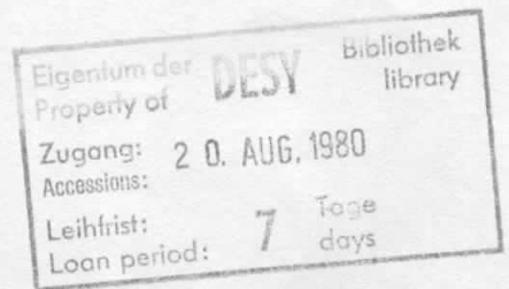


Interner Bericht
DESY F11-80/01
August 1980

CHARM - SPEKTROSKOPIE

an

e^+e^- - SPEICHERRINGEN



W. Bartel

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

Vorlesungen auf der Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach,
September 1978.

Die Durchführung der Herbstschule für Hochenergiephysik wurde durch das Bundesministerium für Forschung und Technologie durch die großzügige Bereitstellung der notwendigen Mittel ermöglicht.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite		Seite
I.	EINLEITUNG		
I.1	Historischer Überblick	2 - 3	
I.2.1	Erzeugung von Hadronen bei der e^+e^- Vernichtung	3 - 4	
I.2.2	Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt	4 - 6	
I.2.3	Zählratenabschätzung für σ_{tot}	6 - 11	
II.	e^+e^- SPEICHERRING PARAMETER	12	
II.1	Maximal-Energie von Speicherringen	12 - 13	
II.2	Luminosität eines Speicherringes	13	
II.2.1	Grundgleichung zur Berechnung der Luminosität	13 - 14	
II.2.2	Begrenzung der Luminosität durch Strahl-Strahl-Wechselwirkung	15 - 19	
II.2.3	Begrenzung der Luminosität durch Hochfrequenzleistung	19 - 21	
II.2.4	Luminositätsmessung	21 - 24	
II.3	Energieunschärfe der Speicherringstrahlen	24	
II.4	Existierende Speicherringe SPEAR und DORIS	24	
II.4.1	SPEAR	25	
II.4.2	DORIS	25 - 28	
II.5	Experimentiereinrichtungen bei DORIS und SPEAR	28	
II.5.1	DESY-Heidelberg-Detektor	28 - 30	
II.5.2	PLUTO	30 - 32	
II.5.3	MARK I	32	
II.5.4	DASP	32 - 36	
II.5.5	Weitere Detektoren	36 - 37	
III.	EXPERIMENTELLE BESTIMMUNG DER QUANTENZAHLEN DER RESONANZEN J/ψ UND ψ' .	38	
III.1	Erzeugung von Hadronen	38 - 39	
III.2	Erzeugung von Vektormesonen	39 - 40	
III.2.1	Strahlungskorrekturen bei der Erzeugung von Vektormesonen	40 - 42	
III.2.2	Berücksichtigung der endlichen Energieauflösung	43 - 44	
III.2.3	Diskussion einer experimentellen Resonanzkurve	45 - 47	
III.4	Bestimmung der Breite für eine schmale Resonanz	47 - 48	
III.4.1	Peak-Methode zur Bestimmung von A_0	48 - 49	
III.4.2	Flächenmethode zur Bestimmung von A_0	50	
III.4.3	Experimentelle Breiten der J/ψ und ψ' Resonanzen	51	
III.5	Spin und Parität von J/ψ	52 - 53	
III.6	Isospin und G-Parität von J/ψ und ψ'	53 - 59	
III.7	SU_3 - Zuordnung von J/ψ	59 - 60	
IV.	ANWENDUNG DER ZWEIGREGEL AUF DIE ZERFÄLLE DER J/ψ - RESONANZEN	61	
IV.1	Die OZI-Regel bei direkten hadronischen Zerfällen	61 - 63	
IV.2	Strahlungszерfälle von J/ψ	63	
IV.2.1	Beispiel einer Datenanalyse $J/\psi \rightarrow 2\gamma + 2\pi$	64 - 70	
IV.2.2	Analyse eines neutralen Endzustands am Beispiel des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \gamma\eta$	70 - 75	
IV.2.3	Diskussion der Strahlungszерfälle von J/ψ	75 - 78	
V.	CHARMONIUMZUSTÄNDE	79	
V.1	Kurze Beschreibung des Charmoniummodells	79 - 82	
V.2	Der Zustand η_c (1^1S_0)	82 - 86	
V.3	Zustände zwischen ψ' und J/ψ	86 - 90	
V.4	Hadronische Zerfälle der P_c/χ - Zustände	90 - 93	
V.5	Elektromagnetische Kaskadenzerfälle der ψ' - Resonanz	93 - 99	
V.5.1	Zusammenfassung	99	
V.6	Spin der Zwischenzustände	99 - 101	
V.6.1	Spinbestimmung aus Übergangswahrscheinlichkeiten	102	
V.6.2	Winkelverteilungen bei Kaskadenzerfällen	102 - 106	
V.6.3	Zuordnung der Zwischenzustände zu Charmoniumzuständen	106 - 107	
V.7	Charmoniumzustände oberhalb der Charmschwelle	107 - 110	
VI.	MESONEN MIT DER QUANTENZAHL CHARM	111 - 113	
VI.1	Der Hamiltonoperator der schwachen Wechselwirkung	113 - 114	
VI.2	Schwache Zerfälle von Charm Mesonen	114 - 118	
VI.3	Experimentelle Beobachtungen von D - Mesonen	118	
VI.3.1	Nachweis der Existenz von D-Mesonen	118 - 122	
VI.3.2	Masse der D-Mesonen	122 - 123	

	<u>Seite</u>
VI.3.3 Zerfälle der D-Mesonen	124
VI.3.4 Spin der D-Mesonen	125
VI.3.5 Assoziierte Erzeugung von D-Mesonen	125
VI.3.6 Paritätsverletzung beim D-Zerfall	125 - 127
VI.3.7 Cabibbo-verbotene Zerfälle	128
VI.3.8 Semileptonische D-Zerfälle	128 - 132
VI.3.9 D^* -Mesonen	132 - 136
VI.4 F-Mesonen	137 - 142
VI.5 Charm-Baryonen	142 - 143
VI.6 Zusammenfassung	144
VII. SCHWERES LEPTON τ	145
VII.1 Masse und Spin des τ -Leptons	145 - 147
VII.2 Zerfälle des τ -Leptons	147 - 148
VII.2.1 Leptonische τ -Zerfälle	149 - 150
VII.2.2 Hadronische τ -Zerfälle	151 - 152
VII.3 Zusammenfassung	152
VIII. τ - RESONANZEN	153 - 164
Literaturverzeichnis	165 -170

I. EINLEITUNG

I.1. Historischer Überblick

In den ersten Speicherring-Experimenten vor fast 20 Jahren wurde die Gültigkeit der Quantenelektrodynamik durch Beobachtung der elastischen Streuung von Elektronen und Positronen untersucht. In Novosibirsk, Stanford und Frascati standen für derartige Experimente die folgenden Maschinen zur Verfügung :

Novosibirsk	-	VEPP 1,	2 x 160 MeV	-	e^-e^-
Stanford			2 x 550 MeV	-	e^-e^-
Frascati	-	ADA	2 x 250 MeV	-	e^+e^-

Mit der nächsten Generation von Elektronen-Speicherringen, welche als e^+e^- Maschinen ausgelegt sind, wurden neben QED-Experimenten im wesentlichen Experimente zur Erzeugung hadronischer Endzustände bei der e^+e^- - Vernichtung ausgeführt. Die e^+e^- Speicherringe

VEPP 2	in Novosibirsk	mit 200 - 700 MeV	Strahlenergie
ADONE	in Frascati	mit 200 - 1500 MeV	Strahlenergie
ACO	in Orsay	mit 200 - 500 MeV	Strahlenergie

überdecken einen Energiebereich, in welchem die klassischen Vektormesonen ρ , ω und ϕ den hadronischen Wirkungsquerschnitt dominieren. Die Experimente an diesen Maschinen haben wesentlich zum Verständnis der Vektormesonen beigetragen. Zeitartige Formfaktoren wurden gemessen, eine große Zahl von Kopplungskonstanten wurde bestimmt und Vorhersagen der unitären Symmetrien untersucht.

An den Speicherringen

CEA-Bypass	in Cambridge	mit 1.5 - 3.5 GeV	Strahlenergie
DCI	in Orsay	mit 0.5 - 1.7 GeV	Strahlenergie
DORIS	in Hamburg	mit 1.0 - 5.0 GeV	Strahlenergie
SPEAR	in Stanford	mit 1.2 - 4.2 GeV	Strahlenergie

wurde zwar auch noch die Gültigkeit der Quantenelektrodynamik untersucht, doch liegt der Schwerpunkt der experimentellen Arbeiten bei der Untersuchung hadronischer Endzustände und der Erzeugung schwerer Leptonen.

Mit den zur Zeit im Bau befindlichen Speicherringen der dritten Generation werden Schwerpunktsenergien bis zu etwa 40 GeV erreicht, und es wird möglich sein, zum ersten Mal Effekte der schwachen Wechselwirkung bei der e^+e^- - Streuung zu untersuchen. In den nächsten Jahren sollen die folgenden Speicherringe in Betrieb genommen werden :

- CESR in Cornell mit 5 - 8 GeV Strahlenergie (1980)
- PEP in Stanford mit 7 - 19 GeV Strahlenergie (1979)
- PETRA in Hamburg mit 5 - 19 GeV Strahlenergie (1978)
- VEPP 4 in Novosibirsk mit 5 - 12 GeV Strahlenergie (1979/80)

I.2.1 Erzeugung von Hadronen bei der e^+e^- Vernichtung.

Um einen Eindruck von den physikalischen Fragestellungen zu erhalten, die an Speicherringen wie DORIS und SPEAR untersucht werden, betrachten wir als Beispiel die Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts für e^+e^- - Vernichtung in der Reaktion



Dieser Prozeß wird durch das symbolische Feynman-Diagramm



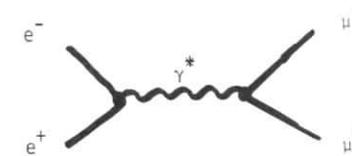
beschrieben, in welchem die Hadronen durch ein zeitartiges virtuelles Photon erzeugt werden. Der Wirkungsquerschnitt, den man aus diesem Diagramm berechnet, ist proportional zum Quadrat des Photonpropagators

$\sigma \sim \frac{1}{s}$

wobei s das Quadrat der Schwerpunktsenergie bezeichnet,

$s = 4 E_{\text{Strahl}}^2$

Bei der Darstellung des hadronischen Wirkungsquerschnitts ist es zweckmäßig, diese triviale Energieabhängigkeit zu beseitigen, und ihn auf den Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung punktförmiger Spin 1/2-Teilchen, d.h. auf den μ -Paar-Querschnitt zu normieren. Den μ -Paar-Querschnitt berechnet man aus dem Feynman-Diagramm



zu

$\sigma_{\mu\mu} = \frac{\pi\alpha^2}{3s} = \frac{86.84}{s[\text{GeV}]^2} [\text{nb}]$

Den normierten hadronischen Wirkungsquerschnitt bezeichnet man als

$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$

I.2.2. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt

Die Fig. 1 gibt einen Überblick über das Verhalten der Größe R als Funktion der Schwerpunktsenergie. In diese Darstellung sind nicht alle verfügbaren Daten eingetragen, damit nicht durch die Vielzahl der Meßpunkte die Übersichtlichkeit verloren geht. Im allgemeinen wurden nur die neuesten Daten berücksichtigt und in Fällen, in denen mehrere Gruppen im gleichen Energiebereich miteinander verträgliche Meßergebnisse veröffentlicht haben, wurden nur Messungen einer dieser Gruppen aufgenommen. Außerdem wurden die oft sehr dicht liegenden Daten über größere Intervalle gemittelt.

Bis zu Schwerpunktsenergien von etwa 1 GeV wird der hadronische Wirkungsquerschnitt durch die Erzeugung und den anschließenden Zerfall der klassischen Vektormesonen ρ , ω und ϕ dominiert.

Im Energiebereich zwischen 1 und 3 GeV gibt es Messungen von VEPP¹⁾, ADONE²⁾ und DCI³⁾. Die dort beobachteten Strukturen im totalen Wirkungsquerschnitt stammen vermutlich von der Erzeugung höherer Vektormesonen, deren Existenz zwar experimentell noch nicht vollständig gesichert ist, für die man aber Signale mit einer statistischen Signifikanz zwischen 3 und 5 Standardabweichungen in exklusiven Zerfallskanälen beobachtet hat⁴⁾⁵⁾.

Die beiden Resonanzen J/ψ und ψ' beobachtet man als scharfe Maxima in R bei Schwerpunktsenergien von 3.1 und 3.7 GeV. Oberhalb von etwa 4 GeV findet man in Fig. 2 weitere Strukturen bei 4.04, 4.16 und 4.42 GeV^{6,7,8)}, die durch eine komplizierte Überlagerung von Erzeugungsschwellen für Mesonen mit der Quantenzahl Charm und die Erzeugung schwerer Vektormesonen erklärt werden können. Außerdem beobachtet man zwischen 3.7 und 4.2 GeV einen Anstieg des Kontinuumsbeitrages zur Größe R um etwa 2.2 Einheiten von $R = 2.3$ auf $R = 4.5$.

Weitere Strukturen im totalen Wirkungsquerschnitt beobachtet man erst wieder bei 9.45 und 10.05 GeV, den Massen der Υ und Υ' -Resonanzen.⁹⁻¹³⁾

Die physikalischen Aspekte, unter denen Speicherringexperimente ausgewertet werden, unterscheiden sich nicht wesentlich bei der Untersuchung von Resonanzstrukturen und der Untersuchung der Kontinuumsbeiträge. Im ersten Fall werden überwiegend exklusive Zerfallskanäle analysiert und Endzustände nach Möglichkeit vollständig rekonstruiert, während zur Aufklärung des hadronischen Kontinuums im wesentlichen inklusive Spektren verschiedener Teilchensorten, Teilchenmultiplizitäten und globale Parameter wie Sphericity, Thrust oder Koplanarität herangezogen werden. Die Grenzen zwischen den Untersuchungsmethoden im Kontinuum und im Resonanzbereich sind jedoch fließend, und es werden durchaus globale Größen bei der Analyse von Resonanzen verwendet, besonders bei hohen Energien und hohen Teilchenmultiplizitäten, wenn eine vollständige Rekonstruktion des Endzustands nicht mehr möglich ist.

I.2.3. Zählratenabschätzung für σ_{tot}

Die Apparaturen, die benötigt werden, um alle oben erwähnten physikalischen Fragestellungen gleichzeitig zu untersuchen, müssen Eigenschaften besitzen, die technisch kaum zu verwirklichen sind, so daß in jedem Experiment Kompromisse geschlossen werden. Im Idealfall überdeckt eine Apparatur den gesamten Raumwinkel, besitzt gute Impulsauflösung für geladene Teilchen, gute Energie- und Ortsauflösung für Photonen und neutrale Hadronen sowie ein vollständiges Teilchenidentifizierungs-

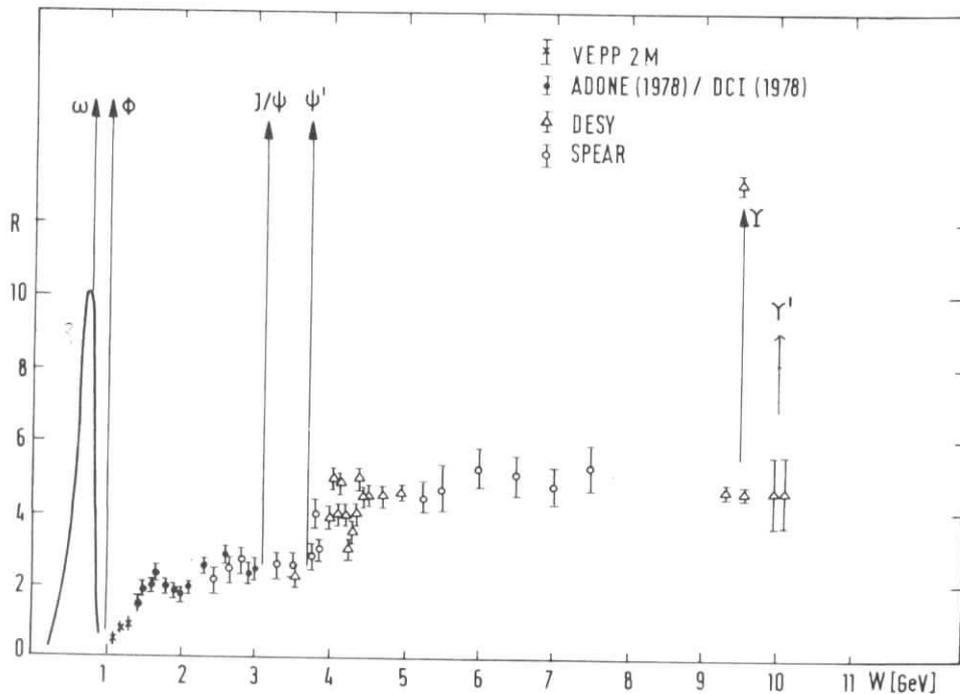


Fig. 1. $R = \frac{\sigma_{ee \rightarrow \text{Hadronen}}}{\sigma_{ee \rightarrow \mu\mu}}$ als Funktion der Schwerpunktsenergie $W = \sqrt{s}$.

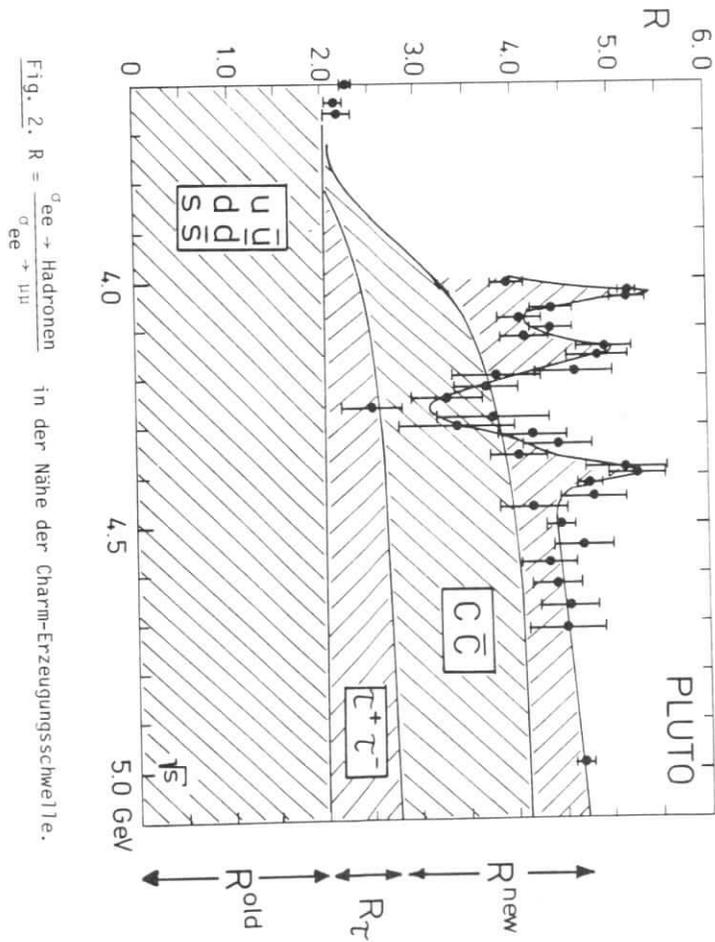


Fig. 2. $R = \frac{\sigma_{ee + \text{Hadronen}}}{\sigma_{ee + \mu\mu}}$ in der Nähe der Charm-Erzeugungsschwelle.

system.

Das Experimentieren an einem e^+e^- - Speicherring ist nicht nur wegen der hohen Anforderungen an Auflösung und Teilchentrennung kompliziert, es wird zusätzlich erschwert durch niedrige Zählraten und einen hohen Untergrund. Um einen Eindruck von den zu erwartenden Raten zu bekommen, sind im folgenden einige größenordnungsmäßige Abschätzungen zusammengestellt.

Bei einer Schwerpunktsenergie von 4.5 GeV kann der totale hadronische Wirkungsquerschnitt wie folgt abgeschätzt werden.

$$\begin{aligned} \sigma_{\mu\mu} &= \frac{86.84}{W^2} \text{ [nb]} \\ &= \frac{86.84}{4.5^2} \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2 \\ &\approx 4 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{ee + h} &= R \cdot \sigma_{\mu\mu} \\ &\approx 2 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

Um für ein Speicherringexperiment aus einem Wirkungsquerschnitt die dazugehörige Zählrate auszurechnen, wird der Begriff der Luminosität eingeführt.

Definition :

Die Luminosität L eines Speicherrings ist diejenige Proportionalitätskonstante, welche einem Wirkungsquerschnitt σ die entsprechende Ereignisrate \dot{N} zuordnet. Sie ist definiert durch die Gleichung

$$\frac{dN}{dt} = \dot{N} = L \cdot \sigma$$

$$[L] = [\text{sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$$

Ein für e^+e^- Speicherringe typischer Wert von L bei 4.5 GeV ist

$$L = 10^{30} \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}.$$

Damit wird die Rate, mit welcher die Vernichtung von e^+e^- in Hadronen beobachtet wird :

$$\begin{aligned} \dot{N} &= 2 \cdot 10^{-32} \cdot 10^{30} \text{ sec}^{-1} \\ &= 0.02 \text{ sec}^{-1}, \end{aligned}$$

d.h. in einer Stunde kann man etwa 72 Ereignisse registrieren. Diese Zahl ist zu vergleichen mit der Zahl der Höhenstrahlen, die in der gleichen Zeit durch die Apparatur gehen und einen Trigger erzeugen.

Zur Abschätzung der Höhenstrahlungsrate stellen wir uns eine Apparatur vor, die aus zwei konzentrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordneten Zählerringen besteht, wie sie in der Fig. 3 skizziert ist. In diesem Detektor wird ein Triggersignal immer dann ausgelöst, wenn wenigstens ein innerer und ein äußerer Zähler anspricht. Bei einem Durchmesser des inneren Zählerhodoskops von 20 cm und einer Zählerlänge von 1 m erwartet man eine Triggerrate von

$$\begin{aligned} N_{\text{cosm}} &= 1.7 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \cdot 2 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \\ &= 30 \text{ sec}^{-1}. \end{aligned}$$

Diese Rate ist etwa 100 mal größer als die hadronische Ereignisrate.

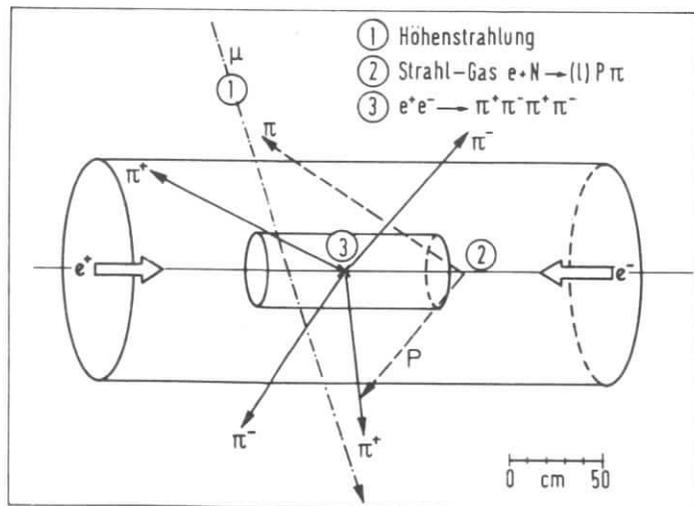


Fig. 3 Ereignistypen, die in einem Speicherringexperiment zu beobachten sind.

In Speicherringexperimenten werden hauptsächlich zwei Methoden angewandt, um den durch Höhenstrahlen verursachten Untergrund auszuschließen :

- a) Wenn ein Höhenstrahlungsteilchen die Apparatur durchquert, sprechen zuerst die äußeren Zähler an und danach erst die inneren, während für Teilchen aus der Wechselwirkungszone zuerst das innere Zählerhodoskop anspricht. Diesen Unterschied in den Triggerzeitpunkten kann man dazu benutzen, Höhenstrahlungseignisse zu identifizieren.
- b) Alle Teilchen, welche bei einer e^+e^- - Wechselwirkung erzeugt werden, haben einen gemeinsamen Vertex im Wechselwirkungspunkt, so daß man durch entsprechende Schnitte in den Vertexverteilungen die Höhenstrahlungseignisse ausscheiden kann, welche nicht von der Wechselwirkungszone kommen.

Eine weitere Art von Untergrundereignisse, mit denen Speicherringexperimente zu kämpfen haben, entsteht durch die Wechselwirkung der zirkulierenden Strahlen mit dem Restgas. Bei Strömen von etwa 100 mA und einem Druck von 10^{-9} Torr muß man mit Raten von etlichen KHz rechnen.

Experimentell erkennt man Strahl-Gas-Ereignisse anhand der gleichmäßigen Verteilung der Vertizes entlang der Strahlachse. Als weitere Signatur kann man die Tatsache ausnutzen, daß die bei einem Strahl-Gas-Ereignis nachweisbare Energie im Endzustand die Hälfte der Schwerpunktenenergie nicht überschreiten kann.

Am Beispiel von Messungen mit dem PLUTO-Detektor bei DORIS kann man die Bedeutung einer präzisen Bestimmung des Vertexpunktes entlang der Strahlachse eindrucksvoll demonstrieren. In der Fig. 4 erkennt man über einem flachen Untergrund aus Ereignissen der kosmischen Strahlung und Strahl-Gas-Ereignissen ein Signal von etwa 20 mm Breite von Teilchen, welche vom Wechselwirkungspunkt kommen. Die Breite der z-Vertexverteilung gibt die Überlagerungsbreite der Elektronen- und Positronenpakete wieder.

II. e⁺e⁻ SPEICHERUNG PARAMETER

Im Vergleich zu Experimenten an Beschleunigern mit stationären Targets, bei denen die Maschinenparameter nur indirekt durch die Qualität der externen Strahlen die Messungen beeinflussen, ist bei Speicherringexperimenten die Wechselwirkung zwischen Maschine und Experiment sehr viel größer. Speziell bei der Verwendung von magnetischen Detektoren sind diese als Teil des Speicherringes zu betrachten, aber auch jede Änderung der geometrischen Konfiguration einer Wechselwirkungszone bedeutet einen unmittelbaren Eingriff in die Maschine. Deshalb ist es wichtig für einen Physiker, der ein Speicherringexperiment plant, sich mit den maschinenbedingten Randbedingungen vertraut zu machen. In dem folgenden Abschnitt werden deshalb einige für den Experimentator wichtige Speicherringparameter diskutiert¹⁴⁾.

II.1. Maximal-Energie von Speicherringen

Die maximale Energie eines e⁺e⁻ - Speicherringes wird einmal durch die höchste erreichbare magnetische Feldstärke bestimmt, die dazu nötig ist, Elektronen und Positronen auf ihren Umlaufbahnen zu halten. Diese Grenze ist jedoch nicht scharf definiert, wie das Beispiel von DORIS zeigt. Die Magnetstruktur bei DORIS ist für eine Energie von 3 GeV pro Strahl ausgelegt, nimmt man aber eine höhere mittlere Temperatur der Magnete und Sättigungseffekte in Kauf, so kann man DORIS auch bei 5 GeV betreiben, wie es während der Messungen im Bereich der π -Resonanzen erfolgreich demonstriert worden ist.

Eine schärfere Begrenzung der Maximalenergie eines Elektronen-Speicherringes ergibt sich aus der verfügbaren Hochfrequenzleistung. Durch Emission von Synchrotronstrahlung verlieren Elektronen und Positronen bei jedem Umlauf Energie, die den Strahlen in Hochfrequenzresonatoren wieder zugeführt wird. Dieser Energieverlust beträgt pro Umlauf

$$U_{\text{syn}} \text{ (keV)} = 88.5 \frac{E^4 \text{ (GeV)}}{\rho \text{ (m)}} \quad (II.1)$$

ρ = magnetischer Maschinenradius.

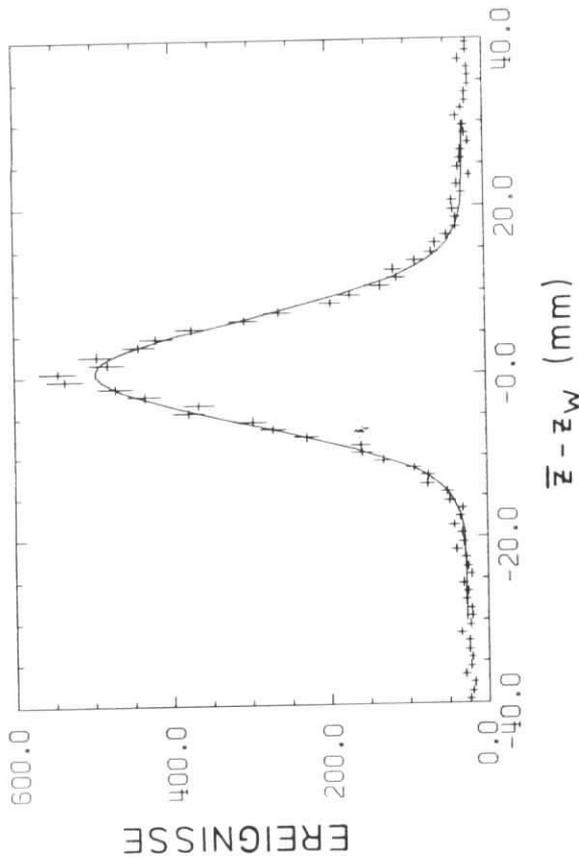


Fig. 4. Verteilung der z-Koordinate \bar{z} um den Wechselwirkungspunkt z_w für Ereignisse auf der J/ψ -Resonanz.

Setzt man die DORIS-Parameter in diese Formel ein ($\rho = 12.4 \text{ m}$), so ergibt sich bei 3.5 GeV Strahlenergie ein Energieverlust von 1 MeV pro Elektron und Umlauf. Bei 200 mA Strahlstrom ist dann die abgestrahlte Leistung

$$p \text{ (KW)} = 7.1 \cdot E^4 \text{ (GeV)} \cdot I \text{ (A)} \\ = 213 \text{ KW} \quad \text{(II.2)}$$

Aufgrund der starken Energieabhängigkeit der Synchrotronstrahlungsverluste ist die Grenzenergie eines Speicherringes scharf definiert.

II.2. Luminosität eines Speicherringes

Die Luminosität eines Speicherringes ist einer der wichtigsten Maschinenparameter, die den Experimentator unmittelbar betreffen. In den folgenden Abschnitten soll versucht werden, mit Hilfe von Plausibilitätsargumenten eine Formel für die Luminosität eines e^+e^- - Speicherringes herzuleiten.

II.2.1. Grundgleichung zur Berechnung der Luminosität.

Die Zahl der Ereignisse, die man erhält, wenn 2 Pakete von n^+ Positronen und n^- Elektronen in einem Querschnitt der Fläche F einmal zusammenstoßen und man eine Reaktion beobachtet, welche mit dem Wirkungsquerschnitt σ abläuft, ist :

$$N = \frac{n^+ \cdot n^-}{F} \cdot \sigma. \quad \text{(II.3)}$$

In einem Speicherring zirkulieren ein oder mehrere solcher e^+e^- Pakete, die sich bei jedem Umlauf in den Wechselwirkungszonen treffen. Die Ereignisrate ist für diesen Fall der wiederholten Kollision

$$\dot{N} = \frac{n^+ \cdot n^- \cdot B \cdot f_0}{F} \cdot \sigma \text{ [sec}^{-1}\text{]}. \quad \text{(II.4)}$$

Hier ist B die Zahl der e^+e^- Pakete und f_0 die Umlauffrequenz. Ersetzt man die Teilchenzahlen durch die entsprechenden Ströme

$$i_{\pm} = n_{\pm} \cdot e \cdot f_0 \cdot B, \quad (e = \text{Elementarladung})$$

so erhält man

$$\dot{N} = \frac{i_+ \cdot i_-}{F \cdot e^2 \cdot f_0 \cdot B} \cdot \sigma \quad \text{(II.5)}$$

Bei gaussförmigen Strahlprofilen mit Standardbreiten σ_x^* und σ_y^* im Wechselwirkungspunkt ist die Trefferfläche *)

$$F = 4\pi \cdot \sigma_x^* \cdot \sigma_y^*$$

und damit wird

$$\dot{N} = \frac{1}{4\pi \cdot e^2} \cdot \frac{1}{\sigma_x^* \cdot \sigma_y^*} \cdot \frac{i_+ \cdot i_-}{f_0 \cdot B} \cdot \sigma \quad \text{(II.6)}$$

Also

$$L = \frac{1}{4\pi \cdot e^2} \cdot \frac{1}{\sigma_x^* \cdot \sigma_y^*} \cdot \frac{i_+ \cdot i_-}{f_0 \cdot B} \quad \text{(II.7)}$$

Aus dieser Formel liest man ab, daß die Luminosität groß wird, wenn die Strahlströme i^+ und i^- möglichst groß gewählt werden. Dem sind jedoch Grenzen gesetzt. Einmal durch die Effekte der Strahl-Strahl-Wechselwirkung und zum anderen durch die zur Verfügung stehende Hochfrequenzleistung.

Auch die Strahlhöhe σ_y^* und die Strahlbreite σ_x^* können nicht beliebig verändert werden. So sind in allen Speicherringen die Strahlen in der Maschinenebene sehr viel größer als in der Ebene senkrecht dazu ($\sigma_x^* \gg \sigma_y^*$).

*) Im folgenden werden alle Größen, die sich auf den Wechselwirkungspunkt beziehen, mit einem * gekennzeichnet.

II.2.2 Begrenzung der Luminosität durch Strahl-Strahl-Wechselwirkung

Um die Effekte der Strahl-Strahl-Wechselwirkung zu verstehen, muß man wissen, daß die Teilchen in einem Speicherring oder in einem Synchrotron sogenannte Betatron-Schwingungen um die Sollbahn ausführen. Die Zahl der Betatronschwingungen pro Umlauf bezeichnet man dabei als den Q-Wert einer Maschine.

Wenn die Betatronfrequenz ein ganzzahliges Vielfaches oder ein rationaler Bruchteil (1/2, 1/3, 1/4, ...) der Umlauffrequenz ist, beobachtet man, daß die Strahlen aufgebläht werden und die Teilchen an den Rohrwandungen der Vakuumkammer verloren gehen. Stabile Bedingungen liegen nur dann vor, wenn der Q-Wert möglichst weit von diesen sogenannten Stop-Bändern, die durch ganzzahlige Q-Werte oder Bruchteile niedrigerer Ordnung charakterisiert sind, entfernt ist.

Die Ursache für die Strahlaufweitungen in den Stop-Bändern sind Störungen in der Magnetstruktur der Maschine, etwa Aufstellungsfehler der Magnete, Feldinhomogenitäten oder Randfelder. Bei ganzzahligen Q-Werten werden derartige Störungen bei jedem Umlauf mit der gleichen Betatronphase durchlaufen und es kommt zu einer resonanten Aufschaukelung des Störeffekts.

Eine Störung besonderer Art gibt es in einem Speicherring, wenn die gespeicherten Strahlen zur Kollision gebracht werden. In diesem Fall wirkt der eine Strahl auf den anderen wie eine Quadrupollinse mit der Stärke $K_{x,y}$. Der Elektronenstrahl z.B. erfährt durch den Positronenstrahl eine Fokussierung mit

$$K_x^- = \frac{2 n_+ \cdot r_e}{\gamma \sigma_y^* (\sigma_x^* + \sigma_y^*) \cdot \Delta t}$$

$$= \frac{2 n_+ r_e}{\gamma \sigma_x^* \sigma_y^* \cdot \Delta t} \quad (\sigma_y \ll \sigma_x) \quad (*)$$

*) Diese Bedingung ist bei allen e^+e^- Speicherringen erfüllt.

$$K_y^- = \frac{2 n_+ r_e}{\gamma \sigma_x^* (\sigma_x^* + \sigma_y^*) \cdot \Delta t}$$

$$= \frac{2 n_+ r_e}{\gamma \sigma_x^{*2} \cdot \Delta t} \quad (II.8)$$

$$r_e = e/m_0 c^2 = \text{klassischer Elektronenradius}$$

$$\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$$

$$\Delta t = \text{Kollisionszeit.}$$

In einem Speicherring bewirkt eine solche Quadrupolstörung die Verschiebung des Arbeitspunktes um

$$\Delta Q_x^\pm = \frac{1}{2} \cdot r_e \cdot \frac{\beta_x^* \cdot n^\mp}{\pi \cdot \sigma_x^* \cdot \sigma_x^*} \cdot \frac{1}{\gamma}$$

und

$$\Delta Q_y^\pm = \frac{1}{2} \cdot r_e \cdot \frac{\beta_x^* \cdot n^\mp}{\pi \cdot \sigma_y^* \cdot \sigma_x^*} \cdot \frac{1}{\gamma} \quad (II.9)$$

β^* ist dabei die Amplitudenfunktion im Wechselwirkungspunkt, welche über die folgende Gleichung mit der Strahlemittanz ϵ und der Strahlgröße σ verknüpft ist:

$$\sigma_{x,y}^* = \sqrt{\epsilon_{x,y} \cdot \beta_{x,y}^*} \quad (II.10)$$

Um zu vermeiden, daß der Q-Wert eines Speicherringes durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkung zu dicht an ein Stopband herangeschoben wird, darf der sogenannte Tuneshift ΔQ einen bestimmten Wert nicht überschreiten. Aus den Erfahrungen, die man mit den bisher existierenden Speicherringen gemacht hat, weiß man, daß

$$\Delta Q_{x,y} \leq 0.06$$

sein muß. Man sagt : Ein Speicherring, welcher mit der maximal zulässigen Q-Wert-Verschiebung arbeitet, wird in der Raumladungsgrenze betrieben.

Untersuchen wir im folgenden, in wie weit die Luminosität eines Speicherringes durch die maximal zulässige Q-Wert-Verschiebung ΔQ begrenzt wird. Um unnötige Komplikationen zu vermeiden, nehmen wir an, daß gilt :

1. $\sigma_y \ll \sigma_x$
2. $i_+ = i_-$
3. $n_+ = n_- = n$

Dann ist

$$\Delta Q_y = \frac{r_e \cdot \beta_y^*}{2\gamma} \cdot \frac{n}{\pi \cdot \sigma_y^* \cdot \sigma_x^*} < \Delta Q^{\max} \quad (II.11)$$

$$\frac{n}{\pi \cdot \sigma_y^* \cdot \sigma_x^*} < \Delta Q^{\max} \cdot \frac{2}{r_e} \cdot \frac{\gamma}{\beta_y^*}$$

Einsetzen des Grenzwertes (II.11) in die Luminositätsformel (II.7) liefert

$$L = \frac{1}{4} \cdot f_0 (\Delta Q^{\max} \cdot \frac{2}{r_e} \cdot \frac{\gamma}{\beta_y^*})^2 \cdot \pi \cdot \sigma_x^* \cdot \sigma_y^* \cdot B \cdot \epsilon \quad (II.12)$$

$$= \frac{1}{4} \cdot f_0 (\Delta Q^{\max} \cdot \frac{2}{r_e} \cdot \gamma)^2 \cdot \frac{\pi}{\beta_y^{*2}} \cdot \sqrt{\epsilon_x \cdot \beta_x^*} \cdot \sqrt{\epsilon_y \cdot \beta_y^*} \cdot B$$

Diese Formel zur Berechnung der Luminosität eines Speicherringes hat einige bemerkenswerte Eigenschaften :

- 1) Die Amplitudenfunktion β_y^* am Wechselwirkungspunkt sollte möglichst klein gewählt werden, um eine möglichst große Luminosität zu erreichen.

