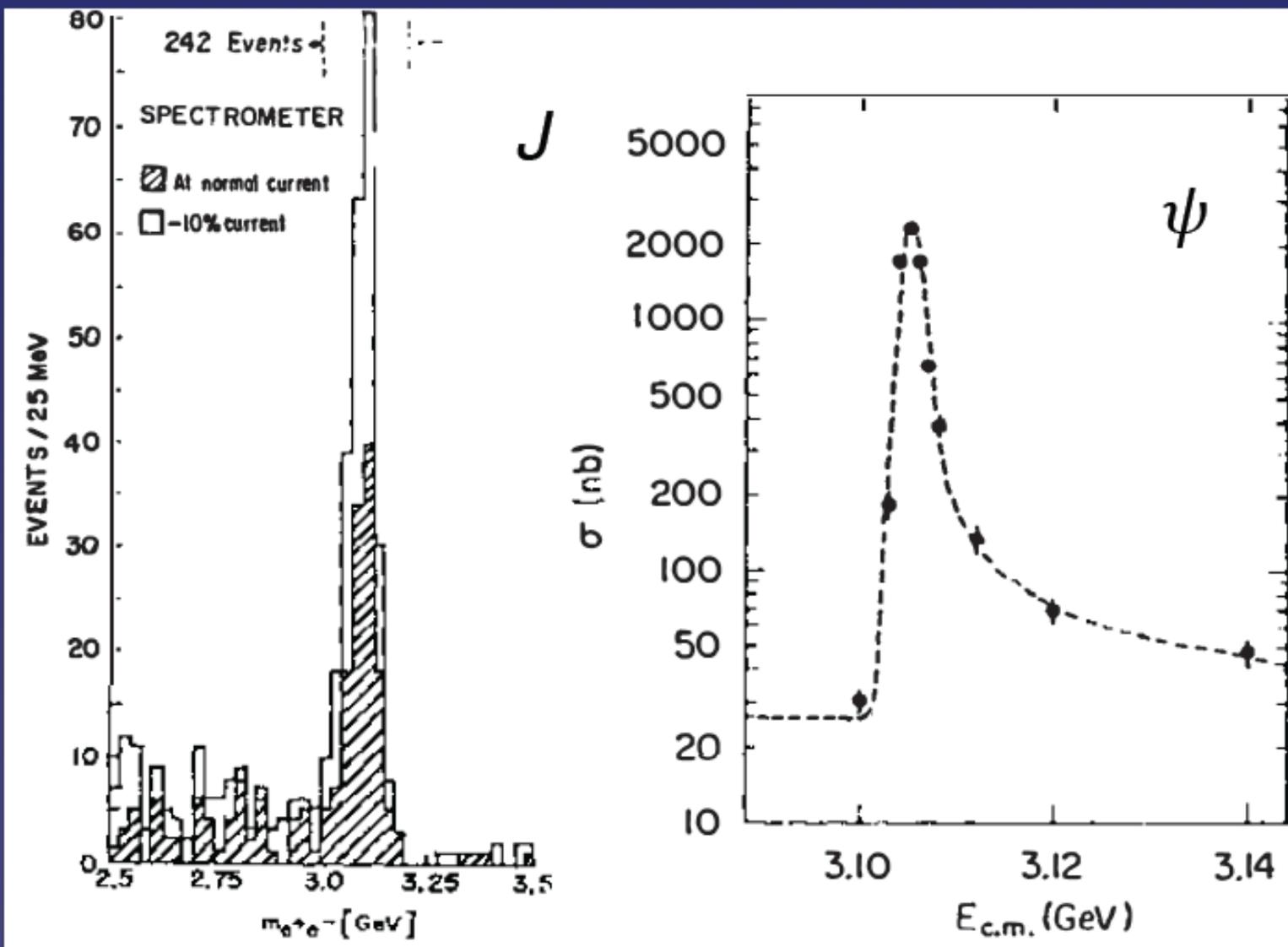


La scoperta della J/ψ

11 November 1974



New and Surprising Type Of Atomic Particle Found

By WALTER SULLIVAN

Experiments conducted independently on the East and West Coasts have disclosed a new type of atomic particle.

Its properties are so unexpected that there are differing views as to how it might fit into current theories on the elementary nature of matter.

The experiments were done at the Stanford Linear Accelerator in Palo Alto, Calif., by a team under Dr. Burton Richter and at the Brookhaven National Laboratory in Upton, L.I., by a group under Dr. Samuel C. C. Ting of the Massachusetts Institute of Technology.

In a statement yesterday, the two men said:

"The suddenness of the discovery coupled with the totally unexpected properties of the particle are what make it so exciting. It is not like the particles we know and must have some new kinds of structure.

"The theorists are working frantically to fit it into the framework of our present knowledge of the elementary particle. We experimenters hope to keep them busy for some time to come."

Some scientists believe that the new particle will prove to be the long-sought manifestation of the so-called weak force—one of the four basic forces in nature. The others are gravity, electromagnetism and the strong force that binds together the atomic nucleus.

It is also suspected that the particle may be related to a recently developed theory equating two of those forces—electromagnetism and the weak force—as manifestations of the same phenomenon. However, the properties of the newly discovered particle are not those predicted for either

Continued on Page 29, Column 1

The New York Times

Published: November 17, 1974

Copyright © The New York Times

New and Surprising Type Of Atomic Particle Found

By WALTER SULLIVAN

Experiments conducted independently on the East and West Coasts have disclosed a new type of atomic particle.

Its properties are so unexpected that there are differing views as to how it might fit into current theories on the elementary nature of matter.

The experiments were done at the Stanford Linear Accelerator in Palo Alto, Calif., by a team under Dr. Burton Richter and at the Brookhaven National Laboratory in Upton, L.I., by a group under Dr. Samuel C. C. Ting of the Massachusetts Institute of Technology.

In a statement yesterday, the two men said:

"The suddenness of the discovery coupled with the totally unexpected properties of the particle are what make it so exciting. It is not like the particles we know and must have some new kinds of structure.

"The theorists are working frantically to fit it into the framework of our present knowledge of the elementary particle. We experimenters hope to keep them busy for some time to come."

Some scientists believe that the new particle will prove to be the long-sought manifestation of the so-called weak force—one of the four basic forces in nature. The others are gravity, electromagnetism and the strong force that binds together the atomic nucleus.

It is also suspected that the particle may be related to a recently developed theory equating two of those forces—electromagnetism and the weak force—as manifestations of the same phenomenon. However, the properties of the newly discovered particle are not those predicted for either

Continued on Page 29, Column 1

The New York Times

Published: November 17, 1974

Copyright © The New York Times

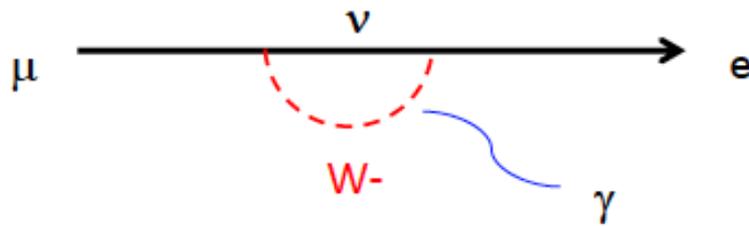
Meccanismo GIM

Struttura a Doppietti

• Agli inizi degli anni 60, si comincia anche a definire la **struttura a doppietti** nel settore dei fermioni fondamentali. Che il neutrino osservato nel decadimento beta (in associazione con elettroni) e quello prodotto, ad esempio, nel decadimento del pione (in associazione con un muone) dovessero esser diversi e selettivi rispetto al flavour del leptone carico era l'unica spiegazione del fatto che non esistesse il decadimento:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$$

Processo che, con l'introduzione del bosone mediatore in corrente carica W , potrebbe procedere secondo il diagramma:



$$BR^{\text{expected}}(\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma) \approx 10^{-5}$$

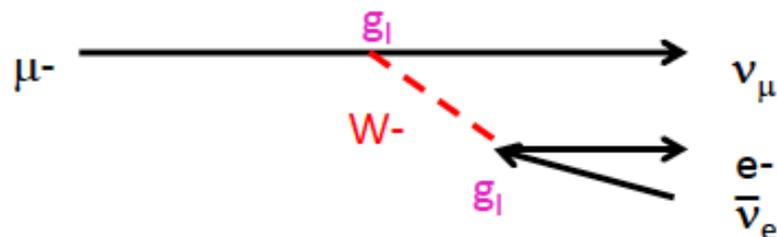
$$BR^{\text{experimental}}(\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma) < 10^{-8}$$

Struttura a Doppietti

- Conservazione del **numero leptonic** internamente a **ciascuna famiglia**, in cui le particelle sono organizzate in **doppietti**:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

- Il bosone mediatore W si accoppia a **ciascuno** di questi doppietti individualmente.



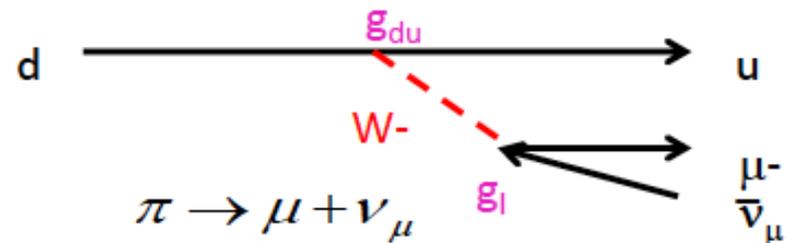
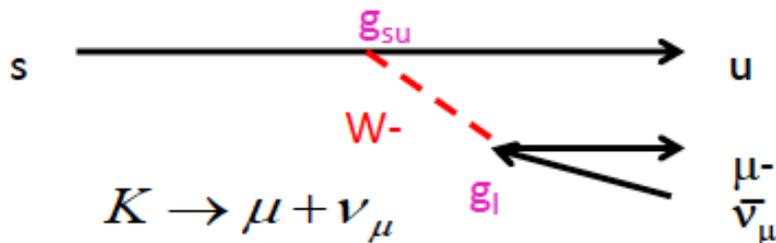
- Transizioni che connettono componenti di doppietti distinti **non sono consentite**

Struttura a Doppietti

- La situazione nel settore dei quark è significativamente diversa. Negli anni 60, il modello statico a quark di Gell-Mann e Zweig contemplava l'esistenza di soli tre flavour di quark (u,d,s) :

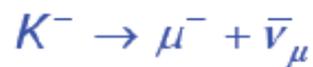
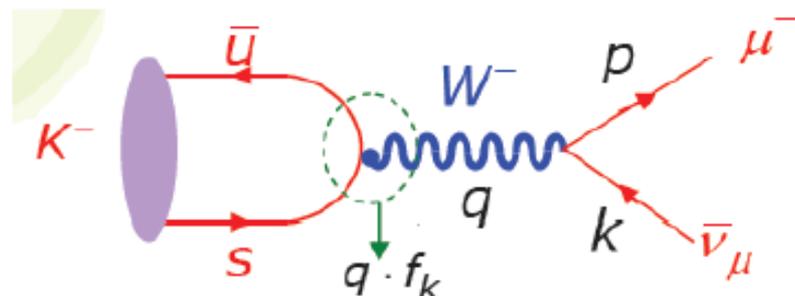
$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} - \\ s \end{pmatrix}$$

L'esistenza di processi con variazione di stranezza indicava la possibilità di fare transizioni fra membri di diversi doppietti. La bassa intensità di questi processi, se confrontati con quelli senza variazione di stranezza, sembrava sottendere un carattere non universale dell'interazione debole nel settore dei quark.



Decadimento del K

Ad esempio:



il B.R. è del 64%

Procedendo in maniera totalmente analoga al caso del decadimento del pione:

$$\Gamma(K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu) = \frac{G^2}{8\pi} f_k^2 m_k m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_k^2} \right)^2$$

Se si fa l'assunzione $f_\pi = f_k$ (in realtà $f_k \sim 160$ MeV), il rapporto fra la larghezza del K e quella del pione, per la differenza di massa fra le due particelle, dovrebbe essere dell'ordine di 20 :

$$\frac{\Gamma(K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \frac{m_k}{m_\pi} \left(\frac{1 - \left(\frac{m_\mu}{m_k}\right)^2}{1 - \left(\frac{m_\mu}{m_\pi}\right)^2} \right)^2 = 17.67$$

$$m_{K^\pm} \cong 494 \text{ MeV}/c^2$$

$$m_{\pi^\pm} \cong 140 \text{ MeV}/c^2$$

$$m_{\mu^\pm} \cong 106 \text{ MeV}/c^2$$

Decadimento del K

Mentre sperimentalmente si osserva che **sono circa uguali!**

$$\frac{\Gamma(K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = 1.336 \pm 0.004$$

- Questo indica che **gli accoppiamenti** coinvolti nella parte di corrente adronica sono sostanzialmente diversi nei due casi
- La discrepanza così marcata (fattore 20) non può essere dovuta alle incertezze o alle approssimazioni fatte su f_π, f_K . Si deve necessariamente considerare che **l'accoppiamento** debole in transizioni adroniche con e senza variazione di stranezza sia **differente**.

Decadimento del K

- Se con G_s e G_d indichiamo la costante di Fermi misurate in transizioni che coinvolgono i quark d e s, la loro differenza è direttamente valutabile dal rapporto K/π :

$$1.336 \pm 0.004 = \frac{\Gamma(K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = (17.67) \cdot \frac{G_s^2}{G_d^2} \left(\frac{160}{130} \right)^2.$$

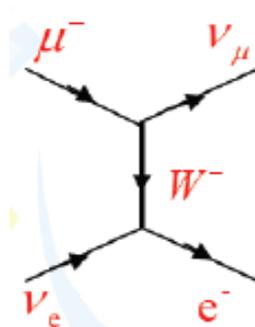


$$\Rightarrow \frac{G_s}{G_d} = 0.223$$

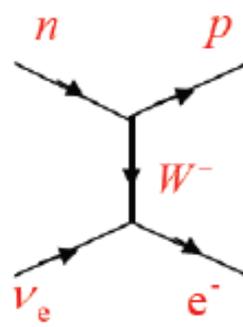
- Questo risultato sembra violare l'universalità delle interazioni deboli altrimenti osservata in decadimenti beta, in decadimenti leptonici e nei decadimenti semileptonici senza variazione di stranezza.
- Spiegazione del fenomeno dovuta a [N.Cabibbo \(1963\)](#), che introduce il concetto di **mescolamento dei quark**, preservando così la proprietà di universalità delle interazioni deboli.

