UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”
Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Stati legati adronici oltre il modello a quark

Relatore
Prof./Dr. Franco Simonetto

Laureando
Leonardo Romanato

Anno Accademico 2022/2023

Introduzione

Verso gli inizi degli anni sessanta del secolo scorso venne ideato indipendentemente da Zweig e Gell-mann il modello a quark [1]. Esso inizialmente prevedeva l'esistenza di tre subparticelle u, d, e s noti come quark. Tuttavia vennero successivamente scoperti altri tre tipi di quark più pesanti, il c ovvero il charm, il b (beauty) e il t (top) [2]. Le particelle che questi quark producono sono dei mesoni composti da un quark e da un antiquark, oppure, se ci sono tre quark, dei barioni [2]. Per interpretare la natura di alcuni barioni tra cui il Δ^{++} Δ^{-} e Ω^{-}, formati da tre quark identici che avrebbero violato il principio di esclusione di Pauli, vennero introdotte le cariche di colore dando così nascita alla cromodinamica quantistica (QCD) [1]. Il quark charm fu scoperto osservando c e un $\bar{c}$ legati in uno nominato charmonio [2], e il beauty in uno stato formato da un b e da un $\bar{b}$ detto bottomonio [2]. Tuttavia molti esperimenti dedicati allo studio dei decadimenti dei mesoni B hanno messo in evidenza la presenza di stati composti da $c\bar{c}$ e da $b\bar{b}$ con delle caratteristiche fisiche che non potevano essere ricondotte né al bottomonio né al charmonio. Lo stato che da questo punto di vista si conosce meglio è sicuramente X(3872) rilevato grazie all'osservazione di un picco stretto nello studio della massa invariante di π^{+} π^{-} J/ψ, correlata al decadimento $B \to KX(3872)$, $X(3872) \to \pi^{+}\pi^{-}J/\psi$, che si mostra come una risonanza di massa pari a $M=3872 \pm 0.8$ MeV [3]. Successivamente vennero osservati altri stati esotici che vengono classificati in mesoni X, Y, Z a seconda del valore dell'isospin I, dello spin dello stato espresso dai numeri quantici J^{pc} ove P denota la parità mentre C invece è la coniugazione di carica, e della carica elettrica [4]. Negli ultimi anni inoltre si è fatta strada l'ipotesi di possibili pentaquark, ma a parte l'osservazione nel decadimento $\Lambda_b^0 \to J/\psi\ p\ K^{-}$ [1] non sono mai state trovate prove definitive della loro presenza. Nei prossimi anni sia gli esperimenti a LHC che Belle2 al SuperKEK raccoglieranno circa il decuplo di eventi rispetto a quelli accumulati sinora e quindi ci sarà un notevole aumento del campione di dati disponibili.

Tipi di forze e numeri quantici

In natura esistono quattro forze fondamentali: quella elettromagnetica, quella gravitazionale, la forza nucleare forte e debole.
Le prime due agiscono su scala antropica mentre le altre due sono misurabili solo su scala femtoscopica. Per misurare le intensità relative della forza elettromagnetica, della forza nucleare debole e di quella forte abbiamo a disposizione tre metodi.
Il primo è la misura di sezione d'urto, legata alla probabilità che avvenga una reazione: a parità di energia a disposizione per la reazione, maggiore è la sezione d'urto più è probabile che le forze in gioco siano di natura forte, mentre invece quelle elettromagnetiche hanno una sezione d'urto minore e per ultime troviamo quelle deboli. Generalmente si osserva che la sezione d'urto per le forze forti è dell'ordine dei mbarn, mentre per quelle elettromagnetiche abbiamo i nbarn ed infine quelle deboli hanno un ordine del pbarn o minore.
Per misurare la natura delle forze possiamo anche utilizzare la stima delle vite medie della particelle instabili. Maggiore è la vita media di una particella più la forza che determina il decadimento è debole.
L'ultimo criterio è la misura dell'energia di legame. Gli stati legati sottoposti ad interazioni forti (nuclei, adroni) hanno un'energia di legame di almeno qualche KeV fino a diversi GeV, mentre gli stati legati da forze elettromagnetiche sono caratterizzati da energie di legame dell'ordine degli eV. Le forze deboli non creano invece stati legati. Per queste tre forze esistono differenti quanti di campo che possiamo riassumere nella tabella seguente.

Quanto di campo	Massa m (GeV)	Carica q	Vita media τ (GeV^{-1})
Fotone γ	0	0	∞
Bosoni $W^{+/-}$	80.385±0.015	±e	$(2.085\pm0.042)^{-1}$
Bosone Z^0	91.1876±0.0021	0	$(2.4952\pm0.0023)^{-1}$
Gluoni g	0	0	∞

Tabella 1: proprietà dei mediatori delle forze (unità naturali)

Possiamo notare che la massa del bosone W^+ è identica a quella del bosone W^- perché sono particella e antiparticella, mentre la massa di Z^0 è legata a quella dei W dalla relazione $m(Z^0)=m(W)/\cos(\theta_w)$ ove θ_w è noto come angolo di Weinberg [4].

Nuovi numeri quantici

Solitamente ciò che in natura non è proibito accade. Un fatto molto interessante è il mancato decadimento del protone. A livello teorico seguendo le leggi di conservazione tradizionali potremmo avere per esempio le seguenti transizioni:

$p \rightarrow e^+ + \pi^0$ con $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$

$p \rightarrow \mu^+ + \pi^0$ con $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$

Poichè questi decadimenti e molti atri simili non sono osservati, è necessario introdurre un nuovo numero quantico: il numero barionico. Questo è un numero quantico che si conserva per tutte le tre interazioni fondamentali. Ai barioni (adroni con spin seminitero) abbiamo un numero barionico pari a 1, per gli antibarioni invece abbiamo -1, mentre ai mesoni (adroni con spin intero) e i leptoni viene assegnato numero barionico pari a 0.
Un altro numero quantico importante è l'isospin forte I, che origina dall'intuizione di Heisenberg di considerare il protone e il neutrone come due stati possibili di un'unica particella [5]. L'isospin si conserva solo nei processi ove vengono coinvolte le forze forti mentre non rimane invariato per quanto riguarda le forze deboli e quelle elettromagnetiche. L'ultimo numero quantico importante è la stranezza S, che si conserva nelle transizioni forti ed elettromagnetiche ma non in quelle deboli. In generale la stranezza, l'isospin, e il numero barionico sono collegati dalla formula di Gell-Mann Nishijima [2] che vale per tutti gli adroni leggeri (non charm, non beauty):

$$Q=I_3+1/2(B+S)$$

Il modello a quark

Il modello a quark venne proposto nel 1964 da Murray Gell-Mann e da George Zweig [2]. Questo modello introduceva tre nuove particelle s, u, d ove s sta per strange, u sta per up, e d per down. Applicando la regola di Gell-Mann Nishijima ai quark si trova che queste tre particelle devono possedere una carica frazionaria che vale 2/3 per gli up e -1/3 per i down e gli strange. Possono essere definiti tuttavia anche gli antiquark. Le principali proprietà dei quark sono riassunte nella tabella seguente.

quark	u	d	s	$\bar{u}$	$\bar{d}$	$\bar{s}$
B	1/3	1/3	1/3	-1/3	-1/3	-1/3
I_3	1/2	-1/2	0	-1/2	+1/2	0
S	0	0	-1	0	0	1
Y=B+S	1/3	1/3	-2/3	-1/3	-1/3	2/3
$Q=I_3+Y/2$	2/3	-1/3	-1/3	-2/3	1/3	1/3

Tab 2: proprietà dei quark leggeri

Il modello a quark spiega esaurientemente la struttura di tutti gli adroni osservati all'epoca della sua proposta, tra cui protone il neutrone e il pione.