Dem sind jedoch Grenzen gesetzt, da es in der Umgebung der Wechselwirkungspunkte eine Strecke der Länge L gibt, welche frei von magnetischen Fokussierungselementen ist, um Platz für den Aufbau von Experimenten zu schaffen. In so einer Driftstrecke wächst die Amplitudenfunktion β wie

$$\beta(L) = \beta^* + \frac{L^2}{\beta^*} \quad (II.13)$$

also proportional zu L^2 . Die Strahlgröße nimmt demnach linear mit L zu, und wenn die Amplitudenfunktion β^* im Wechselwirkungspunkt zu klein gewählt wird, erreicht man schnell die Aperturgrenze des Speicherringes. Auf Grund dieser Überlegungen ist es auch klar, daß man die Wechselwirkungszone eines Speicherringes nur auf Kosten einer geringeren Luminosität vergrößern kann.

- 2) Auf den ersten Blick erscheint es paradox, daß die Luminosität größer wird, je größer der Strahl, d.h. je größer σ_x^* und σ_y^* sind. Diese Forderung steht auch in einem scheinbaren Widerspruch zu der Forderung, die Amplitudenfunktion β^* möglichst klein zu machen. Diese scheinbaren Widersprüche lösen sich auf, wenn man die Gleichung (II.12) dahingehend interpretiert, daß sie eine Vorschrift liefert, in welcher Art und Weise σ_x^* und σ_y^* groß zu machen sind. Bei vorgegebenem β^* kann man entsprechend der Gleichung (II.10) die Strahl-dimension durch geeignete Wahl der Emittanz ϵ vergrößern. Das heißt, die größte Luminosität in einem Speicherring wird erreicht, wenn man bei jeder Energie die durch die Apertur bestimmte maximal zulässige Strahlemittanz durch geeignete Wahl der optischen Parameter einstellt.

Sind β^* und $\sigma_{x,y}$ optimiert, so liefert die Gleichung (II.11) die Vorschrift dafür, auf welche Art und Weise die Q-Wert-Verschiebung ΔQ maximalisiert werden muß. Da β^* möglichst klein gewählt wird, σ_x^* und σ_y^* möglichst groß sind, muß ΔQ^{\max} durch einen möglichst großen Wert von n, d.h. einen großen Strom, angestrebt werden. Bei hohen Energien sind die Ströme jedoch durch die installierte Hochfrequenzleistung begrenzt. Bis zu dieser Hochfrequenzgrenze steigt die Luminosität eines Speicherringes proportional zum Quadrat der Strahlenergie an.

- 3) Um die Luminosität zu vergrößern, kann man noch B, die Zahl der umlaufenden e^+e^- Pakete, vergrößern. In einem Speicherring mit nur einem Ring für e^+ und e^- - wie z.B. SPEAR - kann man nur je ein Elektron- und ein Positronenbunch umlaufen lassen, da man bei einer größeren Anzahl von Paketen an mehreren Stellen des Speicherringes Strahl-Strahl-Wechselwirkungen hätte. Die Summe der einzelnen Q-Wert-Verschiebungen würde dann sehr schnell an die Stabilitätsgrenze des Speicherringes führen. Der Elektronen-Speicherring DORIS bei DESY dagegen besitzt zwei getrennte Strahlführungssysteme für Elektronen und Positronen, und es werden bis zu 480 Pakete jeder Teilchensorte gespeichert, die sich nur in den beiden Wechselwirkungszonen treffen.

II.2.3. Begrenzung der Luminosität durch Hochfrequenzleistung

Bei hohen Energien wird die Luminosität nicht mehr durch die Q-Wertverschiebung der Strahl-Strahl-Wechselwirkung begrenzt, sondern durch die installierte Hochfrequenzleistung.

Bezeichnet man mit U_0 den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung und mit P_{HF} die vorhandene Hochfrequenzleistung, so ist der maximale Strom gegeben durch

$$i_{\max} = \frac{P_{HF}}{U_0} \quad (II.14)$$

Damit wird

$$L = \frac{1}{4e^2 \cdot f_0 \cdot B} \cdot \frac{(P_{HF}/U_0)^2}{\pi \cdot \sigma_x^* \cdot \sigma_y^*} \quad (II.15)$$

wegen $U_0 \sim E^4$ gilt in der Hochfrequenzgrenze

$$L \sim \frac{P_{HF}^2}{E^8 \cdot \sigma_x^* \cdot \sigma_y^*} \quad (II.16)$$

Im Gegensatz zur Raumladungsgrenze wird hier die maximale Luminosität erreicht, wenn σ_x^* und σ_y^* möglichst klein sind.

Die natürliche Strahlgröße wird in einem Speicherring durch die Quantenfluktuation bei der Emission der Synchrotronstrahlung bestimmt. Es gilt die Beziehung

$$\sigma_x^* \cdot \sigma_y^* \sim E^2 \quad (II.17)$$

Damit wird

$$L \sim E^{-10} \quad (II.18)$$

d.h. an der HF-Grenze fällt die Luminosität sehr rasch ab. Außerdem muß die Zahl der Bunche B möglichst klein sein, d.h. $B = 1$ gewählt werden.

In der Figur 5 ist die Luminositätskurve für den Speicherring DORIS dargestellt. Bis zu einer Strahlenergie von 3 GeV wird der Speicherring an der Raumladungsgrenze betrieben, und, da die Optik nicht mit der Strahlenergie variiert wird, die Maschine mit der natürlichen Strahlemittanz betrieben wird, steigt die Luminosität wie E^4 an. Nach Erreichen der HF-Grenze fällt die Luminosität wie E^{-10} ab.

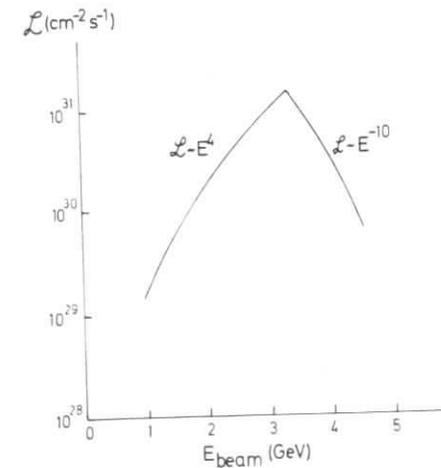


Fig. 5 e^+e^- - Speicherring Luminosität als Funktion der Strahlenergie.

Setzt man in die Gleichungen (II.11) und (II.12) die für DORIS typischen Werte von

$$\begin{array}{ll}
 B = 100 & E = 2 \text{ GeV} \\
 f_0 = 10^6 \text{ sec}^{-1} & \beta_y^+ = 0.5 \text{ m} \\
 \sigma_x^* = 0.1 \text{ cm} & \beta_x^+ = 2 \text{ m} \\
 \sigma_y^* = 0.01 \text{ cm} & \Delta Q^{\text{max}} = 0.03
 \end{array}$$

ein, so erhält man

$$\begin{aligned}
 n_{\text{max}} &= 5 \cdot 10^{10} \text{ Teilchen/Bunch} \\
 I_{\text{max}} &= n_{\text{max}} \cdot f \cdot e \\
 &= 8 \text{ mA / bunch} \\
 L &= 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{sec}^{-1}
 \end{aligned}$$

II.2.4 Luminositätsmessung

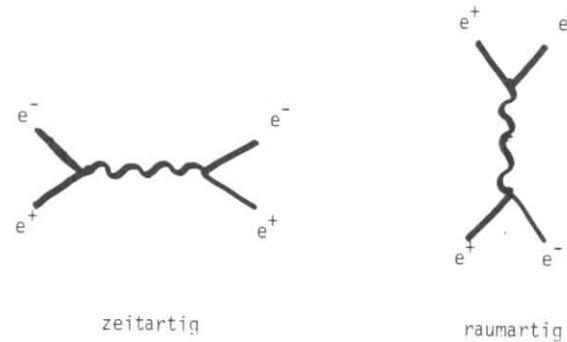
Die Luminosität eines e^+e^- Speicherringes bestimmt man experimentell durch eine Messung der Zählrate N_{exp} für einen Prozeß, dessen Wirkungsquerschnitt σ bekannt ist.

$$L = N_{\text{exp}} \cdot \frac{1}{\sigma} \cdot \alpha$$

α = Akzeptanz des Detektors.

Bisher sind keine Abweichungen von den Vorhersagen der Quanten-Elektrodynamik beobachtet worden. Deshalb ist die elastische Elektron-Positron-Streuung (Bhabha-Streuung) eine geeignete Monitorreaktion, zumal der Wirkungsquerschnitt groß ist und das hochenergetische kollineare Elektronenpaar im Endzustand eine leicht zu identifizierende Signatur besitzt.

Den Bhabha-Wirkungsquerschnitt berechnet man aus den folgenden beiden Feynman-Diagrammen



$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{8 E^2} \left\{ \frac{1 + \cos^4 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} - \frac{2 \cos^4 \theta/2}{\sin^2 \theta/2} + \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right\} \\
 &= \frac{\alpha^2}{16 E^2} \left\{ \frac{3 + \cos^2 \theta}{1 - \cos \theta} \right\}^2 \quad (II.19)
 \end{aligned}$$

Bei kleinen Streuwinkeln ist der Wirkungsquerschnitt am größten, und er verhält sich wie

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{\theta^4}$$

wobei θ der Winkel des gestreuten Elektrons zur Strahlachse ist.

Eine typische Anordnung, mit welcher man elastisch gestreute Elektronen und Positronen unter kleinen Winkeln nachweist, ist der in Fig. 6 dargestellte PLUTO-Monitor. Die Apparatur besteht aus zwei identisch aufgebauten Detektorpaaren AC und BD, mit welchen jeweils unabhängig voneinander Bhabhaquerschnitte gemessen werden. Die einzelnen Zählergruppen bestehen aus den Apertur definierenden Zählern K, den Triggerzählern G und den Schauerzählern SW zur Elektronenidentifizierung.

II.4.1 SPEAR

Der Speicherring SPEAR ist in Fig. 7 skizziert. Er steht auf dem Gelände des SLAC und wird mit Elektronen und Positronen aus dem 2-Meilen Linearbeschleuniger gefüllt. In diesem Speicherring zirkulieren je ein Elektronen- und ein Positronenpaket in einer gemeinsamen Vakuumkammer, und es gibt zwei Wechselwirkungszone, in denen die beiden Strahlen aufeinandertreffen. Die wichtigsten Parameter von SPEAR sind in der folgenden Tabelle aufgeführt.

TABELLE II.1

Maximalenergie	4 GeV / Strahl
Maximale Luminosität	$10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
Länge der Wechselwirkungszone	$\sim 5 \text{ m}$

II.4.2 DORIS

Im Gegensatz zu SPEAR ist DORIS bei DESY (Fig. 8) als Doppelspeicherring konzipiert, in welchem Elektronen und Positronen in zwei getrennten, übereinanderliegenden Vakuumkammern und magnetischen Führungssystemen gespeichert werden. Durch diese räumliche Trennung von Elektronen und Positronen ist es möglich, bis zu 480 Teilchenpakete pro Strahl zu speichern und an zwei Stellen, der nördlichen und südlichen Wechselwirkungszone, zur Kollision zu bringen. DORIS wird mit Elektronen und Positronen aus dem 7 GeV Synchrotron DESY gefüllt. Ursprünglich ist DORIS für eine Maximalenergie von 3 GeV pro Strahl gebaut worden. Nach der Entdeckung der Upsilon-Resonanzen bei NAL wurde der Speicherring in eine 1-Ring-1-Bunch-Maschine umgebaut, um zu höheren Energien zu kommen. Dazu wurden vertikale Ablenkmagnete eingebaut, welche es gestatten, beide Strahlen im oberen Ring umlaufen zu lassen. Die für den Betrieb bei hohen Energien erforderliche Hochfrequenzleistung wurde durch den Einsatz zusätzlicher Beschleunigungsstrecken aufgebracht. Der Betrieb von DORIS bei Strahlenergien oberhalb von 3 GeV wird dadurch wesentlich erschwert, daß alle Magnete im Bereich der Sättigung betrieben werden und deshalb starke inhomogene Randfelder auftreten. Trotz dieser Schwierigkeiten ist es der DORIS-Mannschaft gelungen, Luminositäten von $L \approx 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ bei 5 GeV zu erreichen.

25541

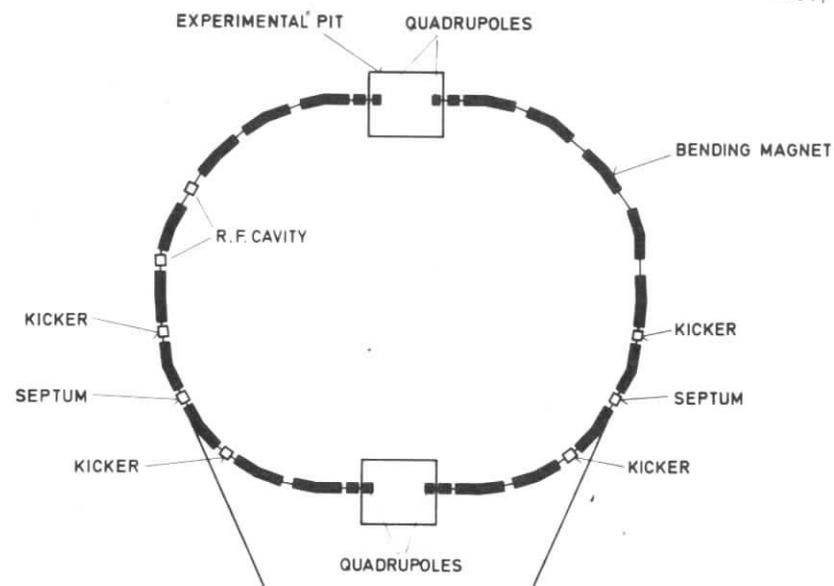


Fig. 7. Speicherring SPEAR am SLAC

Die wesentlichen Parameter von DORIS sind in der Tabelle II.2 zusammengefaßt.

TABELLE II.2

Maximalenergie	$\approx 5.05 \text{ GeV/Strahl}$
Maximale Luminosität	$10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
Länge der Wechselwirkungszone	7 m

II.5 Experimentiereinrichtungen bei DORIS und SPEAR

Die bei DORIS und SPEAR verwendeten Detektoren kann man in zwei Gruppen unterteilen :

- a) Detektoren ohne Magnetfeld
- b) Detektoren mit einem magnetischen Feld zur Impulsanalyse.

II.5.1 DESY-Heidelberg-Detektor 15)

Am DORIS-Speicherring wurde von der DESY-Heidelberg-Gruppe ein nicht-magnetischer Detektor eingesetzt, welcher in der Abbildung 9 dargestellt ist. Im zentralen Detektor werden geladene Teilchen in drei zylindrischen Driftkammern und 2 konzentrisch angeordneten Zählerhodoskopen über einen Raumwinkel von $\Delta\Omega / 4\pi = 0.86$ nachgewiesen. Dieser Raumwinkel ist gleichzeitig der Triggerraumwinkel der Apparatur. Der Raumwinkel jedoch, in welchem Teilchen nachgewiesen werden, wird durch zusätzliche Szintillationszählerhodoskope, welche unter kleinen Winkeln direkt auf dem Strahlrohr angebracht sind, auf 96% des Gesamtwinkels ausgedehnt. Der große Raumwinkel zum Teilchennachweis ist die besondere Stärke dieses Detektors.

Zum Photonennachweis dient einmal ein Bleikonverter von einer Strahlungslänge vor der äußeren zylindrischen Driftkammer, welcher etwa 3/4 des

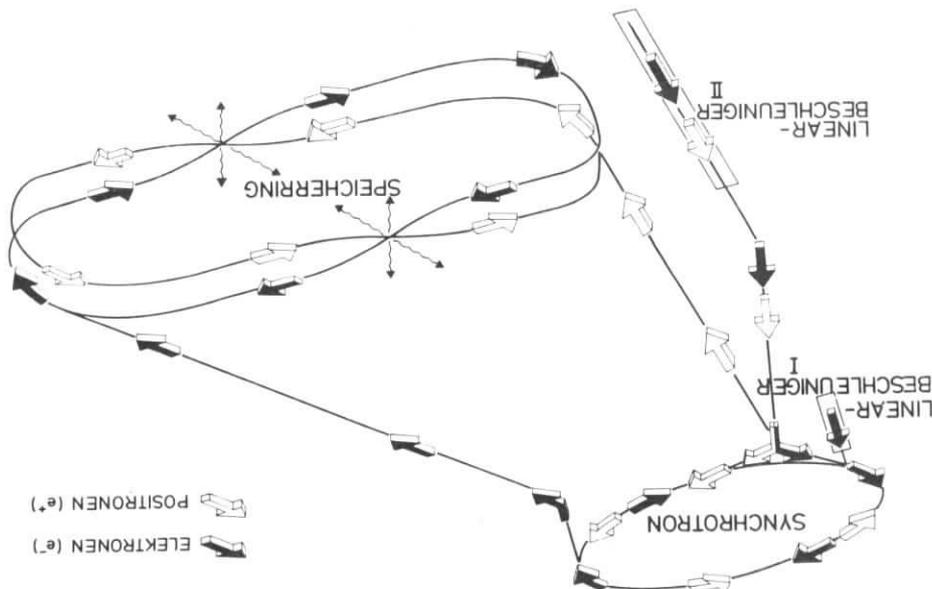
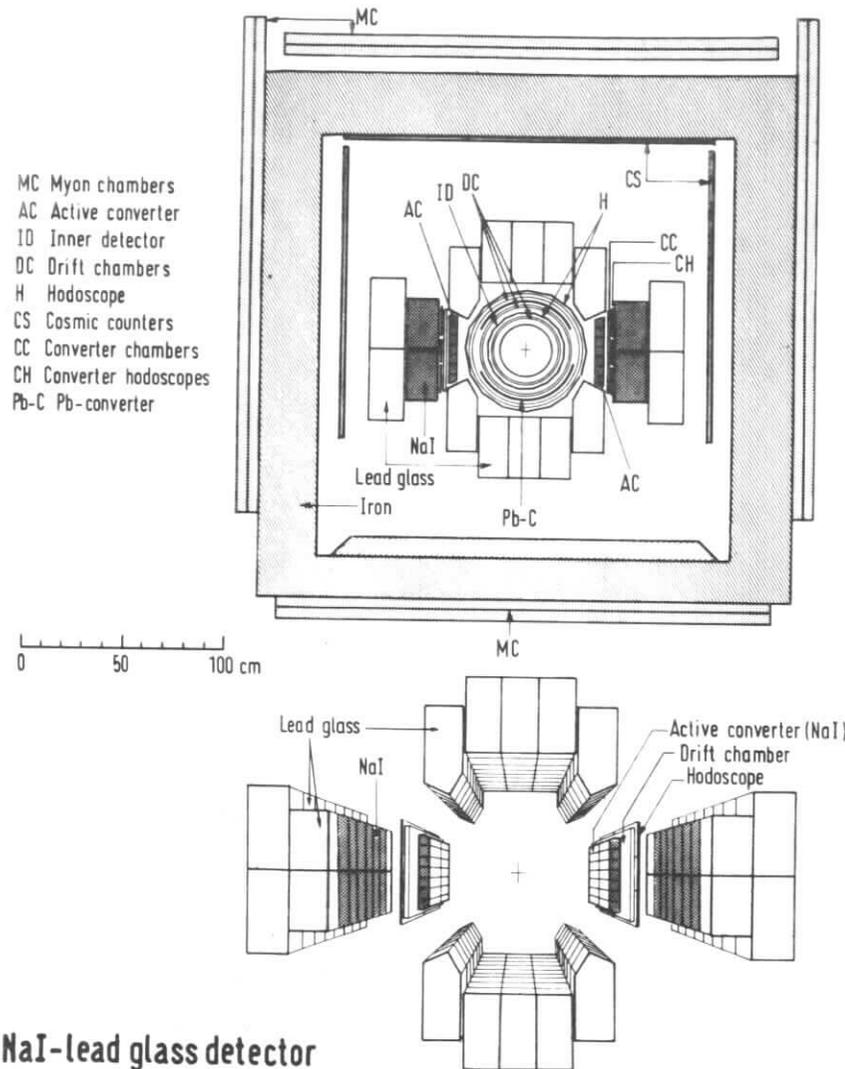


Fig. 8. Doppelspeicherring DORIS bei DESY.

28068



NaI-lead glass detector

Abb. 9. Nichtmagnetischer DESY-Heidelberg-Detektor.

vollen Azimutwinkels überdeckt. Das verbleibende Viertel des Azimutwinkels wird durch aktive Konverter aus 1.8 Strahlungslängen NaI überdeckt, welche hinter dem äußeren Triggerhodoskop angeordnet sind.

Zum Nachweis der Konversionselektronen sind hinter den NaI-Szintillatoren ebene Driftkammern installiert. Der zentrale Detektor wird von einer Anordnung von Bleiglas- und NaI-Zählern umgeben, in welchen Elektronen- und Gammaenergien mit guter Auflösung gemessen werden. Hinter den Energiezählern befinden sich Szintillationszähler, welche dazu benutzt werden, Untergrund aus kosmischen Strahlen durch eine Flugzeitmessung zu unterdrücken. Muonen mit einer Energie oberhalb etwa 600 MeV werden in diesem Experiment in ebenen Driftkammern hinter 30 cm dicken Eisenplatten nachgewiesen.

Der elektronische Trigger besteht aus verschiedenen Kombinationen zwischen der Multiplizität geladener Spuren, und der Energie, welche in den NaI- und Bleiglasblöcken registriert wurde. Daneben gibt es einen neutralen Trigger, der immer dann anspricht, wenn wenigstens ein konvertiertes Photon gefunden wird und eine bestimmte Schwelle in den Energiezählern überschritten wird.

II.5.2 PLUTO ¹⁶⁾

Der PLUTO-Detektor (Fig. 10), welcher bei DORIS betrieben wird, besteht aus einer supraleitenden Spule, die ein Magnetfeld von etwa 15 KGauß parallel zur Elektronen- und Positronenstrahlrichtung erzeugt. Der freie Innendurchmesser der Spule beträgt 140 cm, die Länge der Spule 105 cm. Der Raum zwischen dem Strahlrohr und dem Kryostaten ist mit 15 Lagen Proportionalkammern ausgefüllt. Zum Nachweis und zur Energiemessung von konvertierenden Photonen befinden sich zwei Lagen Blei von 0.4 bzw. 1.7 Strahlungslängen zwischen den Proportionalkammern, so daß man aus einer Impulsmessung der Konversionselektronen die Gammaenergie rekonstruieren kann. Der Photonendetektor wird vervollständigt durch einen Ring von Blei-Szintillator-Sandwich-Zählern, welche hinter der letzten Proportionalkammer installiert sind. Teilchen, die den Wechselwirkungspunkt unter kleinen Winkeln zur Strahlachse verlassen, werden in Proportionalrohrkammern und Sandwich-

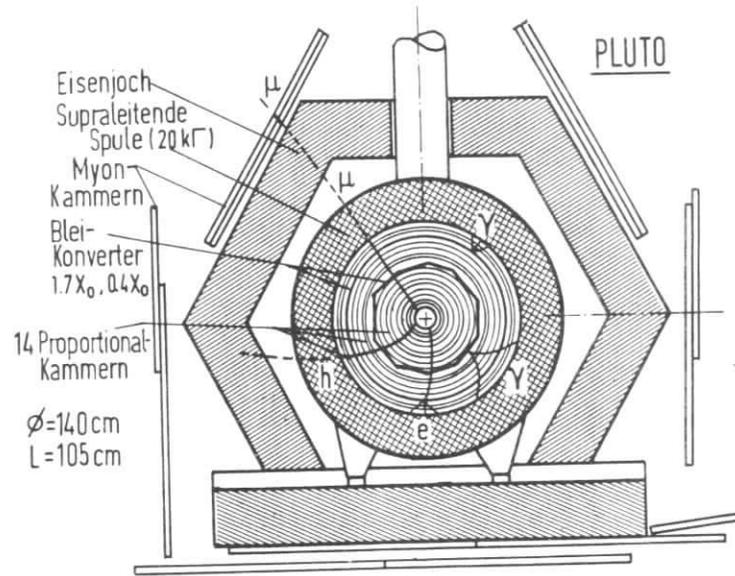


Abb. 10. Magnetischer Detektor PLUTO bei DORIS.

zählern nachgewiesen, welche den PLUTO-Detektor abschliessen. Das etwa 60 cm dicke Eisenjoch dient als Hadronfilter, so daß Muonen in ebenen Kammern außerhalb der Eisenabschirmung nachgewiesen werden können. Der Trigger für diesen Detektor wird aus schnellen Signalen der Proportionalkammern erzeugt, und es wird auf wenigstens zwei geladene Teilchen in verschiedenen Sektoren getriggert.

II.5.3 MARK I 17)

Am SPEAR-Speicherring wird ebenfalls ein magnetischer Detektor mit einem axialen Magnetfeld eingesetzt, der von einer Gruppe von Physikern von SLAC-LBL betrieben wird (Fig. 11). Mit Hilfe einer konventionellen Magnetspule von 2 m Durchmesser wird ein Magnetfeld von 5 kGauß erzeugt, in welches zum Nachweis geladener Spuren magnetostruktive Funkenkammern in einer Kleinwinkel-Stereo-Anordnung eingebaut sind. Unmittelbar um das Strahlrohr herum sind Triggerzähler und Proportionalkammern angeordnet. Zum Photonennachweis dient eine Anordnung von Bleiszintillator-Sandwichzählern, welche hinter der letzten Funkenkammer eingebaut sind. Zum Muonennachweis sind oberhalb des Magneten einige Lagen Stahlbeton mit dazwischenliegenden Funkenkammern aufgebaut. In einem späteren Experimentierstadium des MARK I Detektors wurde zum besseren Photonennachweis das Magnetjoch an einer Seite geöffnet und eine Anordnung von Bleiglaszählern eingebaut. Der Detektor wird mit einem Spurensignal getriggert, bei dem wenigstens zwei Spuren nachgewiesen werden müssen.

II.5.4 DASP 18)

In dem Doppelarmspektrometer DASP (Fig. 12a) am DORIS-Speicherring ist der Raum in unmittelbarer Umgebung des Strahls feldfrei. Das wird erreicht durch die Anordnung zweier H-Magnete mit entgegengesetzten Feldern zu beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes. In den feldfreien Raum zwischen den Spektrometerarmen ist ein neutraler Detektor eingebaut, der in Fig. 12b dargestellt ist. Er besteht aus 6 Zählerlagen, die aus Bleiabsorbieren, Proportionalrohren und Szintillatormaterial aufgebaut sind. Diese Anordnung gestattet es, Photonenn Richtungen mit einer Genauigkeit von etwa ± 17 mrad zu messen und ihre Energie zu bestimmen.

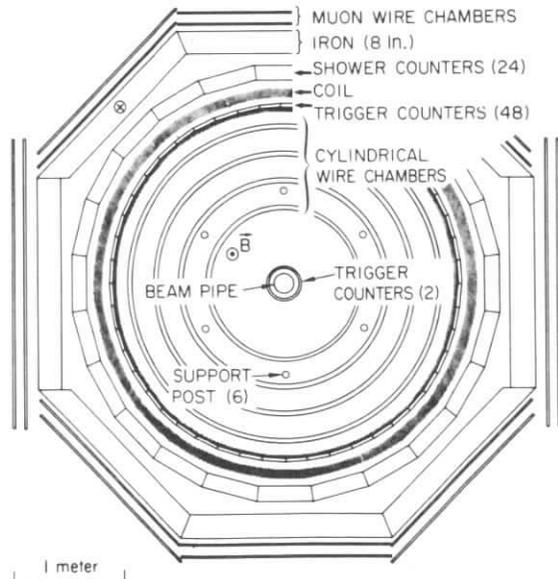
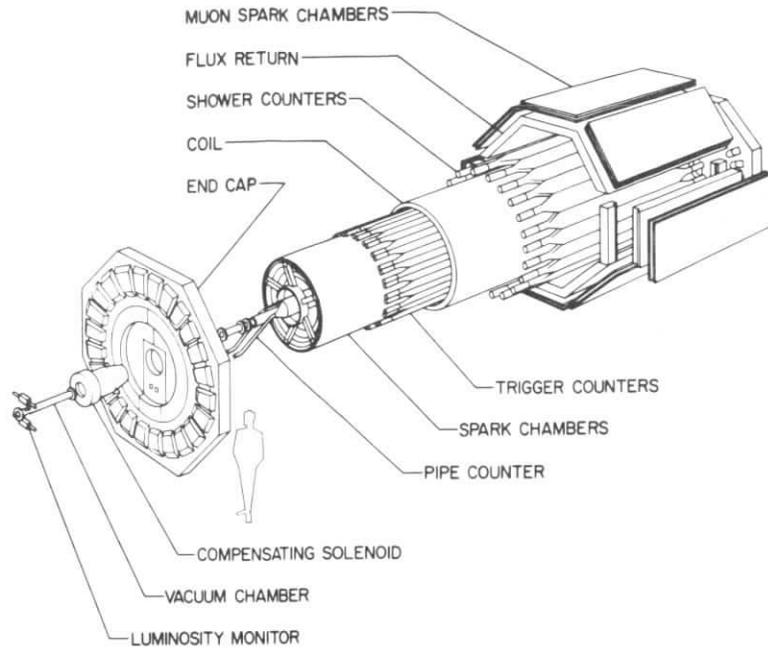
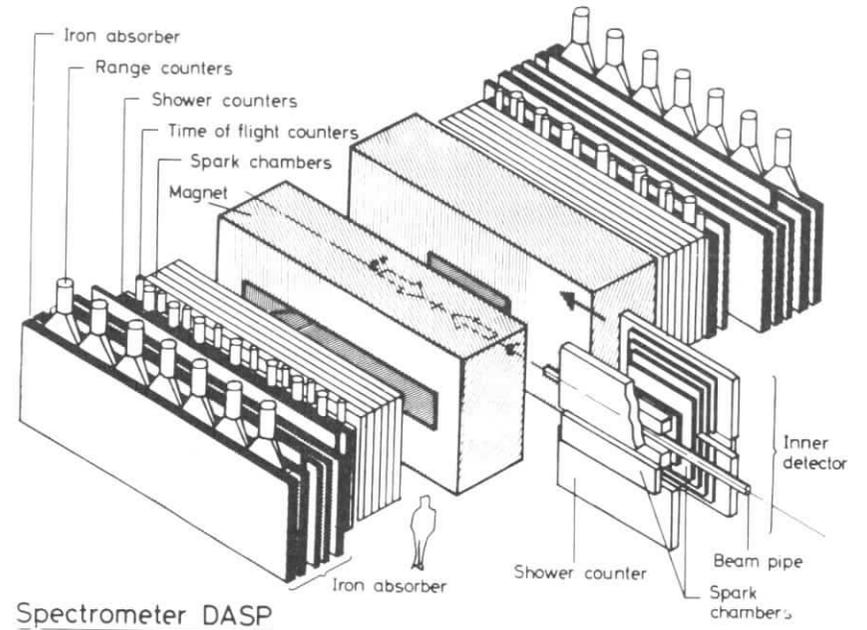
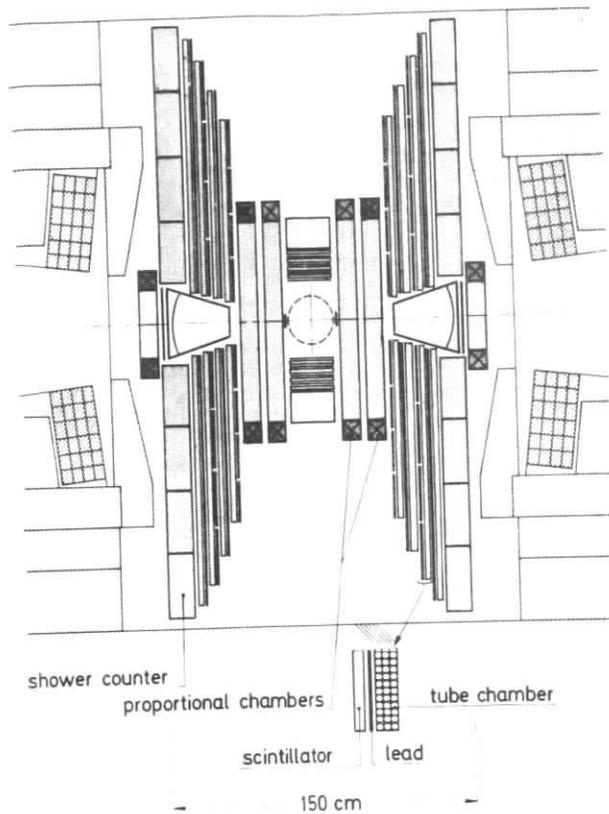


Fig. 11. Magnetischer Detektor MARK I bei SPEAR.



Spectrometer DASP

Abb. 12 a) Doppelarmspektrometer DASP bei DORIS.



DASP — Inner Detector

Abb. 12 b) Nicht magnetischer Innendetektor von DASP bei DORIS.

Die beiden Spektrometerarme sind identisch aufgebaut und besitzen Einrichtungen zur Teilchenidentifizierung. Sie bestehen aus je einem Cerenkov-Zähler, Flugzeitzählern und Schauerzählern. Die Richtung geladener Teilchen wird vor dem Eintritt in die Magnete in der Nähe der Wechselwirkungszone durch eine Lage zylindrischer Proportionalkammern festgelegt.

Das DASP-Spektrometer kann auf verschiedene Art und Weise getriggert werden, einmal durch das Auftreten mindestens eines hochenergetischen Teilchens in einem der beiden Spektrometerarme, zum anderen aber auch durch den Nachweis geladener Spuren und einer bestimmten Minimalenergie im neutralen Detektor.

II.5.5 Weitere Detektoren

Neben dem DESY-Heidelberg-Detektor wurden noch zwei weitere nicht magnetische Detektoren eingesetzt.

Bei DORIS der Detektor BONANZA ¹⁹⁾, dessen wesentliche Komponente ein Ring von großvolumigen Plastik-Szintillatoren ist, in welchem n und \bar{n} nachgewiesen werden.

Bei SPEAR wurde mit dem $MP^2_{SDS}^2$ - Detektor ²⁰⁾ der Wechselwirkungspunkt mit einer Anordnung von NaI-Kristallen umbaut. Diese Zähler gestatten es, auch niederenergetische Photonen von 100 MeV mit einer Energieauflösung von etwa 10 % nachzuweisen.

Weitere magnetische Detektoren, mit denen bei SPEAR Messungen ausgeführt wurden, sind :

DELCO ²¹⁾, ein Detektor mit einem axialen Magnetfeld, welches durch zwei Helmholtzspulen erzeugt wird. In diesem Experiment werden in einem großen Raumwinkel Cerenkovzähler zur Identifizierung von Elektronen eingesetzt.

IRON BALL ²²⁾, ein Detektor mit azimuthalem Magnetfeld, welcher auf den Nachweis hochenergetischer Muonen spezialisiert ist.

MPP 23), ein klassisches Spektrometer großer Akzeptanz mit guter Impulsauflösung und Teilchenstreuung.

III. EXPERIMENTELLE BESTIMMUNG DER QUANTENZAHLEN DER RESONANZEN J/ψ und ψ' .

In den folgenden Abschnitten wird am Beispiel der J/ψ -Resonanzen die Erzeugung von Vektormesonen bei der Elektron Positron Vernichtung untersucht, und es werden verschiedene Verfahren zur Bestimmung von Quantenzahlen diskutiert. Alle Formeln in diesem Kapitel beziehen sich zwar auf die J/ψ -Resonanzen, können jedoch durch triviale Ersetzungen auf alle (schweren) 1^{--} -Resonanzen verallgemeinert werden.

III.1 Erzeugung von Hadronen

Im ersten Kapitel wurde erwähnt, daß man für die Reaktion

$$e^+ e^- \rightarrow \text{Hadronen}$$

das symbolische Feynmandiagramm



anschreiben kann. Bei dieser Reaktion werden die Quantenzahlen des virtuellen Photons $J^{PC} = 1^{--}$ auf das Hadronensystem übertragen, so daß ein Endzustand definierter Spin-Parität entsteht.

Hadronische Endzustände werden aber nicht nur durch einen Einphotonenaustauschprozeß erzeugt, sondern auch durch die Streuung zweier virtueller Photonen in der Reaktion

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- + \text{Hadronen},$$

welche durch das folgende Diagramm beschrieben wird.

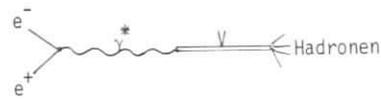


Im Gegensatz zum Einphotonaustausch können hier hadronische Zustände mit verschiedenen Spin-Paritäts-Werten erzeugt werden. Lediglich die Ladungskonjugation des Endzustands liegt fest Sie muß gerade sein.

Der Wirkungsquerschnitt für einen Zweiphoton-Prozeß ist von der Ordnung α^2 und für Strahlenergien unterhalb 5 GeV gegenüber der Einphotonvernichtung zu vernachlässigen ²⁴⁾.

III.2. Erzeugung von Vektormesonen

Ein Spezialfall der Erzeugung eines hadronischen Endzustandes mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ liegt vor, wenn die Energie des virtuellen Photons γ^* mit der Masse eines Vektormesons übereinstimmt. Dann nimmt der Photonpropagator die Form einer Breit-Wigner-Verteilung an :



$$\frac{\Gamma}{(M_V - 2E) - \frac{i}{2} \Gamma}$$

Der dem obigen Diagramm entsprechende Wirkungsquerschnitt wird nach den bekannten Regeln der Quantenelektrodynamik berechnet :

$$\sigma_0^{\text{Res}}(W) = \frac{\pi (2J + 1)}{s} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{\text{had}}}{(W - M_V)^2 + \Gamma^2/4} \quad (\text{III.1})$$

Darin bedeutet :

- J = Spin der Resonanz; für J/ψ ist $J = 1$.
- s = $4E^2$ = Quadrat der Schwerpunktsenergie,
- W = \sqrt{s} Schwerpunktsenergie

- M_V = Masse des Vektormesons
- Γ_{ee} = elektronische Zerfallsbreite des Vektormesons
- Γ_{had} = hadronische Breite des Vektormesons
- Γ = totale Breite.

