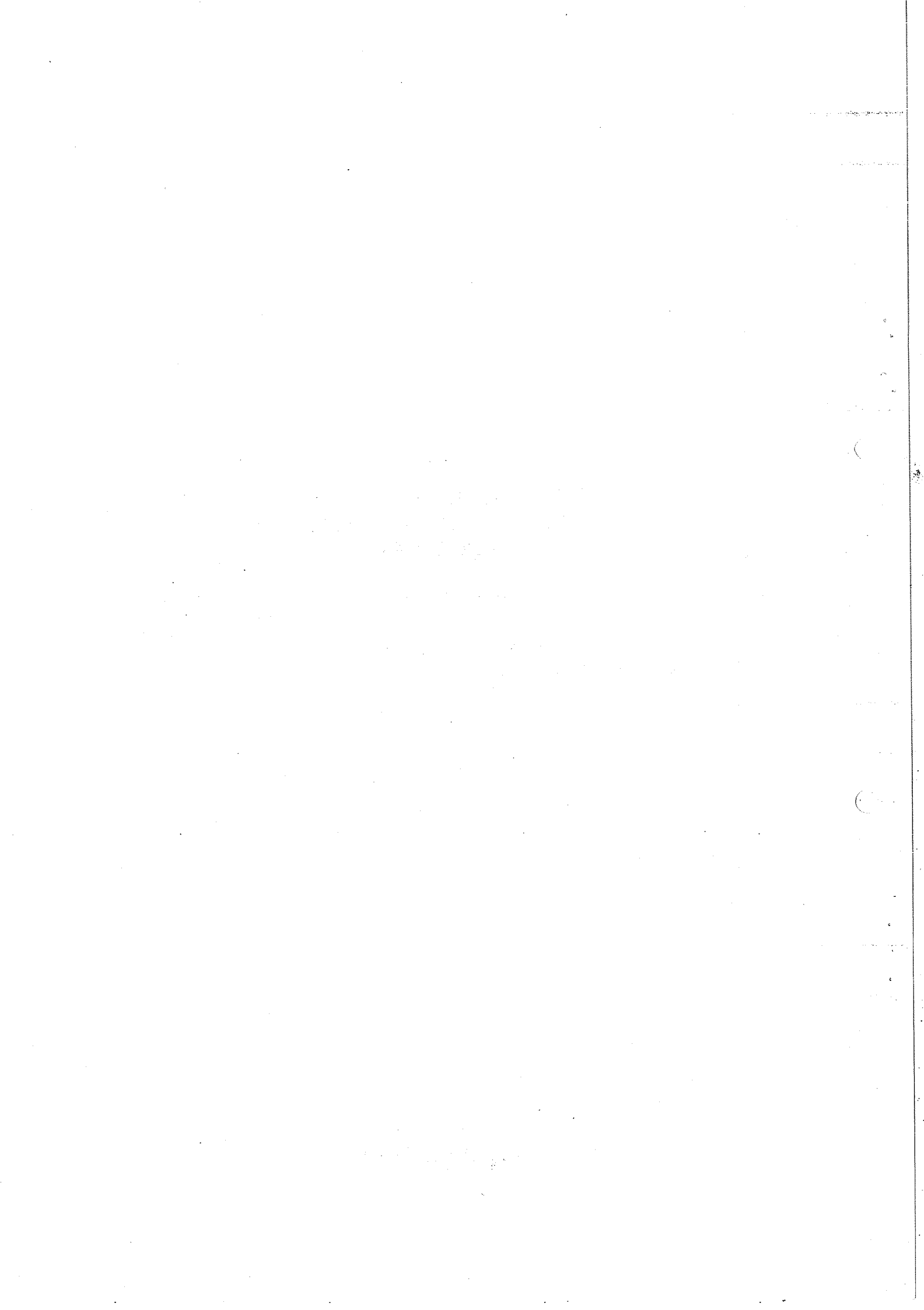


EINE NEUE AERA DER TEILCHENPHYSIK?  
ENTDECKUNG SCHARFER BOSONENMASSEN OBERHALB 3 GeV -  
NEUN MONATE DANACH

Clemens A. Heusch

CERN, Genf, Schweiz und  
Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität, München

Erscheint in:  
Physikalische Blätter  
15 April 1975



## 1. EINLEITUNG

Am Samstagabend, dem 10. November 1974, erreichte uns ein dringlicher Anruf aus Stanford, 70 km im Norden unserer Universitätsstadt Santa Cruz in Kalifornien: Gestern und heute sei am Elektron-Positron-Speicherring SPEAR eindeutige Evidenz für ein ausserhalb jeder Möglichkeit von Fehlergrenzen liegendes scharfes Maximum des totalen Wirkungsquerschnitts in  $e^+e^-$  Stössen beobachtet worden; seine Energie liege weit oberhalb der Resonanzen  $\rho^0$ ,  $\omega^0$ ,  $\phi^0$ , die in weniger energetischen Speicherringexperimenten sauber ausgemessen worden waren. Wir mögen gleich am Morgen in Stanford die Daten anschauen kommen, dann man müsse weitersehen ...

Warum die grosse Aufregung unseres Mitarbeiters, der uns atemlos diese Nachricht durchgab? Nun, unsere Santa Cruz - SLAC Collaboration hatte im Sommer ein erstes Experiment zur Entdeckung eines ganz neuen Teilchentyps, der *charmed particles*, durchgeführt; die schwierige Datenanalyse ging uns allen zu langsam vorwärts. Die neue Entdeckung *konnte* so aufgefasst werden, dass sie eine, wenn auch versteckte, Antwort auf die Frage nach der Existenz der neuen Quantenzahl *Charm* gab. War die neue Ära der Teilchenphysik, die uns vorschwebte, schon eingeläutet?

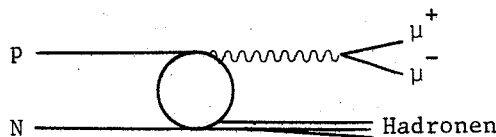
Am folgenden Morgen tagte der beratende Programmausschuss des SLAC Laboratoriums; man bedeutete den Mitgliedern, die Sitzung müsse um 12 Uhr mittags zugunsten eines eilends angesetzten Seminars über eine spektakuläre Neuentdeckung am SPEAR-Speicherring unterbrochen werden. Ein eben herangereistes Mitglied des Ausschusses, S.C.C. Ting vom MIT in Cambridge, versetzte alle Anwesenden in Stauen, als er daraufhin die Beobachtung eines eng verwandten Prozesses erwähnte: in Hadron-Hadron Stössen (hier Proton-Beryllium) hatte eine am Brookhaven National Laboratory arbeitende MIT Gruppe bei der gleichen Masse eine Resonanz im resultierenden  $e^+e^-$  System beobachtet. Das Mittagseminar wurde somit zur Doppelveranstaltung: SLAC berichtete die nagelneuen SPEAR-Daten über  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ , sowie  $\rightarrow$  Hadronen; und MIT, das gerne noch seine Messreihen und Untergrunduntersuchungen in Ruhe vor einer Veröffentlichung weitergeführt hätte, gab, sozusagen in Zugzwang gebracht, seine Beobachtung des Prozesses  $pBe \rightarrow e^+e^- + \dots$  bekannt. Die beobachteten Eigenschaften der Resonanz waren bemerkenswert vereinbar. Schnellrechnende Theoretiker bestimmten erstaunlich wirkende Resonanzparameter über Nacht. Experimentatoren dachten über den schnellen Umbau ihrer Apparaturen nach. Die Jagd auf "neue Teilchen" und auf deren Verständnis setzte mit Vehemenz ein. Die Proposal-Eingänge bei den grossen Beschleunigern und die Manuskript-Eingänge der Journale wurden bombardiert mit "neuer Physik".

Wie neu war sie? Heute, neun Monate nach diesen Ereignissen, wissen wir es noch nicht. Viel ist seither experimentell geklärt worden, aber die Grundfrage bleibt bestehen: warum sind die schweren Bosonen so stabil? *Charm* als Quantenzahl der Hadronen ist bis heute weder bestätigt noch widerlegt. Nur eins wissen wir: Wesentliche neue Impulse gingen von diesen Pionier-Experimenten aus.

2. WAS WAR ENTDECKT WORDEN? ROHE ERGEBNISSE.

2.1 MIT-Brookhaven

Am Alternate-Gradient Synchrotron (AGS) des Brookhaven National Laboratory hatte die MIT-Gruppe, seit Jahren mit dem präzisen Nachweis symmetrischer Teilchenpaare ( $e^+e^-$ ,  $\pi^+\pi^-$ , ...) unter schwierigen Verhältnissen beim Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) erfahren, diese Technik auf ein neues Problem angesetzt: Jahre vorher hatte eine Columbia Gruppe am AGS Evidenz für die Produktion von  $\mu$ -Paaren, mit anscheinend kontinuierlichem Massenspektrum weit oberhalb der bekannten Vektormesonen, gefunden. Dieser Bericht von Lederman und Mitarbeitern<sup>1)</sup>, offensichtlich auf einen Prozess der Art



zurückzuführen, löste vor allem im Zusammenhang mit Photon-Hadron-Analogien grösstes Interesse aus. Das neue Experiment sollte mithilfe vorzüglicher Massenauflösung die Frage nach dem Massenspektrum dieser Lepton-Paare untersuchen.

Zu ihrem grössten Erstaunen fanden Ting und Mitarbeiter mit ihrem präzisen Doppelspektrometer (Abb. 1), das die Produkte von bis zu  $10^{12}$  hochenergetischen (28 GeV) Protonen pro Sekunde verkraften konnte, nichts als *eine* sehr scharf definierte Linie im breiten von ihnen erfassten Spektralfenster<sup>2)</sup>. Abbildung 2 zeigt das  $e^+e^-$ -Massenspektrum: eine Linie auf einem ausserordentlich niedrigen Untergrund. Mit dem Columbia-Ergebnis von  $\mu$ -Paaren hatte der Effekt nichts gemeinsam, ja, unter der Annahme von  $\mu$ -e Universalität (dass Myon und Elektron sich in nichts als ihrer Ruhemasse und ihrer subleptonischen Quantenzahl unterscheiden) ergab sich ein Widerspruch, da das neue Experiment das Kontinuum *nicht* beobachtete.

Resultat in Brookhaven: Beobachtung einer scharfen  $e^+e^-$  Resonanz, genannt J, im Prozess

$$pp \rightarrow e^+e^- + \dots$$

$$m_J = 3.1 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma_J < 10 \text{ MeV}/c^2 .$$

Im zugänglichen Massenbereich  $2.5 \leq m_{e^+e^-} \leq 5.5 \text{ GeV}$  wurde keine weitere Struktur gefunden.

## 2.2 SPEAR (Stanford)

Waren die Experimentatoren in Brookhaven monatelang mit der Verifizierung des von ihnen gefundenen Effekts beschäftigt, so war die Messung am  $e^+e^-$  Speicherring SPEAR in Stanford<sup>3)</sup>, California, sofort überzeugend in ihren Hauptzügen. Die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts

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

wies ein scharfes, ausserordentlich genau definiertes Maximum auf. Der magnetische Detektor (Abb. 3) kann, obschon er Streuwinkel nur zwischen  $45^\circ$  und  $135^\circ$  erfasst und Teilchentypen (z.B.  $\pi, p$  von  $e$  oder  $\mu$ ) nur ungenügend trennt, einen totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt recht gut definieren. Abbildung 4 zeigt ihn zusammen mit den partiellen Querschnitten für die Prozesse

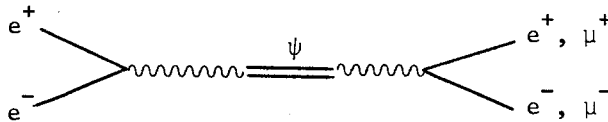
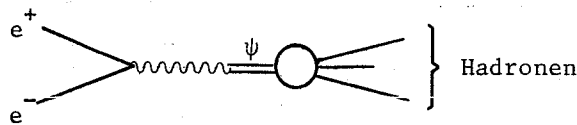
$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow e^+e^- \\ &\rightarrow \mu^+e^- \end{aligned}$$

bei Energien nur  $E_{e^+} + E_{e^-} \approx 3.1 \text{ GeV}$ . Die Auflösung des steilen Maximums, in Stanford  $\psi$  getauft, ist durch die begrenzte Definition von  $E_{e^+}, E_{e^-}$  gegeben:

$$m_\psi = (3095 \pm 4) \text{ MeV}$$

$$\Gamma_\psi < 2 \text{ MeV}$$

Da aber gleichzeitig die Partialbreiten  $\Gamma_{ee}$  und  $\Gamma_{\mu\mu}$  gemessen wurden, lässt sich aus den Diagrammen



die inhärente Breite des neuen Teilchens berechnen<sup>4)</sup>; aus den Winkelverteilungen der  $e^+e^-, \mu^+\mu^-$  Endzustände ergeben sich obendrein Spin und Parität des Zwischenzustands. Diese Parameter sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