Nell'immagine seguente abbiamo l'esempio dell'applicazione del modello a quark ad un protone un neutrone un pione carico positivamente e un pione carico negativamente.

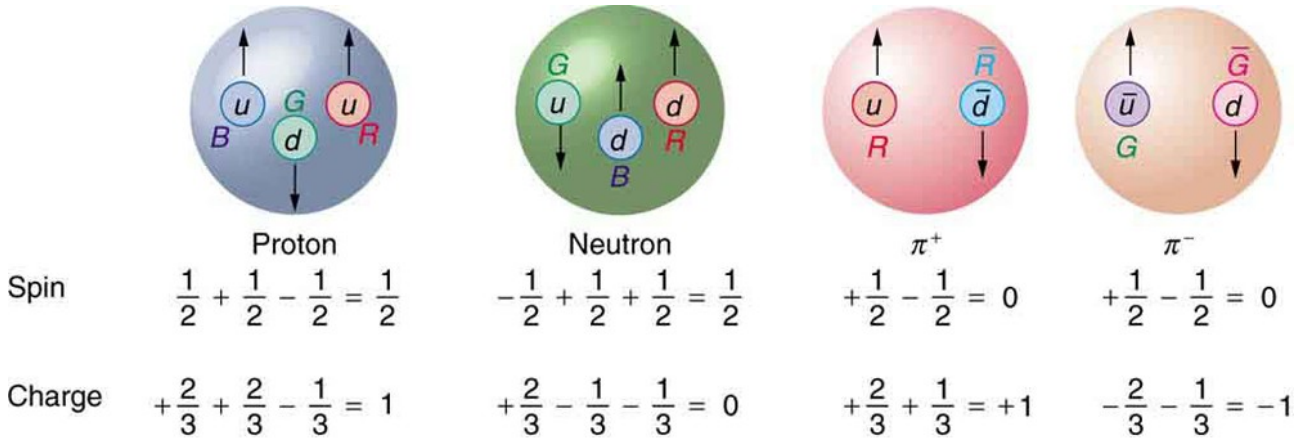


Figura 1:*Esempi di applicazione del modello a quark al protone, neutrone e ai pioni carichi.*

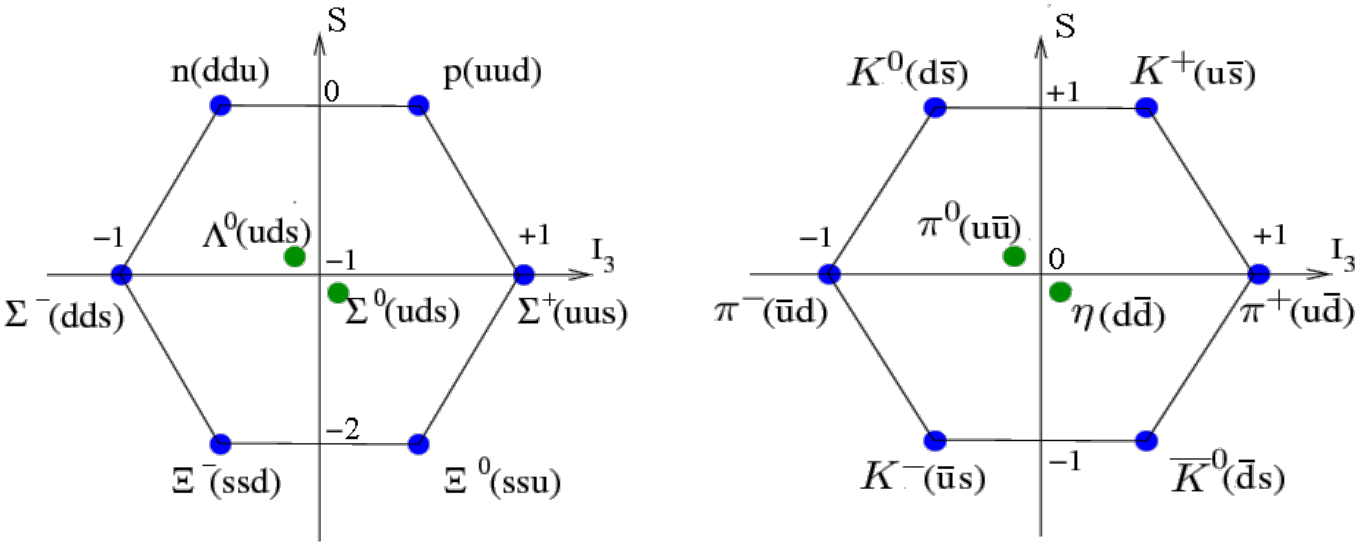


Figura 2:*Barioni a sinistra e mesoni (senza la particella eta) a destra.*

Modello a quark e cromodinamica quantistica.

Il modello a quark proposto all'inizio era in contrasto con il principio di esclusione di Pauli. Infatti, se si prende in considerazione il barione $J=3/2\Omega^-$, esso contiene nella funzione d'onda S tre quark s ciascuno avente spin pari a ½: almeno due di

questi violerebbero dunque il principio di esclusione di Pauli. La soluzione venne ideata da Greenberg [1], il quale propose che i quark non fossero dei fermioni bensì dei parafermioni di ordine tre con dei numeri quantici sconosciuti. Alla fine Han e Nambu [1] ipotizzarono che i numeri quantici mancanti fossero tre cariche forti q_i, che vennero poi definite come "cariche di colore". I tre colori utilizzati per la cromodinamica quantistica sono rosso verde e blu per le cariche dei quark e ciano magenta e giallo per quelle degli anti-quark (anticariche). Una delle differenze fondamentali tra la cromodinamica quantistica e l'elettrodinamica quantistica è che le forze di colore nel primo caso sono mediate dai gluoni (dall'inglese glue che significa colla), che possiedono cariche di colore (in realtà coppie di carica/anticarica) e quindi interagiscono tra loro, mentre nel secondo caso abbiamo i fotoni che essendo neutri non producono alcuna autointerazione. Nella QCD le interazioni tra cariche di colore influenzano significativamente la dipendenza dall'energia del valore della costante di accoppiamento α_s. Infatti per brevi distanze esso diminuisce mentre a grandi distanze esso aumenta, dando luogo alla cosiddetta libertà asintotica e al confinamento rispettivamente.