Quark Mixing

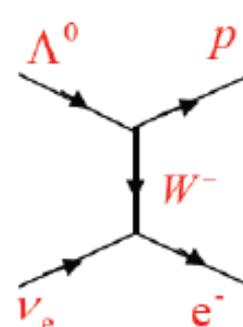
- Esaminando diversi tipi di transizioni deboli:



Decadimento
del muone



Decadimento
del neutrone
($\Delta S=0$)



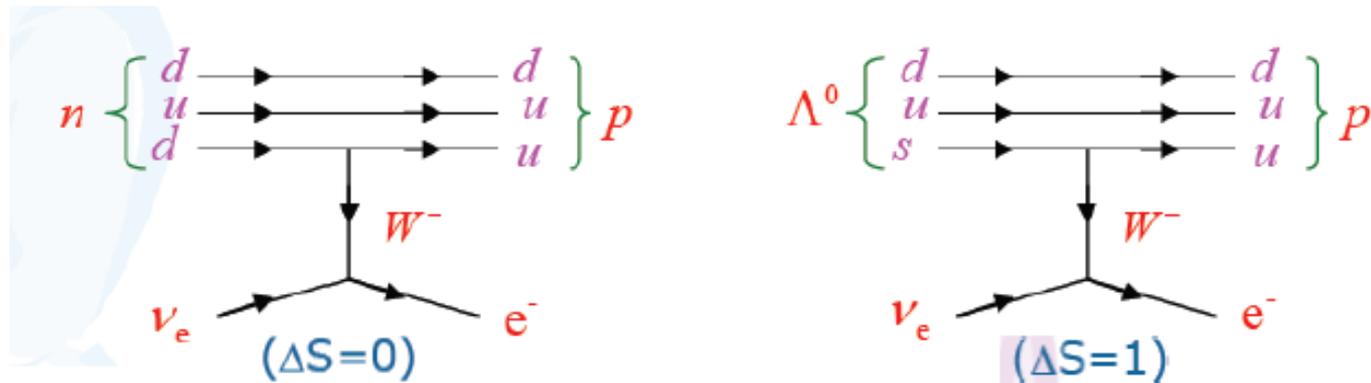
Decadimento
della Λ^0 **B.R.**=(8.32 ± 0.14) $\cdot 10^{-8}$
($\Delta S=1$)

$$m_{\Lambda} \cong 1115 \text{ MeV}/c^2$$
$$m_n \cong 939.6 \text{ MeV}/c^2$$
$$m_p \cong 938.3 \text{ MeV}/c^2$$

Sperimentalmente, si osserva sempre che l'intensità dell'accoppiamento (G) delle transizioni adroniche con variazione nulla di stranezza è solo **il 2% più piccola** di quelle leptoniche, mentre le transizioni adroniche con violazione di stranezza hanno accoppiamento tipicamente **circa 5 volte minore**.

Quark Mixing

- Se consideriamo questi decadimenti al livello fondamentale dei quark coinvolti :



- Nel caso del decadimento beta, il vertice quark-W è tra un quark down e un quark up, mentre nel caso del decadimento della Lambda la transizione avviene fra due quark (strange e up) appartenenti a doppietti diversi (cosa che non avviene nel settore leptonic).

- Al di là di questa differenza, se si esaminano gli elementi di matrice che ci aspetteremmo da un'interazione debole **universale**:

Quark Mixing

- Ciascuna corrente di quark si scrive come:

$$J_{\mu}^{q \rightarrow q'} = \left(\bar{u}_{q'} \gamma_{\mu} (1 - \gamma^5) u_q \right)$$

Gli elementi di matrice sono in principio identici:

$$\mathcal{M}_{d \rightarrow u} = \left[\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_u \gamma^{\mu} \frac{1 - \gamma^5}{2} u_d \right] \frac{1}{M_W^2 - q^2} \left[\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{\nu_e} \gamma_{\mu} \frac{1 - \gamma^5}{2} u_e \right]$$

$$\mathcal{M}_{s \rightarrow u} = \left[\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_u \gamma^{\mu} \frac{1 - \gamma^5}{2} u_s \right] \frac{1}{M_W^2 - q^2} \left[\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{\nu_e} \gamma_{\mu} \frac{1 - \gamma^5}{2} u_e \right]$$

Con stesso accoppiamento g .

Quark Mixing

- Per spiegare il fenomeno e preservare l'universalità delle interazioni deboli, Cabibbo fece l'ipotesi che gli **autostati dell'interazione debole** non coincidessero con gli **autostati di massa** (autostati dall'interazione forte), ma che ne fossero un **mescolamento**.
- In particolare, per il quark di tipo down l'autostato dell'interazione debole, **d'**, è una **combinazione lineare** degli autostati di massa **d** e **s**

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \end{pmatrix}$$

Il W accoppia lo stato d' con il quark u

Quark Mixing

• Con questa ipotesi, l'accoppiamento è ancora **di tipo universale**, ma il doppietto di quark che partecipa all'interazione debole è ridefinito da un mescolamento, che fa sì che transizioni coinvolgenti quark d e s (autostati dell'interazione forte) abbiano intensità differenti (modulate dall'angolo di Cabibbo). In particolare:

$$J_{\mu}^{+}(q) \propto g \cos \theta_c \quad \text{per le correnti in cui } \Delta S=0$$

$$J_{\mu}^{+}(q) \propto g \sin \theta_c \quad \text{per le correnti in cui } \Delta S=1$$

Le transizioni proporzionali a $\cos \theta_c$ vengono detti **Cabibbo-favoriti**, mentre quelli proporzionali a $\sin \theta_c$ **Cabibbo-soppressi**.

Quark Mixing

- Si può ottenere una stima dell'angolo di Cabibbo confrontando diversi decadimenti, ad esempio:

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) \propto g^4 \quad \text{puramente leptonica}$$

$$\Gamma(n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e) \propto g^4 \cos^2 \theta_c \quad \Delta S = 0 \quad \text{semi-leptonica}$$

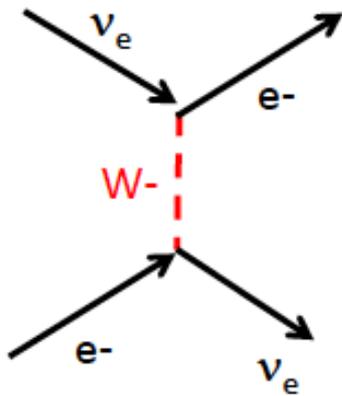
$$\Gamma(\Lambda^0 \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e) \propto g^4 \sin^2 \theta_c \quad \Delta S = 1 \quad \text{semi-leptonica}$$

- I dati sono consistenti con un **unico valore** dell'angolo di Cabibbo di circa 13° .

$$\frac{\Gamma(K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} \Rightarrow \frac{G_S}{G_D} = 0.223 = \tan \theta_c \Rightarrow \theta_c = 12.57^\circ$$

FCNC e Meccanismo GIM

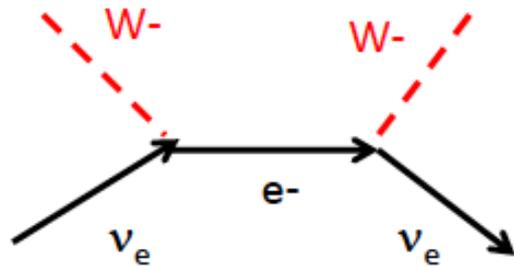
- Un altro “dilemma” concernente la struttura delle interazioni deboli fu l’assenza di correnti neutre con violazione di flavour (FCNC).
- Sempre per considerazioni relative all’unitarietà della teoria, ci si aspettava che dovesse esistere **un altro mediatore massivo** delle interazioni deboli (**il bosone Z**), responsabile delle interazioni in **corrente neutra**. Infatti:



Bosone W massivo assicura convergenza della sezione d’urto di scattering $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$

FCNC e Meccanismo GIM

Tuttavia, con l'introduzione del W compaiono nuovi diagrammi divergenti. In Particolare:

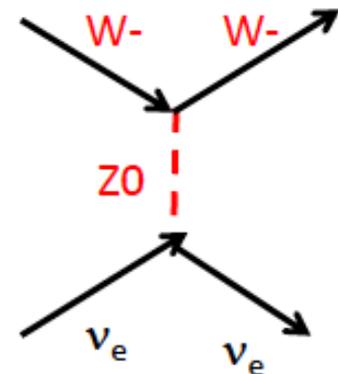


La sezione d'urto W -neutrino scattering diverge come:

$$\sigma(\nu_e + W \rightarrow \nu_e + W) \approx \frac{G^2}{3\pi} s$$

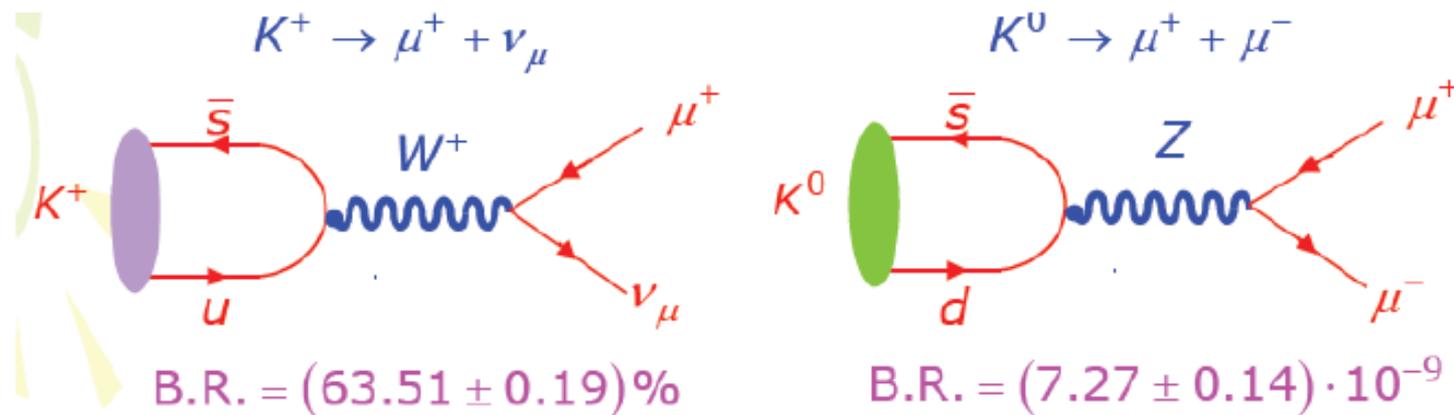
Cancellato esattamente dal diagramma con scambio di Z :

- Gruppo $SU(2)$ di isospin debole
- Accoppiamento fra bosoni vettori, gruppo di simmetria **non abeliano** :



FCNC e Meccanismo GIM

Anche se furono scoperte solo nel 1973, pur ammettendone l'esistenza i dati sperimentali supportavano fortemente l'ipotesi che la corrente neutra **non** potesse accoppiare quark di flavour diverso (FCNC).



Ad esempio, se esistessero FCNC, il rapporto di decadimento del Kaone neutro in due muoni dovrebbe essere di entità confrontabile con il decadimento del Kaone carico in un muone (a parte una correzione per differente spazio fasi).

FCNC e Meccanismo GIM

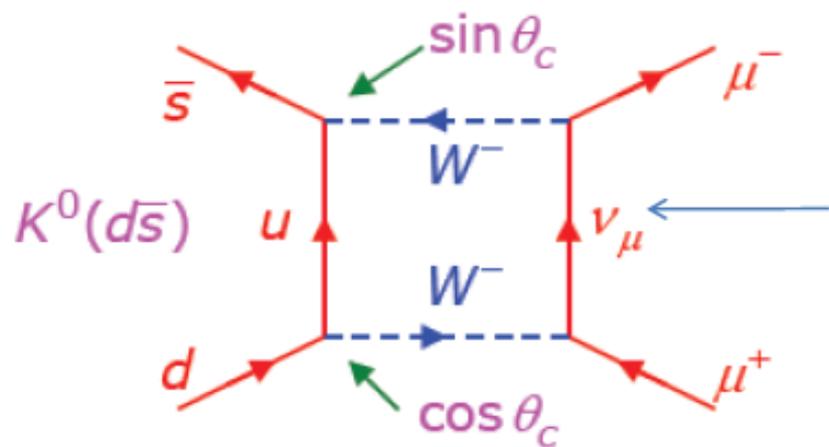
- Come dovrebbe procedere questo decadimento a livello di quark, se esistesse la corrente neutra? Vertici della Z^0 con i componenti del doppietto debole (u, d'):

$$\Rightarrow J_{\mu}^0(q) \approx \underbrace{\bar{u}u - \bar{d}d \cos^2 \theta_c - \bar{s}s \sin^2 \theta_c}_{\Delta S = 0} - \underbrace{(\bar{s}d + \bar{d}s) \sin \theta_c \cos \theta_c}_{\Delta S = 1}$$

questo termine può contribuire
al decadimento $K^0 \rightarrow \mu \mu$

FCNC e Meccanismo GIM

Inoltre, il decadimento $K^0 \rightarrow \mu \mu$ può anche procedere attraverso il diagramma di secondo ordine con scambio di W :



Anche in questo caso la corrente è proporzionale a $+\sin\theta_c \cos\theta_c$

FCNC e Meccanismo GIM

- Con i soli quark u, d, s e l'ipotesi di mescolamento di Cabibbo, e si assume l'esistenza del bosone intermedio Z^0 , necessario per la consistenza interna della teoria, il calcolo conduce a un rapporto di decadimento molto superiore a quello misurato.
- Il problema fu risolto nel 1970 da Glashow, Iliopoulos e Maiani, che postularono l'esistenza di un quarto quark, il quark c , di tipo up (carica $+2/3$) e appartenente a un **secondo doppietto** debole:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \end{pmatrix}$$

Il W connette d' con u

$$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c \\ s \cos \theta_c - d \sin \theta_c \end{pmatrix}$$

Il W connette s' con c

FCNC e Meccanismo GIM

- Considerando anche il doppietto (u, d') , gli autostati dell'interazione debole d' e s' sono connessi agli autostati di massa da una **trasformazione unitaria**:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

con θ_c l'angolo di Cabibbo.

Se si assume l'esistenza del quark c seguendo l'ipotesi di GIM, i termini *Flavour Changing* nelle correnti neutre di Z , non compatibili con le evidenze sperimentali, si cancellano esattamente!