### 3. PRIMA FACIE-ANALYSIS DER NEUEN EVIDENZ

Tabelle 1 zeigt folgende bemerkenswerte Details: Das  $\psi$  Meson hat mehr als dreimal die Ruhemasse des schwersten bislang bekannten stabilen (nicht stark zerfallenden) Mesons, des  $\phi(1019)$ :

$$m(\psi) > 3 m(\phi) ,$$

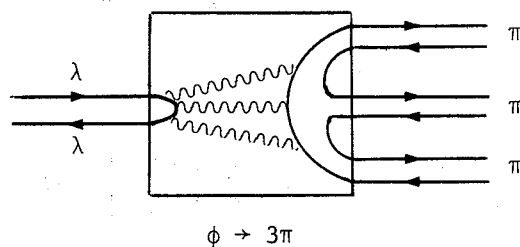
doch ist seine Gesamt-Zerfallsbreite erheblich geringer: Die Zerfallsbreiten der anderen neutralen Vektor-Mesonen  $\rho^0$ ,  $\omega^0$ ,  $\phi^0$  in  $e^+e^-$  und  $\mu^+\mu^-$  sind jedoch von gleicher Ordnung wie die des  $\psi$ :

$$\Gamma_{ee}(\rho^0) \approx 7.5 \text{ keV}$$

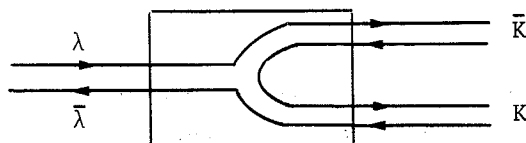
$$\Gamma_{ee}(\omega^0) \approx 0.8 \text{ keV} \quad \Gamma_{ee}(\psi) = 4.8 \pm 0.6 \text{ keV}$$

$$\Gamma_{ee}(\phi^0) = 1.2 \text{ keV} .$$

Es handelt sich also offenbar um ein Vektormeson, dessen grosse Stabilität sich nur bei hadronischen Zerfällen manifestiert. Die Analogie mit dem ebenfalls recht scharfen  $\phi$ -Meson ist besonders suggestiv:  $\Gamma_{\text{tot}}(\phi) \approx 4 \text{ MeV}$ , während die leptoni-sche Breite der des  $\rho^0$ ,  $\omega^0$  ähnlich ist. Nach dem Quarkmodell kann man sich das  $\phi$  aus zwei *seltsamen* Quarks ( $\lambda\bar{\lambda}$ ) aufgebaut denken. Die empirische "Zweig"-Regel verbietet jedoch, dass Quarklinien sich innerhalb eines Teilchens aufheben. Der beobachtete Zerfall



ist daher erheblich unterdrückt:  $\Gamma(\phi \rightarrow 3\pi) = 660 \text{ keV}$ , während der erlaubte Zerfall



die Haupt-Zerfallsbreite ausmacht:  $\Gamma(\phi \rightarrow 2K) = 3.4 \text{ MeV}$ , obschon der verfügbare Phasenraum sehr gering ist;  $m(\phi) - m(2K) \approx 29 \text{ MeV}$ . Nehmen wir nun an, es gebe

eine neue Quantenzahl  $C$ , die ganz analog dem Fall der *Strangeness*  $S$  ein neues Quark kennzeichnet, dann braucht es nur eine Zusatzannahme zur Erklärung der geringen Breite  $\Gamma(\psi \rightarrow \text{Hadronen})$ : das neue Quark  $c$  ist so schwer, dass die Meson-zustände  $c\bar{n}$ ,  $c\bar{p}$ ,  $\bar{c}n$ ,  $\bar{c}p$  eine Ruhemasse haben, die der Bedingung genügt

$$2 m(D) > m(\psi) .$$

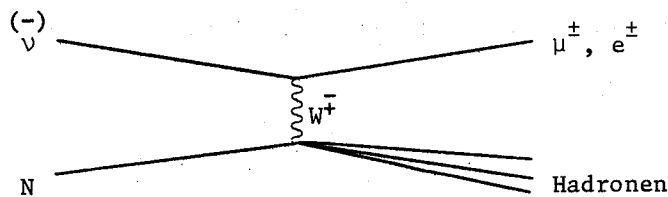
Damit wäre der hadronische Zerfall nur nach dem verbotenen Modus

$$\psi \rightarrow 3\pi, \dots$$

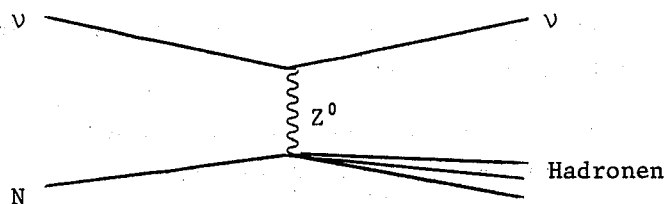
erlaubt, der sich wiederum nicht wesentlich mehr als um eine Größenordnung von  $\phi \rightarrow 3\pi$  unterscheidet. Erste Deutung also: eine neue additive Quantenzahl, erhalten bei starker und elektromagnetischer Wechselwirkung; starker Zerfall, wenn auch erheblich behindert.

Zweite Möglichkeit: die geringe Breite ist auf eine neue Quantenzahl *à la* Isospin zurückzuführen: vektor-additiv, beachtet nur von der starken Wechselwirkung; elektromagnetische Zerfälle sind erlaubt. Zwangsläufige Folgerung: elektromagnetische Zerfälle sind häufig von Photonen begleitet. Sind solche Photonen beobachtet? Ist die Breite mit anderen elektromagnetischen Breiten vereinbar? [ $\Gamma(\eta) \approx 1 \text{ keV}$ , davon die Hälfte mit Photonen im Endzustand!]

Dritte Möglichkeit: das neue Meson wird mit dem lang ersehnten Mittelteilchen der schwachen Wechselwirkung identifiziert. Bis vor zwei Jahren waren nur geladene "intermediäre Bosonen"  $W^\pm$  zur Erklärung von Prozessen wie



vermutet worden, ihre Masse auf  $> 10 \text{ GeV}$  beschränkt worden. Das erst kürzlich in Neutrino-Reaktionen beobachtete Auftreten der neutralen schwachen Ströme lässt endlich auf ein neutrales Boson (meist  $Z^0$  genannt) zur Erklärung von Prozessen der Art



schliessen. Lepton-Quark-Universalität müsste über die Vereinbarkeit des Modells mit den beobachteten leptonischen und hadronischen Breiten Aussagen machen.

Vierte Möglichkeit: Will man kein neuartiges Phaenomen zur Erklärung heranziehen, so liegt ein Modell nah, demzufolge das  $\psi$ -Meson einem gebundenen Teilchen-Antiteilchen Zustand entspricht. Eine Betrachtung der Massen bietet einen  $\Omega\bar{\Omega}$ -Zustand an. Das Problem liegt darin, dass nur ein hoher Bahndrehimpuls die Stabilität des Teilchens erlauben würde, gleichzeitig aber eine relativ grosse leptonische Zerfallsbreite sehr unwahrscheinlich macht.

Darüberhinaus wurden vielerlei andere Theorien sondiert. Weitere Entdeckungen engten aber bald das Feld der sinnvollen Erklärungen weiter ein.

#### 4. WEITERE ENTDECKUNGEN: MEHR ÜBER $\psi(3.1)$

In den Monaten seit dem Bekanntwerden der ersten Entdeckungen ist viel neue Evidenz über das  $\psi$  angesammelt worden. An den  $e^+e^-$  Speicherringen ADONE in Frascati und DORIS in Hamburg wurden die ersten Messungen am SPEAR bald reproduziert. DORIS konnte wesentliche Zusatzmessungen machen.  $\psi$  Signale wurden in hochenergetischen Nukleon-Nukleonstössen an den Proton-Speicherringen SR am CERN in Genf und am 400 GeV Proton-Synchrotron des Fermi-Laboratoriums in Batavia/Illinois beobachtet. In Cornell, SLAC and Batavia wurde  $\psi$ -Photoproduktion nachgewiesen. Was haben wir daraus gelernt?

Die Quantenzahlen des  $\psi$  Mesons konnten auf  $J^{PC} = 1^{--}$  festgelegt werden. Das schien einmal wegen der vermutlichen direkten Kopplung an den Ein-Photon-Annihilationszustand des  $e^+e^-$  Systems angezeigt, konnte aber erst durch genaue Messungen von Winkelverteilungen und Interferenz-Effekten fixiert werden (eine direkte Kopplung

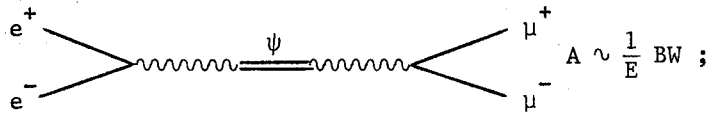


zum Beispiel würde andere Quantenzahlen zulassen).

Bei DORIS wurde<sup>5)</sup> (Abb. 5) die Winkelverteilung von  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$  innerhalb und ausserhalb der Resonanz gemessen; eine klare  $(1 + \cos^2 \theta)$ -Form ist angezeigt. Wenn  $\psi$  ein Eigenzustand der Operatoren P und C ist, sollte es keine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  geben. Abbildung 6 zeigt, dass dies bei Resonanzenergie sicher nicht der Fall ist: eine erhebliche Verletzung von P oder C ist daher ausgeschlossen.

Wenn  $\psi$  die gleichen Quantenzahlen wie das Photon hat, erwarten wir Interferenz zwischen dem (Breit-Wigner-) Resonanzterm





mit dem kontinuierlichen QED-Untergrund

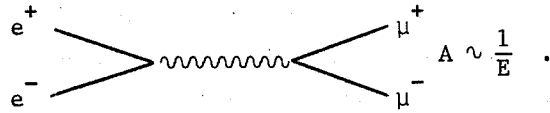
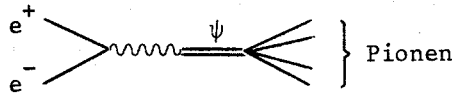
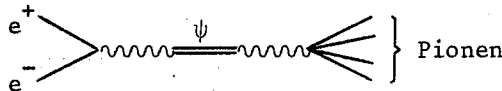


Abbildung 7 zeigt, dass der Wirkungsquerschnitt ein solches Interferenzverhalten gemäss einem Term  $\sigma_{\mu\mu}/\sigma_{ee} \sim |\text{const} + BW|^2$  tatsächlich in seiner Energieabhängigkeit zeigt.

Die G-Parität kann aus den pionischen Zerfällen ermittelt werden, direkter hadronischer Zerfall



erhält G; elektromagnetischer Zerfall



erhält keine definierte G-Parität. Die Daten zeigen eine starke Bevorzugung von ungeraden Pion-Zahlen innerhalb der Resonanz, während ausserhalb der Resonanz keine solche Präferenz erkennbar ist: also ist  $G = -1$ . Mit  $C = -1$  führt das zu möglichem Isospin 0, 2, ... gemäss  $G = C(-1)^I$ . Die Beobachtung des Endzustandes  $\psi \rightarrow \bar{p}p$  (siehe Tabelle 2) erlaubt nur 0 oder 1: also ist  $I = 0$  <sup>6)</sup>.

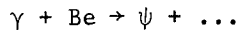
Eines der Hauptprobleme ist das Studium der hadronischen Endzustände: enthält das  $\psi$  merkwürdige Quantenzahlen, so lassen sich daraus vielleicht merkwürdige Hadron-Kombinationen produzieren. Tabelle 2 zeigt einen bei SPEAR zusammengestellten Status Quo <sup>7)</sup>: keiner der einzelnen hadronischen Zerfälle dominiert klar; insbesondere ist keine hohe Konzentration von seltsamen Teilchen ersichtlich.

*Produktionsprozesse:* In Nukleon-Nukleon-Stössen wurden  $\psi$  Mesonen am BNL bei  $p_p \approx 28.5$  GeV/c mit einem totalen Wirkungsquerschnitt von etwa  $10^{-34}$  cm<sup>2</sup> beobachtet; am CERN, bei ähnlicher Energie, liegt der beobachtete Wirkungsquerschnitt möglicherweise etwas niedriger <sup>8)</sup>. Am Fermi-Laboratorium, bei  $p_n \approx 100$  GeV/c, ist die Produktion im Neutronen Strahl <sup>9)</sup> auf  $\gtrsim 2 \times 10^{-33}$  cm<sup>2</sup> angestiegen; die Produktion am ISR, bei  $\sqrt{s} = 52$  GeV, liegt bei etwa  $10^{-32}$  cm<sup>2</sup> <sup>10)</sup>: Insgesamt ein erheblicher Zuwachs. (Dabei sind jeweils die Verzweigungsverhältnisse  $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$  im Wirkungsquerschnitt enthalten, also  $\sigma = \sigma_{\text{prod.}} \times \Gamma_{ee}/\Gamma_{\text{tot}}$ . Eine Unsicherheit liegt darin, dass Annahmen über die Winkelverteilung gemacht werden mussten.)

Noch dramatischer ergibt sich das Bild in der Photoproduktion: Am Cornell-Synchrotron<sup>11)</sup> wurde mit einem 11.8 GeV Bremsstrahl mit Bleiglaszählern ein Di-Elektronensignal nachgewiesen, das die Trennung eines  $\psi$ -Signals nach Abb. 8a erlaubt. Ein SLAC Experiment<sup>12)</sup> mit zwei Spektrometern zum Nachweis von  $e^\pm$  und  $\mu^\pm$  Paaren erlaubte Messungen in Vorwärtsrichtung im Bereich  $13 \leq E_\gamma \leq 21$  GeV (Abb. 8b); am FNAL wurde im kontinuierlichen Photonenstrahl (von  $\pi^0$ -Zerfällen herrührend) ein Spektrum von  $\mu$ -Paaren gemessen, das ein Vorwärts-Maximum bei Photonenenergien der Grössenordnung 100 GeV klar andeutet (Abb. 8c).

Diese Photoproduktionsexperimente sind ganz ausserordentlich wichtig: *erstens*, sie beweisen, mehr noch als die Zerfallsbreite des  $\psi$  in Hadronen, dem *Hadron*-charakter des neuen Mesons. Warum?