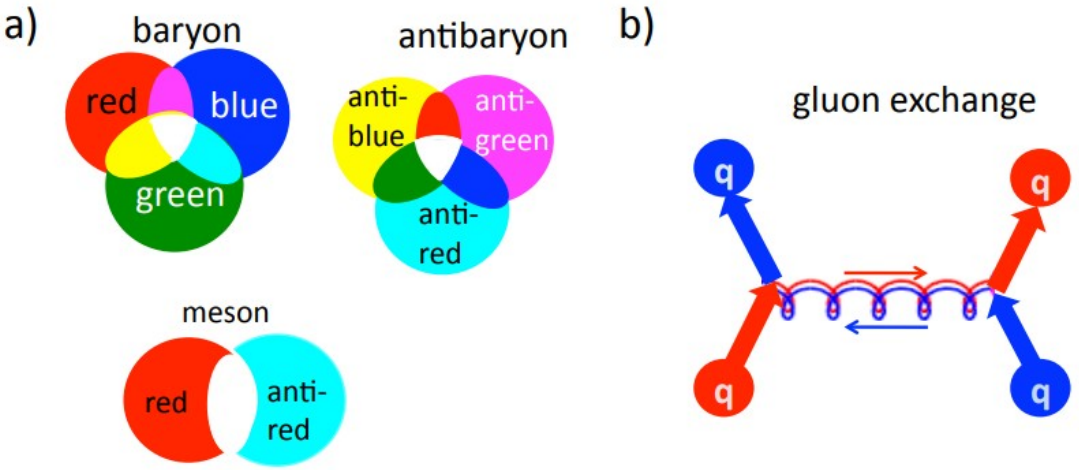


Figura 3 a)*I colori dei barioni antibarioni e mesoni b) Scambio di gluoni tra due quark*

Modelli per gli adroni non standard

Come spiegato nell'introduzione, a partire dalla prima osservazione della X(3872) [1] sono poi stati scoperti molti nuovi stati che non possono essere spiegati nell'ambito del modello a quark.
Varie estensioni sono state porposte [1]: adroni multiquark, ovvero mesoni tetraquark oppure barioni pentaquark legati strettamente da diquark colorati, mesoni ibridi, e mesoni composti solamente da gluoni.

QCD diquark.

Riprendendo le considerazioni fatte per il modello a quark Jaffe [1] propose un modello condizionato dal principio di esclusione di Pauli. Abbiamo quindi che due tripletti di quark formano un antitripletto antisimmetrico più un sestetto simmetrico. Per uno spin totale S=0 abbiamo quindi un diquark antitripletto con

una forza di colore attrattiva mentre per S=1 abbiamo il sestetto con una forza di colore repulsiva. Per esempio un diquark rosso-verde e un diquark blu-verde formano un giallo e un ciano antitripletto. Poichè però questi stati non sono dei singoletti essi si devono combinare per formare una struttura più complessa. Queste strutture più complesse sono delle particelle composte da un diquark con un diantiquark con un [qs]-[$\overline{qs}$]. Ovviamente questa teoria vale anche per i quark più pesanti Q.

Ibridi QCD

A differenza della QED, dove le linee del campo elettrico si distribuiscono in tutto lo spazio, nella QCD le linee di campo delle forze di colore sono confinate nei cosiddetti tubi di flusso che collegano un quark e un antiquark. Nella configurazione con la massa più piccola i tubi di flusso sono in uno stato fondamentale con un L=0 e S=0. Poichè i gluoni hanno isospin pari a zero, gli ibridi QCD sono stati di singoletto.

Molecole adroniche

I modelli molecolari si basano sull'idea secondo cui le forze tra i mesoni producano degli stati legati simili al deuterone, uno stato composto da un protone e da un neutrone. Questi stati hanno in teoria una massa simile alla somma delle particelle e un J^{pc} che è una combinazione delle onde S di ogni singola particella. Törnqvist [1] ipotizzò l'esistenza di stati simili al deuterone composti da B e $\overline{B}^*$ e da B^* e $\overline{B}^*$ chiamati deusoni e anche D e $\overline{D}$* legati da una forza mediata dal pione.