FCNC e Meccanismo GIM

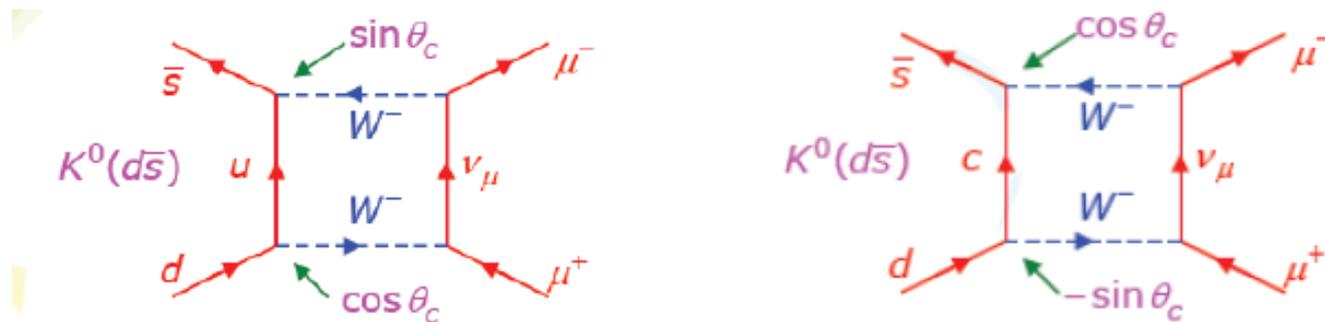
Correnti neutre nei doppietti (u,d') e (c,s')

$$J_\mu^0(q) \approx \underbrace{\bar{u}u + \bar{c}c - (\bar{d}d + \bar{s}s) \cos^2 \theta_c - (\bar{d}d + \bar{s}s) \sin^2 \theta_c}_{\Delta S = 0} + \underbrace{(\bar{s}d + \bar{d}s - \bar{s}d - \bar{d}s) \sin \theta_c \cos \theta_c}_{\Delta S = 1} = 0$$

Quindi l'esistenza di un nuovo quark di tipo up fa sì che i termini FC di corrente neutra si annullino.

FCNC e Meccanismo GIM

- Analogamente, nel processo di secondo ordine con scambio di W si aggiunge un secondo diagramma con il quark c, la cui ampiezza è questa volta proporzionale a $-\sin\theta_c \cdot \cos\theta$



- Questo secondo diagramma, la cui ampiezza dipende dalle masse delle particelle nel loop, cancella **quasi esattamente** il primo. Il residuo (che è responsabile del valore non nullo osservato) è dovuta alla **differenza di massa** fra il quark u e il quark c . Proprio questa piccolo scarto da zero fu utilizzato da GIM per fare una previsione qualitativa della massa del nuovo quark (1-3 GeV).

IL meccanismo GIM

Richiedeva quindi l'esistenza di un quarto tipo di quark oltre ad **u**, **d**, **s** che fino a quel momento non era mai stato rivelato:

il Cham!

→ Vari esperimenti si mettono alla ricerca di risonanze di-leptoniche e quindi anche del quark mancante, per verificare la correttezza della teoria delle interazioni deboli

Introduzione

A distanza di quattro anni dall'ipotesi del charm evidenza sperimentale di uno stato risonante di massa intorno ai 3 GeV, **molto peculiare** (larghezza della risonanza piccola → vita media molto lunga)

Scoperta annunciata simultaneamente (11 novembre 1974) da due diversi esperimenti :

- A **BNL** dal gruppo di Ting, in collisioni di **protoni su bersaglio fisso**
- In **collisioni elettrone-positrone** a **SLAC**, dal gruppo di Richter
- Successivamente confermata dal team di **ADONE a Frascati**

“**Rivoluzione di novembre**”: grande impatto sul mondo scientifico, conferma del meccanismo GIM ed esistenza di un quarto quark.

1969: L'esperimento di Lederman Brookhaven - AGS

- Contestualizziamo l'articolo di Lederman e Zavattini del 1970 da un punto di vista storico. ADONE, l'anello di accumulazione per elettroni e positroni di Frascati, "nato per andare a caccia di risonanze strette", / (C. Bernardini), era entrato in funzione nel dicembre 1969, dunque già da qualche mese. SPEAR, l'anello statunitense di Stanford, che nel 1974 individuerà la J/ψ parallelamente al protosincrotrone di Brookhaven,
- nel 1970 era ancora in fase di progettazione e sarebbe entrato in funzione solo nel 1972.
- Il 1970 è inoltre l'anno nel quale viene proposto (S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, Phys. Rev. D 2, 1285, 1970) il cosiddetto "meccanismo GIM" e con esso viene ipotizzata l'esistenza del charm.
- Una stima sulla massa di un quarto quark era già stata avanzata da Ioffe & Shabalin (J. Nucl. Phys. 6 (1968) 603) che valutarono $mc = 1,5 - 2 \text{ GeV}$.

Observation of Massive Muon Pairs in Hadron Collisions*

J. H. Christenson, G. S. Hicks, L. M. Lederman, P. J. Limon, and B. G. Pope

Columbia University, New York, New York 10027, and Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973

and

E. Zavattini

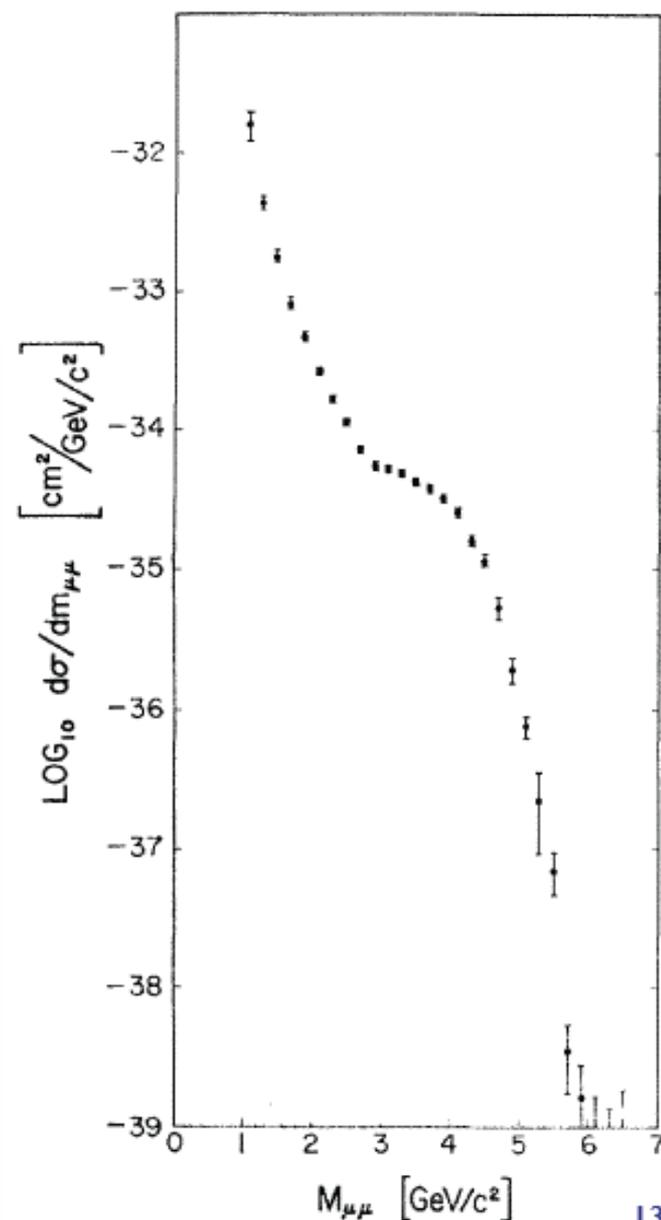
CERN Laboratory, Geneva, Switzerland

(Received 8 September 1970)

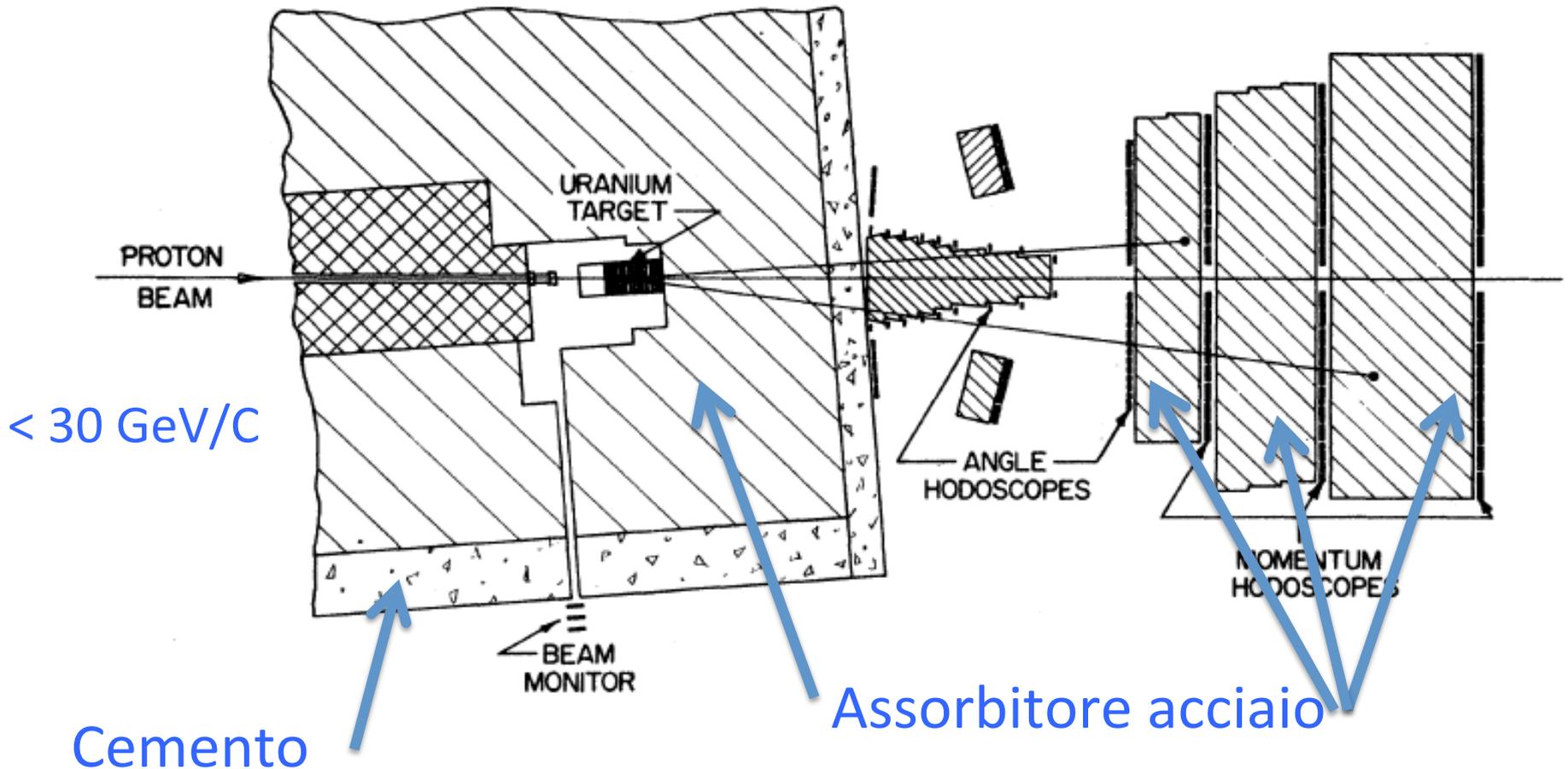
Muon pairs in the mass range $1 < m_{\mu\mu} < 6.7 \text{ GeV}/c^2$ have been observed in collisions of high-energy protons with uranium nuclei. At an incident energy of 29 GeV, the cross section varies smoothly as $d\sigma/dm_{\mu\mu} \approx 10^{-32}/m_{\mu\mu}^5 \text{ cm}^2 (\text{GeV}/c)^{-2}$ and exhibits no resonant structure. The total cross section increases by a factor of 5 as the proton energy rises from 22 to 29.5 GeV.

Muons penetrated 10 feet of steel

“[I]n the mass region near 3.5 GeV, the observed spectrum may be reproduced by a composite of a resonance and a steeper continuum.”



L'apparato di Lederman



$$M_{\mu\mu}^2 = 2p_1 p_2 [1 - \cos(\theta_1 + \theta_2)].$$

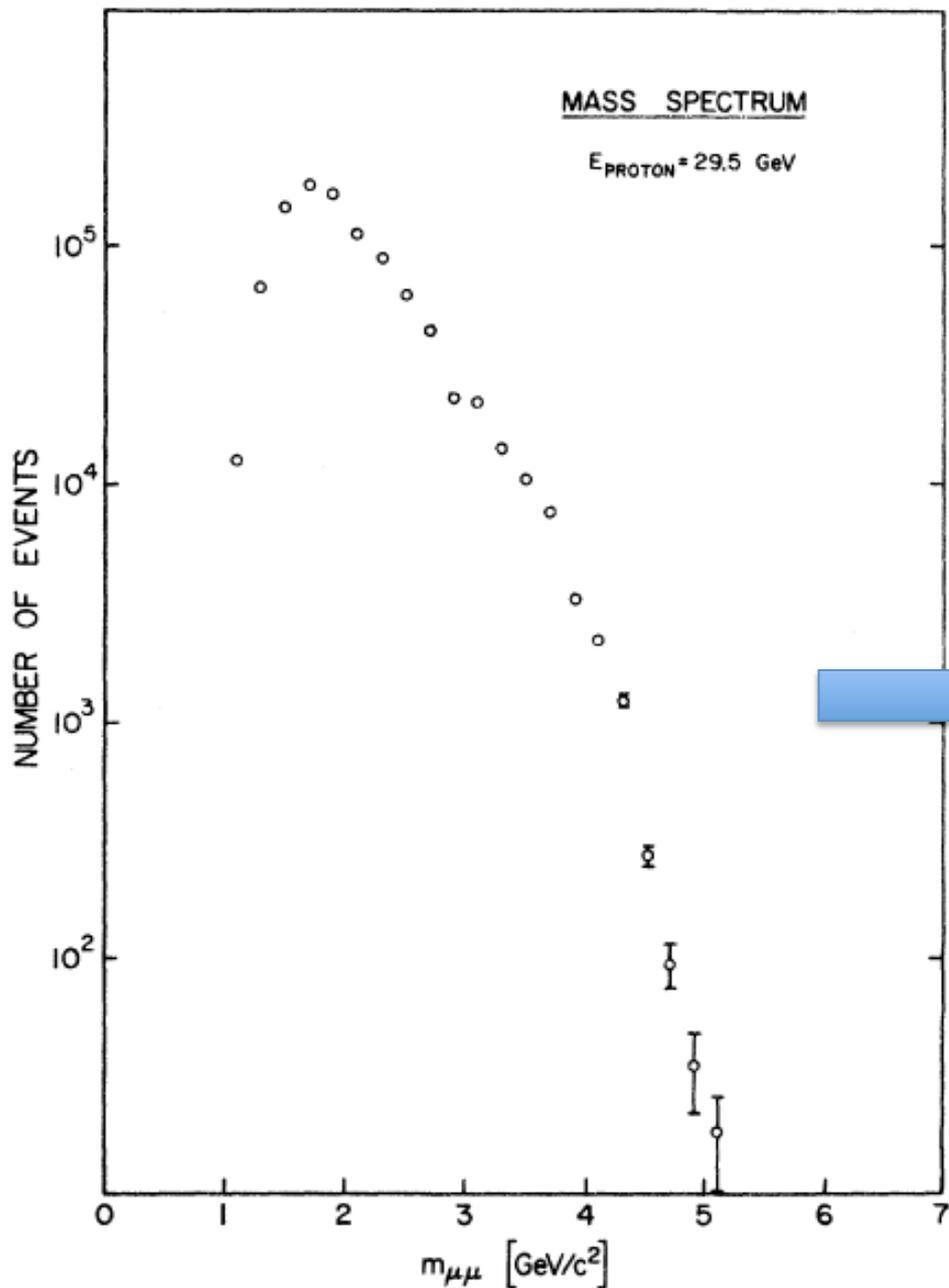


FIG. 4. Observed events as a function of the effective mass of the muon pair. Proton energy = 29.5 GeV.