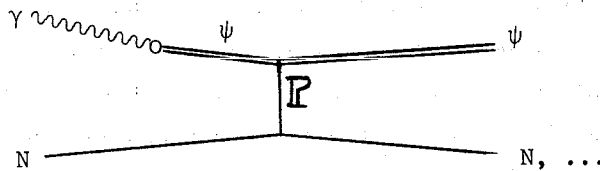
Während Abb. 8a,b einen durch *eine* Exponentialfunktion gut anzunähernde Abhängigkeit vom Impulsübertrag  $t$  widerspiegelt, zeigt Abb. 8c einen schärferen t Abfall ( $\sim e^{40t}$ ) bei kleinen  $t \lesssim -0.1$  (GeV/c)<sup>2</sup>, dann einen flacheren t Verlauf ( $-e^{2t}$ ). Vermutlicher Grund: die hier bei hohen Energien in der Reaktion<sup>13)</sup>



produzierten  $\psi$  Mesonen geben einen kohärenten Vorwärts-Anteil, proportional dem Quadrat der Atomzahl  $A^2$ , und einen normalen Nukleon-Diffraktionsanteil  $\propto A$

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow \psi + \dots) \propto A^2 e^{40t} + Ae^{2t} \dots$$

Das bedeutet ein Verhalten des  $\psi$ , wie wir es im Vektordominanzmodell den Vektormesonen  $\rho^0$ ,  $\omega^0$ ,  $\phi$  zuschreiben: Das Photon hat eine  $\psi$ -Komponente, die dann einer  $\psi$ -Nukleon Streuung unterliegt.



Daraus lässt sich ein  $\psi$ -Nukleon Streuquerschnitt von  $\sim 1$  mb ableiten gemäss

$$\sigma(\gamma N \rightarrow \psi N) \sim \frac{\alpha}{4} \underbrace{\left( \frac{4\pi}{\gamma_\psi} \right)^2}_{\text{direkte Photon-}\psi\text{-Kopplung}} \sigma(\psi N \rightarrow \psi N) \dots$$

direkte Photon- $\psi$ -Kopplung

Dieser Streuquerschnitt, wenn auch erheblich kleiner als  $\sigma(\rho N)$ , ist jedenfalls ein *hadronischer*.

*Zweitens:* die diffraktiven Vorwärtsmaxima der  $\gamma N \rightarrow \psi N$  Prozesse in Abb. 8 zeigen eine ganz ungewöhnlich flache  $t$ -Abhängigkeit. Während der Exponentialparameter  $b$  (aus  $\sigma(t) \sim e^{bt}$ ) beim  $\rho$  etwa  $6-8$   $(\text{GeV}/c)^{-2}$  beträgt, zeigt der  $b$ -Wert der  $\psi$ -Produktion einen 3-5 mal kleineren Wert: nach der klassischen Deutung des Diffraktionsmaximums würde dies bedeuten, dass das viermal schwerere  $\psi$  ein Viertel der Ausdehnung des  $\rho$  Mesons hat.

*Drittens:* die Extrapolation der Wirkungsquerschnitte zum Wert bei verschwindendem Impulsübertrag ergibt, gemäss der Relation

$$\frac{d\sigma}{dt} (\theta = 0) = e^{bt_{\min}} \frac{d\sigma}{dt} (t = 0)$$

$$\text{mit } t_{\min} = \left( \frac{m_{\psi}^2}{2E_{\gamma}} \right)^2$$

ein ausserordentlich starkes Ansteigen des  $\psi$  Photoproduktionsquerschnitts mit der Energie des einfallenden Photons<sup>14)</sup>, wie Abb. 9 zeigt. Diese beiden letzteren Beobachtungen machen es deutlich, dass das  $\psi$  sich erheblich von den weniger massiven Vektormesonen unterscheidet.

#### 5. WEITERE ENTDECKUNGEN: MEHR NEUE TEILCHEN

Während das MIT-Brookhaven Experiment ein grosses Spektralfenster auf das  $e^+e^-$ -System richtete und bis zu einer Masse von  $5.5 \text{ GeV}/c^2$  keine weitere Resonanz fand, mussten die  $e^+e^-$ -Speicherringe in Abständen weniger MeV das ganze Spektralgebiet durchfahren, um zu ähnlichen Folgerungen zu gelangen. Dabei ergab sich am SPEAR-Ring das in Abb. 10 gezeigte Bild: die Schwerpunktsenergie wurde jeweils etwa eine Minute lang (lang genug, um ein paar hadronische Ereignisse vom Detektor registrieren zu lassen) festgehalten, dann um etwa 2 MeV erhöht. Dabei stellte sich heraus, dass bei etwa  $3.7 \text{ GeV}/c^2$  eine weitere scharfe Resonanz auftaucht. Sie wurde  $\psi'(3.695)$  getauft und ähnlichen Tests wie  $\psi(3.1)$  unterworfen. Dabei stellt sich heraus, dass auch sie die gleichen Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$ ,  $I^G = 0^-$  hat. Ihre Parameter sind in Tabelle 3 zusammengestellt.

Das Auftauchen eines zweiten engen Zustands mit gleichen Quantenzahlen (Abb. 11) brachte ein wesentliches neues Element für die Deutung der neuen Phänomene. Von besonderem Interesse ist ein Vergleich der beiden integrierten Wirkungsquerschnitte

$$\int \sigma_{\psi}(E) dE = (10.4 \pm 1.5) \mu\text{b-MeV}$$

$$\int \sigma_{\psi'}(E) dE = (3.7 \pm 0.6) \mu\text{b-MeV}$$

(wobei über die Resonanzbreite integriert und für Strahlungseffekte korrigiert wurde). Ein Blick auf die bisher bekannten Zerfallsmode von  $\psi'$  (3.7) (siehe Tabelle 4) zeigt als bemerkenswerten Zug die Tendenz,  $\psi$  (3.1) im Endzustand zu haben: Abbildung 12 zeigt<sup>7)</sup> den Prozess  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- + \dots$  bei  $E_{cm} = 3.7 \text{ GeV}/c^2$ ; ein Maximum in der Massenverteilung stammt, bei  $m(\mu\mu) = 3.7$ , im Wesentlichen von  $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$  Zerfällen, ein zweiter, bei 3.1, von  $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  Zerfällen. Es ergibt sich, dass fast 60% aller  $\psi'$  Zerfälle ein  $\psi$  enthalten, meist zusammen mit  $\pi^+\pi^-$  (in einem relativen S-Zustand mit  $I = 0$ ).

Warum wurde  $\psi'$  (3.7) nicht im Brookhaven-MIT Experiment beobachtet? Tabelle 4 zeigt, dass die Breiten  $\Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-)$  nur etwa je 1% für  $e^+e^-$  und  $\mu^+\mu^-$  ausmachen. Diese Tatsache, gekoppelt mit der Beobachtung, dass eine scharfe Energieabhängigkeit den Produktionsprozess  $pp \rightarrow \psi' + \dots$  bei BNL-Energien benachteiligt, lässt im inklusiven Experiment die Prozesse

$$pp \rightarrow \psi' (\rightarrow \psi) + \dots$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad e^+e^-$$

$$\psi \rightarrow e^+e^-$$

gemeinsam erscheinen, während

$$pp \rightarrow \psi' (\rightarrow e^+e^-)$$

nicht aus dem Untergrund herausragt. Bei NAL Energien wurden in der Reaktion  $n + \text{Be} \rightarrow \mu^+\mu^-$  einige Ereignisse mit  $m(\mu^+\mu^-) = 3.7 \text{ GeV}/c^2$  registriert.

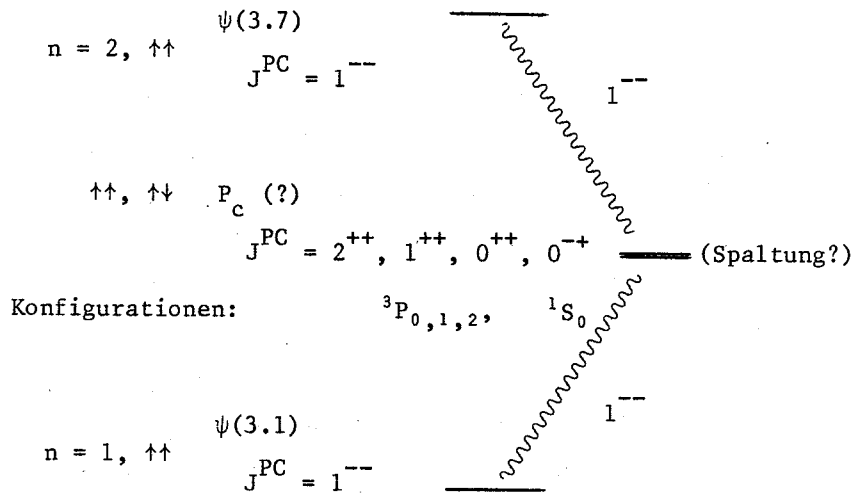
Bestehen  $\psi'$ ,  $\psi$  aus zwei gebundenen Fermionen (Quarks?) irgendwelcher Art (*à la* Positronium), so würde man diese  $J^P = 1^-$  Zustände als Ortho-Konfigurationen definieren; danach sollte es auch Para-Konfigurationen geben, die durch photo-nische Übergänge zu erreichen wären.

Neueste Ergebnisse vom DORIS-Speicherring<sup>15)</sup> geben in der Tat sehr suggestive Daten für solche Übergänge: in zwei nahezu unabhängigen Experimenten mit dem Doppel-Arm-Spektrometer DASP (das, im Gegensatz zum magnetischen Detektor am SPEAR, gutes Auflösungsvermögen für elektromagnetische Kaskaden hat) wurden Zerfälle der Art

$$\psi' \rightarrow \psi + 2\gamma$$

mit zwei innerhalb der Fehlergrenzen monoenergetischen Photonen von etwa 160 und 420 MeV beobachtet, wobei das  $\psi$  durch seine  $\mu^+\mu^-$  oder  $e^+e^-$  Zerfälle identifiziert wurde. Nehmen wir die scharfen Energien der beiden Photonen als Anzeichen einer 2-Photon Kaskade über einen Zwischenzustand an, so liegt dieser Zustand entweder bei  $3.7 - 0.16 \approx 3.54$  oder bei  $3.7 - 0.42 \approx 3.28 \text{ GeV}/c^2$ ; er wurde von den

Experimentatoren mit  $P_c$  bezeichnet. Ähnliche Andeutungen vom SPEAR-Ring<sup>16)</sup> deuten auf eine Spaltung von  $P_c$  in zumindest zwei Zustände hin. Details sollten bald bekannt werden, doch liegt ein Schema dieser Art nahe:



Eine weitere genaue Untersuchung der Struktur des totalen Querschnitts  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen zeigt, wie Abb. 13 illustriert, ein breites Maximum bei 4.1 GeV; hier ist zwar der Spitzenwert nur 32 nb (gegenüber  $\sim 1200$  nb bei 3.1 GeV), während der Untergrund 18 nb beträgt; aufgrund der grossen Breite von 250-300 MeV ist aber ein integrierter Wirkungsquerschnitt von

$$\int \sigma_{\psi''}(E) dE = 5.5 \mu\text{b-MeV}$$

gegeben, ähnlich den Werten für  $\psi$  und  $\psi'$ . Nimmt man dieses Maximum als einen stark zerfallenden mesonischen Zustand  $\psi''(4.1)$  hin, so ist die Deutung als oberhalb einer Massenschwelle liegender gebundener Zustand der  $\psi, \psi'$  Konstituenten naheliegend. Messungen der hadronischen Partialbreiten sind daher von besonderem Interesse, doch bisheran nicht im Detail durchgeführt.

## 6. ZUR DEUTUNG

In den letzten beiden Abschnitten haben wir kurz all die neue Evidenz zusammengestellt, die uns zum Verständnis des Phänomens langlebiger Vektormesonen hoher Massen behiflich sein könnte. Haben wir damit ein klares Bild erreicht?

Von den vier in Abschnitt 3 genannten Modellen sind zwei durch diese Daten wohl eliminiert; zwei andere bleiben im Rennen, haben aber keine überzeugende Verstärkung durch zusätzliche Beobachtung erhalten. Die gültige Erklärung mag also ausserhalb dieser Modelle liegen, oder doch in ihrer wesentlichen Abänderung.

Der Vorschlag, das  $\psi$  Meson mit dem Vektorboson der schwachen Wechselwirkung zu identifizieren<sup>17)</sup>, kann als überholt angesehen werden:

- a) die niedrige Masse des  $Z^0$  von  $3 \text{ GeV}/c^2$  ist schwer mit den unteren Grenzen für das geladene Vektorboson  $W^\pm$  von  $> 10 \text{ GeV}/c^2$  in Übereinstimmung zu bringen;
- b) das Auftauchen von  $\psi'$ ,  $\psi''$  und  $P_c$  ist in diesem Zusammenhang kaum zu erklären;
- c) wäre das  $\psi$  der Mittler der schwachen Wechselwirkung, so wäre es kaum als Eigenzustand der Operatoren P und C glaubhaft, da P und C in dieser Wechselwirkung keine guten Symmetrien sind. Insbesondere würde eine reine V-A Kopplung eine maximale Asymmetrie in der Winkelverteilung von  $e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  verursachen (vgl. Abb. 6).

Weiter: Der Versuch, das  $\psi$  Meson als gebundenen Zustand eines Baryon-Antibaryon Paares anzusehen<sup>18)</sup>, ist nicht aufrecht zu erhalten. Kein glaubwürdiger Mechanismus für die lange Lebensdauer kombiniert mit der grossen leptonischen Breite kann gefunden werden. Die Sequenz  $\psi, \psi', \psi'', (P_c)$  ist in Abwesenheit leichterer schwacher Zustände nicht zu erklären. Das spezifische Modell  $\psi = (\Omega\bar{\Omega})$  würde zwangsläufig zur Beobachtung einer Hierarchie von seltsamen Teilchen in den  $\psi$  Zerfällen führen<sup>19)</sup>, die nicht gefunden wurden.