Diese ideale Breit-Wigner Resonanzkurve wird man in einem Speicherringexperiment nicht beobachten können, da Strahlungskorrekturen und die endliche Energieauflösung der Elektronen- und Positronenstrahlen zu einer Änderung der Form des Resonanzwirkungsquerschnitts führen.

III.2.1 Strahlungskorrekturen bei der Erzeugung von Vektormesonen.

Die QED-Korrekturen der Ordnung α^2 zur Hadronenerzeugung bezeichnet man als Strahlungskorrekturen. Sie werden durch die Diagramme der Fig. 13 beschrieben.

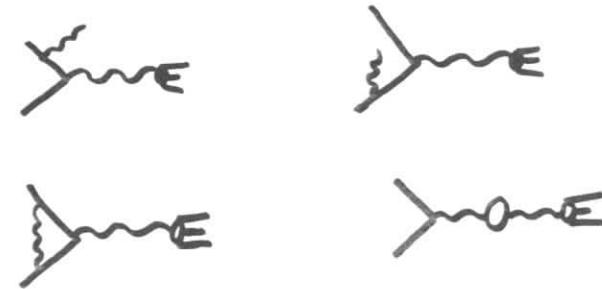


Fig. 13

Im wesentlichen kann man den Einfluß derartiger Korrekturen auf die Form einer Breit-Wigner-Resonanzkurve von den beiden ersten Diagrammen der Fig. 13 ablesen.

Durch die Emission reeller Photonen vor der Streuung wird die am Elektron-Positron-Vertex zur Verfügung stehende Energie verringert. Ist der Speicherring so eingestellt, daß die Schwerpunktsenergie gerade der Masse eines Vektormesons entspricht, so wird bei einigen Ereignissen der Energieverlust durch Photonemission so groß sein, daß die verbleibende Energie nicht ausreicht, die Resonanz zu erzeugen. Wir erwarten deshalb eine Verringerung des beobachtbaren Resonanzquerschnittes. Ist dagegen die Speicherringenergie höher als die Resonanzmasse, so kann die Schwerpunktsenergie des Elektron-Positron-Paares zur Resonanzenergie verschoben werden. Wir erwarten deshalb eine Anhebung des beobachtbaren Wirkungsquerschnittes oberhalb der Resonanz. Die Resonanzkurve erhält einen sog. Strahlungsschwanz.

Wertet man die Feynmandiagramme der Fig. 13 aus, so erhält man den folgenden Ausdruck für die Resonanzkurve²⁵⁾:

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{Res}}(W) &= \sigma_0^{\text{Res}}(W) \cdot [1 + \varepsilon] + t \int_0^E \frac{dk}{d} [\sigma_0^{\text{Res}}(W-k) - \sigma_0^{\text{Res}}(W)] \\ &\quad - \frac{t}{E} \int_0^E dk \left(1 - \frac{k}{E}\right) \sigma_0(W-k) \\ \varepsilon &= \frac{2\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{6} - \frac{17}{36} \right) + \frac{13}{12} t \\ t &= \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{s}{m^2} - 1 \right) \end{aligned}$$

Der erste Term dieser Formel ist unabhängig von der Energie der emittierten Photonen und ändert den ungestörten Resonanzquerschnitt um einen festen Bruchteil ε . Im wesentlichen tragen dazu niederenergetische Photonen bei, welche die Kinematik der Reaktion nicht ändern, ferner Vertexkorrekturen und Vakuumpolarisationseffekte. Im zweiten Term wird

über harte Photonen integriert, bei denen die Änderung des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Schwerpunktsenergie berücksichtigt werden muß. Dieses Integral ist infrarot divergent und besitzt die gleiche Form, die man erhalten würde, wenn die Elektronen und Positronen vor der Kollision einen Streuer der Dicke t zu durchdringen hätten.

Diesen Zusammenhang kann man dazu benutzen, um in Speicherringexperimenten die Größe von Strahlungskorrekturen grob abzuschätzen. Man benutzt die in Lehrbüchern angegebenen Formeln zur Erzeugung reeller Bremsstrahlung und setzt einen Radiator der Dicke t in Strahlungslängen ein. Bei 3 GeV Schwerpunktsenergie ist

$$t = 0.076 .$$

Diese Analogie zur reellen Bremsstrahlung wollen wir hier dazu benutzen, um das erste Integral in (III.2) konvergent zu machen. Das Bloch-Nordvik-Theorem besagt, daß man bei der Emission weicher Photonen ($k \rightarrow 0$) über alle Ordnungen summieren muß. Das geschieht durch die Einführung eines Faktors

$$e^{-t \ln E/k} = \left(\frac{k}{E}\right)^t \quad \text{(III.3)}$$

Der Resonanzquerschnitt mit Strahlungskorrekturen wird damit

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{Res}}(W) &= \sigma_0^{\text{Res}}(W) \cdot \varepsilon + t \int_0^E \frac{dk}{k} \left(\frac{k}{E}\right)^t \cdot \sigma_0^{\text{Res}}(W-k) \\ &\quad - \frac{t}{E} \int_0^E dk \left(1 - \frac{k}{E}\right) \cdot \sigma_0(W-k) \quad \text{(III.4)} \end{aligned}$$

ε ist klein ($\varepsilon(3.1 \text{ GeV}) = 0.085$) und der erste Term kann im allgemeinen gegenüber dem zweiten vernachlässigt werden. Im folgenden bleibt auch der dritte Term, das zweite Integral, unberücksichtigt, da es nur Beiträge weit außerhalb der Resonanz liefert.

III.2.2 Berücksichtigung der endlichen Energieauflösung

Eine weitere Verschmierung der idealen Resonanzkurve wird durch die endliche Energiebreite (II.20) der Speicherringstrahlen hervorgerufen.

Um diese experimentelle Auflösung zu berücksichtigen, faltet man den strahlungskorrigierten Resonanzquerschnitt mit einer Gaußschen Auflösungsfunktion

$$G(W - W') = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta W} e^{-(W-W')^2/2\Delta W^2} \quad (III.5)$$

$$\sigma_{\text{exp}}(W) = \int_{-\infty}^{+\infty} dW' \sigma_{\text{Res}}(W') \cdot G(W-W') \quad (III.6)$$

$$= t \int_{-\infty}^{+\infty} dW' G(W-W') \int_0^{E'} \frac{dk}{k} \left(\frac{k}{E'}\right)^t \sigma_0^{\text{Res}}(W'-k)$$

Das Integral (III.6) ist im allgemeinen nicht mehr analytisch auswertbar. Vereinfachungen ergeben sich jedoch für den Fall schmaler Resonanzen:

In einem ersten Schritt nehmen wir an, daß

$$\Gamma \ll M$$

ist, und deshalb die obere Integrationsgrenze E' durch

$$E' = \frac{W}{2}$$

ersetzt werden kann, um die folgenden Vereinfachungen einführen zu können.

$$\left(\frac{k}{E'}\right)^t = \left(\frac{2k}{M}\right)^t \cdot \left(\frac{M}{2E'}\right)^t \approx \left(\frac{2k}{M}\right)^t$$

$$\sigma_{\text{exp}}^{\text{Res}}(W) = t \int_{-\infty}^{+\infty} dW' G(W'-W) \int_0^{W/2} \frac{dk}{k} \left(\frac{2k}{M}\right)^t \sigma_0^{\text{Res}}(W-k) \quad (III.7)$$

Nehmen wir im zweiten Schritt an, daß die Resonanz sehr viel schmäler als die Massenauflösung des Speicherringes ist, also

$$\Gamma \ll \Delta W$$

gilt, so kann man die folgende Vereinfachung einführen:

$$\sigma_0^{\text{Res}}(W-k) = A_0 \delta(W' - M - k)$$

mit
$$A_0 = \int \sigma_0^{\text{Res}}(W') dW' \quad (III.8)$$

A_0 ist der über die ungestörte Resonanzkurve integrierte Wirkungsquerschnitt.

Nach einigem Umrechnen erhält man

$$\sigma_{\text{exp}}^{\text{Res}}(W) = A_0 \cdot t \cdot \int_0^{\infty} \frac{dx}{x} \left(\frac{2x}{M}\right)^t \cdot G(W-M-x) \quad (III.9)$$

Wertet man das Integral (III.9) im Maximum der Resonanz bei $W = M$ aus, so erhält man

$$\sigma_{\text{exp}}^{\text{Res}}(M) = \left(\frac{2\Delta W}{M}\right)^t \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta W} \cdot A_0 \quad (III.10)$$

Die Gleichung (III.10) gibt an, um welchen Bruchteil der ungestörte Wirkungsquerschnitt im Maximum einer schmalen Resonanz durch Strahlungskorrekturen und endliche Energieauflösung reduziert wird.

III.2.3 Diskussion einer experimentellen Resonanzkurve

Als Beispiel einer experimentell bestimmten Resonanzkurve sind in der Figur 14 die PLUTO-Messungen des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts im Bereich der J/ψ -Resonanz dargestellt. Man erkennt deutlich die asymmetrische Linienform mit dem Strahlungsschwanz oberhalb der Resonanzmasse. In unmittelbarer Umgebung des Maximums können die Meßpunkte näherungsweise durch eine Gaußkurve mit einer Standardbreite von $\sigma_W \approx 0,8$ MeV beschrieben werden. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der nach (II.22) berechneten Massenauflösung des DORIS-Speicherringes.

Anhand der Resonanzkurve in Fig. 14 kann man in einer einfachen Zahlenrechnung unter Verwendung der in den Abschnitten III.2.1 und III.2.2 angegebenen Formeln den Einfluß der Strahlungskorrekturen und der endlichen Energieauflösung abschätzen.

Wir gehen aus von dem experimentell bestimmten Parameter

$$\begin{aligned} M &\approx 3100 \text{ MeV} \\ \Delta W &\approx 0,8 \text{ MeV} \\ \sigma_{\text{max}} &\approx 2,5 \cdot 10^3 \text{ nb} \end{aligned}$$

$$t = 0,076$$

Die äquivalente Radiatordicke wird nach der Gleichung (III.2) berechnet:

Der durch Strahlungskorrekturen bedingte Reduktionsfaktor im Maximum der Resonanzkurve ist

$$\begin{aligned} \epsilon_t &= \left(\frac{2\Delta W}{M} \right)^t \\ &= 0,5 \end{aligned}$$

Die endliche Energieauflösung wird durch

$$\begin{aligned} \epsilon_W &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta W} \\ &= 0,5 \text{ MeV}^{-1} \end{aligned}$$

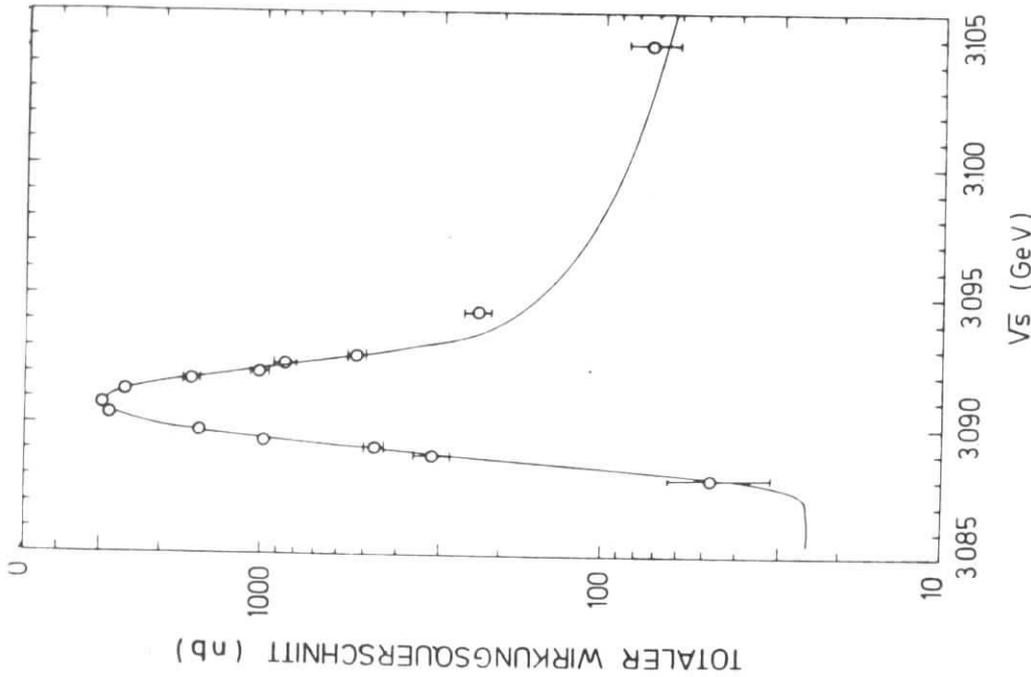


Abb. 14 Anregungskurve der $J/\psi(3.1)$ - Resonanz.

beschrieben.

Man erhält demnach

$$A_0 = \int_{\sigma_0}^{\text{Res}} (W) dW' = \frac{\sigma_{\text{max}}}{\epsilon_t \cdot \epsilon_W}$$

$$A_0 = 10^4 \text{ nb MeV.}$$

III.4 Bestimmung der Breite für eine schmale Resonanz.

Die totale Zerfallsbreite der J/ψ -Resonanzen ist klein gegen die Energieauflösung eines e^+e^- Speicherringes, so daß die im Abschnitt III.2.2 abgeleiteten Formeln angewandt werden können. Das Prinzip, aus einer experimentell bestimmten Resonanzkurve, die physikalische Breite zu berechnen, besteht darin, zunächst das Integral A_0 über die ungestörte Breit-Wigner-Kurve zu ermitteln und daraus partielle Breiten abzuleiten.

Integriert man die Breit-Wigner-Verteilung (III.1) über W , so erhält man

$$A_0 = \int_{\sigma_0}^{\text{Res}} (W') dW' = \frac{2\pi^2(2J+1)}{M^2} \cdot \frac{\Gamma_{ee} \cdot \Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_{\text{tot}}} \quad (\text{III.11})$$

und für Vektormesonen mit Spin $J = 1$

$$A_0 = \frac{6\pi^2}{M^2} \frac{\Gamma_{ee} \cdot \Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_{\text{tot}}} \quad (\text{III.12})$$

Beobachtet man statt der hadronischen Zerfälle der Vektormesonen ihre Zerfälle in Elektronen- oder μ -Paare, so erhält man entsprechende Formeln, in denen Γ_{had} durch Γ_{ee} bzw. $\Gamma_{\mu\mu}$ zu ersetzen ist.

Durch Einsetzen von Zahlenwerten in die Gleichung (III.12) erhält man den folgenden Ausdruck

$$\frac{\Gamma_{ee} \cdot \Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_{\text{tot}}} = 4.34 \cdot 10^{-14} [M(\text{MeV})]^2 \cdot [A_0 \text{ (nbMeV)}] \quad (\text{III.13})$$

Demnach genügt es, die Flächen A_0 unter der ungestörten Breit-Wigner-Verteilung für den Zerfall der Vektormesonen in Hadronen, Muonen und Elektronen experimentell zu bestimmen, um mit Hilfe der Beziehung

$$\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\text{had}} \quad (\text{III.14})$$

die totale Breite und die partiellen Breiten zu errechnen.

Aufgrund des großen Wirkungsquerschnitts und der starken Winkelabhängigkeit für Bhabha-Streuung ist es experimentell schwierig, den Zerfall einer Resonanz in Elektron-Positron-Paare zu isolieren. Deshalb verläßt man sich in vielen Fällen auf die μ -e-Universalität und mißt nur die Resonanzkurve für den Zerfall in μ -Paare aus. Als Beispiel für die Beobachtung des μ -Zerfalls der J/ψ -Resonanz werden in Fig. 15 die Daten des DASP-Experiments gezeigt.

III.4.1 Peak-Methode zur Bestimmung von A_0

Eine Methode zur Bestimmung des Integrals A_0 über die ungestörte Resonanzkurve haben wir im Abschnitt III.3.2 mit der Gleichung (III.10) kennengelernt. Dabei wird ausgenutzt, daß die Größe A_0 proportional zur Höhe der experimentellen Resonanzkurve ist. Der Nachteil dieser Methode ist, daß die Energieauflösung und damit die Form der Auflösungs-funktion in die Rechnung eingeht. Außerdem erhalten die Meßpunkte im Resonanzmaximum ein höheres Gewicht als die Meßpunkte an den Flanken.

Diese sog. Peakmethode ist dazu geeignet, ein Experiment schnell in erster Näherung auszuwerten.

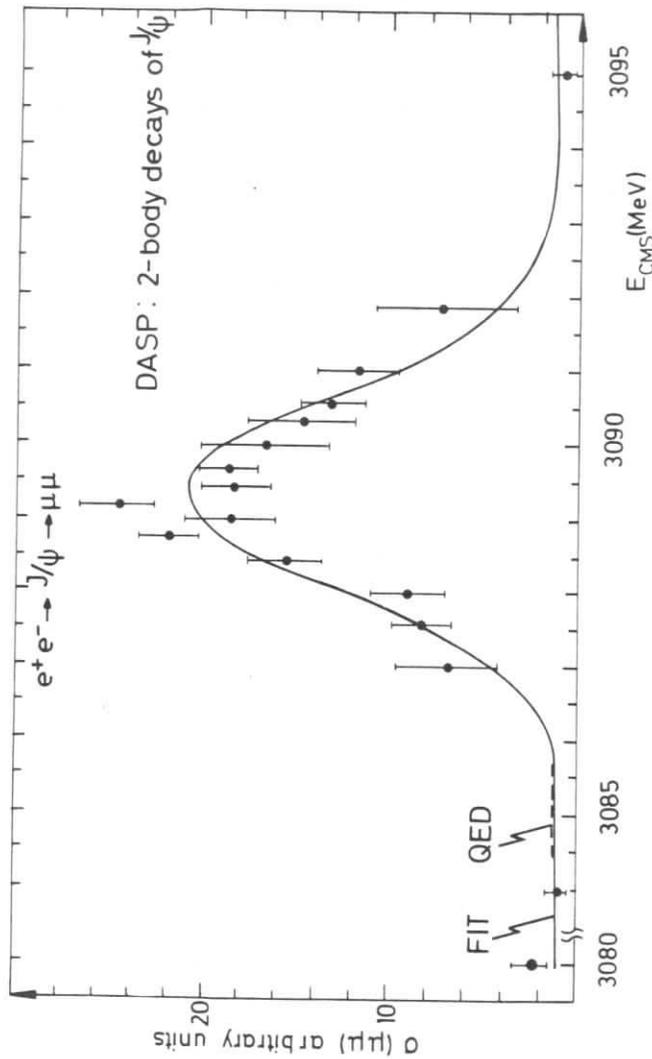


Fig. 15 Anregungskurve der J/psi-Resonanz in Kanal J/psi -> mu mu

III.4.2 Flächenmethode zur Bestimmung von A_0

Im Prinzip kann die Fläche unter der ungestörten Resonanzkurve unabhängig von der Energieauflösung aus den experimentellen Daten bestimmt werden. Dazu definiert man die Integralfunktion

$$A(W, W_{\min}) = \int_{W_{\min}}^W \sigma^{\exp}(W') dW' \quad (III.13)$$

$$= \int_0^{M/2} dk \left(\frac{2k}{M}\right)^t \int_{W_{\min}}^W dW' \int_{-\infty}^{+\infty} dW'' \sigma_0(W'') G(W' - W'' - k)$$

Die untere Integrationsgrenze W_{\min} wird so gewählt, daß an dieser Stelle Resonanzbeiträge zum gemessenen Wirkungsquerschnitt vernachlässigt werden können, also etwa 2-3 Standardabweichungen oberhalb des Maximums.

Liegt die obere Integrationsgrenze hinreichend weit oberhalb der Resonanzmasse, so nähert sich die Integralfunktion dem folgenden Grenzwert :

$$\lim_{(W-M) \gg \Delta W} A(W, W_{\min}) = \left[\frac{2(W-M)}{M} \right]^t \cdot A_0 \quad (III.14)$$

oder

$$A_0 = \lim_{(W-M) \gg \Delta W} \left[\frac{M}{2(W-M)} \right]^t \cdot A(W, W_{\min}) \quad (III.15)$$

Dieser Grenzwert der Integralfunktion wird durch numerische Integration der experimentellen Daten bestimmt. Die Integration wird bei diesem Verfahren abgebrochen, sobald die Änderungen von $A(W, W_{\min})$ nur noch die statistischen Schwankungen der Meßpunkte reflektieren.

Typische Werte bei der J/psi-Resonanz sind

$$(W - M) \sim 5 - 10 \text{ MeV}$$

III.4.3 Experimentelle Breiten der J/ψ und ψ' Resonanzen

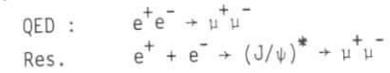
Die Messungen der Breiten der J/ψ und ψ' Resonanzen können in der folgenden Tabelle zusammengefaßt werden.

TABELLE III.1

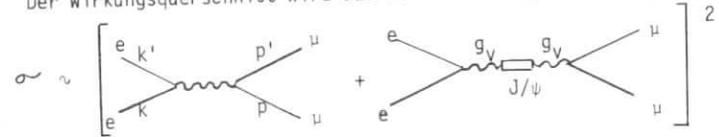
J/ψ	DORIS ^{26,27}	Frascati ⁴⁾	SLAC-LBL ²⁸⁾
Masse (MeV)	3096 ± 2	3103 ± 6	3095 ± 4
∫σ _h dW (μb MeV)	9.7 ± 1.2	9.6 ± 1.7	10.4 ± 1.5
∫σ _{ee} dW (nb MeV)	965 ± 141	790 ± 200	790
∫σ _{μμ} dW (nb MeV)	870 ± 100		
Γ _{tot} (keV)	87 ± 20	67 ± 25	69 ± 15
Γ _{ee} (keV)		4.6 ± 0.8	4.8 ± 0.6
Γ _{μμ} (keV)	6.0 ± 0.7	4.6 ± 1.0	4.8 ± 0.6
ψ'	DORIS ^{26,27}	SLAC-LBL ²⁹⁾	
Masse (MeV)	3687 ± 2	3684 ± 5	
∫σ _h dW (μb MeV)	3.06 ± 0.34	3.7 ± 0.6	
Γ _{tot} (keV)		228 ± 56	
Γ _{ee} = Γ _{μμ} (keV)		2.1 ± 0.3	

III.5 Spin und Parität von J/ψ

Der Spin und die Parität der J/ψ-Resonanz werden aus der Beobachtung von Interferenzstrukturen im μ-Paarwirkungsquerschnitt bestimmt. Im Bereich der Resonanz tragen die folgenden beiden Reaktionen zur μ-Paarzeugung bei :



Der Wirkungsquerschnitt wird aus den beiden Feynmandiagrammen



berechnet.

In beiden Diagrammen zur μ-Paarzeugung werden die Muonen durch ein virtuelles zeitartiges Photon erzeugt. Sie unterscheiden sich darin, daß bei der Resonanzzeugung als Zwischenzustand ein zeitartiger J/ψ-Zustand auftritt. Den Beitrag der J/ψ-Resonanz kann man als Vakuum polarisation auffassen. Experimentell findet man, daß die J/ψ-Resonanz zu etwa 7% in μ-Paare zerfällt.

Der resonante Zwischenzustand ändert nur die Phase der μ-Paar-Erzeugungsamplitude. Deshalb können beide Amplituden interferieren, und man erhält, wenn man annimmt, daß J^{PC} = 1⁻⁻ für die J/ψ-Resonanz ist³⁰⁾ :

$$\sigma \sim \left[\bar{u}_\mu(p') \gamma_\mu v_\mu(p) \cdot \frac{1}{s} \bar{v}_e(k) \gamma_\mu v_e(k') + \bar{u}_\mu(p') \gamma_\mu g_V v_\mu(p) \cdot \frac{1}{s - M^2 + im\Gamma} \bar{v}_e(k) g_V \gamma_\mu v_e(k') \right]^2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{16\pi^2} \cdot \frac{s}{(s - M^2)^2 + m^2 \Gamma^2} \cdot g_V^4 (1 + \cos^2\theta) + \frac{\alpha}{8\pi} \frac{s - M^2}{(s - M^2) + M^2 \cdot \Gamma^2} \cdot g_V^2 (1 + \cos^2\theta) + \frac{\alpha^2 \pi}{4s} (1 + \cos^2\theta) \quad (III.16)$$

Der erste Term in (III.16) gibt den Resonanzbeitrag zur μ -Paar-
Erzeugung an, der zweite ist ein Interferenzterm und der dritte ent-
spricht der QED Erzeugung von μ -Paaren.

Der Faktor $(s - M^2)$ im Interferenzterm ist negativ für $S < M$, also
an der niederenergetischen Flanke der Resonanz, und positiv oberhalb
der Resonanz. Man erwartet demnach eine Depression des μ -Paar-Wirkungs-
querschnittes vor der Resonanz und eine Anhebung hinter der Resonanz.
Während der Interferenzbeitrag oberhalb der Resonanz vom Strahlungss-
chwanz überdeckt wird, sollte die Interferenzstruktur unterhalb der
Resonanz zu beobachten sein.

Die experimentellen Daten für die μ -Paar-Erzeugung der SLAC-LBL -
Gruppe²⁹⁾ in Fig. 16 zeigen ein klares Interferenzsignal mit einer
Depression vor der Resonanz, wie man sie für einen $J^P = 1^-$ Zustand
erwartet.

Man kann zeigen, daß die experimentellen Daten mit anderen Spin-
Paritätszuordnungen nicht verträglich sind.

III.6 Isospin und G-Parität von J/ψ und ψ'

Neutrale Mesonen ohne Strangeness zerfallen in eine gerade Anzahl
von π -Mesonen, wenn sie positive G-Parität besitzen und in eine ungerade
Anzahl von π -Mesonen, wenn die G-Parität negativ ist.

Der Zusammenstellung aller beobachteten J/ψ -Zerfälle in den 'Rosenfeld-
Tabellen'³¹⁾ entnimmt man, daß sowohl Zerfälle in eine gerade als
auch in eine ungerade Anzahl von π -Mesonen beobachtet werden. Es fällt
aber auf, daß die Verzweungsverhältnisse für Endzustände mit nega-
tiver G-Parität etwa 10mal größer sind als die entsprechenden Ver-
zweungsverhältnisse für positive G-Parität (Tabelle III.2).

SLAC: Boyarski et al.

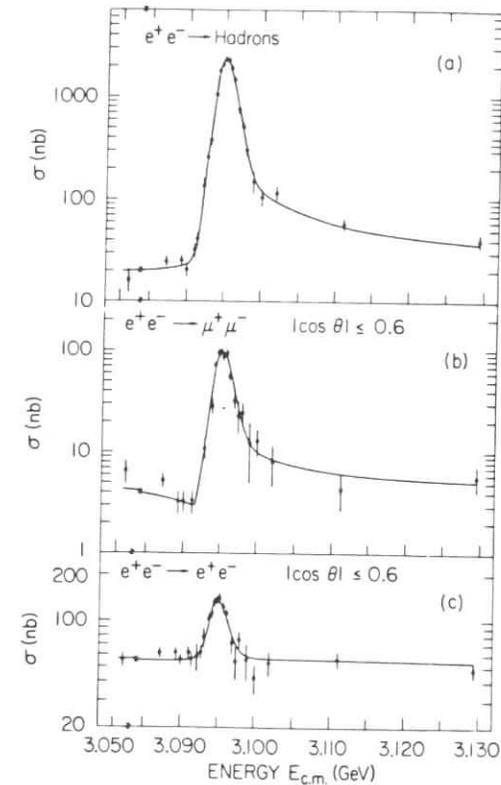


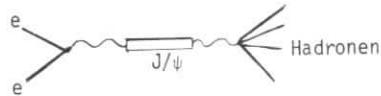
Fig. 16.

Fig. 16 Anregungskurven der J/ψ -Resonanz in
verschiedenen Kanälen. In Kanal $J/\psi \rightarrow \mu\mu$
beobachtet man Interferenzeffekte mit dem
elektromagnetischen Kontinuum.

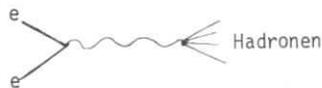
TABELLE III.2

J/ψ + G	Br	R _{on} ⁿ /R _{off} ⁿ
π ⁺ π ⁻	(1.6 ± 1.6) · 10 ⁻⁴	-
π ⁺ π ⁻ π ⁰	(1.3 ± 0.3) · 10 ⁻²	
2(π ⁺ π ⁻)	(4.0 ± 1.0) · 10 ⁻³	0.82 ± 0.2
2(π ⁺ π ⁻)π ⁰	(4.0 ± 1.0) · 10 ⁻²	> 5.2
3(π ⁺ π ⁻)	(4.0 ± 2.0) · 10 ⁻³	1.1 ± 0.54
3(π ⁺ π ⁻)π ⁰	(2.9 ± 0.7) · 10 ⁻²	> 4.5

Diese schwache, experimentell nachgewiesene Isospin-Verletzung kann man durch elektromagnetische J/ψ-Zerfälle erklären, die dem folgenden Feynman-Diagramm entsprechen



Vergleichen wir dieses Diagramm mit demjenigen, welches die Hadronenerzeugung im Kontinuum beschreibt,



so ist der Hadronenvertex in beiden Fällen der gleiche. Die Diagramme

unterscheiden sich lediglich durch einen Vakuumpolarisationsbeitrag, welcher dem resonanten Zwischenzustand Rechnung trägt. Diesen Beitrag kann man messen, indem man den Resonanzanteil der μ-Paarproduktion mit der Kontinuumszeugung vergleicht.



Resonanz

Kontinuum.

Wenn die Hypothese richtig ist, daß J/ψ-Zerfälle in eine gerade Anzahl von π-Mesonen elektromagnetische Zerfälle sind, muß das Verhältnis

$$R^n = \frac{\sigma(n\pi)}{\sigma_{\mu\mu}} \quad n = \text{gerade}$$

außerhalb und innerhalb der Resonanz gleich sein.

In der dritten Spalte der Tabelle III.2 ist dieser Vergleich durchgeführt. Für Endzustände mit einer geraden Anzahl von π-Mesonen ist das Verhältnis

$$\frac{R_{on}^n}{R_{off}^n} = \frac{R^n \text{ (auf der Resonanz)}}{R^n \text{ (außerhalb der Resonanz)}}$$

mit 1 verträglich. In Fig. 17 sind die Daten graphisch dargestellt ³²⁾.

Wir schließen daraus :

In direkten hadronischen Zerfällen zerfällt die J/ψ Resonanz in eine ungerade Anzahl von π-Mesonen. Die G-Parität ist negativ.

MULTIPIION FINAL STATE

$$a = \frac{R_{ON}}{R_{OFF}} = \frac{\sigma_{ON}^H / \sigma_{ON}^\mu}{\sigma_{OFF}^H / \sigma_{OFF}^\mu}$$

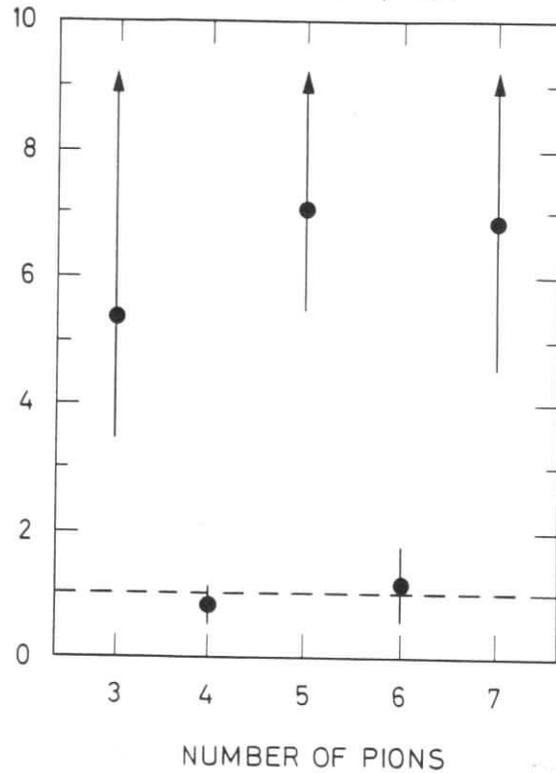


Fig. 17 Gerade - ungerade Anzahl von π 's beim Zerfall der J/ψ -Resonanz

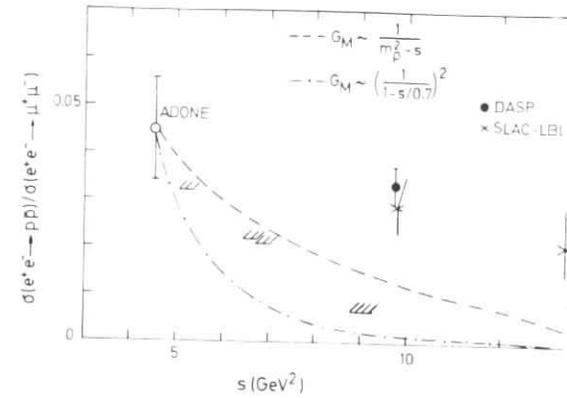


Abb. 17a

Erzeugung von Antiprotonenpaaren bei der e^+e^- -Vernichtung
Vergleichskurven entsprechen verschiedenen Annahmen über den magnetischen Formfaktor des Protons

Etwa 17% der J/ψ -Zerfälle in hadronische Endzustände sind elektromagnetisch.

Da J/ψ direkt auch in einen 3π -Endzustand zerfällt, muß der Isospin

$$I \leq 3$$

sein. Aufgrund der Beziehung

$$C = (-1)^I + G = -1$$

kommen nur die Werte 0 und 2 in Frage. Der Isospin 2 kann ausgeschlossen werden, wenn der direkte Zerfall von J/ψ in Proton-Antiprotonpaare beobachtet wird.

Der Beweis dafür, daß der direkte $p\bar{p}$ -Zerfall existiert, wird in der Fig. 17 geliefert, wo die $p\bar{p}$ -Wirkungsquerschnitte bei 3.1 und 3.7 GeV deutlich über dem Kontinuumswert liegen. (27,33,34)

Eine Bestätigung dafür, daß J/ψ den Isospin 0 hat, erhält man aus dem $\pi\pi$ -Zerfall der Resonanz. Für einen $I = 0$ -Zustand ist

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = 0.5,$$

der experimentelle Wert für dieses Verhältnis ist 0.63 ± 0.22 und mit 0.5 verträglich.

Den Isospin und die G-Parität von ψ' bestimmt man aus den Zerfällen

$$\psi' \rightarrow \pi \pi J/\psi.$$

Wenn $I_{\psi'}^G = 0^-$ sein soll, muß gelten

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi)}{\Gamma(\psi' \rightarrow \pi^0 \pi^0 J/\psi)} = \frac{2}{1}$$

Experimentell findet man

$$\frac{\Gamma_{\pi^+\pi^-}}{\Gamma_{\pi^0\pi^0}} = \frac{0.63}{0.32} = 2.$$

Wir schließen daraus, ψ' hat

$$I^G = 0^-.$$

III.7. SU₃ - Zuordnung von J/ψ.

Die SU₃ - Klassifizierung von J/ψ kann auf mehrere Arten bestimmt werden.

1. Die Zerfälle

$$J/\psi \rightarrow K^+K^-, K_0 \bar{K}_0$$

sind isospin erlaubte Übergänge, sie sind jedoch verboten, wenn J/ψ zu einem SU₃ - Singlett gehört und zwar aus folgendem Grund :

Die K-Mesonen des Endzustandes besitzen den relativen Bahndrehimpuls $\ell = 1$, sind also in einem unter Raumspiegelungen antisymmetrischen Zustand. Die SU₃ - Singlett - Wellenfunktion dagegen ist vollständig symmetrisch.

Obgleich die Zerfälle in K-Mesonen isospin erlaubt sind, ist das Verzweigungsverhältnis mit

$$Br(J/\psi \rightarrow KK) = (2.0 \pm 1.6) \cdot 10^{-4}$$

von der gleichen Größenordnung wie der $\pi^+\pi^-$ - Zerfall. Das deutet auf einen elektromagnetischen Zerfall hin und damit auf eine Zuordnung von J/ψ zu einem unitären Singlett.

2. Die beiden Zerfälle

$$J/\psi \rightarrow \rho\pi \rightarrow KK^* \quad (892)$$

haben sowohl Oktett- als auch Singlettamplituden

$$A(\rho\pi) = A_1 - 2 A_8$$

$$A(KK^*) = A_1 + A_8$$

Die experimentellen Verzweigungsverhältnisse sind : ³¹⁾

$$Br(\rho\pi) = (1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$$

$$Br(KK^*) = (6.1 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}$$

Berücksichtigt man noch eine 15%ige Phasenraumkorrektur für den KK* - Zerfall, so erhält man

$$\frac{|A_8|}{|A_1|} \cdot \cos \delta = 0.09 \pm 0.06$$

δ ist die Phase zwischen A₁ und A₈. J/ψ ist demnach ein fast reiner Singlettzustand.

Die Daten über Zweikörperzerfälle der ψ'-Resonanz sind spärlich ³¹⁾. Innerhalb der großen experimentellen Fehler sind die Verzweigungsverhältnisse in $p\bar{p}$, $\Lambda\bar{\Lambda}$ und $\Xi\bar{\Xi}$ auch mit einer Singlettzuordnung verträglich.

IV. ANWENDUNG DER ZWEIFREGEL AUF DIE ZERFÄLLE DER J/ψ - RESONANZEN

Verglichen mit 'klassischer' Hadronen hoher Masse ist die totale Breite der J/ψ -Resonanzen außerordentlich klein. Selbst das ϕ -Meson mit einer Breite von 4 MeV ist etwa 50mal breiter als J/ψ .

Vergleicht man dagegen die leptonischen Breiten der bekannten Vektormesonen mit denen der neuen Resonanzen in der Tabelle IV.1, so beobachtet man, daß alle Breiten von gleicher Größenordnung sind. Wir schließen daraus, daß der Grund für die lange Lebensdauer der neuen Teilchen in einer Unterdrückung hadronischer Zerfälle zu suchen ist.

TABELLE IV.1.

Meson	Quark-gehalt	$q^2 = \sum q_i^2$	Γ_{ee} (keV)	Γ_{ee}/q^2 (keV)
ρ	$\frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u}-d\bar{d})$	$\frac{1}{2}$	6.4 ± 0.8	12.8 ± 1.6
ω	$\frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u}+d\bar{d})$	$\frac{1}{3}$	0.76 ± 0.17	13.7 ± 3.1
ϕ	$s\bar{s}$	$\frac{1}{9}$	1.3 ± 0.15	11.7 ± 1.4
J/ψ	$c\bar{c}$	$\frac{4}{9}$	4.7 ± 0.7	10.6 ± 1.5

Diese Unterdrückung wird mit Hilfe der Okubo-Zweig-Itzuki-Regel ³⁵⁾, (OZI-Regel) erklärt.

