.3 Die sequentielle Logik

Hat ein Ereignis den Pretrigger durchlaufen, so werden die in den Flip-Flop-Registern gespeicherten Informationen auf vorgegebene Spurmuster durchsucht.

Akzeptiert wird ein Ereignis, wenn eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist:

a) Es gibt mindestens 2 Spuren innerhalb des inneren Bleikonverters mit einem Transversalimpuls  $p_T$  von mehr als 170 MeV/c. Diese Bedingung gewährleistet den Nachweis geladener Teilchen in einem großen Raumwinkelbereich. Sie ist empfindlich auf das Nichtansprechvermögen der Kammern 4 und 5.

b) Es gibt mindestens 3 Spurelemente hinter einem Bleikonverter, von denen wenigstens 2 nicht in benachbarten  $45^\circ$ -Sektoren liegen. Diese Bedingung verhindert, daß Höhenstrahlen triggern, die nur durch die äußeren Kammern fliegen. Sie ist besonders auf Photonen empfindlich.

c) Es gibt hinter dem äußeren Bleizylinder 2 Spurelemente, die innerhalb von  $\pm 13.5^\circ$  koplanar mit den primären  $e^+e^-$ -Strahlen sind. Mit dieser Bedingung werden Ereignisse mit 2 gegenüberliegenden Photonen nachgewiesen.

Die Bearbeitungszeit der sequentiellen Logik beträgt etwa 40  $\mu$ sec/Ereignis, die durchschnittliche Rate akzeptierter Ereignisse 20 Hz. Etwa 80% davon sind Höhenstrahlereignisse. Ereignisse aus  $J/\psi$ -Zerfällen treten mit der Rate von 1.5 Hz auf. Den Rest bilden Strahl-Gas-Ereignisse.

Für die in dieser Arbeit untersuchten Zerfälle des  $J/\psi$  gibt Tabelle III.1 die Wahrscheinlichkeit an, daß der Trigger das entsprechende Ereignis akzeptiert. Die Akzeptanzen sind aus der Simulation der Ereignisse mit dem isotropen Phasenraummodell ermittelt. Nur der statistische Fehler ist angegeben. Aus der Tabelle wird die Eigenschaft des Triggers deutlich, daß Zweispurereignisse gegenüber Vielspurereignissen eine deutlich geringere Triggerakzeptanz haben.

Technische Einzelheiten des Triggers sind in IAR72 dargestellt.

Zerfalls-Kanal	Triggerwahrscheinlichkeit
$2 (\pi^+ \pi^-) \pi^0$	$0.96 \pm 0.03$
$\omega \pi^+ \pi^-$	$0.94 \pm 0.03$
$\rho^\pm \pi^\mp$	$0.91 \pm 0.02$
$\omega f$	$0.90 \pm 0.03$
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$0.79 \pm 0.02$
$\rho^\pm \pi^\mp$	$0.79 \pm 0.02$
$\rho^0 \pi^0$	$0.68 \pm 0.02$
$f_Y, f \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$0.73 \pm 0.02$

Tabelle III.1

Triggerakzeptanz für Zerfälle des  $J/\psi(3.1)$

### III.2 Die PDP 11/45

Wenn der Trigger ein Ereignis akzeptiert hat, wird es in den Kleinrechner PDP 11/45 eingelesen (vgl. FRA76).

Er hat die Aufgaben

- Steuerung und Kontrolle des Meßablaufes
- Erfassung der Daten
- Reduktion der Höhenstrahlung
- Übertragung der Daten zur DESY-Rechenanlage IBM 370/168

Die Einlese eines Ereignisses dauert im Mittel 1 msec. Wenn ein Füllstand von 10 - 15 Ereignissen erreicht ist, wird der Inhalt des PDP-Puffers zur IBM übertragen. Die Datennahme muß während des Transfers nicht unterbrochen werden.

Alle 100 Sekunden werden Kontrolldaten - Magnetfeld, Strahlströme, Energie, Vakuum im Strahlrohr, Gasmischung in den Proportionalkammern, Kammerspannungen, Daten des Luminositätsmonitors usw. - zur IBM übertragen.

Das Programm zur Erkennung kosmischer Strahlen wertet die Koordination in der  $r-\phi$ - und  $r-z$ -Projektion aus. Ereignisse werden als Höhenstrahlung verworfen, wenn sie aus einer durchgehenden Spur bestehen, deren minimaler Abstand vom Ursprung 30 mm in  $r-\phi$  oder 150 mm in  $r-z$  übersteigt. Die Übertragungsrate zur IBM wird dadurch um etwa 50% reduziert. Die Aktivitäten der PDP verursachen eine Totzeit von etwa 5%, während der die Datennahme unterbrochen ist.

### III.3 Die IBM 370/168

Die IBM 370/168 hat während des laufenden Experimentes die Aufgaben

- Speicherung der Daten
- Erstellung von Datenbändern (sog. 1. Datengeneration)
- Herstellung statistischer Verteilungen und deren Ausgabe über Bildschirm und Schreibmaschine

Die von der PDP übertragenen Daten werden zunächst auf eine Magnetplatte geschrieben. Je 20 000 Ereignisse, in etwa 20 mi. gesammelt, werden zu einem Run zusammengefaßt. Wichtige Parameter des Runs werden in der Run-Bibliothek gespeichert. Etwa alle 2 - 3 Stunden wird der Platteninhalt auf ein Datenband der sogenannten ersten Datengeneration kopiert.

Die weitere Analyse geschieht zeitlich unabhängig von der eigentlichen Datennahme.

## IV. Datenreduktion

### IV.1 Spurerkennung

Die erste Stufe der Datenauswertung hat die Aufgaben

- Erzeugung der Koordinaten  $r, \phi, z$  aus den Originaldaten
- Reduktion des Untergrundes
- Spurerkennung

Die gewonnenen Informationen werden zusammen mit den Originaldaten auf Datenbändern der sog. 2. Datengeneration gespeichert.

Ereignisse, bei denen in der  $r$ - $z$ -Projektion keine Spur um weniger als 70 mm am Koordinatenursprung vorbeigeht, werden verworfen. An Zweispurereignisse wird versucht, einen durchgehenden Kreisbogen anzupassen. Gelingt dies und zielt er um mindestens 10 mm am Ursprung vorbei, so wird das Ereignis als Höhenstrahl verworfen. Die Gesamtzahl der Ereignisse wird auf diese Weise um 60% reduziert.

Das Programm zur Spurerkennung ist in FRA75 ausführlich beschrieben.

Das Magnetfeld wird als homogen angesehen und jeder Spur eine Schraubenlinie angepaßt, die in der  $r$ - $\phi$ -Projektion als Kreisbogen erscheint.

Mit dieser Methode werden lediglich Protonen mit Impulsen unter 200 MeV/c wegen ihres großen Energieverlustes nicht erkannt. In der  $r$ - $\phi$ -Projektion ist die Ortsauflösung wesentlich besser als in der  $r$ - $z$ -Projektion ( $\sigma_{r\phi} \approx 0.8$  mm,  $\sigma_z \approx 3$  mm). Deshalb werden zuerst nur in der  $r$ - $\phi$ -Projektion Spuren gesucht. Anschließend wird versucht, passende Spuren in der  $r$ - $z$ -Projektion zu finden.

Beim Kopieren der Daten auf die Bänder der 2. Datengeneration ist ein technischer Fehler aufgetreten, durch den 10 % der Zweispur-Ereignisse und etwa 15 % der Vielspur-Ereignisse verlorengegangen sind. Ein entsprechender Korrekturfaktor wird bei der Berechnung der Verzweigungsverhältnisse angebracht.

### IV.2 Bestimmung des Wechselwirkungspunktes

Zur weiteren Abtrennung des Untergrundes, zur Klassifizierung der Ereignisse und für kinematische Rechnungen ist die Kenntnis der Lage des Wechselwirkungspunktes erforderlich. Zur Verbesserung der Impulsauflösung wird in der Analyse der Wechselwirkungspunkt als Spurpunkt verwendet.

Die Lage des Wechselwirkungspunktes wird aus kollinearen Zweispurereignissen ermittelt ( $e^+e^- + \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ).

Zur Bestimmung der  $z$ -Koordinate des Wechselwirkungspunktes,  $z_w$ , wird für jedes Ereignis der Mittelwert der  $z$ -Koordinate beider Spuren gebildet. Als  $z$ -Koordinate einer Spur wird die Koordinate des achsnächsten Spurpunktes verstanden.

Die Verteilung dieser Mittelwerte wird über 2 Runs und zur Kontrolle über 10 Runs gebildet, wobei die jeweils voraufgehenden Runs ein schwächeres Gewicht erhalten. Es ergibt sich eine Anhäufung bei der  $z$ -Koordinate des Wechselwirkungspunktes.

Die Bestimmung der Koordinaten  $x_w$  und  $y_w$  ist aufwendiger. Es wird angenommen, daß die Spuren in der Nähe des Wechselwirkungspunktes Geraden sind, die den Wechselwirkungspunkt als gemeinsamen Schnittpunkt haben. (vgl. Abb. IV.1). Sind  $a$  und  $b$  die Parameter der Geraden, so gilt für die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes  $y_w = a + b \cdot x_w$ . Da für alle Geraden  $x_w$  und  $y_w$  konstant sind, ergibt sich eine lineare Beziehung zwischen  $a$  und  $b$ :  $a = y_w - b \cdot x_w$ .

Für jeweils 100 Zweispurereignisse werden die Parameter  $a$  und  $b$  gegeneinander aufgetragen. An die Punkte wird eine Gerade angepaßt. Wird die Strahlenergie geändert, bevor 100 Ereignisse gesammelt worden sind, kann die Anpassung schon mit 50 Ereignissen durchgeführt werden. Aus den Parametern der Geraden werden die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes berechnet: Der Schnittpunkt mit der Achse  $b = 0$  ist  $y_w$ , die Steigung ist  $-x_w$ .

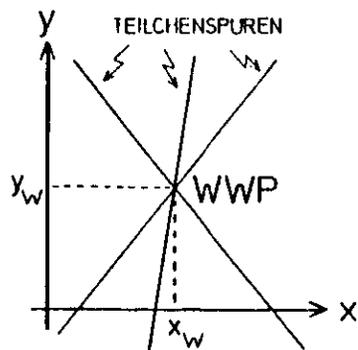


Abb. IV.1

Zur Bestimmung des Wechselwirkungspunktes

Bei dieser Methode ist eine schärfere Abtrennung von Untergrundeignissen erforderlich als bei der Bestimmung der z-Koordinate.

Zusätzlich wird verlangt, daß die beiden Spuren nach einer Korrektur für den Strahlkreuzungswinkel an einen durchgehenden Kreisbogen anzupassen sind ( $\chi^2 \leq 10$ ). Der Teilchenimpuls muß im Rahmen der Fehler gleich der Strahlenergie sein ( $|\frac{1}{p \cdot c} - \frac{1}{E_{\text{strahl}}}| \leq 0.08 \text{ GeV}^{-1}$ ).

Über alle Ereignisse der J/ψ-Resonanz gemittelt, ergeben sich die Werte

$$x_W = 1.2 \pm 0.3 \text{ mm}$$

$$y_W = 0.0 \pm 0.2 \text{ mm}$$

$$z_W = -22 \pm 6 \text{ mm}$$

Die Genauigkeit des Verfahrens zeigt sich darin, daß die Fehler gerade den Abmessungen der Wechselwirkungsregion entsprechen (vgl. Kap. II.1.).

Die Lage der einzelnen Ereignisse um den gemessenen Wechselwirkungspunkt ist normalverteilt mit dem angegebenen Fehler als Breite. Dies veranschaulicht Abb. IV.2., in der für rund 11 000 Ereignisse der J/ψ-Resonanz die Differenz  $\bar{z} - z_W$  aufgetragen ist. ( $\bar{z}$  = gemeinsame z-Koordinate aller vom WWP kommenden Spuren). Über einem flachen Untergrund ist die Verteilung eine Gaußkurve mit dem Maximum bei 0 und der Breite  $\sigma = 6 \text{ mm}$ .

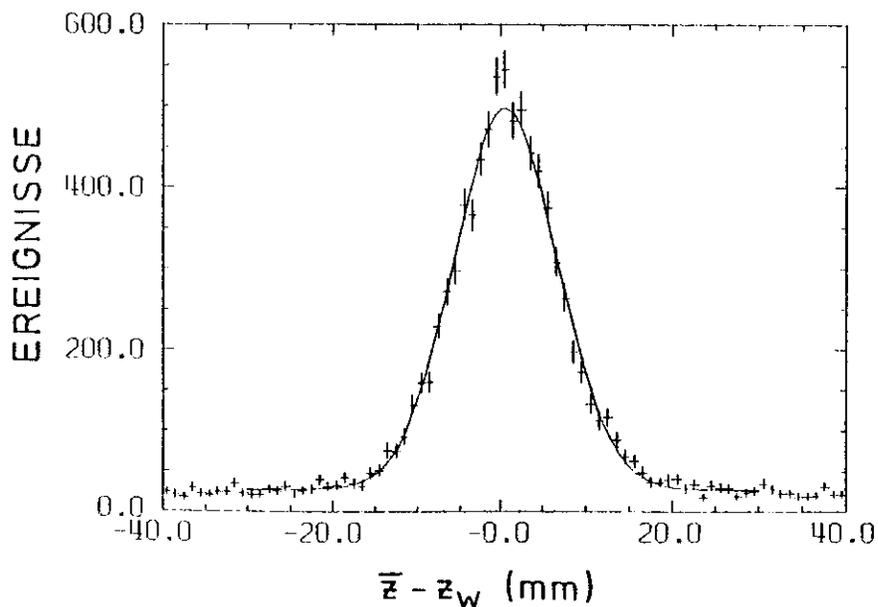


Abb. IV.2

Verteilung der z-Koordinate  $\bar{z}$  um den Wechselwirkungspunkt  $z_W$  für Ereignisse auf der J/ψ-Resonanz

### IV.3 Vertexfit

Zur Analyse der Zerfälle  $J/\psi(3.1) \rightarrow 2(\pi^+\pi^-\pi^0)$  und  $J/\psi(3.1) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  werden Ereignisse untersucht, bei denen genau 4, bzw. 3 Spuren vom Wechselwirkungspunkt kommen. Eine Definition der Bedingungen, nach denen eine Spur als vom Wechselwirkungspunkt kommend gilt, liefert der Vertexfit. In einer Anpassungsrechnung wird versucht, im Rahmen der Fehler die Parameter der Spuren so zu verändern, daß sie durch den Wechselwirkungspunkt gehen.

Die Anpassung erhöht die Rekonstruktionsgenauigkeit des Ereignisses. Darüberhinaus dient sie der Abtrennung von Spuren, die von im Detektor konvertierten Photonen oder aus Zerfällen langlebiger neutraler Teilchen ( $K_S^0, \Lambda$ ) stammen. Schließlich erlaubt der Vertexfit eine weitere Abtrennung von Untergrund-Ereignissen aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen und der Höhenstrahlung.

Zuerst wird versucht, Spuren mit vorhandenen z-Koordinaten und  $|r_{\min}| < 30$  mm ( $r_{\min}$  = kleinster Abstand der Spuren vom Wechselwirkungspunkt) an den Wechselwirkungspunkt anzupassen. Dabei wird ein  $\chi^2$ -Wert bestimmt,  $\chi^2_{r\phi}$  (1 Freiheitsgrad). Spuren mit  $\chi^2_{r\phi} < 30$  werden akzeptiert. Wenn für alle Spuren  $\chi^2_{r\phi} > 20$  ist, wird das Ereignis verworfen.

Zweispurereignisse werden als Ereignis der Höhenstrahlung klassifiziert, wenn sich die Spuren einem durchgehenden Kreishogen anpassen lassen, der einen größeren Abstand als 4 mm vom Wechselwirkungspunkt hat.

Im nächsten Schritt wird versucht, die in der x-y-Ebene durch den Wechselwirkungspunkt laufenden Spuren einem gemeinsamen z anzupassen. Ist die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit kleiner als  $5 \cdot 10^{-3}$ , wird die Spur mit der größten Abweichung verworfen und die Anpassungsrechnung wiederholt.

Das gemeinsame z wird gespeichert, das Ereignis nach den verbleibenden Spuren klassifiziert.

Die Schnitte sind so optimiert, daß möglichst kein Ereignis der  $e^+e^-$ -Annihilation, aber möglichst viele Untergrundereignisse verworfen werden. Etwa 30 % der Zweispurereignisse werden als Höhenstrahlung klassifiziert.

### IV.4 Erkennung von Photonen

Zur Analyse der Endzustände  $J/\psi(3.1) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  und  $J/\psi(3.1) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  ist der Nachweis von Photonen erforderlich. Diese Endzustände können andernfalls nicht von QED-Ereignissen ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ ) abgetrennt werden.

Ein Photon wird nachgewiesen, wenn es

- a) hinter dem zweiten Bleizylinder einen elektromagnetischen Schauer erzeugt oder
- b) in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertiert.

Zur Ermittlung eines Schauers hinter dem zweiten Bleizylinder werden die in den Kammern 15 und 16 gesetzten Koordinaten untersucht. Zu einem Schauer gehören alle Koordinaten, deren Azimutwinkeldifferenz zu ihrer Nachbarkoordinate  $\Delta\phi < 36^\circ$  beträgt. Es sind mindestens 4 gesetzte Drähte erforderlich. Der Schauerschwerpunkt wird in  $\phi$  und z berechnet. Der Schauer wird als konvertiertes Photon interpretiert, wenn keine geladene Spur hindurch geht.

Typische Ortsauflösungen sind  $\sigma_\phi = 6^\circ$ ,  $\sigma_z = 40$  mm.

Zur Ermittlung von  $e^+e^-$ -Paaren aus der Photonenkonversion werden alle Paare ausgeglichener Ladungsbilanz daraufhin untersucht, ob die Anfangskordinaten der Spuren übereinstimmen ( $\Delta\phi < 3^\circ$ , die Bedingungen für  $\Delta z$  und  $\Delta\theta$  sind abhängig von den Meßfehlern). Die Tangenten an die Spuranfangspunkte müssen im Rahmen der Fehler durch den Wechselwirkungspunkt gehen.

Mit einem Iterationsverfahren wird der Konversionspunkt bestimmt. Es wird ein Berührungspunkt beider Spuren ermittelt, so daß der Öffnungswinkel der Spuren gleich Null ist und der Gesamtimpuls auf den Wechselwirkungspunkt zeigt.

In vielen Fällen wird nur ein Teilchen des  $e^+e^-$ -Paares rekonstruiert. Spuren, die außerhalb der ersten beiden Kammern beginnen, werden als konvertiertes Photon interpretiert, wenn die Tangente an den Spuranfangspunkt innerhalb der Fehler durch den Wechselwirkungspunkt geht. Konvertiert das Photon im ersten Bleizylinder, ist der Konversionspunkt der Schnittpunkt zwischen Spur und Zylinder. In den anderen Fällen ist der Konversionspunkt der Berührungspunkt der Spurtangente durch den Wechselwirkungspunkt.

Nur aus vollständig rekonstruierten  $e^+e^-$ -Paaren können sowohl Energie als auch Flugrichtung des Photons bestimmt werden. In den anderen Fällen wird nur die Flugrichtung bestimmt.

Das Verhältnis der Anzahl  $N_E$  der Photonen mit Energiemessung zur Anzahl  $N_R$  der Photonen mit ausschließlicher Richtungsmessung beträgt etwa  $N_E : N_R = 1 : 10$ . Dieses Verhältnis ergibt sich aus simulierten Ereignissen  $J/\psi(3.1) \rightarrow f\gamma, f \rightarrow \pi^+\pi^-$  und aus Ereignissen  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$ , die mit Hilfe eines Datensichtgerätes ausgewählt worden sind.

Unter Berücksichtigung der Materieverteilung des PLUTO-Detektors ergibt sich eine Konversionswahrscheinlichkeit für isotrop verteilte Photonen von etwa 60 % (vgl. ROE78). Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist jedoch geringer:

- Elektromagnetische Schauer werden nur in den beiden äußeren Kammern nachgewiesen.
- Wenn die Flugrichtung eines geladenen Teilchens im Rahmen der Fehler mit der Photon-Richtung übereinstimmt, wird der vom Photon ausgelöste Schauer nicht als Photon identifiziert.
- Unvollständig rekonstruierte  $e^+e^-$ -Paare werden nur außerhalb der ersten beiden Kammern nachgewiesen.
- Das Nichtansprechvermögen der Kammern, insbesondere der Hochspannungstreifen, führt dazu, daß kurze Spuren konvertierter Paare nicht rekonstruiert werden.

Die Untersuchung des Endzustandes  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$  am Sichtgerät hat ergeben, daß bei etwa 20 % der in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertierten Photonen keine Spur rekonstruiert wird.

Damit ergibt sich eine obere Grenze für die Photon-Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 40 %.

Da die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers für Ereignisse mit weniger als 3 Spuren gering ist, hängt die Photon-Nachweiswahrscheinlichkeit von der Zahl der geladenen Teilchen des Ereignisses ab. Die Wahrscheinlichkeit, daß beim Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma, f \rightarrow \pi^+\pi^-$  alle Teilchen nachgewiesen werden, beträgt etwa 30 %. Ebenfalls 30 % ist die Wahrscheinlichkeit, daß beim Zerfall  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  beide geladenen Teilchen und mindestens ein Photon nachgewiesen wird (vgl. Kap. VII).

Aus der Untersuchung der Energieverteilung von Photonen auf der Resonanz  $\psi'$  (3.7) geht hervor, daß die Photon-Nachweiswahrscheinlichkeit bei  $E_\gamma = 200$  MeV einsetzt, bis  $E_\gamma = 300$  MeV ansteigt und ab  $E_\gamma = 350$  MeV nur noch schwach von der Energie abhängt.

V. Akzeptanzen und Normierung

V.1 Das Simulationsprogramm

Um aus den beobachteten Ereignisraten Verzweungsverhältnisse bestimmen zu können, muß die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors bekannt sein. Sie wird durch eine Simulation des Experimentes mit einem sogenannten Monte-Carlo-Programm ermittelt.

Da eine ausführliche Beschreibung des Programms in BAC77 gegeben ist, werden hier nur die für die Untersuchungen dieser Arbeit wichtigen Einzelheiten angegeben.

Abb. V.1 zeigt ein Flußdiagramm des Simulationsprogramms. Eingegeben sind Detektorgeometrie, Triggerbedingungen, Kammerwirkungsgrade, Ortsauflösung, konstanter Strahlkreuzungswinkel von 24 mrad, homogenes Magnetfeld von 2 Tesla. Vielfachstreuung und Energieverlust werden berücksichtigt.

Ein Unterprogramm, das von Elektronen oder Photonen erzeugte elektromagnetische Schauer simuliert, berücksichtigt die Effekte Paarbildung, Photoeffekt, Compton-Streuung, Möllerstreuung, Bremsstrahlung, Vielfachstreuung. Die Teilchen eines Schauers werden bis zur unteren Abschneideenergie von 15 MeV verfolgt.

Alle in dieser Arbeit untersuchten Zerfälle des  $J/\psi(3.1)$  sind nach einem Phasenraummodell mit isotroper Produktions- und Zerfallswinkelverteilung simuliert worden. Da die Winkelverteilung der meisten in dieser Arbeit untersuchten Zerfälle nicht isotrop ist, wird dadurch ein systematischer Fehler in die Bestimmung der Verzweungsverhältnisse eingeführt. Wegen der großen Raumwinkelüberdeckung des PLUTO-Detektors beträgt er jedoch höchstens 5 %. Eine entsprechende Abschätzung enthält Kap. VII.3.4.

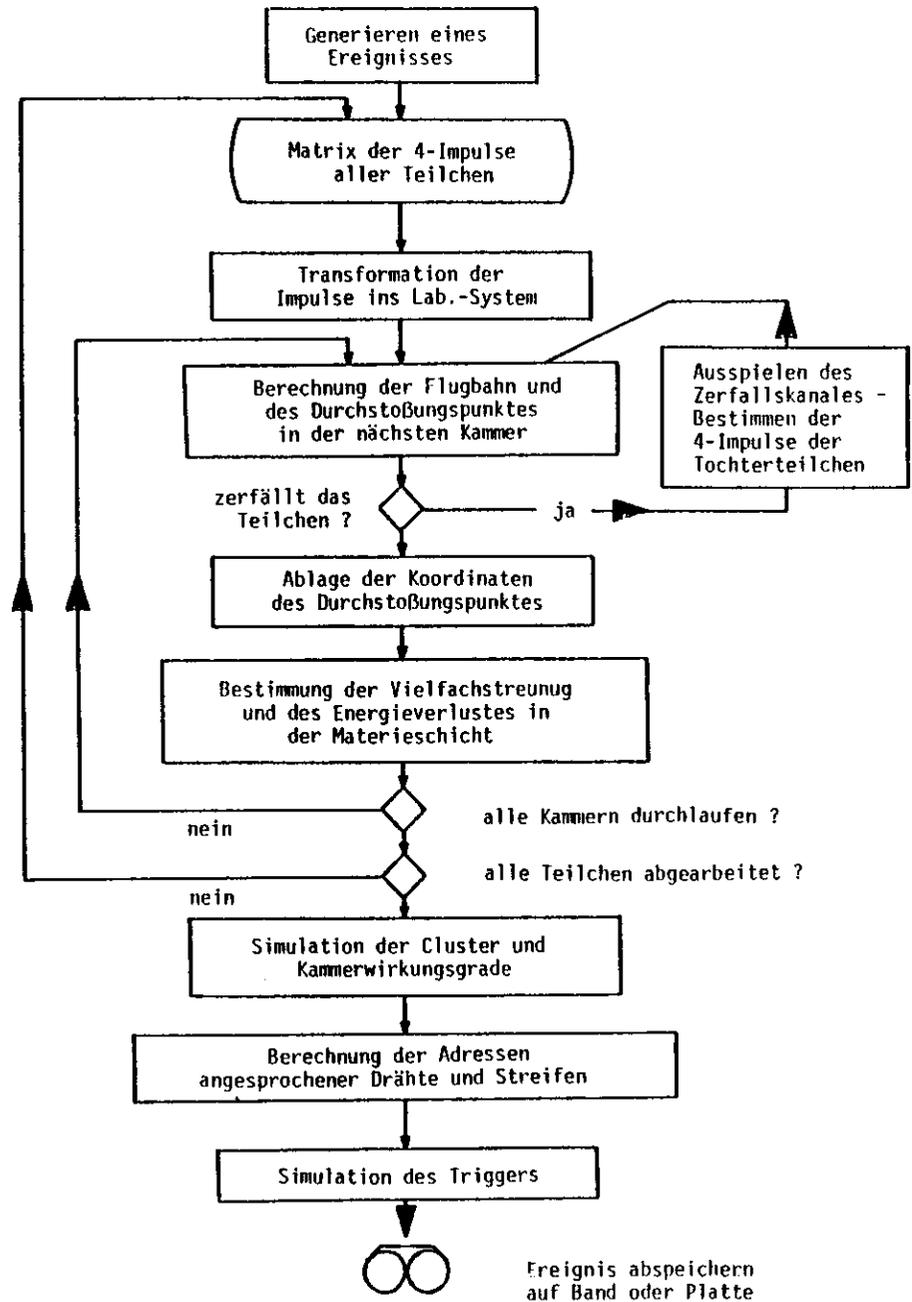


Abb. V.1

Blockdiagramm des Simulationsprogramms ( aus BAC77 )

Das Simulationsprogramm ist anhand der experimentellen Daten so weit wie möglich überprüft worden. Überprüfungen, welche die hier untersuchten Zerfallskanäle betreffen, sind in den entsprechenden Kapiteln dargestellt. Allgemeine Parameter des Programms sind an den inklusiven hadronischen Spektren und den Energie- und Winkelverteilungen geladener Teilchen im Bereich der Schwerpunktennergien von  $\sqrt{s} = 3.6 - 5.0$  GeV untersucht worden (BAC77). Clusterbreiten werden auf 10 % genau wiedergegeben, der Fehler der Triggersimulation beträgt höchstens 4 %. Die Impulsauflösung ist an  $\mu$ -Paaren aus Zerfällen des  $J/\psi(3.1)$  überprüft worden. (Experiment:  $\frac{\Delta p}{p} = (3.0 \pm 0.1) \%$ , Simulation:  $\frac{\Delta p}{p} = (2.7 \pm 0.1) \%$ ).

Die Bestimmung der allgemeinen Akzeptanz durch das Simulationsprogramm ist mit einem Fehler von höchstens 7 % behaftet. Weitere Fehler entstehen durch unkontrollierte Veränderungen der Speicherringparameter, Verluste in der Trigger- und Ausleseelektronik durch zeitliche Schwankungen der Signale, ungenaue Simulation der Vorgänge in den Proportionalkammern. Diese Effekte bewirken insgesamt einen Fehler von höchstens 3 %.

Die simulierten Ereignisse werden derselben Auswertekette unterworfen wie die echten Daten. Auf diese Weise wird der Einfluß von Spurerkennung, Schnitten, Untergrundsubtraktion auf die Nachweiswahrscheinlichkeit richtig berücksichtigt.

## V.2 Gesamtzahl der Ereignisse

Im Januar und Februar 1976 ist auf der Resonanz  $J/\psi(3.1)$  eine integrierte Luminosität von  $49.6 \text{ nb}^{-1}$  gesammelt worden, etwa 80 % davon im Bereich des Resonanzmaximums. Die Resonanzkurve und die Verteilung der Luminosität auf die Energiepunkte zeigt Abb. V.2. Als integrierter hadronischer Wirkungsquerschnitt ist

$$\int \sigma_h dE = (10.95 \pm 1.0) \mu\text{b} \cdot \text{MeV}$$

gemessen worden (BAC77), in guter Obereinstimmung mit den Werten anderer Experimente (vgl. z.B. W1178). Die Strahlungskorrekturen betragen etwa 30 % des integrierten Wirkungsquerschnittes.

Die Anzahl der hadronischen Zerfälle des  $J/\psi$  ist mit denselben Methoden ermittelt worden, die zur Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes angewandt worden sind (vgl. BUR76). Hadronische Ereignisse erfüllen die folgenden Bedingungen:

- Mindestens 2 Spuren kommen vom Wechselwirkungspunkt
- Der zur z-Achse transversale Impuls ist größer als 150 MeV/c
- Für Zweispurereignisse ist die Differenz der Azimutwinkel  $\Delta\phi$  beider Spuren kleiner als  $150^\circ$ .
- Für Dreispurereignisse sind mindestens 2 Differenzen  $\Delta\phi$  zwischen Spurpaaren kleiner als  $150^\circ$ .

Die letzten beiden Bedingungen sollen die hadronischen Ereignisse von den Zerfällen  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  trennen.

Höhenstrahlung und Strahl-Gas-Wechselwirkungen werden durch eine Seitenbandsubtraktion in der z-Verteilung der Ereignisvertizes abgetrennt. Bei Zweispurereignissen beträgt der Untergrundanteil 3 %, bei Vierspurereignissen nur 1.5 %.

Mit Hilfe von Simulationsrechnungen wird die beobachtete Anzahl von 83 647 hadronischen  $J/\psi$ -Zerfällen auf die Gesamtzahl aller  $J/\psi$ -Zerfälle korrigiert. Strahlungskorrekturen werden nicht angebracht. Es wird berücksichtigt, daß das  $J/\psi(3.1)$  zu 14 % leptonic zerfällt (PAR78).

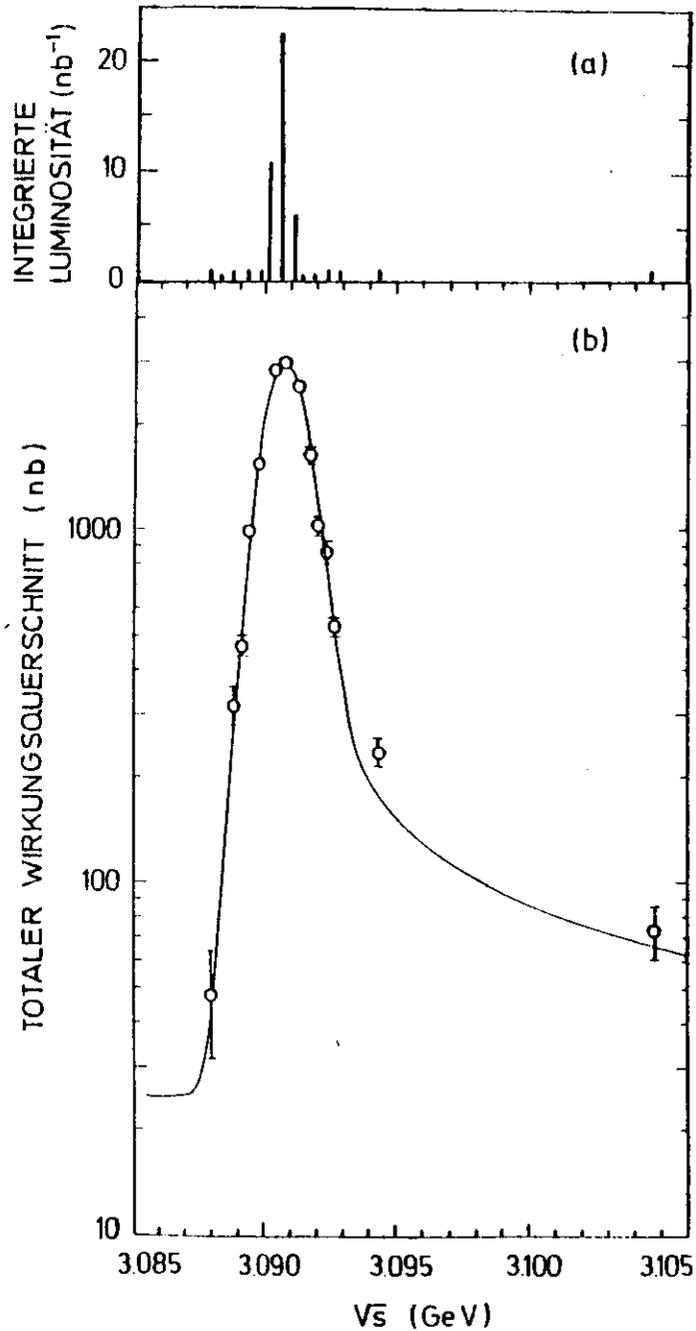


Abb. V.2  
Verteilung der integrierten Luminosität (a) und Anregungskurve des J/ψ(3.1) (b)

Der statistische Fehler (0.3 %) und der Fehler der Untergrundsubtraktion können vernachlässigt werden. Der angegebene Fehler ist der systematische Fehler von 8 % für das Simulationsprogramm (Akzeptanzfehler 7 %, übrige Fehler 3 %, beide quadratisch addiert, vgl. Abschn. V.1).

Für die Gesamtzahl aller J/ψ-Zerfälle ergibt sich damit (DEV78)

$$N_{\text{tot}} = (141.5 \pm 11.3) \cdot 10^3$$

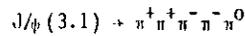
Diese Zahl wird den Berechnungen des Verzweigungsverhältnisses zugrunde gelegt.

VI. Zerfälle in 5 Pionen

In diesem Kapitel wird der Zerfall des  $J/\psi(3.1)$  in den Endzustand  $2(\pi^+\pi^-)\pi^0$  untersucht. Dabei werden die Verzweigungsverhältnisse  $BR(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+\pi^-)$  und  $BR(J/\psi \rightarrow \omega f)$  gemessen, die zum Studium der OZI-Regel von besonderem Interesse sind. Erstmals ist in diesem Experiment der Zerfall  $J/\psi(3.1) \rightarrow B^1 \pi^F$  nachgewiesen worden.

VI.1 Auswahl der Ereignisse

Zur Analyse des Zerfalls



werden alle Ereignisse mit genau 4 vom Wechselwirkungspunkt auslaufenden Spuren und ausgeglichener Ladungsbilanz ausgewählt. Diese Bedingung erfüllen 17900 Ereignisse.

Auf den Nachweis der Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall wird in dieser Untersuchung verzichtet, weil dieser Nachweis die Rekonstruktionsgenauigkeit des 5-Pion-Endzustandes nicht wesentlich erhöht. Andererseits würde die Gesamtzahl der Ereignisse wesentlich verringert, da die Nachweiswahrscheinlichkeit für mindestens ein Photon des  $\pi^0$  nur etwa 40% beträgt. Untergrundereignisse lassen sich auch ohne diesen Nachweis durch Schnitte im Quadrat der fehlenden Masse und im fehlenden Impuls gut abtrennen.

Abb.VI.1 zeigt die Verteilung des Quadrats der fehlenden Masse  $M_X^2$  für die ausgewählten 17900 Ereignisse.  $M_X^2$  ist definiert durch

$$M_X^2 = (E_0 - \sum_{i=1}^4 E_i)^2 - |\sum_{i=1}^4 \vec{p}_i|^2$$

Dabei erstreckt sich die Summation über die 4 nachgewiesenen Spuren, die Energien  $E_i$  sind unter Zuordnung der Pionmasse berechnet,  $E_0$  ist die Gesamtenergie ( $E_0 = 2 \cdot E_{\text{Strahl}}$ ) des Ereignisses.

Die Verteilung zeigt eine Anhäufung von Ereignissen bei  $M_X^2 \approx 0$  mit der vollen Breite (FWHM)  $\Delta M_X^2 \approx 0.2 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$  über einem bis etwa  $5 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$  verlaufenden Untergrund.

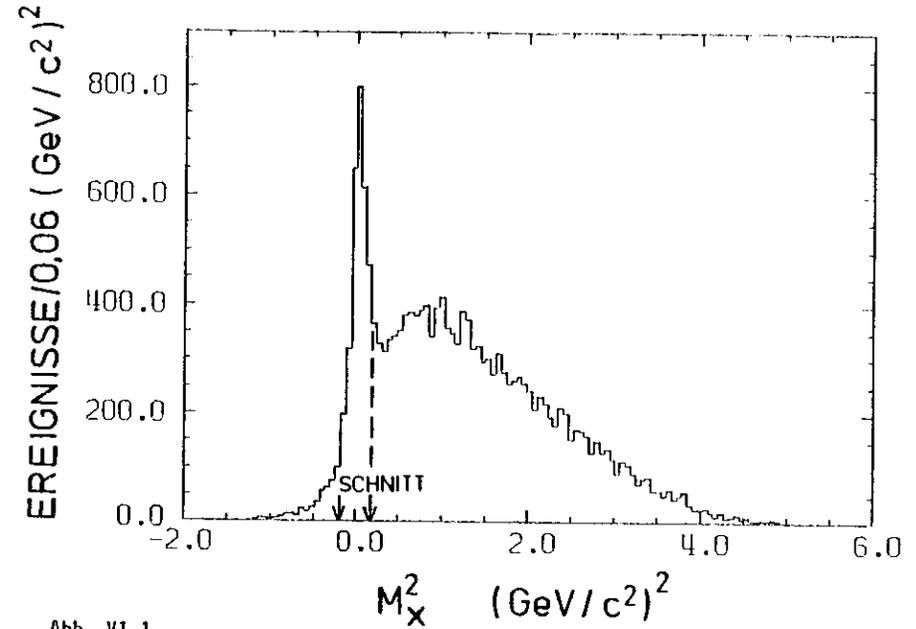


Abb. VI.1

Quadrat der fehlenden Masse  $M_X^2$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)X$

Zu der Oberhöhung bei  $M_X^2 \neq 0$  können die folgenden Zerfälle beitragen:

1. Zerfall  $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$
2. Zerfall  $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \gamma$
3. Zerfälle ohne neutrales Teilchen, wie  $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ ,  $K_S^0 K^+ \pi^+$ ,  $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$   
(quasielastische Ereignisse)

Simulationsrechnungen zeigen, daß der Endzustand  $K^+ K^+ K^- K^-$  bei Zuordnung der Pionmasse etwa bei  $M_X^2 = (0.5 \pm 0.15) (\text{GeV}/c^2)^2$  liegt. Diese Ereignisse tragen also nicht zu der Oberhöhung bei. Andererseits können die oben angegebenen Endzustände mit 2 Kaonen beitragen (GER77).