Wir kehren also zu den ersten beiden in Abschnitt 3 genannten Deutungen des  $\psi$  zurück.

### Charm

Postulat: es gibt eine additive Quantenzahl C, in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung erhalten.  $\psi(3.1)$  ist ein gebundener  $(c\bar{c})$  Zustand,  $\psi'(3.7)$  eine Radialanregung davon.  $\psi''$  ist ebenso ein  $(c\bar{c})$  Zustand, doch oberhalb der Energieschwelle für den normalen starken Zerfall  $\psi'' \rightarrow \text{Meson } (C = +1) + \text{Meson } (C = -1)$  gemäss



$P_c$  entspricht einem  $(c\bar{c})$  Zustand mit  $J^{PC} = 0^{++}$ , etc. Ist ein solches Verhalten im Rahmen der Teilchenspektroskopie und des Quarkmodells plausibel?

Ja, weitgehend: die Einführung eines geladenen Quarks mit neuer additiver Quantenzahl war schon seit langem vorgeschlagen worden<sup>20)</sup>. Zunächst aus ästhetischen Gründen, um im Rahmen einer Lepton-Hadron-Analogie den 4 fundamentalen Leptonen  $\mu, \nu_\mu, e, \nu_e$  vier Quarks gegenüberzustellen:  $\underline{c}, p, n, \lambda$  (wobei  $p, n, \lambda$  die Gell-Mann'schen Quarks sind); dann zur Erklärung der Unterdrückung des

Zerfalls  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  und der (sehr kleinen) Massendifferenz zwischen den beiden schwachen Eigenzuständen der neutralen K Mesonen,  $\Delta m = m(K_L^0) - m(K_S^0)$ . Vor allem die Entdeckung der neutralen schwachen Ströme mit  $\Delta S = 0$  machte einen Mechanismus nötig, der die entsprechenden  $|\Delta S| = 1$  Ströme unterdrückt (Übergänge wie  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  etc. sind trotz präziser Messungen nicht beobachtet worden). Glashow et al.<sup>21)</sup> schlugen deswegen 1970 vor, den schwachen hadronischen Strom

$$J = p^+(n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c)$$

um einen weiteren Term vermittels des zusätzlichen Quarks mit *Charm*-Zahl 1 zu erweitern

$$J = p^+(n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta) + c^+(-n \sin \theta_c + \lambda \cos \theta_c)$$

Auf diese Weise lässt sich im Strom-Strom-Bild der schwachen Wechselwirkung das Aufheben der  $\Delta S = 1$  schwachen neutralen Terme bewerkstelligen, wenn die Massen der Quarks c und p nicht zu verschieden sind.

Der neue Quark c erhöht die Zahl der hadronischen Grundbausteine auf 4, die der Erhaltungsgrößen auf 3. Damit wird die Hadronspektroskopie von der gewohnten SU(3)-Symmetrie (3 Quarks p, n,  $\lambda$ ; 2 Erhaltungsgrößen  $I_3$ ,  $Y = B + S$ ) auf SU(4) erweitert:



Die Auffindung neuer Hadronen, über die geforderten  $\psi \frac{1}{2} (c\bar{c})$ -Zustände hinaus, wird also zum entscheidenden Test des Modells. Aus der gewohnten Quarkstruktur der Hadronen

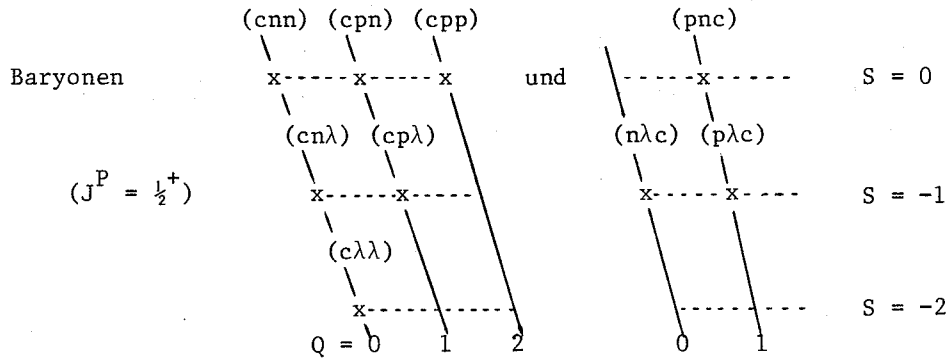
$$\text{Mesonen} \quad \therefore \quad q\bar{q}$$

$$\text{Baryonen} \quad \therefore \quad qqq$$

ergibt sich, mit den Produktzerlegungen  $\underline{4} \times \bar{\underline{4}}$  und  $\underline{4} \times \underline{4} \times \underline{4}$ , dass folgende Teilchen mit Charm-Eigenwert 1 bei niedrigen Massen gefunden werden sollten:

$$\begin{array}{l} \text{Mesonen} \quad (p\bar{c})x \quad x(p\bar{c}) \quad \text{und} \quad x(\bar{\lambda}c) \\ \quad \quad \quad (\bar{\lambda}c)x \quad \quad \quad (\bar{p}c)x \quad x(\bar{n}c) \end{array}$$

sowohl für pseudoscalare ( $J^P = 0^-$ ) als auch für Vektor-Mesonen ( $J^P = 1^-$ ).



sowie die den  $\Delta$  Zuständen entsprechenden  $J^P = \frac{3}{2}^+$  Zustände. Die Massenskala wird durch die Identifikation  $\psi(3.1) = (c\bar{c})$  analog  $\phi(1.19) = (\lambda\bar{\lambda})$  gesetzt, und ergibt nach geläufigen Massenformeln Mesonmassen um 2.2, Baryonmassen von 2.5 bis 3.5  $\text{GeV}/c^2$ .

Damit ist das Hauptproblem des Charm-Modells definiert: Es müssen Mesonen und Baryonen gefunden werden, die  $C = 1$  haben; erkenntlich sein sollten sie durch scharfe Massen (nur schwache Zerfälle können  $C$  verändern) und durch die Bevorzugung von seltsamen Endzuständen der Zerfälle ( $\sim c^+ \lambda \cos \theta_c$ , mit  $\theta_c \sim 15^\circ$ ).

Diese Hadronen sind bisher, trotz mancherlei Andeutungen, nicht gefunden worden. Das ist erstaunlich insbesondere insofern, als in den Speicherringexperimenten die Sequenz  $\psi$ ,  $\psi'$  (eng),  $\psi''$  (breit) einen *starken* Zerfall des  $\psi''$  in zwei Mesonen mit Charm-Zahlen +1, -1 erwarten lassen würde. Bei den höchsten bislang erreichten Energien ist weder ein erhebliches Ansteigen der seltsamen Zerfallsprodukte, noch das Auftauchen scharfer invarianter Massen unter den Zerfallsprodukten beobachtet worden<sup>22</sup>).

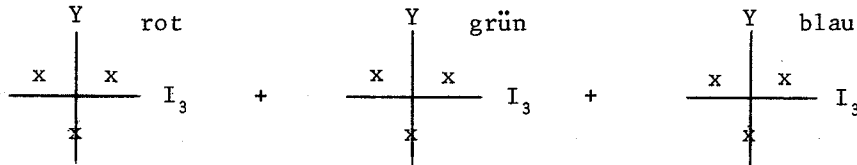
### Farbige Quarks

Postulat: für jedes der drei Quarks  $p$ ,  $n$ ,  $\lambda$  gibt es drei verschiedene "Farb"-Möglichkeiten, sie können, sagen wir, rot, grün, blau sein. Der Farb-Freiheitsgrad wird erst bei höheren Energien angeregt: alle bislang bekannten Hadronen sind "farblose" Kombinationen der farbigen Quarks (ähnlich dem weissen Licht, das aus farbigen Spektralkomponenten besteht). Die Farb-Quantenzahl ist nicht einfach additiv. Sie wird von den starken Wechselwirkungen erhalten, von der elektromagnetischen und schwachen nicht. Die  $\psi$  Zustände sind farbige Vektor-mesonen,  $P_c$  entspricht einem Pseudoskalar ( $\sim$  dem  $\eta$  Meson). Die  $\psi$ ,  $\psi'$ ,  $P_c$  Zerfälle sind elektromagnetisch und brechen die Farbe. Passt das sinnvoll in den Rahmen unserer Hadron-Spektroskopie?

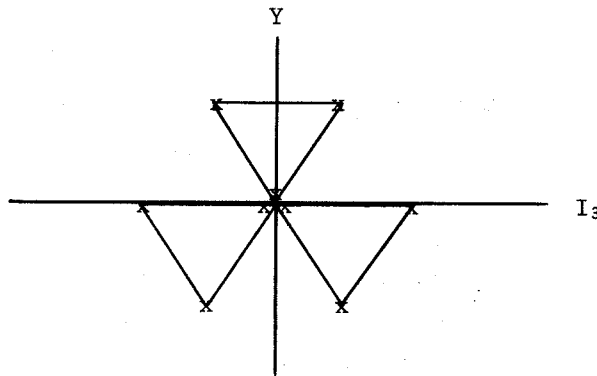
Ja, einigermaßen. Der Farb-Freiheitsgrad wurde zuerst gefordert, um den Spin- $\frac{1}{2}$  Quarks, die nach dem Gell-Mann-Zweig Modell nur durch die Einführung einer



speziellen Statistik (Parastatistik vom Rang 3) eine symmetrische Baryonen-Wellenfunktion bilden konnten, normale Fermi-Statistik zuzubilligen. Dabei gibt es die Möglichkeit, drei Gell-Mann-Zweig Triplets mit nicht-ganzzahliger Ladung und Baryonenzahl anzunehmen



oder aber nach Han und Nambu<sup>23)</sup> drei Triplets mit ganzzahligen Q, Y, B zu definieren<sup>24)</sup>.



Im Wesentlichen ist das Symmetrie-Bild im Rahmen zweier SU(3) gegeben

$$SU(3) \times SU(3)' \quad (\text{Farbe})$$

Damit haben wir insgesamt *neun* Bausteine der Hadronen; das hilft mit, um das hohe Verhältnis  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  zu erklären, und erlaubt eine erfolgreiche Bestimmung der Zerfallsbreite  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ <sup>25)</sup>, eines Sorgenkinds des einfachen 3-Quark-Modells. Während die normale SU(3) eine gebrochene Symmetrie der starken Wechselwirkung ist, ist SU(3)-Farbe dort strikt eingehalten.

In den verschiedenen Varianten des Farb-Modells lassen sich die  $\psi$ -Zustände gut unterbringen. Wir fassen die Quarks in einer  $(3, \bar{3})$  Darstellung von  $SU(3) \times SU(3)'$  zusammen (SU(3) Triplet, Farb-Antitriplett); Photonen sind entweder farblos (8,1) oder farbig (1,8).  $\psi, \psi'$  sind farbige SU(3) Singulett-Zustände (1,8) und entstehen ohne Schwierigkeit aus den Farbkomponenten des farblosen Photons, etwa in  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi$ . Starke Zerfälle in farblose Hadronen sind ausgeschlossen: daher die geringe Breite von  $\psi, \psi'$ ;  $\psi''$  entspricht etwa dem  $\rho$  in der Farbdarstellung (1,8)  $\therefore (\omega_1, \rho)$  - womit allerdings die Existenz eines  $(\omega_1, \omega_8)$  Zustands angezeigt wäre, der bisher nicht gefunden wurde.

Radiative Zerfälle (Zerfälle, die die Emission eines Photons einschliessen) erlauben den Übergang von  $\psi$ 's zu farbigen oder farblosen Hadronen (das Photon

kann ja "weiss" oder farbig sein). Der Übergang  $\psi' \rightarrow P_c$  lässt somit  $P_c$  als einen Pseudoskalar (analog dem  $\eta$ ) erscheinen. Die gesamten radiativen Breiten der Zerfälle der farblosen Vektormesonen sind etwa 50 bis 900 keV ( $\rho \rightarrow \pi\gamma < 75$  keV,  $\omega \rightarrow \pi\gamma \sim 900$  keV,  $\phi \rightarrow \eta\gamma \sim 100$  keV) - und lassen damit die beobachteten  $\psi$ ,  $\psi'$  Breiten vernünftig erscheinen.  $\psi''$  unterliegt normalem starken Zerfall.

Das Hauptproblem ist auch in diesem Modell, dass es die Existenz einer grossen Anzahl bisher nicht beobachteter Zustände (mit Mesonen-Massen ab etwa  $3 \text{ GeV}/c^2$ ) voraussagt, die Farbe explizit enthalten und aus  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow$  Hadronen produziert werden sollten. Weiterhin müssten erheblich radiative Zerfallsraten gefunden werden.

## 7. ZUSAMMENFASSUNG

Sowohl das Charm-Modell als auch das Farb-Modell können die wesentlichen Züge der beobachteten "neuen Spektroskopie" plausibel machen. Dies geschieht auf Kosten der Sparsamkeit (wir nehmen statt dreien vier oder gar neun hadronische Grundbausteine an) und, der "uniqueness" - Einmaligkeit. Charme und Farbe bedeuten das Auftauchen eines ganzen neuen Reichtums bisher nicht beobachteter Zustände. Eine Reihe von verwandten Phaenomenen (das Auftauchen vieler seltsamer Teilchen, veränderte hadronische Multiplizitäten oberhalb der Farb- oder Charm-Schwelle, neue Sättigungswerte für Summenregeln, ...) sind v. a. ausgesagt aber noch nicht beobachtet. Die Modelle sind flexibel und können in einer Vielfalt von Formulierungen aufbereitet werden.