IV.1. Die OZI-Regel bei direkten hadronischen Zerfällen

Die Grundlage der OZI-Regel ist das Quarkmodell. Wir nehmen an, daß Hadronen bis zu Massen von etwa 10 GeV aus den vier Quarks u, d, s und

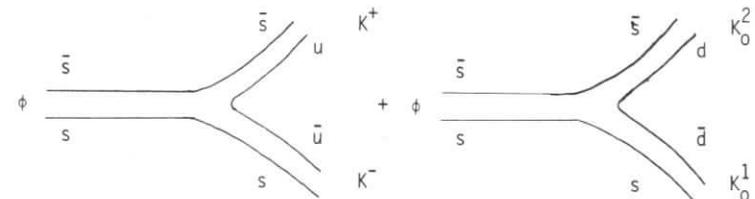
c aufgebaut sind, deren Quantenzahlen in der Tabelle IV.2. zusammengestellt sind.

TABELLE IV.2.

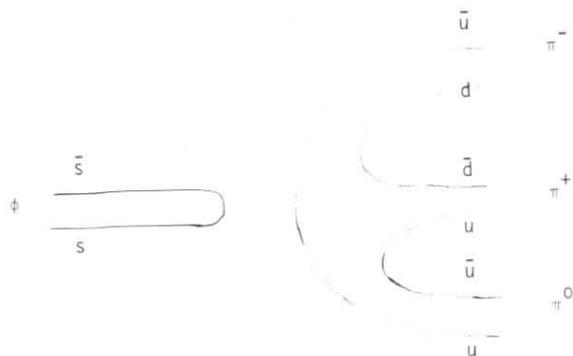
	Q	I_s	s	c	Y
u	2/3	1/2	0	0	1/3
d	- 1/3	- 1/2	0	0	1/3
s	- 1/3	0	1	0	- 1/3
c	2/3	0	0	1	- 1/3

In ihrer einfachsten Form besagt die OZI-Regel, daß Amplituden, die durch Diagramme ohne durchlaufende Quarklinien beschrieben werden gegenüber solchen mit durchlaufenden Linien unterdrückt sind.

Die Aussage dieser Regel kann man am Beispiel der ϕ -Zerfälle in $K\bar{K}$ und $\pi^+\pi^-\pi^0$ verdeutlichen.



OZI - erlaubt
 $Br(\phi \rightarrow K^+K^- + K_L^0K_S^0) = 84 \%$

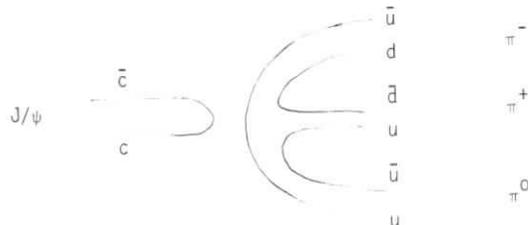


OZI - verboten

$$\text{Br}(\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = 15 \%$$

Obgleich der Phasenraum für den $K\bar{K}$ -Zerfall sehr viel kleiner ist als für den 3π -Zerfall, trägt letzterer nur mit 15 % zur Gesamtbreite des ϕ -Mesons bei.

Die $c\bar{c}$ -Zustände J/ψ und ψ' liegen unterhalb der Charmschwelle, so daß OZI-erlaubte Zerfälle wie beim ϕ -Meson energetisch nicht möglich sind. Deshalb sind alle direkten hadronischen Zerfälle von J/ψ OZI-verbotene Zerfälle, wie z.B. der Zerfall $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.



IV.2. Strahlungszерfälle von J/ψ .

Da direkte hadronische J/ψ -Zerfälle durch die OZI-Auswahlregeln unterdrückt sind, gewinnen elektromagnetische Zerfälle an Bedeutung. In den folgenden Abschnitten werden Strahlungszерfälle in pseudoskalare Mesonen

untersucht, während Strahlungsübergänge zwischen $c\bar{c}$ -Zuständen in einem späteren Abschnitt diskutiert werden.

IV.2.1 Beispiel einer Datenanalyse $J/\psi \rightarrow 2\gamma + 2\pi$ ³⁶⁾

Die experimentellen Techniken, die in einem Speicherringexperiment zur Analyse exklusiver Endzustände benutzt werden, kann man am Beispiel des Zerfalls

$$J/\psi \rightarrow \gamma \eta' \tag{IV.1}$$

aufzeigen. Diese Reaktion wurde mit dem DESY-Heidelberg-Detektor untersucht.

a) Wahl des Zerfallskanals

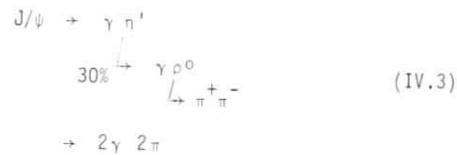
Bei der Auswahl des Zerfallkanals, in welchem das η' -Meson nachgewiesen wird, ist darauf zu achten, daß das Verzweigungsverhältnis für diesen Kanal groß ist, um eine möglichst hohe Empfindlichkeit zu erreichen, und daß die Zahl der Teilchen im Endzustand möglichst klein ist, um die kinematische Rekonstruktion zu erleichtern.

Die Zerfallskette

$$\begin{array}{l}
 J/\psi \rightarrow \gamma \eta' \\
 \quad \quad \quad \downarrow \\
 \quad \quad \quad \eta \pi \pi \quad \quad \quad (IV.2) \\
 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \downarrow \\
 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \gamma \gamma \\
 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \downarrow \\
 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad 3 \gamma \quad 2 \pi
 \end{array}$$

mit einer Wahrscheinlichkeit von 23 % ist zur kinematischen Rekonstruktion wenig geeignet, da die drei Photonen des Endzustands schwer nachzuweisen sind und ihre Richtung und Energie im allgemeinen nicht mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden kann, um scharfe Signale mit guter Massenauflösung zu erzeugen.

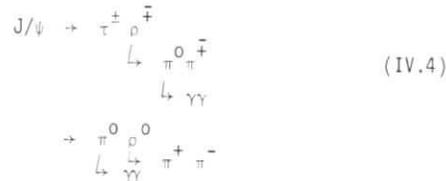
Am besten geeignet zum η' -Nachweis ist die Zerfallskette



mit einer relativen Häufigkeit von 30 %.

b) Untergrundreaktionen

Ein $2\pi \ 2\gamma$ - Endzustand wird auch durch die Zerfälle



erzeugt. Zur Trennung der beiden Kanäle (IV.1) und (IV.4) nutzt man die Tatsache aus, daß im $\tau \rho$ - Zerfall die beiden Photonen ein π^0 formen, während sie im $\gamma \eta'$ -Zerfall unkorreliert sind.

c) Kinematische Analyse

Ein $2\pi \ 2\gamma$ - Endzustand wird kinematisch durch 16 Parameter beschrieben, wenn man annimmt, daß die Masse der geladenen Teilchen bekannt ist und gleich der Pionmasse gesetzt werden kann. In einer Apparatur ohne Magnetfeld wie dem DESY-Heidelberg-Detektor mißt man die Richtungen aller 4 Endzustandsteilchen, also 12 Parameter. Mit Hilfe der 4 Gleichungen des Energie-Impulssatzes kann man demnach den Endzustand rekonstruieren. Werden zusätzlich noch γ -Energien gemessen, sind die kinematischen Gleichungen überbestimmt, und man kann den Endzustand durch Einführung von Zwangsbedingungen im Rahmen einer Ausgleichsrechnung berechnen. In diesem Fall hat man in der χ^2 -Wahrscheinlichkeit eine Größe zur Verfügung, die es gestattet zu entscheiden, ob ein

Ereignis der Rekonstruktionshypothese genügt oder nicht.

Die Aufbereitung der Daten auf großen Rechenmaschinen und die Untersuchungen spezieller Zerfallskanäle geht im allgemeinen in mehreren Schritten vor sich, bei gleichzeitiger Erzeugung verschiedener Zwischendatensätze.

Im ersten Analysenschritt werden die Rohdaten klassifiziert nach der Zahl der geladenen Spuren, Zahl der γ - Kandidaten, Größe der nachgewiesenen Energie, Lage des Ereignisvertex, Größe der Flugzeit und verschiedenen anderen Kriterien.

Aus der Menge aller Daten werden im Beispiel des $\gamma \eta'$ -Zerfalls der J/ψ -Resonanz solche Ereignisklassen selektiert, in denen ein $2\pi 2\gamma$ - Endzustand beobachtet werden kann. Man unternimmt eine kinematische Rekonstruktion unter der Hypothese eines $2\pi 2\gamma$ Endzustands, und nur solche Ereignisse werden in der weiteren Analyse berücksichtigt, die kinematisch rekonstruierbar sind.

Aus der Menge der kinematisch rekonstruierten Ereignisse werden durch Anbringen von Schnitten in χ^2 -Verteilungen, Vertexverteilungen und Flugzeitverteilungen Untergrundereignisse oder falsch rekonstruierte Ereignisse ausgeschieden. Bei der Festlegung von Schnittgrenzen und bei der Abschätzung von Untergrundbeiträgen sind graphische Darstellungen der Ereignisse eine große Hilfe.

Nach der Berechnung der Vierervektoren für die Endzustandsteilchen π und γ kann man durch Kombination verschiedener Teilchen Spektren von invarianten Massen konstruieren und kinematisch analysieren. Derartige Massenspektren sind für $2\pi 2\gamma$ -Endzustände in Fig. 18 dargestellt.

Im Spektrum der $\gamma\gamma$ - Massen (Fig. 18 a) beobachtet man ein deutliches π^0 Signal, und im Massenspektrum der beiden geladenen Teilchen ist ein Rho-Signal bei 750 MeV zu sehen (Fig. 18 b).

Das Rho-Signal hebt sich deutlicher vom Untergrund ab, wenn man gleichzeitig die 2γ -Masse auf die π^0 Masse beschränkt und damit die kinematischen Bedingungen des Zerfalls

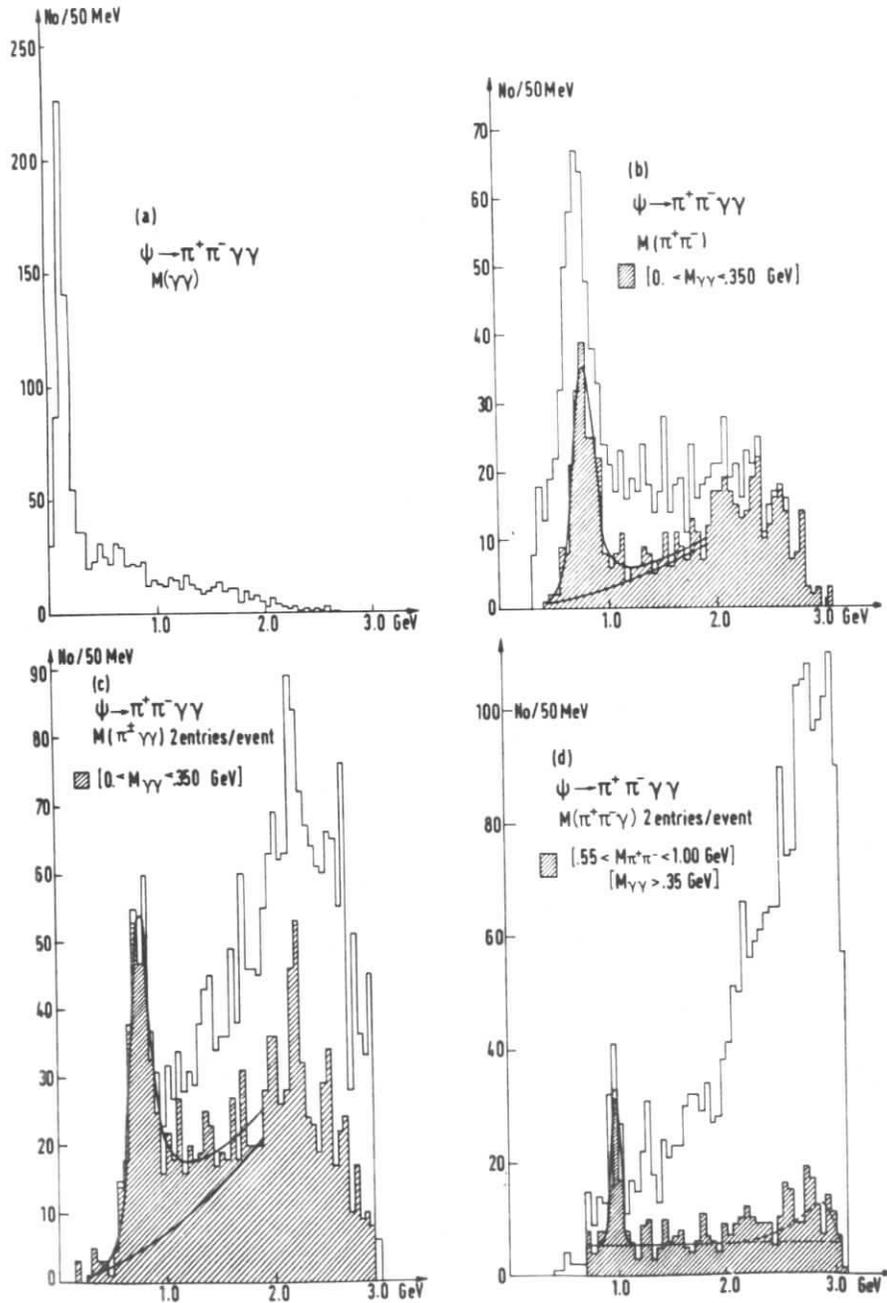


Abb. 18 $\pi \pi \gamma \gamma$ - Massenspektren bei J/ψ -Zerfällen.

$$J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0 \quad (IV.5)$$

erfüllt.

Das Signal für den Zerfall geladener ρ -Mesonen erhält man durch Auftragen der invarianten Masse $\pi^+ \pi^- \gamma \gamma$, wobei die $\gamma \gamma$ -Masse auf das π^0 -Intervall beschränkt wird (Fig. 18 c).

Trägt man alle $\pi \pi$ -Massen in das Dalitz-Diagramm der Fig. 19 ein, so sieht man deutlich die Bänder, welche zu den geladenen und neutralen Rho-Mesonen gehören, zusammen mit einem kleinen Untergrund, welcher im wesentlichen auf falsch identifizierte Ereignisse zurückzuführen ist. Nach der Normierung der beobachteten $\rho \pi$ -Zerfälle auf die Gesamtzahl aller J/ψ -Zerfälle, welche in diesem Experiment nachgewiesen worden sind, errechnet man ein Verzweungsverhältnis von

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \rho \pi)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{alle})} = \frac{N_{\rho \pi} \cdot \epsilon_{\rho \pi}}{N} = (1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-2} \quad (IV.6)$$

$\epsilon_{\rho \pi}$ ist die experimentelle Nachweiswahrscheinlichkeit für einen $\rho \pi$ -Endzustand.

Das Verhältnis von

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \rho^\pm \pi^\mp)} = 0.5 \quad (IV.7)$$

wurde schon im Abschnitt III.6 dazu benutzt, um den Isospin der J/ψ -Resonanz zu bestimmen.

Das Signal für den $\gamma \pi$ -Zerfall wird deutlich, wenn man solche Ereignisse selektiert, in denen die $\gamma \gamma$ -Masse außerhalb des π^0 -Bereichs liegt und die $\pi^+ \pi^-$ Masse mit der Masse des ρ -Mesons verträglich ist. Trägt man für derart selektierte Ereignisse die $\gamma \pi^+ \pi^-$ Masse in das Diagramm (18 c) ein, so beobachtet man eine Anhäufung von Ereignissen bei der n Masse. Da jedes Ereignis zweimal eingetragen wird, erscheint eine

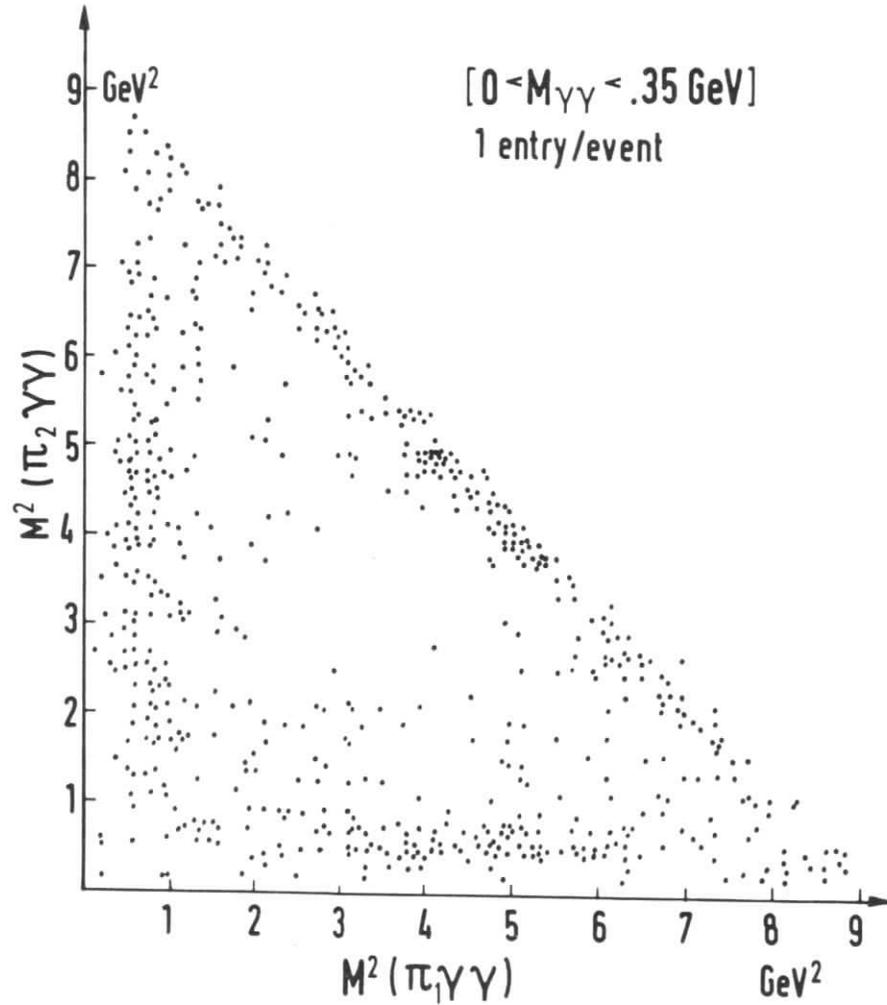


Abb. 19 $\pi \gamma \gamma$ - Dalitzplot bei J/ψ zur Bestimmung des Verzweigungs-
verhältnisses $J/\psi \rightarrow \pi \rho$

Reflektion des η' Signals bei hohen Massen oberhalb von etwa 2 GeV.

Das von der DESY-Heidelberg-Gruppe bestimmte Verzweungsverhältnis ist :

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta')}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{alle})} = (2.4 \pm 0.7) \cdot 10^{-3} \quad (\text{IV.8})$$

IV.2.2 Analyse eines neutralen Endzustands am Beispiel des Zerfalls
 $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^0$ ³⁷⁾

Zur Identifizierung des Zerfalls



benutzt man den 2γ -Zerfall des η -Mesons.

Der aus drei Photonen bestehende Endzustand kann allein mit Hilfe der drei gemessenen Photonenrichtungen rekonstruiert werden und jede Gammaenergie, die zusätzlich gemessen wird, kann zur Aufstellung von Zwangsbedingungen benutzt werden. Um systematische Fehler in der Energiemessung weitgehend auszuschalten, empfiehlt es sich jedoch, die experimentell bestimmten Photonenenergien nicht zur Rekonstruktion zu verwenden, sondern die Vierervektoren der Endzustandsteilchen nur aus den γ -Richtungen zu berechnen und anschließend die gemessenen mit den berechneten Photonenenergien zu vergleichen. Dabei werden solche Ereignisse ausgeschieden, bei denen die berechneten Photonenenergien nicht innerhalb der Meßfehler mit den beobachteten Energien übereinstimmen.

Für jedes Ereignis kann man 3 verschiedene Massen $m_{\gamma\gamma}$ berechnen, die jedoch nicht unabhängig voneinander sind. Um unnötige Redundanzen zu vermeiden, trägt man in einen Dalitz-Plot die jeweils höchste gegen die kleinste $\gamma\gamma$ -Masse auf, so daß jedes Ereignis nur einmal in der Darstellung erscheint. In einem solchen Diagramm erscheinen Teilchen,

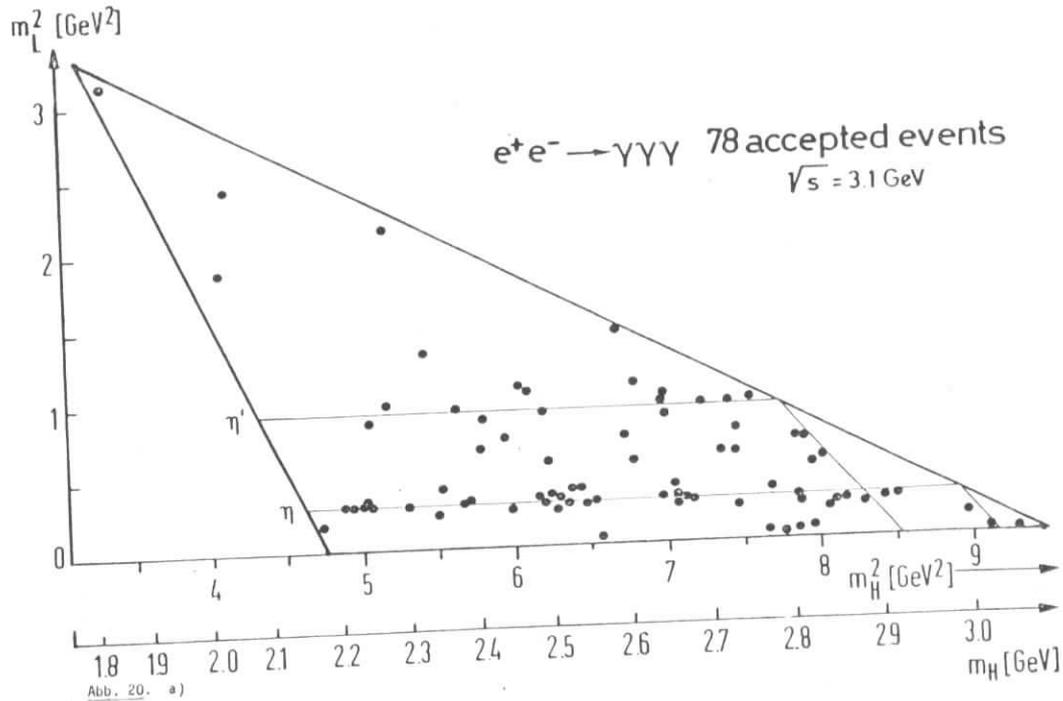


Abb. 20. a)

Abb. 20 a) Dalitz-plot der invarianten Masse $m_{\gamma\gamma}$ aus 3γ - Endzuständen beim J/ψ -Zerfall.

welche in 2 Photonen zerfallen, auf Bändern parallel zu den Achsen des Dalitz-Diagramms, wobei die Breite dieser Bänder der experimentellen Massenauflösung entspricht.

In dem Dalitz-Diagramm der Fig. 20a mit den Projektionen 20b und 20c auf die Achsen der niedrigen bzw. hohen $\gamma\gamma$ -Massen, in welchem die Meßpunkte des DESY-Heidelberg Experiments eingetragen sind, sieht man eine deutliche Anhäufung von Ereignissen im Bereich der η -Masse. Einige Ereignisse beobachtet man im Massenband des η' Mesons. Außerdem gibt es eine gewisse Anhäufung bei hohen $\gamma\gamma$ -Massen.

Um die Eintragungen in den Dalitz-Plot zu erklären, stellt man eine Liste von Reaktionen auf, die zu 3γ -Endzuständen führen.

$$\begin{aligned}
 J/\psi &\rightarrow \gamma \pi^0 & (IV.10) \\
 &\rightarrow \gamma \pi & \\
 &\rightarrow \gamma \pi' & \\
 &\rightarrow \gamma X(2.6) & \\
 &\rightarrow 3\gamma \text{ QED} &
 \end{aligned}$$

Beim $\gamma\pi^0$ -Zerfall der J/ψ -Resonanz besitzt das π^0 Meson eine Energie von 1.5 GeV. Folglich ist der mittlere Öffnungswinkel der Zerfallsp Photonen 12° und damit kleiner als das Winkelauflösungsvermögen des DESY-Heidelberg Detektors für Photonen und ein derartiges Ereignis fällt in den meisten Fällen in die Klasse der Zwei-Photon-Endzustände. Im DASP-Detektor dagegen mit seiner besseren Winkelauflösung für Photonen werden solche Ereignisse identifiziert (38).

Die letzten beiden Reaktionen in (IV.10) tragen zur Bevölkung des Dalitz-Diagramms bei großen Massen m_H bei und werden in einem späteren Kapitel besprochen.

Die Verzweigungsverhältnisse für die ersten drei Zerfallskanäle bestimmt man anhand der Projektion des Dalitz-Plots auf die Achse der niedrigsten $\gamma\gamma$ -Masse, die in Fig.2.1 dargestellt ist. Diese Daten liefern das folgenden Verzweigungsverhältnis :

$$\text{Br}(J/\psi \rightarrow \gamma \pi) = (1.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} .$$

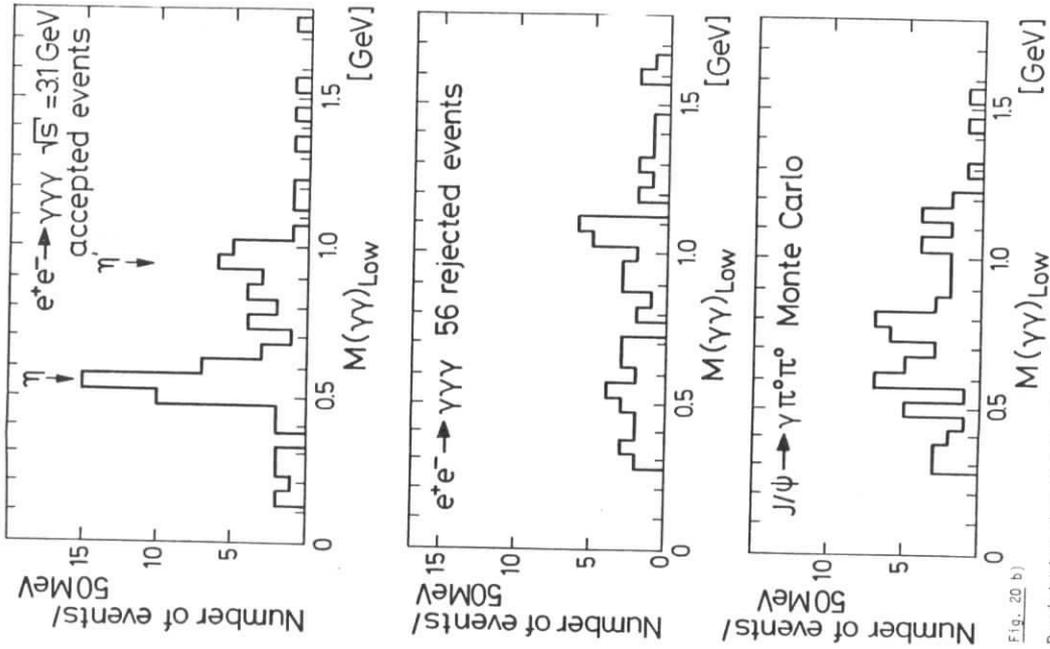


Fig. 20 b)

Projektion des Dalitz-Plots auf die Achse $M_{\gamma\gamma\text{Low}}$

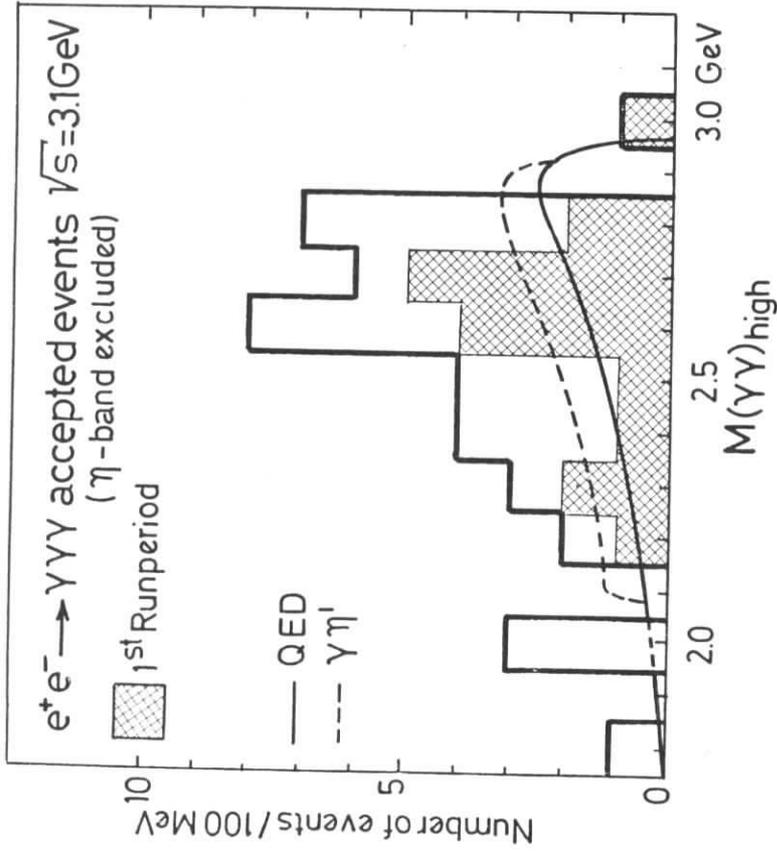


Fig. 20 c)

Projektion des Dalitz-Plots auf die Achse $M_{\gamma\gamma\text{High}}$

Weitere Strahlungserfälle der J/ψ -Resonanz, die in verschiedenen Experimenten beobachtet wurden, sind in der Tabelle IV.3 zusammengefaßt.

TABELLE IV.3

Zerfall	Verzweigungsverhältnis $\pm 10^{-3}$	Experiment
$\gamma \eta$	1.3 ± 0.4 0.82 ± 0.10	DESY-Heidelberg ³⁷⁾ DASP ³⁵⁾
$\gamma \eta'$	2.3 ± 0.7 2.9 ± 1.1	DESY-Heidelberg ³⁷⁾ DASP ³⁸⁾
$\gamma \pi^0$	0.073 ± 0.047	DASP ³⁸⁾
γf	2.0 ± 0.7 $(0.9 \pm 0.3) \text{ bis } (1.5 \pm 0.4) *$	PLUTO ⁴⁶⁾ DASP ⁴¹⁾

* Der Wert des Verzweigungsverhältnisses hängt ab von der Multipolordnung.

IV.2.3 Diskussion der Strahlungserfälle von J/ψ

Es fällt auf, daß die Verzweigungsverhältnisse für Zerfälle der J/ψ -Resonanz in $\gamma \eta$ und $\gamma \eta'$ von vergleichbarer Größe sind wie andere hadronische 2-Körper-Zerfälle (z.B. $\rho \pi$) und keineswegs um einen Faktor α unterdrückt sind, wie man es beim Zerfall der klassischen Vektormesonen beobachtet. Das Verzweigungsverhältnis in $\gamma \pi^0$ dagegen ist klein.

Im Rahmen des klassischen Vektor-Dominanz-Modells sind die beiden Zerfälle

$$J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0$$

und

$$J/\psi \rightarrow \gamma \pi^0$$

auf einfache Art und Weise miteinander verknüpft.

Anhand der Diagramme



schätzt man ab :

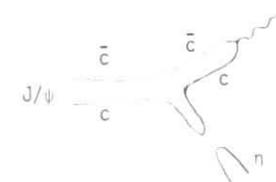
$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \pi^0) \approx 10^{-3} \cdot \Gamma(J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0). \quad (IV.11)$$

Im Abschnitt III wurde gezeigt, daß J/ψ zu einem SU_3 -Singlett gehört. Die Mesonen π^0 und η gehören zum gleichen Oktett und man erwartet deshalb

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta) = 1/3 \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \pi^0) \quad (IV.12)$$

Aus den Beziehungen (IV.11) und (IV.12) würde man für den $\gamma \eta$ -Zerfall ein Verzweigungsverhältnis von der Größenordnung 10^{-6} erwarten, in krassem Widerspruch zum experimentellen Wert.

Bei der Herleitung dieser Beziehungen haben wir angenommen, daß der elektromagnetische Strom durch das Oktett der leichten Vektormesonen ρ , ω und ϕ dominiert wird. Diese Annahme führt, wie gezeigt, zu experimentellen Widersprüchen beim $\gamma \eta$ -Zerfall der J/ψ -Resonanz. Eine Möglichkeit, diese Diskrepanz zu verkleinern, besteht darin, das Vektordominanzmodell zu erweitern und dem elektromagnetischen Strom eine Singlettkomponente der $c\bar{c}$ -Zustände hinzuzufügen. Dann würde der $\gamma \eta$ -Zerfall durch Diagramme der folgenden Art beschrieben :



Mit Hilfe der Vektordominanz-Zerfallskette

$$J/\psi \rightarrow \psi' \eta \rightarrow \gamma \quad (IV.13)$$

kann man so die große Übergangsamplitude $\psi' \rightarrow \eta J/\psi$ mit dem $\gamma \eta$ - Strahlungserfall korrelieren.

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta) = \left(\frac{e}{F_{\psi'}} \right)^2 \cdot \left(\frac{p_{\gamma}}{p_{J/\psi}} \right)^3 \cdot \left(\frac{m_{\psi'}}{m_{J/\psi}} \right)^2 \cdot \Gamma(\psi' \rightarrow \eta J/\psi)$$

$$= (0.16 \pm .02) \cdot \Gamma(\psi' \rightarrow \eta J/\psi) \quad (IV.14)$$

Einsetzen von Zahlenwerten liefert :

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta) = \begin{array}{l} 1.4 \text{ keV} \\ 0.1 \text{ keV (experimentell)} \end{array}$$

Dieses Ergebnis besitzt schon fast die richtige Größenordnung.

Die Annahme, daß die J/ψ -Resonanzen in einem Vektordominanz-Modell berücksichtigt werden müssen, reicht noch nicht aus, um die relative Größe der Verzweigungsverhältnisse $\gamma \eta$, $\gamma \eta'$ und $\gamma \pi^0$ zu erklären.

Aufgrund der SU_3 -Strukturen erwartet man, daß

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta) \ll \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta') \quad (IV.15)$$

ist, experimentell findet man jedoch

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta')}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta)} = 1.8 \pm 0.8 \quad (IV.16)$$

Einen Hinweis darauf, wie dieses Problem zu lösen ist, erhält man aus einer Analyse des Übergangs $\psi' \rightarrow \eta J/\psi$. Dieser Übergang besitzt ein Verzweigungsverhältnis von 4%, obgleich er kinematisch unterdrückt ist, und zwar aus den folgenden Gründen :

1. Der erreichbare Phasenraum ist klein.
2. Das η -Meson wird mit einem Drehimpuls $l = 1$ emittiert, und die Übergangsamplitude auf Grund der Zentrifugalbarriere reduziert.

Diese kinematische Unterdrückung wird dadurch kompensiert, daß man dem η -Meson eine kleine $c\bar{c}$ - Beimischung gibt, so die Verletzung der Zweig-Regel aufhebt und dem Übergang einen Extrabonus erteilt. Von verschiedenen Autoren wurde gezeigt, daß Beimischungen von einigen Prozent $c\bar{c}$ zu den η und η' Wellenfunktionen die experimentellen Daten innerhalb von Faktoren ~ 2 erklären können⁴²⁾.

Diese Hypothese kleiner $c\bar{c}$ Anteile in den Quark-Wellenfunktionen normaler Mesonen erklärt auch das kleine $\gamma \pi^0$ -Verzweigungsverhältnis, denn nur isoskalare Mesonen können eine solche $c\bar{c}$ Beimischung enthalten, nicht aber isovektorielles wie π und A_2 . (A_2 Zerfälle sind noch nicht beobachtet worden).

Auch das große Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in isoskalare f -Mesonen

$$Br(J/\psi \rightarrow \gamma f) = (2.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$$

stützt diese Hypothese.

V. CHARMONIUMZUSTÄNDE

Bei der Interpretation der Experimente, die in den vorhergegangenen Kapiteln diskutiert wurden, haben wir nur benutzt, daß die J/ψ - Resonanzen gebundene $c\bar{c}$ - Zustände sind. Alle Aussagen, die bisher gemacht worden sind, waren weitgehend unabhängig von der Form der Quark-Wellenfunktionen. In den folgenden Abschnitten werden Messungen beschrieben, die dazu geeignet sind, das Potential zwischen Quark und Antiquark und die Quarkwellenfunktionen zu bestimmen.

Als Rahmen für diese Diskussion wird das Standard-Charmoniummodell gewählt, wie es in den Vorlesungen von Herrn Gromes ⁴³⁾ bei dieser Herbstschule abgehandelt wurde. In der Ausarbeitung von Herrn Gromes findet der Leser auch Anleitungen zur Berechnung von Massenspektren und elektromagnetischen Übergangsamplituden, über deren experimentelle Bestimmung hier berichtet wird.

V.1 Kurze Beschreibung des Charmoniummodells

Das Charmoniummodell ist analog dem Modell für das Positronium konstruiert. Die beiden Quarks $c\bar{c}$ sind in einem Zentralpotential gebunden, welches den durch die QCD mit asymptotischer Freiheit gesetzten Randbedingungen genügt.