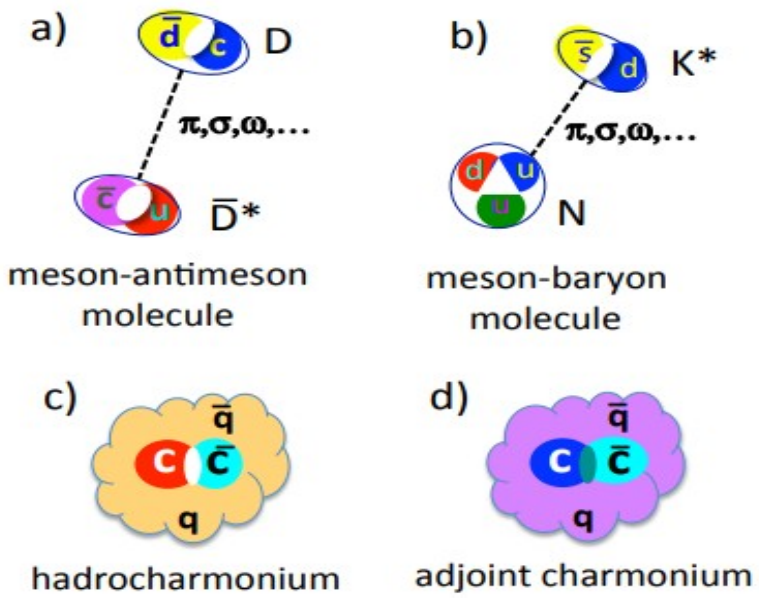


Figura 4: *Alcuni stati molecolari adronici*

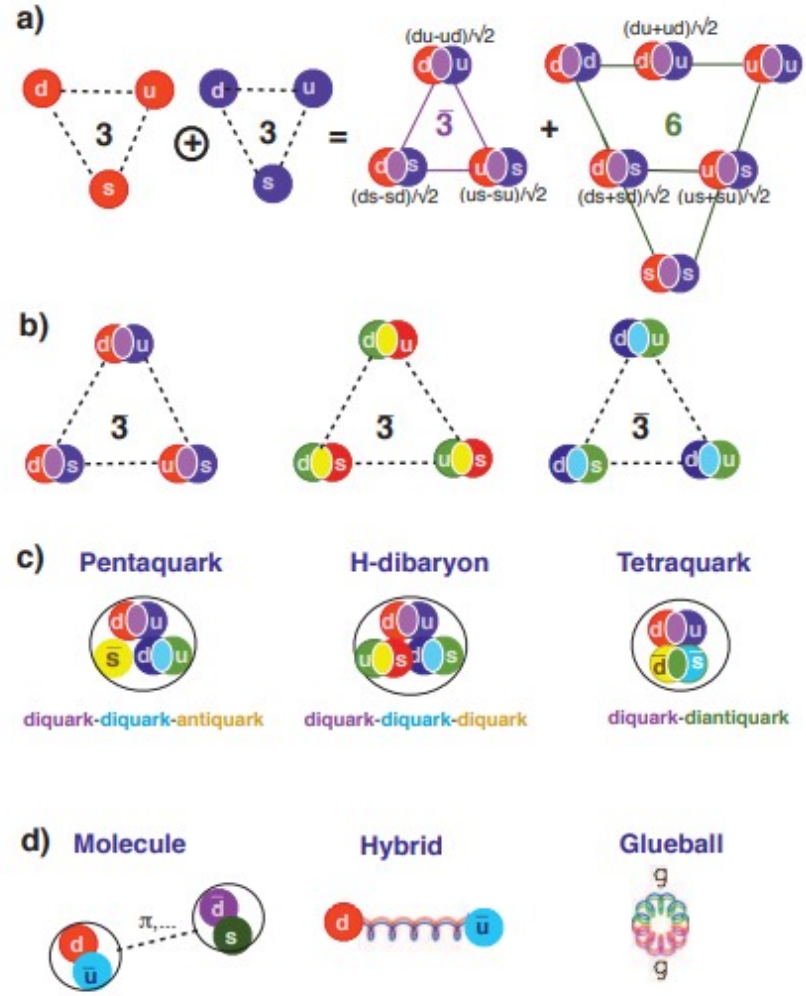


Figura 5: a)*Un tripletto blu e rosso formano un antitripletto magenta più un sestetto* b) *Antitripletti colorati* C)*Alcuni multiquark D)Altri possibili multiquark.*

Le osservazioni sperimentali

Abbiamo come riferimento la distribuzione di Breit Wigner non relativistica data dalla formula:

$$P(E) = \frac{\Gamma}{(m-E)^2+\Gamma^2/4} \quad ,$$

dove E è l'energia, m la massa e Γ la larghezza (inverso della vita media) della particella. Tenendo conto delle correzioni relativistiche si trova:

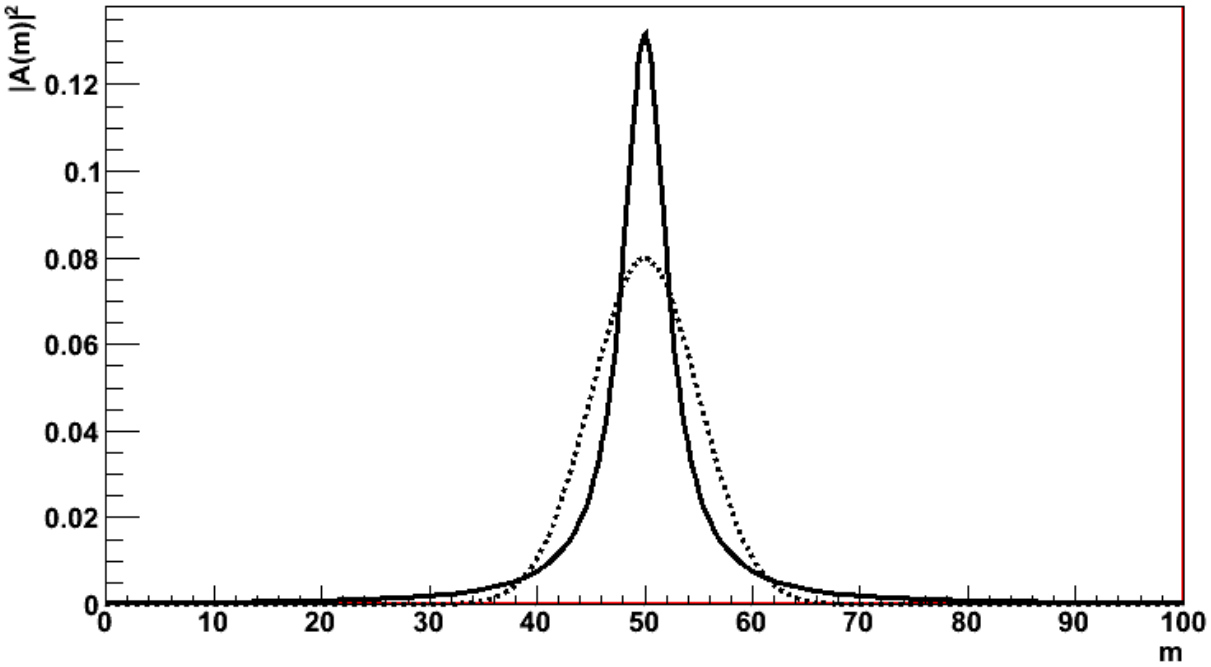


Figura 6: *Esempio di distribuzione di Breit Wigner in nero continua. La figura tratteggiata invece è una distribuzione gaussiana con la stessa m centrale e la stessa gamma.*

$$P_{rel}(s) = \frac{s\Gamma^2}{(s-m^2)+m^2\Gamma^2}$$

dove s è l'invariante di Mandelstam [2].
I parametri E o s introdotti in precedenza sono legati al meccanismo di rivelazione come descritto di seguito.

Misure in formazione
Prendiamo in considerazione un urto del tipo a+b→X (dove X indica l'insieme indistinto degli stati finali possibili) in cui si effettuino misure di sezione d'urto variando con cotinuità l'energia del centro di massa. In presenza di una nuova particella la sezione d'urto segue l'espressione della funzione di Breit-Wigner riportata sopra.

Misure in produzione
In questo caso si isola un preciso stato finale, studiato tra estraendo un sottocampione di tutte le particelle prodotte in ciascuna collisione. Si calcola la massa invariante $m=\sqrt{(\Sigma_i E_i)^2-(\Sigma_i \vec{p}_i)^2}$, che viene poi interpolata con la formula dI Breit Wigner per misurare la massa e la larghezza della particella.