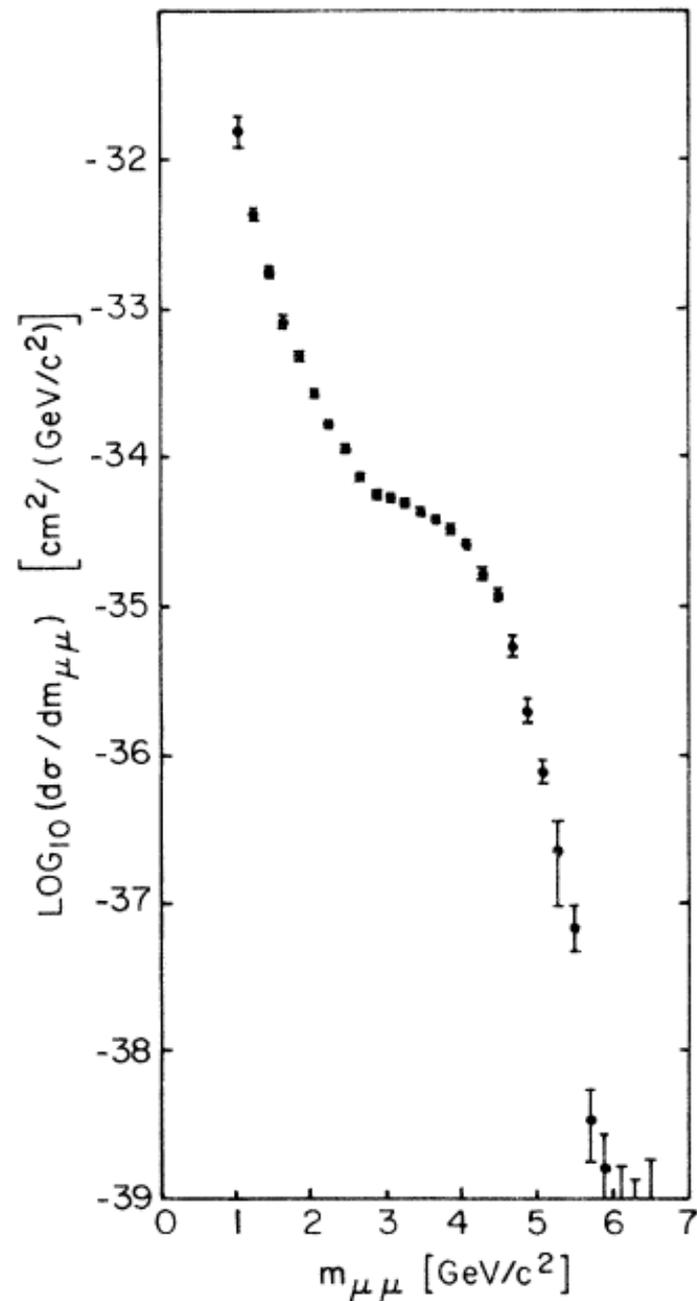


FIG. 10. $d\sigma/dm$. Weighted average of standard and "wide angle" events. Proton energy = 29.5 GeV.

Le prime tracce della particella J/Ψ apparvero già nel 1970, ben quattro anni prima della sua effettiva scoperta. Nei Laboratori Nazionali di Brookhaven, Stati Uniti, dove era in funzione il proto-sincrotrone, erano in corso studi sulla produzione di coppie di muoni

→ nel grafico della sezione d'urto in funzione della massa, si vede chiaramente una "spalla" fra 3 e 3,5 GeV, ovvero una strana "gboba", but

"As seen both in the mass spectrum and the resultant cross section $d\sigma/dm$, there is no forcing evidence of any resonant structure"

(2) No resonances (i.e., 1^- bumps) are observed, and limits are given in Table VI.

(3) The transverse momentum of the dilepton falls off more slowly than typical hadronic emission.

1974: L'esperimento di Ting Brookhaven - AGS

Experimental Observation of a Heavy Particle J^\dagger

J. J. Aubert, U. Becker, P. J. Biggs, J. Burger, M. Chen, G. Everhart, P. Goldhagen,
J. Leong, T. McCorriston, T. G. Rhoades, M. Rohde, Samuel C. C. Ting, and Sau Lan Wu
*Laboratory for Nuclear Science and Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology,
Cambridge, Massachusetts 02139*

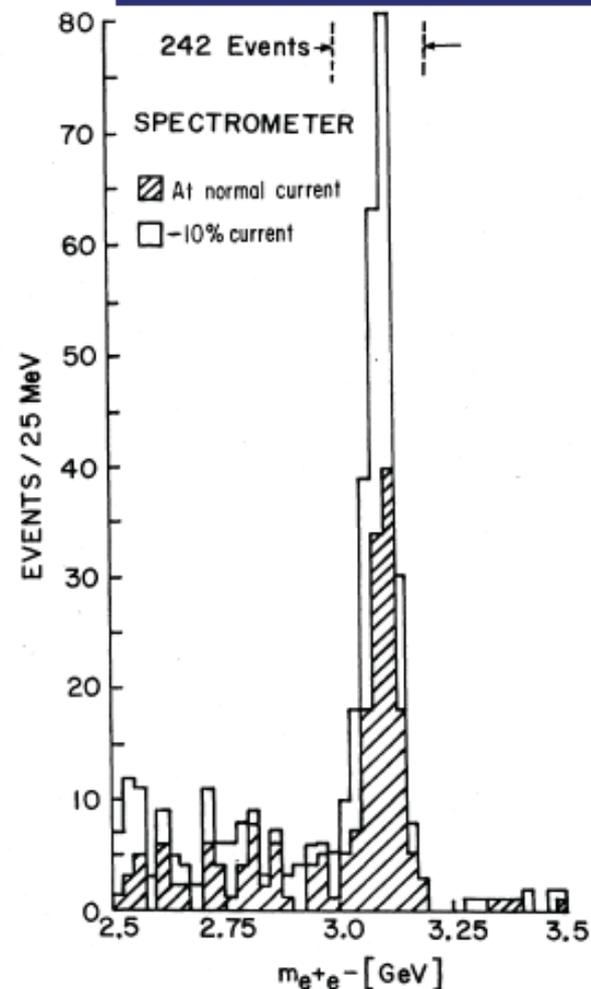
and

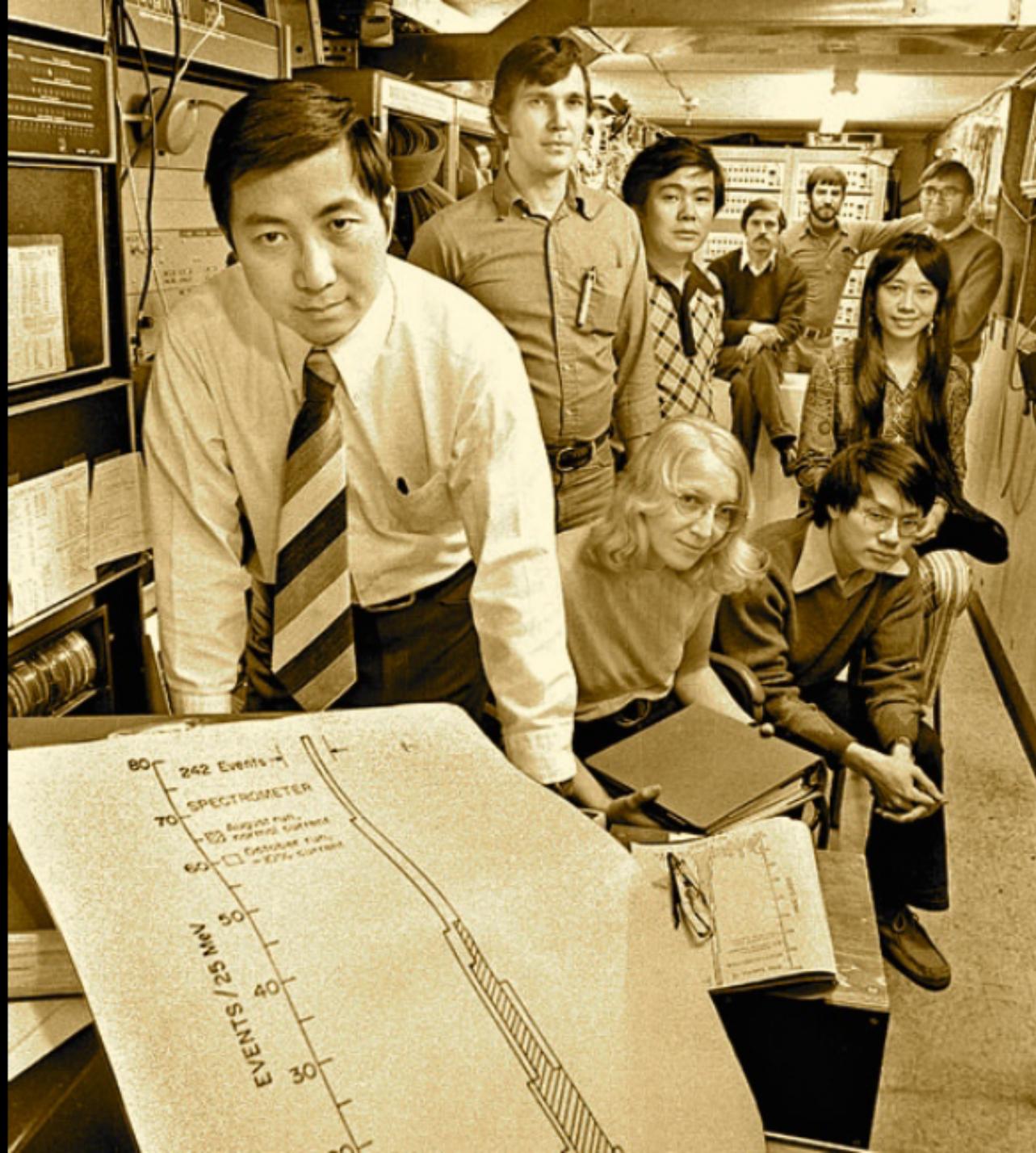
Y. Y. Lee

Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973

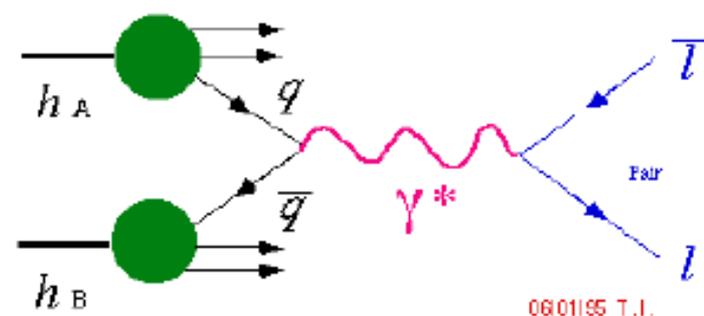
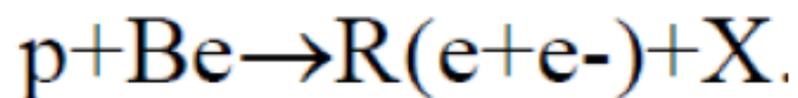
(Received 12 November 1974)

We report the observation of a heavy particle J , with mass $m = 3.1$ GeV and width approximately zero. The observation was made from the reaction $p + \text{Be} \rightarrow e^+ + e^- + x$ by measuring the e^+e^- mass spectrum with a precise pair spectrometer at the Brookhaven National Laboratory's 30-GeV alternating-gradient synchrotron.