Das Potential

$$V(r) = - \frac{\alpha_s}{r} (1 - \frac{r^2}{a}) \quad (V.1)$$

verhält sich für kleine Werte von r wie ein Coulombpotential $1/r$. Für große Werte von r steigt es linear an, so daß sichergestellt ist, daß die Quarks nicht aus dem Potentialtopf entweichen können (confinement). Die Kopplungskonstante α_s ist energieabhängig.

$$\alpha_s(E) = \frac{\alpha_s(E_0)}{1 + \frac{25}{12\pi} \alpha_s(E_0) \ln(E/E_0)} \quad (V.2)$$

charmonium level scheme
spectroscopic notation $n^{2S+1} L_J$

$$J^{PC} : \vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$$

$$P = -(-1)^L$$

$$C = (-1)^{L+S}$$

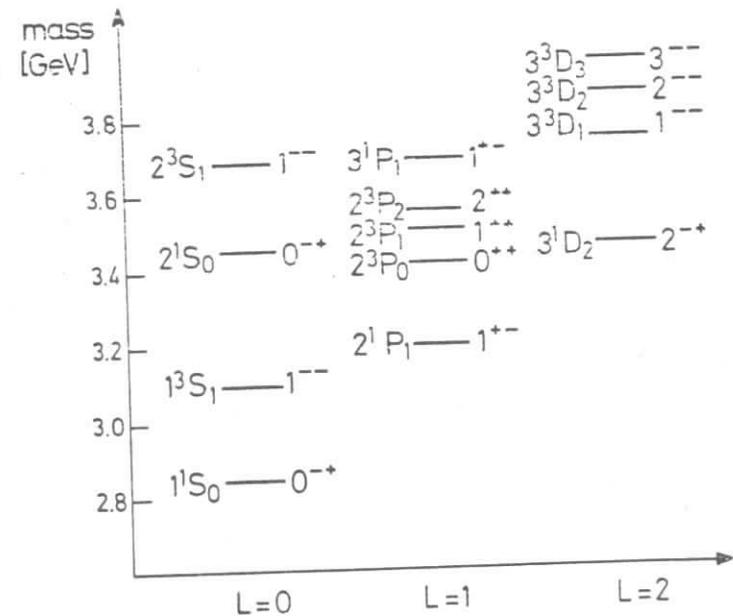


Fig. 21 Charmonium Term-Schema

$$\alpha_s < 1$$

E_0 ist dabei eine willkürliche Normierungsenergie. Im Standardmodell ergänzt man das Potential $V(r)$ noch durch spinabhängige Terme, welche den entsprechenden Termen des Positroniumpotentials mit einer nicht relativistischen Russel-Saunders LS-Kopplung entsprechen.

$$\begin{aligned} \tilde{V}(r) = & -\alpha_s \left\{ \frac{1}{r} - \frac{r}{a} \right. & (V.3) \\ & - \frac{\pi}{2} \delta^3(\vec{r}) \cdot \frac{4}{3} \frac{\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2}{m_1 m_2} - \frac{1}{m_1 m_2 r^3} \\ & \left\{ \frac{3(\vec{s}_1 \cdot \vec{r})(\vec{s}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - s_1 s_2 + (\vec{r} \times \vec{p}_1) \cdot \vec{s}_2 \right. \\ & \left. - (\vec{r} \times \vec{p}_2) \cdot \vec{s}_1 \right\} - \frac{1}{2m_1 m_2} \left(\frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2}{r} + \frac{(\vec{r} \cdot \vec{p}_1)(\vec{r} \cdot \vec{p}_2)}{r^3} \right) \\ & - \frac{1}{2r^3} \left\{ \frac{1}{m_1} (\vec{r} \times \vec{p}_1) \cdot \vec{s}_1 - \frac{1}{m_2} (\vec{r} \times \vec{p}_2) \cdot \vec{s}_2 \right\} \\ & \left. - \frac{\pi}{2} \delta^3(\vec{r}) \cdot \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \right\} \end{aligned}$$

Aus der Lösung der Schrödingergleichung für das Potential $\tilde{V}(r)$ berechnet man die zu $\tilde{V}(r)$ gehörenden Energieeigenwerte mit dem in der Abb. 21 dargestellten Niveauschema.

Die Vektormesonen J/ψ und ψ' werden mit den Zuständen 1^3S_1 und 2^3S_1 identifiziert. Damit legt die hadronische Breite von J/ψ im wesentlichen die Kopplungskonstante α_s fest.

$$\Gamma_h = \Gamma(3S_1 \rightarrow \text{Hadronen}) = \frac{40}{81\pi} (\pi^2 - 9) \cdot \alpha_s^3 \frac{|\psi(0)|^2}{M^2} \quad (V.4)$$

Diese sog. van Royen-Weisskopf - Formel wird unter der Annahme hergeleitet, daß der Zerfall in Hadronen über einen intermediären 3-Gluon-Zustand verläuft. Den Wert der Quarkwellenfunktion am Ursprung $|\psi(0)|^2$ berechnet man dabei aus der leptonicen J/ψ Breite

$$\Gamma_e = \Gamma(3S_1 \rightarrow e^+e^-) = 16\pi \cdot \frac{\alpha_s^2 \cdot e_q^2}{M^2} |\psi(0)|^2 \quad (V.5)$$

mit $e_q^2 = \left(\frac{2}{3}\right)^2$ (= Quarkladung) erhält man

$$\Gamma_h/\Gamma_e = \frac{5(\pi^2 - 9)}{18\pi} \frac{\alpha_s^3}{\alpha^2} \cdot \frac{(2/3)^2}{e_q^2}$$

$$\Rightarrow \alpha_s = 0.19 \pm 0.01$$

Zur Bestimmung des Parameters a im Potential (V.I) muß man die Schrödinger-Gleichung lösen und den Abstand der Energieniveaus berechnen, wie in der Vorlesung von Herrn Gromes nachzulesen ist. Aus der experimentellen Massendifferenz zwischen J/ψ und ψ' von 590 MeV erhält man

$$a = 0.25 \text{ GeV}^2$$

In den folgenden Abschnitten werden wir untersuchen, welche Zustände des Termschemas in Fig. 21 experimentell beobachteten Teilchen zugeordnet werden können neben 1^3S_1 und 2^3S_1 den Vektormesonen J/ψ und ψ' .

V.2 Der Zustand η_c (1^1S_0)

Im Termschema der Charmoniumzustände (Fig. 21) gibt es neben dem Triplett-system mit parallelen Quarkspins ein Singlettsystem mit antiparallelen Quarkspins. Der niedrigste Singlettzustand 1^1S_0 , das η_c mit $J^{PC} = 0^{-+}$, sollte eine Masse dicht unterhalb der J/ψ -Masse haben (Hyperfein-

Aufspaltung). Dieses pseudoskalare Meson η_c kann auf Grund seiner positiven Ladungskonjugation nicht direkt durch e^+e^- - Vernichtung erzeugt werden. Es wird vielmehr durch einen erlaubten elektromagnetischen M1-Zerfall der J/ψ -Resonanz erreicht und kann ebenso wie das η -Meson $\eta(549)$ in zwei Photonen oder in hadronische Endzustände zerfallen.

Zum experimentellen Nachweis des η_c Teilchens eignet sich die Zerfallskette



welche zu einem 3γ - Endzustand führt.

Auf Grund der hohen Masse von η_c erwartet man ein Signal in der Projektion des 3γ -Dalitzplot von Fig. 20a auf die Achse der höchsten $\gamma\gamma$ -Masse zu sehen.

In den Daten der DESY-Heidelberg Gruppe ⁴⁴⁾ sieht man zwar in Fig. 20 c eine Akkumulation von Ereignissen in der Nähe einer Zwei-Photon-Masse von 2.7 GeV, doch reicht die Auflösung dieser Apparatur nicht aus, um diese Anhäufung als neuen Zustand zu interpretieren, zumal die Daten noch einige Untergründereignisse enthalten.

Die DASP-Gruppe ³⁹⁾ beobachtet dagegen in der Projektion des 3γ -Dalitz-plots auf die Achse der höchsten Zwei-Photon-Masse ein Signal bei einer Masse von (2.83 ± 0.03) GeV, welches in Fig. 22 deutlich über einem kontinuierlichen Untergrund zu sehen ist. Dieses Signal wird einem Zustand $X(2.8)$ zugeschrieben, welcher in zwei Photonen zerfällt.

Das experimentelle Verzweigungsverhältnis ist

$$Br(J/\psi \rightarrow \gamma X \rightarrow 3\gamma) = \frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma X \rightarrow 3\gamma)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{alle})} = (0.14 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$$

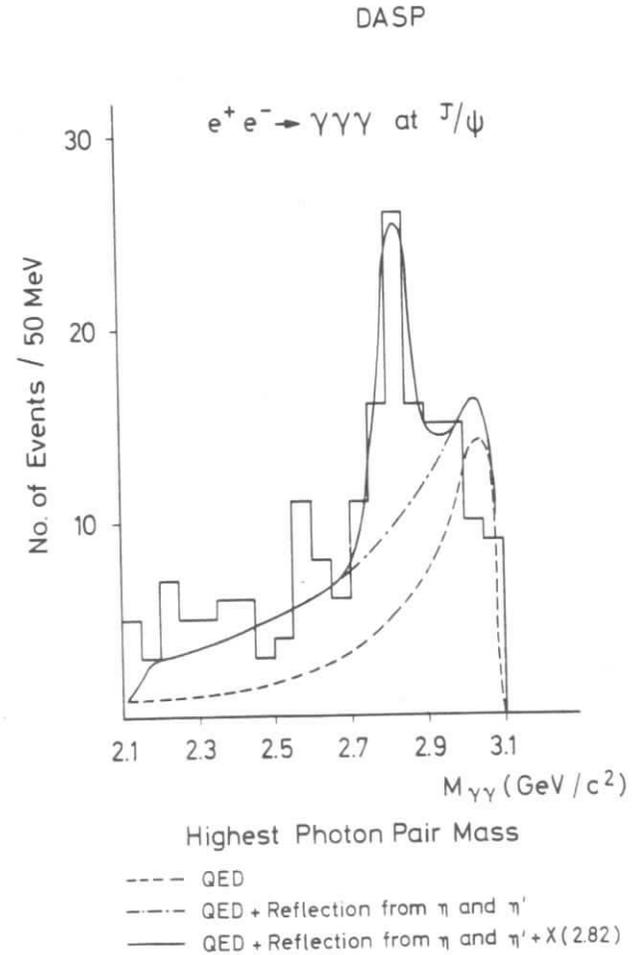


Abb. 22 Projektion des $M_{\gamma\gamma}$ Dalitz-Plots auf die Achse $M_{\gamma\gamma\text{high}}$ im DASP-Experiment.

Dieses Ergebnis ist mit der oberen Grenze von

$$\text{Br}(J/\psi \rightarrow \gamma X + 3\gamma) < 0.32 \cdot 10^{-3}$$

verträglich, die im DESY-Heidelberg-Experiment ermittelt wurde.

Ein Zustand bei 2.8 GeV, welcher in zwei Photonen zerfällt, wurde auch in einem Experiment am Serpukhov - Beschleuniger beobachtet⁴⁵⁾. Dort wurde dieser Zustand in der Reaktion



untersucht.

Hadronische Zerfälle des X-Teilchens wurden bisher nicht gesehen, und auch für andere Zerfallskanäle der J/ψ-Resonanzen, an denen das X beteiligt ist, gibt es noch keine experimentellen Hinweise.

Das X(2.8) - Teilchen ist ein möglicher Kandidat für das η_c-Meson, doch gibt es einige theoretische Schwierigkeiten, diesen Zustand als 1¹S₀ Zustand in das Charmoniumbild einzuordnen.

1. Die Zerfallsbreite für einen erlaubten M1-Übergang ist :

$$\Gamma(1^{--} \rightarrow 0^{++}) = \frac{4}{3} \frac{Q^2}{M^2} \cdot \alpha k^3 \cdot \Omega^2 \quad (V.8)$$

Q und M sind Ladung und Masse des c-Quarks, k ist die Übergangsenergie und Ω ist das Überlappungsintegral der Wellenfunktionen zwischen Anfangs- und Endzustand. Bei erlaubten M1-Übergängen sind die räumlichen Wellenfunktionen des Anfangs- und Endzustandes gleich, lediglich die Spinwellenfunktionen sind unterschiedlich, und man erwartet, daß Ω² ≈ 1 ist. Setzt man diesen Wert in die Gleichung (V.8) ein, so erhält man

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta_c) = 29 \text{ keV} ,$$

experimentell findet man

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta_c) \leq 1.2 \text{ keV} \quad (47) ,$$

2. Bisher wurden keine hadronischen Zerfälle des X-Teilchens beobachtet, obgleich man partielle Breiten von einigen MeV erwartet.

Für den zweiten pseudoskalaren Zustand 2¹S₀, das η_c['], gibt es ebenfalls Kandidaten, die in Kaskadenzerfällen



gesehen wurden. Die dazugehörigen experimentellen Daten werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

V.3 Zustände zwischen ψ' und J/ψ

Das Charmonium-Termschema der Fig. 21 weist vier Zustände (2¹S₀, ³P_{0,1,2}) zwischen ψ' und J/ψ mit positiver Ladungskonjugation auf, die durch elektromagnetische E1-Übergänge von ψ' aus erreicht werden können. Der Zustand ¹P₁ mit J^{PC} = 1⁺⁻ dagegen kann nicht durch einen elektromagnetischen Übergang erreicht werden, sondern nur durch einen π⁰-Zerfall von ψ', falls seine Masse nicht zu groß ist.

Die wohl eindrucksvollste Evidenz für die Existenz von Zwischenzuständen kommt von einem Experiment bei SPEAR⁴⁷⁾, in welchem monoenergetische γ-Linien beobachtet wurden. Dieses Experiment benutzt eine Anordnung von großvolumigen NaI-Kristallen, welche die Wechselwirkungszone umgeben,

um γ -Spektren mit einer Energieauflösung von

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\% / \sqrt{E}$$

zu messen. Der Aufbau des Experiments ist in Fig. 23 skizziert.

Im inklusiven Photonenspektrum der Abbildung 24 b, welches bei einer Schwerpunktsenergie von 3.7 GeV aufgenommen wurde, erkennt man deutlich 4 Gamma-Linien bei Energien von 121, 168, 260 und 391 MeV. Das entsprechende Spektrum bei 3.1 GeV (Fig. 24 a) dagegen enthält keine Strukturen.

Diese Gamma-Linien stammen einmal aus Strahlungszerfällen der ψ' -Resonanz in P_c bzw. χ Zustände, welche anschliessend hadronisch zerfallen,



zum anderen aus Kaskadenzerfällen über Zwischenzustände in J/ψ



Allein aus der Existenz der monoenergetischen Photonenlinien kann man noch nicht auf die Zahl der Zwischenzustände und ihrer Massen schließen. Dazu sind Experimente nötig, bei denen man entweder die hadronischen Zerfälle der P_c/χ Zustände beobachtet oder die Kaskadenzerfälle identifiziert.

Aufgrund der experimentellen Untersuchungen, die in den nächsten Abschnitten wiedergegeben sind, werden die monoenergetischen Gamma-Linien wie folgt interpretiert :

Die Linie bei 121 MeV stammt aus dem Übergang $\psi' \rightarrow \gamma \chi(3.55)$, während

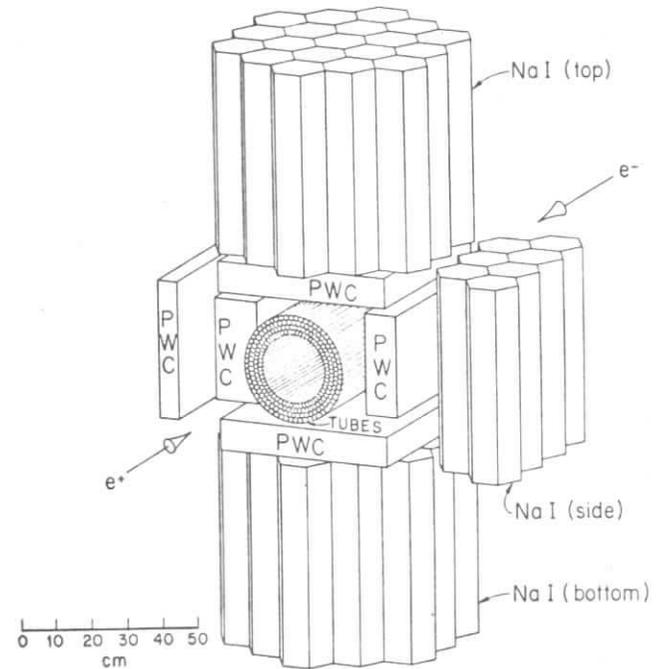


Fig. 23 Nicht magnetischer NaI - Detektor bei SPEAR

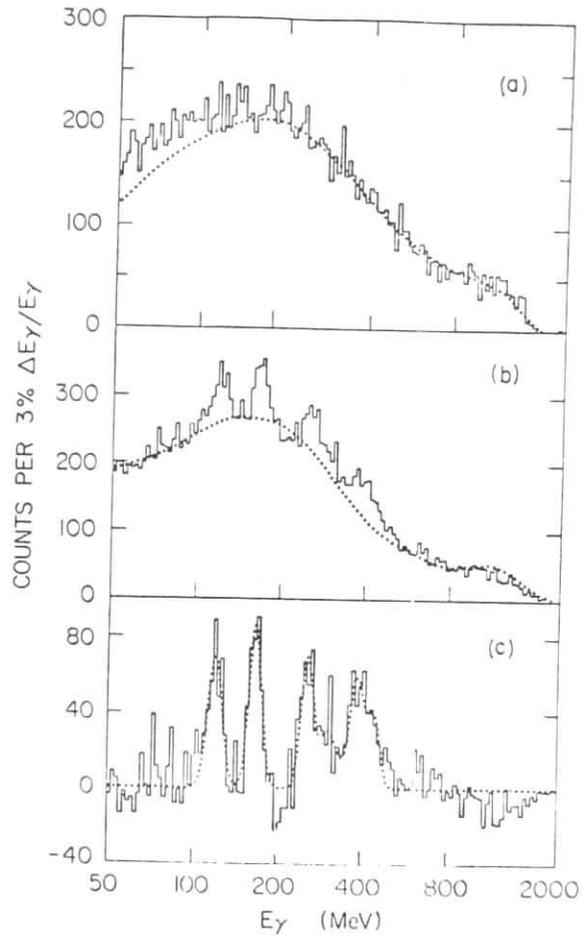
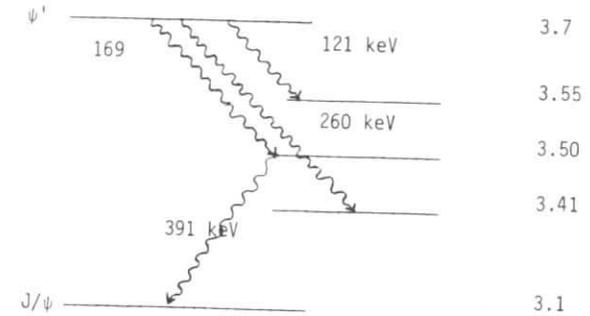


Fig. 24 Inklusive γ -Spektren
 a) bei J/ψ
 b) bei ψ'
 c) bei ψ' nach Abzug des Kontinuums.

die beiden Linien bei 169 und 391 MeV zusammen gehören und dem Kaskadenzerfall über einen Zwischenzustand bei 3.50 GeV zugeordnet werden können. Die 260 MeV Linie gehört zu einem Strahlungsübergang zum $\chi(3.41)$ Zustand, welcher anschließend hadronisch zerfällt.



V.4 Hadronische Zerfälle der P_C/χ - Zustände

Zur Rekonstruktion von Vielteilchen-Endzuständen benötigt man magnetische Detektoren wie MARK I oder PLUTO. Am Beispiel des SPEAR - Detektors werden die Methoden diskutiert, mit denen man die Reaktionen

$$\psi' \rightarrow \gamma \chi \quad (V.12)$$

↙ Hadronen

untersucht 48).

Da die Photonen des Zerfalls (V.12) im MARK I Detektor nicht in allen Fällen nachgewiesen werden können, schließt man indirekt auf ihre Existenz durch Berechnung der fehlenden Masse und des fehlenden Impulses in Ereignissen, in welchen alle Zerfallsprodukte des χ -Zustands beobachtet werden. Dabei entsteht ein experimentelles Problem, Zerfälle des Typs (V.12) von Zerfällen der Art

$$\psi' \rightarrow \pi \pi J/\psi \quad (V.13)$$

abzutrennen.

Mit Hilfe der folgenden Auswahlkriterien können direkte hadronische Zerfälle der χ -Zwischenzustände isoliert werden :

1. Aus den gemessenen Impulsen der Endzustandsteilchen berechnet man die fehlende Masse

$$M^2 = (\sum_i E_i^2 - \sum_i \vec{p}_i^2) - s .$$

Nur solche Ereignisse werden berücksichtigt, für welche

$$M^2 < 0.05 \text{ GeV}^2$$

ist. Dadurch werden Reaktionen ausgeschlossen, bei denen nicht beobachtete π^0 -Mesonen im Endzustand vorhanden sind.

2. Die Rückstoßmasse, welche zu irgendeiner Kombination $\pi^+\pi^-$ gehört, muß

$$M_{\text{rec}} \leq 3.05 \text{ GeV}$$

sein. Damit werden $\pi^+\pi^- J/\psi$ - Zerfälle der Art (V.13) ausgeschlossen.

3. Die fehlende Energie muß größer als 0.1 GeV sein. Diese Forderung begrenzt die Photonenergie und man trägt so der endlichen Impulsauflösung des Detektors Rechnung.

Die Spektren der invarianten Massen für verschiedene Kombinationen der Endzustandsteilchen π und K sind in der Fig. 25 dargestellt. Man erkennt deutliche Signale bei Massen von 3.41, 3.50 und 3.55 GeV in den Kanälen $(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$, $(\pi^+\pi^-K^+K^-)$, $3(\pi^+\pi^-)$ und bei 3.41 GeV und 3.55 GeV auch im Zweikörper-Endzustand $\pi^+\pi^-$ oder K^+K^- .

Aus diesen Beobachtungen können wir die folgenden Schlußfolgerungen

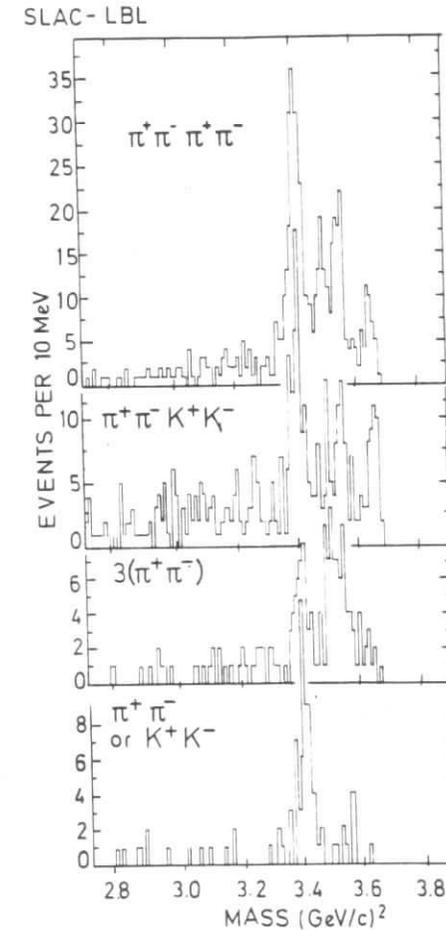


Abb. 25 Verteilung der invarianten Massen des hadronischen Systems bei Zerfällen $\psi' \rightarrow \gamma +$ geladene Hadronen.

ziehen :

1. Die Ladungskonjugation der Zustände muß gerade sein, da sie durch einen Gamma-Zerfall von einem 1^{--} Zustand (der ψ' -Resonanz) erreicht werden.
2. Alle Zustände zerfallen in eine gerade Anzahl von π -Mesonen, d.h. sie besitzen gerade G-Parität im Gegensatz zu J/ψ und ψ' , welche ungerade G-Paritäten haben.
3. Der Isospin ist 0 oder 1, da die Zwischenzustände durch einen elektromagnetischen Übergang mit $\Delta I = 0, \pm 1$ erreicht werden. Zum anderen muß der Isospin gerade sein, da die Zustände in eine gerade Anzahl von π -Mesonen zerfallen. Das heißt : der Isospin ist 0. Bei den Zuständen $\chi(3.41)$ und (3.55) wird diese Schlußfolgerung durch den Zerfall in K^+K^- Paare untermauert.
4. Die Zustände gehören zu unitären Singletts. Das ist aus der Gleichheit der $\pi\pi$ und KK Verzweungsverhältnisse abzulesen und außerdem aus dem Verhältnis

$$\frac{\Gamma(\rho \pi \pi)}{\Gamma(K^* K \pi)} = \begin{cases} 1.2 \pm 0.5 & \chi(3.41) \\ 1.2 - 1.2 & \chi/P_C (3.50) \\ 1.4 \pm 1.1 & \chi(3.55) \end{cases} \quad (V.14)$$

Dieses Verhältnis sollte $9/8 \approx 1$ für ein SU_3 Singlett sein.

Weitere Eigenschaften der Zwischenzustände können aus einer Analyse der Kaskadenzerfälle (V.11) der ψ' -Resonanz bestimmt werden, die im folgenden Abschnitt besprochen werden.

V.5 Elektromagnetische Kaskadenzerfälle der ψ' - Resonanz

Experimentell sind Kaskadenzerfälle der ψ' -Resonanz am einfachsten in

den Kanälen

$$\begin{aligned} \psi' &\rightarrow \gamma \chi \\ &\rightarrow \gamma \gamma J/\psi \\ &\quad \downarrow \left\{ \begin{array}{l} e^+ e^- \\ \mu^+ \mu^- \end{array} \right\} \end{aligned} \quad (V.15)$$

nachzuweisen, da man in diesem Fall eine eindeutige Signatur für den J/ψ Zustand erhält. Der Endzustand besteht aus 2 Photonen und einem fast kollinearen Elektron - oder μ -Paar.

Bei der Analyse der 2 Prong 2 Gamma Endzustände erwarten wir neben den Kaskadenzerfällen Beiträge von den folgenden beiden Reaktionen :

$$\begin{aligned} \psi' &\rightarrow \eta J/\psi \\ &\quad \downarrow \gamma\gamma \end{aligned} \quad (V.16)$$

$$\psi \rightarrow \underbrace{\pi^0 \pi^0}_{\pi^0 \pi^0} J/\psi$$

nur 2γ nachgewiesen

Beiträge aus dem ersten Zerfall können quantitativ abgezogen werden, indem man nur solche Ereignisse berücksichtigt, bei denen die invariante 2-Photon-Masse nicht mit der η -Masse zusammenfällt, während die Größe des Beitrags aus der zweiten Reaktion von der Akzeptanz der Apparatur, der Energieauflösung und dem Trennungsvermögen für eng benachbarte Photonen abhängt.

Die Kaskadenzerfälle wurden sowohl bei SPEAR⁴⁸⁾ als auch bei DORIS von den Gruppen DASP⁴⁹⁾, DESY-Heidelberg⁵¹⁾ und PLUTO⁵⁰⁾ untersucht. Die Datenanalyse ist bei allen Gruppen ähnlich, so daß wir uns hier auf eine Beschreibung des DESY-Heidelberg-Experiments beschränken können:

Bei der Analyse geht man so vor, daß man zunächst aus der Menge aller beobachteten ψ' -Zerfälle die Ereignisse der 2-prong-2-Gamma - Klasse selektiert und sie nur unter Verwendung der gemessenen Richtungen kinematisch rekonstruiert.

Die Massenauflösung für die Zwischenzustände wird verbessert, indem man sich auf solche Ereignisse beschränkt, bei denen die J/ψ -Resonanz in ein μ -Paar zerfällt, da im DESY-Heidelberg Detektor die Richtungsmessung für Muonen besser ist als für Elektronen. Eine weitere Verbesserung der Massenauflösung ergibt sich, wenn die invariante Masse des μ -Paares auf die Masse der J/ψ -Resonanz beschränkt wird. Diese Festlegung hat zur Folge, daß die kinematische Rekonstruktion von der Massendifferenz

$$\Delta M = M(\psi') - M(J/\psi) \quad (V.17)$$

abhängig wird.

Die Größe ΔM wurde experimentell bestimmt. Sie wird durch die Forderung festgelegt, daß die Masse des η -Mesons in dem Zerfall

$$\begin{array}{l} \psi' \rightarrow \eta(459) J/\psi \\ \quad \downarrow \quad \quad \downarrow \\ \quad \gamma \quad \quad \gamma \end{array} \quad (V.18)$$

nach der Rekonstruktion mit dem korrekten Wert von 549 MeV herauskommen muß. Das ist der Fall, wenn $\Delta M = 591$ MeV gesetzt wird.

Die gemessenen Photonenergien wurden zur Vermeidung von systematischen Fehlern nicht im kinematischen Ausgleich verwendet. Vielmehr wurden nach der Rekonstruktion die gemessenen mit den berechneten Energien verglichen und nur solche Ereignisse akzeptiert, bei denen die beiden Werte innerhalb der Meßfehler übereinstimmen. Dieser Vergleich zwischen gemessener und berechneter Photonenergie ist in Fig. 26 dargestellt. Gleichzeitig sind die Schnitte durch Pfeile angedeutet.

Das Massenspektrum des Zweiphotonensystems wird in der Abbildung 27a gezeigt. Bei einer Masse von 549 MeV erkennt man ein η -Signal, welches auf Zerfälle des Typs (V.18) zurückzuführen ist. Die in die Abbildung eingezeichnete Kurve erhält man durch eine Ausgleichsrechnung, in welcher sowohl die experimentelle Massenauflösung als auch Beiträge aus den Reaktionen (V.15) und (V.16) berücksichtigt werden. Aus diesen Daten berechnet man ein Verzweigungsverhältnis

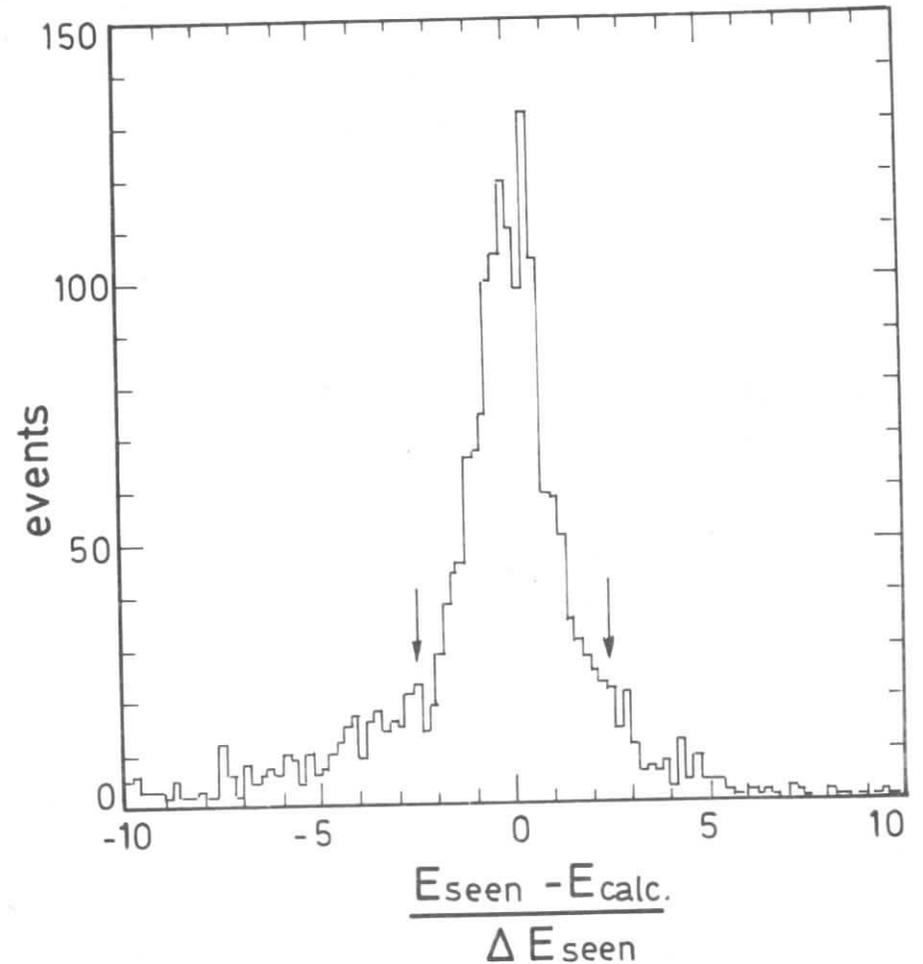


Fig. 26

Vergleich der berechneten mit der gemessenen Photonenergie bei Zerfällen $\psi' \rightarrow \gamma\gamma J/\psi$
 $\quad \quad \quad \downarrow$
 $\quad \quad \quad ee$

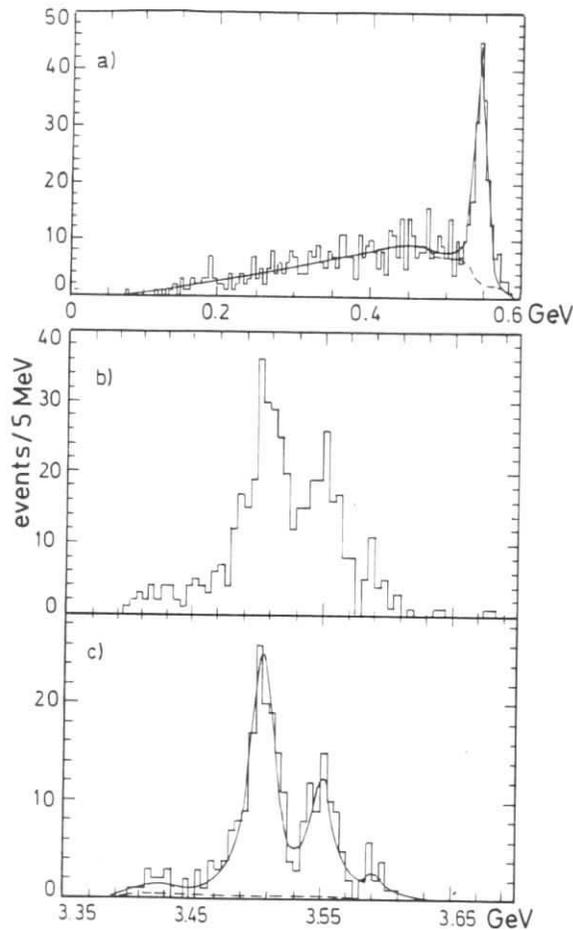


Fig. 27 Verteilung der invarianten Massen für Zerfälle $\psi' \rightarrow \gamma\gamma J/\psi$
 a) $m_{\gamma\gamma}$ b) $m_{\gamma\gamma J/\psi}$ c) $m_{\gamma J/\psi}$ nach kinematischen Schnitten.

von

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow n J/\psi)}{\Gamma(\psi' \rightarrow \text{alle})} = (3.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-2} \quad (V.19)$$

in guter Übereinstimmung mit anderen Experimenten.

Zur Untersuchung von Kaskadenzerfällen (V.15) werden die n -Übergänge (V.18) durch einen Schnitt in der invarianten Zweiphotonmasse

$$m_{\gamma\gamma} < 520 \text{ MeV}$$

ausgeschieden. Die Zwischenzustände erkennt man dann als Maxima im Spektrum der Massen, welche aus dem J/ψ -Teilchen und dem hochenergetischen Photon gebildet werden. Dieses Massenspektrum ist in Fig. 27 b dargestellt.

Man erkennt zwei Maxima an den Stellen der schon in hadronischen Zerfällen beobachteten Zwischenzustände $P_{c1}(3500)$ und $\chi(3550)$. Außerdem schwach aufgelöste Überhöhungen bei 3.4 und 3.6 GeV. Um die Massenauflösung für die Zwischenzustände weiter zu verbessern, wurden Ereignisse ausgewählt, bei denen die Photonenrichtungen besser als 200 mrad sowohl im Azimut- als auch im Polarwinkel gemessen sind. Für diese reduzierte Datenmenge ist das Spektrum der Massen $m(\gamma \text{ high}, J/\psi)$ in der Figur 27 c dargestellt. Die beiden Hauptmaxima bei 3.500 und 3.550 GeV sind jetzt besser getrennt, und man erkennt deutlicher die Anhäufungen von Ereignissen bei 3.4 und 3.6 GeV.

Während die Ereignisse bei 3.4 GeV dem Zustand $\chi(3.41)$ zugeordnet werden können, welcher bei SPEAR in hadronischen Zerfällen gesehen wurde, müssen die Ereignisse bei 3.6 GeV einen neuen Zustand mit einer Masse von 3.59 oder 3.18 GeV zugeschrieben werden, der in anderen Experimenten noch nicht beobachtet wurde. Die Ambiguität in der Massenbestimmung ist darauf zurückzuführen, daß man im DESY-Heidelberg-Experiment nicht entscheiden kann, welches der beiden Photonen in der Kaskade zuerst emittiert wurde.

Um die Existenz dieses neuen Zustands zu erhärten, wurden die Daten weiter reduziert und nur solche Ereignisse analysiert, bei denen beide Photonen konvertiert sind, ihre Richtung deshalb besonders gut bestimmt

ist und die Massenauflösung noch weiter verbessert wird. Die verbleibenden Ereignisse sind in das zweidimensionale Diagramm der Fig. 28 eingetragen, in welchem die Masse des hochenergetischen Photons mit der J/ψ -Resonanz gegen die Masse des niederenergetischen Photons mit der J/ψ -Resonanz gegeneinander aufgetragen sind. Hier erkennt man gut getrennt und frei von Untergrund eine Ansammlung von 5 Ereignissen bei einer Masse von 3.6 bzw. 3.18 GeV.

In einem zweidimensionalen Diagramm wie dem der Fig. 28 kann man auch die Daten der Experimente DASP, PLUTO and MARK J zusammenfassen. In der Abbildung 29 erkennt man noch einen weiteren Zustand bei einer Masse von 3.45 GeV, welcher bisher nur im Kaskadenzerfall, nicht aber in hadronischen Endzuständen gesehen wurde.

V.5.1 Zusammenfassung

In den elektromagnetischen Zerfällen der ψ' -Resonanz wurden eindeutig drei Zwischenzustände bei Massen von 3.41, 3.50 und 3.55 GeV identifiziert. Es gibt Hinweise auf zwei weitere Zustände bei 3.45 und 3.59 GeV, die bisher nur in Kaskadenzerfällen, nicht aber in hadronischen Endzuständen gesehen wurden.

V.6 Spin der Zwischenzustände

Um die Zwischenzustände in das Charmonium-Termschema einzuordnen, muß man ihren Spin kennen. Diesen kann man einmal aus dem Vergleich relativer Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmen, oder man führt eine Spinanalyse durch, indem man die Winkelverteilungen der Endzustandsteilchen untersucht. Dabei nutzt man die Tatsache aus, daß der Spin der ψ' -Resonanz bei der Erzeugung durch relativistische Elektronen und Positronen parallel oder antiparallel zur Strahlachse orientiert ist, und die Strahlachse als Quantisierungsachse gewählt werden kann.