Untergrundereignisse, die ebenfalls in den Ereignissen vorhanden sein können, sind u.a. folgende Reaktionen:

1.  $e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma$  mit Konversion beider Photonen im Strahlrohr in  $e^+ e^-$ -Paare
2. Endzustände mit weiteren geladenen, jedoch nicht nachgewiesenen Teilchen
3. Endzustände mit mehr als einem neutralen Teilchen, z.B.  $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \pi^0$
4. Endzustände mit Kaonen, z.B.  $K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$

Zur Reduktion des Untergrundes werden zunächst alle Ereignisse mit  $|M_X^2| > 0.2 (\text{GeV}/c^2)^2$

verworfen. Abb. VI.2a zeigt für die verbleibenden 3083 Ereignisse die Verteilung des Quadrates des fehlenden Impulses  $\vec{p}_X$ , der definiert ist durch

$$\vec{p}_X = - \sum_{i=1}^4 \vec{p}_i$$

Oberhalb  $|\vec{p}_X|^2 = 0.2 (\text{GeV}/c)^2$  zeigt diese logarithmisch dargestellte Verteilung einen exponentiellen Verlauf.

Eine Anpassung der Funktion  $f(p^2) = a \cdot \exp(-b \cdot p^2)$  an den unteren Teil des Spektrums ergibt die exponentielle Steigung von

$$b = (2.6 \pm 0.3) (\text{GeV}/c)^{-2}.$$

Im Bereich kleinerer Werte von  $|\vec{p}_X|^2$ , in dem quasielastische Reaktionen beitragen können, gibt es einen deutlichen Überschuß von Ereignissen. Die Annahme, daß der Überschuß oberhalb der eingezeichneten Linie von quasielastischen Ereignissen herrührt, wird unterstützt durch das Ergebnis von Simulationsrechnungen für den Zerfall  $J/\psi(3.1) \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$  mit Hilfe des Phasenraum-

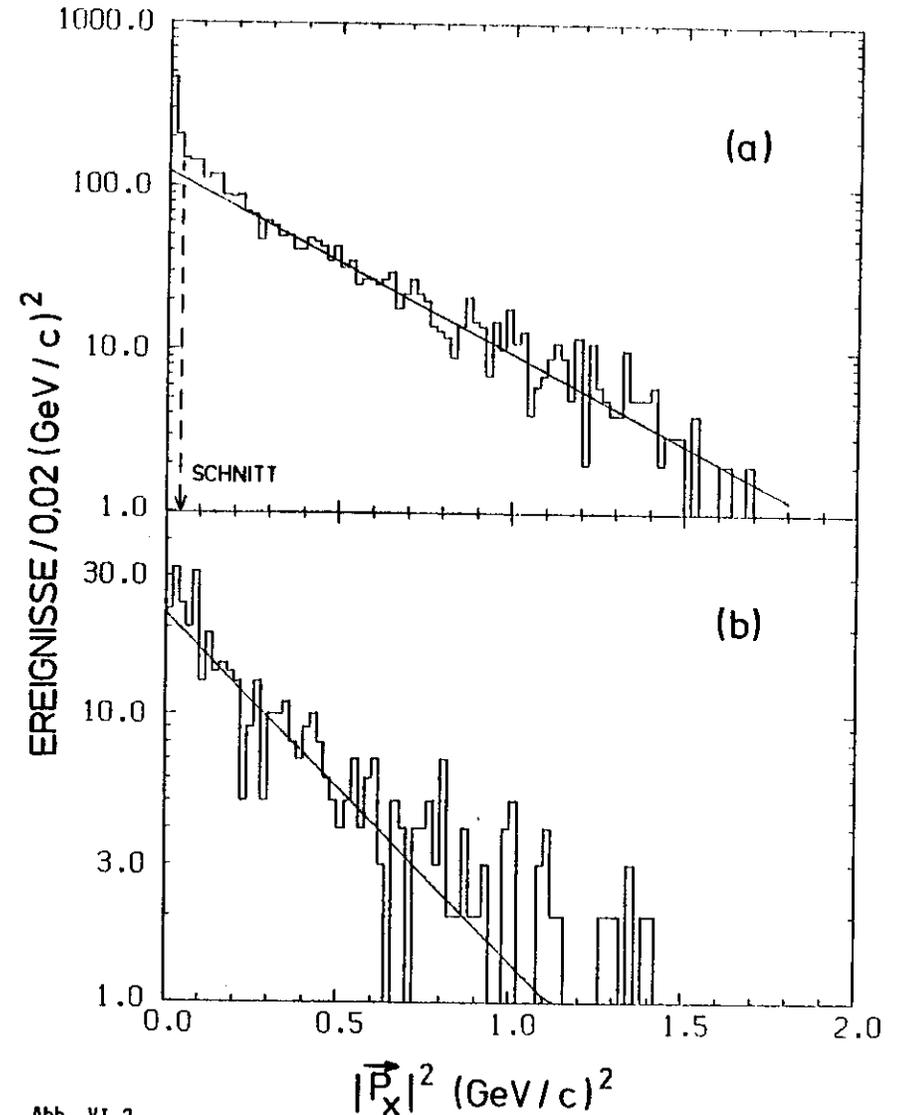


Abb. VI.2

Quadrat des fehlenden Impulses  $p_X^2$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0$  für Experiment (a) und Simulation (b)

modells (vgl. Abschn. VI. 3). Diese ergeben in der Verteilung des Quadrates des fehlenden Impulses einen exponentiellen Verlauf mit der (exponentiellen) Steigung (vgl. Abb. VI. 2b)

$$b = (2.8 \pm 0.2) \text{ (GeV/c)}^{-2}$$

Der Wert ist in guter Obereinstimmung mit den experimentellen Daten im Bereich  $|\vec{p}_x|^2 > 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$ .

Durch den Schnitt  $|\vec{p}_x|^2 > 0.04 \text{ (GeV/c)}^2$ , nach dem 2424 Ereignisse verbleiben, wird der Anteil quasielastischer Ereignisse auf weniger als 10% reduziert.

### VI.2 Diskussion des Endzustandes $2(\pi^+\pi^-)\gamma$

In den verbleibenden Ereignissen ist eine kinematische Abtrennung möglicher Endzustände  $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\gamma$  nicht möglich. Der Zerfall des  $J/\psi$  in diesen Endzustand ist bisher noch nicht gemessen worden. In diesem Abschnitt wird dargelegt, daß der Anteil von Ereignissen  $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\gamma$  an den Ereignissen  $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$  gering ist.

- Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$ ,  $f \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)$  führt zum Endzustand  $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\gamma$ . Das Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma) = 0.2\%$  ist in diesem Experiment gemessen worden (vgl. Kap. VII). Mit der Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta = 0.33$  ergeben sich 2.5 Ereignisse  $2(\pi^+\pi^-)\gamma$ . Das sind weniger als 0.2% der beobachteten Ereignisse.
- Die beobachteten Ereignisse sind an die Hypothese  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$  kinematisch angepaßt worden (vgl. Abschn. VI.4). Die effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  zeigt ein deutliches Signal für das  $\omega$ -Meson. Für diese Ereignisse (16% der Gesamtzahl) ist der Endzustand  $2(\pi^+\pi^-)\gamma$  ausgeschlossen.
- Es ist versucht worden, mit Hilfe der Flugrichtung des Photons den Endzustand  $2(\pi^+\pi^-)\gamma$  unmittelbar nachzuweisen. Die Flugrichtung des Photons muß mit der Richtung des fehlenden Impulses im Rahmen der Meßfehler übereinstimmen. Beim Endzustand  $2(\pi^+\pi^-)\pi^0$  haben die Photonen aus dem Zerfall des  $\pi^0$  eine breitere Verteilung um die Richtung des fehlenden Impulses.

Ausgewählt werden Ereignisse, für die gilt:

- Genau 4 Spuren mit ausgeglichener Ladungsbilanz kommen vom Wechselwirkungspunkt
- Genau ein Photon ist nachgewiesen
- $|M_x^2| < 0.2 \text{ (GeV/c}^2)^2$
- $|\vec{p}_x^2| > 0.4 \text{ GeV/c}^2$
- $|\cos\theta_x| < 0.6$  ( $\theta_x$  = Winkel des fehlenden Impulses mit der  $e^+e^-$ -Strahlachse)

Diese Bedingungen erfüllen 187 Ereignisse.

Der Schnitt im fehlenden Impuls ist auf 400 MeV/c heraufgesetzt worden, weil dadurch

- die Photonen genügend Energie haben, um mit der höchsten Wahrscheinlichkeit nachgewiesen zu werden,
- der Anteil quasielastischer Kanäle weitgehend unterdrückt ist,
- die Richtung des fehlenden Impulses genauer bestimmt ist.

Es werden nur Photonen benutzt, die in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertieren. Die Ortsbestimmung elektromagnetischer Schauer ist für diese Untersuchung zu ungenau (vgl. Kap. IV.4).

Der Azimutwinkel  $\phi_Y$  des Photonkonversionspunktes wird auf  $\sigma_{\phi} = \pm 1^\circ$  genau gemessen. Maß für die Abweichung von der Richtung des fehlenden Impulses ist  $\Delta\phi = \phi_Y - \phi_X$ , wobei  $\phi_X$  der Azimutwinkel des fehlenden Impulses ist.

Bei insgesamt 11 auf dem  $J/\psi$  gefundenen Ereignissen  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  liegt das Photon immer innerhalb des Bereiches  $|\Delta\phi| < 4^\circ$ . Für den Endzustand  $2(\pi^+\pi^-)\gamma$  wird dieselbe Obereinstimmung erwartet.

Die Verteilung von  $\Delta\phi$  für den Endzustand  $2(\pi^+\pi^-)\pi^0$  wird wie folgt abgeschätzt. Sei  $\phi'$  der Winkel zwischen Photon und Flugrichtung des  $\pi^0$  im Ruhesystem des  $\pi^0$ . Dann gilt im Laborsystem (vgl. z.B. ROS56)

$$\cos(\phi) = \frac{v + \cos(\phi')}{1 + v \cdot \cos(\phi')}$$

( $v$  = Geschwindigkeit des  $\pi^0$  im Laborsystem, Lichtgeschwindigkeit  $c = 1$ )

Die Winkelverteilung  $dN/d\phi$  im Laborsystem berechnet sich aus

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{dN}{d\phi'} \cdot \frac{d\phi'}{d\phi}$$

Unter der Annahme, daß die Verteilung  $dN/d\phi'$  im Schwerpunktsystem des  $\pi^0$  isotrop ist, ergibt sich

$$\frac{dN}{d\phi} \sim \frac{\sqrt{1-v^2}}{1+v \cdot \cos(\phi')}$$

In Abb. VI.3 ist diese Verteilung für einen  $\pi^0$ -Impuls von  $p_{\pi^0} = 1 \text{ GeV}/c$  dargestellt (durchgezogene Linie). Die gemessene Verteilung  $\Delta\phi$  (Abb. VI.3) ist damit verträglich, daß nur der Endzustand  $2(\pi^+\pi^-)\pi^0$  auftritt. Der Anteil an Ereignissen  $2(\pi^+\pi^-)\gamma$  ist in diesen Daten damit kleiner als 15% (95% c.l.).

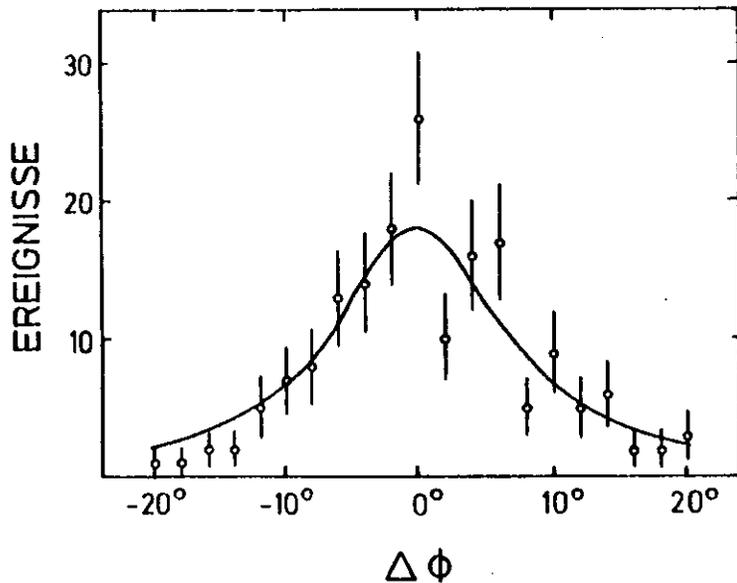


Abb. VI.3

Azimutwinkeldifferenz  $\Delta\phi$  zwischen Photon und fehlendem Impuls im Endzustand  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$

### VI.3 Verzweigungsverhältnis $BR(J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0)$

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit sind 1000 Zerfälle  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$  simuliert worden. Abb. VI.4 zeigt die Verteilung von  $M_X^2$  für die 474 Ereignisse mit 4 geladenen Teilchen und ausgeglichener Ladungsbilanz. Die Verteilung um  $M_X^2 = 0$  mit der Breite  $\Delta M_X^2 = 0.2 (\text{GeV}/c^2)^2$  (FWHM) stimmt mit der entsprechenden experimentellen Verteilung überein. Nach den Schnitten  $|M_X^2| < 0.2 (\text{GeV}/c^2)^2$  und  $|\vec{p}_X|^2 > 0.04 (\text{GeV}/c)^2$  beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit für den Endzustand  $2(\pi^+\pi^-)\pi^0$

$$n = (33 \pm 2)\%$$

Die Anzahl der experimentell beobachteten Ereignisse  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$  ist aus der Verteilung  $M_X^2$  der Ereignisse mit  $|\vec{p}_X|^2 > 0.04 (\text{GeV}/c)^2$  ermittelt worden (Abb. VI.5). Der Verlauf des Untergrundes läßt sich gut abschätzen (eingezeichnete Linie). Die Simulationsrechnung zeigt, daß sich die Verteilung der fehlenden Masse für den Zerfall  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$  nicht durch eine einfache Gaußverteilung beschreiben läßt (vgl. auch GER77).

Deshalb ist die Zahl der Ereignisse nicht mit Hilfe einer Anpassungsrechnung ermittelt sondern ausgezählt worden. Im Bereich  $|M_X^2| < 0.2 (\text{GeV}/c^2)^2$  gibt es 1500 Ereignisse über dem Untergrund. Zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses wird angenommen, daß alle 1500 Ereignisse aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$  stammen.

Damit wird das Verzweigungsverhältnis †

$$BR(J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0) = (3.69 \pm 0.59)\%$$

Der Fehler ist die quadratische Summe aus statistischem Fehler (7%) und systematischem Fehler (14%). Der systematische Fehler ist in Abschn. VI.7 detailliert diskutiert.

Das Ergebnis stimmt gut mit den Werten aus GER77 ( $3.7 \pm 0.5\%$ ) und JEA76 ( $4.0 \pm 1.0\%$ ) überein.

Ungerechnet auf die Zerfallsbreite  $\Gamma$  ergibt sich

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0) = (2.5 \pm 0.4) \text{ keV}$$

†  $BR = N_{\text{obs}} / (n \cdot N_{\text{tot}})$ ;  $N_{\text{obs}}$  = Anzahl der beobachteten Ereignisse,  $N_{\text{tot}}$  = Anzahl aller  $J/\psi$ -Zerfälle.

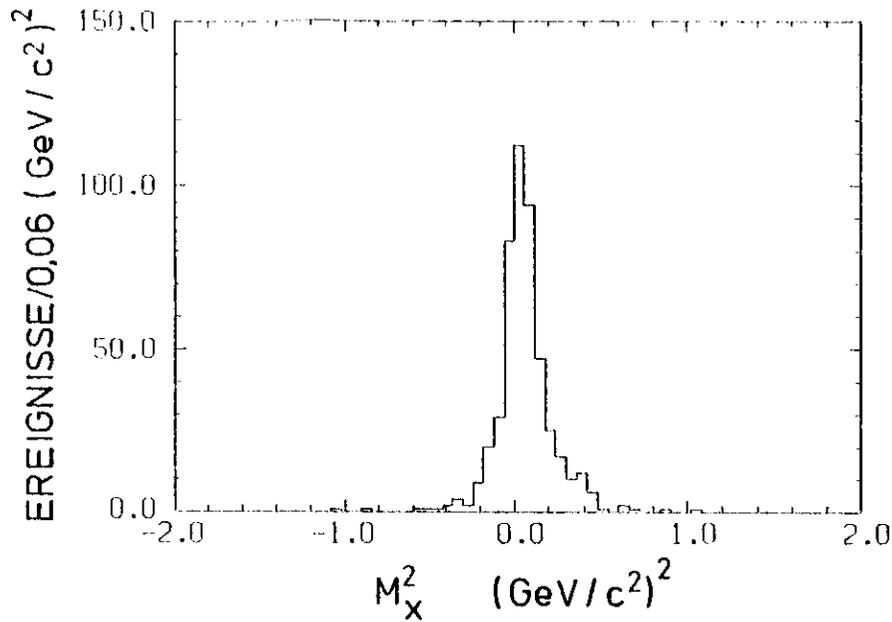


Abb. VI.4  
 Quadrat der fehlenden Masse  $M_X^2$  für simulierte Ereignisse  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$

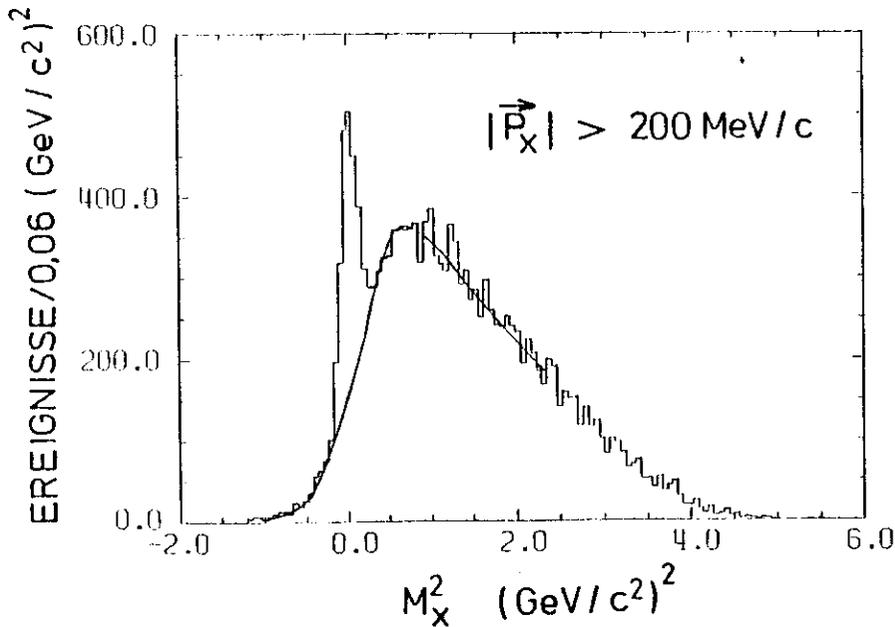


Abb. VI.5  
 Quadrat der fehlenden Masse  $M_X^2$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)X$  für Ereignisse mit  $p_X > 200 \text{ MeV/c}$

VI.4 Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+\pi^-)$

An die in diesem und den folgenden Abschnitten untersuchten Ereignisse sind die bereits beschriebenen Schnitte angebracht worden. Zur Erhöhung der Rekonstruktionsgenauigkeit sind die Ereignisse an die Hypothese

$$J/\psi(3.1) \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$$

kinematisch angepaßt worden. Da das  $\pi^0$  nicht gemessen wird, handelt es sich um eine Anpassung mit einem Freiheitsgrad (1 C-Fit).

Abb. VII.6 zeigt die effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  der Ereignisse mit einer  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit (fit probability)  $> 1\%$  nach allen Schnitten.

Bei  $M(\pi^+\pi^-\pi^0) \approx 550 \text{ MeV/c}^2$  gibt es eine sehr schwache Überhöhung, die aus dem Zerfall  $\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  herrühren könnte. Da die Zahl der Ereignisse sehr klein ist, wird dieser Effekt nicht weiter untersucht.

Bei der Masse des  $\omega$  Mesons tritt eine deutliche Überhöhung auf. An die Daten ist für die Resonanz eine Gaußkurve

$$f(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{N}{\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(m - m_0)^2}{2\sigma^2}\right)$$

(N = Anzahl der Ereignisse)

und für den Untergrund ein Polynom 2. Grades angepaßt worden (eingezeichnete Linie in Abb. VI.6). Die sich ergebenden Parameter der Gaußkurve enthält Tabelle VI.1.

Die Masse stimmt gut mit dem für das  $\omega$  erwarteten Wert überein. Die Zerfallsbreite des  $\omega$  ( $\Gamma_\omega = 10 \text{ MeV}$ ) ist so klein, daß die Breite  $\sigma = 30 \text{ MeV/c}^2$  der Gaußkurve allein durch die Massenauflösung des Detektors bestimmt ist. Zur Ermittlung der Nachweiswahrscheinlichkeit sind 1515 Ereignisse  $J/\psi(3.1) \rightarrow \omega \pi^+\pi^-$  simuliert worden. Von 525 Ereignissen mit 4 geladenen Teilchen und ausgeglichener Ladungsbilanz haben 518 eine  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit von  $> 1\%$  für die Hypothese  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$ . Die Verteilungen der fehlenden Masse und des fehlenden Impulses unterscheiden sich nicht wesentlich von denen der simulierten Ereignisse  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$ .

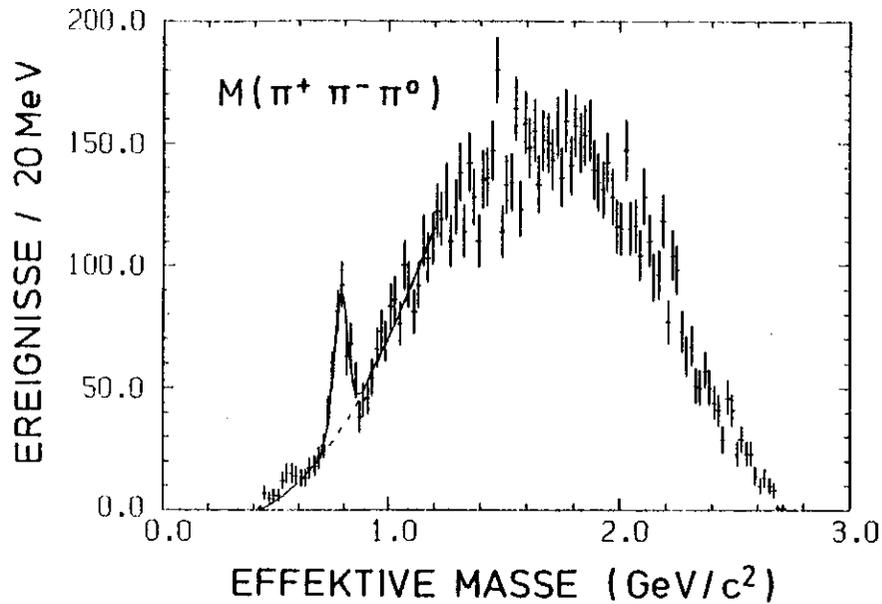


Abb. VI.6  
Effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$

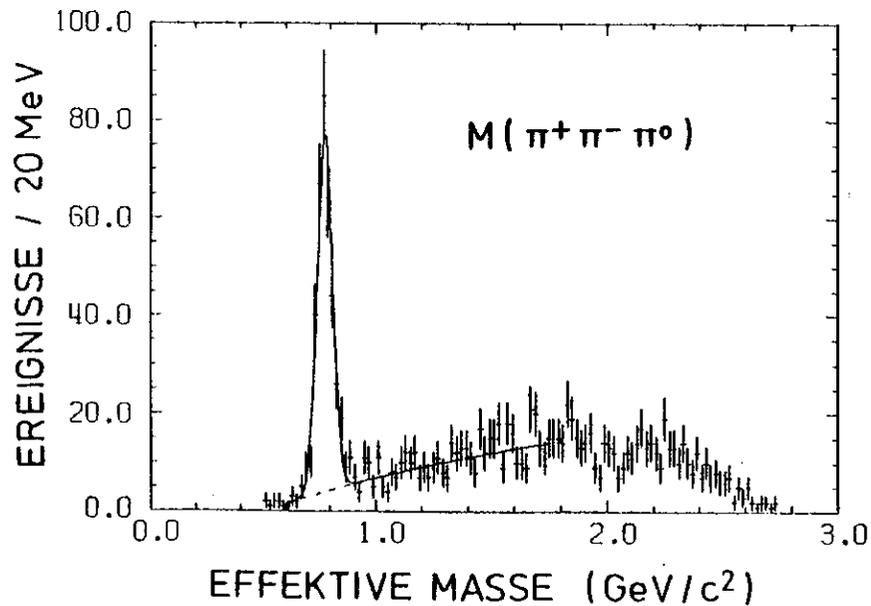


Abb. VI.7  
Effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  simulierter Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$

An die Verteilung  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  (Abb. VI.7) ist eine Gaußkurve und ein Polynom angepaßt worden (eingezeichnete Linie). Im Rahmen der Fehler stimmen die Parameter der Gaußkurve mit den entsprechenden Werten der experimentellen Daten überein (vgl. Tabelle VI.1). Der Untergrund stammt aus den Massenkombinationen  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ , bei denen nicht alle Pionen aus dem Zerfall des  $\omega$  stammen. Mit der sich ergebenden Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta = (22 \pm 1)\%$  werden das Verzweigungsverhältnis

$$BR(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+\pi^-) = (0.79 \pm 0.16)\%$$

und die Zerfallsbreite

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+\pi^-) = (529 \pm 107) \text{ eV}$$

Das Ergebnis stimmt mit dem Wert aus VAN77/1 ( $BR = (0.68 \pm 0.19)\%$ ) im Rahmen des Fehlers überein.

VI.5 Verzweigungsverhältnisse  $BR(J/\psi \rightarrow f\omega)$  und  $BR(J/\psi \rightarrow B^\pm \pi^\mp)$

In den Untersuchungen dieses Abschnittes ist das  $\omega$  durch das Massenband  $0.73 \leq M(\pi^+ \pi^- \pi^0) \leq 0.84 \text{ GeV}/c^2$  definiert. Von den insgesamt 381 Ereignissen im  $\omega$ -Band gehören etwa 44% zum Untergrund.

Abb. VII.8a zeigt die effektive Masse  $M(\pi^+ \pi^-)$  der beiden Pionen, die nicht aus dem Zerfall des  $\omega$  stammen. Abb. VI.8b zeigt die effektive Masse  $M(\omega \pi^\pm)$ . Die deutliche Oberhöhung bei  $M(\pi^+ \pi^-) = 1.3 \text{ GeV}/c^2$  stammt aus dem Zerfall des  $f$  Mesons. In der Verteilung  $M(\pi^+ \pi^-)$  gibt es keine Oberhöhung bei der Masse des  $\rho^0$ . Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \rho^0 \omega$  verletzt die Erhaltung der C-Parität. Die Anhäufung bei  $M(\omega \pi^\pm) = 1.2 \text{ GeV}/c^2$  weist das B-Meson nach.

In der Verteilung  $M(\pi^+ \pi^-)$  (Abb. VI.8a) gibt es einen hohen Punkt bei etwa  $500 \text{ MeV}/c^2$ , für den die Annahme nahezu liegen scheint, daß er aus Zerfällen des  $K_S^0$  stammt. Bemerkenswert ist die Korrelation dieser Ereignisse mit dem  $\omega$ -Signal.

In Abb. VI.9, in der  $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$  gegen die effektive Masse der beiden restlichen Pionen aufgetragen ist, erkennt man deutlich die Anhäufung im Schnitt der Ränder des  $f$  und des  $\omega$ , dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\omega$  entsprechend. Darüberhinaus gibt es im  $\omega$ -Band eine Anhäufung bei  $M(\pi^+ \pi^-) = 0.5 \text{ GeV}/c^2$ . Bei 6 erwarteten Ereignissen entsprechen die 15 beobachteten Ereignisse einem Effekt von

$$\frac{15-6}{\sqrt{6}} = 3.7 \text{ Standardabweichungen.}$$

Die Erklärung dieser Ereignisse als Zerfälle des  $K_S^0$  bereitet Schwierigkeiten. Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega K_S^0 K_L^0$ , bei dem das  $K_L^0$  nicht nachgewiesen wird, hat eine große fehlende Masse. Bei der Anpassung an die Hypothese  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0$  ergibt sich kein Signal für das  $\omega$ . Simulationsrechnungen zeigen, daß die in VAN77/1 gemessenen Zerfälle des  $J/\psi$  in  $K\bar{K}^*$  und  $K^{0*} K^{0*}$  diesen Effekt nicht erzeugen.

Die Untersuchung des fehlenden Impulses und der fehlenden Energie dieser Ereignisse hat zu keiner Erklärung geführt.

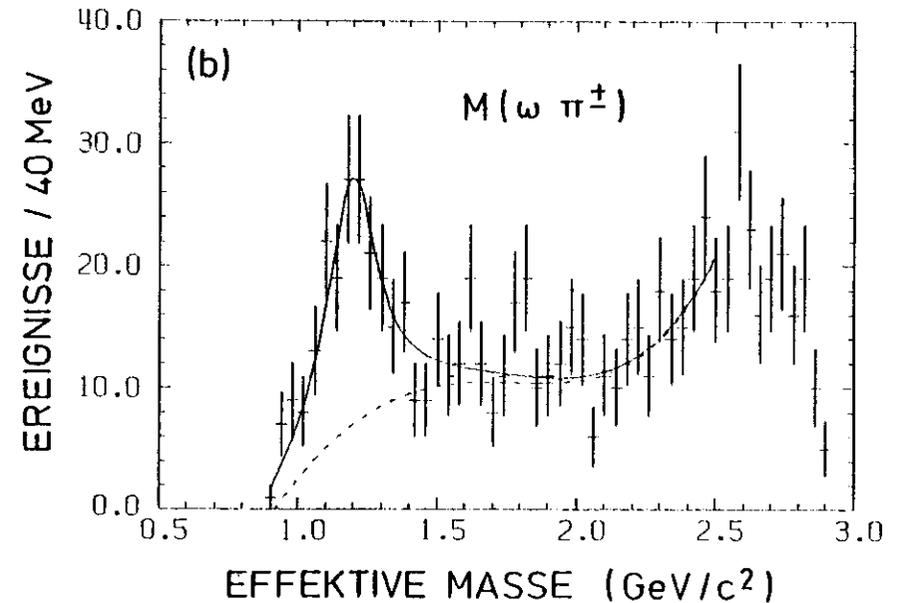
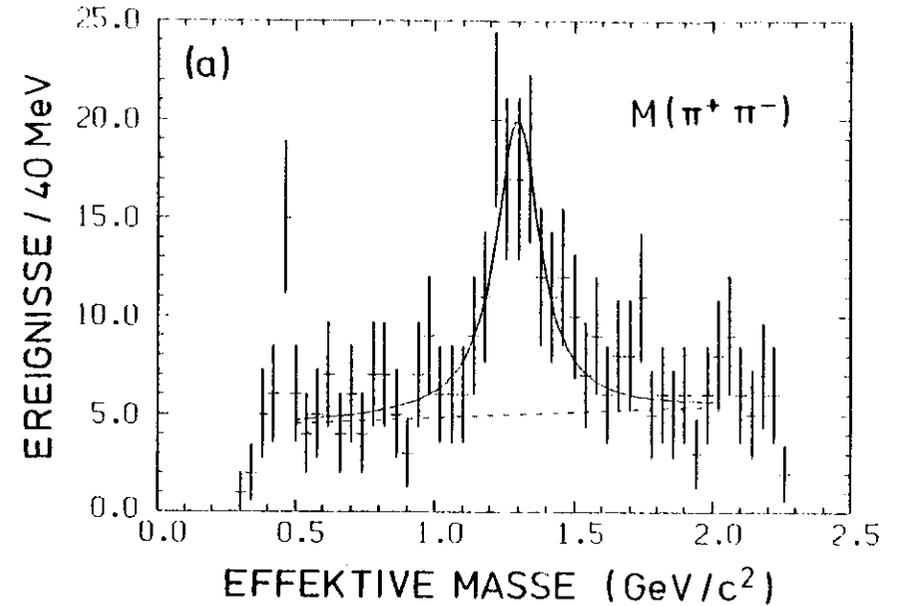


Abb. VI.8

Effektive Massen im Endzustand  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$

a) Effektive Masse  $M(\pi^+ \pi^-)$  gegenüber dem  $\omega$  ( $0.73 \leq M(\pi^+ \pi^- \pi^0) \leq 0.84 \text{ GeV}/c^2$ )

b) Effektive Masse  $M(\omega \pi^+) + M(\omega \pi^-)$

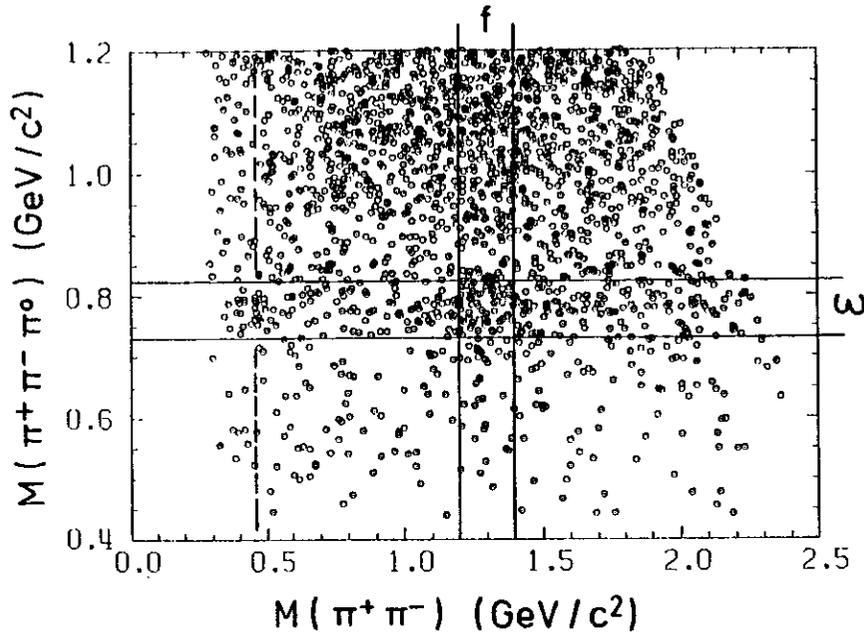


Abb. VI.9  
 $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$  gegen  $M(\pi^+ \pi^-)$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- (\pi^+ \pi^- \pi^0)$   
 Eingezeichnet die Bänder für f- und  $\omega$ - Meson

In VAN77/1 gibt es in der entsprechenden Verteilung  $M(\pi^+ \pi^-)$  des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$  ebenfalls einen unerklärten Effekt bei  $M(\pi^+ \pi^-) \approx 0.5 \text{ GeV}/c^2$  (vgl. Abb. X.4).

Alle Ereignisse mit einem  $\omega$  sind im Dalitzdiagramm (siehe KOC64)  $M^2(\omega \pi^-)$  gegen  $M^2(\omega \pi^+)$  eingetragen (Abb. VI.10). Die Verteilungen  $M(\omega \pi^+)$  und  $M(\omega \pi^-)$  entsprechen Projektionen auf die entsprechenden Achsen des Dalitzdiagramms. Die Ereignisse des Zerfalls  $B^{\pm} \pi^{\mp}$  liegen in Bändern parallel zu den Achsen. Resonanzen der beiden Pionen, wie das f Meson, erscheinen als diagonale Bänder.

Die aus den bekannten Massen und Breiten berechneten Bänder für das B und das f sind in das Dalitzdiagramm eingezeichnet. Ober dem Untergrund erkennt man eine Häufung in den Bändern. Es wird deutlich, daß die Oberhöhung in Abb. VI.8b bei  $M(\omega \pi^{\pm}) = 2.6 \text{ GeV}/c^2$  eine kinematische Reflexion des B ist. Sie entsteht dadurch, daß das nicht aus dem Zerfall  $B \rightarrow \omega \pi$  stammende Pion zusammen mit dem  $\omega$  eine hohe Masse  $M(\omega \pi)$  bildet.

An die Verteilungen  $M(\pi^+ \pi^-)$  und  $M(\omega \pi^{\pm})$  ist jeweils eine relativistische Breit-Wigner-Verteilung für die Resonanz (durchgezogene Linie) und ein Polynom für den Untergrund (unter der Resonanz gestrichelt) angepaßt worden.

Die für Produktionsexperimente in der Hochenergiephysik gültige relativistische Breit-Wigner-Funktion lautet: (PIS68, JAC64)

$$f(m) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{m \cdot m_0 \cdot \Gamma}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \cdot \Gamma^2}$$

mit  $\Gamma$  = gesamte Breite der Resonanz  
 $m_0$  = Massenschwerpunkt der Resonanz

In dieser Formel sind folgende Faktoren vernachlässigt, die die Form der Resonanz beeinflussen:

- Spinfaktoren
- Phasenraum-Faktoren
- Abhängigkeit der Breite  $\Gamma$  von der Masse  $m$
- Interferenzeffekte im Endzustand

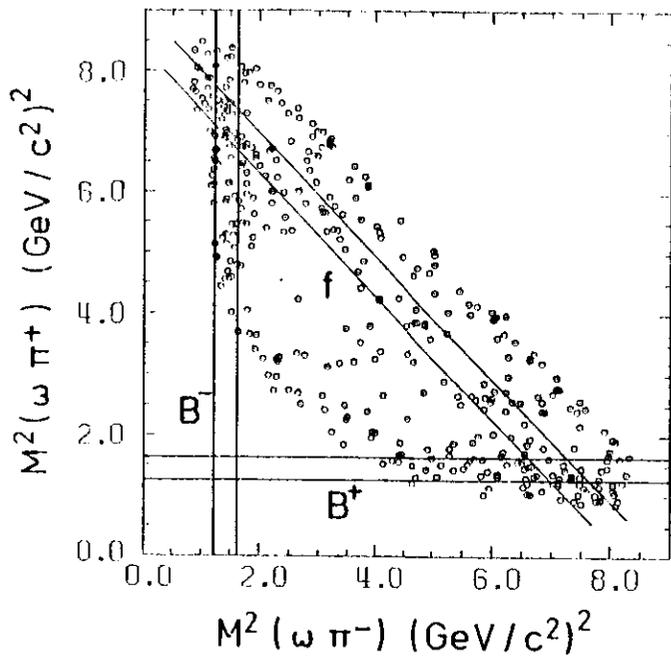


Abb. VI.10  
Dalitzdiagramm  $M^2(\omega\pi^+)$  gegen  $M^2(\omega\pi^-)$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$   
Eingezeichnet die Bänder für f- und B- Meson

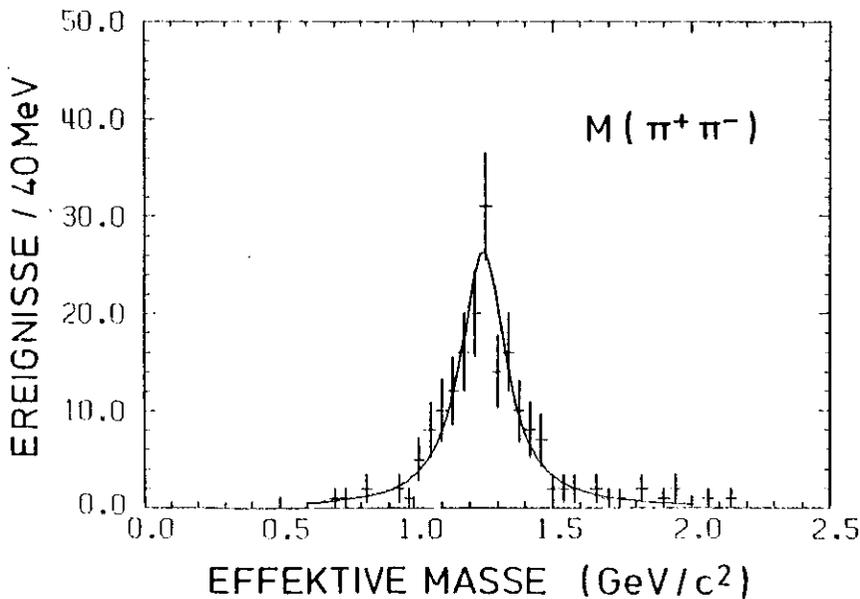


Abb. VI.11  
Effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-)$  gegenüber dem  $\omega$  für simulierte Ereignisse  $J/\psi \rightarrow f\omega$

In diesem Experiment ist die Anzahl der Ereignisse so klein, daß diese Vereinfachungen nicht ins Gewicht fallen. Die statistischen und systematischen Fehler der Verzweungsverhältnisse sind um mindestens eine Größenordnung höher.