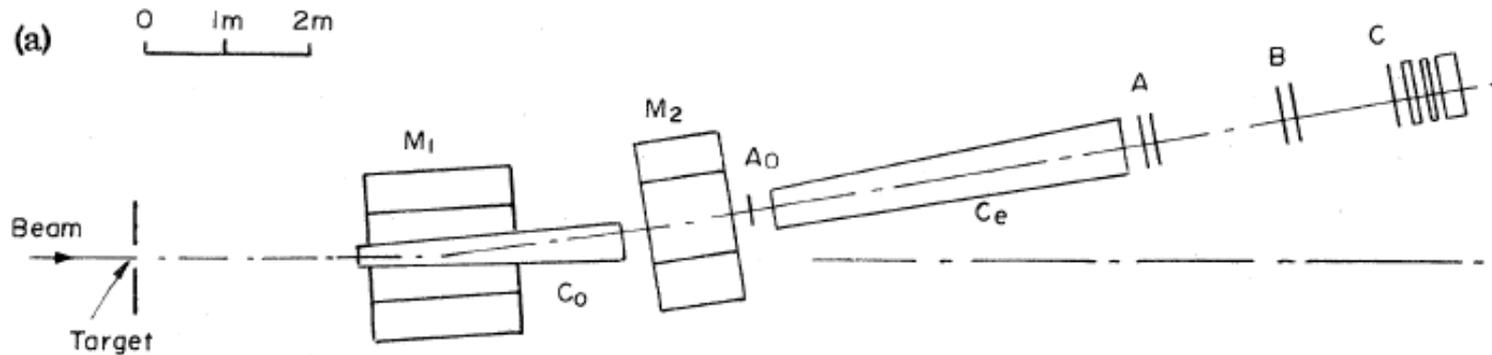
Esperimento di Ting: studiato per rivelare risonanze con numeri quantici uguali a quelli del fotone ($J^{PC} = 1^{-}$), prodotte in processi di tipo **Drell-Yan**, in collisioni di protoni di 28-30 GeV su un bersaglio di Berillio nella reazione:



Rivelatore costituito da **uno spettrometro** (misura dell'impulso) a due bracci, ottimizzato per la rivelazione di elettroni (ID di elettroni **con Cherenkov e calorimetri**). Stato risonante ricostruito dalla massa invariante della coppia di elettroni

L'apparato di Ting

Produzione della risonanza a riposo nel sistema del centro di massa. la geometria dell'esperimento seleziona i decadimenti in $e^+ e^-$ ad un angolo di 90 gradi nel sistema del centro di massa (accettanza angolare molto limitata, accettanza in massa invariante nel range 1-5 GeV).



- due bracci ad Angolo di 14.6 gradi
- Magneti per l'analisi in impulso
- Cherenkov e Calorimetri (vetro al piombo) per identificazione di elettroni
- Camere a multifili per la ricostruzione della traccia

L'apparato di Ting

Processo raro con fondo da adroni molto elevato (106 adroni per ogni elettrone), l'identificazione di elettroni consente di arrivare a una selezione di 10^8

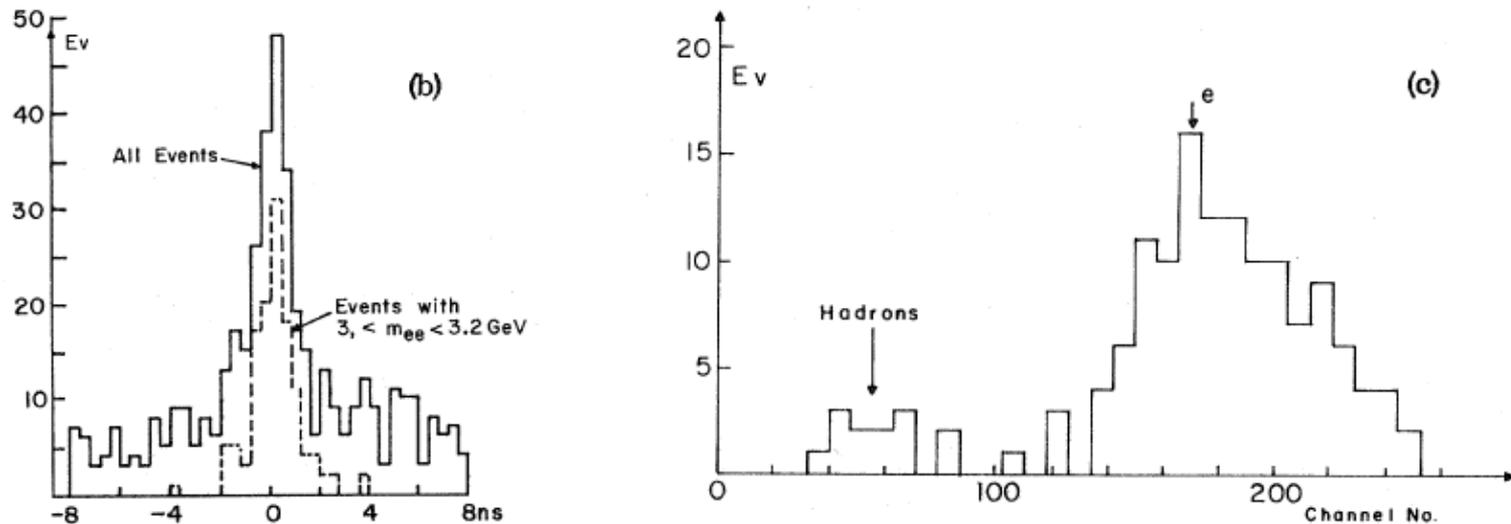


FIG. 1. (a) Simplified side view of one of the spectrometer arms. (b) Time-of-flight spectrum of e^+e^- pairs and of those events with $3.0 < m < 3.2 \text{ GeV}$. (c) Pulse-height spectrum of e^- (same for e^+) of the e^+e^- pair.

Massa invariante delle coppie $e^+ e^-$:

$$M_{e^+e^-}^{inv} = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2}$$

Picco molto ben definito a $3.1 \text{ GeV}/c^2$.

risonanza **molto stretta**, con larghezza interamente dominata dalla risoluzione sperimentale:

$$\Delta M(e^+, e^-) \sim 20 \text{ MeV}/c^2.$$

Ting denominò la risonanza appena scoperta risonanza "J"

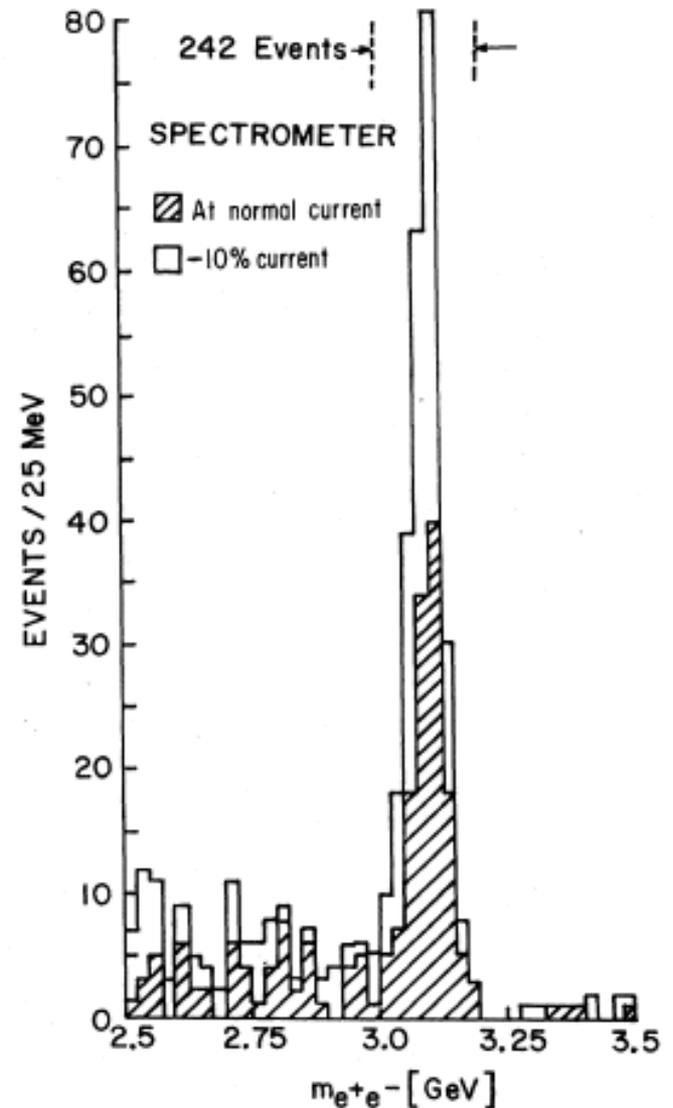


FIG. 2. Mass spectrum showing the existence of J . Results from two spectrometer settings are plotted showing that the peak is independent of spectrometer currents. The run at reduced current was taken two months later than the normal run.

1974: L'esperimento di Richter SLAC - SPEAR

Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation*

J.-E. Augustin,† A. M. Boyarski, M. Breidenbach, F. Bulos, J. T. Dakin, G. J. Feldman,
G. E. Fischer, D. Fryberger, G. Hanson, B. Jean-Marie,† R. R. Larsen, V. Lüth,
H. L. Lynch, D. Lyon, C. C. Morehouse, J. M. Paterson, M. L. Perl,
B. Richter, P. Rapidis, R. F. Schwitters, W. M. Tanenbaum,
and F. Vannucci‡

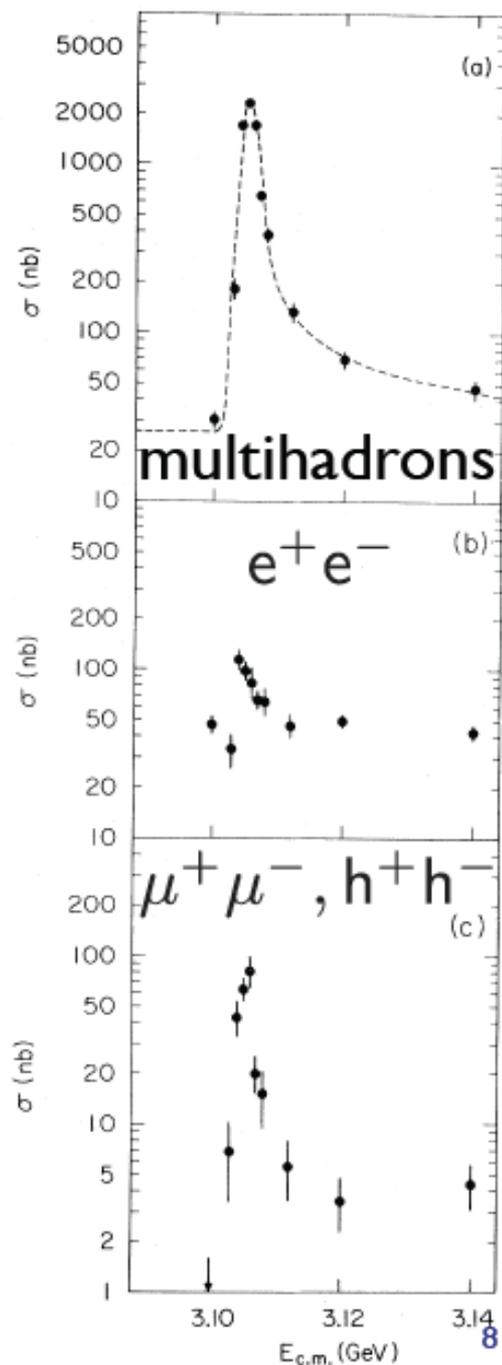
Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California 94305

and

G. S. Abrams, D. Briggs, W. Chinowsky, C. E. Friedberg, G. Goldhaber, R. J. Hollebeek,
J. A. Kadyk, B. Lulu, F. Pierre,§ G. H. Trilling, J. S. Whitaker,
J. Wiss, and J. E. Zipse

Lawrence Berkeley Laboratory and Department of Physics, University of California, Berkeley, California 94720
(Received 13 November 1974)

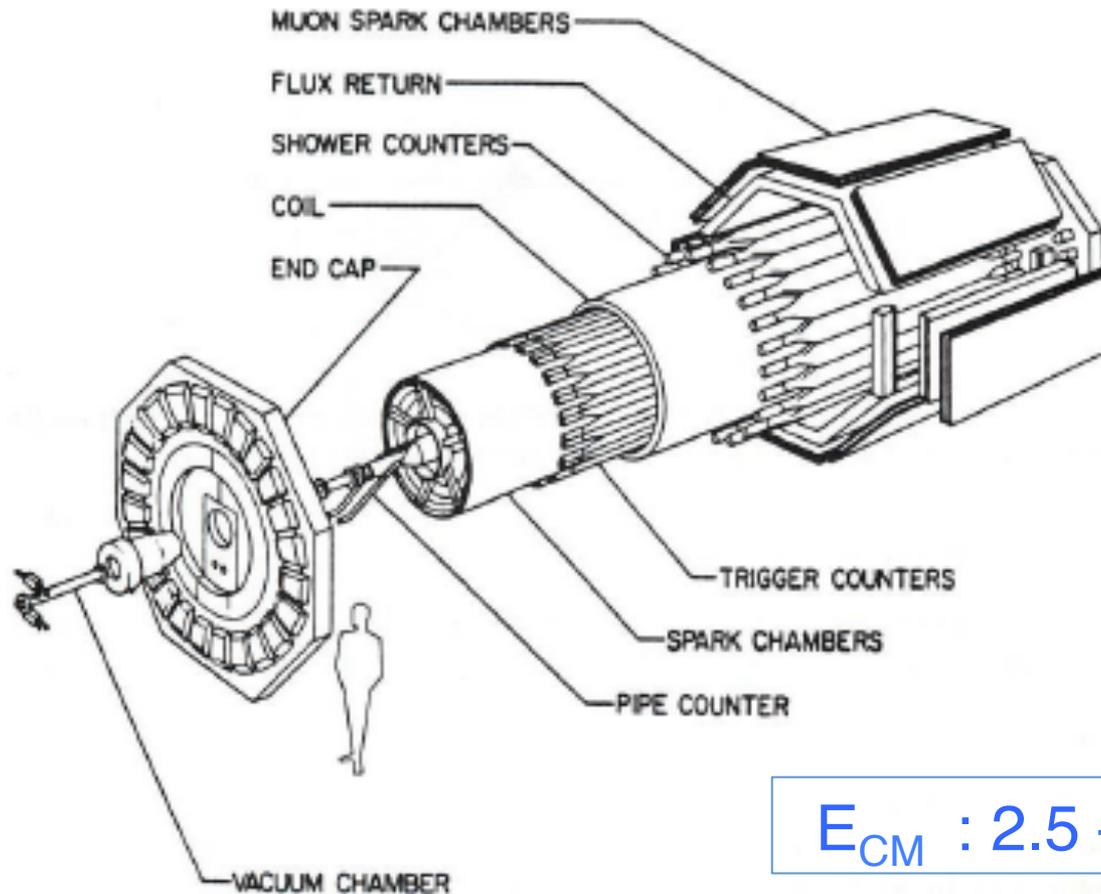
We have observed a very sharp peak in the cross section for $e^+e^- \rightarrow$ hadrons, e^+e^- , and possibly $\mu^+\mu^-$ at a center-of-mass energy of 3.105 ± 0.003 GeV. The upper limit to the full width at half-maximum is 1.3 MeV.





Vera Lüth photo

L'apparato di Richter



$$E_{CM} : 2.5 - 7.5 \text{ GeV}$$

Esperimento MARK-I su collider e^+e^- a SLAC,
Studio risonanza in formazione.