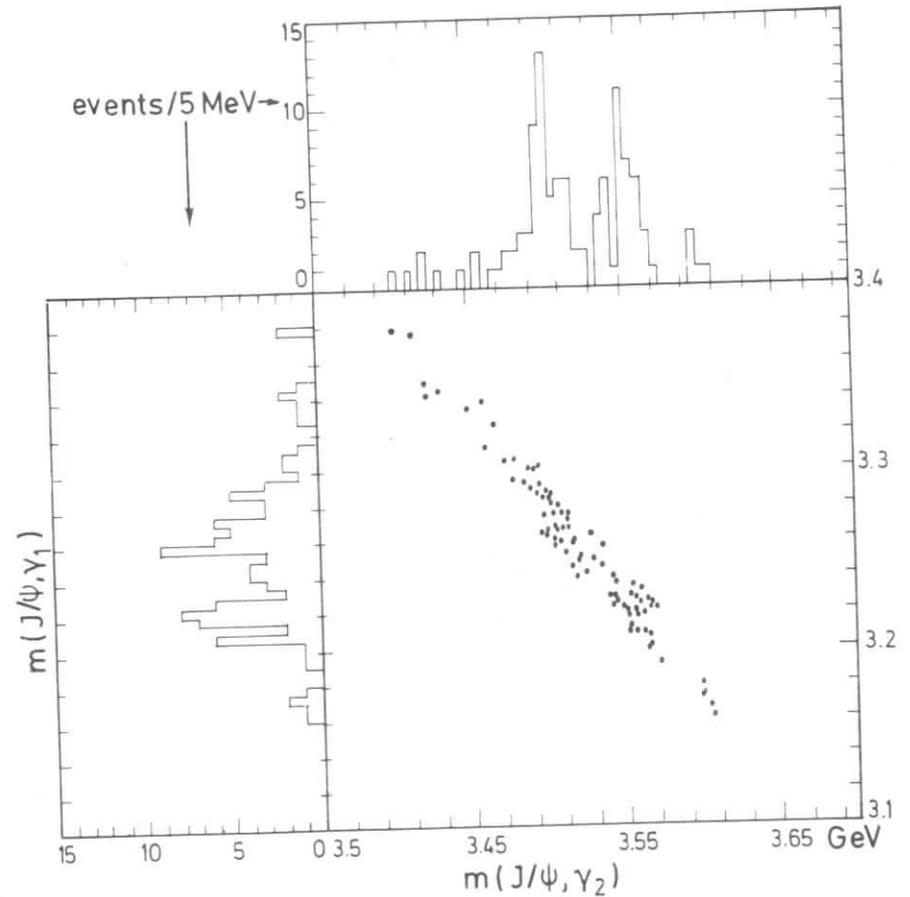


Fig. 28

Zwei-dimensionale Darstellung der invarianten Massen $m_{\gamma_2 J/\psi}$ gegen $m_{\gamma_1 J/\psi}$ im Zerfall $\psi' \rightarrow \gamma_1 \gamma_2 J/\psi$ (DESY-Heidelberg).

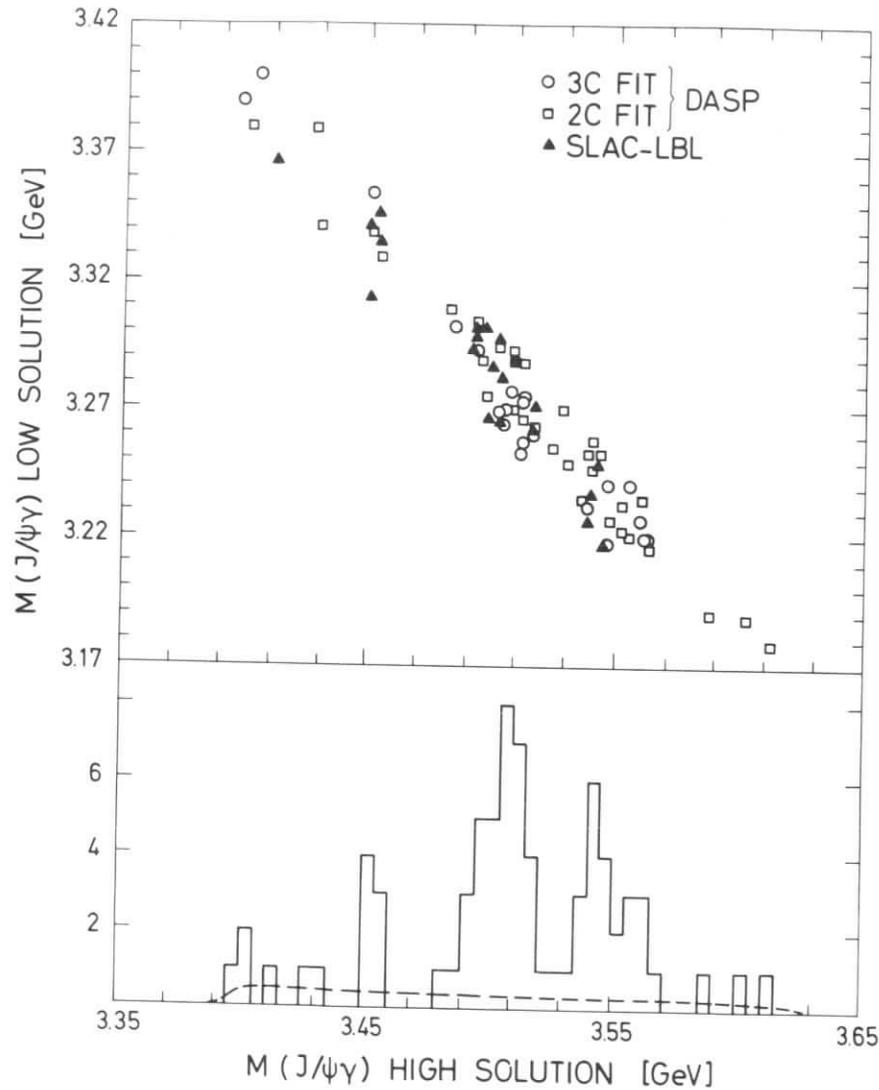


Fig. 29

2-dimensionale Darstellung der invarianten Massen $m_{\gamma_2 J/\psi}$ gegen $m_{\gamma_1 J/\psi}$ im Zerfall $\psi' \rightarrow \gamma_1 \gamma_2 J/\psi$

V.6.1 Spinbestimmung aus Übergangswahrscheinlichkeiten

Strahlungsübergänge innerhalb des Triplettsystems, d.h. Übergänge von ψ' zu den Zuständen $^3P_{0,1,2}$ sind in der nichtrelativistischen Näherung des Standardmodells elektrische E1 - Übergänge. In Textbüchern zur Quantenmechanik wird die Übergangswahrscheinlichkeit für E1-Übergänge berechnet zu

$$\Gamma_J(E1) = \frac{4\alpha}{27} e_q^2 (2J+1) \cdot k^3 \left| \langle 2p|r|2s \rangle \right|^2 \quad (V.20)$$

Das reduzierte Dipolmatrixelement zwischen s- und p-Wellen ist für alle Übergänge das gleiche, so daß man aus einem Vergleich relativer Übergangswahrscheinlichkeiten den statistischen Faktor $(2J+1)$ und damit J bestimmen kann.

Dieser Vergleich wird in der Tabelle V.1 durchgeführt. Dabei wurde eine theoretische Abschätzung des Dipolmatrixelements benutzt, welche sich aus dem Potential (V.3) ergibt.

TABELLE V.1

M (GeV)	J	k(MeV)	Th.	$\Gamma(\text{keV})$	$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \gamma \chi)}{\Gamma(\psi' \rightarrow \text{alle})}$
				$\psi' \rightarrow \gamma \chi$ exp.	
3.55	2	130	19	18 ± 7	$(8 \pm 3) \%$
3.50	1	172	27	21 ± 8	$(9 \pm 3) \%$
3.41	0	260	31	17 ± 8	$(7.7 \pm 3) \%$

Eine andere Spinzuordnung als die in der Tabelle angegebene würde die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zerstören.

V.6.2 Winkelverteilungen bei Kaskadenzerfällen

Zur Ermittlung der Photonen-Winkelverteilungen relativ zur Strahlachse untersuchen wir die Spinstruktur des Dipolmatrixelementes.

Wir bezeichnen die Amplitude für den Zerfall des ψ' -Zustands in $\gamma\chi$ in dem System, in welchem die z-Achse gleich der Strahlachse ist, mit A_m .

Bezüglich einer beliebigen Achse z' , welche den Winkel θ mit der Strahlachse bildet, werden die Amplituden $A_{m'}$ im z' -System durch eine Drehung aus den Amplituden A_m berechnet,

$$A_{m'}(\theta) = d_{mm'}^1, \quad A_m(\theta=0) \quad (m' = 0, \pm 1) \quad (V.21)$$

d sind Kreiselfunktionen.

Die Winkelverteilung der Photonen in der Reaktion



ist demnach

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim \sum_{m'=0,\pm 1} \left| d_{\pm 1 m'}^1(\theta) \right|^2 \cdot \left| A_{m'} \right|^2 \quad (V.23)$$

Mit
$$d_{1\pm 1}^1 = \frac{1}{2} (1 \pm \cos \theta)$$

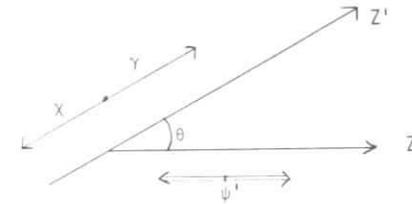
und
$$d_{10}^1 = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta$$

erhält man

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim (1 + \cos^2 \theta) \cdot \left[|A_+|^2 + |A_-|^2 \right] + 2 \sin^2 \theta \cdot |A_0|^2$$

Die Amplituden $A_{\pm,0}$ sind die Übergangsamplituden, in denen die Spin-

Projektionen des $\gamma\chi$ -Systems auf die z' -Achse die Werte ± 1 und 0 haben.



Diese Amplituden kann man in Helizitätsamplituden für den Zustand χ entlang der z -Achse umschreiben unter Verwendung der Tabelle V.2.

TABELLE V.2

m'	λ_γ	λ_χ	Amplitude
+ 1	+ 1	0	A_0
	- 1	2	A_2
- 1	+ 1	- 2	A_2
	- 1	0	A_0
0	+ 1	- 1	A_1
	- 1	1	A_1

Damit erhält man

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim (1 + \cos^2 \theta) \cdot \left[|A_0|^2 + |A_2|^2 \right] + 2 \sin^2 \theta |A_1|^2 \quad (V.24)$$

Auf diese Art und Weise erhält man die Winkelverteilung für den Zerfall $\psi' \rightarrow \gamma\chi$ in Abhängigkeit der Helizitätsamplituden A_i ($i = 0,1,2$) für den Zustand χ .

Für $J_\chi = 0$ ist nur A_0 ungleich 0, und die Winkelverteilung nimmt die

Form

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim 1 + \cos^2\theta \quad (V.25)$$

an.

Für $J_X = 1, 2$ hängt die Winkelverteilung von der relativen Größe der Amplituden $A_{0,1,2}$ ab. Im nicht relativistischen Standardmodell sind diese Amplituden proportional zum reduzierten Matrixelement für den elektrischen Dipolübergang, mit Proportionalitätskonstanten, die mit Hilfe des Wigner-Eckart-Theorems berechnet werden.

$$\langle 2p | r | 2s \rangle \equiv \langle J_X, M_X | r | J_\psi, M_\psi \rangle \quad (V.26)$$

$$= \langle J_\psi, 1; m_\psi, m_Y | J_X, M_X \rangle \langle 2p || r || 2s \rangle$$

Einsetzen der tabellierten Werte für die Clebsch-Gordan-Koeffizienten liefert

$$J = 1 \quad |A_1|^2 : |A_0|^2 = 3 : 3 \quad (V.27)$$

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim 1 - \frac{1}{3} \cos^2\theta$$

$$J = 2 \quad |A_2|^2 : |A_1|^2 : |A_0|^2 = 6 : 3 : 1$$

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = 1 + \frac{1}{13} \cos^2\theta$$

Experimentell ist nur die γ -Winkelverteilung für den Zustand $\chi(3.41)$ hinreichend genau gemessen worden.

$$W(\theta) = 1 + (1.4 \pm 0.4) \cdot \cos^2\theta \quad (V.28)$$

Wir schließen daraus, daß dieser Zustand den Spin $J = 0$ hat.

Für die Zustände $P_c(3.5)$ und $\chi(3.55)$ findet man experimentell

$$\begin{aligned} P_c(3.5) & : & W(\theta) & = 1 - (0.3 \pm 0.4) \cdot \cos^2\theta \\ \chi(3.55) & : & W(\theta) & = 1 + (0.2 \pm 0.4) \cdot \cos^2\theta \end{aligned} \quad (V.29)$$

Diese Messungen gestatten es nicht, den Spin der Zwischenzustände festzulegen, da die experimentellen Fehler zu groß sind. Man kann lediglich den Wert $J_X = 0$ ausschließen.

Von der SLAC-LBL-Gruppe ⁴⁸⁾ wurde eine detaillierte Spinanalyse durchgeführt, in welcher auch Winkelkorrelationen zwischen den Photonen des Kaskadenzerfalls benutzt wurden. Auch hier war auf Grund mangelnder Statistik eine eindeutige Spinzuordnung nicht möglich. Die folgenden Spinzuordnungen werden jedoch favorisiert :

$$J(P_c(3.5)) = 1$$

$$J(\chi(3.55)) = 2$$

in Übereinstimmung mit der in Tabelle (V.1) getroffenen Zuordnung.

V.6.3 Zuordnung der Zwischenzustände zu Charmoniumzuständen

Mit den Spinzuordnungen aus dem Abschnitt V.6.2 kann man die Triplet - P - Zustände wie folgt identifizieren :

TABELLE V.3

Charmonium-Zustand	Exp.
3P_0	$\chi(3.41)$
3P_1	$P_c(3.50)$
3P_2	$\chi(3.55)$

Die Einordnung der beiden nur im Kaskadenzerfall gesehenen Zustände $\chi(3.45)$ und $\chi(3.59)$ in das Charmonium-Termschema ist noch offen. Diese Teilchen sind Kandidaten für die Zustände $^1P_0(\eta_c')$ und 3D_1 . In beiden Fällen ist es aber schwer, das große Verzweungsverhältnis für den Kaskadenzerfall zu erklären, und ebenso wie beim η_c fehlt noch der Nachweis hadronischer Zerfälle.

V.7 Charmoniumzustände oberhalb der Charmschwelle

Die Schwellenenergie für die Erzeugung von Mesonen mit der Quantenzahl Charm, D-Mesonen, liegt bei

$$2 m_D = 3.726 \text{ GeV.}$$

Die Massen der bisher untersuchten Teilchen liegen unterhalb dieser Schwelle, so daß ein Zerfall in D-Mesonen energetisch verboten ist. Der erste Zustand oberhalb der Charmschwelle ist ein 3D_1 - Zustand bei einer Masse von 3.77 GeV.

Dieser Zustand ψ'' wurde erst relativ spät bei SPEAR entdeckt ⁵²⁾, da er im Strahlungsschwanz der ψ' -Resonanz liegt. Der hadronische Wirkungsquerschnitt hat bei dieser Masse ein deutliches Maximum (Fig. 30) mit den folgenden Parametern :

$$\begin{aligned} M &= 3770 \pm 6 \text{ MeV} \\ \Gamma_{\text{tot}} &= 28 \pm 5 \text{ MeV} \\ \Gamma_{\text{ee}} &= 0.37 \pm 0.09 \text{ keV} \end{aligned}$$

Der Zustand ψ'' zerfällt zu fast 100 % in $D\bar{D}$, und die große hadronische Breite von 28 MeV, welche etwa 10^3 mal größer ist als die der nur 88 MeV tiefer liegenden ψ' -Resonanz, bestätigt in hervorragender Weise die OZI-Auswahlregel. Für ψ'' existiert der uZI erlaubte Zerfall,

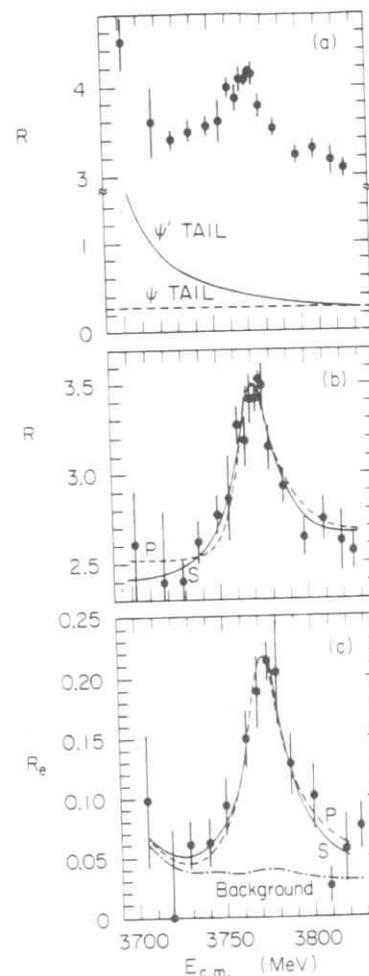
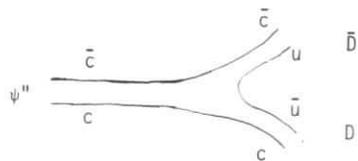


Fig. 30 Anregungskurve der ψ' - Resonanz
 a) $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen
 b) Nach Abzug des Kontinuums
 c) $e^+e^- \rightarrow \psi'' \rightarrow e^+e^-$



nicht aber für ψ' .

In der Gleichung (V. 5) wird die Zerfallswahrscheinlichkeit eines gebundenen Zustands $c\bar{c}$ mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ in ein Elektron- oder Muonpaar berechnet. Sie ist proportional zum Quadrat der Quarkwellenfunktion am Ursprung. Für nicht relativistische D-Wellen ist $|\psi_D(0)| = 0$. Demnach kann in der nicht-relativistischen Näherung ein Zustand 3D_1 , also ψ'' , nicht in Elektronen zerfallen.

Berücksichtigt man relativistische Korrekturen, so erhält man

$$\Gamma_{ee}({}^3D_1) = 0.1 \text{ keV.}$$

Das ist etwa viermal kleiner als die experimentelle Breite.

Die experimentell beobachtete Zerfallsbreite in Elektronenpaare kann man erklären, wenn man annimmt, daß neben D-Wellen auch S-Wellen zur ψ'' -Resonanz beitragen.

Führt man in dem Ansatz

$$\Gamma_{ee}(\psi'') = a \cdot \Gamma_{ee}({}^2S_1) + b \cdot \Gamma_{ee}({}^3D_1) \quad (V.30)$$

die gemessenen Breiten ein, so erhält man

$$\frac{a}{a+b} = 0.13 \text{ .}$$

D.h. zu 13 % besteht die ψ'' -Resonanz aus ψ' -Wellenfunktionen.

Im totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt für e^+e^- - Vernichtung beobachtet man in der Fig. 3 noch weitere resonanzähnliche Strukturen

oberhalb von 4 GeV. Die Natur dieser Strukturen ist noch nicht vollständig aufgeklärt. Wahrscheinlich sind es komplizierte Überlagerungen von S- und D-Zuständen mit Produktionsschwellen für die Erzeugung von D- und F-Mesonen.

TABELLE V.4

Masse GeV	
3.95	Schwelle für $D \bar{D}^*$
4.03	$3 {}^3S_1$ + Schwelle für $D^* \bar{D}^*$
	Zerfälle : $D \bar{D}, D \bar{D}^*, D^* \bar{D}^*$
4.15	$2 {}^3D_1$ oder $F \bar{F}$ - Schwelle
4.35	$F \bar{F}^*$ - Schwelle
4.40	$4 {}^3S_1$?
	Zerfall : $F \bar{F}^*$

VI. MESONEN MIT DER QUANTENZAHL CHARM

In den vorhergehenden Kapiteln haben wir die Eigenschaften von Teilchen diskutiert, die aus einem c und einem \bar{c} -Quark aufgebaut sind, bei denen die Eigenschaft Charm nach außen nicht in Erscheinung tritt. Kombiniert man dagegen ein c -Quark mit einem der leichten Quarks u, d oder s , so erhält man Zustände, welche die Quantenzahl Charm tragen.

TABELLE VI.1

	Doublet		Singlet
$C = +1$	$D^+ = c \bar{d}$	$D^0 = c \bar{u}$	$F^+ = c \bar{s}$
$C = -1$	$D^- = \bar{c} d$	$\bar{D}^0 = \bar{c} u$	$F^- = \bar{c} s$

Alle Mesonen der Tabelle VI.1 haben $J^P = 0^-$ und können in das $SU_4\{16\}$ -plett der Fig. 31 eingeordnet werden⁵³). Demnach bilden (D^+, D^0) ein Isospin Doublet analog (K^+, K^0) , während F^+ ein Isospin Singlett ist. Die Quarkspins im $0^-\{16\}$ -plett sind antiparallel ausgerichtet. Daneben gibt es das $\{16\}$ -plett der Vektormesonen mit $J^P = 1^-$ mit parallelen Quarkspins. Die entsprechenden Teilchen besitzen höhere Massen, und man kennzeichnet sie mit einem $'^*$, also D^{0*}, D^{+*}, F^{+*} etc.

Die Mesonen D und F sind experimentell beobachtet worden, und wir werden in den folgenden Abschnitten den experimentellen Nachweis und einige Zerfallskanäle von Charm-Mesonen diskutieren.

Die Quantenzahl Charm ist ebenso wie die Strangeness eine gute Quantenzahl unter der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung. Mesonen mit Charm werden deshalb außer in der schwachen Wechselwirkung paarweise erzeugt. Die Charmmesonen niedrigster Masse, also D und F, können nur schwach zerfallen, während Übergänge zwischen D^* und D oder F^* und F auf starke oder elektromagnetische Wechselwirkungen zerfallen, wie zum Beispiel

$$D^* \rightarrow \pi D$$

$$D^+ \rightarrow \gamma D.$$

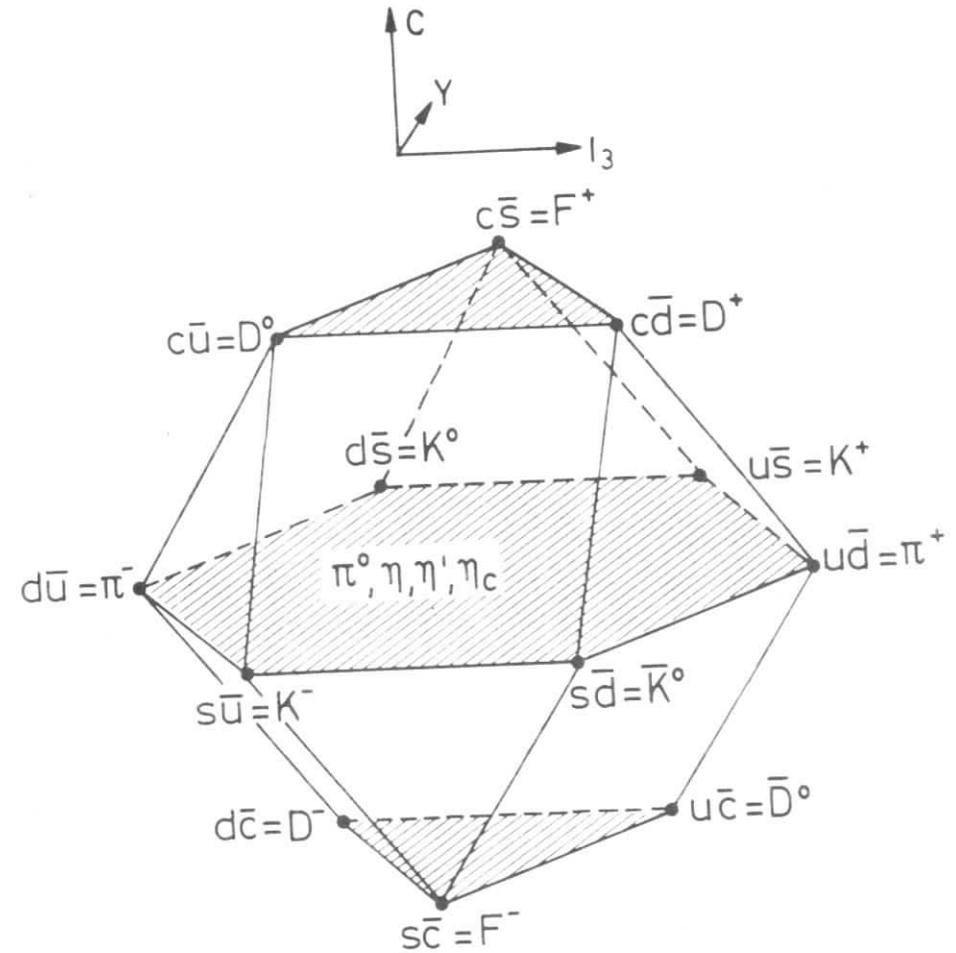


Abb. 31

SU(4) - Multiplett pseudoskalärer Mesonen

VI.1. Der Hamiltonoperator der schwachen Wechselwirkung

Zum besseren Verständnis der Zerfälle von D- und F-Mesonen werden im folgenden Abschnitt einige wichtige Formeln zur Beschreibung der schwachen Wechselwirkung zusammengestellt. ⁵⁴⁾

Der effektive Hamiltonoperator der schwachen Wechselwirkung wird als Produkt zweier Ströme, des leptonischen und des hadronischen, geschrieben.

$$H_{\text{eff}} = \frac{4 \cdot G_F}{\sqrt{2}} (J_l + J_h) (J_l + J_h)^\dagger \quad (\text{VI.1})$$

Ohne Berücksichtigung der neutralen Ströme, die in dieser Vorlesung nicht behandelt werden, ist der leptonische Strom

$$J_l = \langle \nu_e | \gamma_\mu (1 - i\gamma_5) | e \rangle + \langle \nu_\mu | \gamma_\mu (1 - i\gamma_5) | \mu \rangle \\ \equiv (\bar{\nu}_e, e) + (\bar{\nu}_\mu, \mu) \quad (\text{VI.2})$$

Der schwache hadronische Strom ist so konstruiert, daß strangeness ändernde Übergänge gegenüber $\Delta s = 0$ - Übergängen unterdrückt sind (Cabibbowinkel θ_c) und neutrale strangenessändernde Übergänge nicht auftreten. Im sog. GIM-Mechanismus wird das vierte Quark, das c-Quark, dazu benutzt, diese $\Delta s = 1, \Delta Q = 0$ - Übergänge zu unterdrücken. Den schwachen hadronischen Strom beschreibt man am zweckmäßigsten als Übergang zwischen den Quarks u, d, s und c.

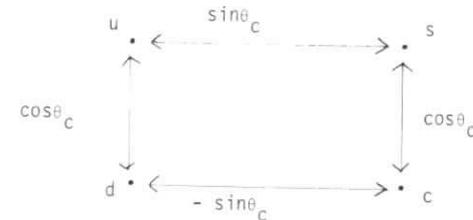
$$J_h = \{ (\bar{u}d) + (\bar{c}s) \} \cdot \cos \theta_c + \{ (\bar{u}s) - (\bar{c}d) \} \sin \theta_c \quad (\text{VI.3})$$

$$\sin \theta_c = 0.2 \quad (\theta_c = \text{Cabibbowinkel}) \\ \cos \theta_c = 0.96$$

Dabei wird die folgende abkürzende Schreibweise benutzt :

$$(\bar{u}d) \equiv \langle u | \gamma_\mu (1 - i\gamma_5) | d \rangle \quad (\text{VI.4})$$

Übergangsamplituden, welche proportional zu $\cos \theta_c$ sind, bezeichnet man als Cabibbo-erlaubt, solche proportional zu $\sin \theta_c$ als Cabibbo-verboten. Erlaubte und verbotene Übergänge kann man im folgenden Diagramm zusammenfassen :



Zur Abschätzung von Übergangsamplituden in der schwachen Wechselwirkung ist es zweckmäßig, Feynmandiagramme einzuführen, in welchen der schwache Strom durch W-Bosonen symbolisiert wird. Der fundamentale Satz dieser Diagramme ist in der Fig. 32 zusammengestellt.

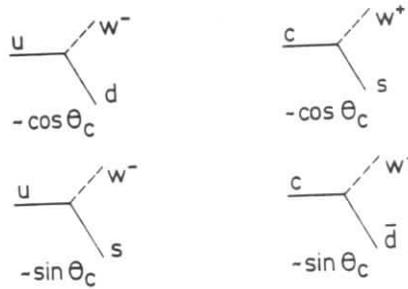
VI.2. Schwache Zerfälle von Charm Mesonen

Den Diagrammen der Fig. 32 entnimmt man, daß es unter den semileptonischen Zerfällen von Charm-Mesonen Cabibbo-erlaubte Übergänge gibt, bei denen die Übergangsamplitude proportional zu $\cos \theta_c$ ist und verbotene Übergänge, bei denen die Übergangsamplitude proportional zu $\sin \theta_c$ ist. Unter den hadronischen Zerfällen gibt es solche mit Übergangsamplituden proportional zu $\sim \cos^2 \theta_c, \sim \sin \theta_c \cos \theta_c$ und $\sin^2 \theta_c$. Die Art und Weise, wie derartige Amplituden konstruiert werden, ist in der Fig. 33 am Beispiel von D^0 - und F^+ - Zerfällen skizziert. Hier sind lediglich die Faktoren $\cos \theta_c$ bzw. $\sin \theta_c$ angegeben, die von Übergängen herrühren, an denen c-Quarks beteiligt sind. Ein weiterer Faktor $\cos \theta_c$ oder $\sin \theta_c$ ist beim Zerfall der W-Bosonen zu berücksichtigen.

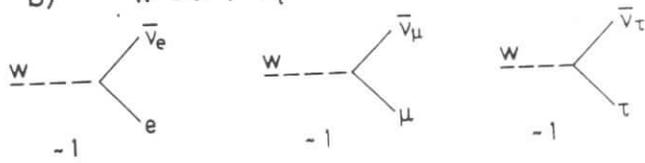
Der oben skizzierte Zerfallsmechanismus für Mesonen mit der Quantenzahl Charm gestattet es, Kriterien aufzustellen, nach denen man Endzustände auswählen kann, in denen D- oder F-Mesonen besonders häufig zu beobachten

Schwache Wechselwirkung

a) $q \rightarrow w q$



b) $w \rightarrow l \nu_l$



c) $w \rightarrow q \bar{q}$

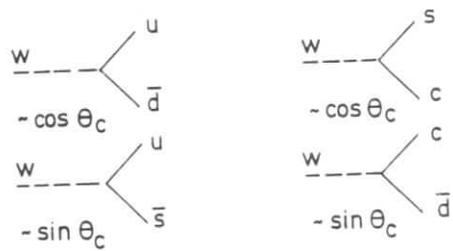


Fig. 32 Feynmandiagramme zur schwachen Wechselwirkung

D^0 - und F^+ -Zerfälle

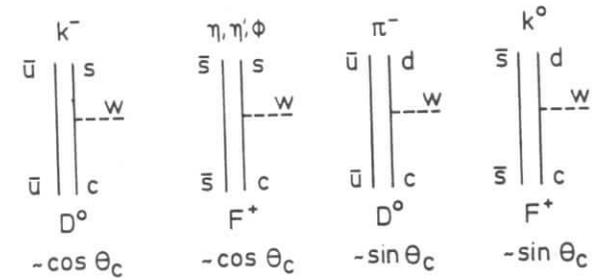


Fig. 33 Quark-Diagramme für D^0 - und F -Zerfälle

sein sollten.

D - Mesonen :

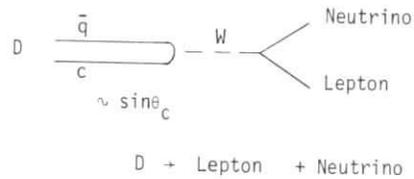
Ereignisse mit vielen K - Mesonen
Ereignisse mit K-Mesonen und Leptonen

F - Mesonen :

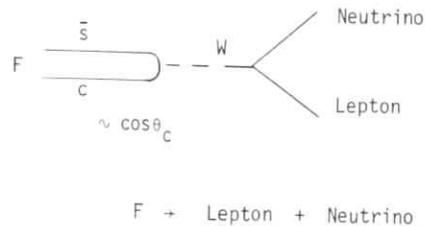
Ereignisse mit η , η' , oder ϕ -Mesonen
Ereignisse mit η , η' oder ϕ -Mesonen und
Leptonen.

Physikalisch besonders interessant sind rein leptonische Zerfälle der F- und D-Mesonen, da diese eng mit den leptonischen Zerfällen von K und π verknüpft sind.

Leptonische Zerfälle von D-Mesonen sind Cabibbo-verboden, und werden experimentell kaum nachzuweisen sein.



F - Mesonen dagegen können leptonisch zerfallen



mit einer Rate, die wie folgt aus der leptonischen Breite der K-Mesonen berechnet werden kann ⁵⁵⁾,

$$\Gamma(F \rightarrow \mu\nu) = \Gamma(K \rightarrow \mu\nu) \left| \frac{f_F}{f_K} \right|^2 \cdot \text{ctg}^2 \theta_c \cdot \left(\frac{m_K}{m_F} \right)^2 \frac{m_F^2 - m_\mu^2}{m_K^2 - m_\mu^2} \quad (\text{VI.5})$$

f_F und f_K sind dabei die schwachen Formfaktoren von K bzw. F. Mit $f_K = f_F$ erhält man :

$$\Gamma(F \rightarrow \mu\nu) = 4.2 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1} \quad (\text{VI.6})$$

Diese Abschätzung könnte etwa um einen Faktor 2 - 3 zu niedrig sein, da man erwartet, daß $f_F > f_K$ ist.

Der Zerfall

$$F \rightarrow \tau \nu \quad (\text{VI.7})$$

ist zwar experimentell sehr schwer zu beobachten. Er könnte aber u.a. dazu führen, eine obere Grenze für die Masse des τ -Neutrinos festzulegen und weitere Aufschlüsse über die Natur des τ -Leptons geben.

VI.3 Experimentelle Beobachtung von D - Mesonen

Die D-Mesonen wurden zuerst von der SLAC-LBL-Gruppe als Maxima im Spektrum der invarianten Massen der $K\pi$, $K\pi\pi$ und $K\pi\pi\pi$ Systeme bei Schwerpunktsenergien oberhalb von 4 GeV beobachtet ⁵²⁾.

VI.3.1 Nachweis der Existenz von D - Mesonen

In der Fig. 34 werden die invarianten Massen des $K\pi\pi$ -Systems bei einer Schwerpunktsenergie von $W = 4.03$ GeV gezeigt. In den Fällen, in denen das K-Meson das entgegengesetzte Ladungsvorzeichen besitzt, wie das gesamte $K\pi\pi$ -System, beobachtet man ein schmales Maximum bei einer Masse von 1.87 GeV, während bei gleichem Ladungsvorzeichen diese Struktur nicht zu sehen ist. Diese Beobachtung ist ein Beweis für die Existenz der D^+ -Mesonen aufgrund der folgenden Argumente :

Betrachten wir den Zustand

$$\begin{matrix} K^- & \pi^+ & \pi^+ \\ \bar{s} & \bar{u} & \bar{u} \end{matrix} \quad (\text{VI.8})$$

mit den Quantenzahlen $Q = +1$, $s = 1$.

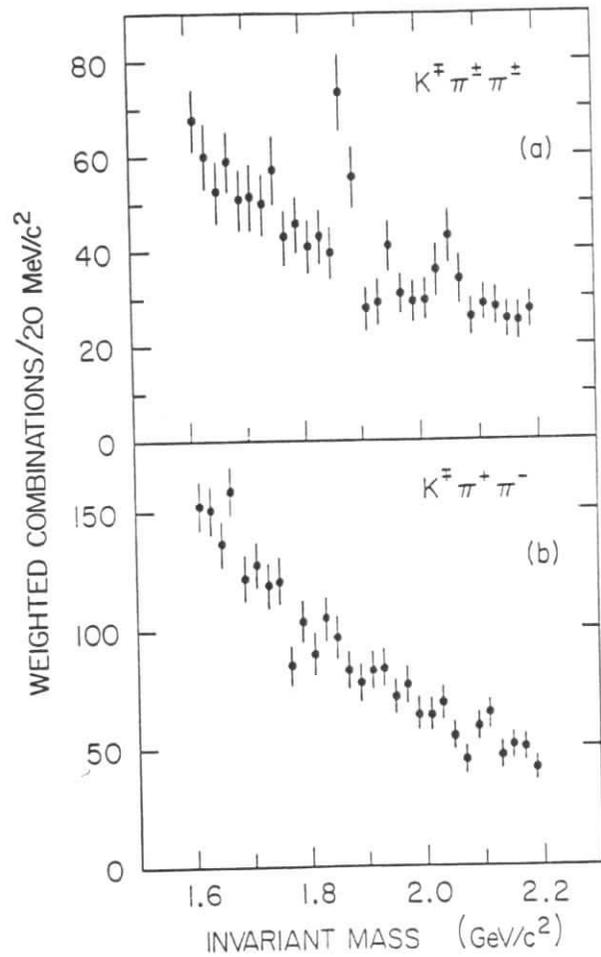
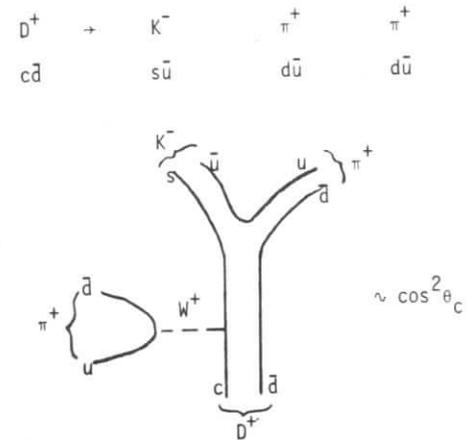


Abb. 34 Invariante $K_{\pi\pi}$ - Massen Verteilungen (MARK I)

Ein solcher Zustand ist einsog. exotischer Zustand, da er aus den **drei** verschiedenen leichten Quarks s , \bar{u} und d aufgebaut ist und im Rahmen einer SU_3 -Theorie der Elementarteilchen nicht erzeugt werden kann. Das D^+ -Meson dagegen kann in einem Cabibbo-erlaubten Übergang sehr wohl in diesen Zustand zerfallen :

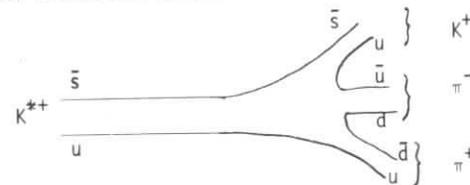


Die Teilchenkombination

$$\begin{array}{ccc}
 K^+ & \pi^+ & \pi^- \\
 \bar{s}u & d\bar{u} & u\bar{d}
 \end{array} \quad (VI.9)$$

dagegen besitzt den Quarkgehalt $\bar{s}u$, besteht also nur aus 2 Quarktypen und ist nicht exotisch.