Die Parameter der angepaßten Breit-Wigner-Verteilungen für das f und das B enthält Tabelle VI.1. Massen und Breiten stimmen im Rahmen der Fehler mit den bekannten Werten überein.

Aus der Verteilung  $M(\omega\pi^\pm)$  ist der Verlauf des Untergrundes unter dem B nur ungenau zu bestimmen. Der sich daraus ergebende Fehler für die Anzahl der Ereignisse ist in dem in Tabelle VI.1 angegebenen Fehler enthalten.

Abb. VI.11 zeigt die Abb. VI.8a entsprechende Verteilung  $M(\pi^+\pi^-)$  für die 1200 simulierten Ereignisse  $J/\psi \rightarrow f\omega$ ,  $f \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Masse und Breite der angepaßten Breit-Wigner-Verteilung stimmen im Rahmen der Fehler gut mit den experimentellen Werten überein (vgl. Tabelle VI.1). Aus der Zahl der Ereignisse ergibt sich die geometrische Akzeptanz von  $(17 \pm 1)\%$ . Zu berücksichtigen ist, daß die simulierten Zerfälle  $f \rightarrow \pi^+\pi^-$  nur 80% aller Zerfälle des f Mesons darstellen (vgl. PAR78). Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow f\omega$  beträgt daher  $\eta = (14 \pm 1)\%$ .

Das Verzweungsverhältnis und die Zerfallsbreite werden damit

$$BR(J/\psi \rightarrow f\omega) = (0.41 \pm 0.11)\%$$

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow f\omega) = (275 \pm 74) \text{ eV}$$

Das Ergebnis ist mit dem Wert von VAN77/2 ( $BR(J/\psi \rightarrow f\omega) = (0.27 \pm 0.12)\%$ ) verträglich, die Abweichung beträgt kaum mehr als eine Standardabweichung.<sup>†)</sup>

†) Der in VAN77/1 veröffentlichte Wert  $BR(J/\psi \rightarrow f\omega) = (0.19 \pm 0.08)\%$  muß zum Vergleich um den Isospinfaktor 1.5 für den nichtberücksichtigten Zerfall  $f \rightarrow \pi^0\pi^0$  korrigiert werden (VAN77/2).

Von den Zerfällen  $J/\psi \rightarrow B^+ \pi^-$  und  $J/\psi \rightarrow B^- \pi^+$  sind je 1530 Ereignisse simuliert worden. Aus den sich ergebenden Verteilungen  $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$  (Abb. VI.12a) und  $M(\omega \pi^\pm)$  (Abb. VI.12b) wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für den Zerfall  $J/\psi \rightarrow B^\pm \pi^\mp$  ermittelt.

Die eingezeichneten Linien zeigen die beste Anpassung einer Gaußkurve für das  $\omega$ , einer Breit-Wigner-Verteilung für das B und je eines Polynoms für den Untergrund. Die sich aus den Anpassungen ergebenden Massen und Breiten (Tabelle VI.1) stimmen im Rahmen der Fehler gut mit denen der experimentellen Daten überein.

In der Verteilung  $M(\omega \pi^\pm)$  sind Ereignisse doppelt eingetragen. Ursache dafür ist der Untergrund unter dem  $\omega$  in Abbildung VI.12a, der aus dem Zerfall  $B^\pm + \omega \pi^\pm$  stammt. Das Pion, das nicht aus dem Zerfall des  $\omega$  stammt, kann mit 2 Pionen aus dem  $\omega$  eine effektive Masse im Bereich der  $\omega$ -Masse bilden. Die effektive Masse aller 4 Pionen liegt dabei in jedem Fall bei der B-Masse. Ein Ereignis, bei dem zwei verschiedene Teilchenkombinationen im Bereich  $0.73 \leq M(\pi^+ \pi^- \pi^0) \leq 0.84 \text{ GeV}/c^2$  liegen, wird zweimal in die Verteilung  $M(\omega \pi^\pm)$  eingetragen.

Dieser Effekt tritt bei den experimentellen Daten gleichermaßen auf. Für die Berechnung des Verzweigungsverhältnisses ist deshalb eine Korrektur der Ereigniszahlen nicht erforderlich. Da jedoch in Tabelle VI.1 die Anzahl der tatsächlichen Zerfälle  $J/\psi \rightarrow B^\pm \pi^\mp$  angegeben wird, bezieht sich auch die angegebene Nachweiswahrscheinlichkeit auf die korrigierte Anzahl von Ereignissen.

Beim Zerfall  $J/\psi \rightarrow B^\pm \pi^\mp$  beträgt diese Korrektur 20%. Die aus entsprechenden Gründen auch beim Zerfall  $J/\psi \rightarrow f_0 \pi^\pm$  auftretenden Doppelseinträge haben dort einen Anteil von unter 1% an allen Ereignissen.

Mit der Nachweiswahrscheinlichkeit von  $\eta = (21 \pm 1)\%$  für den Zerfall  $J/\psi \rightarrow B^\pm \pi^\mp$  werden<sup>+)</sup>

$$\text{BR}(J/\psi \rightarrow B^\pm \pi^\mp) = (0.34 \pm 0.08)\%$$

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow B^\pm \pi^\mp) = (228 \pm 54) \text{ eV}$$

+) Gegenüber der in BUR77/1 beschriebenen Auswertung ist hier zusätzlich die Zerfallsbreite des B Mesons in das Simulationsprogramm eingeführt worden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit hat sich dadurch von  $(25 \pm 1)\%$  auf  $(21 \pm 1)\%$  geändert.

Resonanz	Experiment	Simulation	Literaturwerte (PAR 78)
$\omega$	$m_0 = 785 \pm 4 \text{ MeV}/c^2$ $\sigma = 30 \pm 4 \text{ MeV}/c^2$ $N = 215 \pm 30$	$m_0 = 775 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$ $\sigma = 35 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$ $N = 330 \pm 20$	$m_0 = 782.6 \pm 0.3 \text{ MeV}/c^2$ $\Gamma = 10.1 \pm 0.3 \text{ MeV}/c^2$
f	$m_0 = 1.29 \pm 0.03 \text{ GeV}/c^2$ $\Gamma = 0.19 \pm 0.07 \text{ GeV}/c^2$ $N = 70 \pm 15$	$m_0 = 1.25 \pm 0.01 \text{ GeV}/c^2$ $\Gamma = 0.19 \pm 0.02 \text{ GeV}/c^2$ $N = 200 \pm 15$	$m_0 = 1.271 \pm 0.005 \text{ GeV}/c^2$ $\Gamma = 0.18 \pm 0.02 \text{ GeV}/c^2$
B	$m_0 = 1.20 \pm 0.03 \text{ GeV}/c^2$ $\Gamma = 0.20 \pm 0.07 \text{ GeV}/c^2$ $N = 87 \pm 18$	$m_0 = 1.216 \pm 0.01 \text{ GeV}/c^2$ $\Gamma = 0.144 \pm 0.01 \text{ GeV}/c^2$ $N = 630 \pm 29$	$m_0 = 1.231 \pm 0.010 \text{ GeV}/c^2$ $\Gamma = 0.128 \pm 0.010 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle VI.1

Parameter der Resonanzen  $\omega$ , f und B aus den Anpassungsrechnungen für den Endzustand  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$  (Definitionen im Text)

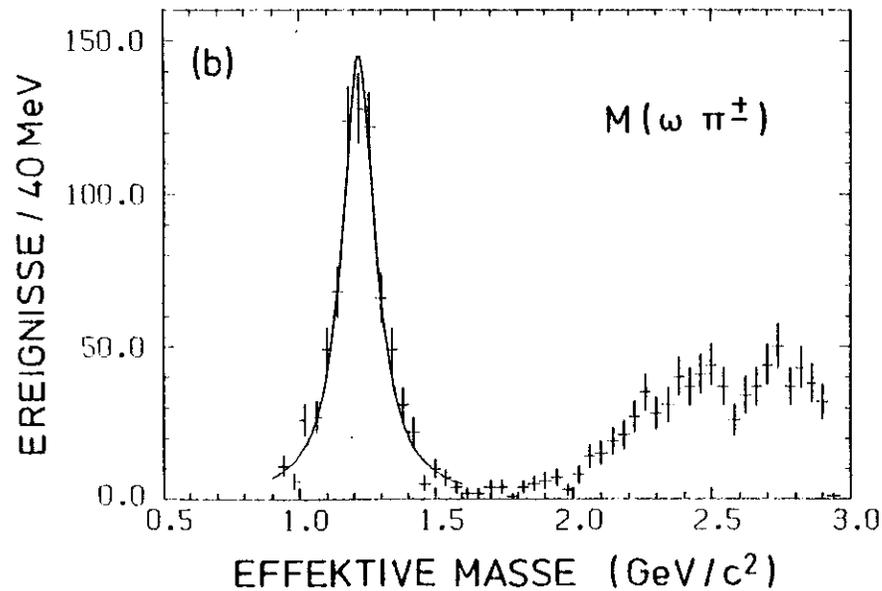
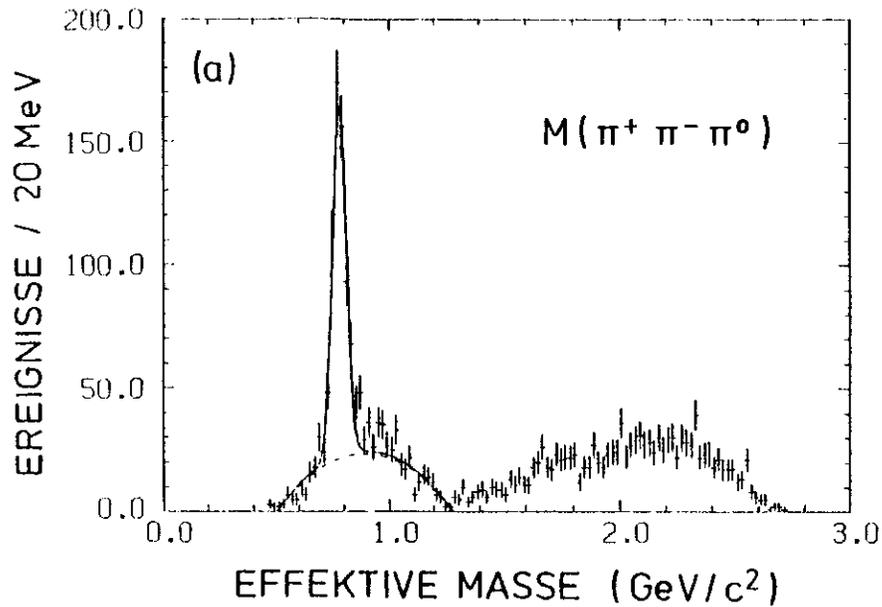


Abb. VI.12

Effektive Massen für simulierte Ereignisse  $J/\psi \rightarrow B^+ \pi^- + B^- \pi^+$

a) Effektive Masse  $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$

b) Effektive Masse  $M(\omega \pi^+) + M(\omega \pi^-)$

VI.6 Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-)$   $M(\pi^+ \pi^-) > 1.5 \text{ GeV}/c^2$

Aus dem Dalitzdiagramm (Abb. VI.10) und den Ergebnissen des Abschnitts VI.5 geht hervor, daß ein großer Teil der Endzustände  $\omega \pi^+ \pi^-$  aus den Zerfällen  $J/\psi \rightarrow f\omega$  und  $J/\psi \rightarrow B^\pm \pi^\mp$  stammt. In diesem Abschnitt werden die Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$  untersucht, die nicht aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow B^\pm \pi^\mp$  stammen und deren effektive Zweipion-Masse oberhalb  $1.5 \text{ GeV}/c^2$  liegt. Für das Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-)_{M(\pi^+ \pi^-) > 1.5 \text{ GeV}/c^2}$  kann eine obere Grenze angegeben werden. Die Bedeutung dieser Zahl für das Studium der OZI-Regel wird in Kap. X.1 diskutiert.

Für die untersuchten Ereignisse gilt:

$$M(\pi^+ \pi^-) > 1.5 \text{ GeV}/c^2 \text{ und} \\ M((\pi^+ \pi^- \pi^0) \pi^\pm) > 1.5 \text{ GeV}/c^2$$

Diese Ereignisse liegen in dem zentralen Dreieck im Dalitzdiagramm, Abb. VI.10. Für die Masse  $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$  wird nicht verlangt, daß sie im  $\omega$ -Band liegt. Die Verteilung  $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$  dieser 612 Ereignisse zeigt kein Signal bei der  $\omega$ -Masse (Abb. VI.13).

Zur Bestimmung der oberen Grenze für das Verzweigungsverhältnis ist an die Verteilung  $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$  eine Gaußkurve mit Masse und Breite des  $\omega$  über einem Polynom angepaßt worden (eingezeichnete Linie). Masse  $m = 783 \text{ MeV}/c^2$  und Breite  $\sigma = 30 \text{ MeV}$  sind der Anpassungsrechnung für das beobachtete  $\omega$ -Signal (Tabelle VI.1) entnommen. Es ergibt sich eine Zahl von  $10 \pm 6$  Ereignissen.

Werden zur beobachteten Anzahl 2 Standardabweichungen addiert, ist die Wahrscheinlichkeit 95%, daß die tatsächliche Zahl von Ereignissen kleiner ist. Mit dem sog. "confidence level" (c.l.) von 95% gibt es also weniger als 22 Ereignisse  $\omega \pi^+ \pi^-$  in diesem Gebiet des Phasenraums. Um daraus die Anzahl der Ereignisse  $\omega \pi^+ \pi^-$  mit  $M(\pi^+ \pi^-) > 1.5 \text{ GeV}/c^2$  zu finden, muß auf den nicht untersuchten Teil des Dalitzdiagramms extrapoliert werden. Im Dalitzdiagramm sind auf gleichen Flächen gleichviele Ereignisse, wenn diese eine dem Phasenraum entsprechende Verteilung haben (KOC64). Der Extrapolationsfaktor ist also das Verhältnis der Flächen im Dalitzdiagramm.

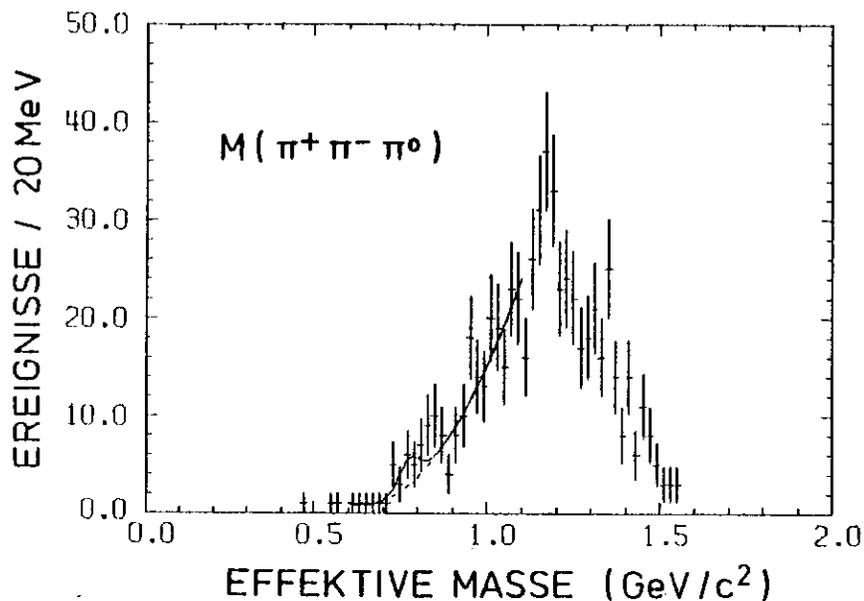


Abb. VI.13

Effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$   
für  $M(\pi^+\pi^-) > 1.5 \text{ GeV}/c^2$  und  $M((\pi^+\pi^-\pi^0)\pi^+) > 1.5 \text{ GeV}/c^2$

Er ist sowohl durch Ausmessen der Flächen als auch aus der Verteilung der simulierten Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+\pi^-$  ermittelt worden. Beide Methoden ergeben den Faktor 1.5, einer oberen Grenze von 33 Ereignissen entsprechend. Mit der mittleren Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta = 22\%$  wird die obere Grenze

$$BR(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+\pi^-) \quad M(\pi^+\pi^-) > 1.5 \text{ GeV}/c^2 < 0.12\% \text{ (95\% c.l.)}$$

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+\pi^-) \quad M(\pi^+\pi^-) > 1.5 \text{ GeV}/c^2 < 81 \text{ eV (95\% c.l.)}$$

#### VI.7 Fehlerdiskussion

Da Verzweungsverhältnisse angegeben werden, brauchen Fehler des Luminositätsmonitors (vgl. Kap. II.2.4) nicht berücksichtigt zu werden.

Die Simulation der Ereignisse mit isotroper Winkelverteilung führt einen systematischen Fehler in die Bestimmung der Verzweungsverhältnisse ein. Für die Reaktion  $J/\psi \rightarrow f_\gamma, f \rightarrow \pi^+\pi^-$  ist die Größe dieses Fehlers zu 5% abgeschätzt worden (vgl. Kap. VII.3.4). Derselbe Fehler wird für die in diesem Kapitel untersuchten Endzustände mit 5 Pionen angenommen.

Im systematischen Fehler der Normierung (7% allgemeine Akzeptanz, 3% übrige Fehler) sind die in Kap. V.1 diskutierten möglichen Unsicherheiten des Simulationsprogramms berücksichtigt. Schwer abzuschätzen sind Fehler des Simulationsprogramms, die nicht alle Kanäle gleichermaßen betreffen.

Anhaltspunkt für die Größe dieser Fehler sind die Änderungen der Ergebnisse bei Änderungen der angebrachten Schnitte, dargestellt im folgenden Abschnitt VI.7.1. Der durch die Überlappungsgebiete der Bänder von  $f$  Meson und  $B$  Meson entstehende Fehler für das Verzweungsverhältnis kann vernachlässigt werden (Abschn VI.7.2).

VI.7.1 Schnitte

In diesem Abschnitt wird gezeigt, daß die Ergebnisse bei geringen Änderungen der kinematischen Schnitte unverändert innerhalb der statistischen Fehler bleiben. Die Schnitte werden sowohl bei den experimentellen als auch bei den simulierten Daten variiert, die entsprechenden Nachweiswahrscheinlichkeiten ermittelt und daraus die Verzweungsverhältnisse bestimmt.

In Tabelle VI.2 sind verschiedene Schnitte mit den entsprechenden Verzweungsverhältnissen dargestellt. Es sind nur die statistischen Fehler angegeben.

a) Das Quadrat der fehlenden Masse  $M_x^2$  hängt von der Impulsauflösung des Detektors ab. Wenn die simulierte Impulsauflösung nicht mit der Wirklichkeit übereinstimmt, bewirkt der Schnitt in  $M_x^2$  einen Fehler in der Nachweiswahrscheinlichkeit. Zur Überprüfung ist der Schnitt in  $M_x^2$  auf  $0.3 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$  heraufgesetzt worden. Die Änderungen der Verzweungsverhältnisse bleiben innerhalb des statistischen Fehlers.

b) Der Schnitt im fehlenden Impuls  $\vec{p}_x$  unterdrückt den Anteil quasielastischer Kanäle, reduziert aber auch die Zahl der Ereignisse mit einem  $\pi^0$ . Wenn die Ereignisse mit  $|\vec{p}_x| < 0.2 \text{ GeV/c}$  in die Analyse mit eingeschlossen werden, erhöht sich der Untergrund. Es bleibt ein deutliches Signal für die Zerfälle des  $J/\psi$  in  $\omega\pi^+\pi^-$ ,  $B^+\pi^{\mp}$ ,  $\omega f$ . Die Änderungen der Verzweungsverhältnisse bleiben innerhalb des statistischen Fehlers.

c) Der Schnitt  $0.73 \leq M(\pi^+\pi^-\pi^0) \leq 0.84 \text{ GeV/c}^2$  verwirft im Rahmen der Fehler bei den experimentellen Daten kein Ereignis mit einem  $\omega$ . Wenn die Massenauflösung der Simulationsrechnung nicht mit der Wirklichkeit übereinstimmt, kann sich eine falsche Nachweiswahrscheinlichkeit für die Endzustände  $\omega f$  und  $B^+\pi^{\mp}$  ergeben. Zur Überprüfung ist der Schnitt auf  $0.70 \leq M(\pi^+\pi^-\pi^0) \leq 0.88 \text{ GeV/c}^2$  erweitert worden. Die Änderungen der Verzweungsverhältnisse bleiben innerhalb des statistischen Fehlers.

Obwohl die Ergebnisse für verschiedene Schnitte im Rahmen des statistischen Fehlers miteinander verträglich sind, erscheint es angebracht, einen zusätzlichen systematischen Fehler von 10% für alle in diesem Kapitel untersuchten Kanäle einzuführen.

BR ( % )	$ M_x^2  < 0.2 \text{ GeV}^2/\text{c}^4$	$ M_x^2  < 0.2 \text{ GeV}^2/\text{c}^4$	$ M_x^2  < 0.3 \text{ GeV}^2/\text{c}^4$
	$ \vec{p}_x  > 0.2 \text{ GeV/c}$	$ \vec{p}_x  > 0.0 \text{ GeV/c}$	$ \vec{p}_x  > 0.2 \text{ GeV/c}$
$J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$	$0.79 \pm 0.11$	$0.65 \pm 0.09$	$0.75 \pm 0.09$
$J/\psi \rightarrow f \omega$	$0.41 \pm 0.09$	$0.36 \pm 0.10$	$0.46 \pm 0.12$
$J/\psi \rightarrow B^{\pm} \pi^{\mp}$	$0.34 \pm 0.06$	$0.33 \pm 0.06$	$0.42 \pm 0.06$

Tabelle VI.2  
Verzweungsverhältnisse für verschiedene Schnitte  
(Fehler nur statistisch)

Kanal	Zahl der Ereignisse	$\eta$	BR ( % )
$f \omega$ alle Ereignisse	$70 \pm 15$	0.14	$0.41 \pm 0.09$
$f \omega$ ohne $B^{\pm}$ -Bänder	$50 \pm 11$	0.10	$0.41 \pm 0.09$
$B^{\pm} \pi^{\mp}$ alle Ereignisse	$87 \pm 18$	0.25	$0.34 \pm 0.06$
$B^{\pm} \pi^{\mp}$ ohne $f$ - Band	$61 \pm 16$	0.18	$0.33 \pm 0.07$

Tabelle VI.3  
Verzweungsverhältnisse unter Ausschluß der Überlappungsgebiete  
(Fehler nur statistisch)

VI.7.2 Überlappungsgebiete

Da sich die Bänder von B-Meson und f-Meson überlappen (vgl. das Dalitzdiagramm, Abb. VI.10), gibt es Ereignisse, die sowohl die Kriterien eines Ereignisses  $J/\psi \rightarrow f_\omega$  als auch die eines Ereignisses  $J/\psi \rightarrow B^+ \pi^-$  erfüllen. In diesen Überlappungsgebieten kann konstruktive oder destruktive Interferenz zwischen den Zerfällen  $J/\psi \rightarrow B^+ \pi^-$  und  $J/\psi \rightarrow f_\omega$  auftreten. Die Zahl der Ereignisse kann größer oder kleiner sein als aus der Extrapolation der Bänder in die Überlappungsgebiete zu erwarten ist. Diese Gebiete können deshalb einen systematischen Fehler in die Bestimmung der Verzweungsverhältnisse einführen. Da die Gebiete im Verhältnis zur Gesamtfläche der Bänder klein sind, wird erwartet, daß der Fehler im Rahmen der übrigen Meßfehler bleibt.

In den Überlappungsgebieten, die definiert sind durch  $1.10 \leq M(\pi^+ \pi^-) \leq 1.50 \text{ GeV}/c^2$  und  $1.05 \leq M(\omega \pi^\pm) \leq 1.35 \text{ GeV}/c^2$  gibt es insgesamt 50 Ereignisse. In Abb. VI.14a ist die Verteilung  $M(\pi^+ \pi^-)$  ohne die Ereignisse in den B-Bändern dargestellt, in Abb. VI.14b die Verteilung  $M(\omega \pi^\pm)$  ohne die Ereignisse im f-Band. Die Zahl der Ereignisse ist aus den gleichen Anpassungsrechnungen ermittelt, wie sie in den Abschnitten VI.3 bis VI.6 angewandt worden sind (eingezeichnete Linien). Die Verringerung der Ereigniszahlen gegenüber den vollständigen Bändern beträgt etwa eine Standardabweichung (Tabelle VI.3). Dabei sind nur die statistischen Fehler aus den Anpassungsrechnungen angegeben. Die Verzweungsverhältnisse mit und ohne Überlappungsgebiete stimmen gut miteinander überein.

Nimmt man die Zahlen ohne Fehler, so entsprechen die Ereigniszahlen in den Überlappungsgebieten (20 für den Zerfall  $J/\psi \rightarrow f_\omega$ , 26 für  $J/\psi \rightarrow B^+ \pi^-$ ) den aus den Simulationsrechnungen erwarteten Anzahlen. Dabei wird angenommen, daß keine Interferenz auftritt.

Der Einfluß der Überlappungsgebiete auf die Verzweungsverhältnisse ist damit zu vernachlässigen.

Zusammengefaßt ergibt sich ein systematischer Fehler von 14% für alle Verzweungsverhältnisse aus dem Endzustand  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0$ . Er ist die quadratische Summe des Normierungsfehlers (8%), des Fehlers für die Winkelverteilung (5%) und der übrigen systematischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit (10%).

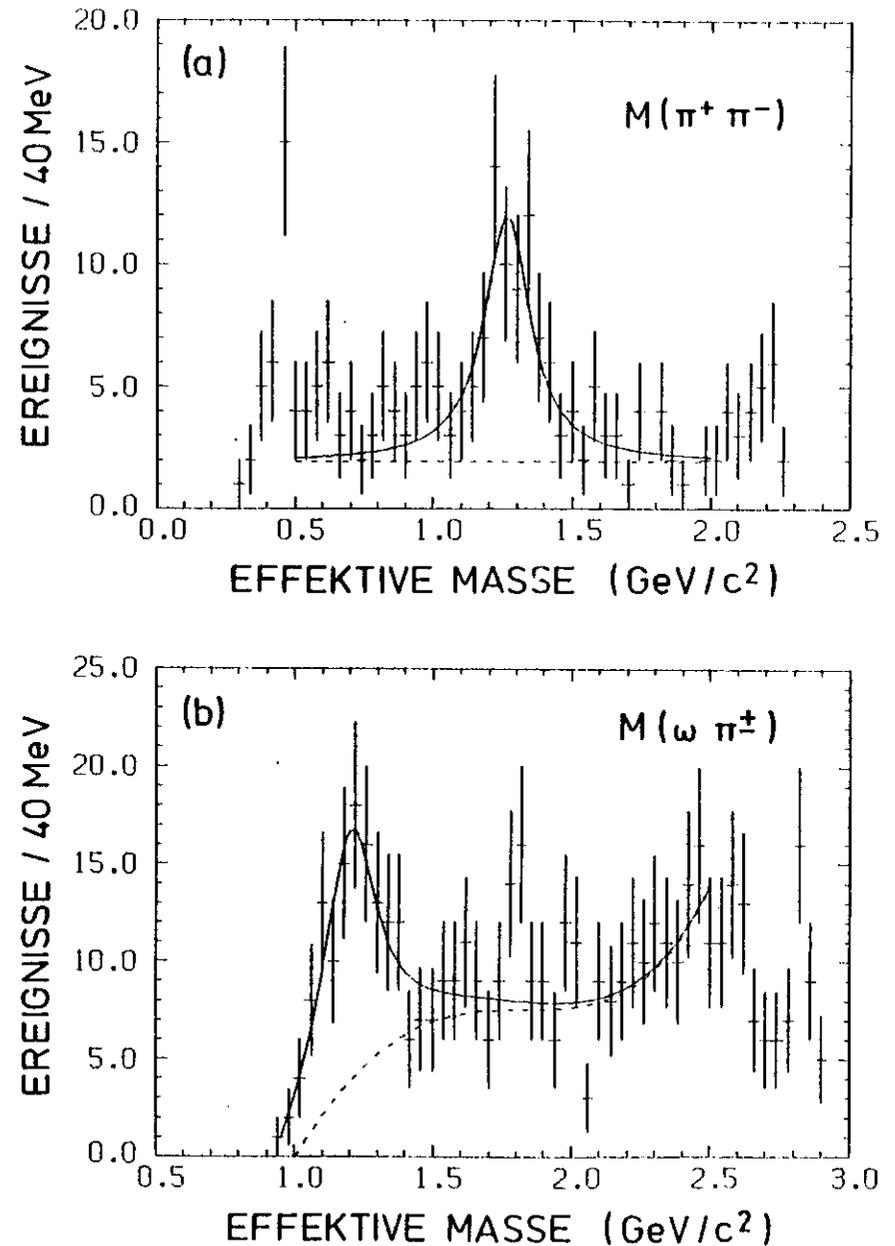


Abb. VI.14  
 Effektive Massen im Endzustand  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$   
 a) Effektive Masse  $M(\pi^+ \pi^-)$  gegenüber dem  $\omega$  ohne die Ereignisse in den  $B^\pm$ -Bändern ( $1.05 \leq M(\omega \pi^\pm) \leq 1.35 \text{ GeV}/c^2$ )  
 b) Effektive Masse  $M(\omega \pi^+) + M(\omega \pi^-)$  ohne die Ereignisse im f-Band ( $1.10 \leq M(\pi^+ \pi^-) \leq 1.50 \text{ GeV}/c^2$ )

VII. Zerfälle mit einem nachgewiesenen Photon

In diesem Kapitel werden die Ereignisse mit zwei geladenen Pionen und einem nachgewiesenen Photon untersucht. Besonders ausführlich dargestellt ist die Abtrennung des Untergrundes aus QED-Prozessen und der Nachweis des Zerfalls  $J/\psi(3.1) \rightarrow f\gamma$ . Das Verzweigungsverhältnis dieses Zerfalls ist unerwartet groß (vgl. Kap. X). Aus den untersuchten Ereignissen wird auch das Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi)$  bestimmt.

VII. 1 Auswahl der Ereignisse

Es gibt 10963 Ereignisse mit 2 vom Wechselwirkungspunkt auslaufenden Spuren und einem Photon. Die zu den 2 geladenen Teilchen fehlende Masse  $M_x$  wird unter der Annahme berechnet, daß die Teilchen Pionen sind. In der Verteilung von  $M_x^2$  (Abb. VII.1) wird eine signifikante Anhäufung bei  $M_x^2 \approx 0$  mit der vollen Breite  $\Delta M_x^2 = 0.4 \text{ (GeV/c}^2)^2$  beobachtet. Diese Anhäufung kann von Ereignissen herrühren, bei denen das einzige fehlende Teilchen ein  $\pi^0$  oder ein Photon ist.

Die kinematische Anpassung der Ereignisse an die Hypothese

$$J/\psi(3.1) \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$$

entspricht einem 3 C-Fit, (Anpassung mit 3 Freiheitsgraden), wenn lediglich die Richtung des Photons gemessen wird (vgl. Kap. IV.4). Nur in etwa 3% aller Fälle wird auch die Energie des Photons gemessen (4 C-Fit). 1650 Ereignisse haben eine  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit  $> 1\%$ .

Für diese Ereignisse, die im folgenden weiter untersucht werden, ist in Abb. VII.1 die Verteilung von  $M_x^2$  schraffiert eingezeichnet.

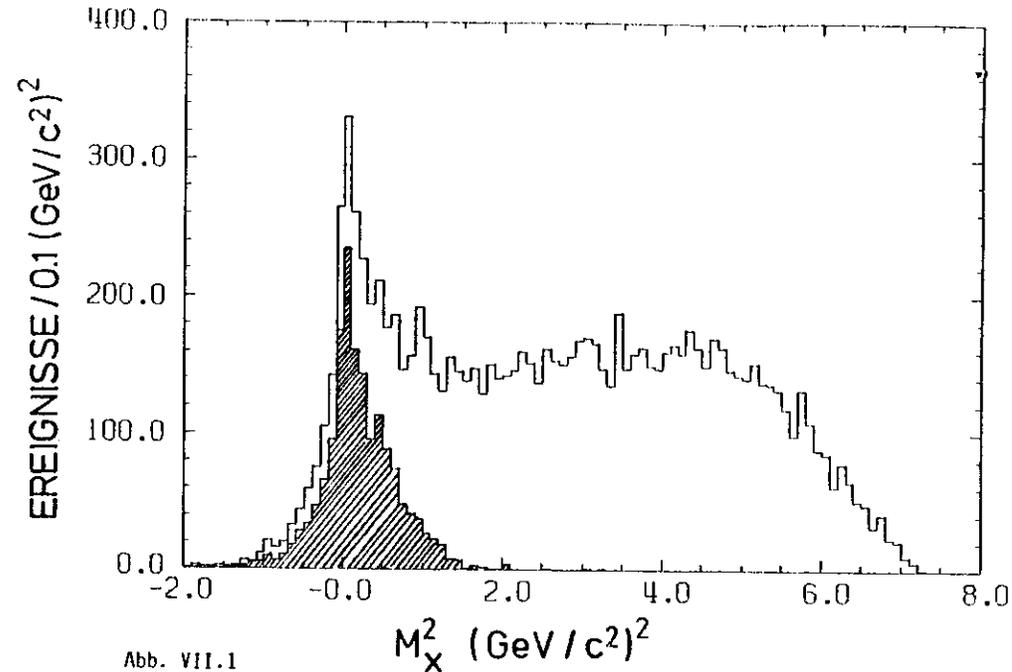


Abb. VII.1

Quadrat der fehlenden Masse  $M_x^2$  für Ereignisse mit 2 geladenen Teilchen und einem nachgewiesenen Photon auf der  $J/\psi$ -Resonanz. Schraffiert die an die Hypothese  $J/\psi(3.1) \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  angepaßten Ereignisse.

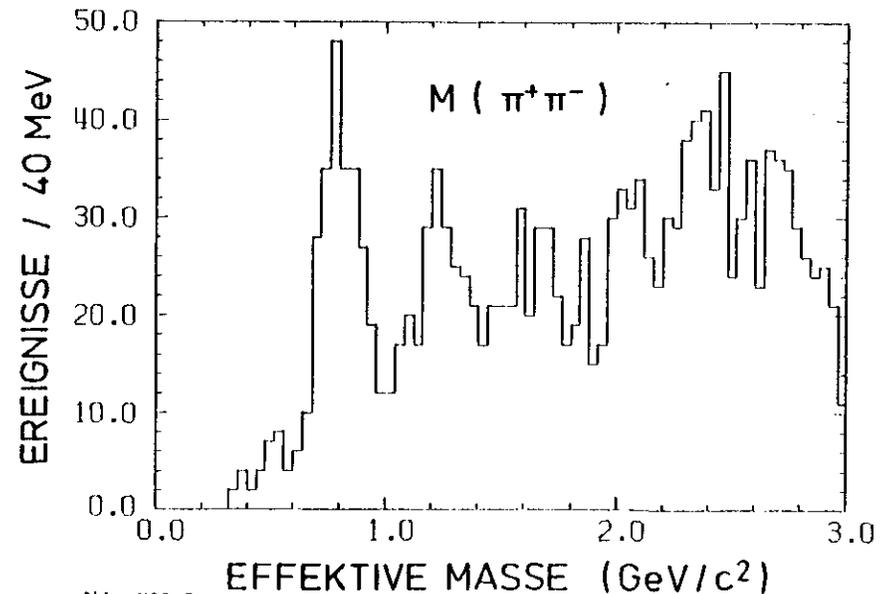
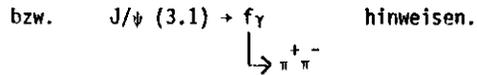
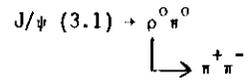


Abb. VII.2

Effektive Masse  $M(\pi^+ \pi^-)$  der Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  (ohne Schlitze)

Die Verteilung der effektiven  $\pi^+\pi^-$ -Masse (Abb. VII.2) zeigt Anhäufungen bei etwa  $800 \text{ MeV}/c^2$  und  $1300 \text{ MeV}/c^2$ , die auf die Zerfälle



Zwischen einem Photon und einem  $\pi^0$  kann auf Grund der Meßfehler und wegen der häufig kleinen Winkel zwischen ursprünglicher Richtung des  $\pi^0$ -Impulses und Richtung eines Zerfallsphotons nicht unterschieden werden. Die Erhaltung der C-Parität verlangt, daß dem  $\rho^0$  das  $\pi^0$  und dem  $f$  das  $\gamma$  zugeordnet wird.

Die Verteilungen der invarianten Massen  $M(\pi^+\gamma)$  und  $M(\pi^-\gamma)$  (Abb. VII.3) zeigen bei  $800 \text{ MeV}/c^2$  Hinweise auf geladene  $\rho$ -Mesonen. Die starke Häufung von Ereignissen bei  $M(\pi^\pm\gamma) = 200 \text{ MeV}/c^2$  ist auf Untergrundereignisse aus QED-Prozessen zurückzuführen.

### VII.2 Abtrennung des Untergrundes

Die Abbildungen VII.2 und VII.3 belegen, daß weitere Untergrundabtrennungen erforderlich sind, um den vermuteten Zerfall  $J/\psi \rightarrow f \gamma$  einwandfrei nachweisen und sein Verzweigungsverhältnis bestimmen zu können. Von vornherein sollen Ereignisse ausgeschlossen werden, auf die nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit die Hypothese  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  zutrifft. Deshalb werden alle Ereignisse verworfen, bei denen die kinematische Anpassungsrechnung ein  $\chi^2 > 20$  liefert. Simulationsrechnungen zeigen, daß nur etwa 3% der Ereignisse  $J/\psi \rightarrow f \gamma$  ein  $\chi^2 > 20$  ergeben. Der Schnitt verwirft 281 Ereignisse der experimentellen Daten (17%).