Ist also die neue Aera der Teilchenphysik angebrochen? Haben wir einen neuen Freiheitsgrad, eine neue Dimension im Symmetrieraum unserer fundamentalen Bausteine entdeckt, und brauchen jetzt nur noch eine erweiterte Spektroskopie auszumessen?

Wohl kaum - die Suche nach dem Grund für die Nichtexistenz der  $\Delta S = 1$  schwachen neutralen Ströme, nach der rechten Quarkstatistik, geht weiter. Aber eine neue Aera ist doch angebrochen: die Kunst des Experimentators hat uns mit den dramatischen und bisher nicht erklärten Entdeckungen dies gezeigt: die Zeit der grossen Neuheiten ist nicht vorbei. Wir sind nicht dabei, mit kleinem Gradienten uns einer Asymptotia zu nähern. Neue klare Forderungen stehen vor Theorie und Experiment. Die Physik der Elementarteilchen bleibt voller Überraschungen.

LITERATUR

- 1) J.H. Christenson et al., Phys. Rev. Letters 25, 1523 (1970).
- 2) J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Letters 33, 1404 (1974).
- 3) J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Letters 33, 1406 (1974).
- 4) J.D. Jackson, unpublished notes (1974).
- 5) W. Braunschweig et al., Phys. Letters 53B, 393 (1974); 56B, 491 (1975).
- 6) Das Gleiche geht aus der Beobachtung des Zerfalls  $\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$  noch deutlicher hervor.
- 7) M. Breidenbach, Vorlesung an der Erice Summer School (1975).
- 8) J.P. Stroot, persönliche Mitteilung (1975).
- 9) B. Knapp et al., Phys. Rev. Letters 34, 1044 (1975).
- 10) F.W. Büsler et al., Phys. Letters 56B, 482 (1975).
- 11) B. Gittelman et al., Mitteilung an die Palermo International Conference on High Energy Physics (1975).
- 12) U. Camerini et al., Mitteilung an die Palermo International Conference on High Energy Physics (1975).
- 13) B. Knapp et al., Phys. Rev. Letters 34, 1040 (1975).
- 14) S.C.C. Ting, Rapporteur-Bericht an die Palermo International Conference on High Energy Physics (1975).
- 15) W. Braunschweig et al., DESY preprint (1975).
- 16) M. Breidenbach, private Mitteilung (1975).
- 17) J.J. Sakurai, Phys. Rev. Letters 34, 56 (1975).
- 18) H.P. Dürr, Phys. Rev. Letters 34, 422 (1975).  
A. Goldhaber und M. Goldhaber, Phys. Rev. Letters 34, 36 (1975).
- 19) C.A. Heusch, Letters Nuovo Cimento 12, 552 (1975).
- 20) Y. Hara, Phys. Rev. 134, B701 (1964).  
J.D. Bjorken and S.L. Glashow, Phys. Letters 11, 255 (1964).
- 21) S.L. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani, Phys. Rev. D 2, 1285 (1970).
- 22) Eine gute Übersicht über die theoretische Situation ist zu finden bei M.K. Gaillard, B.W. Lee und J.L. Rosner, Revs. Mod. Phys. 47, 277 (1975); der gegenwärtige experimentelle Stand ist beschrieben bei C.A. Heusch, Proc. X. Rencontre de Moriond (ed. J. Tran Thanh Van) (1975); CERN preprint (1975).
- 23) M.Y. Han und Y. Nambu, Phys. Rev. 139, B1006 (1965).  
Y. Nambu und M.Y. Han, Phys. Rev. D 10, 674 (1974).

- 24) Für eine Übersicht über diese und andere Möglichkeiten, farbige Quarkmodelle aufzubauen, s.  
F.E. Close, CERN TH preprint 2041 (1975).
- 25) S.L. Adler, Phys. Rev. 177, 2426 (1969).

Tabelle 1

Parameter und Quantenzahlen des  $\psi$  Meson

Masse	$m$	$= ( 3.095 \pm 0.004 ) \text{ GeV}/c^2$
Breiten:	$\Gamma_e$	$= ( 4.8 \pm 0.6 ) \text{ keV}$
	$\Gamma_\mu$	$= ( 4.8 \pm 0.6 ) \text{ keV}$
	$\Gamma_{\text{Hadronen}}$	$= ( 59 \pm 14 ) \text{ keV}$
	$\Gamma_{\text{tot}}$	$= ( 69 \pm 15 ) \text{ keV}$
Spin, Parität, Ladungskonjugation:	$J^{PC}$	$= 1^{--}$
Isospin, G-Parität	$I^G$	$= 0^-$

Tabelle 2

Verzweigungsverhältnisse beim  $\psi$ -Zerfall

Zerfallsmodus	Verzweigungsverhältnis in %	Angabe der beobachteten Ereignisse	Bemerkungen
$e^+ e^-$	$6.9 \pm 0.9$	ca. 2000	
$\mu^+ \mu^-$	$6.9 \pm 0.9$	ca. 2000	
$\rho\pi$	$1.3 \pm 0.3$	$153 \pm 13$	$> 70\%$ of $\pi^+ \pi^- \pi^0$
$2\pi^+ 2\pi^-$	$0.4 \pm 0.1$	$76 \pm 9$	$\left\{ \begin{array}{l} 20\% \omega\pi^+\pi^- \\ 30\% \rho\pi\pi\pi \end{array} \right.$
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$4.0 \pm 1.0$	$675 \pm 40$	
$3\pi^+ 3\pi^-$	$0.4 \pm 0.2$	$32 \pm 7$	
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	$2.9 \pm 0.7$	$181 \pm 26$	
$4\pi^+ 4\pi^- \pi^0$	$0.9 \pm 0.3$	$13 \pm 4$	
$\pi^+ \pi^- K^+ K^-$	$0.4 \pm 0.2$	$83 \pm 18$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{ausgenommen} \\ K^{*+}(892) K^{*-}(1420) \end{array} \right.$
$2\pi^+ 2\pi^- K^+ K^-$	$0.3 \pm 0.1$		
$K_S K_L$	$< 0.02$	$\leq 1$	90% C.L.
$K^0 K^{0*}(892)$	$0.24 \pm 0.05$	$57 \pm 12$	
$K^\pm K^{\mp*}(892)$	$0.31 \pm 0.07$	$87 \pm 19$	
$K^0 K^{0*}(1420)$	$< 0.19$	$\leq 3$	90% C.L.
$K^\pm K^{\mp*}(1420)$	$< 0.1^{\circ}$	$\leq 3$	90% C.L.
$K^{*0}(892) \bar{K}^{*0}(892)$	$< 0.06$	$\leq 3$	90% C.L.
$K^{*0}(1420) \bar{K}^{*0}(1420)$	$< 0.18$	$\leq 3$	90% C.L.
$K^{*0}(892) K^{*0}(1420)$	$0.37 \pm 0.10$	$30 \pm 7$	
$p\bar{p}$	$0.21 \pm 0.04$	$105 \pm 11$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{unter der Annahme} \\ f(\theta) \sim 1 + \cos^2 \theta \end{array} \right.$
$\Lambda\bar{\Lambda}$	$0.16 \pm 0.08$	$19 \pm 5$	
$\left. \begin{array}{l} p\bar{p}\pi^0 \\ n\bar{p}\pi^- \\ p\bar{n}\pi^+ \end{array} \right\}$	$0.37 \pm 0.19$	$87 \pm 30$	

Tabelle 3

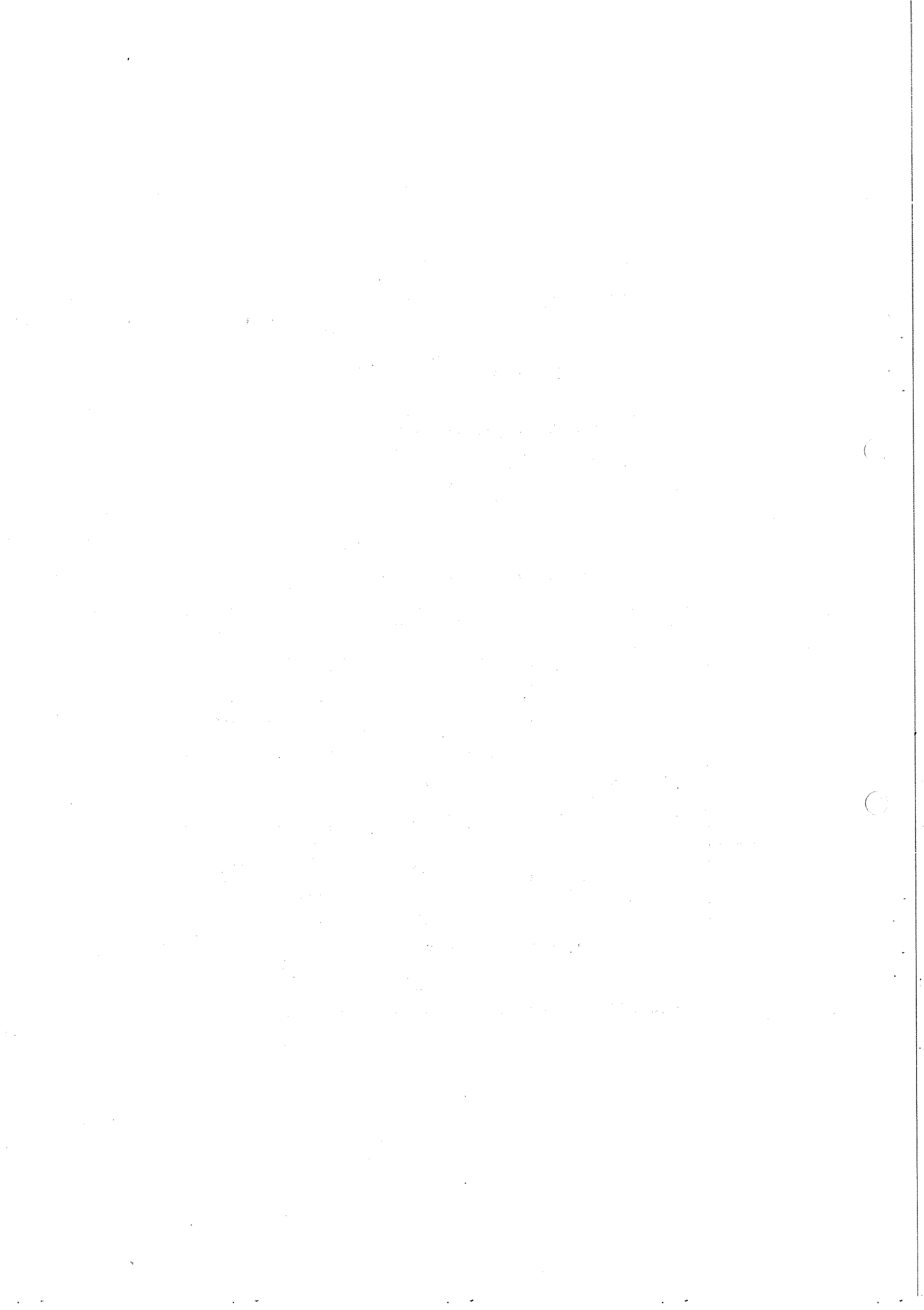
Parameter und Quantenzahlen des  $\psi'$  Mesons

Masse	$m$	$= ( 3.684 \pm 0.005) \text{ GeV}/c^2$
Breiten:	$\Gamma_e$	$= ( 2.2 \pm 0.3) \text{ keV}$
	$\Gamma_\mu$	$= ( 2.2 \pm 0.3) \text{ keV}$
	$\Gamma_{\text{Hadronen}}$	$= (220 \pm 56) \text{ keV}$
	$\Gamma_{\text{tot}}$	$= (225 \pm 56) \text{ keV}$
Spin, Parität, Ladungskonjugation:		$J^{PC} = 1^{--}$
Isospin, G-Parität		$I^G = 0^-$

Tabelle 4

Verzweigungs-Verhältnisse beim  $\psi'$ -Zerfall

Zerfallsmodus	Verzweigungsverhältnis in %	Bemerkungen
$e^+e^-$	$0.97 \pm 0.16$	} $\mu$ -e Universität vorausgesetzt
$\mu^+\mu^-$	$0.97 \pm 0.16$	
$\psi + \dots$	$57 \pm 8$	
davon: $\psi + \pi^+\pi^-$	$32 \pm 4$	
$\psi + \eta$	$4 \pm 2$	
$\psi + 2\gamma$	$2-12\%$	} sehr vorläufige Ergebnisse, konservative Grenzen
$(\psi \rightarrow P_c \gamma, P_c \rightarrow \psi \gamma)$		
$\rho^0 \pi^0$	$< 0.1$	} keine endgültigen Werte
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$< 0.7$	
$p\bar{p}$	$< 0.03$	





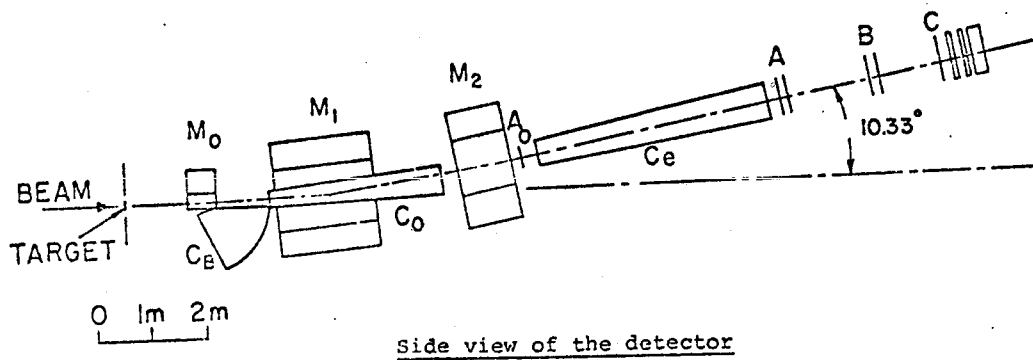
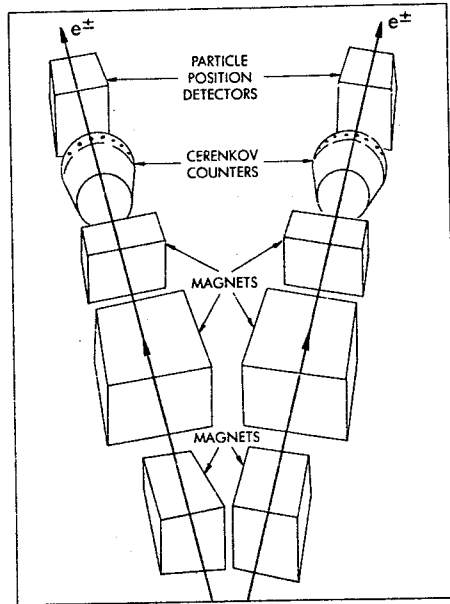


Abb. 1 Schematische Aufsicht und Seitenaufriss des MIT-BNL Experiments.