Dieser Endzustand entsteht z.B. beim starken Zerfall einer K^{*+} -Resonanz.



$$K^{*+} \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$$

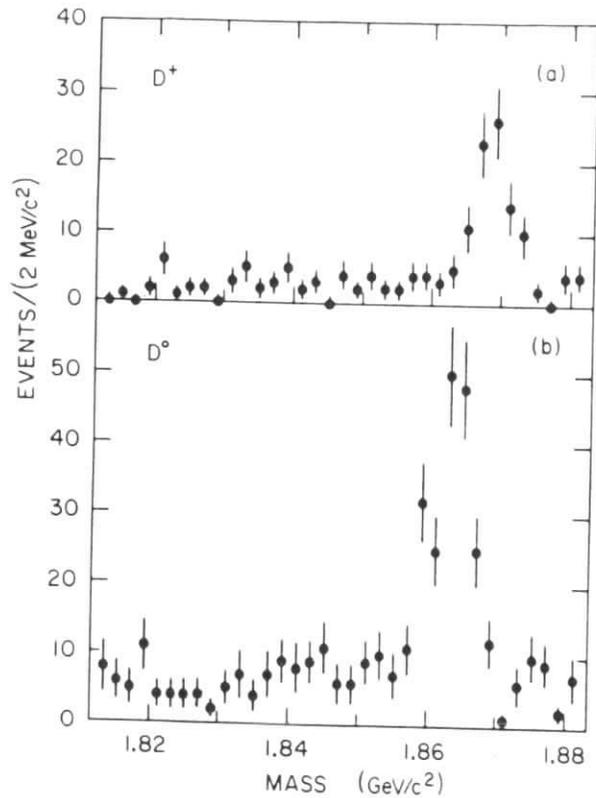
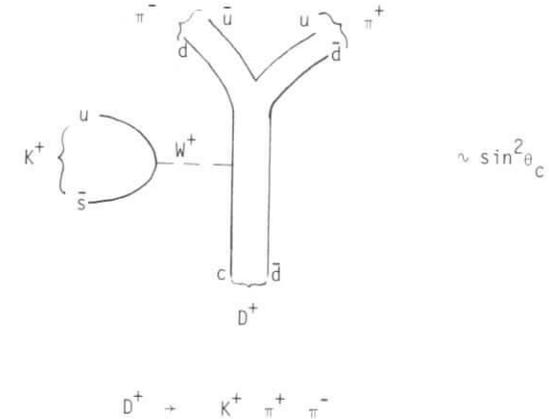


Abb. 35 ψ'' - Zerfälle beobachtet vom LBL-SLAC
 a) D^{*+} - Zerfälle
 b) D^0 - Zerfälle

Dafür gibt es aber keinen erlaubten D-Zerfall, durch den ein solcher Zustand erreicht werden kann.



VI.3.2 Masse der D - Mesonen

Die beste Möglichkeit, D-Mesonen zu studieren, bietet sich bei der ψ'' -Resonanz, welche vollständig in D-Mesonen zerfällt. In der Fig. 35 werden die D⁺ - und D⁰ - Signale bei Massen von 1.874 bzw. 1.863 GeV gezeigt, wie sie von der SLAC-LBL-Gruppe im Zerfall der ψ'' -Resonanz beobachtet wurden⁵⁶.

Da der Zustand ψ'' nur etwa 40 MeV über der Schwelle zur Erzeugung von D-Paaren liegt, werden die D-Mesonen des Zerfalls praktisch in Ruhe erzeugt. Diese Tatsache kann man dazu benutzen, die D⁰- und D[±]-Massen sehr genau zu bestimmen.

Die invariante Masse eines n-Teilchen Endzustands ist

$$M^2 = (\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2 \quad (VI.10)$$

Im Zweikörperzerfall der ψ'' -Resonanz besitzt jedes D-Meson eine Energie, welche gleich der Strahlenergie ist. Man kann also in der Gleichung (VI.10) die in der Ereignisrekonstruktion bestimmte $\sum E_i$ durch die viel

besser bekannte (± 1 MeV) Strahlenergie E_b ersetzen. Außerdem fallen an der Schwelle Meßfehler der Teilchenimpulse nicht so stark ins Gewicht, da $(\sum p_i)^2 \approx 0.08 \text{ (GeV/c)}^2$ klein ist. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in der Tabelle (VI.1) zusammengefaßt.

TABELLE VI.2

Meson	Masse (MeV/c) ²
D ⁰	1863.3 ± 0.9
D ⁺	1868.3 ± 0.9

Massendifferenz (MeV)	
D ⁺ - D ⁰	5.0 ± 0.8

VI.3.3 Zerfälle der D-Mesonen

Absolute Verzweigungsverhältnisse für D-Zerfälle kann man nur dann bestimmen, wenn der Erzeugungsquerschnitt bekannt ist. Für die Erzeugung von D-Paaren im Kontinuum ist dieser Wirkungsquerschnitt nicht gemessen. Für die $\psi(3.77)$ Resonanz dagegen kennt man den Produktionsquerschnitt und unter der Annahme, daß

- a) ψ vollständig in $D\bar{D}$ zerfällt
- b) ψ definierten Isospin (0 oder 1) besitzt

können unter diesen Voraussetzungen absolute Verzweigungsverhältnisse bestimmt werden, welche in der Tabelle VI.2 zusammengestellt sind.

Summiert man die gemessenen Verzweigungsverhältnisse, so stellt man fest, daß erst 30% der D⁰-Zerfälle und 15% der D⁺-Zerfälle gefunden worden sind. Insbesondere wurden bisher keine Cabibbo-verbotenen Zerfälle gesehen.

TABELLE VI.3

	Masse (MeV)	Zerfall	Verzweigungsverhältnis (%)
D ⁰	1863 ± 3	K ⁻ π ⁺	2.2 ± 0.6
		K ⁰ π ⁺ π ⁻	3.5 ± 1.1
		K ⁻ π ⁺ π ⁻ π ⁺	2.7 ± 0.9
		K ⁻ π ⁺ π ⁰	12 ± 6
		K ⁰ π ⁰	< 6
		e + x	9.8 ± 1.4
D ⁺	1874 ± 5	\bar{K}^0 π ⁺	1.5 ± 0.6
		K ⁻ π ⁺ π ⁺	3.5 ± 0.5
		e + x	9.8 ± 1.4

VI.3.4 Spin der D-Mesonen

Den Spin der D-Mesonen ermittelt man aus der Winkelverteilung der D-Produktionswinkel relativ zur Strahlachse. Für Spin - 0 - Teilchen erwartet man :

$$W(\theta) = 1 - \cos^2\theta \quad (\text{VI.11})$$

Ein Angleich an die experimentellen Winkelverteilungen der Fig. 36 liefert

$$\begin{aligned} D^+ &: W(\theta) = 1 - (1.04 \pm 0.1) \cdot \cos^2\theta \\ D^0 &: W(\theta) = 1 - (1.00 \pm 0.09) \cdot \cos^2\theta \end{aligned}$$

Wir schließen daraus, daß die D-Mesonen $J = 0$ haben, in Übereinstimmung mit den Vorhersagen des naiven Quarkmodells.

VI.3.5 Assoziierte Erzeugung von D-Mesonen

Wenn Charm eine gute Quantenzahl ist, müssen D-Mesonen paarweise erzeugt werden. Zu jedem D^0 , welches im ψ -Zerfall gesehen wird, muß es deshalb ein zugehöriges \bar{D}^0 geben. In Fig. 37 ist das Spektrum der Rückstoßmassen derjenigen Teilchen dargestellt, welche zusammen mit einem D^0 -Meson erzeugt werden. Man erkennt ein deutliches Maximum bei der D^0 -Masse und findet damit die Annahme bestätigt, daß zusammen mit D^0 ein \bar{D}^0 -Meson erzeugt wird.

VI.3.6 Paritätsverletzung beim D-Zerfall

Man beobachtet, daß D^0 -Mesonen sowohl in $K\pi$ als auch in $K\pi\pi$ zerfallen. Da der Spin $J_D = 0$ ist, muß die Spin-Parität des $K\pi$ -Systems $J^P = 0^+$ sein. Drei pseudoskalare Mesonen dagegen können nicht in einer 0^+ -Konfiguration auftreten, sondern nur einen 0^- -Zustand bilden. D.h. der D-Zerfall ist paritätsverletzend, also ein schwacher Zerfall.

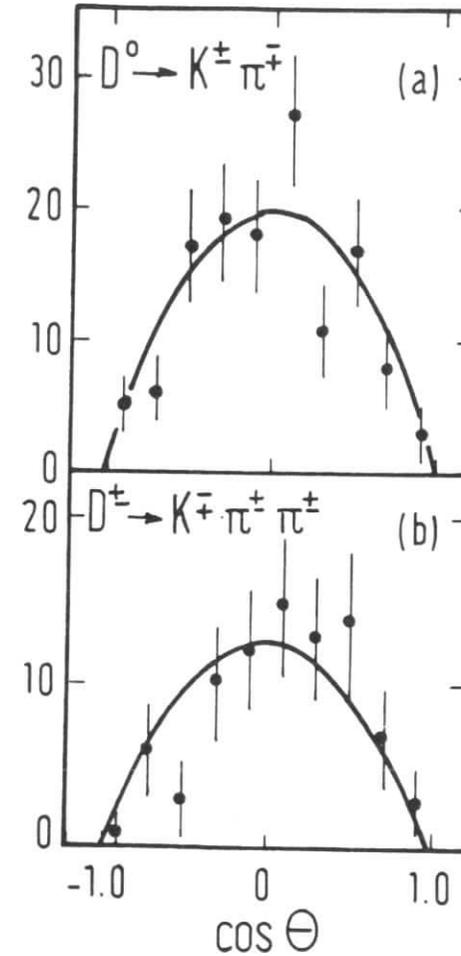


Abb. 36 Erzeugungswinkelverteilung von D^0 und D^\pm (LBL-SLAC)

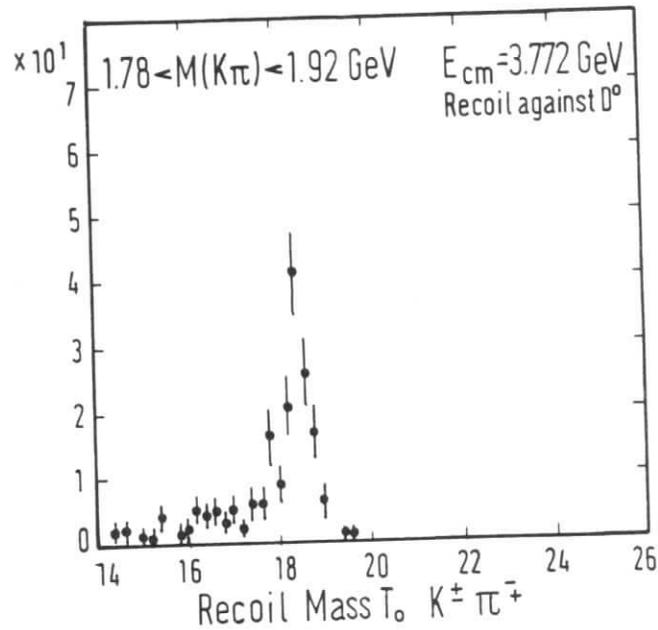


Fig. 37 Verteilung der Rückstoßmassen gegen D^0

VI.3.7 Cabibbo-verbotene Zerfälle

Im Kapitel VI.1 haben wir gelernt, daß erlaubte und verbotene Zerfälle von D- und F-Mesonen durch den gleichen Cabibbowinkel θ_c beschrieben werden, der auch bei schwachen Zerfällen von Teilchen mit Strangeness auftritt. Es ist deshalb interessant, diesen Winkel auch aus den Verzweigungsverhältnissen für verbotene D-Zerfälle zu bestimmen. Leider sind bisher noch keine verbotenen D-Zerfälle beobachtet worden. Man kennt nur die folgenden oberen Grenzen.

$$\text{tg}^2 \theta_c = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} < 0.07$$

$$\text{tg}^2 \theta_c = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+ K^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} < 0.07$$

Diese Grenze ist verträglich mit dem Wert von $\text{tg}^2 \theta_c = 0.06$, den man aus dem Zerfall von Teilchen mit Strangeness ermittelt.

VI.3.8 Semileptonische D-Zerfälle

Physikalisch sind semileptonische Zerfälle besonders interessant, da bei ihnen der hadronische Strom nur einmal auftritt, zusammen mit dem gut bekannten leptonischen Strom. Leider ist die experimentelle Information über semileptonische Zerfälle bisher spärlich, da derartige Zerfälle äußerst schwierig nachzuweisen sind und zwar aus den folgenden Gründen :

1. Bei semileptonischen Zerfällen werden die Neutrinos nicht beobachtet, so daß die Ereignisse im allgemeinen nicht vollständig rekonstruiert werden können.
2. Die Leptonen e und μ sind niederenergetisch und damit schwer zu identifizieren.
3. Semileptonische Zerfälle von Charm Mesonen können leicht mit Zerfällen des schweren Leptons τ verwechselt werden.

Die Trennung gelingt nur mit einem Trick. Da die mittlere geladene Multiplizität bei Charmzerfällen größer ist als zwei, bei τ -Zerfällen jedoch gerade zwei ist, sucht man nach Ereignissen, welche ein Lepton und mehrere Hadronen enthalten. Ferner kann man die Tatsache ausnutzen, daß bei Charmzerfällen vermehrt K-Mesonen auftreten.

Im PLUTO-Detektor wurde in Ereignissen hoher Multiplizität nach einer assoziierten Erzeugung von K_S^0 -Mesonen und Elektronen gesucht, wobei die K-Mesonen im $\pi^+\pi^-$ -Zerfallskanal nachgewiesen werden. Die Ergebnisse dieses Experiments⁵⁷⁾ sind in Fig. 38 dargestellt. Man erkennt dort ein deutliches Korrelationssignal zwischen Elektronen und neutralen K-Mesonen. Die eK^0 -Ereignisse folgen der im totalen Wirkungsquerschnitt beobachteten Resonanzstruktur bei 4.03 GeV, ein Hinweis darauf, daß dieser Zustand in $D\bar{D}$ zerfällt.

Im DASP-Spektrometer werden Elektronen mit Hilfe von Cerenkovzählern identifiziert. Die inklusiven Elektronenspektren, die man erhält, wenn man sich auf Ereignisse hoher Multiplizität beschränkt, sind in der Abb. 39 wiedergegeben⁵⁸⁾. Besonders im Energiebereich zwischen 3.99 und 4.08 GeV werden die experimentellen Daten gut beschrieben, wenn man annimmt, daß die D-Mesonen semileptonisch in $e\nu K$ oder $e\nu K^*$ zerfallen.

Für rein leptonische Zerfälle kann man aus den Daten die folgende obere Grenze ableiten :

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow D^+D^-) \cdot \Gamma(D \rightarrow e^+\nu)}{\sigma(D^+D^-) \cdot \Gamma(D^+ \rightarrow e^+X) + \sigma(D^0\bar{D}^0) \cdot \Gamma(D^0 \rightarrow eX)} < 0.10$$

Integriert man die Elektrospektren über alle Energien, so kann man daraus das Verzweungsverhältnis für semileptonische Charmzerfälle berechnen zu

$$Br(D \rightarrow eX) = 0.10 \pm 0.03$$

Hierbei wurde der Wirkungsquerschnitt für Charmproduktion wie folgt abgeschätzt :

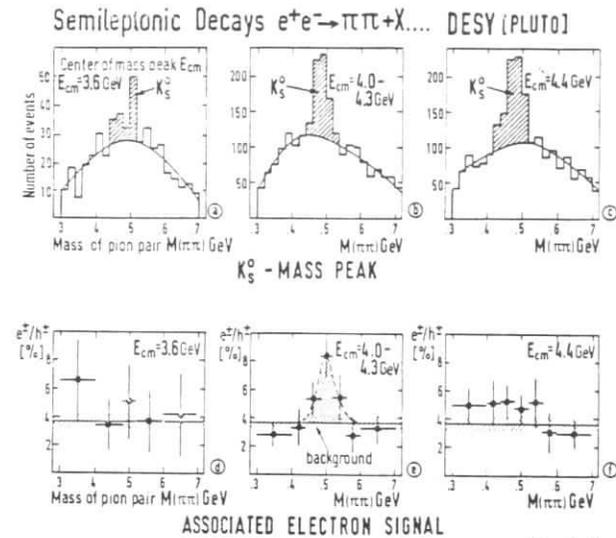


Fig. 5.14

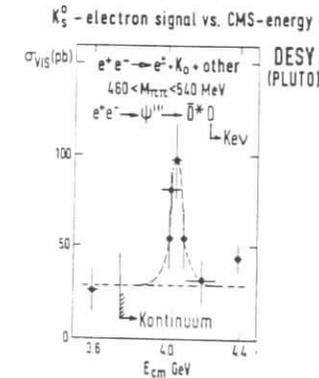


Abb. 38 Korrelation zwischen e^\pm und K^0

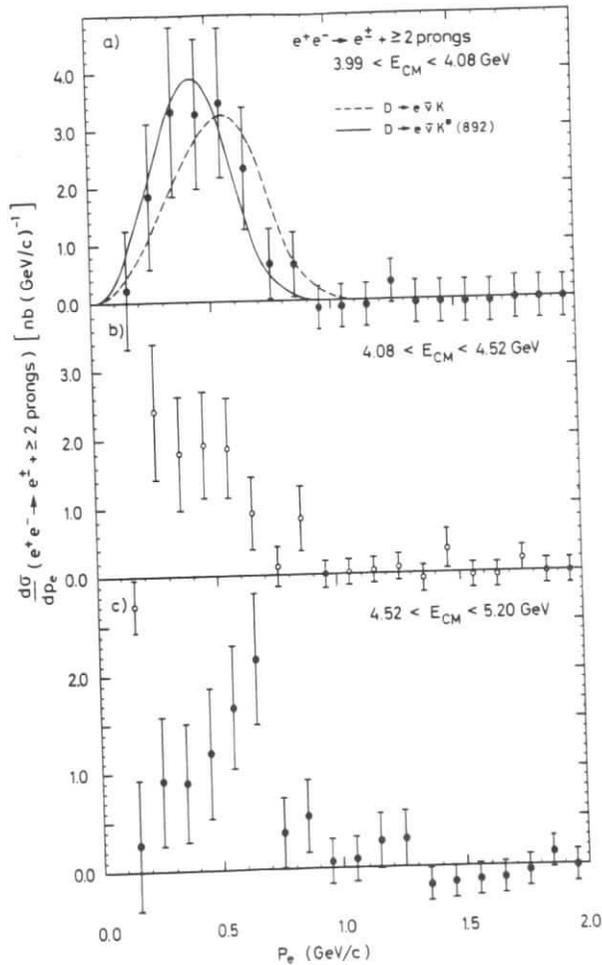


Abb. 39 Inklusive e^\pm - Spektren bei verschiedenen Schwerpunktenenergien

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c}) = \sigma_{\text{tot}} - R_{q\bar{q}} \cdot \sigma_{\mu\mu} - \sigma_\tau$$

$R_{q\bar{q}} \cdot \sigma_{\mu\mu}$ ist der totale Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung 'alter' Quarks.

Die Größe $R_{q\bar{q}}$ wird ermittelt aus Messungen unterhalb der ψ' -Resonanz bei 3.66 GeV.

σ_τ ist der Beitrag der τ -Produktion zum totalen Wirkungsquerschnitt.

In der Fig. 40 sind die experimentellen semileptonischen Zerfälle als Funktion der Schwerpunktenenergie dargestellt.

VI.3.9 D^* - Mesonen

Das Quarkmodell sagt neben den pseudoskalaren D-Mesonen noch schwerere Vektormesonen D^* voraus, die in folgenden Reaktionen erzeugt werden können.



In den Fällen, in denen DD^* zusammen erzeugt werden, kann man die Existenz und die Masse der D^* -Mesonen aus dem Spektrum der zu D gehörigen Rückstoßmassen ermitteln. Die mit D assoziierte Rückstoßmasse ist

$$M_R^2 = (E_{\text{cm}} - \sqrt{p_D^2 + M_D^2})^2 - p_D^2 \quad (\text{IV.12})$$

Die Spektren der Rückstoßmassen, welche zu D^0 und D^+ gehören, sind in Fig. 41 dargestellt. Sie stammen aus Messungen der SLAC-LBL-Gruppe^{59,22}. Die schmalen Maxima kann man den folgenden Reaktionskanälen zuschreiben :



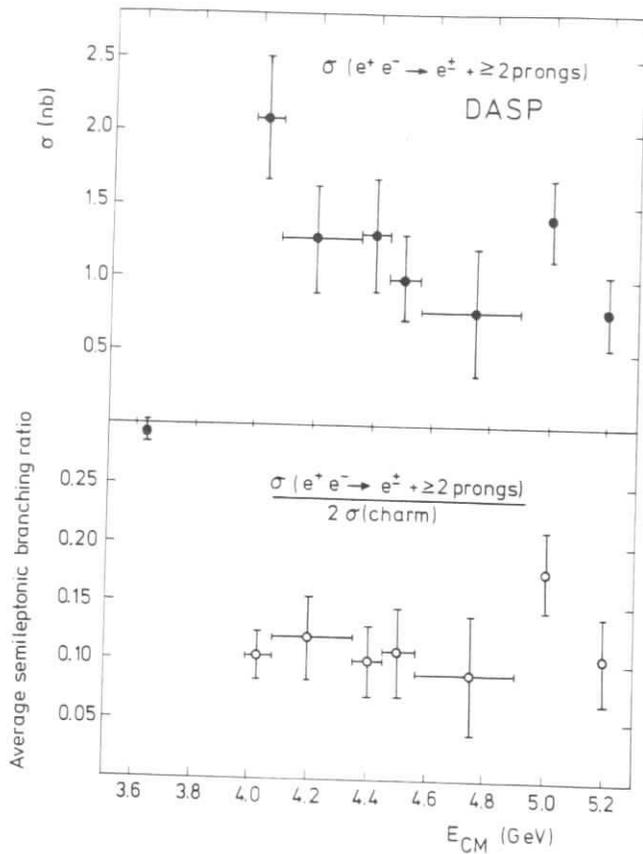


Abb. 40 a) Inklusive e^\pm - Erzeugung (DASP)
b) Mittlere semileptonische Zerfallsbreite für Charm-Mesonen (DASP)

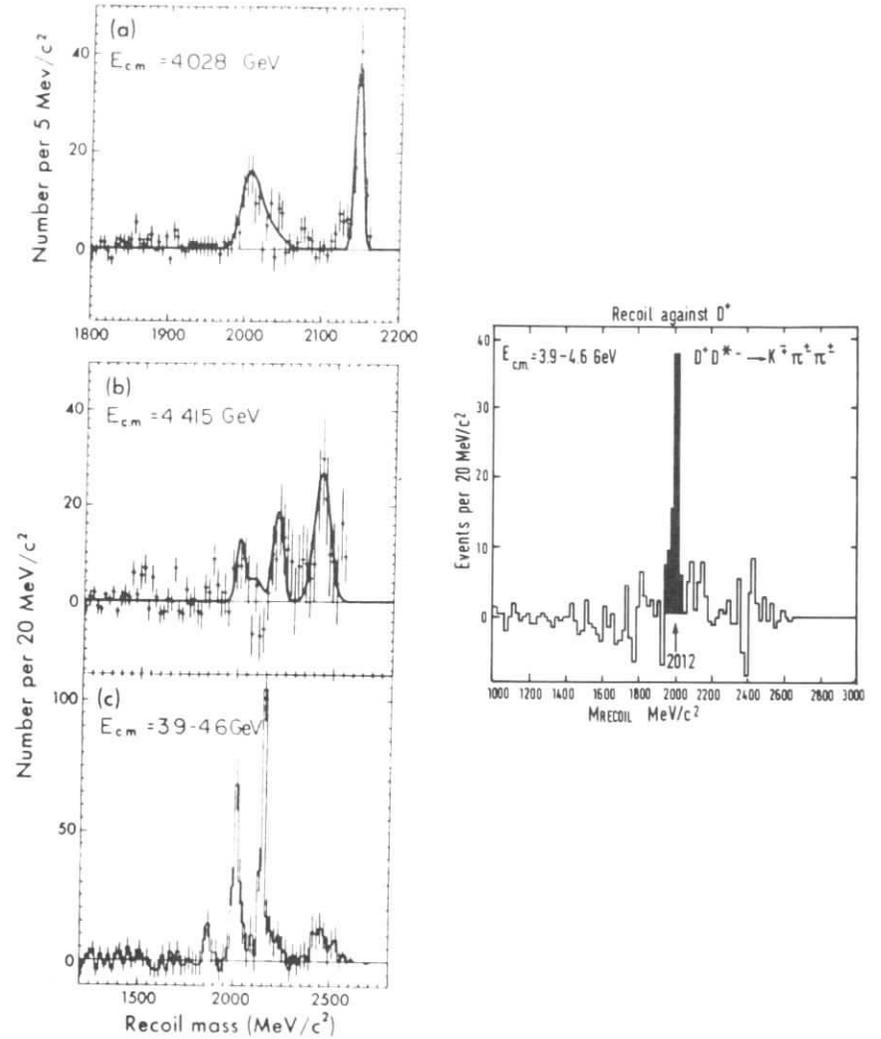


Abb. 41 Spektren der Rückstoßmasse (LBL-SLAC)
a) b) c) Rückstoßspektren gegen D^0 bei verschiedenen Schwerpunktsenergien
d) Rückstoßspektren gegen D^+

Im Rückstoßmassen-Spektrum, welches zu D^+ gehört, sieht man nur ein Maximum bei 2012 MeV, der Masse D^{*+} .

Die Ergebnisse der Analyse dieser Rückstoßspektren sind in der Tabelle VI.4 zusammengefaßt :

TABELLE VI.4

	Masse (MeV)
D^{*0}	2006 ± 1.6
D^{*+}	2008 ± 1.0
D^0	1863 ± 3
D^+	1874 ± 5

Entsprechend dem in der Abbildung 42 dargestellten Schema können D^* -Mesonen stark oder elektromagnetisch in die Grundzustands-D-Mesonen zerfallen.



Die Q-Werte für diese Zerfälle, die man aus der Fig. 42 abliest, sind sehr klein. Folglich besitzen die π -Mesonen des Übergangs (VI.13) im D^* -Schwerpunktsystem kleine Energien, und man kann sie nur nachweisen, indem man bei Schwerpunktsenergien oberhalb von 5 GeV die relativistische Geschwindigkeit der D^* -Mesonen ausnutzt.

Die Verzweungsverhältnisse für die D^* -Zerfälle (VI.13) wurden von der SLAC-LBL-Gruppe aus einer Analyse der Impulsspektren der bei hohen Schwerpunktsenergien erzeugten D-Mesonen bestimmt ⁶⁰⁾.

Aus einer Analyse von Winkelverteilungen an der D^* -Schwelle wurde der Spin $J_D = 1$ bestimmt ⁶¹⁾.

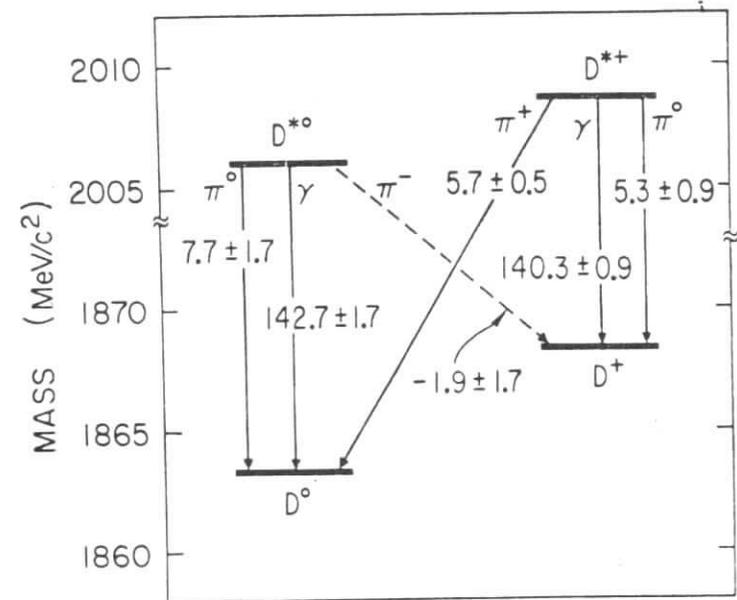


Abb. 42 Q-Werte für $D^* \rightarrow D$ - Übergänge (LBL-SLAC)

VI.4 F - Mesonen

Im Abschnitt VI.2 haben wir gesehen, daß F-Mesonen bevorzugt in Endzustände zerfallen, in welchem die Quarkkombination $(s\bar{s})$ auftritt, also $\eta, \eta', \phi, K\bar{K}$.

Die DASP - Kollaboration hat die inklusive η -Produktion bei verschiedenen Schwerpunktenenergien untersucht ⁶²). Die Spektren der invarianten $\gamma\gamma$ -Massen, welche in diesem Experiment beobachtet wurden, sind in der Abbildung 43 zusammengefaßt.

Bei allen Schwerpunktenenergien erkennt man ein deutliches π^0 -Signal, während eine signifikante η -Erzeugung nur bei 4.17 und 4.42 GeV beobachtet wird. Die Abwesenheit eines η -Signals bei 4.03 GeV, einer Resonanz, welche durch DD^* und D^*D^* - Erzeugung dominiert wird, deutet darauf hin, daß Zerfälle des Typs

$$D \rightarrow \eta + X$$

selten sind.

Die Schwelle für $D\bar{D}\eta$ - Produktion liegt bei 4.32 GeV und es erhebt sich die Frage, ob die η -Mesonen, die dort gesehen werden, zum Kontinuum gehören oder von F-Zerfällen stammen. Um die Erzeugung von F-Mesonen zu identifizieren, muß man deshalb weitere F-spezifische Selektionskriterien einführen.

Ebenso wie bei den D-Mesonen gibt es neben dem F einen Zustand F^* mit höherer Masse. Da F ein Isospin Singlett ist, kann es nur den Übergang

$$F^* \rightarrow \pi \pi F$$

geben. Ein Massenunterschied jedoch, der größer als 2π -Massen ist, ist unwahrscheinlich, so daß nur der elektromagnetische Zerfall bleibt,

$$F^* \rightarrow \gamma F$$

Wenn man sich auf solche Ereignisse beschränkt, die ein Photon mit

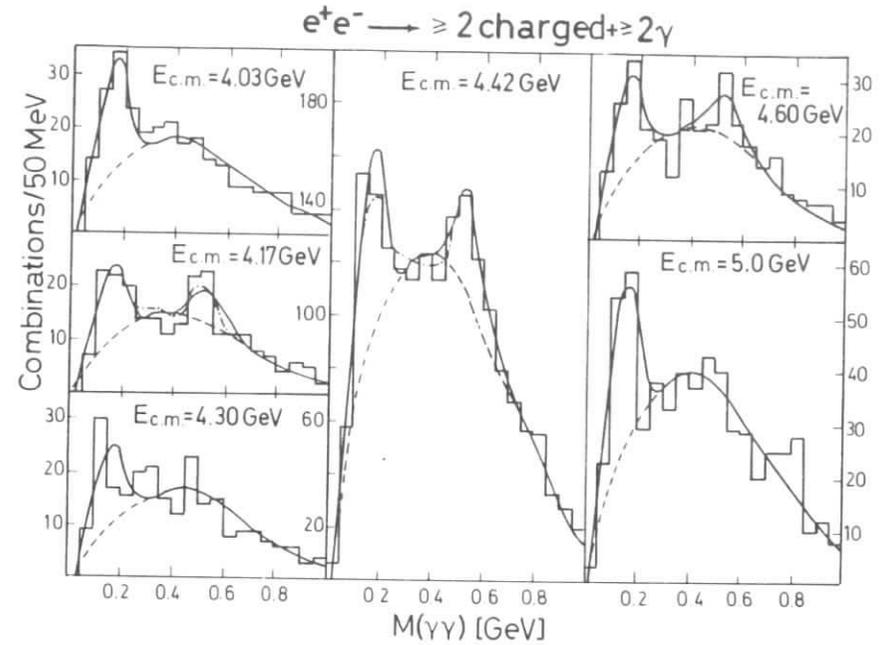


Abb. 43 Invariante Massen $\Gamma_{\gamma\gamma}$ bei verschiedenen Schwerpunktenenergien (DASP)

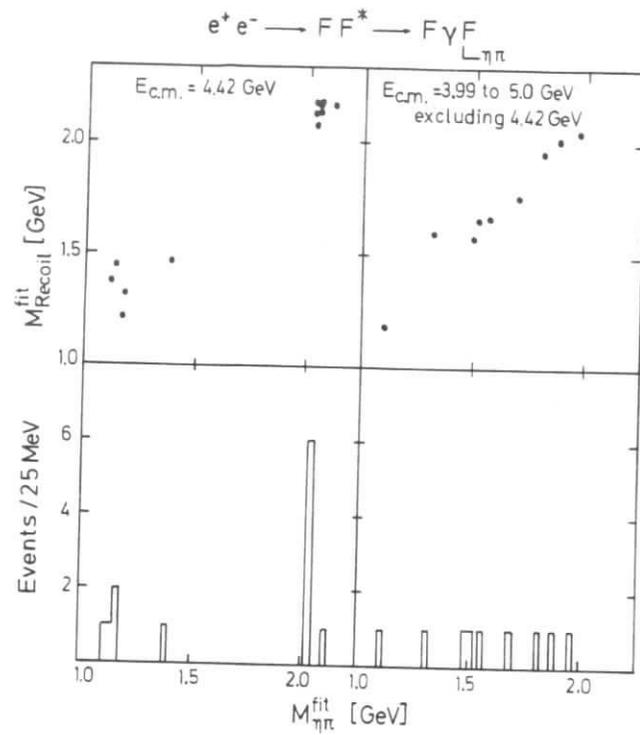


Abb. 45 2-dimensionale Darstellung der berechneten Massen $M_{\eta\pi}$ gegen die Rückstoßmasse mit Projektionen (DASP)

suchen. In den Daten der Fig. 46 erkennt man deutlich eine Anhäufung von Ereignissen, bei denen η -Mesonen zusammen mit Elektronen erzeugt werden. Diese Beobachtung kann mit dem Vorhandensein semileptonischer F-Zerfälle erklärt werden.

VI.5 Charm - Baryonen

An Speicherringen wurden Baryonen mit der Quantenzahl Charm noch nicht eindeutig nachgewiesen.

In einem Neutrino-Blasenkammerexperiment ⁶³⁾ wurde dagegen ein Ereignis der Art



beobachtet, welches man als Λ_c -Erzeugung interpretiert. Die Masse ist

$$m_{\Lambda_c} = 2.26 \text{ GeV.}$$

In einem Hochenergie-Photoproduktionsexperiment bei NAL ⁶⁴⁾ beobachtet man ein Signal bei einer Masse von

$$m_{\Lambda_c} = 2.260 \pm 0.01 \text{ GeV}$$

im Kanal



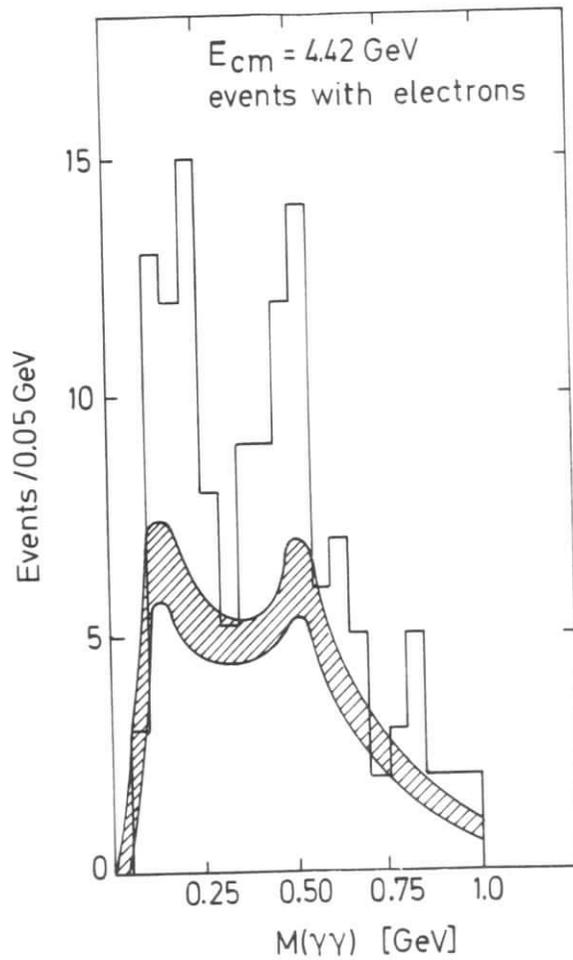


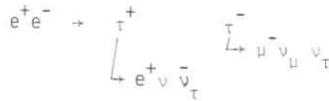
Abb. 46 Invariante Massen $m_{\gamma\gamma}$ für Ereignisse mit Elektronen im Endzustand (DASP)

VI.6 Zusammenfassung

1. Teilchen, welche aus \bar{c} -Quarks aufgebaut sind, jedoch nicht die Quantenzahl Charm tragen, werden gut mit Hilfe eines nicht-relativistischen Potentialmodells beschrieben. Es gibt einige Schwierigkeiten bei der Einordnung und Identifizierung pseudoskalarer Zustände.
2. Die pseudoskalaren und vektoriellen Mesonen, welche die Quantenzahl Charm tragen, sind gefunden worden, und hadronische und semileptonische Zerfälle sind gesehen worden.
3. In den bisher beobachteten Zerfällen der Charm Mesonen findet man die Cabibbo-Struktur des schwachen Stroms bestätigt mit der Auswahlregel $\Delta s = \Delta c = \pm 1$. Dagegen sind $\Delta c = \pm 1, s = 0$ Übergänge verboten.

VII. SCHWERES LEPTON τ

Die ersten Anzeichen für die Existenz eines schweren Leptons τ wurden bei SPEAR¹⁾ in der Beobachtung anomaler $e\mu$ -Ereignisse gefunden. Das sind Ereignisse, bei denen im Endzustand nur ein Elektron und ein Muon beobachtet werden. Diese Ereignisse stammen aus der Reaktion :



in welcher τ^+ und τ^- leptonic zerfallen.

Kurze Zeit nach diesen ersten Beobachtungen wurde die Existenz des τ -Leptons in mehreren Experimenten bei DORIS und SPEAR bestätigt²⁾.

In einem e^+e^- - Speicherring werden τ -Paare oberhalb der Schwellenenergie zwar mit der gleichen Rate erzeugt wie μ -Paare, doch ist die Identifizierung von schweren Leptonen aus den folgenden Gründen schwierig :

1. Oberhalb der Charmschwelle können Elektronen und Muonen in leptonic oder semileptonic Zerfällen von Charm Mesonen erzeugt werden.
2. Da Neutrinos einen unbekannt Bruchteil der Energie forttragen, muß man Untergrundreaktionen besonders sorgfältig untersuchen.
3. Die e, μ -Identifizierung für Impulse unterhalb 500 MeV ist schwer.