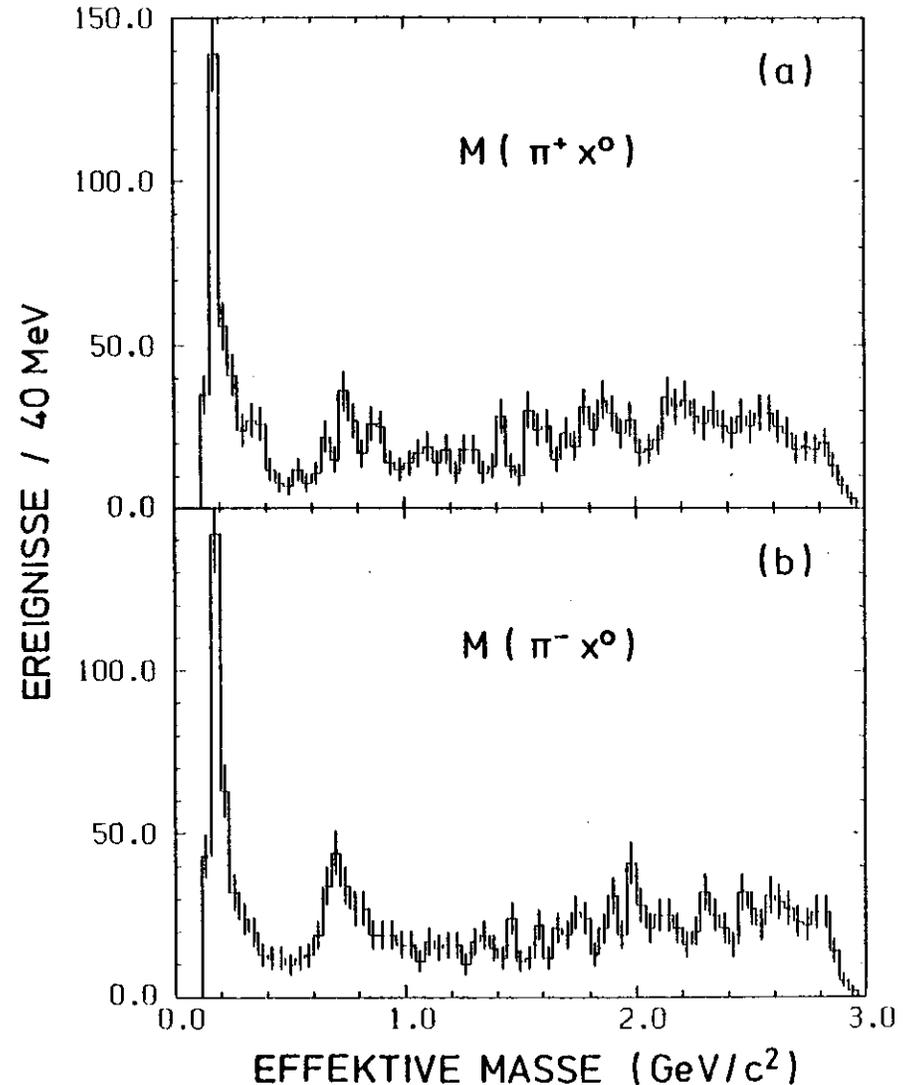


Abb. VII.3

Effektive Massen  $M(\pi^+\chi^0)$  (a) und  $M(\pi^-\chi^0)$  (b) der Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  (ohne Schnitte).  $\chi^0$  bedeutet entweder Photon oder  $\pi^0$ .

Die stärkste Quelle von Untergrundereignissen ist die QED-Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  (Bhabha-Streuung), wenn im Endzustand Elektron oder Positron ein Bremsstrahlungsphoton ausgesandt haben. Die Abbildungen VII.4 und VII.5 zeigen Ereignisse, bei denen die effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-)$  etwa bei  $1.3 \text{ GeV}/c^2$  liegt. Das Ereignis der Abb. VII.4 sieht aus, wie es für den Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$ ,  $f \rightarrow \pi^+\pi^-$  erwartet wird. Das Photon ist im ersten Bleizylinder in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertiert. Eine Spur davon ist rekonstruiert worden.

Das Ereignis der Abb. VII.5 ist ein QED-Ereignis. Die Spur 1 erzeugt einen Schauer hinter dem zweiten Bleizylinder und kann dadurch als Elektron identifiziert werden. Die zweite Spur ist ein Positron, das durch Abstrahlung eines Photons Energie verloren hat. Das Photon hat hinter dem ersten Bleizylinder einen Schauer erzeugt und wird anhand der rekonstruierten Spuren identifiziert.

Um die QED-Ereignisse abzutrennen, bietet sich ein Schnitt im Öffnungswinkel der beiden geladenen Spuren an. QED-Ereignisse mit abgestrahltem Photon sind fast kollinear, d.h. der Öffnungswinkel beider Spuren beträgt nahezu  $180^\circ$ .

Da durch kinematische Schnitte Anhäufungen erzeugt werden können, muß die Wirkung des Schnitts auf die untersuchte Verteilung überprüft werden. Deshalb ist in Abb. VII.6 der Kosinus des Öffnungswinkels der geladenen Spuren,  $\cos(\pi^+\pi^-)$ , gegen die effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-)$  aufgetragen.

In Abb. VII.6a ist die berechnete kinematische Grenze eingezeichnet, oberhalb der keine Ereignisse erwartet werden.

Beim Zerfall eines Teilchens der Masse  $M$  in 2 gleichschwere Teilchen der Masse  $m$  gilt im Laborsystem für den minimalen Öffnungswinkel  $\alpha$  der beiden Zerfallsprodukte

$$\cos^2 \frac{\alpha}{2} = \frac{p_M^2}{E_M^2 - 4m^2}$$

$E_M$  = Energie,  $p_M$  = Impuls des Teilchens der Masse  $M$

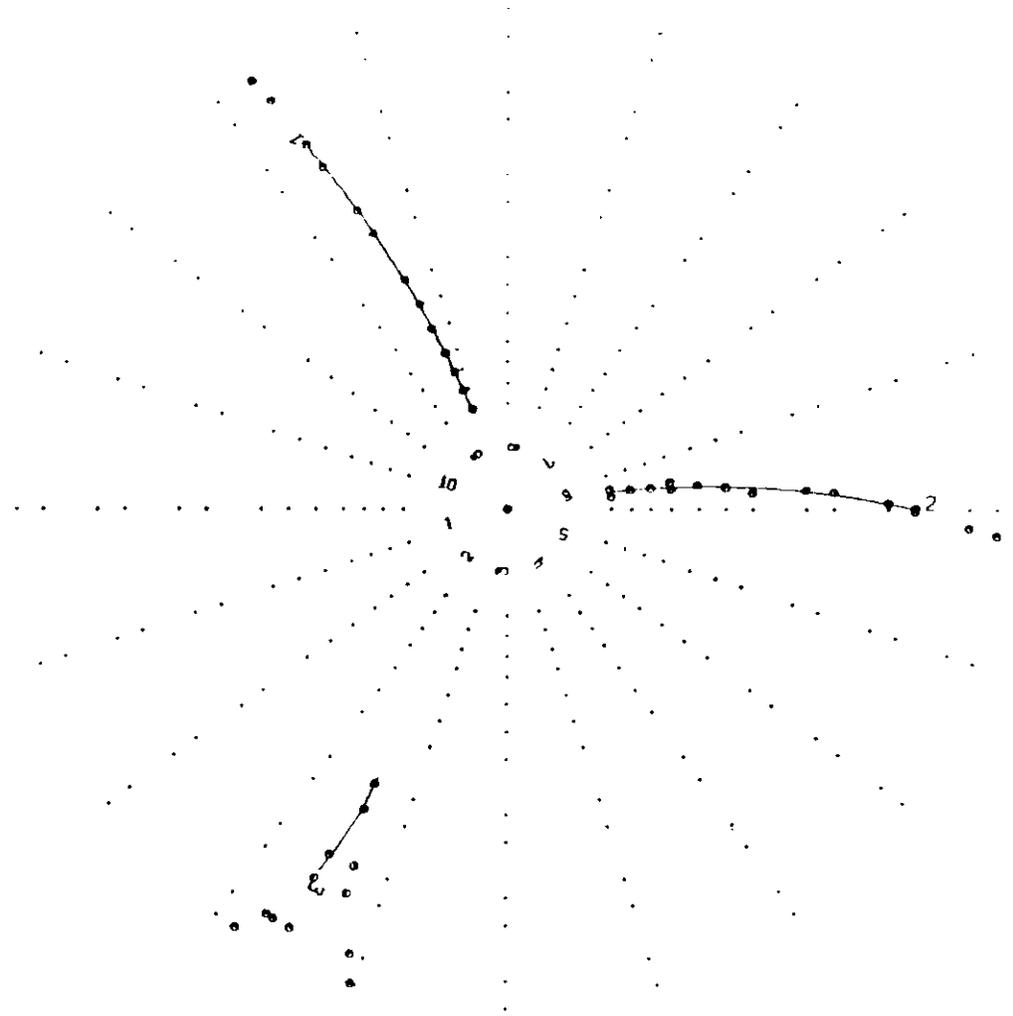


Abb. VII.4  
Ereignis  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

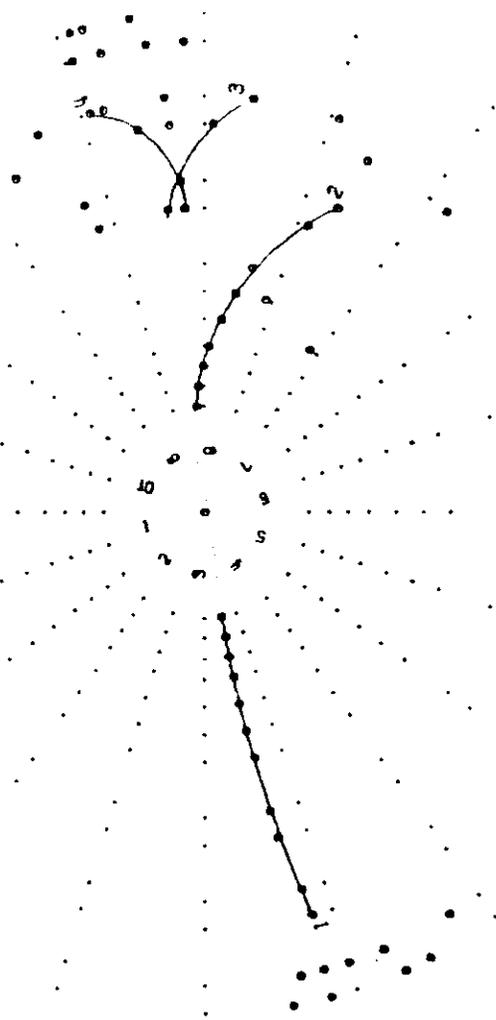


Abb. VII.5  
Ereignis  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$

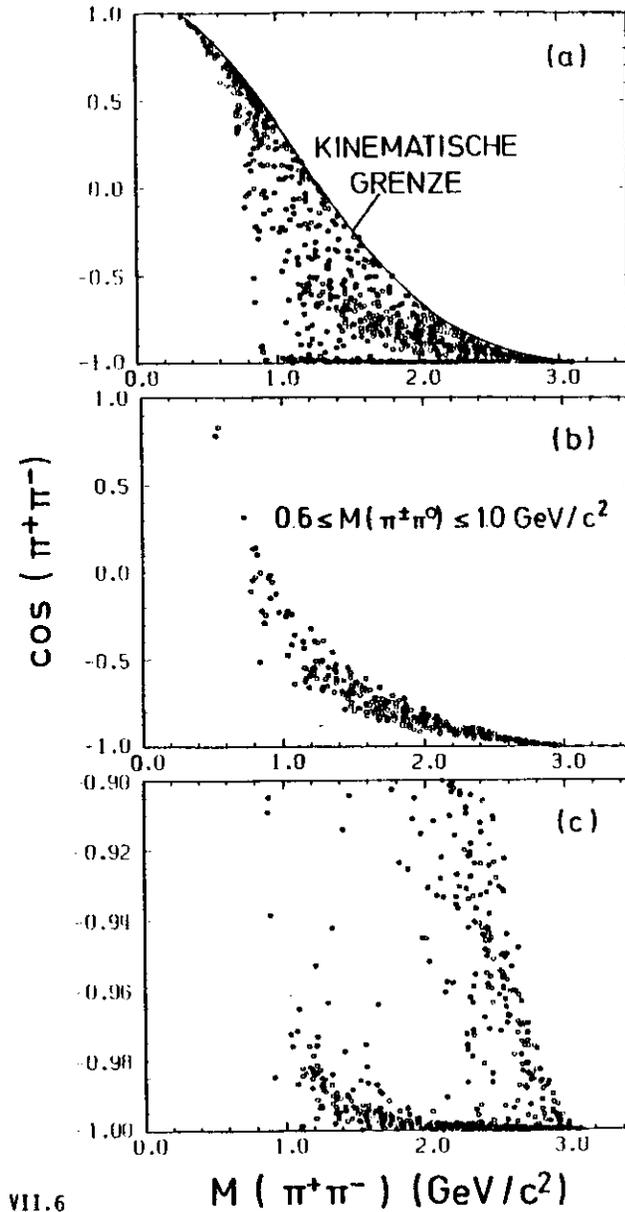


Abb. VII.6  
Kosinus des Öffnungswinkels  $\text{cos}(\pi^+\pi^-)$  der beiden Pionen gegen ihre effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-)$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

Der Impuls  $p_M$  ergibt sich im Schwerpunktsystem des  $J/\psi$  für den Zerfall  $J/\psi \rightarrow M + \gamma$  aus

$$p_M = E_\gamma = \frac{1}{2} \cdot \left( M_{J/\psi} - \frac{M^2}{M_{J/\psi}} \right)$$

Aus beiden Gleichungen ergibt sich die in Abb. VII.6a eingezeichnete Abhängigkeit des minimalen Öffnungswinkels von  $M(\pi^+\pi^-)$ . Obwohl bei dieser Rechnung die Schwerpunktbewegung des  $J/\psi$  vernachlässigt ist, ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Der minimale Öffnungswinkel der Pionen aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$ ,  $f \rightarrow \pi^+\pi^-$  beträgt etwa  $90^\circ$ .

Bei  $M(\pi^+\pi^-) = 0.8 \text{ GeV}/c^2$  erkennt man deutlich eine dem  $\rho^0$  entsprechende Häufung der Ereignisse. Ebenso erkennt man das Band der  $\rho^\pm$ -Ereignisse. Zur Verdeutlichung sind diese Ereignisse in Abb. VII.6b gesondert dargestellt. Sie erfüllen die Bedingung  $0.6 \leq M(\pi^+\pi^0) \leq 1.0 \text{ GeV}/c^2$ .

Die QED-Ereignisse häufen sich bei  $\cos(\pi^+\pi^-) = -1$ . In Abb. VII.6c ist der Bereich  $-1.0 \leq \cos(\pi^+\pi^-) \leq -0.9$  vergrößert dargestellt. Der Schnitt bei  $\cos(\pi^+\pi^-) = -0.997$  verwirft den größten Teil der QED-Ereignisse.

Zur weiteren Abtrennung von QED-Ereignissen wird benutzt, daß bei diesen der Winkel zwischen dem Photon und einer der geladenen Spuren klein ist. In Abb. VII.7 sind  $\cos(\pi^+\gamma)$  und  $\cos(\pi^-\gamma)$  gegen  $M(\pi^+\pi^-)$  nach dem Schnitt  $\cos(\pi^+\pi^-) > -0.997$  aufgetragen. Jedes Ereignis ergibt 2 Einträge. Man erkennt eine deutliche Häufung bei der  $\rho^0$ -Masse und eine schwächere Häufung bei etwa  $M(\pi^+\pi^-) = 1.3 \text{ GeV}/c^2$ , der  $f$ -Masse. Bei  $\cos(\pi^+\gamma) = +1$  liegen die QED-Ereignisse. Das  $\rho^\pm$ -Band ist in Abb. VII.7b gesondert dargestellt. In Abb. VII.7c, der vergrößerten Darstellung des Bereichs  $0.9 \leq \cos(\pi^+\gamma) \leq 1.0$ , ist der Schnitt bei  $\cos(\pi^+\gamma) = 0.96$  eingezeichnet.

Nach diesen Schritten bleiben 825 Ereignisse für die weitere Analyse übrig. Der Übersicht halber sind in Tabelle VII.1 alle Schnitte und die jeweils verbleibenden Ereignisse aufgeführt.

Abb. VII.8 zeigt das Dalitzdiagramm  $M^2(\pi^+\chi^0)$  gegen  $M^2(\pi^-\chi^0)$ . Dabei bedeutet  $\chi^0$  entweder  $\gamma$  oder  $\pi^0$ . Die 3 Ladungszustände des  $\rho$  erscheinen als deutliche Bänder, das  $\rho^0$  in der Diagonalen. Abb. VII.9 zeigt die effektive Masse der beiden Pionen,  $M(\pi^+\pi^-)$ . Die für diese Verteilung Untergrund liefernden  $\rho^\pm$ - und  $\rho^0$ -Ereignisse sind durch den Schnitt  $0.6 \leq M(\pi^+\chi^0) \leq 1.0 \text{ GeV}/c^2$  herausgenommen.

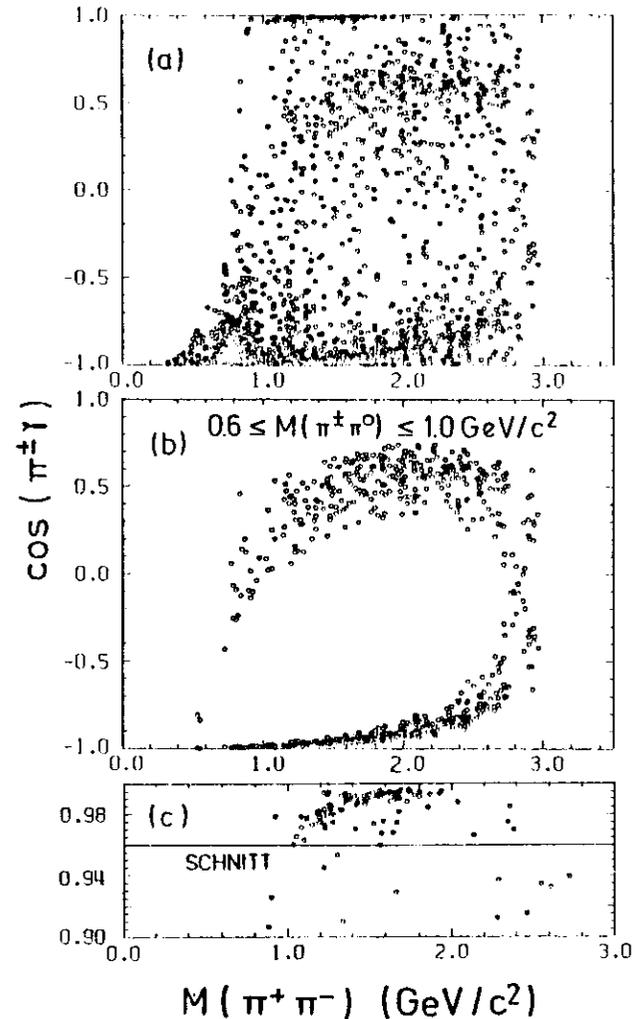


Abb. VII.7  
 $\cos(\pi^+\gamma)$  und  $\cos(\pi^-\gamma)$  gegen  $M(\pi^+\pi^-)$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

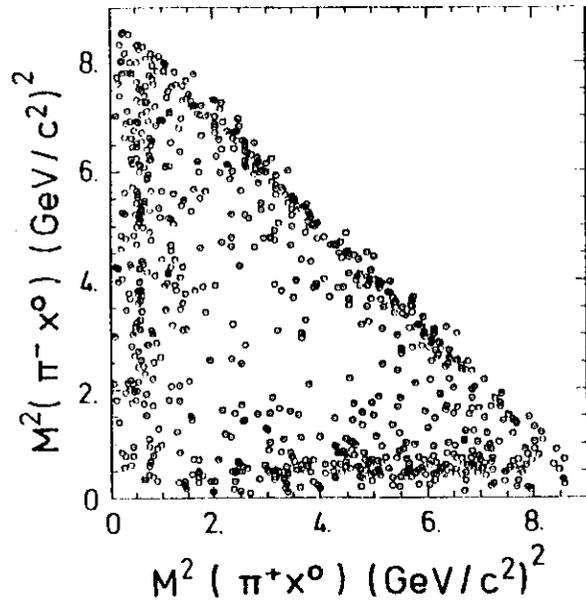


Abb. VII.8

Dalitzdiagramm  $M^2(\pi^+\chi^0)$  gegen  $M^2(\pi^-\chi^0)$  der Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\chi^0$ .  $\chi^0$  bedeutet entweder Photon oder  $\pi^0$ .

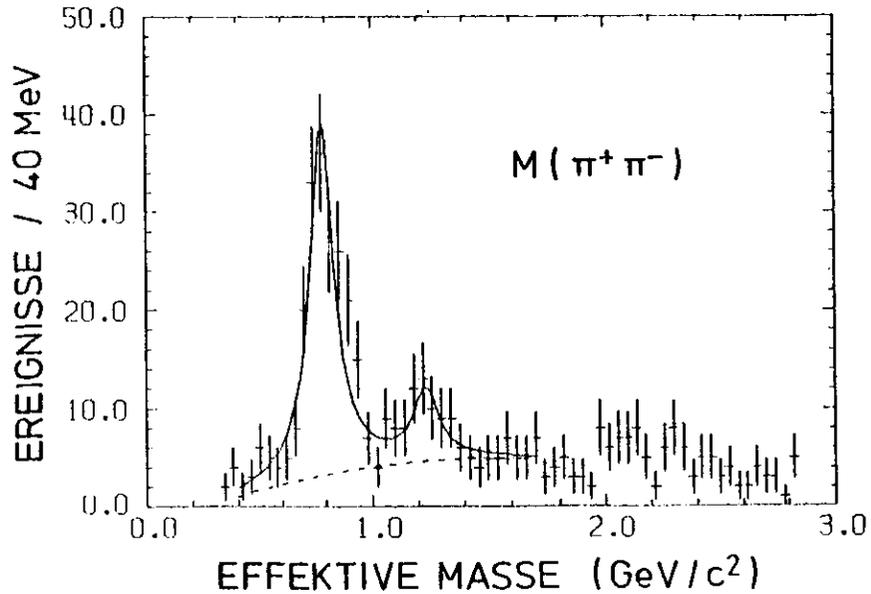


Abb. VII.9

Effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-)$  der Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

Datenreduktion	verbleibende Ereignisse	
	Experiment	Simulation (3000 Ereignisse $J/\psi \rightarrow f\gamma$ )
2 geladene Teilchen + Photon	10 863	967
kinematischer Fit $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	1 650	901
$\chi^2 < 20$	1 369	871
$\cos(\pi^+\pi^-) > -0.997$	938	871
$\cos(\pi^\pm\gamma) < 0.96$	825	867

Tabelle VII.1

Schnitte zur Analyse des Endzustandes  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

Resonanz	Experiment	Simulation	Literaturwerte (PAR 78)
$\rho^0$	$m_0 = 0.78 \pm 0.02 \text{ GeV}/c^2$ $\Gamma = 0.13 \pm 0.02 \text{ GeV}/c^2$ $N = 182 \pm 16$	$m_0 = 0.765 \pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$ $\Gamma = 0.116 \pm 0.008 \text{ GeV}/c^2$ $N = 725 \pm 29$	$m_0 = 0.776 \pm 0.003 \text{ GeV}/c^2$ $\Gamma = 0.155 \pm 0.003 \text{ GeV}/c^2$
f	$m_0 = 1.23 \pm 0.04 \text{ GeV}/c^2$ $\Gamma = 0.13 \pm 0.02 \text{ GeV}/c^2$ $N = 35 \pm 10$	$m_0 = 1.250 \pm 0.005 \text{ GeV}/c^2$ $\Gamma = 0.152 \pm 0.009 \text{ GeV}/c^2$ $N = 750 \pm 30$	$m_0 = 1.271 \pm 0.005 \text{ GeV}/c^2$ $\Gamma = 0.18 \pm 0.02 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle VII.2

Parameter der Resonanzen  $\rho^0$  und f aus den Anpassungsrechnungen für den Endzustand  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

Man erkennt ein starkes Signal für das  $\rho^0$  und eine deutliche Oberhöhung im Massenbereich von 1.2 - 1.3  $\text{GeV}/c^2$ .

An die Daten ist eine Linearkombination aus zwei relativistischen Breit-Wigner-Funktionen und einem Polynom zweiten Grades angepaßt worden (durchgezogene Linie in Abb. VII.9, Untergrund gestrichelt).

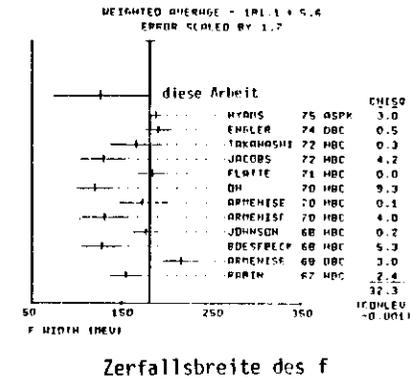
Der Verlauf des Untergrundes ist variiert worden. Das Ergebnis für die Anzahl der  $f$ -Ereignisse ändert sich dabei um bis zu 20%; bei den  $\rho^0$ -Ereignissen beträgt die Änderung maximal 3%.

In Abb. VII.10 sind die sich für das  $f$  und  $\rho^0$  ergebenden Zerfallsbreiten mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Die Übereinstimmung ist im Rahmen der Fehler gut. Das Ergebnis für die Massen stimmt ebenfalls gut mit den bekannten Werten überein (vgl. Tab. VII.2). Die Anpassungsrechnungen sind sowohl nach der Methode der kleinsten Quadrate als auch nach der Maximum-Likelihood-Methode durchgeführt worden (EAD71). Die Maximum-Likelihood-Methode ist bei geringen Ereigniszahlen zuverlässiger. Die beobachteten Schwankungen des Ergebnisses sind jedoch nicht geringer als bei der Methode der kleinsten Quadrate. Die aus der Maximum-Likelihood-Methode gewonnenen Anzahlen sind systematisch um 10% höher. Da dieser Effekt bei experimentellen Daten und simulierten Ereignissen gleichermaßen auftritt, ergibt sich daraus kein Einfluß auf das Verzweigungsverhältnis.

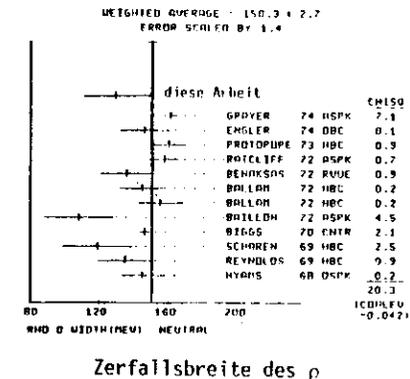
### VII.3 Zerfall $J/\psi \rightarrow f\gamma$

Die Oberhöhung bei  $M(\pi^+\pi^-) = 1.3 \text{ GeV}/c^2$  stimmt in Masse und Breite mit den für das  $f$ -Meson erwarteten Werten überein. Die Zahl von  $35 \pm 10$  Ereignissen stellt einen Effekt von 3.5 Standardabweichungen gegenüber dem Untergrund dar. In dieser Zahl ist die Unsicherheit der Untergrundabschätzung bereits berücksichtigt.

Da der Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  in dieser Größenordnung nicht erwartet worden ist (WAL76), werden im folgenden weitere Argumente dargestellt, die die Existenz dieses Zerfalls absichern. Anschließend wird das Verzweigungsverhältnis bestimmt.



Zerfallsbreite des  $f$



Zerfallsbreite des  $\rho^0$

Abb. VII.10

Zerfallsbreiten von  $f$  und  $\rho^0$

(Referenzen siehe PAR78)

VII.3.1 Identifizierung des  $f$  (1270)

a) Zuerst wird überprüft, ob die bei  $M(\pi^+\pi^-) = 1.3 \text{ GeV}/c^2$  beobachteten Teilchen tatsächlich Pionen sind. Elektronen oder Myonen kommen nicht in Frage, da sie zu einem großen Teil identifiziert werden können (vgl. Kap. II). Da es im PLUTO-Detektor keine Messung von Flugzeit oder Energieverlust gibt, könnten es außer Pionen auch Kaonen oder Protonen sein.

Die Ereignisse aus Abb. VII.9 sind kinematischen Anpassungsrechnungen mit den Hypothesen  $J/\psi \rightarrow K^+K^-\gamma$  und  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\gamma$  unterzogen worden. Eine  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit  $>1\%$  ergeben von 478 Ereignissen 409 Ereignisse für die Hypothese  $J/\psi \rightarrow K^+K^-\gamma$ , nur 8 Ereignisse für die Hypothese  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\gamma$ . Offenbar kann für Protonen wegen der hohen Masse in den meisten Fällen die Energieerhaltung nicht erfüllt werden.

Abb. VII.11 zeigt die effektive Masse  $M(K^+K^-)$ . Das  $\rho^0$  erscheint verschoben bei  $1.2 \text{ GeV}/c^2$ . Es gibt keine deutliche Oberhöhung bei  $1.5 \text{ GeV}/c^2$ . Diese müßte auftreten, wenn die Oberhöhung bei  $M(\pi^+\pi^-) = 1.3 \text{ GeV}/c^2$  in Abb. VII.9 dadurch zustande käme, daß die Kaonen aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow f'\gamma$ ,  $f' \rightarrow K^+K^-$  fälschlicherweise als Pionen interpretiert werden. Das Signal in  $M(\pi^+\pi^-)$  wird dagegen so verschmiert, daß es nicht mehr als Reflexion in der Masse  $M(K^+K^-)$  auftritt.

Zur Ermittlung der Anzahl der Zerfälle des  $f'$  (1514) ist die  $\chi^2$ -Verteilung der Hypothese  $J/\psi \rightarrow K^+K^-\gamma$  untersucht worden (ALE78/2, TH078). Simulationsrechnungen zeigen, daß sich für die Zerfälle  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  und  $J/\psi \rightarrow f'\gamma$  unterschiedliche  $\chi^2$ -Verteilungen ergeben. Der Anteil an QED-Ereignissen und Zerfällen des  $f$  (1270) wird durch die Schnitte Kollinearitätswinkel  $\leq 60^\circ$ ,  $\chi^2 \leq 5$  reduziert. In der Verteilung  $M(K^+K^-)$  bleiben 95 Ereignisse, davon 3 im Bereich des  $f'$  ( $1.48 \leq M(K^+K^-) \leq 1.54 \text{ GeV}/c^2$ ). In diesem Bereich werden  $3 \pm 1$  Ereignisse erwartet, wenn alle Ereignisse in der Oberhöhung bei  $M(\pi^+\pi^-) = 1.3 \text{ GeV}/c^2$  (Abb. VII.9) aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  stammen.

Damit wird kein Ereignis aus dem Zerfall des  $f'$  (1514) beobachtet. Es ergibt sich die obere Grenze

$$\text{BR}(J/\psi \rightarrow f'\gamma) < 2.3 \cdot 10^{-4} \quad (90\% \text{ c.l.})$$

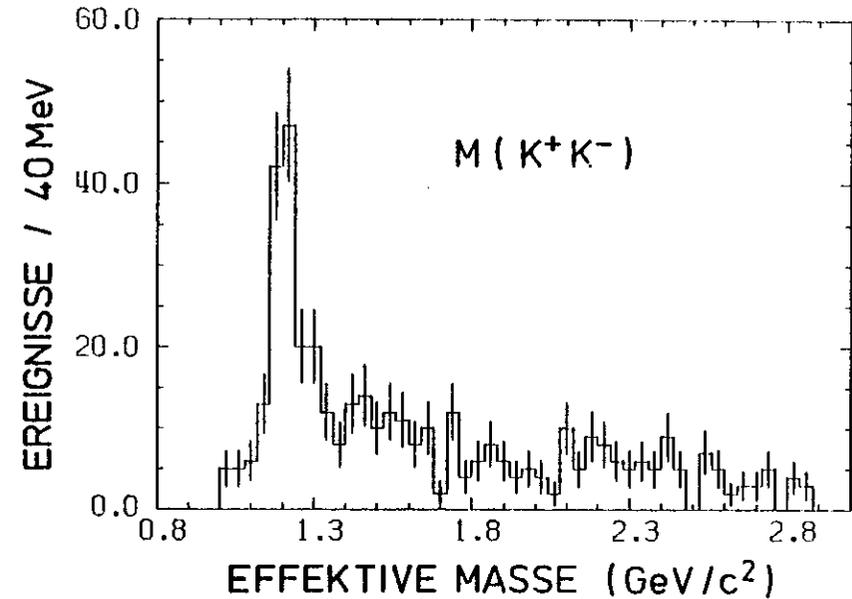


Abb. VII.11

Effektive Masse  $M(K^+K^-)$  für die Anpassungsrechnung  $J/\psi \rightarrow K^+K^-\gamma$

b) Eine mögliche Erklärung der Oberhöhung bei  $M(\pi^+\pi^-) = 1.3 \text{ GeV}/c^2$  ist das  $\rho'$  (1250) (BAR77/2, PAR78) aus dem bisher noch nicht beobachteten Zerfall  $J/\psi \rightarrow \rho'\pi$ . Das  $\rho'$  hat den Isospin  $I = 1$  und würde in den Endzuständen  $J/\psi \rightarrow \rho'^+\pi^-$  und  $J/\psi \rightarrow \rho'^-\pi^+$  ebenfalls auftreten. Die Abbildungen VII.19b - d zeigen die Verteilungen  $M(\pi^+\pi^0)$ ,  $M(\pi^-\pi^0)$  sowie die Summe dieser beiden. Die Ereignisse mit anders geladenen  $\rho$  sind (entsprechend Abb. VII.9) aus den jeweiligen Verteilungen herausgenommen (vgl. Abschn. VII.4.1). Das geladene  $\rho$  ist deutlich zu erkennen. Es gibt keinen Hinweis auf das  $\rho'$  (1250). Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \rho'\pi$  ist damit ausgeschlossen. Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \rho'^0\gamma$  kann zwar von den Daten her nicht ausgeschlossen werden, er verletzt aber die Erhaltung der C-Parität.

c) Daß die Oberhöhung vom  $\epsilon$  (1200) verursacht wird, ist sehr unwahrscheinlich. Das  $\epsilon$  (1200) hat eine Breite von etwa  $640 \text{ MeV}/c^2$  (PAR78). Das ist fast fünfmal größer als hier beobachtet ( $(130 \pm 20) \text{ MeV}/c^2$ ).

Zusammengefaßt wird eine  $\pi\pi$  - Resonanz beobachtet, die durch keine andere bekannte Resonanz als das  $f(1270)$  erklärt werden kann. Masse und Breite stimmen mit den Parametern des  $f$  überein,  $I = 0$  ist wahrscheinlich. Deshalb wird die Oberhöhung bei  $1.3 \text{ GeV}/c^2$  in der Verteilung  $M(\pi^+\pi^-)$  (Abb.VII.9) mit dem  $f$  Meson identifiziert, das die Quantenzahlen  $I^G(J^{PC}) = 0^+(2^{++})$  besitzt.

### VII.3.2 Identifizierung des Photons

Die folgenden Argumente belegen, daß das  $f$  Meson tatsächlich aus dem Zerfall  $J/\psi(3.1) \rightarrow f\gamma$  stammt.

a) Es ist unwahrscheinlich, daß es in den Ereignissen mit einem  $f$  mehr als ein weiteres neutrales Teilchen aus  $J/\psi$ -Zerfällen gibt. Abb. VII.12a zeigt das Quadrat der fehlenden Masse gegen das  $f$ . Dabei ist das  $f$  definiert durch  $1.15 \leq M(\pi^+\pi^-) \leq 1.50 \text{ GeV}/c^2$ . Die schmale Verteilung um  $M_X^2 \approx 0$  ( $\Delta M_X^2 \approx 0.6 \text{ (GeV}/c^2)^2$ , FWHM) ist gut verträglich mit einem fehlenden Photon oder  $\pi^0$ .

Zum Vergleich ist in Abb. VII.12b das Quadrat der fehlenden Masse aus simulierten Ereignissen des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow f\omega, \omega \rightarrow \pi^0\gamma$  dargestellt.

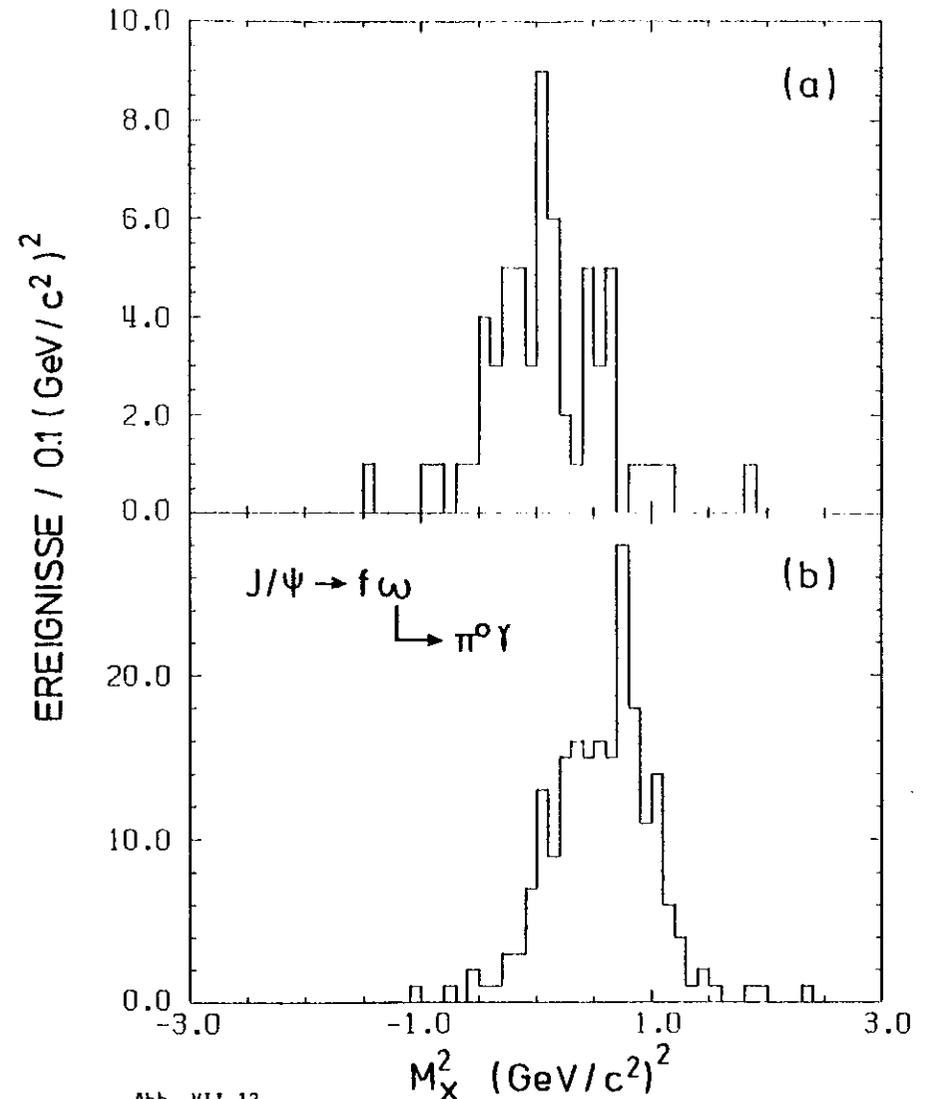


Abb. VII.12

Quadrat der fehlenden Masse  $M_X^2$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$   
 a) Ereignisse mit  $1.15 \leq M(\pi^+\pi^-) \leq 1.50 \text{ GeV}/c^2$  (f-Band)  
 b) Simulierte Ereignisse  $J/\psi \rightarrow f\omega, \omega \rightarrow \pi^0\gamma$

Die Verteilung ist etwas breiter ( $\Delta M_x^2 = 1.0 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ , FWHM) und deutlich zu höheren Massen verschoben. Die Ereignisse häufen sich wie erwartet bei  $M_x^2 = 0.61 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ , dem Quadrat der  $\omega$ -Masse.