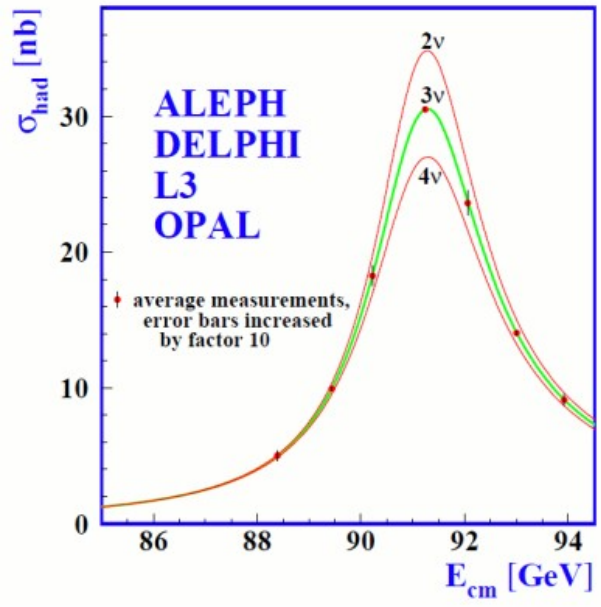


Figura 7: *Un esempio di misura in formazione per studiare il bosone Z.*

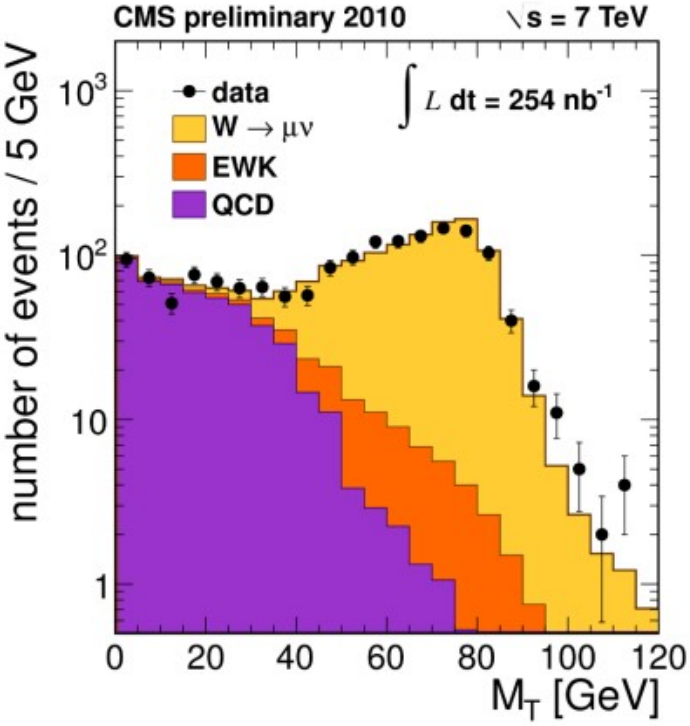


Figura 8: *Grafico che mostra un picco all'incirca sugli 80 GeV poiché la particella considerata è un bosone W.*

Esperimenti nei collisori

Molti esperimenti operanti in diversi collisori hanno analizzato stati non standard. Tra gli esperimenti che analizzano collisioni elettrone-positrone abbiamo BEPCII di Pechino che può raggiungere energie nel centro di massa che vanno dai 2 ai 4.6 GeV, le beauty factories BABAR (SLAC) e Belle (KEK) che operavano a circa 10GeV nel centro di massa, e la versione evoluta di Belle, Belle2, operante nelle stesse condizioni, mentre gli esperimenti ATLAS, CMS LHCb che lavorano al LHC del CERN hanno analizzato i prodotti di collisioni protone-protone con energie nel centro di massa dai 7 ai 14TeV. Gli esperimenti e^-e^+ che avvengono a energie più basse studiano urti tra corpi puntiformi: questo comporta una maggiore semplicità nell'interpretazione degli eventi, nonché la possibilità di imporre vincoli sulla conservazione dell'impulso e dell'energia, al prezzo di sezioni d'urto piccole, dell'ordine del nbarn. Le collisioni tra protoni ad energie elevate dell'LHC comportano delle sezioni d'urto dell'ordine di circa mbarn ma più complicate da interpretare. Vediamo ora le collisioni ee e pp più in dettaglio.
La maggior parte dei contributi dagli esperimenti con $e^+ e^-$ sono dovuti a BABAR [1] e BELLE [1], i quali hanno operato tra il 1999 e il 2010 ad un'energia nel centro di massa $\sqrt{s}=10.56$ GeV per studiare le asimmetrie tra la materia e l'antimateria nei decadimenti dei mesoni B. I due esperimenti hanno perlopiù analizzato collisioni in corrispondenza al picco di massa della Υ(4S), al di sopra della soglia di produzione dell'"open beauty", ma hanno anche analizzato evento raccolti in corrispondenza ai tre picchi sotto soglia di Υ(1S), Υ(2S), Υ(3S) in cui abbiamo una disintegrazione delle risonanze nei gluoni.
L'esperimento BES3 a BEPCCII [1] invece lavora con una energia massima di 4.6 GeV è in grado di produrre una coppia di leptoni $\tau^+\tau^-$ e una coppia di quark $c\bar{c}$. Quest'ultima coppia ha due strette risonanze inferiori a E_{cm}=3.73GeV con un $J^{pc}=1^{--}$, J/ψ e ψ'. Tutti questi rivelatori sono equipaggiati con un solenoide toroidale, un rivelatore di vertice al silicio, tracciatori al gas, calorimetri e camere a muoni.

Esperimenti con mesoni B

Produzione di c durante i decadimenti di B.

Le collisioni $e^+ e^-$ nell'intervallo di energia che va tra i 9.2 e i 10.8 GeV sono delle ottime sorgenti per produrre particelle che contengono i quark b e gli antiquark $\bar{b}$. Tuttavia questi tipi di esperimenti possono inoltre produrre adroni contenenti i quark c, direttamente o nel decadimento dei b. I mesoni $\bar{B}$ contengono i quark $b\bar{q}$ con $\bar{q}$ che è o un antiquark $\bar{u}$ oppure un antiquark $\bar{d}$ e la vita media del mesone $\bar{B}$ è di circa 1.5 ps mentre la sua massa è di 5.28 GeV. Quando le coppie B vengono prodotte, il primo decadimento che ci interessa è il passaggio $b\rightarrow c$ con l'emissione di un bosone W^- virtuale. In circa il 15 % dei casi il bosone W^- si trasforma in un quark s e in una antiquark $\bar{c}$. Poiché durante la produzione dei mesoni B non ci sono altre particelle l'energia di ciascun mesone è pari a $E_{cm}/2$. Tutto ciò si può facilmente verificare usando le formule della massa invariante.

$$M= \sqrt{E_{cm}/2-\sum_i p_i'}$$

Ove il p_i sono i momenti relativi al sistema di riferimento del centro di massa.