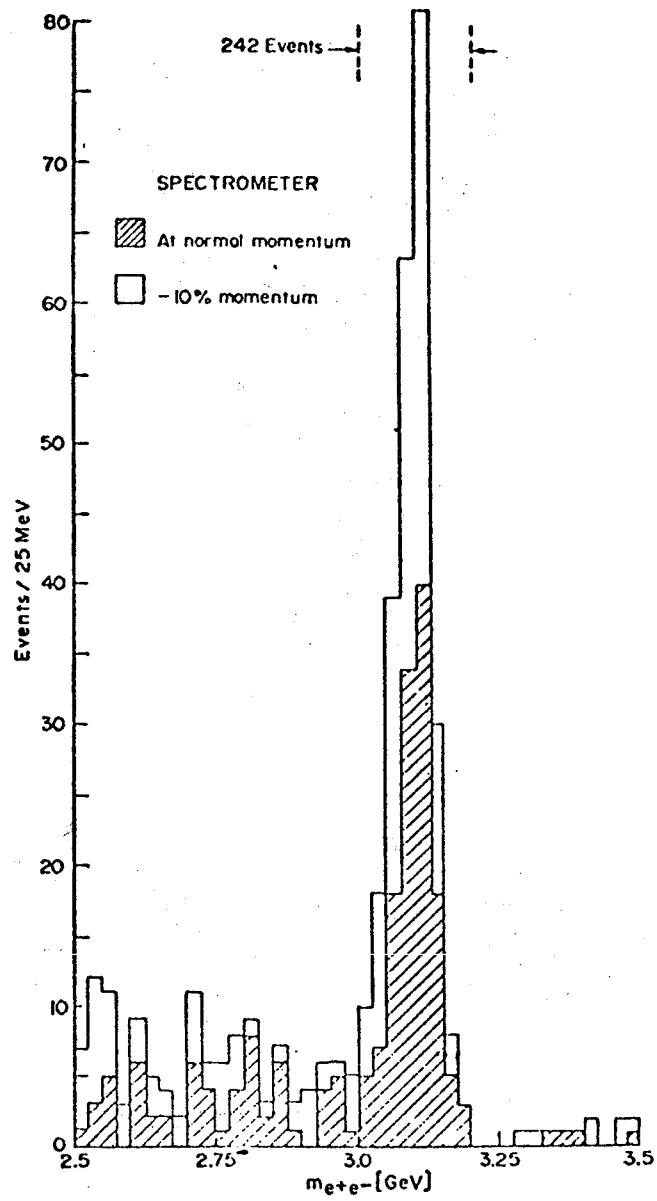


Abb. 2 Massenspektrum für  $e^+e^-$  Paare im BNL-MIT Experiment.

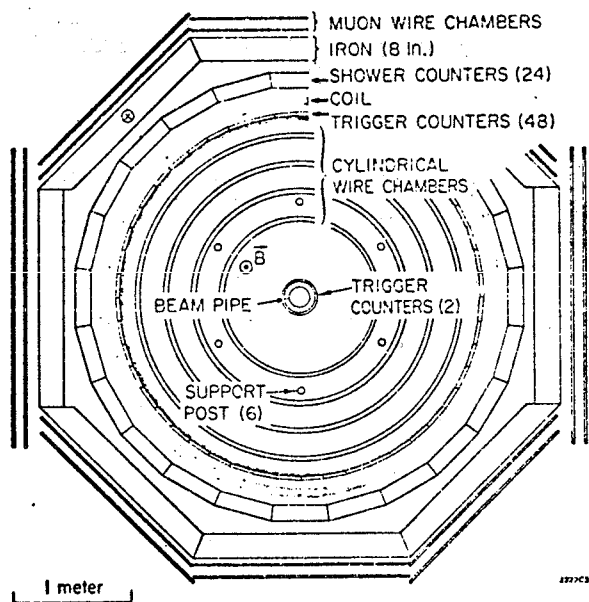
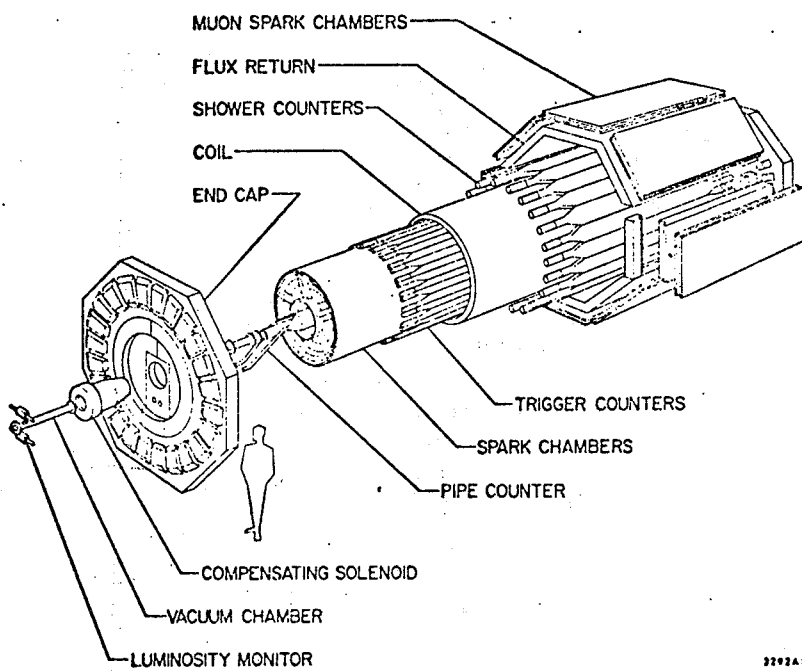


Abb. 3 Ansicht und Querschnitt des magnetischen Detektors am SPEAR-Speicherring.

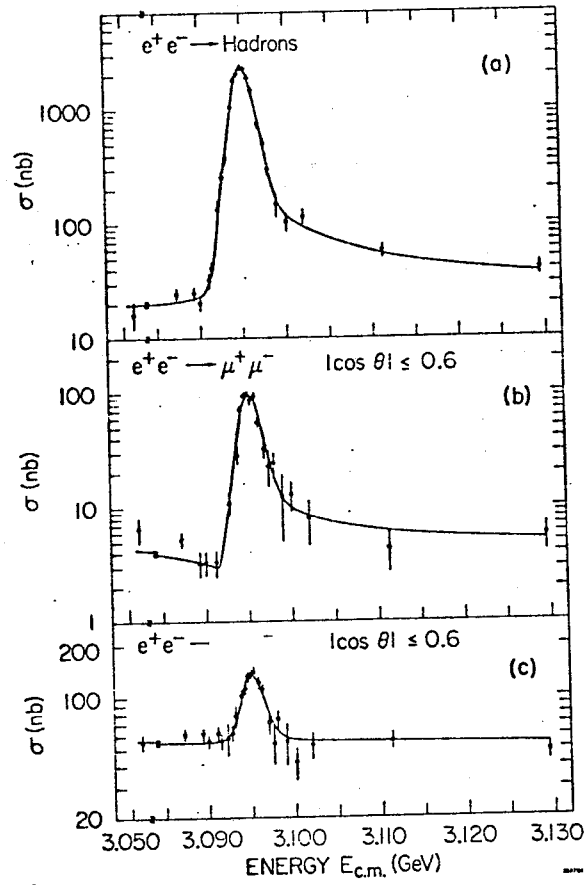


Abb. 4 Wirkungsquerschnitte für die Prozesse  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  und  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  in Resonanzgegend

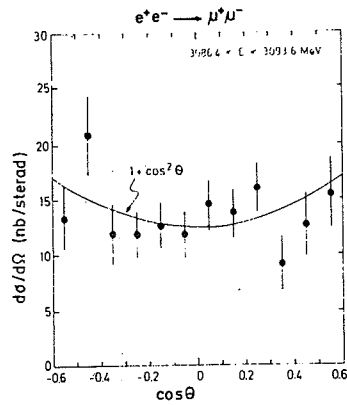
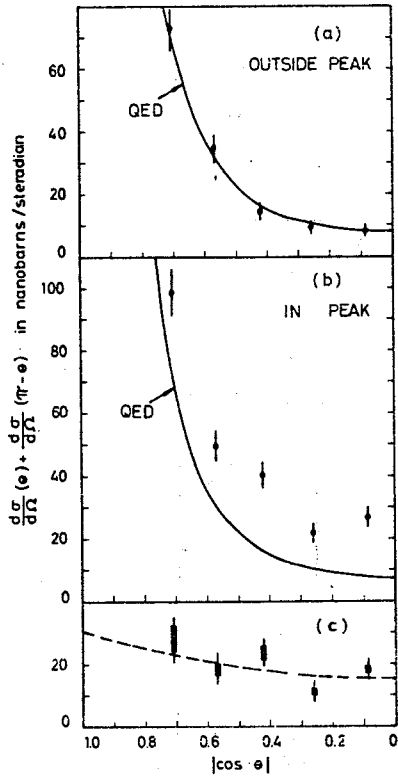


Abb. 5 Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Prozesse  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ .

- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  ausserhalb der Resonanz, zeigt nur Bhabha-Streuung;
- in der Resonanz, enthält Bhabha-Streuung und  $\psi$ -Zerfall;
- nach Subtraktion bleibt der Resonanzbeitrag, mit einem Fit der Form  $(1 - \cos^2 \theta)$ , wie vom Zerfall eines  $J^P = 1^-$  Zustand erwartet;
- differentieller Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  in der Resonanz, mit  $(1 + \cos^2 \theta)$  Fit.

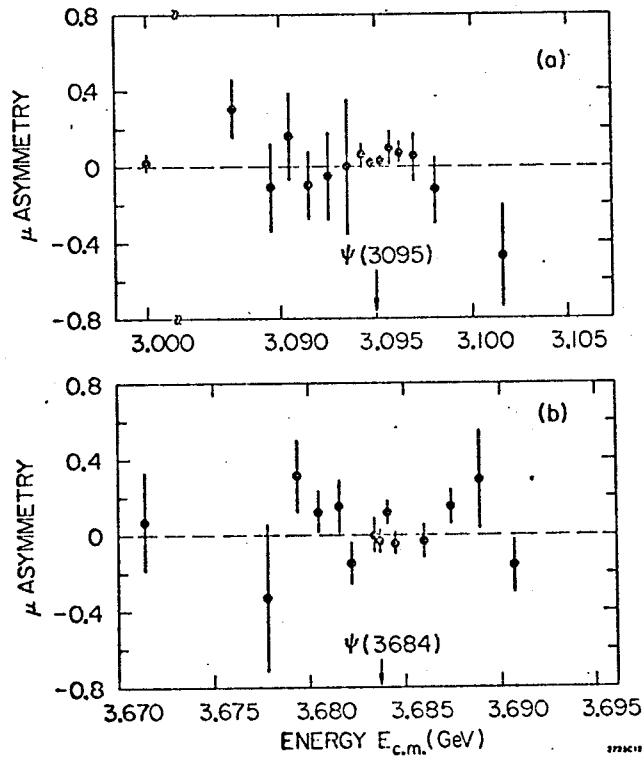


Abb. 6 Asymmetrie zwischen Vorwärts- und Rückwärts-Wirkungsquerschnitt im Prozess  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  in der Nähe der Resonanzen  $\psi, \psi'$ .