Abb. VII.13 enthält nur Ereignisse, bei denen das Quadrat der fehlenden Masse negativ ist. Damit soll gezeigt werden, daß das  $f$ -Signal nicht ausschließlich von Ereignissen mit hoher fehlender Masse stammt. Die eingezeichnete Linie ist die Anpassung einer Breit-Wigner-Verteilung an das  $\rho$  und eines Polynoms 2. Grades an den Untergrund. Die Oberhöhung bei  $M(\pi^+\pi^-) = 1.3 \text{ GeV/c}^2$  ist geblieben.

b) Wenn mit dem  $f$  genau ein weiteres neutrales Teilchen erzeugt wird, kann es entweder ein  $\pi^0$  oder ein  $\gamma$  sein. Die Erhaltung der C-Parität verbietet den Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\pi^0$ . Bei einem starken Zerfall des  $J/\psi$  muß das fehlende Teilchen also ein Photon sein.

c) Alle Ereignisse aus dem Bereich des  $\rho^0$  und des  $f$  sind auf einem Sichtgerät dargestellt und durchmustert worden. Bei 30% der Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \rho^0\pi^0$  gibt es ein 2. Photon, das vom Programm nicht erkannt worden ist. Bei den Ereignissen aus dem  $f$ -Bereich dagegen sind die Ereignisse mit einem 2. Photon als Untergrund erklärbar. Um die Subjektivität der Methode zu verringern, sind die Ereignisse von drei Physikern durchgesehen worden. Es ist deshalb unwahrscheinlich, daß die beobachteten Ereignisse aus den Zerfällen  $J/\psi \rightarrow f\gamma\gamma$  oder  $J/\psi \rightarrow f\pi^0$  stammen.

d) Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow f^0\pi^0$  müßte in Ereignissen mit 2 geladenen Teilchen und 2 nachgewiesenen Photonen gefunden werden (vgl. Kap. VIII.). Abb. VIII.2b zeigt die Verteilung der effektiven Masse  $M(\pi^+\pi^-)$  für Ereignisse, bei denen die effektive Masse des Photonpaares innerhalb der apparativen Auflösung die  $\pi^0$ -Masse ergibt ( $0.05 \leq M(\gamma\gamma) \leq 0.20 \text{ GeV/c}^2$ ).

Im Bereich des  $\rho^0$  gibt es die erwartete Häufung. Bei Annahme eines Untergrundes von 1 Ereignis/bin gibt es 14 Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \rho^0\pi^0$ . Hat der Zerfall  $J/\psi \rightarrow f^0\pi^0$  annähernd die gleiche Nachweiswahrscheinlichkeit, sind etwa 3 Ereignisse über dem Untergrund zu erwarten, insgesamt also 10 Ereignisse. Beobachtet werden sechs Ereignisse.

Alle Punkte zusammen erlauben den Schluß, daß der Zerfall  $J/\psi(3.1) \rightarrow f\gamma$  beobachtet worden ist.

Inzwischen ist dieser Zerfall auch von der DASP-Kollaboration gefunden worden (BRA78). Sie untersucht Ereignisse mit einem Photon und 2 geladenen Teilchen, von denen mindestens eins als  $\pi$  identifiziert worden ist. Die Kanäle  $\rho^0\pi^0$  und  $f\gamma$  unterscheiden sich hier zusätzlich durch eine andere Verteilung des  $\chi^2$  der kinematischen Anpassungsrechnung.

### VII.3.3 Verzweungsverhältnis

Zur Bestimmung der Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit für den Endzustand  $\pi^+\pi^-\gamma$  aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$ ,  $f \rightarrow \pi^+\pi^-$  sind 3000 Ereignisse dieses Zerfalls simuliert worden. Die Anpassung an die Hypothese  $J/\psi(3.1) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  ergibt für 901 Ereignisse eine  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit  $> 1\%$ . Ein vollständig gemessenes Photon enthalten 9% dieser Ereignisse.

Abb. VII.14 zeigt das Quadrat der gegen die beiden Pionen fehlenden Masse. Die Verteilung um  $M_x^2 = 0$  mit der vollen Breite  $M_x^2 = 0.6 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$  ist in guter Obereinstimmung mit dem Experiment (vgl. Abb. VII.1 und VII.12a).

Abb. VII.15a zeigt den Kosinus des Öffnungswinkels der beiden Pionen,  $\cos(\pi^+\pi^-)$ , aufgetragen gegen ihre effektive Masse,  $M(\pi^+\pi^-)$ , Abb. VII.15b die Häufigkeitsverteilung von  $\cos(\pi^+\pi^-)$ . Wie erwartet, liegen die meisten Ereignisse bei  $\cos(\pi^+\pi^-) = 0$ , dem minimalen Öffnungswinkel. Durch den Schnitt  $\cos(\pi^+\pi^-) > -0.997$  wird kein simuliertes Ereignis verworfen (vgl. Tabelle VII.1).

Der Schnitt  $\cos(\pi^+\pi^-) < 0.96$  ist ebenfalls so angebracht, daß möglichst wenig Ereignisse  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  verworfen werden (Abb. VII.15c und d). Er verwirft nur 4 Ereignisse, das sind etwa 0.4% der an die Hypothese  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  angepaßten Ereignisse. Die Verteilung der effektiven Masse  $M(\pi^+\pi^-)$  nach allen Schnitten zeigt Abb. VII.16.

Die eingezeichnete Linie ist eine angepaßte relativistische Breit-Wigner-Verteilung ohne Untergrund. Das Ergebnis der Anpassung enthält Tabelle VII.2. Masse und Breite stimmen mit dem experimentellen Ergebnis im Rahmen der Fehler gut überein.

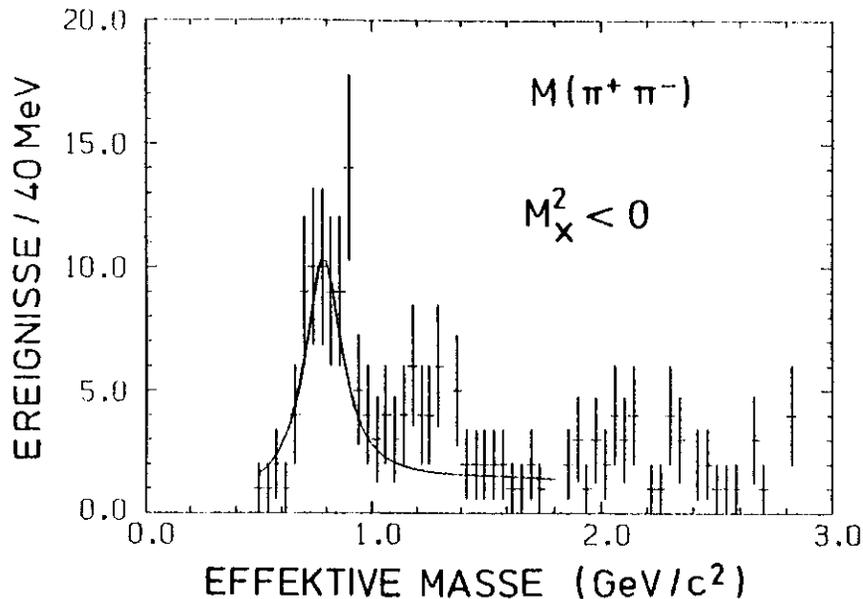


Abb. VII.13

Effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-)$  der Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  mit  $M_x^2 < 0$

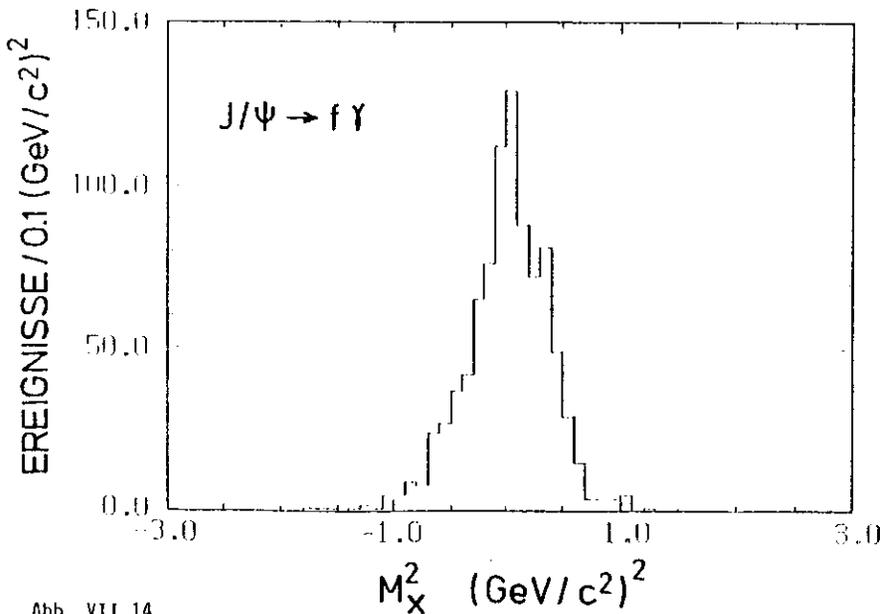


Abb. VII.14

Quadrat der fehlenden Masse  $M_x^2$  für simulierte Ereignisse  $J/\psi \rightarrow f\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

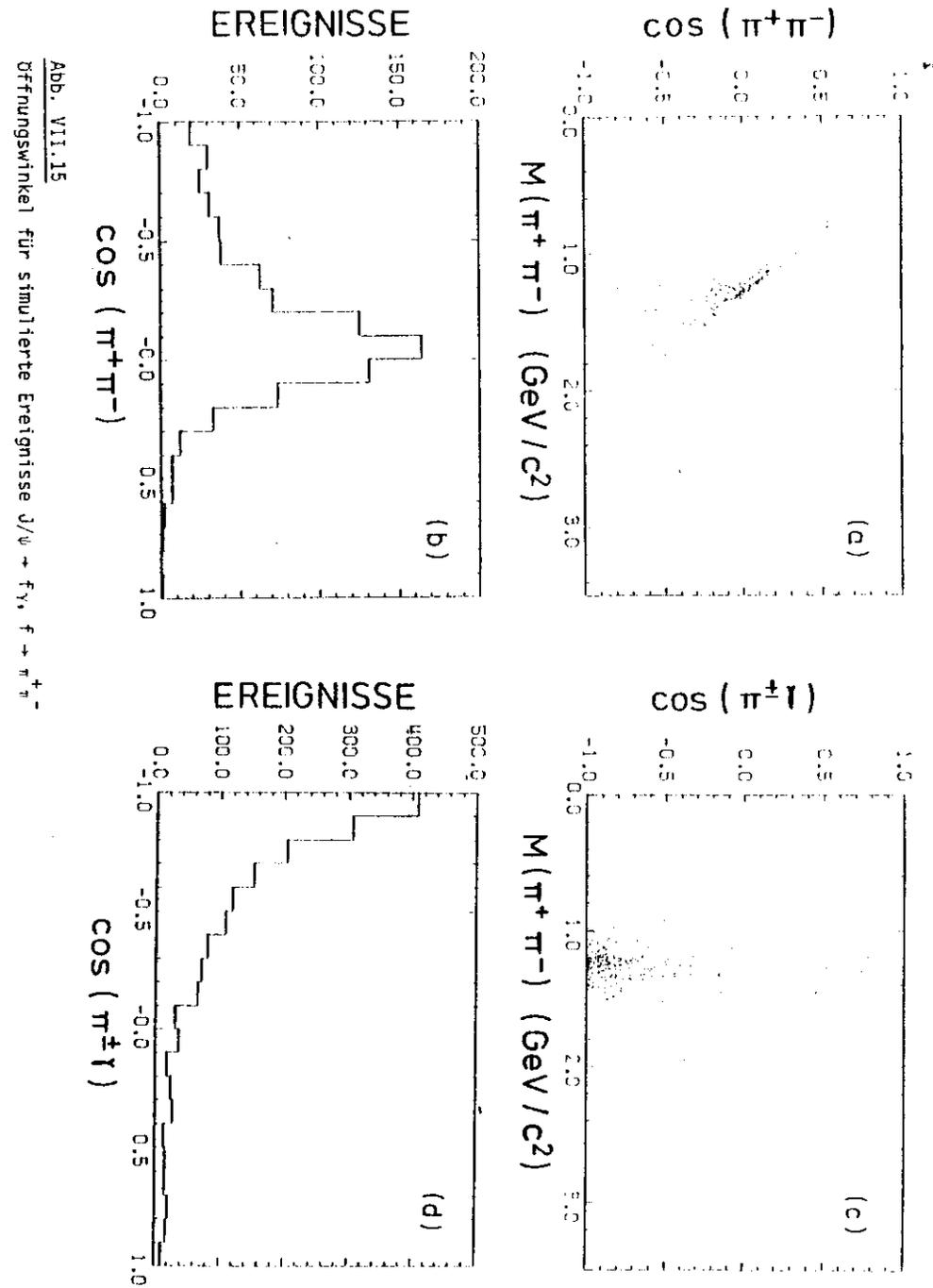


Abb. VII.15  
Öffnungswinkel für simulierte Ereignisse  $J/\psi \rightarrow f\gamma, f \rightarrow \pi^+\pi^-$

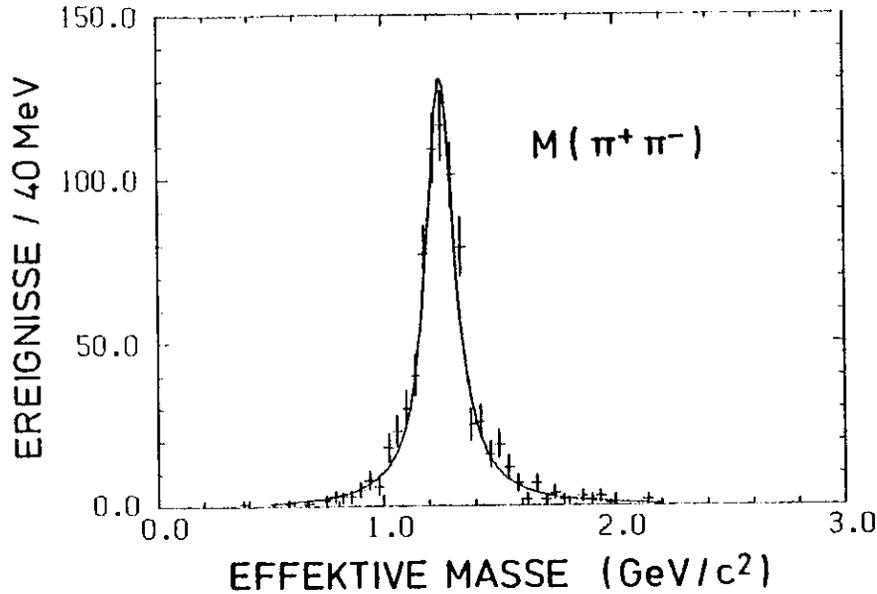


Abb. VII.16

Effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-)$  für simulierte Ereignisse  $J/\psi \rightarrow f\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

Experiment	BR ( $J/\psi \rightarrow f\gamma$ )
diese Arbeit	$( 2.0 \pm 0.7 ) \cdot 10^{-3}$
Isotropie	$( 1.1 \pm 0.3 ) \cdot 10^{-3}$
BRA 78 E 1	$( 0.9 \pm 0.3 ) \cdot 10^{-3}$
BRA 78 M 2	$( 1.5 \pm 0.4 ) \cdot 10^{-3}$
BRA 78 E 3	$( 1.0 \pm 0.3 ) \cdot 10^{-3}$

Tabelle VII.3

Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)$ . Die Werte der DASP-Kollaboration (BRA 78) beziehen sich auf verschiedene angenommene Zerfallswinkelverteilungen.

Der Korrekturfaktor für die nicht simulierten Zerfälle des  $f$  Mesons ( $f \rightarrow \pi^0\pi^0$  und Übrige) beträgt  $\frac{2}{3} \cdot 0.80$  (Isospinerhaltung vorausgesetzt, PAR78). Damit ergibt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit des Endzustandes  $\pi^+\pi^-\gamma$  aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  zu  $\eta = (13.3 \pm 0.6)\%$  (Fehler rein statistisch).

Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\omega, f \rightarrow \pi^+\pi^-, \omega \rightarrow \pi^0\gamma$  kann einen Beitrag zu dem beobachteten  $f$ -Signal liefern und auf diese Weise eine zu hohe Anzahl von Zerfällen  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  vortäuschen. Um die Größe dieses Effektes abzuschätzen, sind 1000 Zerfälle  $J/\psi \rightarrow f\omega, f \rightarrow \pi\pi, \omega \rightarrow \pi^0\gamma$  simuliert worden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für den Endzustand  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  beträgt 3%. Aus dem in dieser Arbeit gemessenen Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow f\omega) = 0.4\%$  ergeben sich insgesamt 36 Ereignisse, bei denen das  $f$  in 2 Pionen und das  $\omega$  in  $\pi^0\gamma$  zerfällt. Der Beitrag dieses Kanals zum  $f$ -Signal beträgt somit ein Ereignis.

Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls  $J/\psi(3.1) \rightarrow f\gamma$  ergibt sich damit zu

$$BR(J/\psi \rightarrow f\gamma) = (0.20 \pm 0.07) \cdot 10^{-2}$$

Die entsprechende Zerfallsbreite beträgt

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow f\gamma) = (134 \pm 47) \text{ eV}$$

Der Fehler ist im folgenden Abschnitt (VII.3.4) diskutiert.

Das Ergebnis der DASP-Kollaboration (Tabelle VII.3) ist im Rahmen der Fehler mit dem Ergebnis dieses Experimentes verträglich. Da DASP nur einen kleinen Raumwinkelbereich erfaßt, ist das Verzweigungsverhältnis stark von der angenommenen Winkelverteilung abhängig. Die Kollaboration gibt es für isotrope Verteilung und 3 verschiedene elektrische und magnetische Multipolstrahlungen an. Wie sich eine mögliche Mischung verschiedener Multipolstrahlungen auf das Ergebnis auswirkt, kann aus der Tabelle VII.3 nicht geschlossen werden.

### VII.3.4 Fehlerdiskussion

Die in den Kapiteln V und VI angegebenen systematischen Fehler für die Normierung (8%) und die Spurakzeptanz (10%) werden auch für die Verzweigungsverhältnisse der Endzustände  $\pi^+\pi^-\gamma$  und  $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$  berücksichtigt.

Zusätzlich treten hier Fehler aus dem Photonen-Nachweis auf. Fehlerquellen sind u.a. mögliche unkorrekte Schauersimulation, nicht realistische Simulation von Kammerwirkungsgraden und Clusterbreiten. Die Messungen von BR ( $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ ) auf verschiedene Weisen (vgl. Abschn. VII.4 und Kap. VIII) liefern konsistente Ergebnisse. Sie lassen es aber angebracht erscheinen, einen zusätzlichen systematischen Fehler von 10% für die Photonen-Erkennung einzuführen.

Im folgenden wird ausführlich der Fehler diskutiert, der dadurch entsteht, daß der Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$ ,  $f \rightarrow \pi^+\pi^-$  mit isotroper Produktions- und Zerfallswinkelverteilung simuliert wird.

Abb. VII.17 ist eine Darstellung der Akzeptanz für die Zerfallsprodukte des  $f$ . Aufgetragen sind der Betrag von  $\cos \theta_M$  gegen  $\phi_M$  für die isotrop simulierten Ereignisse  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  nach allen Schnitten. Die Gesamtfläche ist ein Abbild des gesamten Raumwinkels.  $\theta_M$  und  $\phi_M$  sind die Zerfallswinkel des  $f$ -Mesons; die genaue Definition aller Winkel ist in Kap. IX.1 angegeben.

Im Band um  $|\cos \theta_M| = 0.85$  liegen keine Ereignisse. Das Band entsteht durch den Schnitt, der die Ereignisse mit geladenen  $\rho$  verwirft ( $0.6 \leq M(\pi^{\pm}\gamma) \leq 1.0 \text{ GeV}/c^2$ ). Im übrigen Raumwinkelbereich gibt es keine Gebiete, in denen die Akzeptanz Null wird. Sie hat jedoch Minima bei  $\phi_M = 0^\circ, 180^\circ$  und  $360^\circ$ . Bei diesem Minima liegt das Pion in der aus  $f$ -Impuls und Strahlrichtung gebildeten Ebene. Dort ist die Wahrscheinlichkeit am größten, daß es durch die Stirnflächen des Detektors fliegt und nicht nachgewiesen werden kann. Die Verteilungen der Winkel  $\theta_p$ ,  $\theta_M$  und  $\phi_M$  zeigt Abb. VII.18. Die Akzeptanz für den Erzeugungswinkel  $\theta_p$  fällt im Gebiet  $|\cos \theta_p| = 1$  ab, weil das Photon dort entlang der Strahlachse fliegt und nicht nachgewiesen werden kann.

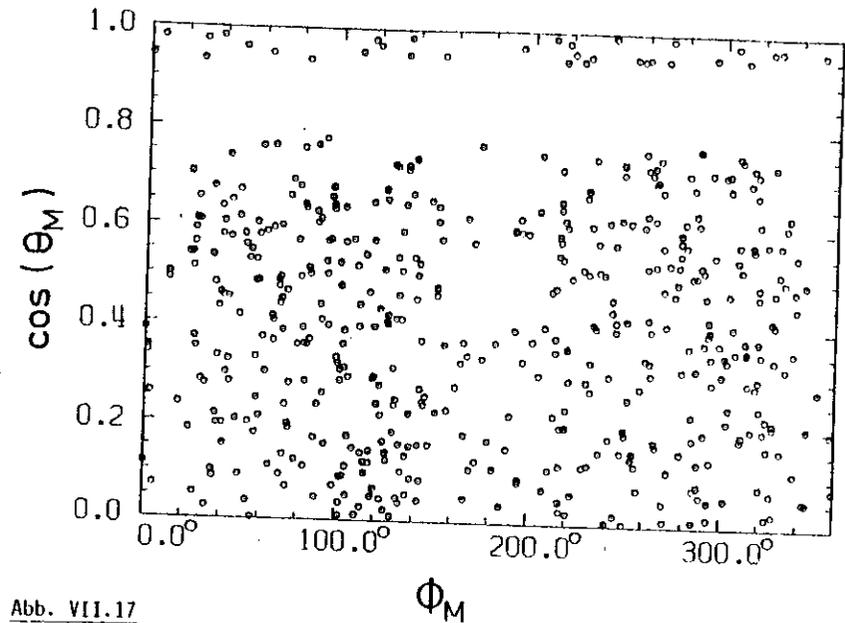


Abb. VII.17

Akzeptanz für die Zerfallswinkel  $\theta_M$  und  $\phi_M$  des  $f$  bei isotroper Simulation des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow f\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

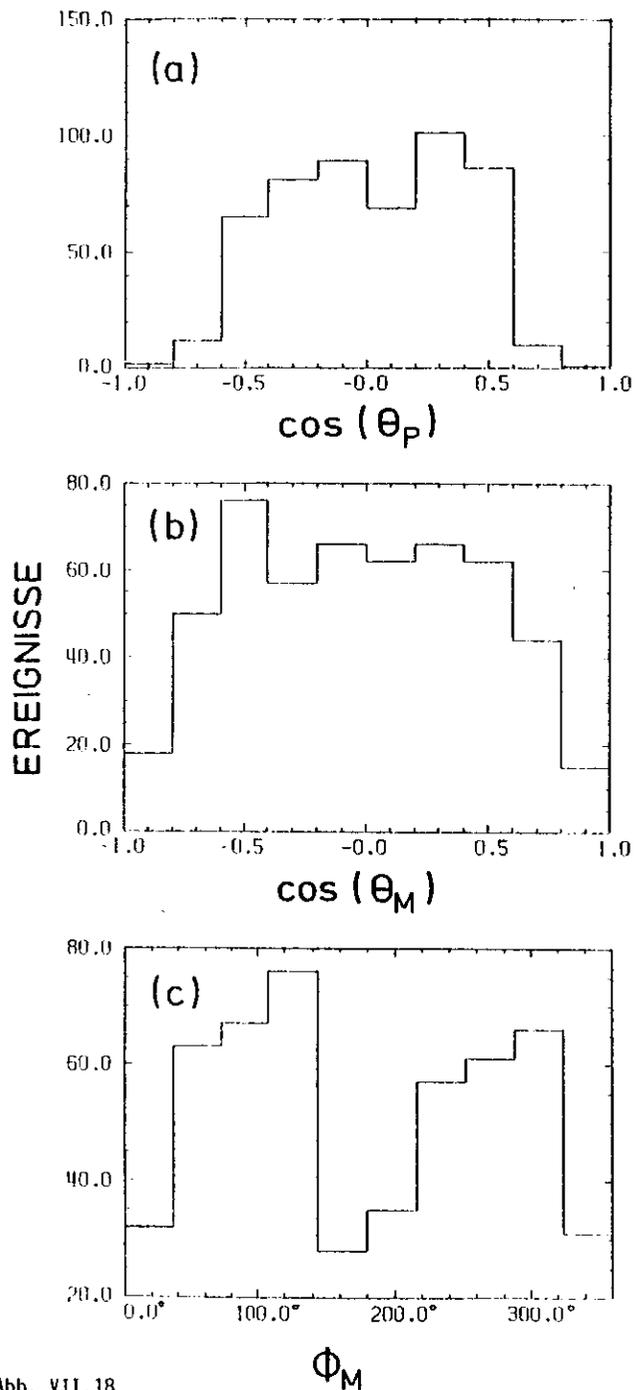


Abb. VII.18

Verteilungen von  $\theta_p$  (a),  $\theta_M$  (b),  $\phi_M$  (c) für isotrop simulierte Ereignisse  $J/\psi \rightarrow f_\gamma, f \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Die gemessenen Verteilungen für  $\theta_p$  und  $\phi_M$  sind durch eine isotrope Verteilung zufriedenstellend anzunähern (vgl. Abb. IX.5). Die Verteilung von  $\cos \theta_M$  steigt dagegen bei  $|\cos \theta_M| \approx 1$  deutlich an. Gerade in diesem Bereich sinkt die in einem großen Raumwinkelbereich konstante Akzeptanz für  $\theta_M$  ab (Abb. VII.18b). Maß für den Fehler des Verzweungsverhältnisses ist das Produkt der Abweichungen von Winkelverteilung und Akzeptanz vom konstanten Verlauf. Die Abweichungen betragen im Bereich  $|\cos \theta_M| > 0.6$  für die Winkelverteilung etwa 30%, für die Akzeptanz etwa 15%. Der Fehler für das Verzweungsverhältnis wird damit kleiner als 5%.

Die Messung der Winkelverteilung ist im Kapitel IX dargestellt. Die Simulationsrechnung ist nicht mit der gemessenen Verteilung wiederholt worden, weil die zu erwartende Änderung des Verzweungsverhältnisses von höchstens 5% innerhalb der übrigen Meßfehler liegt.

Der systematische Gesamtfehler von 17% ergibt sich aus der quadratischen Summe der einzelnen Fehler (zusammengestellt in Tabelle VII.4).

Fehlerquelle	Fehler ( % )
Normierung	8
Winkelverteilung	5
Photon-Erkennung	10
Akzeptanz	10
Summe	17

Tabelle VII.4

Systematische Fehler der Verzweungsverhältnisse für Zerfälle des  $J/\psi(3.1)$  in Endzuständen mit einem oder zwei nachgewiesenen Photonen

VII.4 Zerfall  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$

In den Abschnitten VII.1 und VII.2 ist dargestellt, daß ein großer Teil der Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen und einem nachgewiesenen Photon aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  stammt. Das aus diesen Ereignissen bestimmte Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi)$  stimmt im Rahmen der Fehler mit den Ergebnissen früherer Experimente überein.

VII.4.1 Nachweiswahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses sind 4 Verteilungen untersucht worden, nämlich die effektiven Massen  $M(\pi^+\pi^-)$ ,  $M(\pi^+\pi^0)$ ,  $M(\pi^-\pi^0)$  und  $M(\pi^+\pi^0)$  (Abb. VII.19a-d). Aus den Verteilungen sind jeweils die Ereignisse der anderen  $\rho$ -Massenbänder,  $0.6 \leq M(\pi\pi) \leq 1.0 \text{ GeV}/c^2$ , herausgeschnitten.  $M(\pi\pi)$  bezeichnet hier die Ladungskombinationen, die in der entsprechenden Verteilung nicht dargestellt sind.

Die Zahl der Ereignisse wird aus der Anpassung einer relativistischen Breit-Wigner-Verteilung für das  $\rho$  und eines Polynoms zweiten Grades für den Untergrund ermittelt (eingezeichnete Linien). Die Ergebnisse für Massen und Breiten (Tabelle VII.5) stimmen mit den bekannten Werten für das  $\rho$  im Rahmen der Fehler überein.

Zur Ermittlung der Nachweiswahrscheinlichkeit sind 9000 Zerfälle  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  simuliert worden. Auf jeden Ladungszustand des  $\rho$  entfallen 3000 Ereignisse. Es lassen sich insgesamt 1929 Ereignisse an die Hypothese  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  anpassen. Das bedeutet, daß bei 21% aller Zerfälle  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  mit der kinematischen Anpassungsrechnung nicht zwischen einem Photon und einem  $\pi^0$  unterschieden werden kann.

Das Quadrat der zu den beiden Pionen fehlenden Masse zeigt Abb. VII.20. Lage und Breite der Verteilung ( $\Delta M_X^2 = 0.5 \text{ (GeV}/c^2)^2$ , FWHM) stimmen mit den experimentellen Daten (Abb. VII.1) gut überein. An die 4 untersuchten Verteilungen (Abb. VII.19e-h) sind Breit-Wigner-Verteilungen angepaßt worden (eingezeichnete Linien). Massen und Breiten stimmen mit den experimentellen Werten überein (Tabelle VII.5). Die Verteilungen für die geladenen  $\rho$ ,

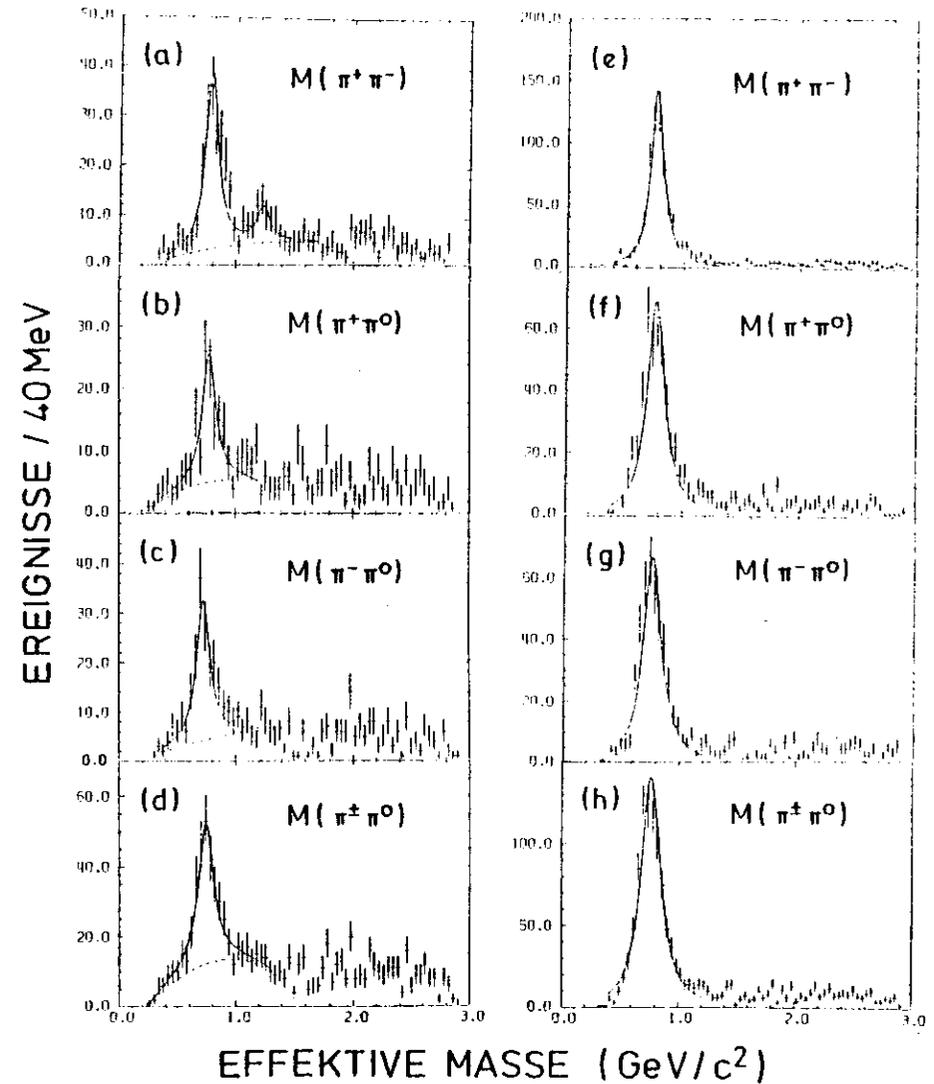


Abb. VII.19  
Effektive Massen des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$   
a) - d) Experiment  
e) - h) Simulation

Experiment	Masse (GeV/c <sup>2</sup> )	Breite (GeV/c <sup>2</sup> )	Anzahl
J/ψ → ρ <sup>0</sup> π <sup>0</sup>	0.78 ± 0.02	0.13 ± 0.02	183 ± 16
J/ψ → ρ <sup>+</sup> π <sup>-</sup>	0.77 ± 0.02	0.14 ± 0.04	112 ± 28
J/ψ → ρ <sup>-</sup> π <sup>+</sup>	0.72 ± 0.02	0.14 ± 0.04	155 ± 30
J/ψ → ρ <sup>±</sup> π <sup>∓</sup>	0.74 ± 0.02	0.16 ± 0.04	250 ± 50
Simulation			
J/ψ → ρ <sup>0</sup> π <sup>0</sup>	0.765 ± 0.004	0.116 ± 0.008	725 ± 29
J/ψ → ρ <sup>+</sup> π <sup>-</sup>	0.770 ± 0.006	0.168 ± 0.013	483 ± 25
J/ψ → ρ <sup>-</sup> π <sup>+</sup>	0.760 ± 0.006	0.166 ± 0.013	483 ± 25
J/ψ → ρ <sup>±</sup> π <sup>∓</sup>	0.765 ± 0.005	0.173 ± 0.009	1083 ± 29

Tabelle VII.5

Parameter der Anpassungsrechnungen für den Zerfall J/ψ → ρπ

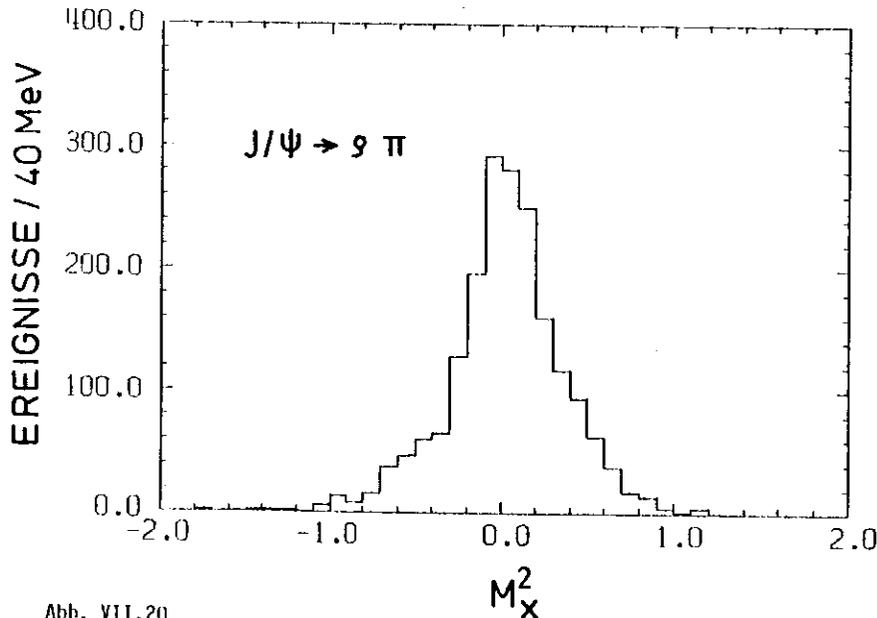


Abb. VII.20

Quadrat der fehlenden Masse  $M_X^2$  für simulierte Ereignisse J/ψ → ρπ → π<sup>+</sup> π<sup>-</sup> π<sup>0</sup>

$M(\pi^+\pi^0)$  und  $M(\pi^-\pi^0)$  (Abb. VII.19f und g), verlaufen völlig gleich. Für beide ergibt sich dieselbe Zahl von Ereignissen in der ρ-Resonanz. Deshalb wird zusätzlich die Summe dieser Verteilungen untersucht. Statistische Schwankungen in den experimentellen Daten werden dadurch ausgeglichen.

#### VII.4.2 Konkurrierende Zerfälle

Zu den Oberhöhungen bei der ρ-Masse tragen Ereignisse bei, die nicht aus dem Zerfall J/ψ → ρπ stammen. Bei der Berechnung der Verzweungsverhältnisse werden diese von der Gesamtzahl der Ereignisse abgezogen.

Der Beitrag eines anderen Zerfallskanals des J/ψ zum ρ-Signal beträgt

$$N_b = \eta \cdot BR \cdot N_{\text{tot}}$$

Dabei bedeuten

η = Wahrscheinlichkeit, das Ereignis als Zerfall J/ψ → ρπ zu deuten

BR = Verzweungsverhältnis des Kanals

N<sub>tot</sub> = Gesamtzahl aller J/ψ-Zerfälle.

Folgende Beiträge werden berücksichtigt:

##### a) J/ψ → η'γ ; η' → ρ<sup>0</sup>γ

Dieser Zerfall kann zum beobachteten ρ<sup>0</sup>-Signal beitragen, wenn nur eines der beiden Photonen nachgewiesen wird. Aus 1300 simulierten Ereignissen dieses Kanals wird die Nachweiswahrscheinlichkeit η = 5.4% ermittelt. Mit den Verzweungsverhältnissen BR(J/ψ → η'γ) = 0.24% (RAR76) und BR(η' → ρ<sup>0</sup>γ) = 29.8% (PAR78) ergeben sich 5 Ereignisse als Beitrag zum ρ<sup>0</sup>-Signal.

##### b) J/ψ → K<sup>\*0</sup>K<sub>S</sub><sup>0</sup> + $\overline{K}^{*0}K_S^0$ ; K<sup>\*0</sup> → K<sup>+</sup>π<sup>-</sup> ; $\overline{K}^{*0}$ → K<sup>-</sup>π<sup>+</sup> ; K<sub>S</sub><sup>0</sup> → π<sup>0</sup>π<sup>0</sup>

Da in der Analyse das K als π fehlinterpretiert wird, erscheint das K<sup>\*0</sup>, bzw.  $\overline{K}^{*0}$ , als Oberhöhung im Bereich der ρ<sup>0</sup>-Masse. Wenn nur eins der Photonen aus den Zerfällen der π<sup>0</sup> nachgewiesen wird, kann das Ereignis zum ρ<sup>0</sup>-Signal beitragen. Es sind 3000 Zerfälle J/ψ → K<sup>\*0</sup>K<sub>S</sub><sup>0</sup> ; K<sup>\*0</sup> → K<sup>+</sup>π<sup>-</sup> simuliert worden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des K<sup>\*0</sup> als ρ<sup>0</sup> beträgt η = 3.4%.

In VAN77/1 ist das Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow K^0 \bar{K}^{*0} + \bar{K}^0 K^{*0}) = 0.27\%$  angegeben. Das  $K^{*0}$  nur zu 2/3 in  $K^+ \pi^-$  zerfällt, beträgt das Verzweigungsverhältnis des betrachteten Kanals  $BR = 1/3 \cdot 0.27 = 0.09\%$ . Damit werden 4 Ereignisse als Beitrag zum  $\rho^0$ -Signal erwartet.

c)  $J/\psi \rightarrow K^{*-} K^+ ; K^{*-} \rightarrow K^- \pi^0$

Wenn vom Zerfall des  $\pi^0$  nur ein Photon nachgewiesen wird und die Kaonen als Pionen fehlinterpretiert werden, erscheint das  $K^{*-}$  als Oberhöhung bei der  $\rho^-$  - Masse. Aus 3000 simulierten Ereignissen ergibt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta = 10.5\%$ . Die Verteilung der effektiven Masse  $M(\pi^- \gamma)$  mit angepaßter Breit-Wigner-Verteilung zeigt Abb. VII.21. Das Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow K^+ K^{*-} + K^- K^{*+}) = 0.34\%$  ist das gewichtete Mittel der beiden Messungen aus VAN77/1 und BRA76. Da das  $K^{*-}$  nur zu 1/3 in  $K^- \pi^0$  zerfällt, beträgt das Verzweigungsverhältnis des simulierten Zerfalls  $BR = 1/6 \cdot 0.34 = 0.057$ . Daraus ergibt sich der Beitrag von 8 Ereignissen zum  $\rho^-$ -Signal. Für das  $\rho^+$  gilt dasselbe entsprechend.