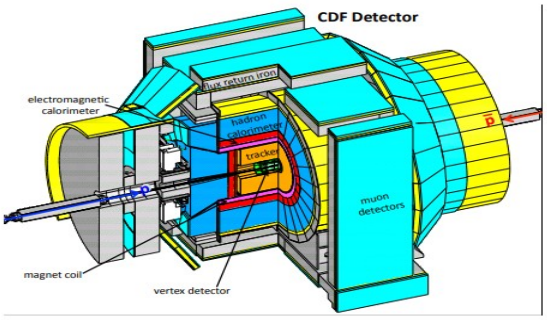
Processo di fusione di due fotoni

Nella fusione di due fotoni sia l'elettrone che il positrone emettono raggi gamma che poi interagiscono tra loro. Poichè la probabilità di emettere un quark q è direttamente proporzionale a e_q^4 e abbiamo che e_c è pari a 2/3, la produzione di coppie $c\bar{c}$. I J^{pc} permessi sono $0^{\pm}$ 0^{+}.

Produzione di charmonio La teoria della cromodinamica quantistica aveva previsto, prima di effettivi riscontri sperimentali, che la collisione di un elettrone con un positrone ad un energia del centro di massa pari a circa 10 Gev, avrebbe comportato anche processi del tipo $e^+ e^- \rightarrow J/\psi g$ oppure $J/\psi gg$ ove g sono dei gluoni. Tuttavia i risultati sperimentali dimostrarono che i decadimenti $e^+ e^- \rightarrow J/\psi g$ erano una minoranza mentre i decadimenti del tipo $e^+ e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ erano presenti in maggioranza con un'incidenza di circa il 60%.

Esperimenti con collisione di adroni ad alta energia.

Gli esperimenti con collisioni ad elevata energia utilizzano dei detector magnetici che circondano la zona dove avviene la collisione. Questi detector possiedono nella vicinanza dei fasci collidenti dei pixel, e dei microstrip in silicio, che misurano la traiettoria delle coordinate con una precisione di 10 micron. I rivelatori sono poi circondati da altri strumenti per migliorare la misura della traiettoria. Tutto questo è circondato da dei calorimetri che rilevano gli elettroni e particelle adroniche. Un esempio di collisore adronico costruito principalmente per gli esperimenti sulla fisica dei sapori pesanti è LHCb. LHCb lavora tra angoli compresi $0.8^{\circ} \leq \theta \leq 15.4^{\circ}$ e ciò permette allo strumento di captare eventi ad un piccolo angolo dove è più alta la sezione d'urto per la produzione del beauty . Il detector di LHCb ha inoltre due rivelatori Cherenkov che servono per minimizzare il fondo prodotto dai pioni per gli stati finali tra cui i kaoni e i protoni. La purezza dei segnali di questo rivelatore ha permesso agli scienziati di stimare correttamente il J^{pc} di X(3872). Inoltre studiando il decadimento di $B^+ \rightarrow J/\psi \varphi K^+$ sono stati determinati i numeri quantici anche per X(4140).



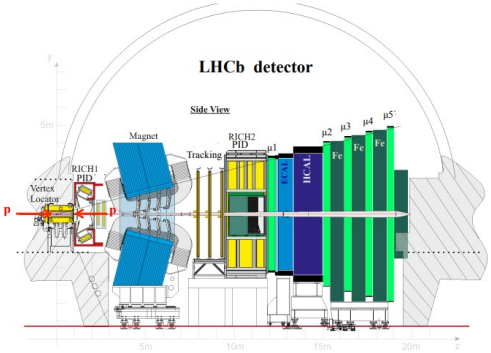


Figura 9:*Detector CDF a sinistra e LHCb a destra*

Adroni esotici pesanti-leggeri

Charm

I mesoni $Q\bar{q}$ sono descritti in maniera sufficiente dal momento angolare $J_q=L+S_q$ che sono rispettivamente il momento angolare orbitale L e lo spin S_q del quark più leggero, mentre si trascura lo spin del quark più pesante per via della sua grande massa. Se consideriamo l'onda S abbiamo per i sistemi $Q\bar{q}$ con un $j_q=1/2$ con $J^p=0^-$ oppure $J^p=1^-$.Se invece prendiamo in considerazione l'onda P allora abbiamo un $j_q=1/2$ oppure 3/2 con un J^p di 0^+ e 1^+ nel primo caso e 1^+ e 2^+ nel secondo. Un quark pesante Q=c combinato un quark leggero q=u,d forma i doppietti di isospin pseudo scalare D e pseudo vettore D^* mentre per q=s abbiamo D_s^+ e i D_s^{*+}. Belle [1] studiò la collisione tra elettrone e positrone tale per cui $e^+e^-\rightarrow D_s^+\pi^0X$ e scoprì un picco stretto di massa circa uguale 2317 MeV mentre CLEO [1] dopo aver confermato tutto ciò scoprì un altro picco di 2460 MeV. Alla fine le misure danno come risultato $M(D_{s0}^*)=2317.7\pm0.6$MeV per il primo mentre per il secondo abbiamo $M(D_{s1})=2459.5\pm0.6$MeV.

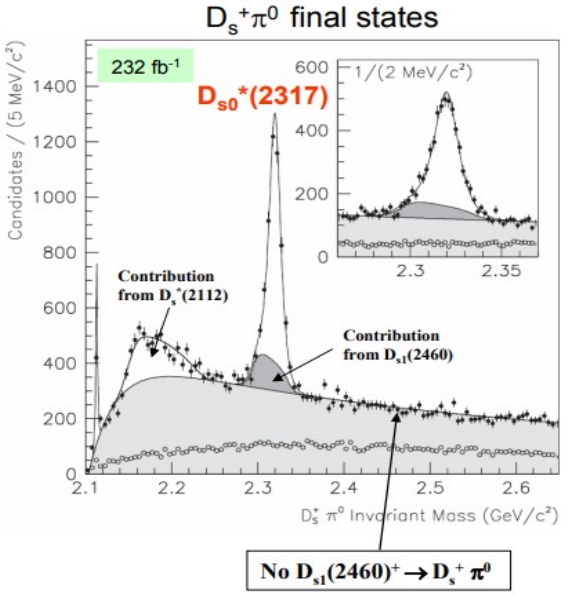


Figura 10: *Picco inerente al mesone $D^*_{s0}(2317)$ in rosso*

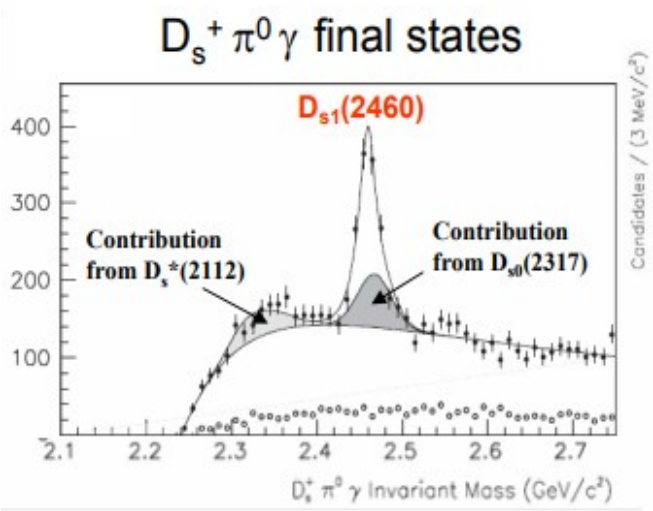


Figura 11: *Picco del mesone $D_{s1}(2460)$ in rosso.*

Se noi però osserviamo la tabella sottostante notiamo che per L=1 e $J_q=1/2$ vi è tra $m(c\bar{d})$ e $m(c\bar{s})$ una differenza che non riflette la differenza tra la massa dei quark d ed s (circa 100 MeV). Ciò ha portato a pensare che lo stato $D_{s0}^*(2317)$ fosse un tetraquark del tipo $[c\ q]\ [\bar{s}\ \bar{q}]$.