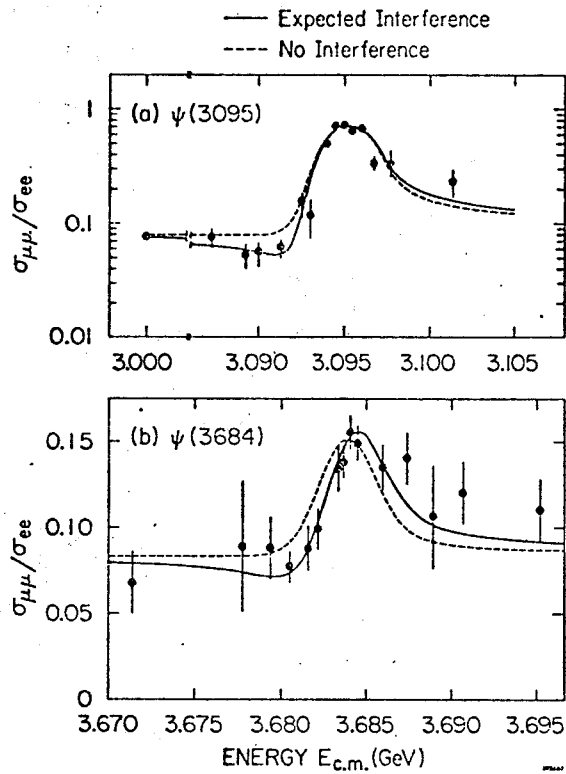
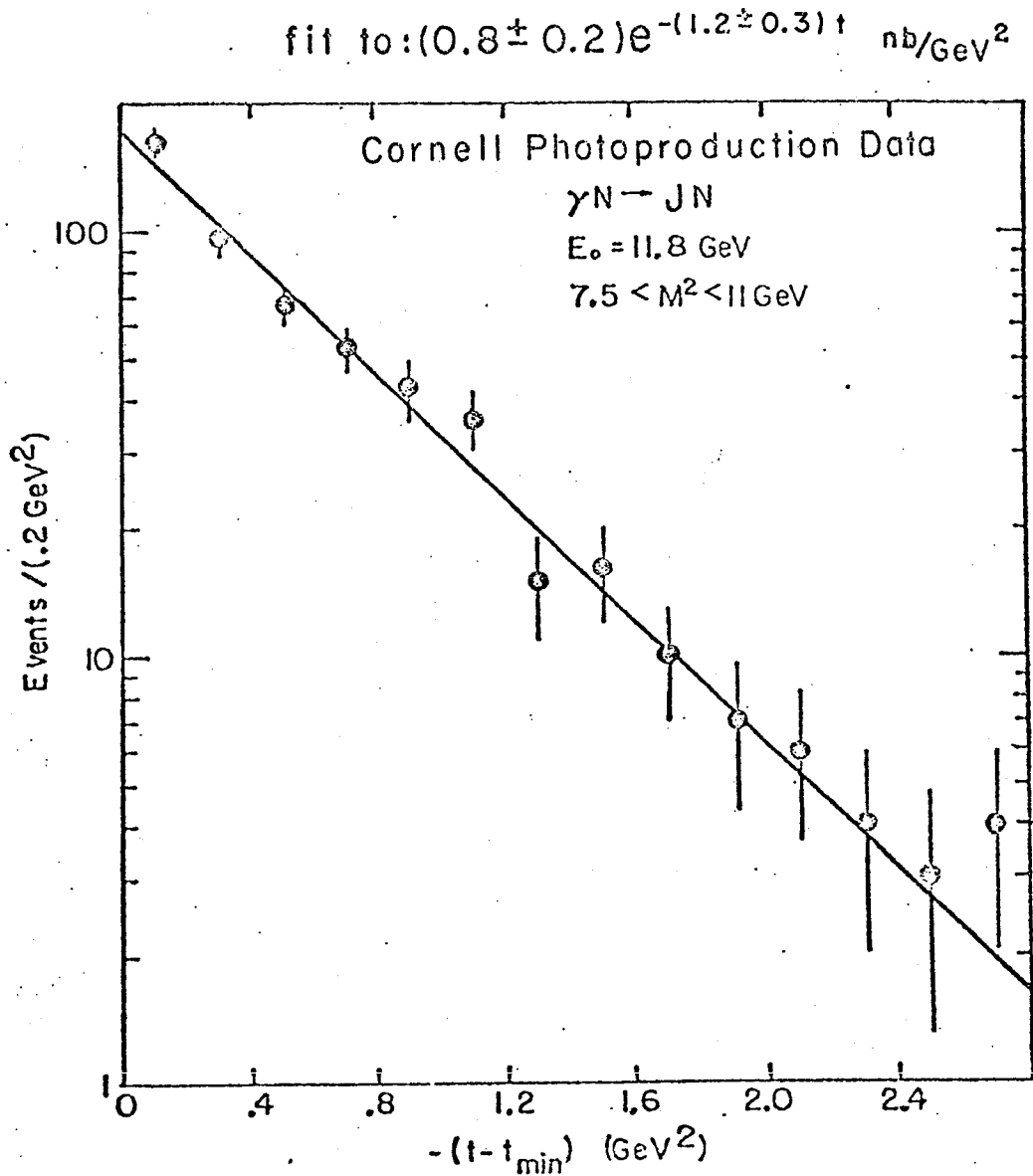


Abb. 7 Messung des Interferenzeffekts zwischen resonantem und nicht-resonantem Term in  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Für gleiche Quantenzahlen erwarten wir eine Energieabhängigkeit der Form

$$\frac{\sigma_{\mu\mu}}{\sigma_{ee}}(E) \sim \left| \text{const} + \frac{\Gamma_e}{m_\psi - E - i\Gamma/2} \right|^2$$

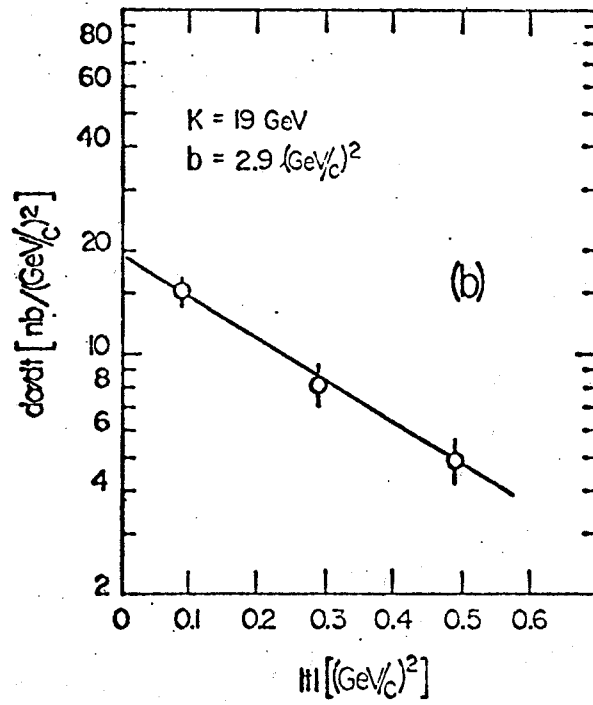
wie in der ausgezogenen Linie angedeutet. Gäbe es keine Interferenz, erwarten wir die gestrichelte Kurve.



The  $t-t_{\min}$  distribution. The Solid line is calculated with  $\frac{d\sigma}{dt} = (0.8 \pm 0.2) e^{-(1.2 \pm 0.3)t}$  nb/GeV<sup>2</sup>. by folding in the Acceptance and  $j$  decay.

Abb. 8a Cornell-Experiment über die Photoproduktion des  $\psi$ -Teilchens, bei 11.2 GeV Bremsstrahlspektrum.





### Wisconsin-SLAC

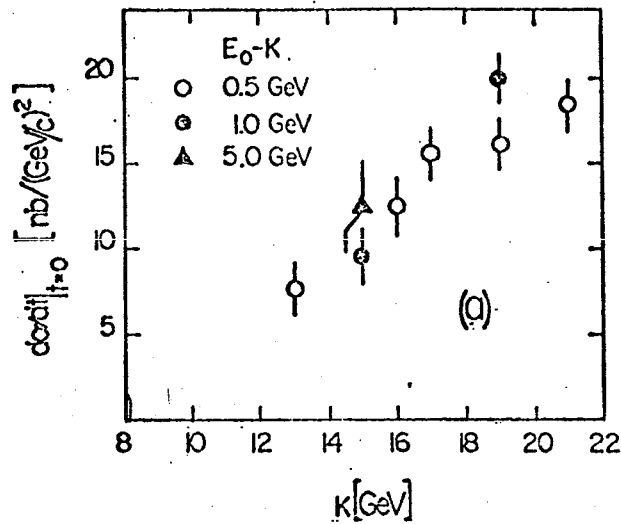


Abb. 8b Photoproduktion des  $\psi$  bei SLAC: Vorwärtsmaximum bei  $E_\gamma = 19$  GeV und extrapoliertes differentieller Wirkungsquerschnitt bei  $t = 0$ , in Abhängigkeit von der Photonenergie.

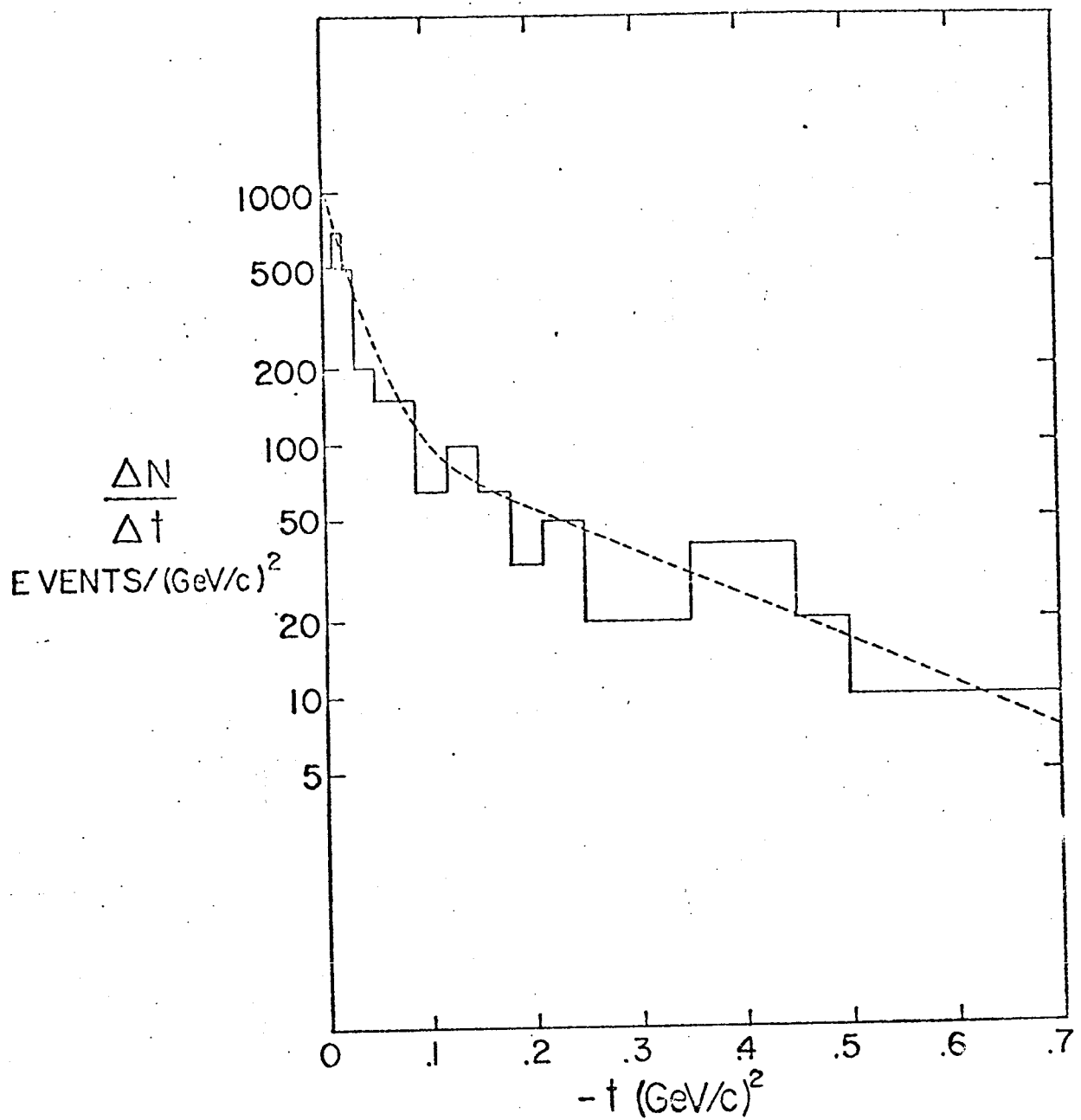


Abb. 8c Photoproduktion des  $\psi$  bei  $E_\gamma \sim 100$  GeV, am Be Target. Ein kohärenter Vorwärtsgraph mit  $d\sigma/dt \sim A^2 e^{4.0t}$  herrscht bei  $|t| < 0.1$  vor; für höhere  $|t|$  Werte,  $d\sigma/dt \sim e^{2t}$ .