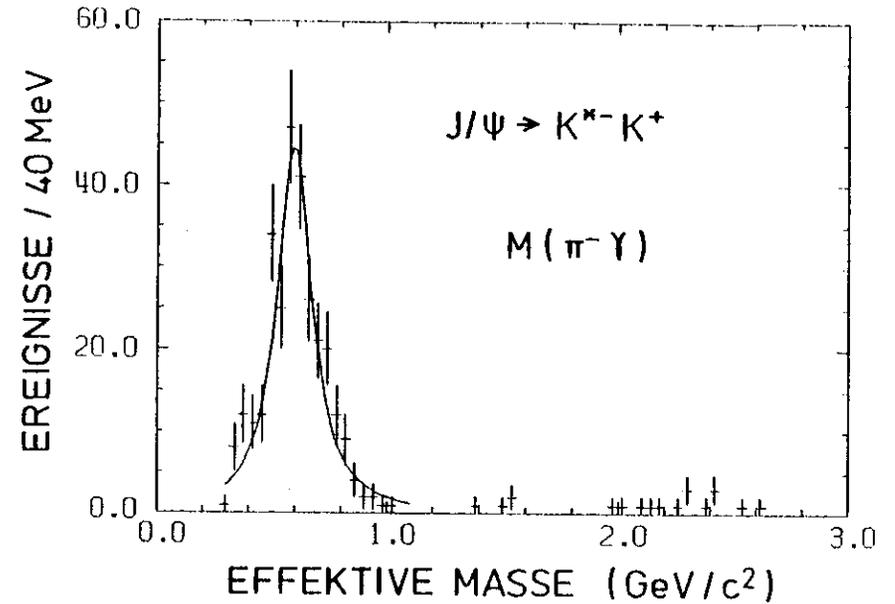


Abb. VII.21

Effektive Masse  $M(\pi^- \gamma)$  für simulierte Ereignisse  $J/\psi \rightarrow K^{*-} K^+$  bei Anpassung an die Hypothese  $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$

VII.4.3 Ergebnisse

Die Korrekturen und die Verzweigungsverhältnisse für alle 4 Verteilungen enthält Tabelle VII.6 .

Da das  $J/\psi$  den Isospin  $I = 0$  hat, wird erwartet, daß alle Ladungszustände des  $\rho$  dasselbe Verzweigungsverhältnis haben. Für das Verhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0) / BR(J/\psi \rightarrow \rho^+ \pi^- + \rho^- \pi^+)$  wird der Wert 0.5 erwartet. Für  $I = 1$  sollte dieses Verhältnis gleich Null sein, für  $I = 2$  sollte es 2 betragen.

Das Ergebnis des Experimentes,  $BR(J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0) / BR(J/\psi \rightarrow \rho^+ \pi^- + \rho^- \pi^+) = 0.56 \pm 0.15$  stimmt mit der Erwartung gut überein. Den Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente enthält Tabelle VII.7 .

Die Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Ladungszustände stimmen ebenfalls überein. Das Ergebnis für  $J/\psi \rightarrow \rho^- \pi^+$  liegt zwar etwas höher, ist aber im Rahmen der Fehler mit den anderen Werten verträglich.

Kanal	beobachtete Ereignisse	Nachweiswahrscheinlichkeit (%)	Anteil konkurrierender Zerfälle	Verzweigungsverhältnis (%)
$\rho^0 \pi^0$	$183 \pm 16$	$24.2 \pm 1.0$	9	$0.559 \pm 0.052$
$\rho^+ \pi^-$	$112 \pm 28$	$16.1 \pm 0.8$	8	$0.502 \pm 0.135$
$\rho^- \pi^+$	$155 \pm 30$	$16.1 \pm 0.8$	8	$0.710 \pm 0.145$
$\rho^\pm \pi^\mp$	$250 \pm 50$	$18.1 \pm 1.0$	16	$1.005 \pm 0.215$

Tabelle VII.6

Verzweigungsverhältnisse der verschiedenen Ladungszustände des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \rho \pi$  (Fehler nur statistisch)

Das Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi)$  wird auf 3 Arten berechnet:

- a)  $BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi) = 3 \cdot BR(J/\psi \rightarrow \rho^0\pi^0)$
- b)  $BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi) = 1.5 \cdot BR(J/\psi \rightarrow \rho^\pm\pi^\mp)$
- c)  $BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi) = BR(J/\psi \rightarrow \rho^0\pi^0) + BR(J/\psi \rightarrow \rho^\pm\pi^\mp)$

Für die geladenen  $\rho$  wird das Ergebnis der Summenverteilung genommen.

Als Mittelwert ergibt sich

$$BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi) = (1.6 \pm 0.4) \%$$

Das entspricht einer Zerfallsbreite von

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \rho\pi) = (1.07 \pm 0.27) \text{ keV}$$

Zum in Tabelle VII.6 angegebenen statistischen Fehler wird ein systematischer Fehler von 17% quadratisch addiert (vgl. Abschn. VII.3.4). Das Verzweigungsverhältnis ist im Rahmen der Fehler mit den Ergebnissen anderer Experimente verträglich (vgl. Tabelle VII.7).

Das Verhältnis der Zerfallsraten des  $J/\psi$  in  $f_\gamma$  und  $\rho\pi$  beträgt

$$BR(J/\psi \rightarrow f_\gamma)/BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi) = 0.13 \pm 0.05$$

Dieses Verhältnis enthält mögliche Fehler der Normierung (vgl. Kap. V.2) nicht.

Referenz	$BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi) (\%)$	$BR(J/\psi \rightarrow \rho^0\pi^0)/BR(J/\psi \rightarrow \rho^\pm\pi^\mp)$
diese Arbeit	$1.6 \pm 0.4$	$0.56 \pm 0.15$
JEA 76	$1.3 \pm 0.3$	$0.59 \pm 0.17$
BRA 76	$1.2 \pm 0.3$	-
BAR 76	$1.0 \pm 0.2$	$0.63 \pm 0.22$
SAN 77	$\rho^\pm\pi^\mp: 0.99 \pm 24$ $\rho^0\pi^0: 0.39 \pm 0.15$	$0.40 \pm 0.18$

Tabelle VII.7

Verzweigungsverhältnisse  $BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi)$  verschiedener Experimente

### VIII. Zerfälle mit zwei nachgewiesenen Photonen

Zur Untersuchung des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  ist der Nachweis mindestens eines Photons notwendig. In Ereignissen, die nur aus zwei geladenen Teilchen bestehen, kann der Zerfall nicht beobachtet werden. Der Untergrund, hauptsächlich Bhabha-Streuung, ist hier zu groß.

In diesem Kapitel werden die Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen und zwei nachgewiesenen Photonen untersucht. Zerfälle  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  werden beobachtet. Alle diese Ereignisse können auf den Zerfall  $J/\psi(3.1) \rightarrow \rho\pi$  zurückgeführt werden. Im Rahmen des Fehlers stimmt das Verzweigungsverhältnis mit dem in Kap. VII angegebenen Wert überein, der aus Ereignissen mit genau einem nachgewiesenen Photon ermittelt worden ist.

#### VIII.1 Auswahl der Ereignisse

Es gibt 4766 Ereignisse mit zwei Teilchen entgegengesetzter Ladung und zwei nachgewiesenen Photonen. Die kinematische Anpassung an die Hypothese

$$J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$$

entspricht einem 2C-Fit, da nur die Impulsrichtung der Photonen gemessen wird. Abb. VIII.1 zeigt die Verteilung der effektiven Masse der beiden Photonen,  $M(\gamma\gamma)$ , für die 1256 angepaßten Ereignisse ( $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit  $> 1\%$ ). Die deutliche Oberhöhung bei  $M(\gamma\gamma) = 0.1 \text{ GeV}/c^2$  weist auf den Zerfall  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  hin.

An die Daten wird eine Gaußkurve für das  $\pi^0$  und ein Polynom 2. Grades für den Untergrund (eingezeichnete Linie, Untergrund unter dem  $\pi^0$  gestrichelt) angepaßt. Die sich ergebenden Parameter der Gaußkurve enthält Tabelle VIII.1. Die Halbwertsbreite  $\sigma = 34 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$  wird allein durch die Massenauflösung des Detektors für diese Ereignisklasse bestimmt. Die effektive Masse stimmt im Rahmen der Fehler gut mit der  $\pi^0$ -Masse überein.

Abb. VIII.2a zeigt die Verteilung der effektiven Massen der beiden Pionen,  $M(\pi^+\pi^-)$ . Es ist kein deutliches Signal für das  $\rho^0$  zu erkennen. In Abb. VIII.2b

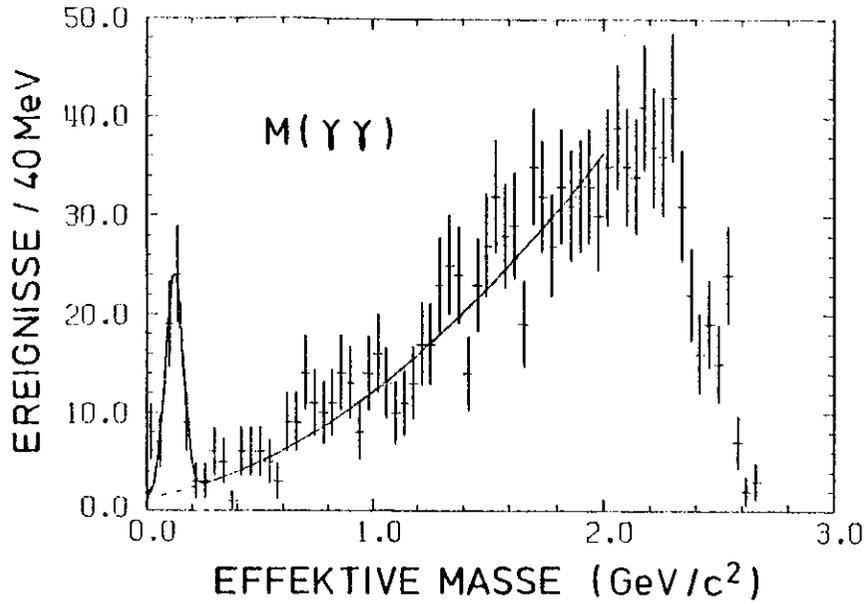


Abb. VIII.1

Effektive Masse  $M(\gamma\gamma)$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$

Experiment	Masse ( $\text{MeV}/c^2$ )	$\sigma$ ( $\text{MeV}/c^2$ )	Anzahl
$J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$127 \pm 7$	$34 \pm 7$	$39 \pm 11$
$J/\psi \rightarrow \rho \pi$	$132 \pm 7$	$30 \pm 6$	$34 \pm 7$
Simulation			
$J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$131 \pm 3$	$33 \pm 3$	$158 \pm 10$
$J/\psi \rightarrow \rho \pi$	$130 \pm 3$	$31 \pm 3$	$135 \pm 10$

Tabelle VIII.1

Parameter der an die Verteilungen  $M(\gamma\gamma)$  angepaßten Gaußkurven des

Endzustandes  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$

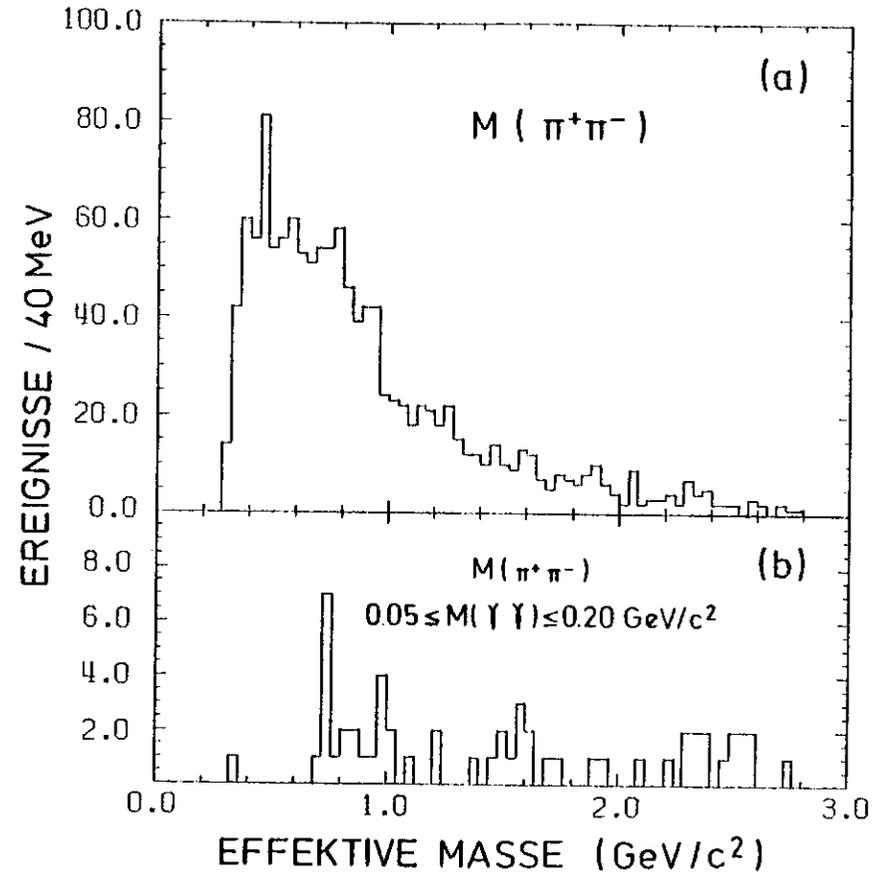


Abb. VIII.2

Effektive Masse  $M(\pi^+\pi^-)$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$

a) alle Ereignisse

b)  $\pi^0$ -Band ( $0.05 \leq M(\gamma\gamma) \leq 0.20 \text{ GeV}/c^2$ )

ist die gleiche Verteilung für die Ereignisse im  $\pi^0$ -Band dargestellt ( $0.05 \leq M(\gamma\gamma) \leq 0.20 \text{ GeV}/c^2$ ). Hier ist eine Anhäufung bei der  $\rho^0$ -Masse festzustellen. Wie erwartet, gibt es im Bereich der  $f$ -Masse keine Anhäufung (vgl. Kap. VII.3.2).

Das  $\rho^0$ -Signal ist so wenig signifikant, daß das Verzweigungsverhältnis nicht aus dieser Verteilung bestimmt wird. Am Dalitzdiagramm,  $M^2(\pi^-\pi^0)$  gegen  $M^2(\pi^+\pi^0)$ , Abb. VIII.3, ist zu erkennen, daß die meisten Ereignisse mit einem  $\pi^0$  in den eingezeichneten  $\rho$ -Bändern liegen. Das ist in Übereinstimmung mit JEA76, wo angegeben ist, daß der Anteil des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  am Endzustand  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  größer als 70% ist.

VIII.2 Verzweigungsverhältnisse  $BR(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$  und  $BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi)$

Da die Zerfallsbreite des  $\pi^0$  verglichen mit der des  $\rho$  sehr klein ist, kann die Anzahl der Zerfälle  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  am besten aus der Verteilung  $M(\gamma\gamma)$  bestimmt werden. Abb. VIII.4a zeigt die Verteilung  $M(\gamma\gamma)$  für die Ereignisse in den  $\rho$ -Bändern ( $0.60 \leq M(\pi\pi) \leq 1.00 \text{ GeV}/c^2$ ). Jedes Ereignis ist nur einmal in das Histogramm eingetragen. Doppelintragungen wären möglich, weil sich die  $\rho$ -Bänder überschneiden. Der Untergrund unter dem  $\pi^0$  ist geringer als in Abb. VIII.1. Eingezeichnet ist die Anpassung einer Gaußkurve und eines Polynoms 2. Grades. Die Parameter der Gaußkurve enthält Tabelle VIII.1.

Die Anzahl der  $\pi^0$  ist gegenüber der Verteilung ohne Schnitt in der  $\rho$ -Masse um 13% verringert. Die Simulationsrechnung zeigt, daß für den Zerfall  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  eine solche Verringerung erwartet wird.

Die Abb. VIII.4a entsprechende Verteilung für die simulierten Ereignisse (vgl. Kap. VII.4.1) zeigt Abb. VIII.4b. Masse und Breite stimmen im Rahmen der Fehler gut mit dem Experiment überein (Tabelle VIII.1).

In Tabelle VIII.1 sind auch die Parameter der simulierten Verteilung ohne Schnitt in der  $\rho$ -Masse angegeben. Für beide Verteilungen ergibt sich dasselbe Verzweigungsverhältnis. Das bedeutet, daß alle Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  durch den Zerfall  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  erklärt werden können.

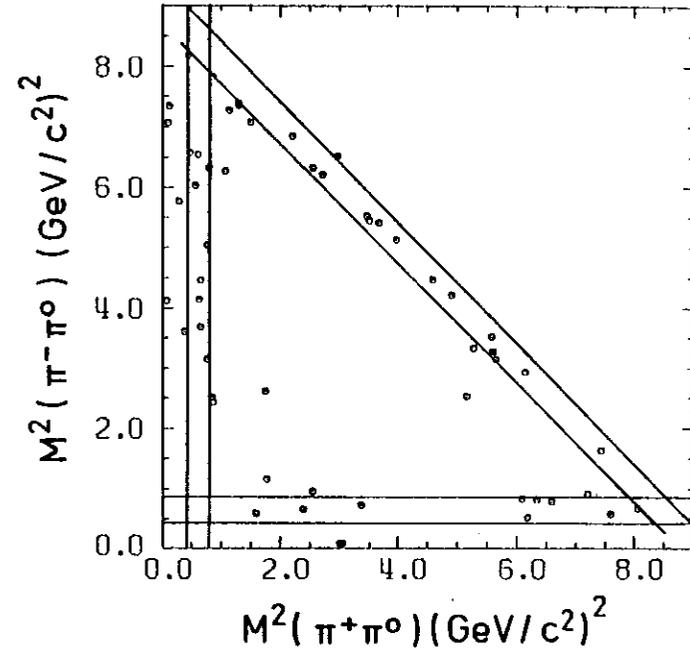


Abb. VIII.3

Dalitzdiagramm  $M^2(\pi^+\pi^0)$  gegen  $M^2(\pi^-\pi^0)$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$   
Eingezeichnet die  $\rho$ -Bänder

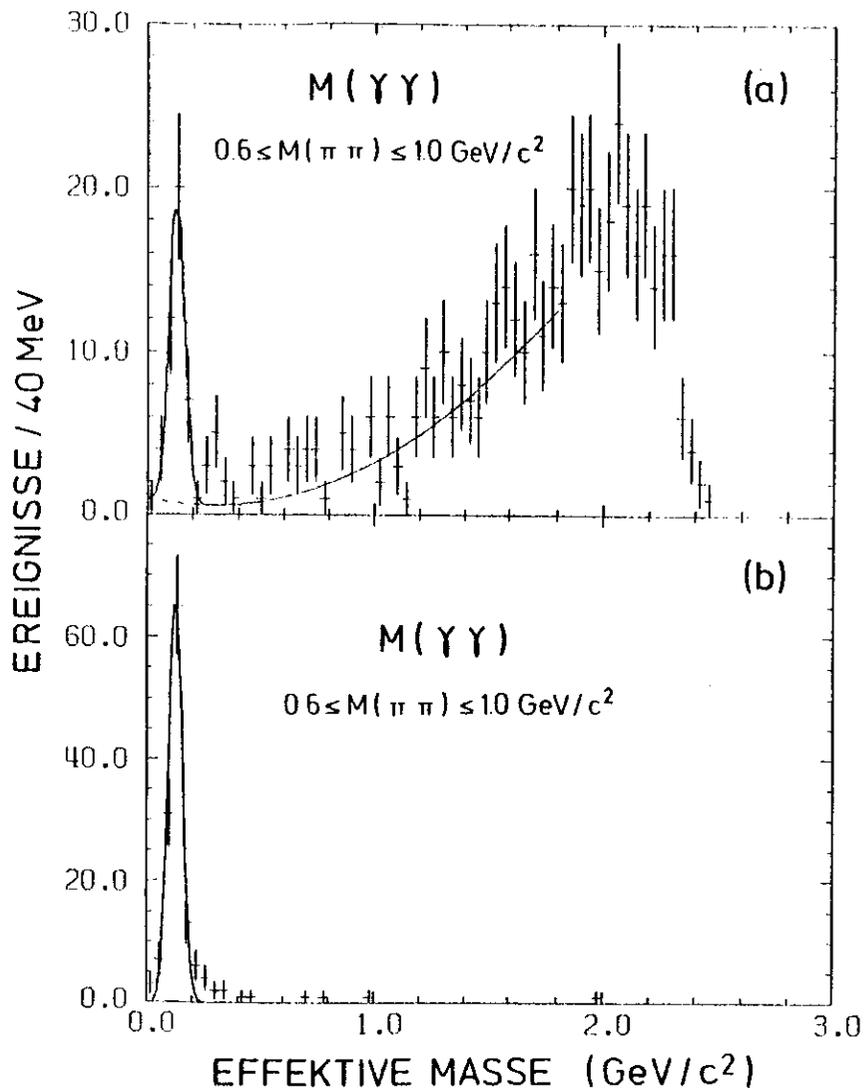


Abb. VIII.4

Effektive Masse  $M(\gamma\gamma)$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  für die Ereignisse in den  $\rho$ -Bändern

- (a) Experiment
- (b) Simulation

Die Verteilungen des Quadrates der gegen die geladenen Teilchen fehlenden Masse stimmen im  $\pi^0$ -Band für die experimentellen Daten (Abb. VIII.5a) und die simulierten Ereignisse (Abb. VIII.5b) in Lage und Breite überein ( $\Delta M_X^2 = 0.3 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ , FWHM).

Das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  mit einem nachgewiesenen Photon zur Anzahl mit zwei nachgewiesenen Photonen beträgt bei den simulierten Ereignissen  $N_\rho(1\gamma)/N_\rho(2\gamma) = 13.3 \pm 1.3$ , bei den experimentellen Daten  $N_\rho(1\gamma)/N_\rho(2\gamma) = 12.7 \pm 4.4$ . Die Übereinstimmung zeigt, daß das Simulationsprogramm den Nachweis von Photonen im wesentlichen richtig beschreibt.

Der aus Simulationsrechnungen abgeschätzte Beitrag anderer Zerfallskanäle als  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  zum  $\pi^0$ -Signal ist kleiner als 0.8 Ereignisse. Berücksichtigt sind dabei die in Kap. VII.4.2 auf ihren Beitrag zum  $\rho$ -Signal untersuchten Kanäle. Da die Energien der Photonen nicht gemessen werden, liefern die Zerfälle des  $J/\psi(3.1)$  in  $p\bar{p}\pi^0$ ,  $2(\pi^+\pi^-\pi^0)$ ,  $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$  in der hier untersuchten Ereignisklasse keine Überhöhung bei der  $\pi^0$ -Masse.

Der systematische Fehler wird wie in Kap. VII zu 17% angesetzt. Damit ergibt sich

$$\begin{aligned} BR(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= BR(J/\psi \rightarrow \rho\pi) = (1.7 \pm 0.6) \% \\ \Gamma(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= \Gamma(J/\psi \rightarrow \rho\pi) = (1.1 \pm 0.4) \text{ keV} \end{aligned}$$

Die Werte stimmen mit dem Ergebnis aus Kap. VII.4 gut überein. Der Gesamtfehler ist größer, weil es hier um den Faktor 13 weniger Ereignisse gibt.

Aus diesem Grund ist auch die Bestimmung der Verzweungsverhältnisse der einzelnen Ladungszustände des  $\rho$  und die Überprüfung des Verhältnisses  $BR(J/\psi \rightarrow \rho^0\pi^0)/BR(J/\psi \rightarrow \rho^\pm\pi^\mp)$  in dieser Ereignisklasse nicht sinnvoll. Bei nur 13 Ereignissen in jedem Kanal ergibt sich ein Gesamtfehler von etwa 40% für das einzelne Verzweungsverhältnis.

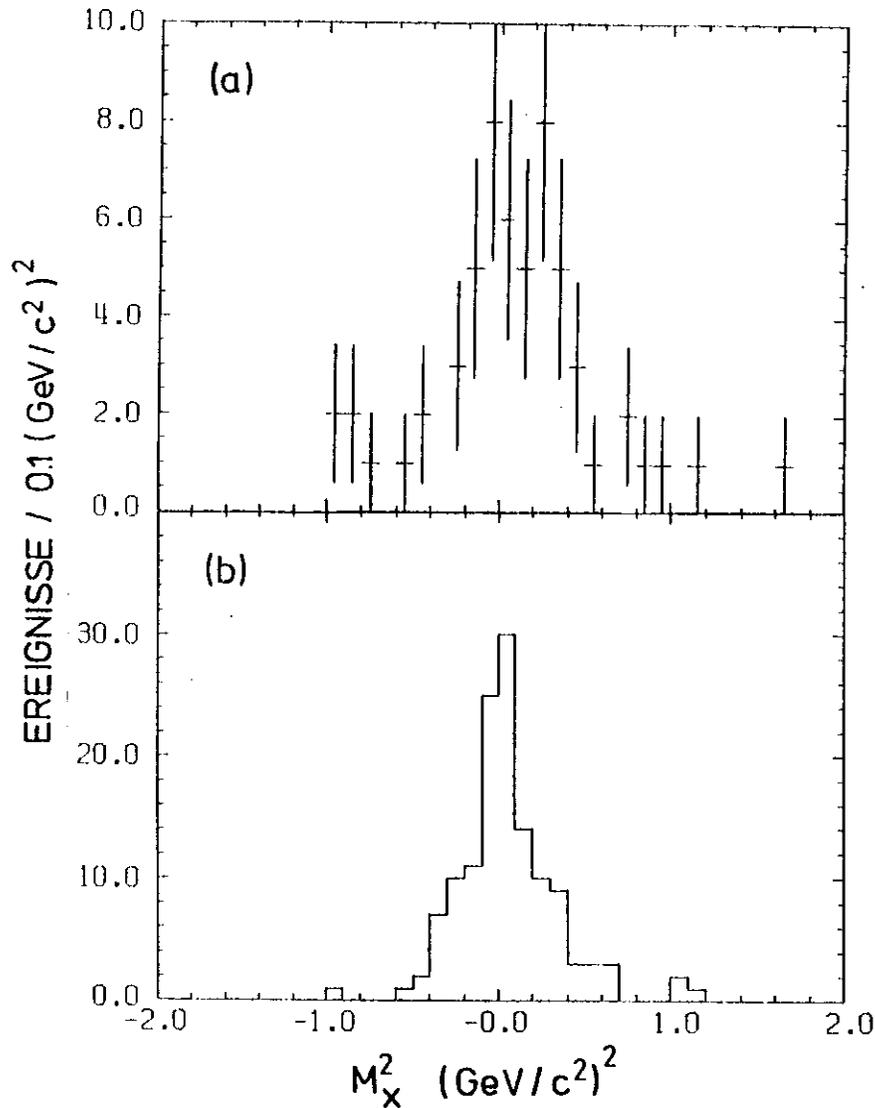


Abb. VIII.5

Quadrat der fehlenden Masse  $M_X^2$  im Endzustand  $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

a) Experiment ( $0.05 \leq M(\gamma\gamma) \leq 0.20$  GeV/c<sup>2</sup>)

b) Simulation

### IX. Produktions- und Zerfallswinkelverteilung des $f$ im Endzustand $f\gamma$

Bei den Strahlungszerfällen des  $J/\psi(3.1)$  in pseudoskalare Mesonen ( $\pi^0, \eta, \eta'$ ) ist die Produktions- und Zerfallswinkelverteilung durch die Kinematik des Zerfalls eindeutig bestimmt. Da das  $f$  Meson den Spin 2 hat, wird die Winkelverteilung des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow f\gamma, f \rightarrow \pi^+ \pi^-$  durch 3 kinematisch unabhängige Amplituden beschrieben. Eine Messung dieser Amplituden liefert Informationen über die innere Dynamik des zugrunde liegenden Prozesses.

In diesem Kapitel wird die Messung dieser Amplituden beschrieben und das Ergebnis mit den Voraussagen dreier theoretischer Modelle verglichen (QCD, elektromagnetischer Zerfall, TMD), die den Strahlungszerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  beschreiben. Darüberhinaus wird das Ergebnis mit den Amplituden für die reinen elektrischen, bzw. magnetischen Multipolstrahlungsübergänge E1, M2 und E3 verglichen.

Zur Überprüfung der angewendeten Methode ist die Produktions- und Zerfallswinkelverteilung des  $\rho^0$  im Endzustand  $\pi^0 \rho^0$  gemessen worden. Die Winkelverteilung dieses Zerfalls ist eindeutig festgelegt. Das Meßergebnis stimmt hervorragend mit der Erwartung überein.

#### IX.1 Helizitätssystem

Die Winkelverteilung läßt sich am einfachsten im Helizitätssystem darstellen. Für den Prozeß

$$e^+ e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow f\gamma, f \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

sind die Winkel des Helizitätssystems wie folgt definiert (vgl. Abb. IX.1):

a) Der Produktionswinkel  $\theta_p$  ist im Schwerpunktsystem des  $J/\psi$  definiert. Er ist der Winkel zwischen den Flugrichtungen des  $f$  und des Positrons.

b) Die Zerfallswinkel  $\theta_M$  und  $\phi_M$  sind im Schwerpunktsystem des  $f$  definiert. Die z-Achse ist parallel zur Flugrichtung des  $f$ . Die y-Achse ist normal zur Produktionsebene, d.h. parallel zu  $(\vec{f} \times \vec{e}^+)$ . Für die x-Richtung gilt  $\vec{x} = \vec{y} \times \vec{z}$ .

In diesem rechtshändigen Koordinatensystem sind  $\theta_M$  und  $\phi_M$  Polar- bzw. Azimutwinkel des  $\pi^+$ .  $\phi_M$  wird von der x-z-Ebene aus gemessen.

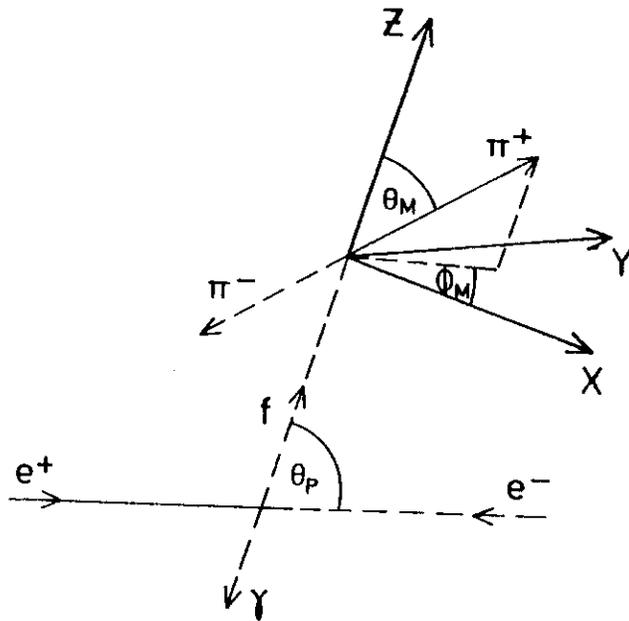


Abb. IX.1

Helizitätssystem der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow f\gamma, f \rightarrow \pi^+\pi^-$

In der Literatur treten unterschiedliche Definitionen der Helizitätswinkel auf (vgl. z.B. KAB76, BRA78, KRA78/1). Einzelne Ausdrücke in den Winkelverteilungen erhalten dadurch unterschiedliche Vorzeichen. Die in dieser Arbeit angegebenen Formeln sind anhand des in FEL69 und COH68 dargestellten Rechenverfahrens (Helizitätsmethode) überprüft worden.

Ein azimuthaler Produktionswinkel  $\phi_p$  braucht nicht betrachtet zu werden, da der Elektron-Positron-Strahl des Experimentes nicht polarisiert ist. Normal zur Strahlachse gibt es keine ausgezeichnete Richtung.

Der Prozeß  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow f\gamma, f \rightarrow \pi^+\pi^-$  wird durch drei unabhängige Helizitätsamplituden  $A_0, A_1$  und  $A_2$  beschrieben. Die Verhältnisse  $x = A_1/A_0$  und  $y = A_2/A_0$  sind reell. Bis auf Normierungsfaktoren hat die Winkelverteilung die allgemeine Form (KRA78/1):

$$W_f(\theta_p, \theta_M, \phi_M) = (1 + \cos^2(\theta_p)) \cdot ((3 \cos^2(\theta_M) - 1)^2 + 3/2 y^2 \sin^4(\theta_M)) + 3 x^2 \sin^2(\theta_p) \sin^2(2\theta_M) - \sqrt{3} x \sin(2\theta_p) \sin(2\theta_M) \cdot (3 \cos^2(\theta_M) - 1 - \sqrt{3/2} y \sin^2(\theta_M)) \cdot \cos(\phi_M) + \sqrt{6} y \sin^2(\theta_p) \sin^2(\theta_M) \cdot (3 \cos^2(\theta_M) - 1) \cdot \cos(2\phi_M) \quad (IX.1)$$

Die Winkelverteilung kann auch als Funktion der Amplituden für elektrische, bzw. magnetische Multipolstrahlung dargestellt werden (KAB76, BRA78). Zwischen ihnen und den Helizitätsamplituden bestehen eindeutige Relationen. Mit den Definitionen  $\rho = M2/E1$  und  $\rho' = E3/E1$  gilt:

$$\rho = \frac{5}{3} \cdot \frac{\sqrt{3} \cdot x - \sqrt{6} \cdot y + 3}{\sqrt{3} \cdot x + \sqrt{6} \cdot y + 1} \quad \rho' = \frac{6 - 4\sqrt{3} \cdot x + \sqrt{6} \cdot y}{3(\sqrt{3} \cdot x + \sqrt{6} \cdot y + 1)}$$

$$\sqrt{3} \cdot x = \frac{3 + \rho - 4\rho'}{1 + \rho + 2\rho'} \quad \frac{1}{2} \sqrt{6} \cdot y = \frac{3 - \rho + \rho'}{1 + \rho + 2\rho'}$$

E1, M2 und E3 bezeichnen die Amplituden der entsprechenden Strahlung. Bei Erhaltung von Drehimpuls und Parität sind für den Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  nur die Übergänge E1, M2 und E3 erlaubt (vgl. z.B. MAY70). Die Werte für x und y in den Fällen reiner Übergänge enthält Tabelle IX.1.

Multipolstrahlung	$x = A_1 / A_0$	$y = A_2 / A_0$
E 1	$\sqrt{3}$	$\sqrt{6}$
M 2	$1 / \sqrt{3}$	$-2 / \sqrt{6}$
E 3	$-2 / \sqrt{3}$	$1 / \sqrt{6}$

Tabelle IX.1  
Helizitätsamplituden für reine Multipolstrahlungsübergänge

	$x = A_1 / A_0$	$y = A_2 / A_0$	Referenz
QCD	0.76	0.54	KRA 78/1
TMD	0.71	0.41	GAM 78/1
"γ"	0.71	0.41	KRA 78/2
Daten	$0.6 \pm 0.3$	$0.3^{+0.6}_{-1.6}$	diese Arbeit

Tabelle IX.2  
Helizitätsamplituden des f Mesons für den Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$

Die Werte für x und y nach den in Kap. X.2 diskutierten theoretischen Modellen des Strahlungszzerfalls  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  enthält Tabelle IX.2. Die Messung von x und y aus den beobachteten Winkelverteilungen ist im folgenden Abschnitt beschrieben. Der Wertebereich sowohl für x als auch für y liegt zwischen plus Unendlich und minus Unendlich.

### IX.2 Anpassungsrechnung

Abb. IX.2 zeigt die Verteilungen von  $\theta_p$ ,  $\theta_M$  und  $\phi_M$  für die 62 Ereignisse aus dem Massenband des f, definiert durch  $1.15 \leq M(\pi^+\pi^-) \leq 1.40 \text{ GeV}/c^2$ . Der Anteil des Endzustandes  $f\gamma$  an diesen Ereignissen, bestimmt aus der Anpassungsrechnung an die Verteilung  $M(\pi^+\pi^-)$  (vgl. Kap. VII.2), beträgt 49%.

Um die Winkelverteilung des Prozesses  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  messen zu können, muß der Verlauf des Untergrundes von den beobachteten Verteilungen abgezogen werden. Zur Abschätzung des Untergrundverlaufes werden die beiden dem f benachbarten Massenbereiche  $1.00 \leq M(\pi^+\pi^-) \leq 1.15 \text{ GeV}/c^2$  und  $1.40 \leq M(\pi^+\pi^-) \leq 1.60 \text{ GeV}/c^2$  benutzt. Sie enthalten jeweils 26 Ereignisse. Es wird angenommen, daß sich der Untergrund des f-Bandes wie das Mittel der beiden Seitenbänder verhält.

Deshalb werden für die Ereignisse der beiden Seitenbänder die Verteilungen von  $\theta_p$ ,  $\theta_M$  und  $\phi_M$  jeweils addiert und auf die Gesamtzahl von 31.8 Untergrundeignissen normiert. Der so ermittelte Untergrund wird von den Verteilungen der Abb. IX.2 subtrahiert.

Der entsprechend Gleichung IX.1 erwartete Verlauf der Winkelverteilung kann nicht unmittelbar an die beobachteten Verteilungen angepaßt werden, weil diese durch die eingeschränkte experimentelle Akzeptanz verformt sind (vgl. Kap. VII.3.4). Der Einfluß der Akzeptanz auf die Winkelverteilung wird mit Hilfe des Simulationsprogramms ermittelt. Von 3000 simulierten Ereignissen  $J/\psi \rightarrow f\gamma$ ,  $f \rightarrow \pi^+\pi^-$  fallen nach allen Schnitten 516 in das untersuchte f-Band. Diese Ereignisse werden mit der Verteilung  $W_f(\theta_p, \theta_M, \phi_M)$  (Gl. IX.1) gewichtet. Die sich ergebenden Verteilungen für  $\theta_p$ ,  $\theta_M$  und  $\phi_M$  werden auf die Gesamtzahl von 30.2 Ereignissen normiert, der Anzahl der Zerfälle  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  über dem Untergrund.