VII.1 Masse und Spin des τ -Leptons

Sowohl die Masse als auch der Spin des τ -Leptons können aus dem Schwellenverhalten des Erzeugungsquerschnitts bestimmt werden. Für punktförmige Teilchen mit Spin 1/2 erwartet man ein Ansteigen des Wirkungsquerschnitts

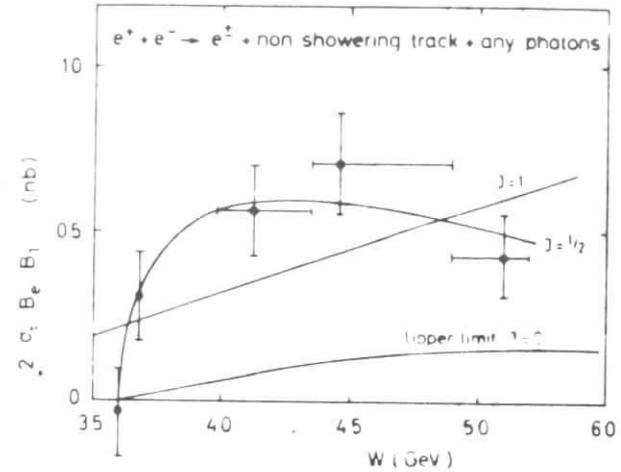


Abb. 47

Wirkungsquerschnitt für τ -Paarerzeugung an der Schwelle. Die eingezeichneten Kurven sind Vorhersagen für verschiedene Spins des τ -Leptons (DASP)

gemäß

$$\sigma_{\tau} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s} \beta_{\tau} \left(1 + \frac{1}{2}(1-\beta_{\tau}^2)\right) \quad (\text{VII.1})$$

$$\beta_{\tau} = \frac{p_{\tau}}{E_{\tau}}$$

In der Abb. 47 wird das von DASP beobachtete Schwellenverhalten des Erzeugungsquerschnitts mit Modellrechnungen für verschiedene Spins des τ -Leptons verglichen. Man sieht, daß nur die zum Spin 1/2 gehörende Kurve die Meßergebnisse beschreibt. Außerdem können die Meßpunkte in der Nähe der Schwelle dazu benutzt werden, die τ -Masse zu bestimmen.

Der zur Zeit beste Wert für die τ -Masse wird vom DELCO-Experiment bei SPEAR angegeben ³⁾.

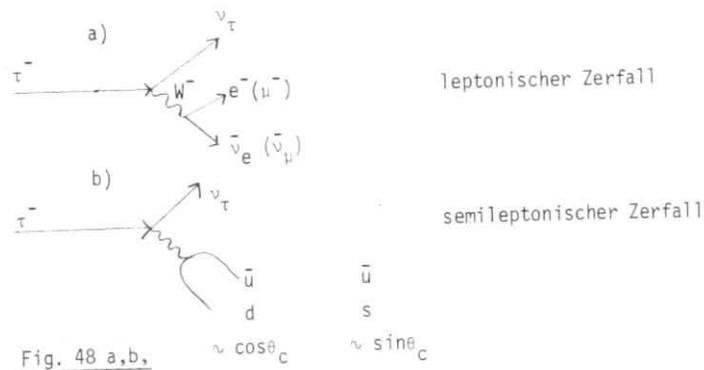
Er ist

$$m_{\tau} = 1.782 \pm 0.003 \text{ MeV.}$$

Besonders wichtig für derartige Untersuchungen, bei denen es darauf ankommt, die Zahl erzeugter τ -Paare als Funktion der Energie zu ermitteln, ist es, eine Apparatur zu verwenden, mit welcher im vollen Raumwinkel Teilchen nachgewiesen werden können um sicherzustellen, daß außer Neutrinos keine weiteren Teilchen unbeobachtet entweichen.

VII.2 Zerfälle des τ -Leptons

Das schwere Lepton τ kann leptonic oder semileptonic zerfallen.



Physikalisch besonders wichtig ist der Zerfall

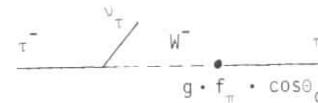
$$\tau \rightarrow \pi \nu_{\tau} \quad (\text{VII.2})$$

da er aufgrund der folgenden Überlegungen eng mit dem Zerfall

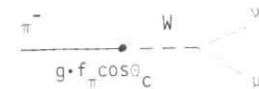
$$\pi \rightarrow \mu \nu_{\mu} \quad (\text{VII.3})$$

verknüpft ist.

Für den Zerfall (VII.2) kann man das folgende Diagramm anschreiben :



Der Pionzerfall dagegen wird durch das Diagramm



beschrieben.

In beiden Zerfällen tritt der gleiche πW -Vertex auf, den man im π -Zerfall bestimmen kann. Damit ist das Verhältnis

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \pi \nu_{\tau})}{\Gamma(\tau \rightarrow e \nu_e \nu_{\tau})} = \frac{12\pi^2 f_{\pi}^2 \cos^2 \theta_c}{m_{\tau}^2} \quad (\text{VII.4})$$

$$= 0.56$$

festgelegt.

VII.2.1 Leptonische τ - Zerfälle

Zur Beschreibung leptonischer τ -Zerfälle haben wir das Diagramm der Fig.48 angegeben. Dabei ist angenommen, daß beim Zerfall ein neues Teilchen, das τ -Neutrino entsteht.

Welche experimentelle Evidenz gibt es für die Existenz eines dritten Neutrino ?

Die Tatsache, daß leptonische τ -Zerfälle 3-Körperzerfälle sind, liest man aus dem Impulsspektrum der Zerfallselektronen ab. Das im DELCO-Experiment aufgenommene Spektrum der Fig. 49 hat die typische Form eines 'B-Spektrums' (vgl. $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$) und kann durch einen Michelparameter

$$\rho = 0.72 \pm 0.15$$

beschrieben werden. Dieser Michelparameter gestattet es auch, die Art der schwachen Kopplung zu bestimmen. Für eine V-A - Kopplung erwartet man $\rho = 0.75$, und für eine V+A - Kopplung wäre $\rho = 0.375$. Der experimentelle Wert von ρ schließt eine V+A - Kopplung mit 2.3 Standardabweichungen aus.

Aus der Form des Impulsspektrums bei hohen Impulsen kann man eine obere Grenze für die Masse des τ -Neutrinos berechnen. Man erhält

$$m_{\nu\tau} < 250 \text{ MeV} \quad (95\% \text{ C.L.})$$

Das τ -Neutrino könnte mit einem der bekannten Neutrinos ν_e oder ν_μ identisch sein. Dagegen spricht, daß τ -Produktion in Neutrinoexperimenten noch nicht beobachtet worden ist. Diese Beobachtung allein reicht aber noch nicht aus, um zu beweisen, daß das τ -Lepton ein eigenes Neutrino besitzt. Es könnte sein, daß die Kopplung an ν_e oder ν_μ besonders klein ist. In diesem Fall müßte die τ -Lebensdauer besonders groß sein. Die experimentelle obere Grenze ist

$$T_\tau < 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ sec} \quad (95\% \text{ C.L.})$$

Dieser Wert muß mit der theoretischen Lebensdauer von $T_\tau = 2.8 \cdot 10^{-13} \text{ sec}$ verglichen werden, die man errechnet, wenn man die Fermi-Kopplungskonstante G_F für die τ -W-Kopplung einsetzt. D.h. das τ -Lepton müßte

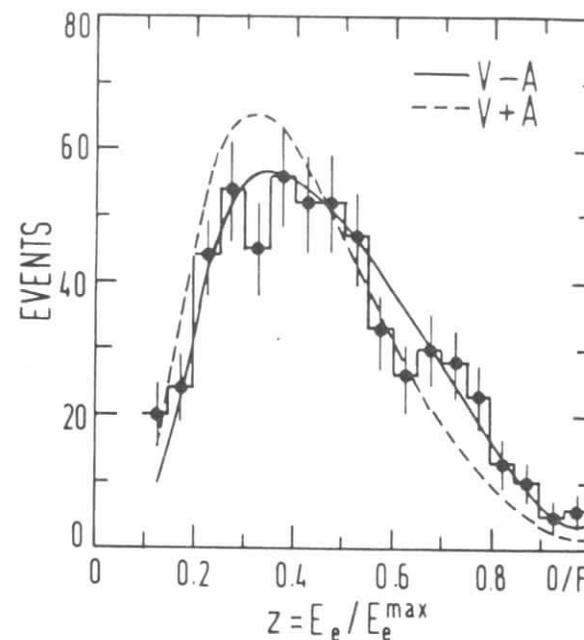


Fig. 49

Elektrospektren von τ -Zerfällen (DELCO)

wenigstens mit 12% der üblichen Stärke an ν_e oder ν_μ koppeln. Dann hätte man aber τ -Produktion in Neutrinoexperimenten beobachten müssen.

VII.2.2 Hadronische τ -Zerfälle

Nach anfänglichen experimentellen Schwierigkeiten ist der Zerfall



von den Speicherringexperimenten PLUTO, MARK II und Delco mit einem Verzweigungsverhältnis von

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \nu\pi)}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{alle})} = (9.8 \pm 1.4) \%$$

beobachtet worden. Das entspricht einem Verhältnis von

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \nu\pi)}{\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\nu)} = 0.57 \pm 0.09$$

in guter Übereinstimmung mit den Überlegungen im Abschnitt VII.2.

Der schwache hadronische Strom enthält zwei Anteile, eine Vektorstrom- und eine Axialvektorstrom-Komponente. Nimmt man an, daß auch beim τ -Zerfall der Vektorstrom erhalten bleibt (CVC), so kann man die Zerfallsbreite

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \nu\rho)}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{alle})} = 25.3 \%$$

berechnen.

Der experimentelle Wert für dieses Verzweigungsverhältnis ist

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \nu\rho)}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{alle})} = (21.5 \pm 3.4) \%$$

Der Axialvektorstrom, der nicht erhalten wird (PCAC), ist verantwortlich für τ -Zerfälle in 0^- und 1^+ -Mesonen. Auch für den Zerfall $\tau \rightarrow \nu A_1$ findet man gute Übereinstimmung zwischen dem experimentellen Wert und den theoretischen Vorhersagen

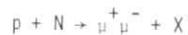
$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \nu A_1)}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{alle})} &= 8.1 \% \quad \text{theor.} \\ &= (10.8 \pm 3.4) \% \quad \text{exp.} \end{aligned}$$

VII.3. Zusammenfassung

In Speicherringexperimenten bei DORIS und SPEAR wurde die Existenz eines schweren sequentiellen Leptons τ nachgewiesen mit einem dazugehörigen Neutrino ν_τ . Das τ -Lepton ist punktförmig wie das Elektron und das Myon. Es zerfällt schwach mit einem leptonischen Strom, welcher die übliche V-A - Struktur besitzt. Bei hadronischen Zerfällen beobachtet man ebenfalls Vektor- und Axialvektorströme, welche den Randbedingungen von CVC und PCAC genügen.

VIII. T - RESONANZEN

Den ersten Hinweis darauf, daß es neben der J/ψ-Familie von gebundenen c \bar{c} - Quarks mindestens noch ein weiteres System dieser Art bei Massen um 10 GeV gibt, haben wir aus einem Experiment am NAL-Protonenbeschleuniger. Dort wurde von einer Columbia-FNAL-Stony Brook - Kollaboration⁹⁾ ein Experiment ausgeführt, in welche mit 400 GeV Protonen die Reaktion



untersucht wurde. Im Massenspektrum der μ -Paare, welches in Fig. 50 dargestellt ist, erkennt man die Resonanzen J/ψ, ψ' und wenigstens zwei weitere Zustände, das T und T' bei Massen von 9.4 und 10.0 GeV. In dem Ausschnitt des Spektrums zwischen 8 und 11 GeV, in welchem der Kontinuumsbeitrag abgezogen ist, könnte man noch einen weiteren Zustand bei 10.4 GeV vermuten.

Die Teilchen T und T' kann man ebenso wie J/ψ und ψ' als gebundene 1^3S_1 und 2^3S_1 -Zustände eines neuen schweren Quarks verstehen. Kandidaten für diese Quarks sind das b-Quark mit $e_b = -1/3$ oder das t-Quark mit $e_t = +2/3$. Diese Quarks werden in Modellen vorhergesagt, in denen die Zahl des linkshändigen Leptonendoublets gleich der Zahl der linkshändigen Quarkdoublets ist, um sogenannte Dreiecksanomalien auszuschließen. Die Familie der fundamentalen Doublets hat in diesen Theorien die folgende Struktur :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

Die bei NAL entdeckten Resonanzen T und T' zerfallen in μ -Paare, müssen wegen der e- μ -Universalität deshalb ebenso in e^+e^- - Paare zerfallen und können deshalb auch durch hochenergetische e^+e^- - Stöße erzeugt werden. Da die T-Mesonen ebenso wie J/ψ und ψ' Vektormesonen sind,

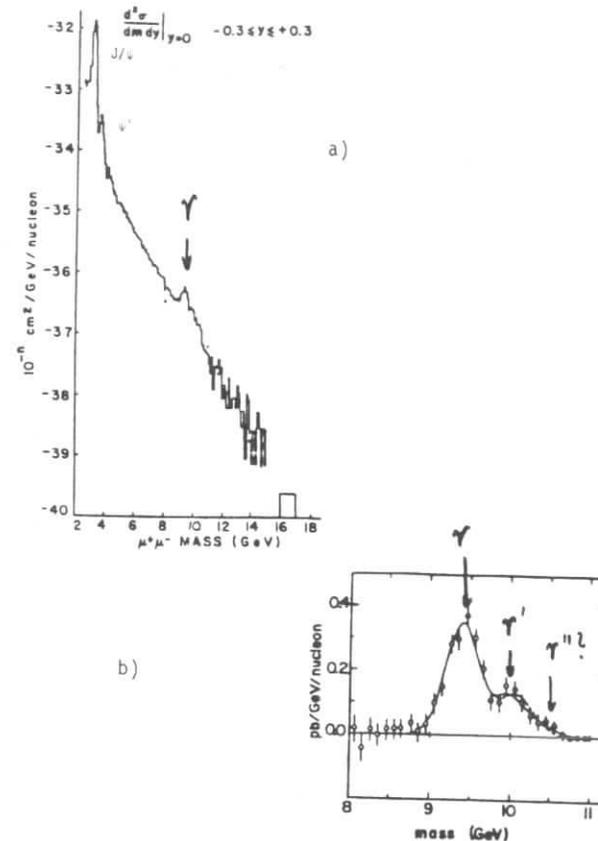


Abb. 50 Inklusives μ -Spektrum für $p + \text{Be} \rightarrow \mu\mu + X$
 a) Rohe Daten
 b) Nach Abzug des Kontinuumsbeitrages

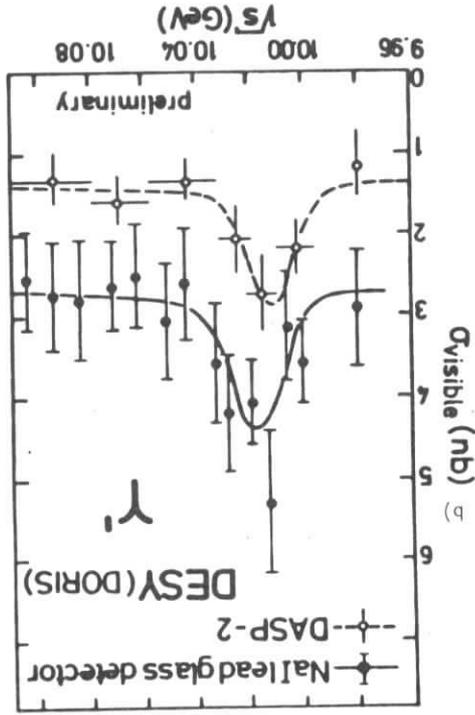
werden sie in einem e^+e^- -Speicherring resonant erzeugt. Das Verhältnis zwischen dem Kontinuum für Hadronenerzeugung und den π und π' Resonanzsignalen sollte deshalb an einem e^+e^- -Speicherring sehr viel günstiger sein als bei hadronischer Erzeugung der Mesonen und der Beobachtung der leptonischen Zerfälle. Außerdem ist die Energieauflösung eines Speicherringes sehr viel besser als die eines μ -Spektrometers. Bei DESY wurde der Versuch unternommen, die π -Resonanzen im DORIS-Speicherring zu untersuchen. Durch Einbau zusätzlicher Hochfrequenz-Beschleunigungsstrecken und den Umbau auf 1-Ring-1-Bunch-Betrieb konnte die Maximalenergie von DORIS auf über 5 GeV erhöht werden. Im Frühjahr 1978 haben DASP und PLUTO das π gefunden, und Ende August wurde das π' bei DASP und in der DESY-Heidelberg-Apparatur gesehen. Die Resonanzsignale, die in diesen Experimenten beobachtet wurden, sind in Fig. 51a,b dargestellt. Der drastische Unterschied zwischen der Energieauflösung eines Speicherringexperimentes und eines Spektrometerexperimentes wird aus der Fig. 52 deutlich, in welcher die DORIS-Resonanzkurven zusammen mit den Messungen von Lederman et al. gezeigt werden.

Die Resonanzparameter sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt :

TABELLE VIII.1

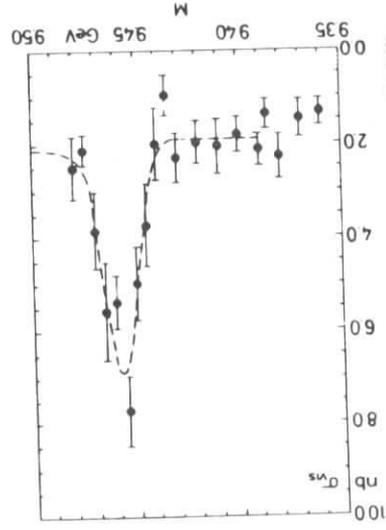
	π	π'
M beobachtete Breite	9.46 ± 0.01 GeV	10.2 ± 0.02 GeV
Γ_{ee}	7.7 ± 0.9 MeV	0.33 ± 0.10 keV
f_{odM}	1.3 ± 0.4 keV	
B_{III}	300 ± 100 nb MeV (2.6 ± 1.4) %	
Γ_{tot}	> 25 keV (95% C.L.)	

Individuelle Zerfälle der beiden Resonanzen sind noch nicht beobachtet worden.



a) Anregungskurve von π (PLUTO)
b) Anregungskurve von π' (DORIS)

Fig. 51 a) b)



a)

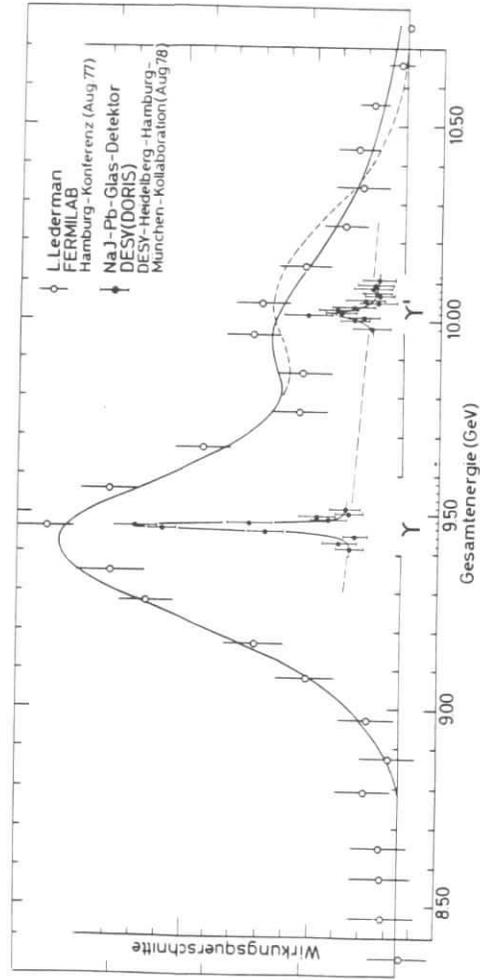


Abb. 52 Vergleich der Massenauflösung in einem e^+e^- peicherringsexperiment und einem klassischen Spektrometerexperiment.

Die experimentell beobachtete Breite der Resonanzen von 7.7 MeV entspricht der Energiebreite der DORIS-Strahlen. Die Resonanzen selbst sind schmaler. Ebenso wie bei den J/ψ -Resonanzen kann man die Breite von τ aus der elektronischen Breite Γ_{ee} und dem Verzweigungsverhältnis in μ -Paare berechnen :

$$B_{\mu\mu} = B_{ee} = \frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma_{tot}}$$

$$\Gamma_{tot} = \frac{\Gamma_{ee}}{B_{\mu\mu}}$$

Die augenblicklichen Messungen von $B_{\mu\mu}$ lassen jedoch eine Bestimmung von Γ_{tot} nicht zu. Man kann nur eine untere Grenze von 25 keV angeben.

Wenn wir annehmen, daß die τ -Resonanzen die niedrigsten gebundenen Zustände eines schweren Quarks sind, so kann man aus Γ_{ee} die Quarkladung e_Q bestimmen.

Die Zerfallsbreite von Vektormesonen in Elektronen hängt von der Quarkladung wie folgt ab :

$$\Gamma_{ee} = |\psi(0)|^2 \cdot e_Q^2$$

Wenn man für die bekannten Grundzustands-Vektormesonen die Größe

$$\Gamma_{ee} / e_q^2$$

berechnet, so erhält man etwa 12 keV für ρ , ω , ϕ , J/ψ . Diese Werte sind in Fig. 53 dargestellt mit den in der Tabelle VIII.2 angegebenen Ladungen e_q . Für die τ -Resonanz erhält man ebenfalls 12 keV, wenn man für $e_q = -1/3$ einsetzt. Es liegt deshalb nahe anzunehmen, daß die τ -Resonanzen aus b-Quarks aufgebaut sind.

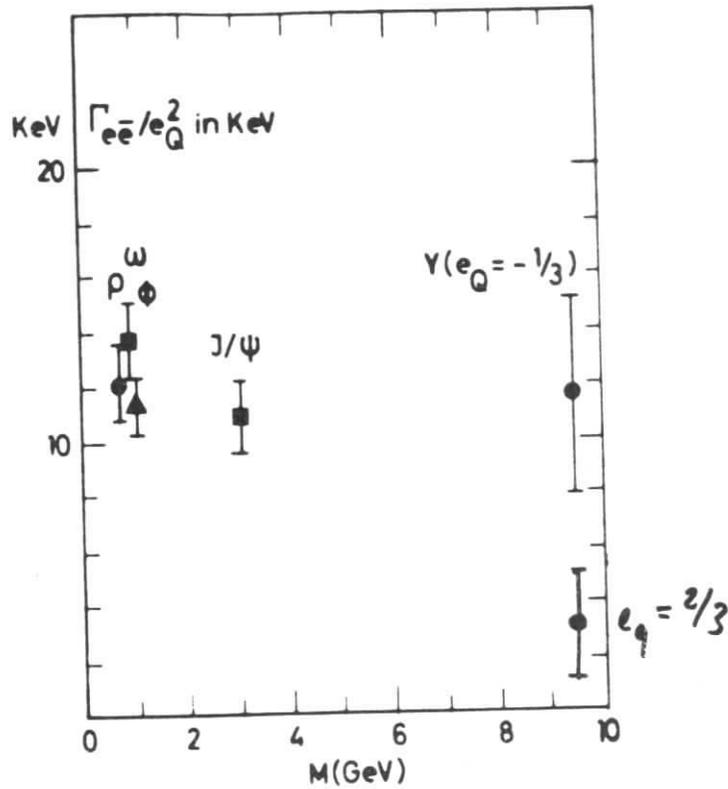


Abb. 53 Das Verhältnis $\Gamma_{e\bar{e}}/e_Q^2$ für Vektormesonen

TABELLE VIII.2

$\rho = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d})$	$e_q^2 = \left \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{3} + \frac{1}{3} \right) \right ^2 = \frac{1}{2}$
$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d})$	$e_q^2 = \left \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{3} - \frac{1}{3} \right) \right ^2 = \frac{1}{18}$
$\phi = s\bar{s}$	$e_q^2 = \frac{1}{9}$
$J/\psi = c\bar{c}$	$e_q^2 = \frac{4}{9}$
$\Upsilon = b\bar{b}$	$e_q^2 = \frac{1}{9}$

Die Massendifferenz

$$m(\Upsilon') - m(\Upsilon) = 583 \pm 10 \text{ MeV}$$

ist etwas kleiner als die Massendifferenz zwischen ψ' und J/ψ . Wenn man für das b-Quark eine Masse von etwa 4.7 GeV annimmt und den gleichen Potentialansatz wie für das J/ψ wählt, so würde man eine Massendifferenz von etwa 400 MeV erhalten. Eine bessere Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Massendifferenzen bei J/ψ und Υ erhält man, wenn man ein asymptotisch mit $\ln r$ ansteigendes Potential verwendet. Ein derartiges Potential liefert jedoch für die J/ψ -Familie zu große El-Übergangswahrscheinlichkeiten.

JETS

Da aufgrund der hohen Teilchen-Multiplizität im Endzustand individuelle Υ' -Zerfälle bisher nicht rekonstruiert werden konnten, wurde bei DORIS die Frage untersucht, inwieweit sich die Struktur der hadronischen Endzustände innerhalb und außerhalb der Υ -Resonanz unterscheiden.

Im Kontinuum zwischen 5 und 9 GeV Schwerpunktsenergie beobachtet man, daß mit zunehmender Energie die Hadronen gebündelt in immer engeren Kegeln erzeugt werden, den sogenannten JETS. Ein Beispiel für ein solches

Jet-Ereignis zeigt die Fig.54. Die Entstehung der Jets erklärt man damit, daß bei der e^+e^- - Vernichtung zunächst ein virtuelles Quarkpaar erzeugt wird und die Quarks anschließend in Hadronen aufbrechen. Die Lorentz-transformation vom Ruhesystem der Quarks in das bewegte System und der limitierte Transversalimpuls bei der Quarkfragmentation sorgen dafür, daß die sekundären Hadronen räumlich eng beieinander bleiben. Für diese Annahme spricht, daß die Jet-Achsen eine Winkelverteilung von

$$W(\theta) = 1 + \cos^2\theta$$

relativ zur Strahlachse haben. Eine solche Winkelverteilung erwartet man bei der Erzeugung von punktförmigen Spin 1/2 - Teilchen.

Ein Maß dafür, wie stark die Jetstruktur ausgeprägt ist, ist die Sphärizität

$$S = \frac{2}{3} \frac{\sum_i p_{iT}^2}{\sum p_i^2}$$

Dabei ist p_i der Hadronenimpuls und p_{iT} der Transversalimpuls relativ zur Jetachse. Es ist

$$0 \leq S \leq 1$$

Die Grenzwerte $S = 0$ und $S = 1$ entsprechen einem 'perfekten' Jet bzw. einer isotropen Verteilung.

In der Fig. 55 ist der Mittelwert der Größe S als Funktion der Schwerpunktsenergie eingetragen. Man erkennt, daß S mit wachsender Energie abnimmt und bei der T -Resonanz deutlich größer ist als im benachbarten Kontinuum. Die Sphärizität für direkte T -Zerfälle, d.h. nach Abzug des Kontinuumbeitrages stimmt innerhalb der experimentellen und theoretischen Unsicherheiten mit dem Wert für S überein, den man für einen 3-Gluonzerfall der T -Resonanz erwarten würde.

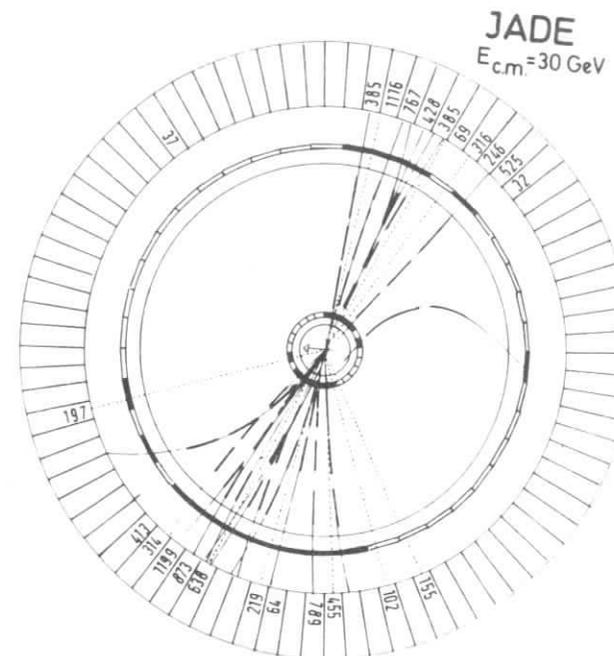


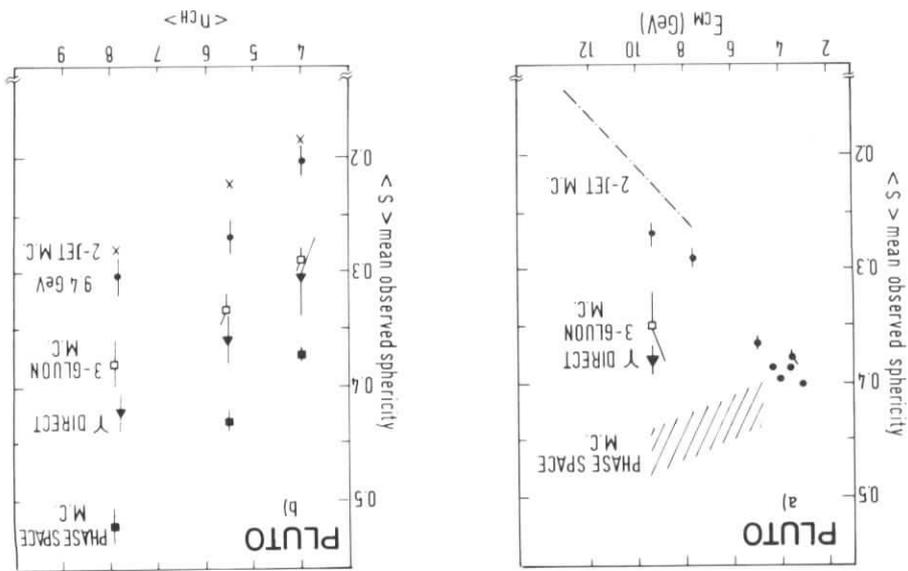
Fig. 54 Typisches Jet-Ereignis bei hohen Energien. Bei niedrigen Schwerpunktsenergien ist die Jet-Struktur weniger ausgeprägt. (JADE, PETRA)

Auch die Winkelverteilung der Jetachsen ist im Bereich der Resonanz flacher als im benachbarten Kontinuum. Die Energie ist jedoch noch nicht hoch genug, um eine 3-Jet-Struktur aufzulösen, die von der Fragmentation der Zerfallsgluonen in Hadronen herrühren könnte. Die Verteilung der Zerfallshadronen der π -Resonanz ist nicht verträglich mit einer reinen Phasenraumverteilung.

Danksagung

Herrn Prof. J.K. Bienlein danke ich für die ausgezeichnete Organisation der Maria-Laach-Schule und dafür, daß er mir die Gelegenheit gegeben hat, diese Vorlesung zu halten. Für viele wertvolle Diskussionen danke ich Herrn Dr. P. Dittmann. Mein besonderer Dank gilt Frau I. Schwartz für ihre unermüdliche Geduld beim Schreiben des Manuskripts und beim Zusammenstellen der Arbeit.

Abb. 55 Sphärizität als Funktion der Schwerpunktenenergie. Zum Vergleich sind Rechnungen eingetragenen für
 a) Invarianten Phasenraum
 b) 2-Jet-Erzeugung
 c) 3-Gluon Zerfälle von π



LITERATURVERZEICHNIS

1. V.A. Siderov in Proceedings of the XVIII International Conference on High Energy Physics, Tbilisi, 1976
2. G.P. Mutras, Proceedings of the XIX International Conference on High Energy Physics, Tokyo, 1978 (im Druck)
3. J. Perez-Y-Jorba, Proceedings of the XIX International Conference on High Energy Physics, Tokyo, 1978 (im Druck)
4. C. Bemporad, Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg 1977, 165
5. F. Laplanche, Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, 1977, 189
6. G. Feldman, Proceedings of the XIX International Conference on High Energy Physics, Tokyo, 1978 (im Druck)
7. R. Brandelik et al., Phys.Lett. 76B (1978) 361
8. J. Burmester et al., Phys. Lett. 66B (1977) 395
9. S.W. Herb et al., Phys.Lett. 66B (1977) 252
10. W. Innes et al., Phys.Rev.Lett. 35 (1977) 1240
11. Ch. Berger et al., Phys.Lett. 76B (1978) 243
12. C.W. Darden et al., Phys.Lett. 76B (1978) 246
13. J.K. Bienlein et al., Phys.Lett. 78B (1978), 360
14. Zusammenfassende Artikel über die Physik der Speicherringe
M. Sands, The Physics of Electron Positron Storage Rings - An Introduction, SLAC-121 (1970)

- K.G. Steffen, Selected Topics of Beam Optics Relevant to Storage Ring Design, DESY H-69/19 (1969)
- R.D. Kohaupt et al., Physik der Elektronen Speicherringe (8 Vorträge) DESY H-70/21 (1970)
- H. Wiedemann, Einführung in die Physik der Elektron Positron Speicherringe, Maria Laach Vorlesung 1973
15. W. Bartel et al., Phys.Lett. 66B (1976) 483, und Phys.Lett. 77B (1978) 331
16. L. Criegee et al., Proceedings of the 1973 International Conference on Instrumentation for High Energy Physics, 707 (1973)
E. Lohrmann, Journal de Physique 37, Coll. C-2 (1976)
17. J.E. Augustin et al., Phys.Rev.Lett. 34 (1975) 233
18. W. Braunschweig et al., Phys. Lett. 63B (1976) 115
19. M. Tonutti, Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (1977), p. 135
20. C.J. Biddick et al., Phys.Rev.Lett. 38 (1977) 1324
21. J. Kirkby, Proceedings of the International Conference on Neutrino Physics and Neutrino Astrophysics, Purdue Univ., West Lafayette (1978)
22. F.W. Sadrosinski, Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (1977), p. 47
23. M. Cavalli-Sforza et al., Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 558
24. S. Brodski et al., Phys.Rev. D4 (1971) 1532
H. Terezawa, Rev.Mod.Phys. 45 (1973) 615

25. Y.S. Tsai, Phys.Rev. 120 (1960) 269
F.A. Berends et al., Nucl.Phys. B57 (1973) 381
K.J.F. Gaemers, Thesis, Leyden 1974
A.C. Hearn et al., Phys.Rev. 187 (1969) 1951
G. Altarelli et al., Nuovo Cim. 34 (1964) 1338
G. Bonneau et al., Nucl.Phys. B27 (1971) 381
E. Etim et al., Nuovo Cim. B51 (1967) 276
M. Greco et al., Nucl. Phys. 8101 (1975) 234
J.D. Jackson, D.L. Scharre, NIM 128 (1975), 13
26. W. Braunschweig et al., Phys.Lett. 63B (1977) 358
27. D. Burmester et al., DESY-Report 76/53 (1976)
28. A.P. Boyarski et al., Phys.Rev.Lett. 34 (1975) 1357
29. G.S. Abrams et al., Phys.Rev.Lett. 34 (1975) 1181
W. Tanenbaum et al., Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 402
30. R. Gatto et al., Nuovo Cim.Lett. 4 (1972) 35
R. Gatto et al., Nucl.Phys. B47 (1972) 313
31. Particle Data Group, Phys.Lett. 75B (1978)
32. B. Jean-Marie et al., Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 291
33. W. Braunschweig et al., Phys.Rev.Lett. 57B (1975) 297
und Phys.Rev.Lett. 64B (1976) 487
34. F. Vannucci et al., SLAC-Pub-1724 (1976)
G. Goldhaber et al., LBL-Report BLBL-4884 (1976)
35. S. Okubo, Phys.Lett. 5 (1963) 105
G. Zweig, CERN report TH401 (1964) 412
J. Izuka et al., Prog. Theo.Phys. 35 (1966) 1061
36. W. Bartel et al., Phys.Lett. 64B (1976) 483

37. W. Bartel et al., Phys.Lett. 66B (1977) 489
38. W. Braunschweig et al., Phys.Lett. 67B (1977) 243
39. S. Yamada, Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg 1977, p. 63
40. G. Knies, Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, 1977, p. 93
41. R. Brandelik et al., DESY-Report, DESY 78/01 (1978)
42. T.F. Walsh, DESY-Report, DESY 75/21 (1975)
T.F. Walsh, Nuovo Cim.Lett. 14 (1975) 290
R.N. Chan et al., Phys.Lett. 59B (1975) 277
H. Harari, Phys.Lett. 60B (1976) 172
A. Kazi et al., Acta phys.Austr. 45 (1976) 65
A. Kazi et al., Acta phys.Austr. 45 (1976) 195
A. Kazi et al., Nuovo Cim.Lett. 15 (1976) 120
H. Fritzsche et al., Phys.Lett. 66B (1977) 365
43. D. Gromes, Quarkdynamik und Hadronenspektroskopie,
Maria Laach - Vorlesung 1978
44. J. Olsson, Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, 1977, p. 117
45. W.D. Apel et al., Phys.Lett. 72B (1978), 500
46. D. Reya, Vorlesungen Maria Laach 1978
47. C. Biddich et al., Phys.Rev.Lett. 38 (1977) 1324
48. W. Tanenbaum et al., Phys.Rev. D17 (1978) 1731
49. W. Braunschweig et al., Phys.Lett. 57B (1975) 407

50. U. Timm, DESY-Report, DESY 77/52 (1977), und European Conference on Particle Physics, Budapest (1977)
51. W. Bartel et al., Phys.Lett. 79B (1978) 492
52. A. Barbaro-Galtieri, Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (1977), p.21
53. M.K. Gaillard et al., Rev.Mod.Phys. 47 (1975) 277
54. S.L. Glashow et al., Phys.Rev. D2 (1970) 1285
55. D. Fakirov et al., Preprint Heidelberg THEP-77/8 (1977)
56. P. Rapidis et al., Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 526
57. J. Burmester et al., Phys.Lett. 64B (1976) 369
58. R. Brandelik et al., Phys.Lett. 70B (1977), 387
59. G. Goldhaber, European Conference on Particle Physics, Budapest (1977)
60. I. Peruzzi et al., Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 1301
61. H.K. Nguyen et al., Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 262
62. R. Brandelik et al., DESY 78/63 (1978)
63. E.G. Cazzoli et al., Phys.Rev.Lett. 34 (1975) 1125
64. Eonyong Lee, Proceedings of the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (1977), p. 555
65. M.L. Perl et al., Phys.Rev. 35
66. G. Flügge, DESY-Report, DESY 79/37, weitere Literaturangaben in diesem Artikel

67. W. Barino et al., Phys.Rev.Lett. 41 (1978), 13
68. G. Weber, DESY 78/74
Übersichtsartikel mit ausführlichen Literaturangaben.

Weitere Übersichtsartikel :

- B.H. Wiik und G. Wolf, DESY 78/23 (1978)
D. Cords, DESY 78/32 (1978)
H. Schopper, DESY 77/79 (1977).