L'apparato di Richter

“Progenitore” di tutti gli esperimenti a collider:

- simmetria cilindrica,
- equipaggiato di rivelatore di tracce in campo magnetico,
- sistema a tempo di volo,
- calorimetro e camere per l'identificazione di muoni

Si ricostruivano gli stati finali in adroni, $e^+ e^-$ e $\mu^+ \mu^-$.
contando gli eventi N (dopo correzioni per efficienza e
accettanza del rivelatore (ε) e, nota la luminosità L del
collider, si misurava la sezione d'urto:

$$\sigma = \frac{N}{L \cdot \varepsilon}$$

In collisioni $e^+ e^-$, la sezione d'urto di annichilazione in coppie fermione antifermione mediata dallo scambio di un fotone virtuale è precisamente calcolabile in QED ed è, all'ordine 0 (Born-level):

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow f\bar{f}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} (Q_f)^2 \cong \frac{87 \text{ nb}}{s (\text{GeV}^2)}$$

Dati presi a differenti energie con passo di 200 MeV erano consistenti **una sezione d'urto ~costante**, contrariamente a quanto aspettato.

Con uno scan di energia molto più fine (passo di 2 MeV) si evidenziò una risonanza molto stretta e con valore di picco **10^3 volte superiore a quello del "continuo"** :

$$\sigma = \frac{2J+1}{(2S_1+1) \times (2S_2+1)} \frac{\pi}{p_{cm}^2} \frac{\Gamma_{in} \times \Gamma_{out}}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{4}}$$

Formula di Breit Wigner

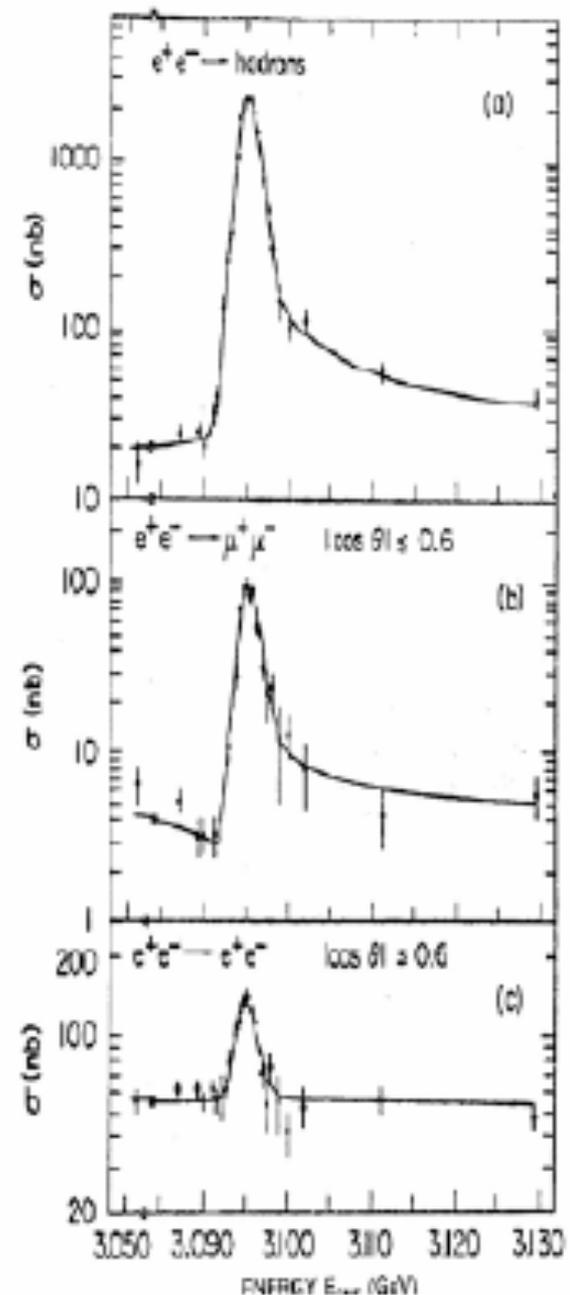
Massa della risonanza **circa 3.1 GeV**

Larghezza della risonanza **circa 2.1 MeV**,
interamente dominata dalla dispersione
dell'energia dei fasci (**non è la larghezza
fisica!**)

“Lineshape” asimmetrica per effetto di
correzioni radiative (a dx) e di interferenza
dello stato risonante con il canale di
fotone (a sx). Il canale in elettroni ha
anche un contributo in canale t (bhabha
scattering)

B.Richter chiamò la particella “ Ψ ”

★ $J/\psi \rightarrow \text{hadrons}$	$(87.7 \pm 0.5 \%)$
★ $J/\psi \rightarrow e^+e^-$	$(5.9 \pm 0.1 \%)$
★ $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	$(5.9 \pm 0.1 \%)$



Dall'integrale della sezione d'urto in adroni si potè stimare indirettamente la **larghezza fisica**:

$$\int_0^{\infty} \sigma(E) dE = \frac{6\pi^2 \Gamma_{ee} \Gamma_{had}}{M^2 \Gamma_{tot}}$$

In questa quantità l'effetto delle correzioni radiative e della dispersione di energia del fascio è minimo:

- Assumendo che la larghezza totale sia dominata dal decadimento in adroni, si determina la larghezza parziale in elettroni.
- Sfruttando il BR misurato in elettroni, si può ricavare una stima della larghezza totale **fra 70 e 80 KeV**, estremamente **piccola** se confrontate con altre risonanze adroniche in $e^+ e^-$ ($\Gamma(\phi) \sim 4.3$ MeV, $\Gamma(\rho) \sim 125$ MeV).

Una vita media così lunga poteva essere determinata solo da qualche regola di selezione che coinvolgesse l'esistenza di un nuovo numero quantico nei quark prodotti. Era un **nuovo flavour**, il **charm**.

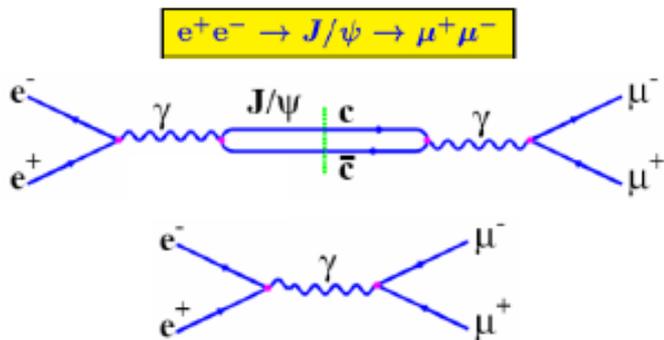
Spin-parità J^{PC}

Spin-parità della nuova particella, che doveva essere $J^P=1^-$, misurata direttamente:

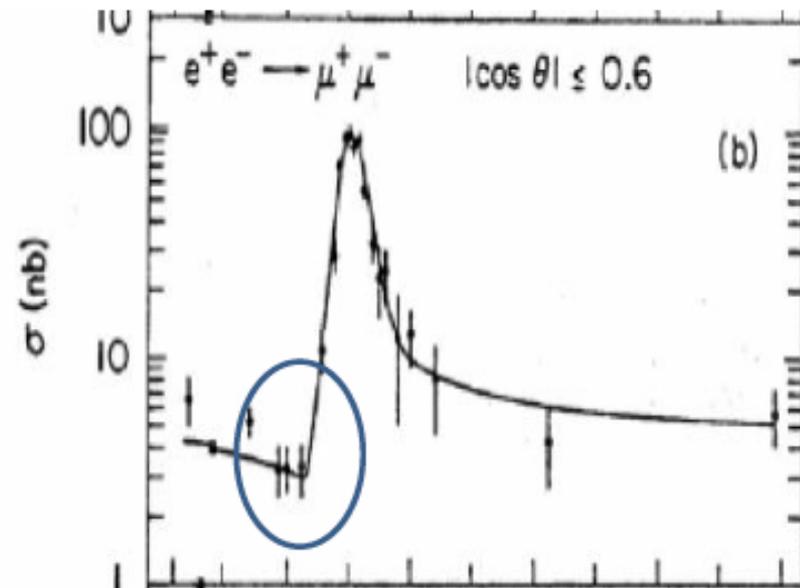
- Analizzando le distribuzioni angolari dei leptoni nello stato finale:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\vartheta}(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) \propto (1 + \cos^2\vartheta) \quad (J=1)$$

- Dal profilo della lineshape nella regione di interferenza:



$(P=-1)$

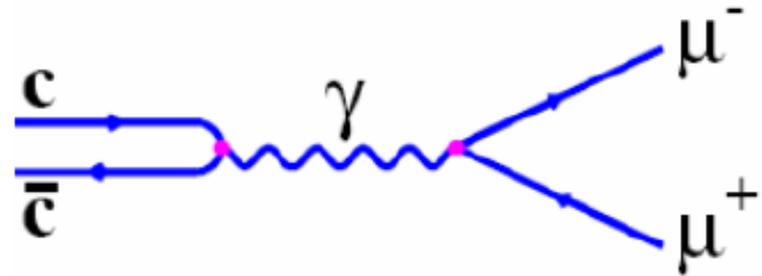


Carica del charm

Il nuovo quark, per essere consistente con le previsioni di GIM, doveva avere carica $+2/3$.

Carica del quark accessibile dalla misura della larghezza parziale in leptoni:

$$\Gamma(\psi \rightarrow l^+l^-) \propto \alpha^2 \frac{(Q_l)^2 (Q_q)^2}{M_\psi^2}$$



Il valore della larghezza parziale permetteva di stabilire univocamente che la carica del nuovo quark fosse $+2/3$, ancora consistente con l'ipotesi del charm

1974: L'esperimento ad ADONE (A. Zichichi)

Già fra il 1968 e il 1970, l'esistenza di uno stato del charmonio, ovvero di una particella come la J/ψ formata da un quark e un antiquark di tipo charm, era ipotizzabile con una massa compresa fra i 3 e i 4 GeV.

Inoltre l'articolo di Lederman e Zavattini, sempre del 1970, con un'evidente spalla proprio in quella zona di energia, avrebbe potuto fornire un'ulteriore prova della presenza di una risonanza.

Nei Laboratori Nazionali di Frascati, dove era in funzione ADONE, non seppero nulla dell'articolo di Lederman del 1970, o forse non gli diedero importanza.

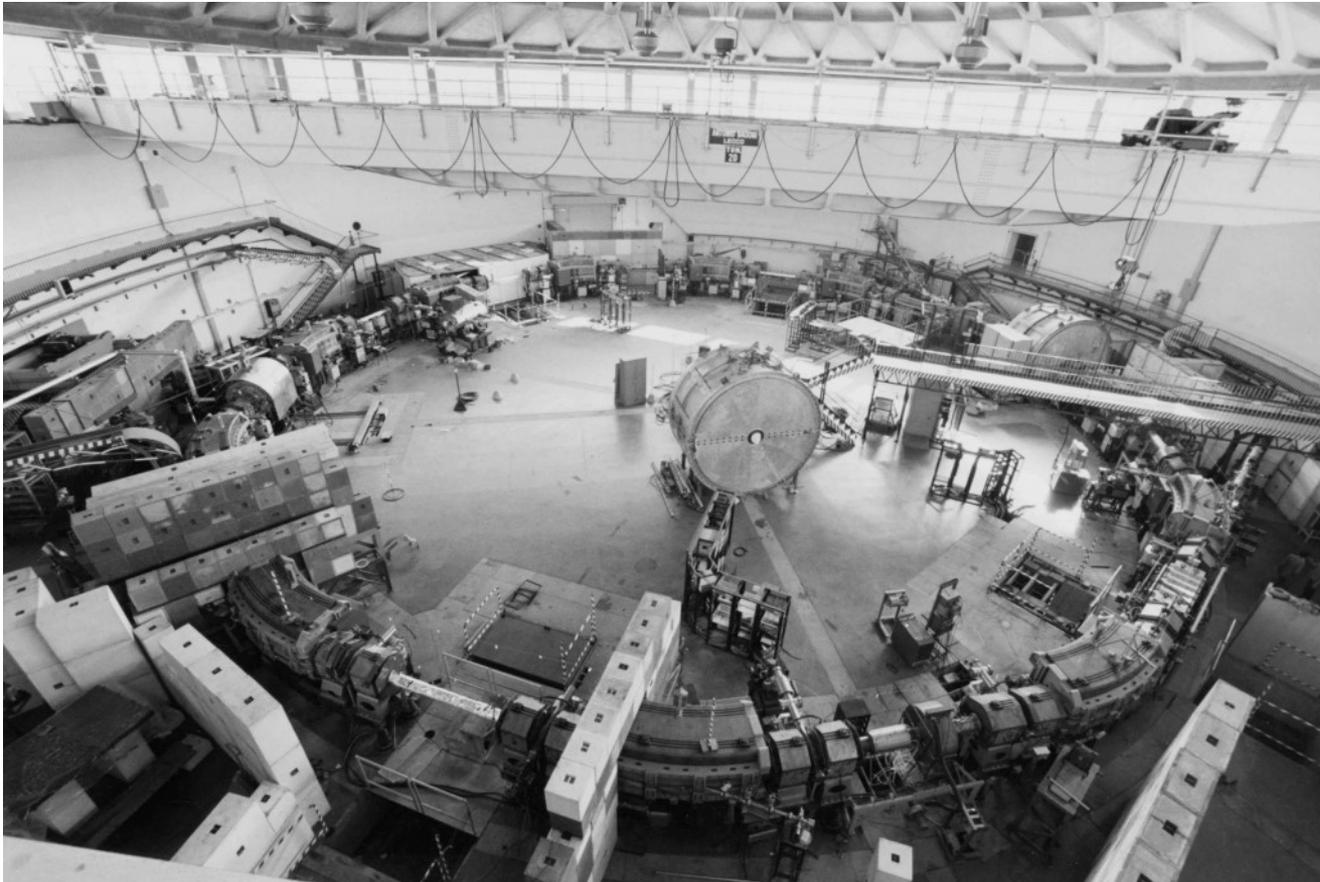
SPEAR non era ancora entrato in funzione, a Brookhaven non avevano ancora un apparato sperimentale adeguato per l'individuazione di risonanze strette, e gli anelli di accumulazione entrati in funzione di Francia e Unione Sovietica non avevano energie sufficienti nemmeno per avvicinarsi alla produzione del charm

Gli unici al mondo che avrebbero potuto scovare la J/ψ già dal 1970, sulla base di quanto detto fin'ora, erano i fisici di Frascati con ADONE. Anche se è bene ricordare che ADONE fu costruito con un'energia massima di 3 GeV nel centro di massa e, per questioni di sicurezza, lavorava ad un'energia massima di 2,8 GeV, mentre la J/ψ ha una massa di 3,1 GeV.