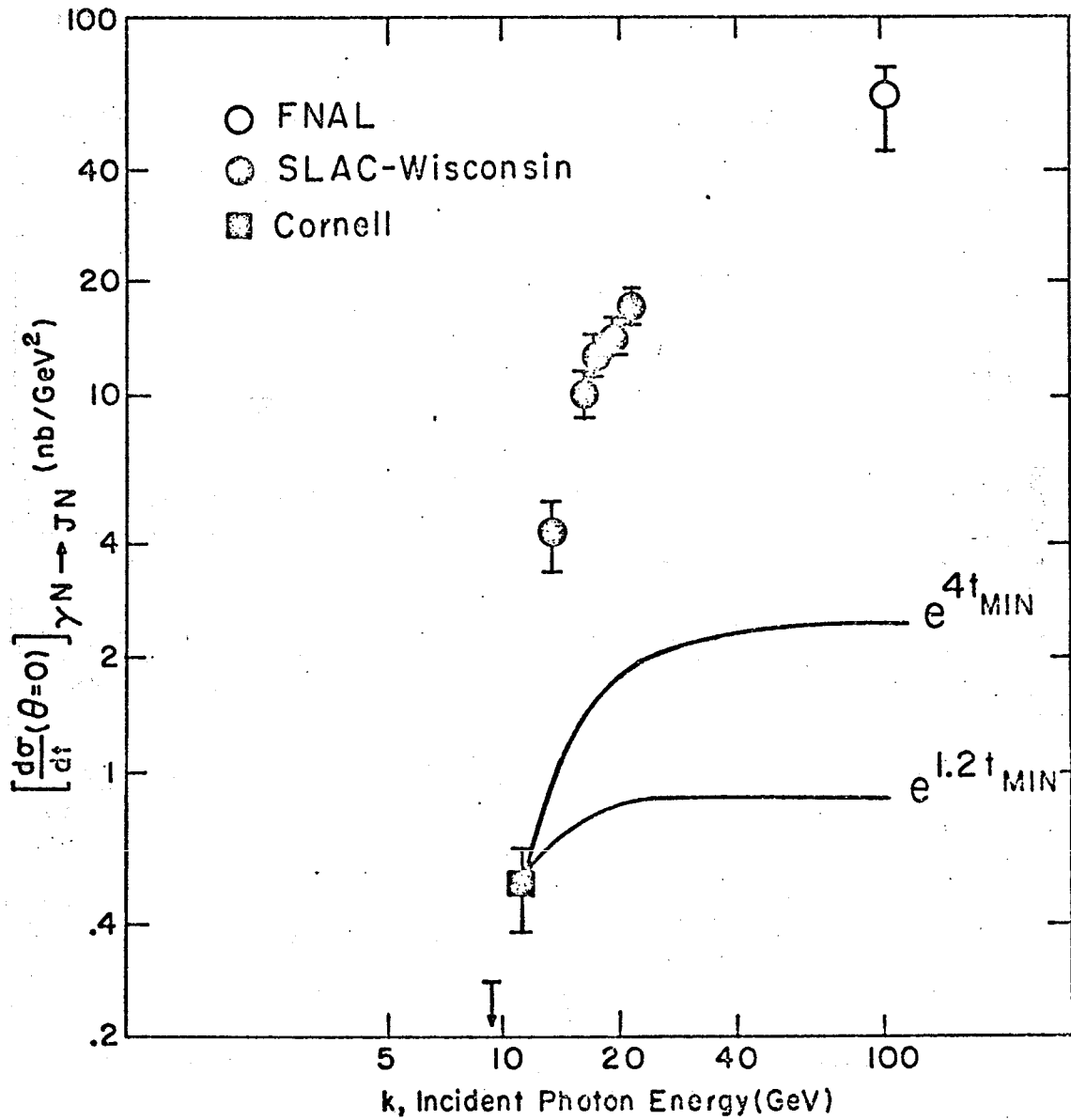


Abb. 9 Extrapolierter differentieller Vorwärtsquerschnitt für  $\psi$  Photoproduktion, in Abhängigkeit von der Energie.

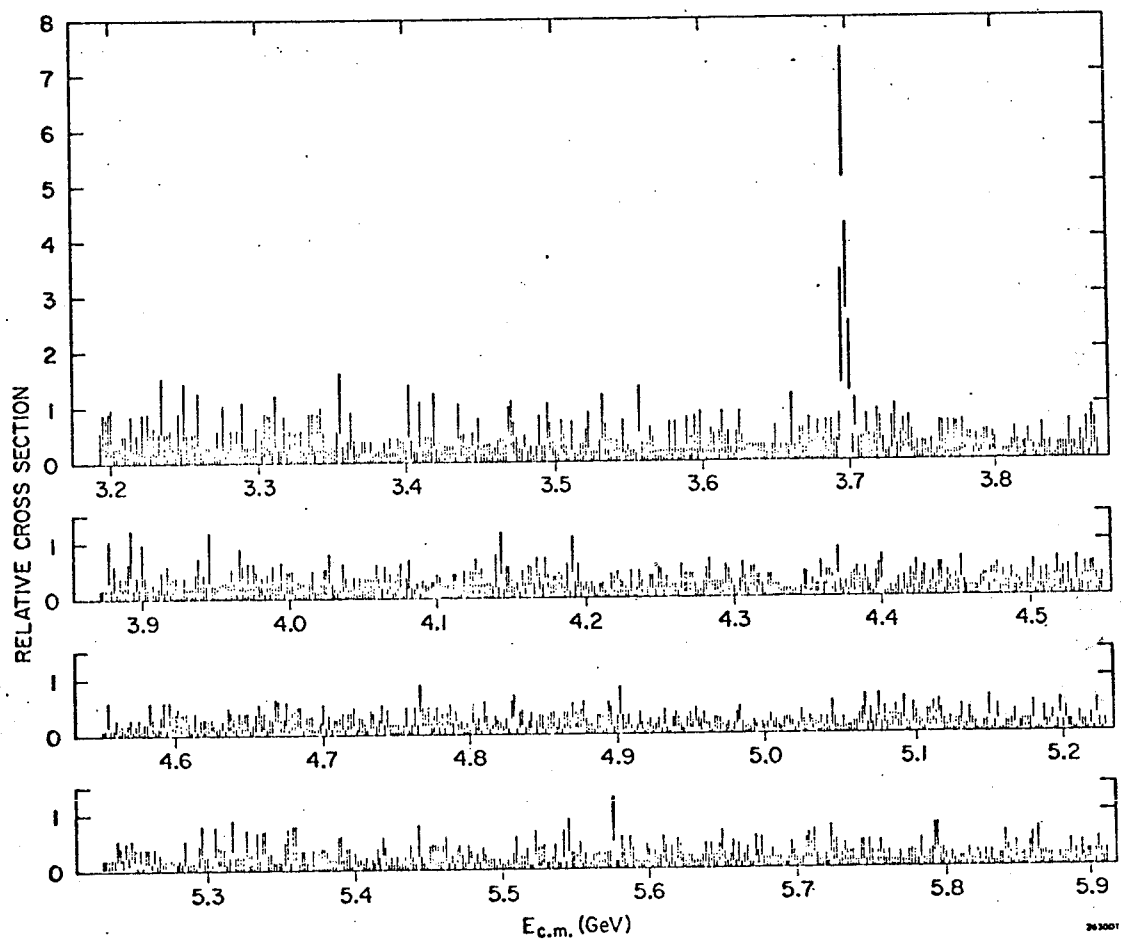


Abb. 10 Feinstruktursuche im  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$  Spektrum oberhalb der  $\psi$  Resonanz: bei  $E = 3.7$  ist eine weitere scharfe Resonanz zu sehen.

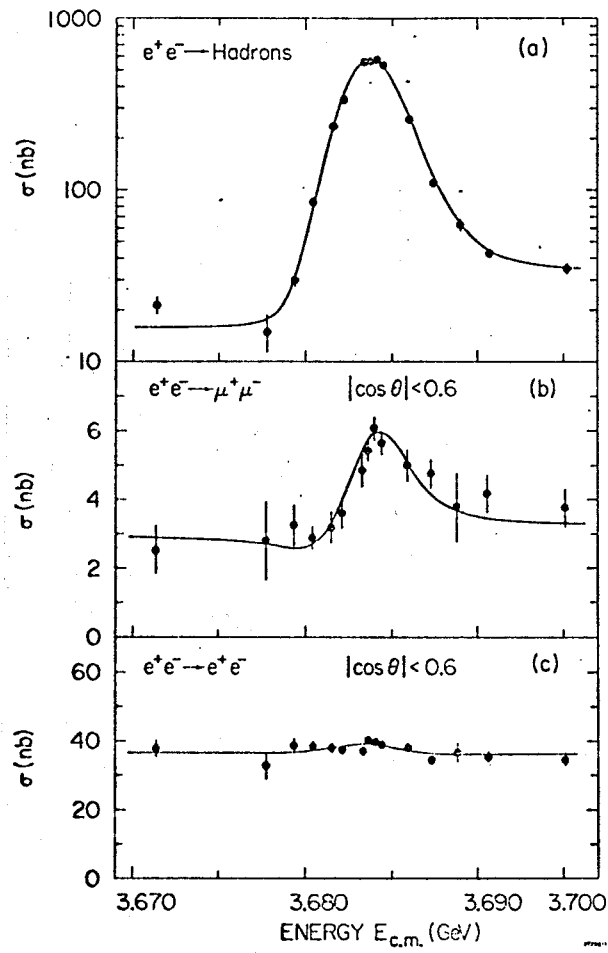


Abb. 11 Wirkungsquerschnitt für die Prozesse  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  in der Nähe der  $\psi'$ -Resonanz (vgl. Abb. 4 für die  $\psi$ -Resonanz).

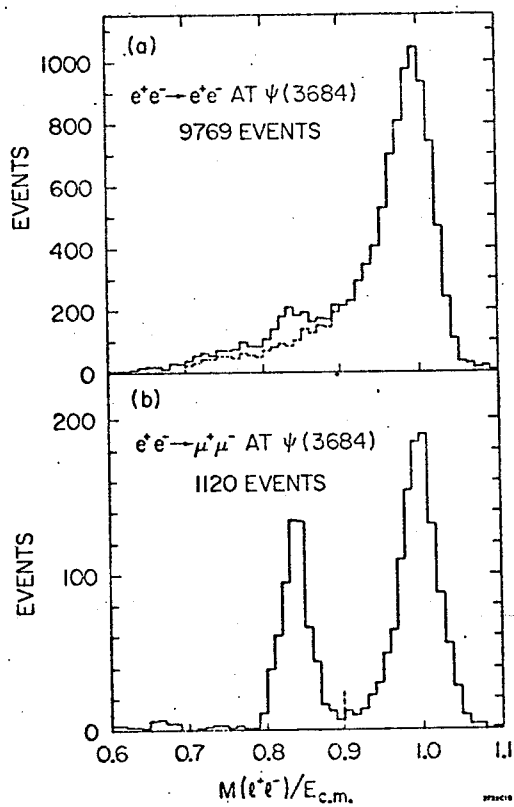


Abb. 12 Massenspektren von  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  aus den Prozessen

$$\left\{ \begin{array}{l} e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \dots \\ e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- + \dots \end{array} \right\} \text{ bei } \psi' -$$

Resonanzenergie. Die Zerfälle  $\psi' \rightarrow \psi + \dots$  mit  $\psi \rightarrow e^+e^-$  und  $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  sind klar angezeigt.

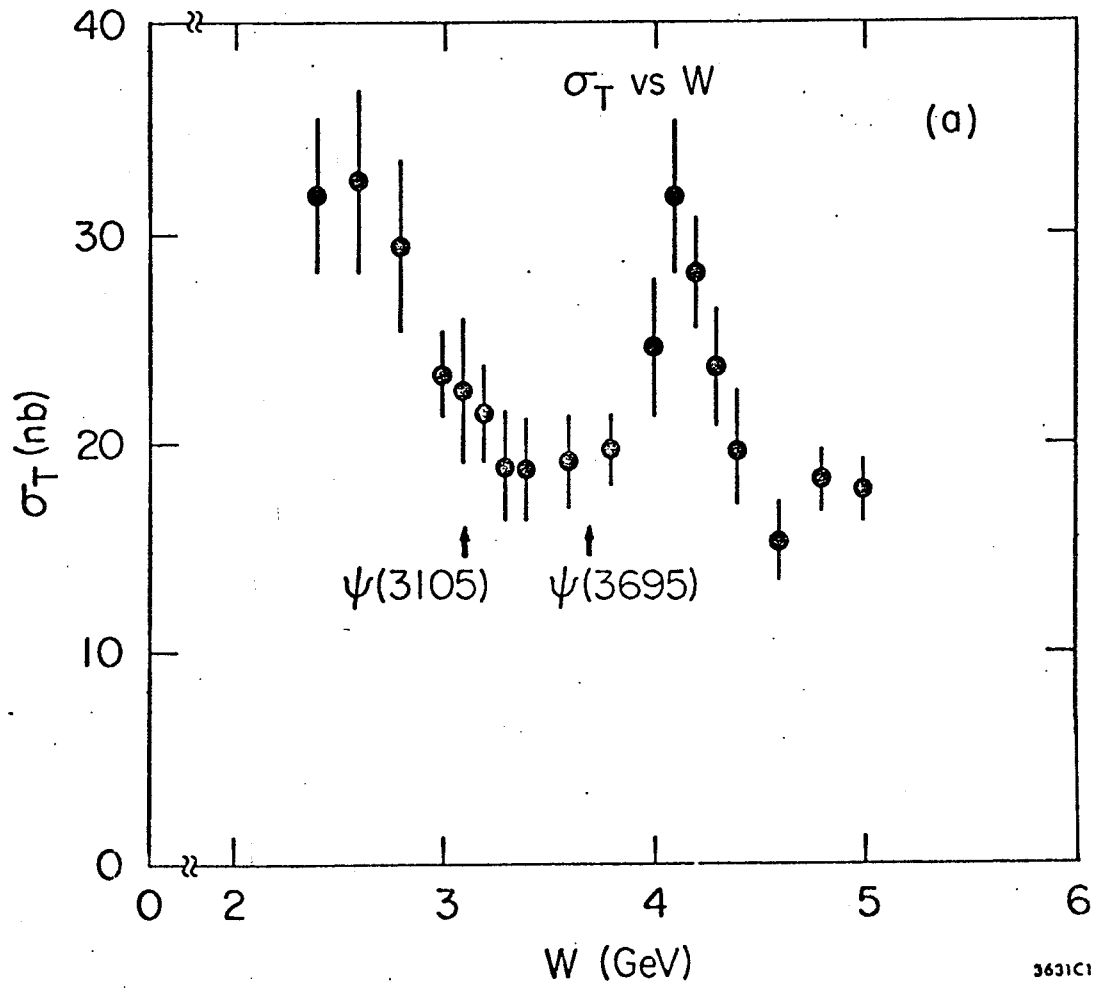


Abb. 13 Hadronischer Wirkungsquerschnitt der  $e^+e^-$ -Streuung bei Energien zwischen 2.5 und 5 GeV. Eine breite Resonanz ist bei  $E = 4.1$  GeV ersichtlich. Die schmalen Resonanzen  $\psi$ ,  $\psi'$  (durch Pfeile angedeutet) erscheinen in diesem Grobstruktur-Experiment nicht.