L	j_q	J^P	$m(c\bar{d})$ (MeV)	$m(c\bar{s})$ (MeV)	$m_{c\bar{s}}$-$m_{c\bar{d}}$ (MeV)
0	1/2	0^-	1869.6 ± 0.1	1968.3 ± 0.1	98.7 ± 0.1
		1^-	2010.3 ± 0.1	2112.1 ± 0.4	101.7 ± 0.4
1	1/2	0^+	2318 ± 29	2317.7 ± 0.6	0.3 ± 29
		1^+	2430 ± 36	2449.5 ± 0.1	30 ± 36
	3/2	1^+	2423.2 ± 2.4	2335.1 ± 0.6	111.9 ± 2.4
		2^+	2464.3 ± 1.6	2571.9 ± 0.8	107.6 ± 1.8

Belle [1] ha però anche riportato che le sezioni d'urto per la produzione di particelle partner sia cariche che neutre dell'ipotetico tetraquark nello studio del decadimento $B \rightarrow \overline{D} + D_s^+ + \pi^\pm$ sono un ordine di grandezza inferiore rispetto alle previsioni dettate dall'isospin mettendo così in discussione l'ipotesi del tetraquark.

Bottomonio

La collaborazione D0 ha scoperto un altro possibile stato con quattro quark esaminando il decadimento $B^0_s \rightarrow J/\psi\Phi$ trovando un picco attorno a M=5567.8MeV . Per confermare ciò venne inoltre analizzato il decadimento semileptonico $B_s^0 \rightarrow \mu^\pm D_s^\pm X$ ove X è un neutrino. Nonostante una risoluzione peggiore della massa a causa del neutrino questo esperimento alla fine ha confermato i risultati precedenti. Le ipotesi più accreditate per questo stato sono o una molecola debolmente legata del tipo $B_0^d K^\pm$ oppure un tetraquark $[bd]-[\overline{sq}]$. La massa di X(5568) è comunque al di sotto di circa 200 MeV rispetto sia alla soglia $B_0^d K^\pm$ che alla massa del Ξ_b che è composto dai quark (bsu) e ciò rende queste ipotesi improbabili. Ricerche indipendenti di questo stato effettuate da LHCb e da CMS non hanno viceversa mostrato nessun eccesso nella regione suggerita da D0.

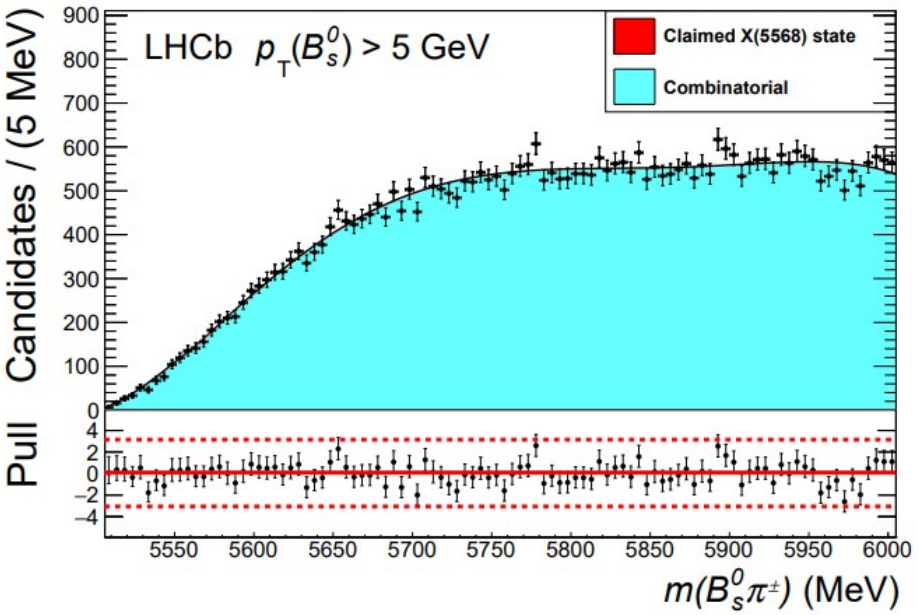


Figura 12: *La distribuzione di B_s^0 $\pi^\pm$ rilevata da LHCb.*

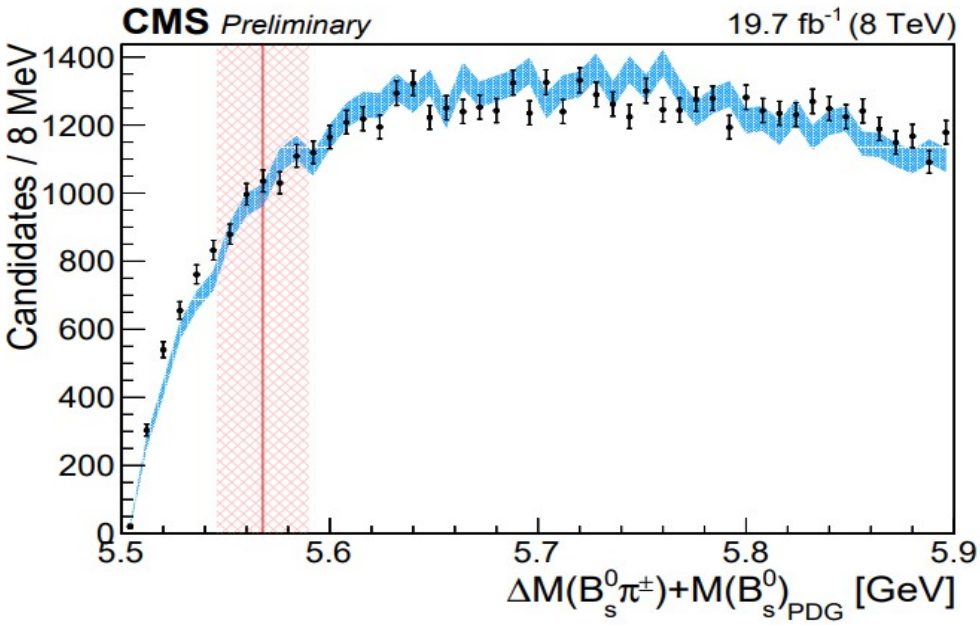


Figura 13: *Stesso fenomeno osservato dal CMS*

MESONI XYZ

I mesoni X, Y, Z sono stati risonanti che contengono o una coppia c e $\bar{c}$ oppure una coppia b $\bar{b}$ con delle caratteristiche che però si discostano da un semplice charmonio o da un bottomonio. Convenzionalmente i mesoni X sono stati neutri con $J^{pc} = 1^{++}$, gli Y hanno $J^{pc} = 1^{--}$, i mesoni Z sono viceversa gli stati carichi. Riportiamo sotto una tabella con tutti gli stati osservati finora.