EREIGNISSE

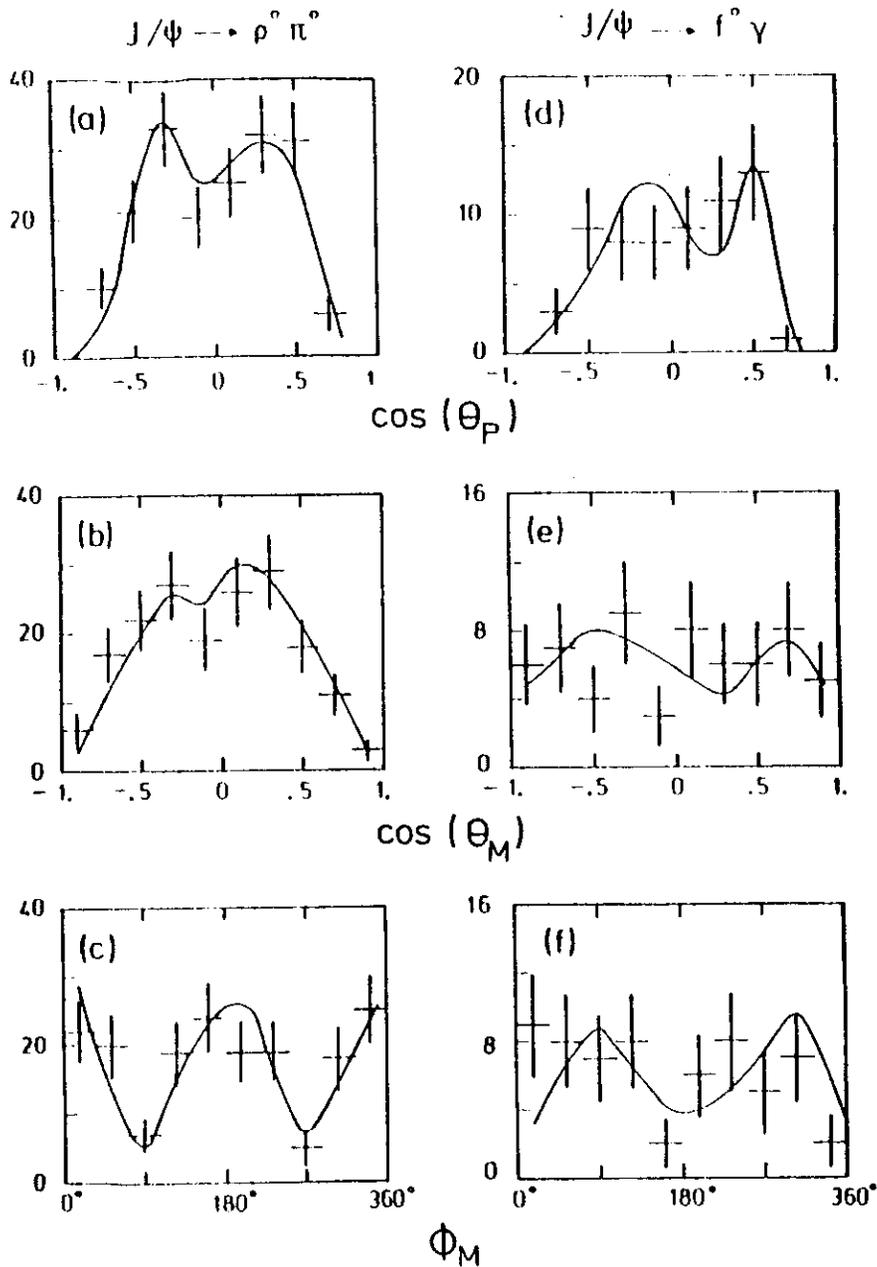


Abb. IX.2

Produktions- und Zerfallswinkelverteilung der Zerfälle  $J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0$  und  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  (a - c) und  $J/\psi \rightarrow f_0 \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  (d - f)

Für jedes Paar  $(x,y)$  liefert also das Simulationsprogramm je eine Verteilung  $W(n_p)$ ,  $W(n_M)$  und  $W(\phi_M)$ . Diese wird mit der entsprechenden beobachteten Verteilung verglichen. Das Maß für die Abweichung,  $\chi^2$ , ist entsprechend der Methode der kleinsten Quadrate definiert (EAD71):

$$\chi^2 = \sum \frac{((n_d - n_b) - n_{mc})^2}{n_d + f \cdot n_b} \quad (IX.2)$$

Dabei bedeuten

$n_d$  = Anzahl der beobachteten Ereignisse

$n_b$  = Anzahl der Untergrund - Ereignisse

$n_{mc}$  = Anzahl der simulierten Ereignisse

$f = 0.61$  = Normierungsfaktor für den Untergrund

Die Anzahlen beziehen sich jeweils auf ein Intervall einer Verteilung. Die Summe läuft über alle Intervalle der 3 Verteilungen  $W(n_p)$ ,  $W(n_M)$  und  $W(\phi_M)$ .

Der Fehler im Nenner von Gleichung IX.2 ist die quadratische Summe der statistischen Fehler von beobachteten Daten und Untergrundabschätzung<sup>†</sup>. Der Fehler der simulierten Ereignisse kann vernachlässigt werden, weil deren Anzahl (516) weitaus größer ist als die der Daten (62). Die Variation des Untergrundanteils an den Daten um bis zu 20% (vgl. Abschn. IX.4.1) ändert das Ergebnis nur geringfügig im Rahmen des Fehlers.

<sup>†</sup>Sei  $n_b'$  die beobachtete Anzahl von Untergrundereignissen und  $f = n_b/n_b'$  der Untergrundnormierungsfaktor, dann gilt für den statistischen Fehler des Untergrundes:  $\sigma_b = \Delta n_b = \Delta n_b'/n_b' \cdot n_b = \sqrt{n_b'} \cdot f$  und damit

$$\sigma_b^2 = n_b' \cdot f^2 = n_b \cdot f$$

IX.3 Ergebnis

Für verschiedene Wertepaare  $(x,y)$  wird das zugehörige  $\chi^2$  berechnet und auf diese Weise das Minimum ermittelt. Die Zahl der Freiheitsgrade  $n_{df} = 25$  ergibt sich aus 28 benutzten Intervallen abzüglich der 2 zu bestimmenden Parameter  $x$  und  $y$  und der Normierung als weiterer Zwangsbedingung. Es ergibt sich  $\chi^2_{min} = 26$ . Das entspricht einer  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit von  $p \approx 40\%$  (PAR78).

Abb. IX.3 zeigt Linien mit gleichem  $\chi^2$  in der  $x$ - $y$ -Ebene. Das Minimum ist durch ein Kreuz gekennzeichnet. Auf den eingezeichneten Linien liegen die Wertepaare  $(x,y)$ , die jeweils  $\chi^2 = \chi^2_{min} + i$ ,  $i = 1, 2, 3, 4$  ergeben. Alle Paare  $(x,y)$ , die  $\chi^2 < \chi^2_{min} + 1$  ergeben, weichen weniger als eine Standardabweichung von den besten Werten ab.

Damit lautet das experimentelle Ergebnis für die Helizitätsamplituden des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow f_\gamma$ :

$$x = A_1/A_0 = 0.6 \pm 0.3$$

$$y = A_2/A_0 = 0.3 \begin{matrix} + 0.6 \\ - 1.6 \end{matrix}$$

Die den Multipolstrahlungsübergängen sowie den verschiedenen theoretischen Modellen entsprechenden Werte für  $x$  und  $y$  (vgl. Tabellen IX.1 und IX.2) sind in Abb. IX.3 ebenfalls eingetragen. Sowohl die Werte des QCD-Modells als auch die des TMD-Modells stimmen mit dem Meßergebnis sehr gut überein. Die Voraussage des Modells, das den Zerfall  $J/\psi \rightarrow f_\gamma$  als elektromagnetischen Zerfall des  $J/\psi$  beschreibt (symbolisiert in Abb. IX.3 durch " $\gamma$ "), ist mit der TMD-Vorraussage identisch (vgl. Kap. X.2). Von den Multipolstrahlungsübergängen E1, M2 und E3 liegt nur der M2-Übergang innerhalb des Bereichs einer Standardabweichung. Das Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow f_\gamma)$ , das die DASP-Kollaboration für den M2-Übergang angegeben hat (BRA78, vgl. Kap. VII.3.3 und Tab. VII.3), stimmt am besten mit dem entsprechenden Wert dieser Arbeit überein.

In Abb. IX.2d-f ist das Ergebnis der Anpassungsrechnung als durchgezogene Linie dargestellt. Der Einfluß der Akzeptanz ist mit Hilfe des Simulationsprogramms vollständig berücksichtigt. Der Untergrund ist in den Verteilungen mit enthalten. Die Kurven sind die beste Anpassung der theoretisch erwarteten Verteilung (Gl. IX.1) an die Daten.

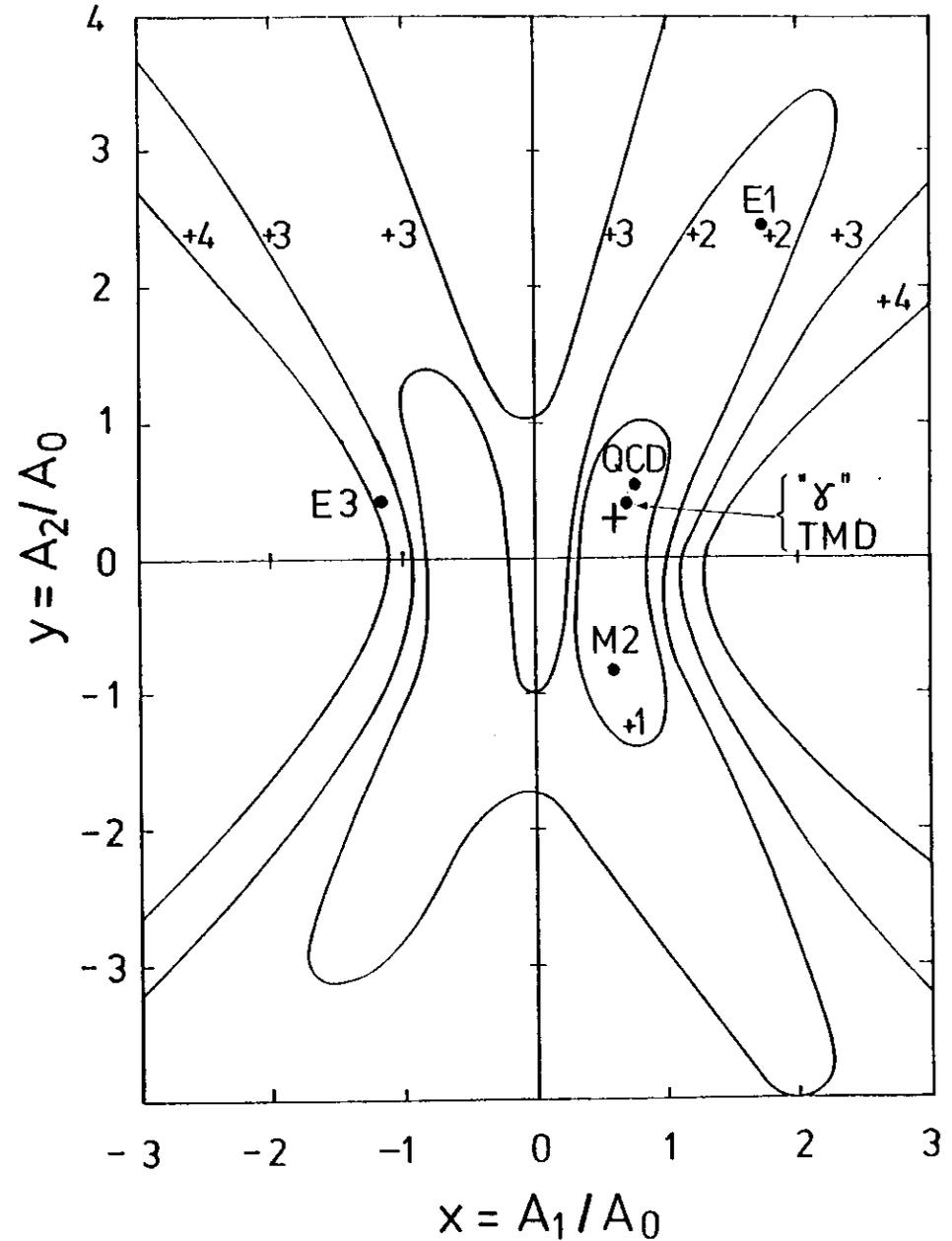


Abb. IX.3

Linien mit gleichem  $\chi^2$  in der Ebene  $x = A_1/A_0$ ,  $y = A_2/A_0$  aus der Anpassungsrechnung  $J/\psi \rightarrow f_\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . Das Minimum ist durch + gekennzeichnet.

IX.4 Diskussion des Verfahrens

Die Größe der Fehler des Ergebnisses ergibt sich aus der geringen Zahl der Ereignisse und der Unsicherheit der Untergrundabschätzung. In diesem Abschnitt wird der Einfluß des Untergrundes und der Akzeptanz auf das Ergebnis diskutiert. Das gesamte Verfahren wird anhand der Messung der Zerfallswinkelverteilung des  $\rho^0$  aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0$  überprüft.

IX.4.1 Untergrund

Den Einfluß des Untergrundes auf das Ergebnis verdeutlicht Abb. IX.4, die das Ergebnis der Anpassungsrechnung bei geglättetem Untergrundverlauf darstellt. Die Fehler ( $x = 0.6 \pm 0.2, y = 0.3 \pm 0.4$ ) sind geringer, bei  $y$  um mehr als den Faktor 2. Die Glättung ist jedoch irreführend, weil der genaue Verlauf des Untergrundes nicht bekannt ist.

Der prozentuale Anteil des Untergrundes an den Daten ist zwischen 40% und 60% variiert worden. Das  $\chi^2$  erhöht sich dadurch auf 27, für  $x$  ergeben sich Werte zwischen 0.6 und 0.7, für  $y$  zwischen 0.3 und 0.6. Fehler bei der Berechnung des Untergrundanteils wirken sich also nur unwesentlich aus.

Wird dagegen Gleichung IX.1 an den Untergrund allein angepaßt, ergeben sich ganz andere Werte, nämlich  $x = -1.2, y = -0.4$ . Das kleinste  $\chi^2$  beträgt in diesem Fall 77, bei  $n_{df} = 25$  Freiheitsgraden einer  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit von  $<10^{-4}$  entsprechend.

Ein schärferer Schnitt im Öffnungswinkel der beiden Pionen verringert den Anteil des Untergrundes. Das Fitverfahren ist deshalb mit Schnitten im Bereich von  $120^\circ$  bis  $100^\circ$  für den Öffnungswinkel wiederholt worden. Der Untergrundanteil sinkt dabei bis auf 24%. Der Verlust von Ereignissen  $J/\psi \rightarrow f_\gamma$  beträgt höchstens 5. Die Akzeptanz verringert sich jedoch gerade in den Bereichen, in denen der Fit besonders empfindlich ist. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung miteinander, haben aber größere Fehler als das Ergebnis für den endgültigen Schnitt (Öffnungswinkel  $<176^\circ$ , wie in Kap. VII).

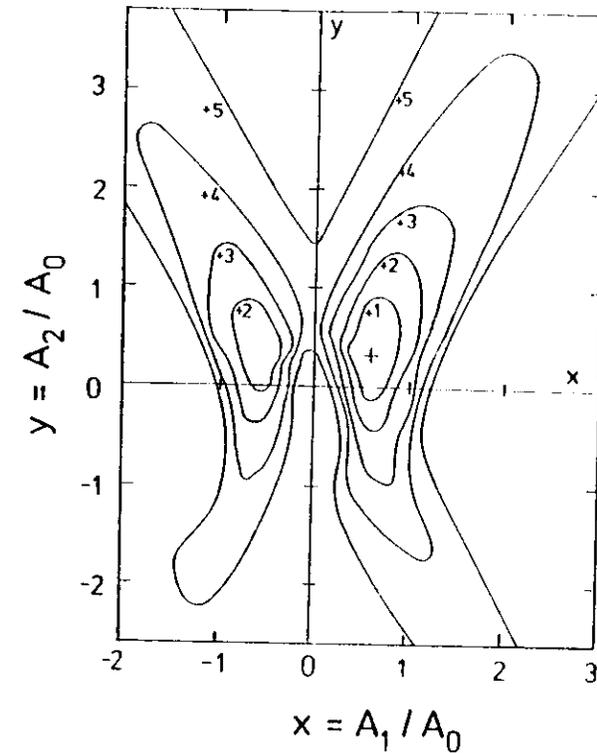


Abb. IX.4

Linien mit gleichem  $\chi^2$  in der Ebene  $x = A_1/A_0, y = A_2/A_0$  aus der Anpassungsrechnung  $J/\psi \rightarrow f_\gamma + \pi^+ \pi^- \gamma$  mit geglättetem Untergrundverlauf. Das Minimum ist durch + gekennzeichnet.

IX.4.2 Akzeptanz

Die Abbildungen IX.3 und IX.4 sind zur y-Achse annähernd symmetrisch. Für den Fall konstanter Akzeptanz über den gesamten kinematischen Bereich wird eine vollständige Symmetrie zwischen positiven und negativen x-Werten erwartet. Der Grund dafür ist, daß die untersuchten Verteilungen  $W(\theta_p)$ ,  $W(\theta_M)$  und  $W(\phi_M)$  integrierte Verteilungen sind.

Bei uneingeschränkter experimenteller Akzeptanz ist

$$W(\theta_p) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} W(\theta_p, \theta_M, \phi_M) \sin(\theta_M) d\theta_M d\phi_M$$

$$= 2 x^2 \sin^2(\theta_p) + (1 + y^2) \cdot (1 + \cos^2(\theta_p))$$

Die Verteilung hängt nur von  $x^2$  und  $y^2$  ab und liefert deswegen keine Information über das Vorzeichen von x oder y. Dasselbe gilt für

$$W(\theta_M) = 3 x^2 \sin^2(2\theta_M) + 2(3 \cos^2(\theta_M) - 1)^2 + 3 y^2 \sin^4(\theta_M)$$

Die Verteilung von  $\phi_M$  dagegen gestattet die Bestimmung des Vorzeichens von y :

$$W(\phi_M) = 1 + x^2 + y^2 - 1/\sqrt{6} y \cos(2\phi_M)$$

Über das Vorzeichen von x geben alle 3 Verteilungen keine Information.

Abb. IX.5 zeigt die Verteilungen für  $x = 0.6$  und  $y = 0.3$ . Auf Grund der eingeschränkten Akzeptanz sind die experimentellen Verteilungen nicht über den gesamten kinematischen Bereich integriert. Erst diese Tatsache ermöglicht die Aussage, daß x positiv ist. Außerhalb des Bereiches einer Standardabweichung sind auch negative x-Werte zugelassen.

Die Verteilungen  $W(\theta_p)$ ,  $W(\theta_M)$  und  $W(\phi_M)$  sind verschieden stark empfindlich auf Änderungen der Parameter x und y. Es ist für jede dieser Verteilungen getrennt eine Anpassungsrechnung durchgeführt worden. Für jede Verteilung ist das Ergebnis verträglich mit dem Ergebnis der Gesamtanpassung. Die Werte für x und y liegen jeweils nicht weiter als eine Standardabweichung von den endgültigen Werten entfernt. Die Gesamtanpassung ist für y weniger empfindlich als für x (vgl. Abb. IX.3 und IX.4).

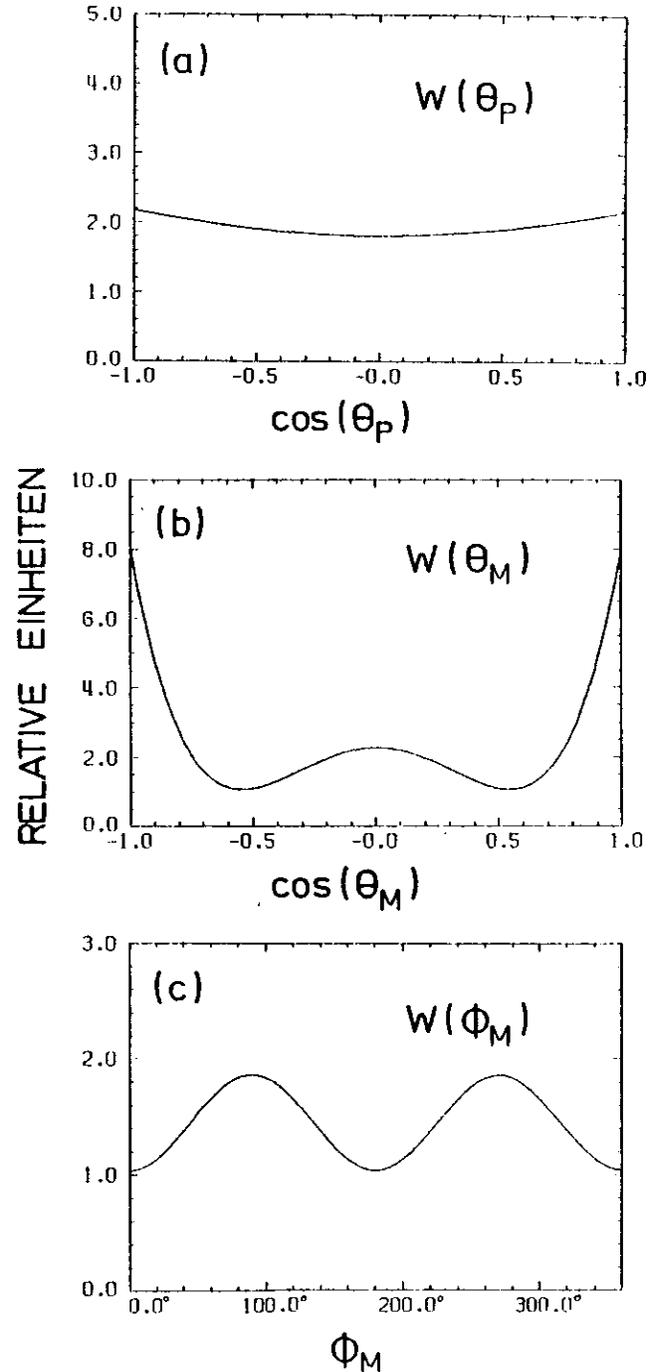


Abb. IX.5

Winkelverteilungen  $W(\theta_p)$ ,  $W(\theta_M)$  und  $W(\phi_M)$  für den Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma + \pi^+ \pi^- \gamma$

Ein prinzipiell besseres Fitverfahren besteht darin, den Fit über kleine Gebiete im dreidimensionalen  $\theta_p - \theta_M - \phi_M$ -Raum durchzuführen. Dadurch werden die Korrelationen der Winkel mitberücksichtigt. Wegen der geringen Zahl von Ereignissen und des relativ großen Untergrundanteils ist dieses Verfahren hier jedoch nicht anwendbar.

IX.4.3 Winkelverteilung des  $\rho^0$  im Endzustand  $\rho^0 \pi^0$

Um das bei der Messung der Winkelverteilung angewandte Verfahren insgesamt zu überprüfen, ist es auf den Zerfall  $J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0$ ,  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  angewandt worden. Die Winkelverteilung für diesen Zerfall wird durch nur eine Helizitätsamplitude beschrieben und ist deshalb eindeutig bestimmt (vgl. z.B. BRA78):

$$W_\rho(\theta_p, \theta_M, \phi_M) = (1 + \cos^2(\theta_p)) \cdot \sin^2(\theta_M) + R \cdot \sin^2(\theta_p) \cdot \sin^2(\theta_M) \cdot \cos(2\phi_M) \quad (IX.3)$$

mit  $R = 1$

Der Parameter R ist nur für das Fitverfahren eingeführt worden. Die Winkel sind wie beim Zerfall  $J/\psi \rightarrow f_\gamma$  definiert (vgl. Abb. IX.1). Es ist lediglich die f-Richtung durch die  $\rho^0$ -Richtung zu ersetzen.

Das  $\rho^0$ -Band ( $0.68 < M(\pi^+ \pi^-) < 0.96 \text{ GeV}/c^2$ ) enthält 178 Ereignisse. Der Untergrundanteil beträgt 16%. Die beiden Seitenbänder zur Bestimmung des Untergrundverlaufs,  $0.60 < M(\pi^+ \pi^-) < 0.68 \text{ GeV}/c^2$  und  $0.96 < M(\pi^+ \pi^-) < 1.04 \text{ GeV}/c^2$ , enthalten 13, bzw. 11 Ereignisse. Die Anpassung liefert  $\chi^2_{\min} = 25$  bei  $n_{df} = 26$  Freiheitsgraden. Das Ergebnis für den Parameter R lautet

$$R = 1.0 \pm 0.1$$

Abb. IX.6 zeigt die Abhängigkeit des  $\chi^2$  vom Parameter R. Die gute Übereinstimmung des Ergebnisses mit der Erwartung bestätigt die Anwendbarkeit des Verfahrens, das mit simulierten Ereignissen arbeitet. Die Abbildungen IX.2a-c zeigen die beobachteten Verteilungen für  $\theta_p$ ,  $\theta_M$  und  $\phi_M$ . Die Anpassungsrechnung (durchgezogene Linien) stimmt damit gut überein. Verglichen mit dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow f_\gamma$  ist die Gesamtzahl der Ereignisse um den Faktor 6 größer, der prozentuale Untergrundanteil um den Faktor 3 kleiner.

Um das Fitverfahren in noch besserer Analogie zum Zerfall  $J/\psi \rightarrow f_\gamma$  zu überprüfen, ist ein zweiter Parameter in Gleichung IX.3 eingeführt worden, der keine physikalische Bedeutung hat. Er ist an verschiedenen Stellen in die Gleichung eingesetzt worden. In jedem Fall stimmt das Ergebnis des Fits gut mit der Erwartung überein.

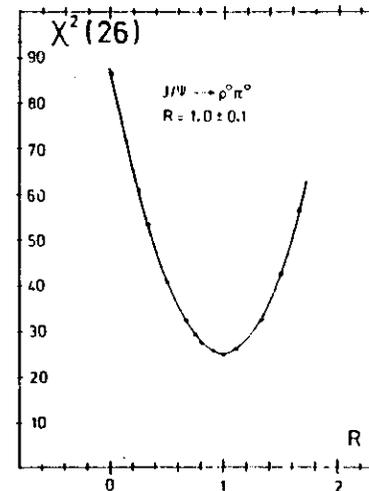


Abb. IX.6  
Abhängigkeit des  $\chi^2$  vom Parameter R aus der Anpassungsrechnung für die Winkelverteilung des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

X. Diskussion

Die Verzweungsverhältnisse der in dieser Arbeit untersuchten mesonischen Zerfälle des  $J/\psi(3.1)$  enthält Tabelle X.1. Zerfälle des  $J/\psi$  sind bereits im Rahmen zahlreicher Modelle diskutiert worden (vgl. z.B. OKU77, KAZ76). In diesem Kapitel bleibt die Diskussion der mesonischen Zerfälle auf die OZI-Regel und ihren Zusammenhang mit der QCD beschränkt. Dies scheint gegenwärtig der tragfähigste Ansatz zu sein. Es gibt zahlreiche Voraussagen, die in zukünftigen Experimenten überprüft werden können.

Der Strahlungszерfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  ist von besonderer Bedeutung. Das Verzweungsverhältnis ist von gleicher Größenordnung wie  $BR(J/\psi \rightarrow f\omega)$ . Bei den bislang bekannten Mesonen sind die Strahlungszерfälle um mindestens eine Größenordnung kleiner als die entsprechenden Zerfälle in Vektormesonen. Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  wird deshalb im Zusammenhang mit den anderen Strahlungszерfällen des  $J/\psi$  ausführlich diskutiert.

Zum Abschluß dieses Kapitels werden Hinweise auf offen gebliebene Fragen gegeben und in diesem Zusammenhang Vorschläge für weitergehende Untersuchungen gemacht.

X.1 Die OZI-Regel

Die OZI-Regel verlangt, daß Zerfälle, die Diagrammen mit unverbundenen Quarklinien entsprechen, unterdrückt sind gegenüber Zerfällen mit Diagrammen verbundener Quarklinien (OKU63, ZWE64, IIZ66). Als Beispiel zeigt Abb. X.1a den erlaubten Zerfall  $B^+ \rightarrow \omega\pi^+$ . Die Zerfälle des  $J/\psi$  in gewöhnliche Hadronen (Abb. X.1b) verbietet die OZI-Regel. Das erklärt die geringe Zerfallsbreite des  $J/\psi$  in gewöhnliche Hadronen.

Die OZI-Regel ist eingeführt worden, um die relative Unterdrückung des Zerfalls  $\phi \rightarrow 3\pi$  gegenüber  $\phi \rightarrow K\bar{K}$  zu erklären. Die Zerfallsbreite  $\Gamma(J/\psi \rightarrow \rho\pi)$  zeigt, daß die Unterdrückung beim  $J/\psi$  wesentlich stärker als beim  $\phi$  ist. Für die phasenraumkorrigierten Zerfallsbreiten  $\bar{\Gamma}$  ergibt sich (relativistischer Phasenraumfaktor  $\sim \frac{p}{E}$ , gewichtet mit Breit-Wigner-Funktion und korrigiert auf die un beobachtete Breite des  $\phi$ )

Tabelle X.1  
Verzweungsverhältnisse mesonischer Zerfälle des  $J/\psi(3.1)$  (diese Arbeit)  
+ nur statistischer Fehler  
5 Mittelwert

Kanal	Ereignisse <sup>+</sup>	Nachweiswahrscheinlichkeit (%) <sup>+</sup>	Verzweungsverhältnis (%)	Zerfallsbreite (eV)
$2(\pi^+\pi^-)\pi^0$	1500 ± 39	33 ± 2	3.69 ± 0.59	2472 ± 395
$\omega\pi^+\pi^-$	215 ± 30	22 ± 1	0.79 ± 0.16	529 ± 107
$\omega\pi^+\pi^-$ ( $M(\pi^+\pi^-) > 1.5 \text{ GeV}/c^2$ )	< 33	22 ± 1	< 0.12 (95% c.l.)	< 81
$\omega f$	70 ± 15	14 ± 1	0.41 ± 0.11	275 ± 74
$B^+\pi^- + B^-\pi^+$	87 ± 18	21 ± 1	0.34 ± 0.08	228 ± 54
$\rho^0\pi^0$	174 ± 16	24.2 ± 1.0	0.56 ± 0.11	375 ± 74
$\rho^+\pi^- + \rho^-\pi^+$	234 ± 50	18.1 ± 1.0	1.00 ± 0.28	670 ± 188
$\rho\pi$	408 ± 66	16 ± 1 <sup>5</sup>	1.6 ± 0.4	1072 ± 268
$\pi^+\pi^-\pi^0$	39 ± 11	1.8 ± 0.1	1.7 ± 0.6	1139 ± 402

$$\frac{\bar{\Gamma}(\phi \rightarrow \rho\pi)}{\bar{\Gamma}(J/\psi \rightarrow \rho\pi)} = (2.3 \pm 0.7) \cdot 10^3$$

Das weist darauf hin, daß die OZI-Regel bei hohen Quark-Antiquark-Massen besser erfüllt ist als bei niedrigen (vgl. OKU77, HAR75). Die geringe  $J/\psi$ -Erzeugung in der  $e^+e^-$ -Annihilation im Energiebereich  $\sqrt{s} = 4.0 - 5.0 \text{ GeV}$  ( $< 1\%$  des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes) bestätigt diese Schlußfolgerung (BUR77/2).

Zur Erklärung der OZI-Regel gibt es verschiedene theoretische Modelle (vgl. OKU77). In der QCD erfolgt die Wechselwirkung der Quarks durch den Austausch von Gluonen. Die Zerfälle des  $J/\psi$  in Hadronen laufen über mindestens 3 Gluonen, weil die Gluonen die Quantenzahlen des hadronischen Systems tragen: ein Gluon ist farbig, ein Zwei-Gluon-System hat  $C = +1$ , wenn es farblos ist.

Jede Gluonlinie führt bei inklusiven Prozessen zu einem Unterdrückungsfaktor  $\alpha_s$  für die Zerfallsbreite. Bei der Masse des  $J/\psi(3.1)$  beträgt  $\alpha_s$ , die Quark-Gluon-Kopplungskonstante, etwa  $\alpha_s(J/\psi) = 0.2$  (CHA76, EIC78).

Die beim  $J/\psi$  gegenüber dem  $\phi$  stärkere Einhaltung der OZI-Regel ist im Rahmen der QCD qualitativ erklärbar (APP75). Bei der Masse des  $\phi$  ist die Quark-Gluon-Kopplungskonstante größer ( $\alpha_s(\phi) = 0.5$ ). Explizite Berechnungen der in dieser Arbeit untersuchten Zerfälle gibt es bisher nicht.

Für die im folgenden diskutierten Zerfälle des  $J/\psi$  werden nur Quark-Gluon-Diagramme betrachtet, welche die erforderliche Minimalzahl von genau 3 Gluonen enthalten. Zum Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\omega$  tragen die beiden Diagramme Abb. X.2a und X.2b bei. Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  kann nur über Diagramm X.2b ablaufen, weil das Diagramm X.2a im Endzustand nur Mesonen mit  $I = 0$  erlaubt. Da die Verzweungsverhältnisse der Endzustände  $\rho\pi$  und  $f\omega$  von gleicher Größenordnung sind, ist der Beitrag des Diagramms X.2a zum Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\omega$  gering (KRA78/2).

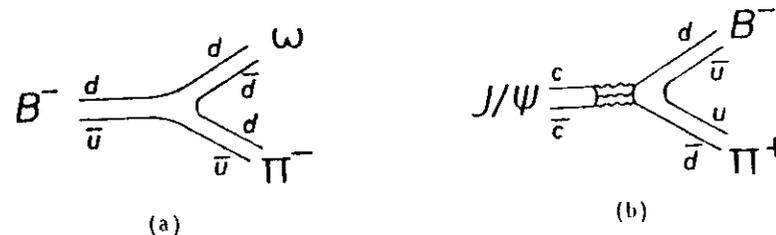


Abb. X.1

- a) Zerfall  $B^- \rightarrow \omega \pi^-$  (OZI - erlaubt)
- b) Zerfall  $J/\psi \rightarrow B^- \pi^+$  (OZI - verboten)

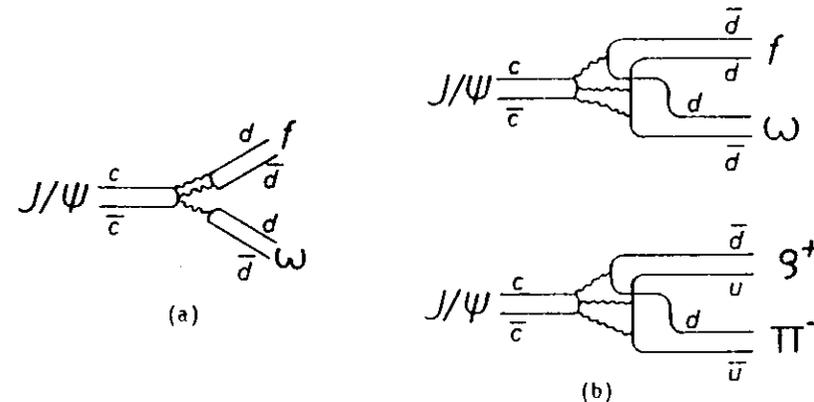


Abb. X.2

Quark-Gluon-Diagramme der Zerfälle  $J/\psi \rightarrow f\omega$  und  $J/\psi \rightarrow \rho^+\pi^-$

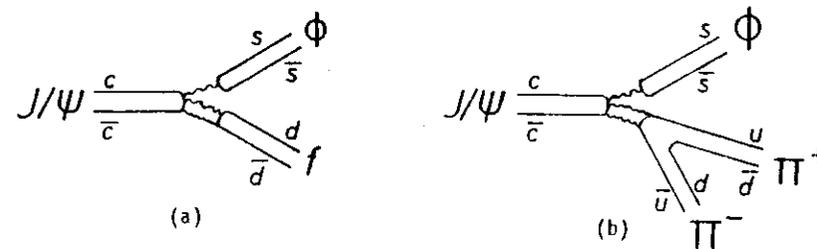


Abb. X.3

Doppelt unterbrochene Diagramme der Zerfälle  $J/\psi \rightarrow \phi f$  (a) und  $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+\pi^-$  (b)

Eine Erklärung dafür besteht darin, daß beim Zerfall des  $J/\psi$  (3.1) die Energie eines masselosen Gluons zu gering ist, um ein  $\omega$ -Meson zu erzeugen. Bei der hohen Masse des  $\tau$  dagegen ( $9.46 \text{ GeV}/c^2$ ) wird ein größerer Beitrag des Diagramms X.2a erwartet. Die Erzeugung von Mesonen mit  $I = 0$  ist in dem Fall bevorzugt (KOL77).

Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega f$  ist mit den Zerfällen  $J/\psi \rightarrow \omega f'$  und  $J/\psi \rightarrow \phi f$  zu vergleichen, die im herkömmlichen Quarkmodell mit idealer Mischung (KOK69) doppelt unterbrochenen Quarklinien-Diagrammen entsprechen (Abb. X.3a). Mit den Werten von VAN77/1 (Tabelle X.2) ergeben sich die Verhältnisse

$$\frac{\text{BR}(J/\psi \rightarrow \phi f)}{\text{BR}(J/\psi \rightarrow \omega f)} < 0.1 \quad \text{und} \quad \frac{\text{BR}(J/\psi \rightarrow \omega f')}{\text{BR}(J/\psi \rightarrow \omega f)} < 0.04$$

Diese Ergebnisse entsprechen der Erwartung, daß Zerfälle mit doppelt unterbrochenen Diagrammen (Abb. X.2a und X.3) gegenüber Zerfällen mit einfach unterbrochenen Diagrammen (Abb. X.2b) zusätzlich unterdrückt sind. Verglichen damit ist das Verhältnis

$$\frac{\text{BR}(J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-)}{\text{BR}(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-)} = 0.18 \pm 0.09$$

überraschend hoch. Wenn die Ereignisse aus den Zerfällen  $J/\psi \rightarrow f\omega$  und  $J/\psi \rightarrow B^+ \pi^-$  abgezogen werden, ergibt sich sogar

$$\frac{\text{BR}(J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-)}{\text{BR}(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-)} = 0.67 \pm 0.35$$

Da der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$  einem doppelt unterbrochenen Diagramm entspricht (vgl. Abb. X.3b), ist erwartet worden, daß er gegenüber dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$  um etwa den Faktor 100 unterdrückt ist (VAN77/1, VAN77/2, OKU77).

Die überraschend schwache Unterdrückung wird in VAN77/1 aus der Verteilung der effektiven Zweipion-Masse gegenüber dem  $\omega$  bzw.  $\phi$  erklärt (vgl. Abb. X.4). Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$  läuft über einen  $s\bar{s}$ -Zwischenzustand, z.B. dem  $S^*$ . Das  $S^*$  ist eine  $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$  Resonanz der Masse  $993 \text{ MeV}/c^2$ , gefunden in elastischer  $\pi\pi$ -Streuung. Die OZI-Regel ist in dem Fall nur einfach verletzt (vgl. Abb. X.5) und der Zerfall gegenüber dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$  nicht wesentlich unterdrückt.

Erst ab Massen  $M(\pi^+ \pi^-) > 1 \text{ GeV}/c^2$  ist beim Zerfall  $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$  die OZI-Regel doppelt verletzt. Für hohe Massen  $M(\pi^+ \pi^-)$  wird daher eine deutliche Unterdrückung des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$  gegenüber  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$  erwartet.

In diesem Experiment lassen sich die Ereignisse  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$  mit Zweipion-Massen oberhalb der Masse des  $f$  Mesons aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow B^+ \pi^-$  erklären. Für das Verzweigungsverhältnis  $\text{BR}(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-)_{M(\pi^+ \pi^-) > 1.5 \text{ GeV}/c^2}$  gibt es nur die obere Grenze von 0.12% (95% c.l.).

Diese Daten können deshalb eine Unterdrückung des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$  gegenüber  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$  nicht nachweisen. Zur genaueren Untersuchung sind mehr experimentelle Daten erforderlich.

Im Rahmen der QCD gibt es noch keine quantitative Voraussage für das Verhältnis  $\text{BR}(J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-) / \text{BR}(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-)$ . Es bestehen Vermutungen, das explizite Rechnungen nur eine geringe Unterdrückung des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$  ergeben könnten (HAR75).

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß es Modelle gibt - z.B. von Freund und Nambu (FRE75) - die voraussagen, daß der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$  gegenüber  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$  nicht unterdrückt ist (PAL76).

Kanal	Verzweigungsverhältnis	Zerfallsbreiten
$\phi f$	$< 3.7 \cdot 10^{-4}$	$< 25 \text{ eV}$
$\omega f'$	$< 1.6 \cdot 10^{-4}$	$< 11 \text{ eV}$
$\phi \pi^+ \pi^-$	$(0.14 \pm 0.06)\%$	$(94 \pm 40) \text{ eV}$

Tabelle X.2

Verzweigungsverhältnisse mesonischer Zerfälle des  $J/\psi(3.1)$  aus VAN77/1

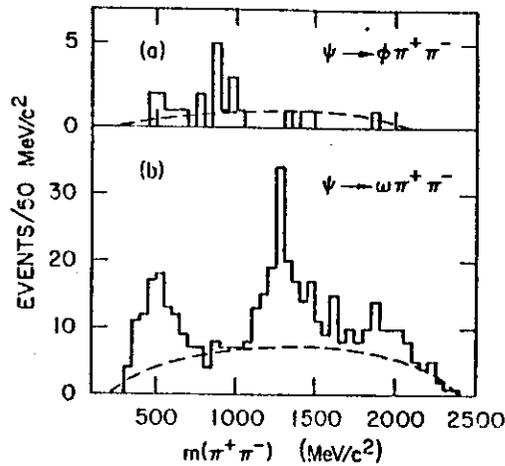


Abb. X.4

Effektive Masse  $M(\pi^+ \pi^-)$  des Zerfalls  $J/\psi(3.1) \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$  (a) und  $J/\psi(3.1) \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$  (b) (aus VAN77/1)

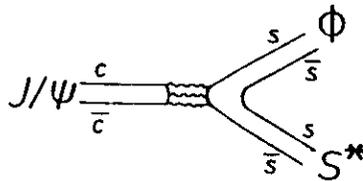


Abb. X.5

Zerfall  $J/\psi \rightarrow \phi S^*$

## X. 2 Strahlungszерfälle

In diesem Abschnitt wird diskutiert, inwieweit verschiedene Modelle den Strahlungszерfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  beschreiben können. Da die Diskussion im Zusammenhang mit allen bislang gemessenen Strahlungszерfällen geführt werden muß, sind diese in Tabelle X.3 zusammengestellt.