È anche vero però, che non appena arrivò la notizia da Brookhaven della scoperta della J/ψ , a Frascati decisero di forzare la macchina oltre soglia ed in soli due giorni anche ADONE individuò il limpido picco della risonanza.

L'acceleratore ADONE a LNF

È la naturale evoluzione a più alta energia e intensità di AdA (il primo collider al mondo) Con esso inizia lo studio della fisica delle collisioni elettrone-positrone a Frascati.



L'acceleratore ADONE a LNF

I fasci di elettroni e positroni, ciascuno di energia 1.5 GeV, circolavano in un anello lungo 105 m, suddiviso in 12 settori uguali composti da un dipolo curvante, seguito da una coppia di quadrupoli e da una sezione rettilinea di 2.5 m. Quattro dei 12 tratti rettilinei a disposizione consentivano l'intersezione dei fasci, risultando disponibili in altrettanti punti di interazione per l'installazione degli apparati sperimentali. Le restanti 8 sezioni ospitavano le cavità a radiofrequenza e le attrezzature di iniezione e diagnostica dei fasci. Nei suoi 24 anni di attività, ADONE ha fornito circa 22.000 ore di collisioni, rendendo possibile lo studio dei processi generati nell'interazione elettrone-positrone.

Preliminary Result of Frascati (ADONE) on the Nature of a New 3.1-GeV Particle Produced in e^+e^- Annihilation*

C. Bacci, R. Balbini Celio, M. Berna-Rodini, G. Caton, R. Del Fabbro, M. Grilli, E. Iarocci, M. Locci, C. Menicuccini, G. P. Murtas, G. Penso, G. S. M. Spinetti, M. Spano, B. Stella, and V. Valente

The Gamma-Gamma Group, Laboratori Nazionali di Frascati, Frascati, Italy

and

B. Bartoli, D. Bisello, B. Esposito, F. Felicetti, P. Monacelli, M. Nigro, L. Paoluffi, I. Peruzzi, G. Piano Mortemi, M. Piccolo, F. Ronga, P. Sebastiani, L. Trasatti, and F. Vanoli

The Magnet Experimental Group for ADONE, Laboratori Nazionali di Frascati, Frascati, Italy

and

G. Barbarino, G. Barbiellini, C. Bemporad, R. Biancastelli, F. Cevenini, M. Celveti, F. Costantini, P. Lariccia, P. Parascandolo, E. Sassi, C. Spencer, L. Tortora, U. Troya, and S. Vitale

The Baryon-Antibaryon Group, Laboratori Nazionali di Frascati, Frascati, Italy

(Received 18 November 1974)

We report on the results at ADONE to study the properties of the newly found 3.1-BeV particle.

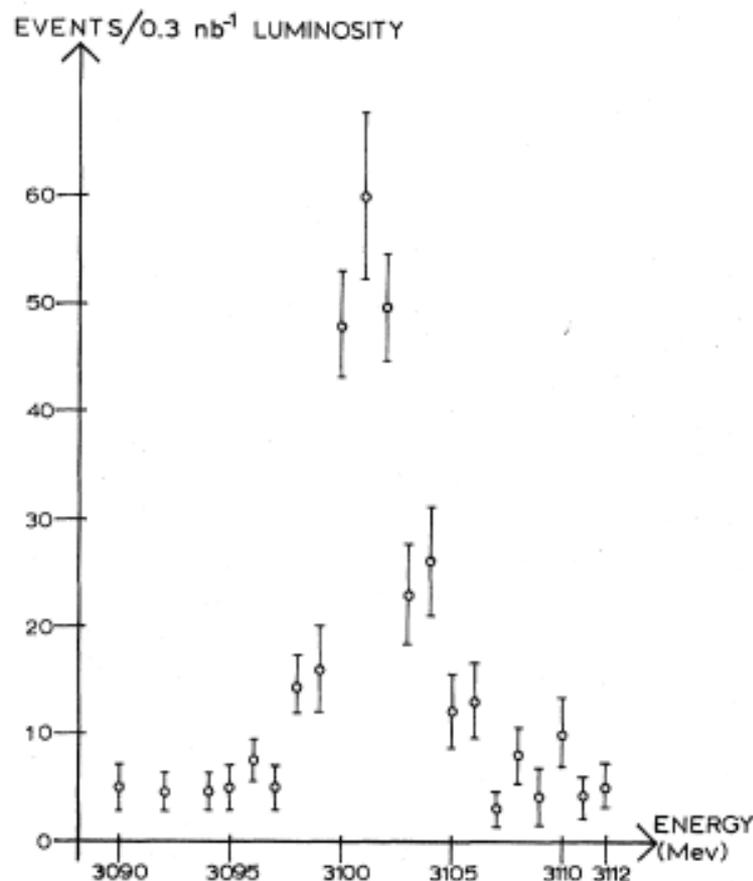


FIG. 1. Result from the Gamma-Gamma Group, total of 446 events. The number of events per 0.3 nb^{-1} luminosity is plotted versus the total c.m. energy of the machine.

1974: la scoperta della ψ'

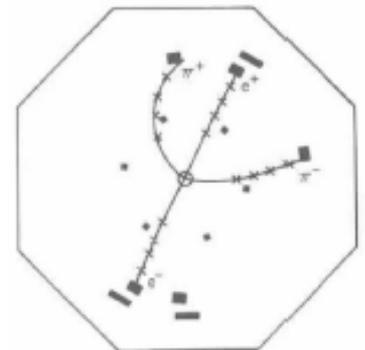
La scoperta della ψ'

La nuova particella $J/\Psi(3097)$ è uno stato legato **charm-anticharm** in onda **1S**, con numeri quantici uguali a quelli del fotone ($J^{PC}=1^{--}$)

State	Mass, MeV	J^P, I	Γ , MeV	Branching ratio	
J/ψ (3100) = $\psi(1S)$	3097.88 ± 0.04	$1^-, 0$	0.087	hadrons	88%
				e^+e^-	6%
				$\mu^+\mu^-$	6%

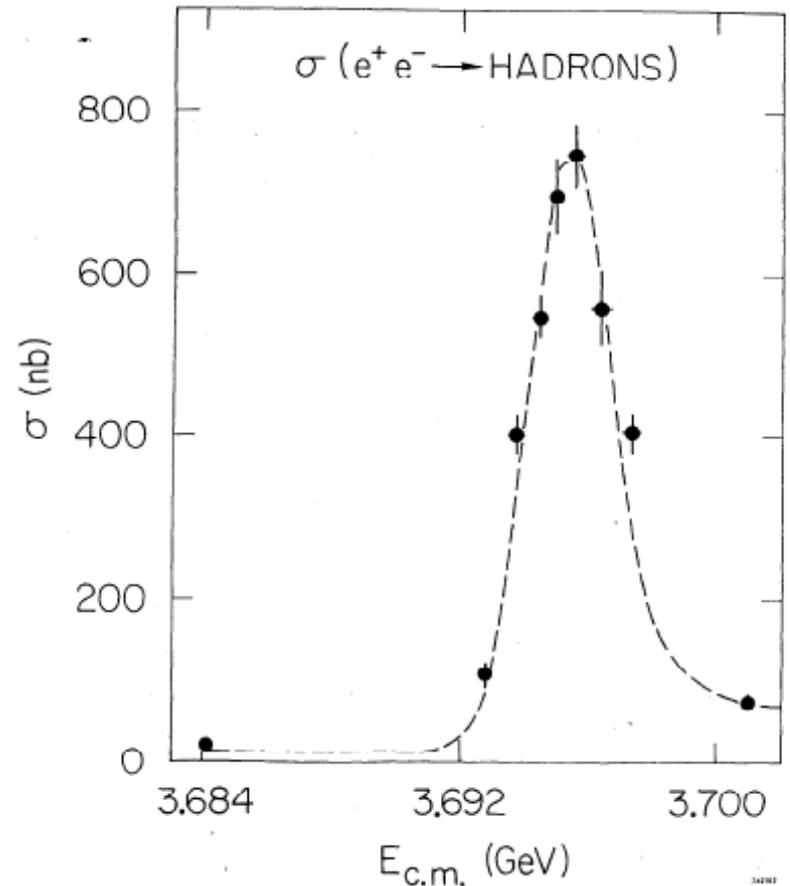
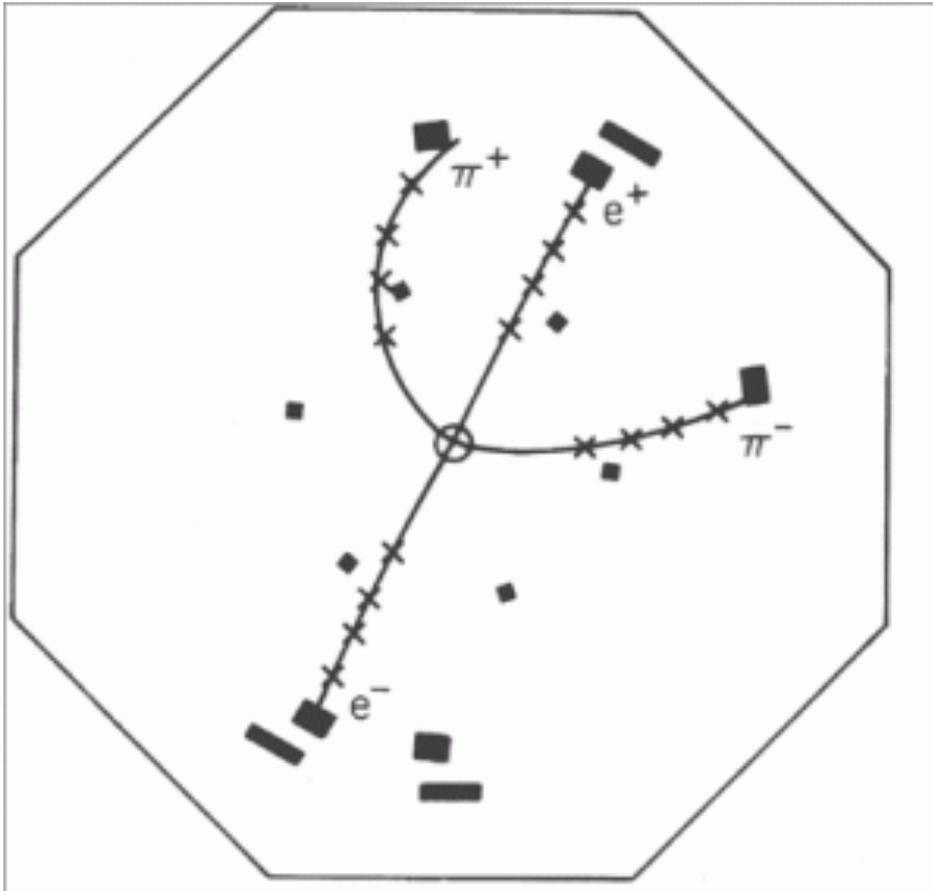
A distanza di 10 giorni dalla scoperta, a SLAC fu osservato un altro stato risonante molto simile al primo. Era lo stato in onda **2S**, la $\Psi'(3685)$

State	Mass, MeV	J^P, I	Γ , MeV	Branching ratio	
$\psi(3700)$ = $\psi(2S)$	3686 ± 0.1	$1^-, 0$	0.28	$\psi + 2\pi$	50%
				$\chi + \gamma$	24%
				e^+e^-	0.9%
				$\mu^+\mu^-$	0.8%



Il segnale di SLAC

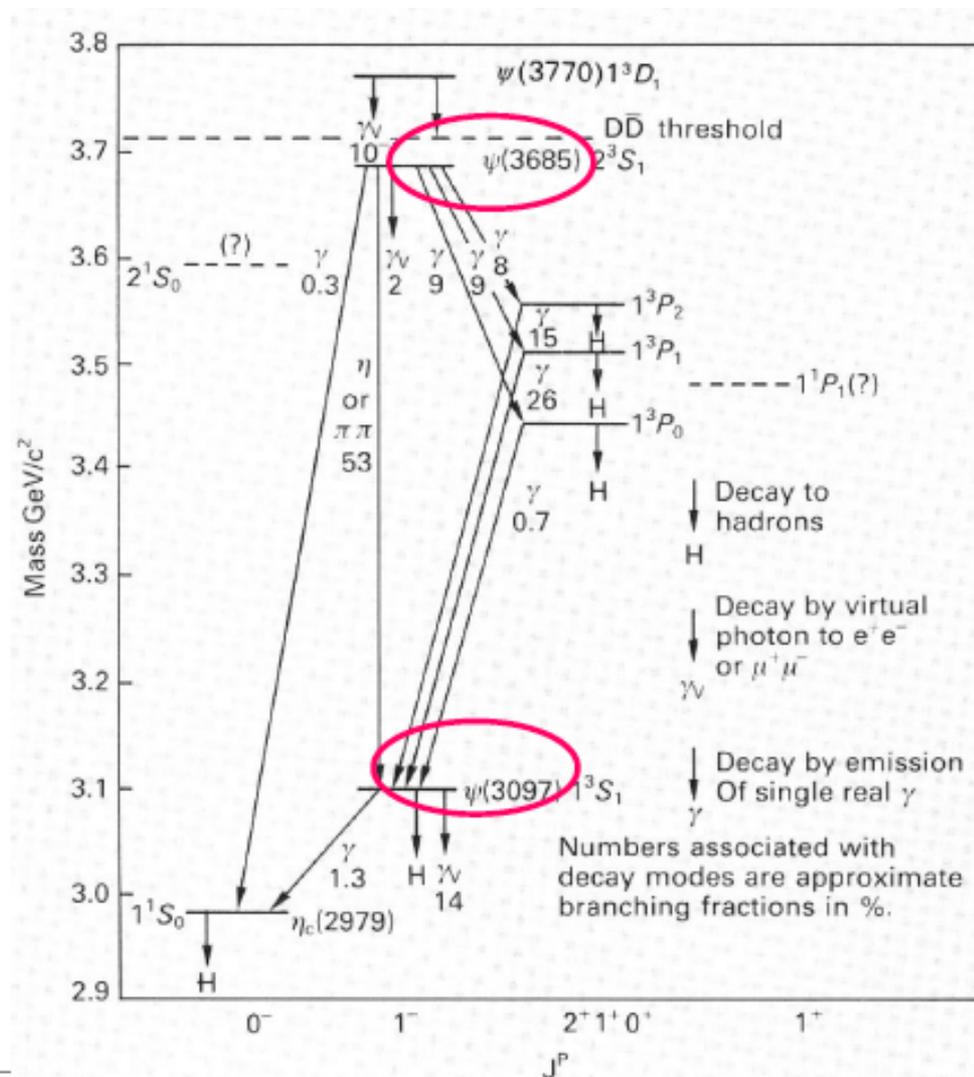
$$\psi' \rightarrow J / \psi \pi^+ \pi^- \rightarrow e^+ e^- \pi^+ \pi^-$$