### X.2.1 Abstrahlung nach Brechung der OZI-Regel

Zur Beschreibung der Strahlungszерfälle des  $J/\psi$  kann das Diagramm Abb. X.6 betrachtet werden.

Das Photon wird abgestrahlt, nachdem sich das  $c\bar{c}$ -Paar über 3 Gluonen in ein herkömmliches  $q\bar{q}$ -Paar umgewandelt hat. Aus dem Vektordominanzmodell wird abgeleitet, daß der Strahlungszерfall gegenüber dem entsprechenden Zerfall in ein Vektormeson  $V$  um den Faktor  $\frac{\pi\alpha}{\gamma_V^2}$  unterdrückt ist.  $\gamma_V$  ist die Kopplungskonstante des Vektormesons an das Photon; für die folgenden Berechnungen sind die Werte aus W1178 genommen.

Für das Verzweigungsverhältnis

$$BR(J/\psi \rightarrow \gamma \pi^0) \approx \frac{\pi\alpha}{\gamma_\rho^2} \cdot BR(J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0) \approx 2 \cdot 10^{-5}$$

ist der gemessene Wert  $(7.3 \pm 4.7) \cdot 10^{-5}$  mit der Erwartung verträglich.

Das Verhältnis

$$\frac{BR(J/\psi \rightarrow \gamma f)}{BR(J/\psi \rightarrow \omega f)} \approx \frac{\pi\alpha}{\gamma_\omega^2} \approx 3 \cdot 10^{-4}$$

ist dagegen um drei Größenordnungen niedriger als der gemessene Wert  $(0.5 \pm 0.25)$ .

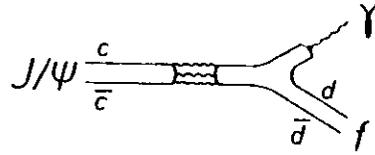


Abb. X.6

Abstrahlung nach Brechung der OZI-Regel

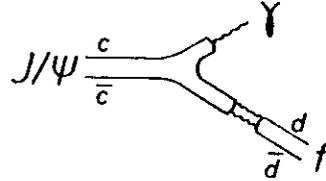


Abb. X.7

Abstrahlung vor Brechung der OZI-Regel

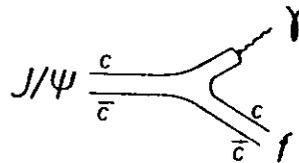


Abb. X.8

$c\bar{c}$  - Beimischung beim Zerfall  $J/\psi + f\gamma$

Zerfall	Verzweigungsverhältnis	Zerfallsbreite (eV)	Referenz
$\gamma f$	$(2.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$	$134 \pm 47$	diese Arbeit
$\gamma f'$	$\leq 0.23 \cdot 10^{-3}$	$\leq 16$	ALE 78/2
	$\leq 0.34 \cdot 10^{-3}$	$\leq 23$	BRA 78
$\gamma \pi^0$	$(7.3 \pm 4.7) \cdot 10^{-5}$	$5 \pm 3$	BRA 77
$\gamma \eta$	$(0.80 \pm 0.18) \cdot 10^{-3}$	$54 \pm 12$	BRA 77
	$(1.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	$87 \pm 27$	BAR 77/1
$\gamma \eta'$	$(2.2 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}$	$147 \pm 114$	BRA 77
	$(2.4 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$	$161 \pm 47$	BAR 76
$\gamma \pi^+ \pi^-$ ( $M_{\pi\pi} < 1.0 \text{ GeV}/c^2$ )	$\leq 0.7 \cdot 10^{-3}$	$\leq 47$	BRA 78
$\gamma \pi^+ \pi^-$ ( $M_{\pi\pi} > 1.6 \text{ GeV}/c^2$ )	$(0.17 \pm 0.11) \cdot 10^{-3}$	$11 \pm 7$	BRA 78
$\gamma K^+ K^-$ ( $M_{KK} > 1.6 \text{ GeV}/c^2$ )	$\leq 0.25 \cdot 10^{-3}$	$\leq 17$	BRA 78

Tabelle X.3

Strahlungszerfälle des  $J/\psi(3.1)$

Der Zerfall  $J/\psi (3.1) \rightarrow f\gamma$  kann deshalb nicht durch den Prozeß X.6 im Rahmen des Vektordominanzmodells beschrieben werden.

X. 2. 2 Abstrahlung vor Brechung der OZI-Regel

Eine andere Möglichkeit zur Beschreibung der Strahlungszерfälle des  $J/\psi$  bietet das Diagramm X.7.

Das Photon wird abgestrahlt, bevor sich das  $c\bar{c}$  - Paar in ein  $q\bar{q}$  - Paar umgewandelt hat.

Da das  $c\bar{c}$  - System den Isospin  $I = 0$  hat, muß auch das Photon  $I = 0$  haben. Damit trägt auch das hadronische System den Isospin  $I = 0$ , kann also kein  $\pi^0$  sein. Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^0$  kann demzufolge nicht über den Prozeß X.7 ablaufen.

Da die C-Parität des hadronischen Systems positiv ist, kann die Umwandlung des  $c\bar{c}$  - Paares über 2 Gluonen erfolgen. Für solche Prozesse ist die Zerfallsbreite wesentlich größer als für  $c\bar{c}$  - Annihilation über drei Gluonen (vgl. Abschn. X.1). Der verglichen mit  $BR(J/\psi \rightarrow f\omega)$  überraschend hohe Wert für  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)$  kann auf diese Weise qualitativ erklärt werden. Die quantitative Vorhersage der Verzweungsverhältnisse bereitet jedoch Schwierigkeiten.

X. 2.2.1  $c\bar{c}$  - Beimischung

In verschiedenen Modellen wird angenommen, daß die herkömmlichen Mesonen eine Beimischung von  $c\bar{c}$  - Quarks enthalten (FRI77, WII78). Der Strahlungszерfall verletzt in dem Fall die OZI-Regel nicht (Abb. X.8).

Der Anteil der  $c\bar{c}$  - Beimischung bestimmt das Verzweungsverhältnis. Die Ergebnisse dieser Modelle sind unbefriedigend. Es wird erwartet, daß  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)$  deutlich kleiner als  $BR(J/\psi \rightarrow \eta\gamma)$  und  $BR(J/\psi \rightarrow \eta'\gamma)$  ist. Wird eine Massenabhängigkeit der  $c\bar{c}$  - Beimischung angenommen, ergeben sich folgende (mehr qualitative) Vorhersagen für die Verzweungsverhältnisse (WAL76):

- a)  $J/\psi \rightarrow \pi^0\gamma$ ,  $A_{2\gamma}$  sehr klein ( $\Gamma \sim 1 - 10$  eV)
- b)  $J/\psi \rightarrow \pi\pi\gamma$ ,  $KK\gamma$  groß
- c)  $J/\psi \rightarrow f\gamma$ ,  $f'\gamma$  klein oder  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)/BR(J/\psi \rightarrow f'\gamma) = 2$

Die Voraussagen b) und c) stehen nicht in guter Obereinstimmung mit den Experimenten. Das Verzweungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow \pi\pi\gamma)$  scheint klein zu sein, für  $BR(J/\psi \rightarrow K^+K^-\gamma)$  gibt es bisher nur eine obere Grenze (vgl. Tabelle X.3).  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)$  ist groß, und  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)/BR(J/\psi \rightarrow f'\gamma)$  scheint größer als zwei zu sein.

X. 2.2.2 Explizite QCD-Rechnung

Mit Hilfe der QCD ist der Prozeß X.7 im Prinzip explizit berechenbar (KPA78/1). Spineffekte erklären qualitativ die relative Größe von  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)$  bezüglich  $BR(J/\psi \rightarrow \eta\gamma)$  und  $BR(J/\psi \rightarrow \eta'\gamma)$ . Infolge der Kopplung über zwei Gluonen werden hadronische Endzustände mit der Helizität  $\pm 2$  bevorzugt. Pseudoskalare Mesonen wie  $\eta$  und  $\eta'$  sind gegenüber dem  $f$  unterdrückt. Dieser Effekt wird kompensiert durch die stärkere Kopplung von  $\eta$  und  $\eta'$  an das  $c\bar{c}$  - Paar. Die Verzweungsverhältnisse  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)$ ,  $BR(J/\psi \rightarrow \eta\gamma)$  und  $BR(J/\psi \rightarrow \eta'\gamma)$  können deshalb von gleicher Größenordnung sein.

Die Berechnung des Diagramms X.7 liefert eine Vorhersage für die Helizitätsamplituden des  $f$ -Mesons beim Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$ . (vgl. Tabelle IX.2 und Abb. X.9). Die Werte stimmen hervorragend mit den Meßergebnissen überein (vgl. Abb. IX.3). Absolute Verzweungsverhältnisse können ohne weitere Annahmen nicht berechnet werden.

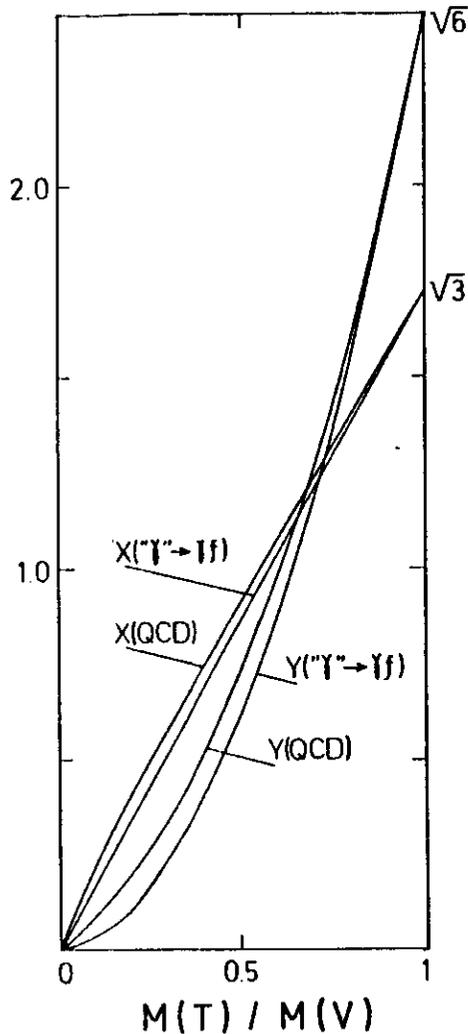


Abb. X.9

Verhältnis der Helizitätsamplituden  $x = A_1/A_0$  und  $y = A_2/A_0$  für den Zerfall  $V \rightarrow \gamma T$  als Funktion des Massenverhältnisses  $M(T)/M(V)$  ( $V$  = Vektormeson,  $T$  = Tensormeson)

Dennoch läßt sich zusammenfassend sagen, daß die Strahlungszерfälle im Rahmen der QCD sehr gut zu beschreiben sind:

- Daß  $BR(J/\psi \rightarrow f\omega)$  und  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)$  von gleicher Größenordnung sind, ist im Rahmen des 3 Gluonen - 2 Gluonenbildes zu verstehen. Dieses Bild ist eine wesentliche Aussage der QCD.

- Die Annahme, daß Gluonen transversal polarisiert sind, führt zu der richtigen Winkelverteilung des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow f\gamma$ .

- Sogar die relative Unterdrückung der  $J/\psi$ -Zerfälle in  $\pi\gamma$  und  $\eta\gamma$  gegenüber  $f\gamma$  läßt sich aus dieser Annahme erklären.

### X. 2.3 Elektromagnetischer Zerfall

In LIP78 wird vorgeschlagen, den Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  nicht als starken Zerfall mit Verletzung der OZI-Regel anzusehen, sondern als elektromagnetischen Zerfall über ein virtuelles Photon (Diagramm X.10).

Tabelle X.4 zeigt die aus diesem Diagramm folgenden relativen Verzweungsverhältnisse der Strahlungszерfälle des  $J/\psi$  in  $A_2$ ,  $f$  und  $f'$ . Sie sind verglichen mit den aus den Diagrammen X.6 und X.7 folgenden Verzweungsverhältnissen bei idealer SU(3)-Mischung. Das gemessene Verhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow f'\gamma) / BR(J/\psi \rightarrow f\gamma) \leq 0.12 \pm 0.05$  (ALE78/2) schließt bereits den Prozeß X.6 aus. Außerdem ist zu erwarten, daß der Zerfall  $J/\psi \rightarrow A_2\gamma$  beobachtet worden wäre, wenn  $BR(J/\psi \rightarrow A_2\gamma) / BR(J/\psi \rightarrow f\gamma) = 9$  betrüge.

Der Prozeß X.7 kann aus den Daten bislang nicht ausgeschlossen werden. Die experimentelle obere Grenze für  $BR(J/\psi \rightarrow f'\gamma) / BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)$  ist nicht drastisch kleiner als 0.5. Darüberhinaus unterdrückt jede SU(3)-Massenbrechung den Zerfall  $J/\psi \rightarrow f'\gamma$  zusätzlich. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß der Prozeß X.10 als einziger eine starke Unterdrückung des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow f'\gamma$  voraussagt.

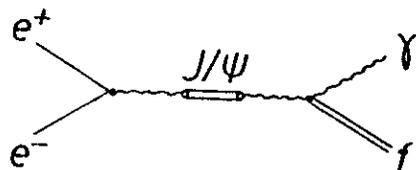


Abb. X.10

Elektromagnetischer Strahlungserfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$

	$J/\psi \rightarrow f\gamma$	$J/\psi \rightarrow A_2\gamma$	$J/\psi \rightarrow f'\gamma$
Abstrahlung nach Brechung der OZI-Regel	1	9	2
Abstrahlung vor Brechung der OZI-Regel	4	0	2
virtuelles Photon	25	9	2

Tabelle X.4

Relative Verzweigungsverhältnisse für Strahlungserfälle des  $J/\psi(3.1)$  nach LIP78 ( $BR(J/\psi \rightarrow f'\gamma) = 2$ )

$A_0 / A_2 =$	1.89
$A_1 / A_2 =$	1.48
$B_0 / A_2 =$	-0.461
$B_1 / A_2 =$	-0.537

Tabelle X.5

Helizitätsamplituden des  $\omega$  aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\omega$  für das Tensormesondominanzmodell (nach GAM78/2)

$A_i =$  Helizitätsamplituden des Zustandes  $f_i^{\omega_1}$

$B_i =$  Helizitätsamplituden des Zustandes  $f_i^{\omega_0}$

Die Indizes bezeichnen den Helizitätszustand des Teilchens

Mit Hilfe der Winkelverteilung können die Prozesse X.7 und X.10 nicht voneinander unterschieden werden. Die berechneten Helizitätsamplituden sind fast gleich (Tabelle IX.2). Auch als Funktion des Masseverhältnisses  $M(T) / M(V)$  sind die Helizitätsamplituden des Strahlungserfalls  $V \rightarrow \gamma + T$  für beide Prozesse experimentell kaum zu unterscheiden (KRA78/2, Abb. X.9).

Mit der Annahme einer  $f\text{-}\gamma\gamma$ -Kopplung von 10 MeV ergibt das Diagramm X.10 das Verzweigungsverhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma) = 0.2 \cdot 10^{-2}$  (LIP78), in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert.

Die annähernde Gleichheit von  $BR(J/\psi \rightarrow f\omega)$  und  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)$  wird durch quark-flavor abhängige Effekte, dynamische Effekte bei der Kopplung des  $f$  an die beiden Photonen und durch den Phasenraumfaktor erklärt.

Wie die Prozesse X.7 und X.10 experimentell voneinander unterschieden werden können, ist in Abschn. X.3 dargestellt.

#### X.2.4 Tensormesondominanz

Für den Zerfall  $V \rightarrow T + \gamma$  ( $V$ =Vektormeson,  $T$ =Tensormeson) liefert das Tensormesondominanzmodell (TMD) dieselben Helizitätsamplituden wie der Diagramm X.10 entsprechende elektromagnetische Zerfall des  $J/\psi$  (GAM78/1, vgl. Tabelle IX.2 und Abb. X.10):

$$\frac{A_1}{A_0} = x = \sqrt{3} \cdot \frac{M(T)}{M(V)}, \quad \frac{A_2}{A_0} = y = \sqrt{6} \frac{M(T)^2}{M(V)^2}$$

Im Tensormesondominanzmodell koppelt das Tensormeson an 2 Vektormesonen. Die Wechselwirkung mit dem Photon wird durch das Vektormesondominanzmodell beschrieben.

Das TMD - Modell sagt auch die Verhältnisse der 5 Helizitätsamplituden des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow f\omega$  voraus (GAM78/2, Tabelle X.5). Sie sind in diesem Experiment nicht gemessen worden, weil mit nur 70 Ereignissen die 4 Parameter nicht hinreichend genau bestimmt werden können.

Die Verzweigungsverhältnisse  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)$  und  $BR(J/\psi \rightarrow f\omega)$  können von TMD nicht angegeben werden.

X. 3 Ausblick

In diesem Abschnitt sollen die Diskussion der Ergebnisse zusammengefaßt und die sich daraus ergebenden physikalischen Konsequenzen dargestellt werden. Zukünftig zu bearbeitende Fragestellungen werden angegeben und Experimente vorgeschlagen, die zu ihrer Beantwortung beitragen können.

Dabei zeigt sich, daß die Untersuchung der  $\tau$  - Teilchen an  $e^+e^-$  - Speicherringen von besonderer Bedeutung ist.

a) Untersuchung der OZI-Regel

In Abschnitt X.1 ist gezeigt, daß zur Untersuchung der OZI-Regel noch mehr empirisches Material erforderlich ist. Dafür sind sowohl Zerfälle des  $J/\psi$  (3.1) (z.B. mehr Ereignisse für die Endzustände  $\omega \pi^-$  und  $\psi \pi^+ \pi^-$ ) als auch Zerfälle des  $\tau$  (9.46) geeignet.

b) Messung der  $\gamma\gamma$  - Kopplung des f Mesons  
Unterscheidung des Han-Nambu und des Gell-Mann Quarkmodells

Auf die Bedeutung einer genauen Untersuchung des Zerfalls  $J/\psi$  (3.1)  $\rightarrow f\gamma$  haben H. Lipkin und H. Rubinstein hingewiesen (LIP78).

Wenn der Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  über ein virtuelles Photon abläuft, kann aus dem Verzweigungsverhältnis die  $\gamma\gamma$  - Kopplung des f Mesons bestimmt werden.

Beim elektromagnetischen Zerfall sind die Übergangsamplituden dem Quadrat der Quarkladung proportional. Mit den relativen Verzweigungsverhältnissen der Strahlungszерfälle des  $J/\psi$  in die Tensormesonen  $A_2$ , f und f' können das Han-Nambu und das Gell-Mann-Modell voneinander unterschieden werden.

Zu klären ist:

- a) Laufen die Strahlungszерfälle des  $J/\psi$ (3.1) in Tensormesonen über ein virtuelles Photon ?
- β) Sind die Annahmen zur Berechnung der elektromagnetischen  $J/\psi$ -Zerfälle richtig ?

Für α) ist zu überprüfen:  $BR(J/\psi \rightarrow \gamma K^+ K^-) > BR(J/\psi \rightarrow \gamma K^0 \bar{K}^0)$ .

Die geladenen K-Paare sollten bis zu 16-mal häufiger erzeugt werden, im Mesengebiet  $f - A_2 - f'$  mehr als zweimal häufiger.

In  $e^+e^-$  - Experimenten sollten die Verhältnisse der  $\gamma f$  - Erzeugung zur Lepton-Paarerzeugung auf dem  $J/\psi$  und außerhalb gleich sein (beide Prozesse laufen über ein virtuelles Photon).

Punkt β) ist an hadronischen Endzuständen mit gerader G-Parität zu überprüfen, da die starke Wechselwirkung diese Endzustände verbietet. Vorausgesetzt wird  $BR(J/\psi \rightarrow \pi A_2) = 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $BR(J/\psi \rightarrow \pi\omega) = 3 \cdot 10^{-3}$ .

c) Überprüfung der QCD

K. Koller und T. Walsh weisen darauf hin, daß Strahlungszерfälle von Quark-Antiquark-Zuständen ( $Q\bar{Q}$ ) ein hervorragender Test für grundlegende Prinzipien der QCD sind (KOL78). Die QCD sagt für die inklusiven Strahlungszерfälle  $Q\bar{Q} \rightarrow \gamma gg$  (gg bedeutet 2-Gluon-System) die Rate, sowie Energie- und Winkelverteilung des Photons voraus (Abb. X.11).

Für die Rate gilt:

$$\frac{BR(Q\bar{Q} \rightarrow \gamma gg)}{BR(Q\bar{Q} \rightarrow ggg)} = \frac{36}{5} \cdot e_Q^2 \cdot \frac{\alpha}{\alpha_s}$$

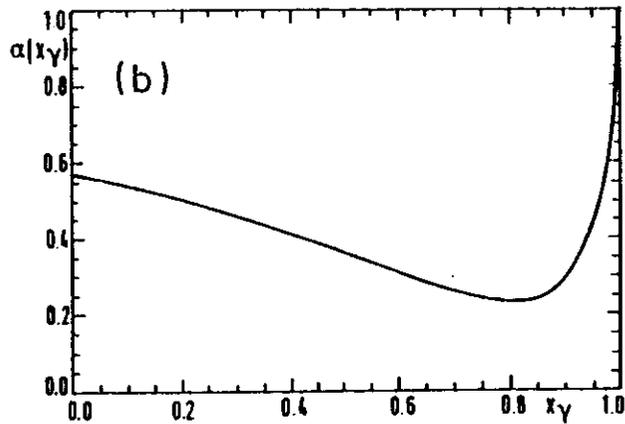
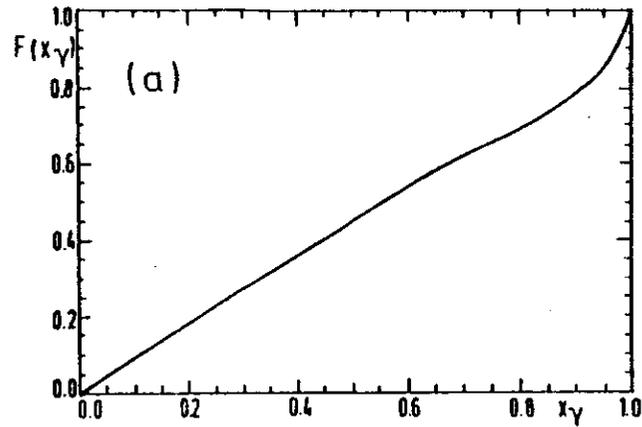


Abb. X.11

Energieverteilung (a) und Parameter der Winkelverteilung  $\alpha(x_\gamma)$  (b) für den Prozeß  $Q\bar{Q} + \gamma gg$  (aus KOL78)

Es bedeuten

$$x_\gamma = 2E_\gamma / M_{Q\bar{Q}}$$

die Winkelverteilung ist  $W \propto 1 + \alpha(x_\gamma) \cdot \cos^2(\theta_\gamma)$ ,

$\theta_\gamma$  = Winkel des Photons mit der  $e^+e^-$ -Strahlachse.

Dabei bedeuten  $e_Q$  die Quarkladung und  $\alpha_s$  die Quark-Gluon-Kopplungskonstante. Die Rate beträgt 12% für das  $J/\psi(3.1)$  und 4% für das  $\tau(9.46)$ . Photonen aus  $\pi^0$  und  $\eta$ -Zerfällen sollten nur geringe experimentelle Schwierigkeiten bereiten, da das  $\gamma$ -Spektrum (Abb. X.11a) sehr hart ist.

d) Nachweis von glueballs

Möglicherweise gibt es Hadronen, die ganz aus Gluonen bestehen (glueballs, vgl. ROB77). Die Suche nach glueballs in Strahlungszерfällen des  $J/\psi(3.1)$  schlagen K. Koller und T. Walsh vor.

Die bisher beobachteten Strahlungszерfälle des  $J/\psi(3.1)$  ergeben zusammen nur 6% des erwarteten inklusiven Verzweigungsverhältnisses ( $BR(J/\psi \rightarrow \gamma gg) \approx 8\%$ ) und stellen nur 1/5 der im Massenbereich  $\eta$  bis  $f$  erwarteten Strahlungszерfälle dar.

QCD - Voraussagen lauten (KOL78):

$$BR(J/\psi \rightarrow \gamma + \text{glueballs}) \approx 5 - 10 \cdot BR(J/\psi \rightarrow \gamma + q\bar{q})$$

Wenn es glueballs gibt, eröffnen Strahlungszерfälle des  $J/\psi(3.1)$  demnach eine vielversprechende Möglichkeit, sie zu finden.

e) Untersuchung neutraler Ströme und ihrer Kopplung an die verschiedenen Quarkflavor

H. Lipkin und H. Rubinstein schlagen vor, neutrale Ströme und ihre Kopplung an die verschiedenen Quarkflavor an Strahlungszерfällen des  $\tau(9.46)$  zu untersuchen (LIP78).

Wenn Zerfälle unter Verletzung der OZI-Regel mit höheren  $Q\bar{Q}$ -Massen abnehmen, wie bei  $\phi$  und  $J/\psi(3.1)$  beobachtet (vgl. Abschn. X.1), könnten bei hohen Massen die  $Q\bar{Q}$ -Zustände vorwiegend elektromagnetisch oder schwach zerfallen. Insbesondere beim  $\tau(9.46)$  könnte es schwache Strahlungszерfälle über den Austausch des Z-Bosons geben. Sie sind am besten an der Verletzung der C-Parität zu identifizieren. Zu untersuchen sind z.B. die Zerfälle  $\tau(9.46) \rightarrow \rho^0 \gamma, \omega \gamma, \phi \gamma$ .

XI. Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Zerfälle des  $J/\psi(3.1)$  mit dem magnetischen Detektor PLUTO untersucht.

Das Experiment wurde im Januar und Februar 1976 am  $e^+e^-$ -Speicherring DORIS des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY in Hamburg durchgeführt. Im Bereich der Schwerpunktennergien  $\sqrt{s} = 3.088 - 3.105$  GeV wurde eine integrierte Luminosität von  $50 \text{ nb}^{-1}$  gesammelt.

Es werden die Verzweigungsverhältnisse für die mesonischen Zerfälle des  $J/\psi(3.1)$  in  $2(\pi^+\pi^-\pi^0, \omega\pi^+\pi^-, \omega f, B^+\pi^-, \pi^+\pi^-\pi^0, \rho\pi)$  gemessen (vgl. Tabelle X.1).

Nach Abzug der Resonanzbeiträge von  $f$  und  $B$  ist das Verhältnis  $BR(J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-)/BR(J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-)$  mit  $0.67 \pm 0.35$  größer als bei naiver Anwendung der OZI-Regel erwartet wird. Danach sollte im herkömmlichen Quarkmodell mit idealer Mischung der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$  gegenüber dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  um etwa den Faktor 100 unterdrückt sein. Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$  entspricht einem doppelt unterbrochenen Quarkliniendiagramm, der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  dagegen einem einfach unterbrochenen Quarkliniendiagramm. Zur Klärung der in diesem Zusammenhang diskutierten Fragen sind weitere experimentelle und theoretische Untersuchungen erforderlich.

Das Verzweigungsverhältnis des in dieser Arbeit untersuchten Strahlungszersfalls  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  beträgt  $(0.20 \pm 0.07)\%$  und ist damit von gleicher Größenordnung wie das Verzweigungsverhältnis des mesonischen Zerfalls  $J/\psi \rightarrow f\omega$   $((0.41 \pm 0.11)\%)$ . Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu einfachen Abschätzungen aus dem Vektordominanzmodell.

Verglichen mit den Strahlungszersfällen  $J/\psi \rightarrow \eta\gamma$   $(BR = (0.08 \pm 0.01)\%)$  und  $J/\psi \rightarrow \eta'\gamma$   $(BR = (0.25 \pm 0.06)\%)$  ist das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  ebenfalls überraschend groß. In Modellen, die den Mesonen  $\eta$  und  $\eta'$  eine nicht zu vernachlässigende Beimischung an Charm-Quarks zuschreiben, ist eine relative Unterdrückung des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  gegenüber den Strahlungszersfällen des  $J/\psi$  in  $\eta\gamma$  und  $\eta'\gamma$  erwartet worden.

M. Kramer hat gezeigt (KRA78/1), daß die relative Größe des Verzweigungsverhältnisses  $BR(J/\psi \rightarrow f\gamma)$  im Rahmen der QCD bei Berücksichtigung von Spineffekten qualitativ erklärt werden kann. Die für diesen Zerfall vorausgesagten Helizitätsamplituden des  $f$  stimmen mit den gemessenen Werten

$$x = A_1/A_0 = 0.6 \pm 0.3 \text{ und } y = A_2/A_0 = 0.3 \pm \frac{0.6}{1.6} \text{ gut überein.}$$

Wenn der Zerfall  $J/\psi \rightarrow f\gamma$  nicht als starker sondern als elektromagnetischer Zerfall über ein virtuelles Photon beschrieben wird, stimmen das Verzweigungsverhältnis und die Verhältnisse der Helizitätsamplituden ebenfalls sehr gut mit den experimentellen Werten überein.

Literaturverzeichnis

ALE78/1 G. Alexander et al., PLUTO Collaboration, Phys. Lett. 72B (1978) 493  
ALE78/2 G. Alexander et al., PLUTO Collaboration, Phys. Lett. 76B (1978) 652  
APP75 T. Appelquist, H.O. Politzer, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 43  
AUB74 J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404  
AUG74 J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406  
BAC77 A. Bäcker, Dissertation, Interner Bericht, DESY F33-77/03 (1977)  
BAR76 W. Bartel et al., Phys. Lett. 64B (1976) 483  
BAR77/1 W. Bartel et al., Phys. Lett. 66B (1977) 489  
BAR77/2 S. Bartalucci et al., DESY 77/59 (1977)  
BER78 Ch. Berger et al., PLUTO Collaboration, Phys. Lett. 76B (1978) 243  
BOE78 M. Böhm, H. Joos, DESY 78/27 (1978)  
BOY75 A.M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1357  
BRA75 W. Braunschweig et al., DASP Collaboration, Phys. Lett. 57B (1975) 297  
BRA76 W. Braunschweig et al., DASP Collaboration, Phys. Lett. 63B (1976) 487  
BRA77 W. Braunschweig et al., DASP Collaboration, Phys. Lett. 67B (1977) 243  
BRA78 R. Brandelik et al., DASP Collaboration, Phys. Lett. 74B (1978) 292  
BUR76 J. Burmester et al., PLUTO Collaboration, DESY 76/53 (1976)  
BUR77/1 J. Burmester et al., PLUTO Collaboration, Phys. Lett. 72B (1977) 135  
BUR77/2 J. Burmester et al., PLUTO Collaboration, DESY 77/17 (1977)  
CIA76 M.S. Chanowitz, Lawrence Berkeley Laboratory, LBL-5524 (1976)  
COH68 G. Cohen-Tannoudji, A. Morel, H. Navelet, Annals of Physics 46 (1968) 239  
DAR78 C.W. Darden et al., Phys. Lett. 76B (1978) 246  
DEH78 H.C. Dehne, private Mitteilung  
DER75 K. Derikum, Diplomarbeit, Interner Bericht, DESY F33-75/02 (1975)  
DEV78 R. Devenish, private Mitteilung  
DOR67 Vorschlag zum Bau eines 3 GeV  $e^+e^-$ -Doppelspeicherrings für DESY (DORIS - Proposal), 1967  
EAD71 W.T. Eadie et al., Statistical Models in Experimental Physics, North-Holland, Amsterdam 1971  
EIC78 E. Eichten et al., Cornell University, CLNS-375 (1978)  
FEL69 B. Feld, Models of Elementary Particles, Blaisdell, London 1969  
FRA75 G. Franke, PLUPAT, Interner Bericht, 1975  
FRA76 G. Franke, R.Schmitz, DESY 76/64 (1976)  
FRA78 G. Franke, private Mitteilung

FRE75 P. Freund, Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1645  
FRI77 H. Fritzsche, J.D. Jackson, Phys. Lett. 66B (1977) 355  
GAM78/1 W. Gamp, H. Genz, Universität Karlsruhe, Preprint, TKP78-4 (1978)  
GAM78/2 W. Gamp, H. Genz, Universität Karlsruhe, Preprint, TKP78-5 (1978)  
GER77 Ch. Gerke, Diplomarbeit, Interner Bericht, DESY F33-77/01 (1977)  
HAR75 H. Harari, Proc. Int. Symp. Lepton and Photon Interactions, Stanford (1975) 317  
HER77 S.W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252  
IAR72 E. Iarocci, P. Waloschek, DESY 72/13 (1972)  
IIZ66 J. Iizuka, Suppl. Progr. Theor. Phys. 37-38 (1966) 21  
INN77 W.R. Innes et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1240  
JAC64 D. Jackson, Nuovo Cimento 34 (1964) 1644  
JEA76 B. Jean-Marie et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 291  
KAB76 P.K. Kabir, A.J.G. Hey, Phys. Rev. D13 (1976) 3161  
KAH77 T. Kahl, private Mitteilung  
KAZ76 A. Kazi, G. Kramer, D.H. Schiller, Acta Phys. Austr. 45 (1976) 195  
KOC64 W. Koch, O. Skjeggstad, CERN 64-13 (1964)  
KOK69 J. Kokkedee, The Quark Model, Benjamin, Amsterdam 1969  
KOL77 K. Koller, T.F. Walsh, Phys. Lett. 72B (1977) 227 und Phys. Lett 73B (1978) 504  
KOL78 K. Koller, T.F. Walsh, DESY 78/16 (1978)  
KRA78/1 M. Kramer, Phys. Lett. 74B (1978) 361  
KRA78/2 H. Krasemann, private Mitteilung  
LIP78 H.J. Lipkin, H.R. Rubinstein, Weizmann Institute of Science, Preprint, WIS-78/13-Ph  
LUD77 J. Ludwig, Dissertation, Interner Bericht, DESY F35-77/01 (1977)  
MAY70 T. Mayer-Kuckuck, Physik der Atomkerne, Teubner, Stuttgart 1970  
NEU78 B. Neumann, Diplomarbeit, Hamburg 1978  
OKU63 S. Okubo, Phys. Lett. 5 (1963) 165  
OKU77 S. Okubo, University of Rochester, UR-616 (1977)  
PAG75 A. Pagnamenta, J.G. Taylor, The New Particles, Preprint, 1975  
PAL76 W.F. Palmer, S.S. Pinsky, Phys. Rev. D14 (1976) 1916  
PAR78 Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett. 75B (1978)

PIS68 J. Pisut, M. Roos, Nucl. Phys. B6 (1968) 325  
PLU74 PLUTO - Handbuch, DESY 1974  
ROB77 D. Robson, Nucl. Phys. B130 (1977) 328  
ROE78 M. Rößler, Dissertation, Interner Bericht, DESY F14-78/01 (1978)  
SAN77 H.G. Sander, Dissertation, RWTH Aachen, HEP 77/08 (1977)  
SCH77 H. Schopper, DESY 77/79 (1977)  
THO78 R.L. Thompson, interner Bericht, 1978  
VAN77/1 F. Vannucci et al., Phys. Rev. D15 (1977) 1814  
VAN77/2 F. Vannucci, private Mitteilung  
WAL76 T.F. Walsh, DESY 76/13 (1976)  
WII78 B.H. Wiik, G. Wolf, DESY 78/23 (1978)  
ZWE64 G. Zweig, CERN Preprints, TH 401 und TH 412 (1964)

### Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des PLUTO-Experimentes bei der Gruppe F33 des Deutschen Elektronensynchrotrons.

Dem DESY-Direktorium, insbesondere Herrn Prof. H.Schopper und Herrn Prof. G.Weber, danke ich für die Gewährung eines Stipendiums.

Am Experiment waren folgende Wissenschaftler beteiligt:

G.Alexander, L.Criegee, H.C.Dehne, R.Devenish, G.Flügge, G.Franke, Ch.Gerke, E.Hackmack, P.Harms, G.Horlitz, Th.Kahl, G.Knies, H.Lehmann, B.Neumann, R.Schmitz, R.L.Thompson, U.Timm, H.Wahl, P.Waloschek, G.G.Winter, S.Wolff, W.Zimmermann, Ch.Berger, W.Lackas, F.Raupach, W.Wagner, O.Achterberg, V.Blobel, L.Boesten, H.Daumann, A.F.Garfinkel, H.Kapitza, B.Koppitz, E.Lohrmann, W.Lührsen, R.Maschuw, H.Spitzer, R.van Staa, G.Wetjen, A.Bäcker, J.Bürger, C.Grupen, H.J.Meyer, G.Zech, H.J.Daum, H.Meyer, O.Meyer, M.Rössler, K.Wacker.

Allen möchte ich für die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit danken. Besonders danke ich

Herrn Prof. E.Lohrmann und Herrn Dr. U.Timm für die Ermöglichung und stete Förderung dieser Arbeit;

Herrn Prof. V.Blobel für die geduldige und intensive Betreuung, die sofortige Hilfe bei allen aufkommenden Fragen sowie die Anleitung, die Arbeit zielstrebig abzuschließen;

Herrn Prof. G.Alexander für die Mitarbeit an einem wesentlichen Teil dieser Untersuchungen, für zahlreiche Hinweise, Anregungen und ausführliche Diskussionen.

Herrn Dr. H.Krasemann danke ich für eingehende Diskussionen zu Fragen der Theorie und die Durchsicht des entsprechenden Teils des Manuskriptes.

Aufbau und Betrieb des Experimentes wären nicht möglich gewesen ohne die Mitarbeit von H.Ahrens, R.Cyriacks, K.Finke, H.Kock, W.Kuffner, A.Marxen, H.Schultz, A.Stüben, ohne die Mitarbeiter bei Gasversorgung und Kältetechnik, ohne die Techniker von Synchrotron und Speicherring, ohne die Operateure des Rechenzentrums.

Für die sorgfältige Schreibarbeit danke ich Frau B.Eichhorn und Frau U.Espe.

Nicht zuletzt danke ich meiner Freundin S.Markus für die Anfertigung der Zeichnungen und Tabellen sowie die Betreuung auf außerfachlichem Gebiet.

## Lebenslauf

Klaus Derikum

26. 2. 1950 geboren in Celle
- Ostern 1956 Eintritt in die Grundschule in Syke (bei Bremen)
21. 4. 1960 Eintritt in das mathematisch-naturwissenschaftliche Gymnasium Gaußschule in Braunschweig
19. 6. 1968 Abitur
9. 10. 1968 Beginn des Physikstudiums an der TU Braunschweig
18. 8. 1970 Vordiplomprüfung
- ab Herbst 1971 Studium an der University of Rochester, NY, USA über ein Fulbright-Stipendium
- ab WS 1972 Studium an der Universität Hamburg
10. 9. 1973 Beginn der Diplomarbeit am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg. Thema: Hochspannungstreifen-Auslese bei zylindrischen Proportionalkammern
2. 2. 1976 Diplomhauptprüfung an der Universität Hamburg
1. 3. 1976 Beginn der Dissertation am DESY in Hamburg. Thema: Experimentelle Untersuchung von Zerfällen des  $J/\psi(3.1)$