Si stavano evidenziando gli stati del sistema legato (**charmonio**), che origina tutta una varietà di risonanze (in analogia, ad esempio, con lo spettro di positronio)

Solo gli stati con $J^{PC} = 1^{--}$ sono prodotti direttamente in collisioni e^+e^-

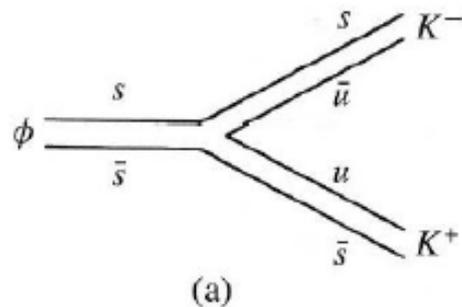
Il sistema del charmonio è un "hidden flavour" ($C_{tot} = 0$)



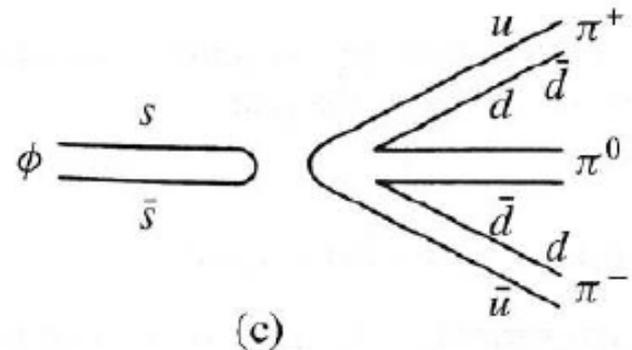
Regola di OZI e decadimento della J/Ψ

Nonostante la larghezza molto piccola, entrambe le risonanze decadevano attraverso l'interazione forte (conservazione della G-parità nei decadimenti a n pioni). Qual'è l'origine della vita media molto lunga (relativamente alle altre risonanze che decadono fortemente) del nuovo stato?

Regola di OZI: i diagrammi che coinvolgono linee non connesse di quark sono altamente sfavoriti. Ad esempio, se si considera il caso del mesone $\phi(1020)$ e i suoi decadimenti in KK e in tre pioni:



Sfavorito per spazio fasi, ma BR~85%

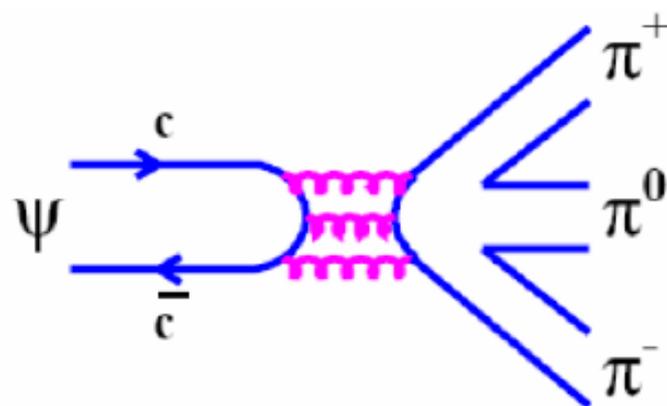
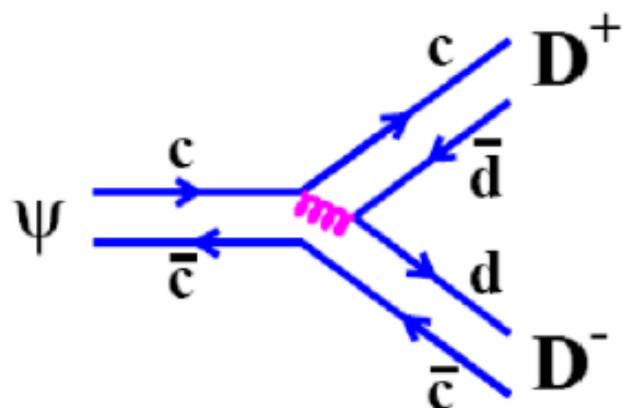


Favorito per spazio fasi, ma BR~15%

Regola di OZI e decadimento della J/Ψ

- Analogamente, per la J/Ψ , sarebbe favorito il primo diagramma:

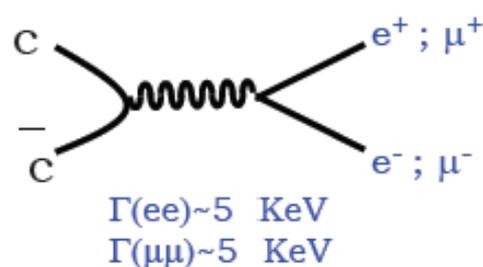
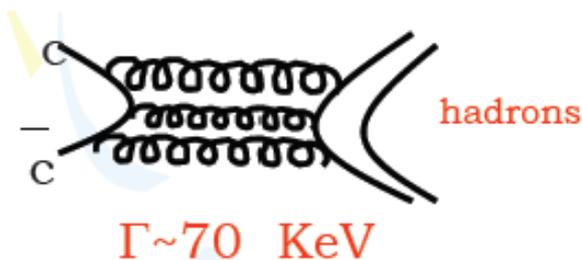
$$D^- (d\bar{c}) \quad D^+ (c\bar{d})$$



- Tuttavia, la $J/\Psi(3097)$ ha una massa **inferiore** alla soglia di produzione di coppie di mesoni charmati ($M_D \sim 1.86 \text{ GeV}$) e il decadimento con linee connesse **non può avvenire**.
- Resta la modalità a linee sconnesse, che è **soppresso**.

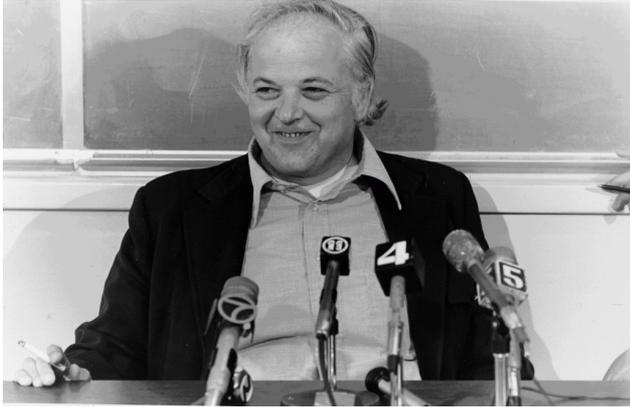
Regola di OZI e decadimento della J/Ψ

- La regola di OZI è puramente euristica, ma si può giustificare in termini più fondamentali (QCD), considerando il numero di gluoni scambiati.
- Nel caso di linee sconnesse, essendo la J/Ψ uno stato privo di colore e con $J^{PC}=1^{--}$ "occorrono" **necessariamente 3 gluoni**. L'elemento di matrice va quindi **come il cubo della costante** di accoppiamento delle interazioni forti calcolata alla scala di massa della risonanza. Il rate di decadimento in adroni diventa dello stesso ordine di un decadimento di tipo elettromagnetico.



$$\alpha_s^3(m_\phi^2) \cong 0.5^3 = 0.13 ;$$
$$\alpha_s^3(m_{J/\psi}^2) \cong 0.3^3 = 0.03$$
$$\alpha_s^3(m_\gamma^2) \cong 0.2^3 = 0.008$$

1976 Premi Nobel per la scoperta della J/ψ



B. Richter



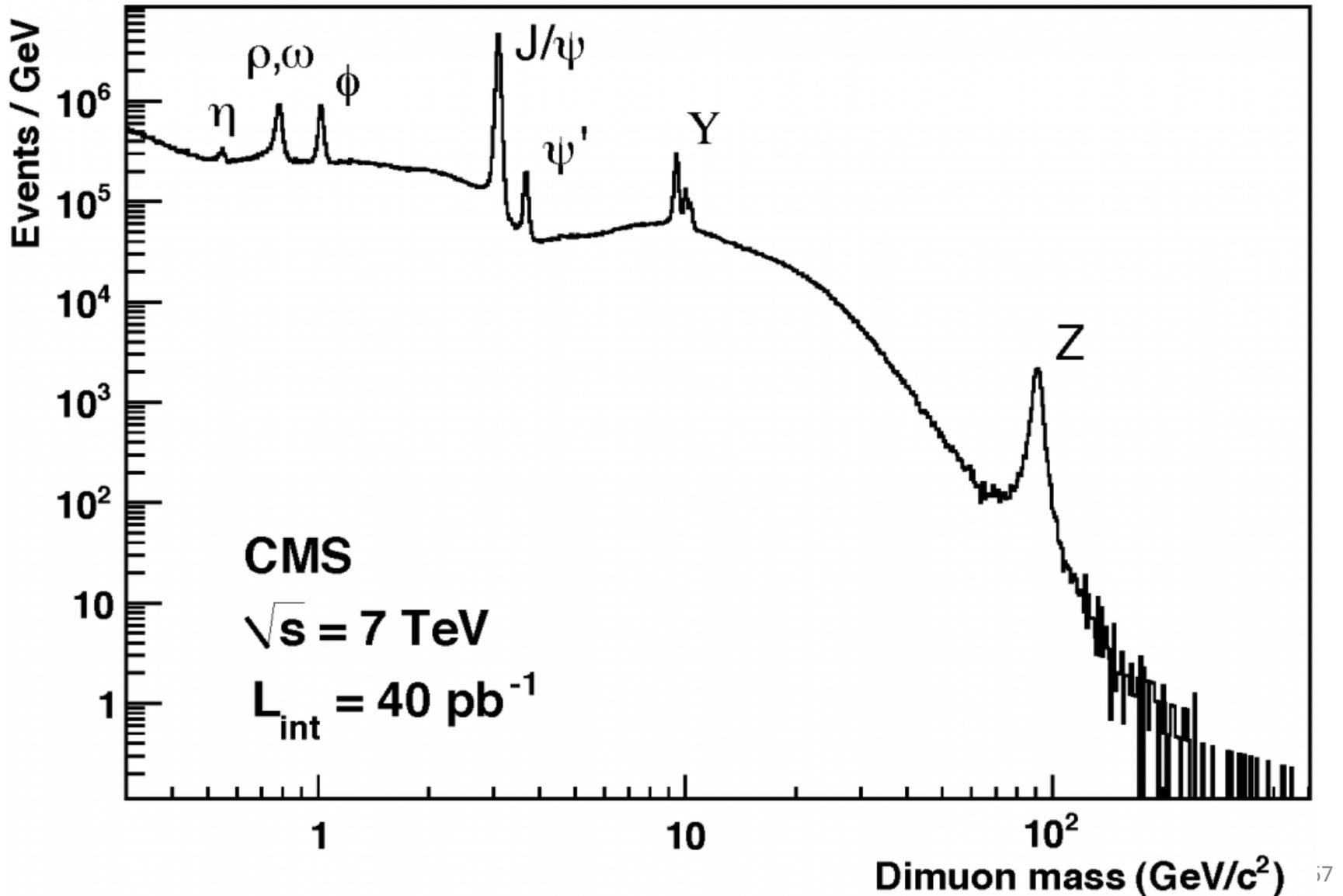
S. Ting



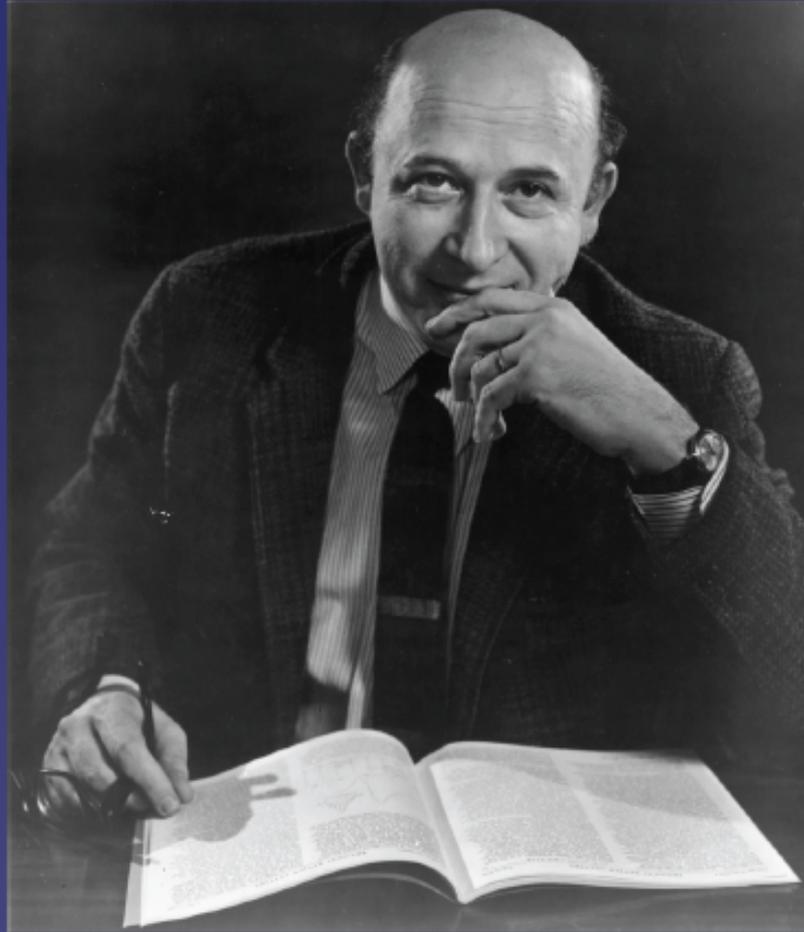
1988 Premio Nobel per gli studi sui neutrini

L. Lederman

Distribuzione di-muoni a LHC



“Yesterday’s sensation is today’s calibration
... and tomorrow’s background.”



Chicago Maroon photo

V. L. Telegdi