Table 1: The XYZ mesons. Masses M and widths Γ are weighted averages with uncertainties added in quadrature. Only $\pi^+\pi^- J/\psi$ decays are used in the $X(3872)$ mass average. Ellipses (...) indicate inclusive reactions. Question marks indicate best guesses or no J^{PC} information. For charged states, C refers to the neutral isospin partner.

State	M (MeV)	Γ (MeV)	J^{PC}	Process (decay mode)	References
$X(3872)$	3871.68 ± 0.17	< 1.2	1^{++}	$B \to K + (J/\psi\,\pi^+\pi^-)$	[32, 33, 34, 35]
				$p\bar{p} \to (J/\psi\,\pi^+\pi^-) + \ldots$	[36, 37, 38, 39, 40]
				$B \to K + (J/\psi\,\pi^+\pi^-\pi^0)$	[41, 42]
				$B \to K + (D^0\bar{D}^0\pi^0)$	[43, 44]
				$B \to K + (J/\psi\,\gamma)$	[45, 46, 47]
				$B \to K + (\psi'\gamma)$	[45, 46, 47]
				$pp \to (J/\psi\,\pi^+\pi^-) + \ldots$	[48, 49]
$X(3915)$	3917.4 ± 2.7	28^{+10}_{-9}	0^{++}	$B \to K + (J/\psi\,\omega)$	[50, 42]
				$e^+e^- \to e^+e^- + (J/\psi\,\omega)$	[51, 52]
$X(3940)$	3942^{+9}_{-8}	37^{+27}_{-17}	$0(?)^{-(?)+}$	$e^+e^- \to J/\psi + (D^*\bar{D})$	[53]
				$e^+e^- \to J/\psi + (\ldots)$	[54]
$G(3900)$	3943 ± 21	52 ± 11	1^{--}	$e^+e^- \to \gamma + (D\bar{D})$	[55, 56]
$Y(4008)$	4008^{+121}_{-49}	226 ± 97	1^{--}	$e^+e^- \to \gamma + (J/\psi\,\pi^+\pi^-)$	[57]
$Y(4140)$	4144 ± 3	17 ± 9	$?^{?+}$	$B \to K + (J/\psi\,\phi)$	[58, 59, 60]
$X(4160)$	4156^{+29}_{-25}	139^{+113}_{-65}	$0(?)^{-(?)+}$	$e^+e^- \to J/\psi + (D^*\bar{D})$	[53]
$Y(4260)$	4263^{+8}_{-9}	95 ± 14	1^{--}	$e^+e^- \to \gamma + (J/\psi\,\pi^+\pi^-)$	[61, 62, 63, 57]
				$e^+e^- \to (J/\psi\,\pi^+\pi^-)$	[64]
				$e^+e^- \to (J/\psi\,\pi^0\pi^0)$	[64]
$Y(4360)$	4361 ± 13	74 ± 18	1^{--}	$e^+e^- \to \gamma + (\psi'\pi^+\pi^-)$	[65, 66]
$X(4630)$	4634^{+9}_{-11}	92^{+41}_{-32}	1^{--}	$e^+e^- \to \gamma(\Lambda_c^+\Lambda_c^-)$	[67]
$Y(4660)$	4664 ± 12	48 ± 15	1^{--}	$e^+e^- \to \gamma + (\psi'\pi^+\pi^-)$	[66]
$Z_c^+(3900)$	3890 ± 3	33 ± 10	1^{+-}	$Y(4260) \to \pi^- + (J/\psi\,\pi^+)$	[68, 69]
				$Y(4260) \to \pi^- + (D\bar{D}^*)^+$	[70]
$Z_c^+(4020)$	4024 ± 2	10 ± 3	$1(?)^{+(?)-}$	$Y(4260) \to \pi^- + (h_c\,\pi^+)$	[71]
				$Y(4260) \to \pi^- + (D^*\bar{D}^*)^+$	[72]
$Z_c^0(4020)$	4024 ± 4	10 ± 3	$1(?)^{+(?)-}$	$Y(4260) \to \pi^0 + (h_c\,\pi^0)$	[73]
$Z_1^+(4050)$	4051^{+24}_{-43}	82^{+51}_{-55}	$?^{?+}$	$B \to K + (\chi_{c1}\,\pi^+)$	[74, 75]
$Z^+(4200)$	4196^{+35}_{-32}	370^{+99}_{-149}	1^{+-}	$B \to K + (J/\psi\,\pi^+)$	[76]
$Z_2^+(4250)$	4248^{+185}_{-45}	177^{+321}_{-72}	$?^{?+}$	$B \to K + (\chi_{c1}\,\pi^+)$	[74, 75]
$Z^+(4430)$	4477 ± 20	181 ± 31	1^{+-}	$B \to K + (\psi'\pi^+)$	[77, 78, 79, 80]
				$B \to K + (J\psi\,\pi^+)$	[76]
$Y_b(10890)$	10888.4 ± 3.0	$30.7^{+8.9}_{-7.7}$	1^{--}	$e^+e^- \to (\Upsilon(nS)\,\pi^+\pi^-)$	[81]
$Z_b^+(10610)$	10607.2 ± 2.0	18.4 ± 2.4	1^{+-}	$\Upsilon(5S) \to \pi^- + (\Upsilon(1,2,3S)\,\pi^+)$	[82, 83]
				$\Upsilon(5S) \to \pi^- + (h_b(1,2P)\,\pi^+)$	[82]
				$\Upsilon(5S) \to \pi^- + (B\bar{B}^*)^+$	[84]
$Z_b^0(10610)$	10609 ± 6		1^{+-}	$\Upsilon(5S) \to \pi^0 + (\Upsilon(1,2,3S)\,\pi^0)$	[85]
$Z_b^+(10650)$	10652.2 ± 1.5	11.5 ± 2.2	1^{+-}	$\Upsilon(5S) \to \pi^- + (\Upsilon(1,2,3S)\,\pi^+)$	[82]
				$\Upsilon(5S) \to \pi^- + (h_b(1,2P)\,\pi^+)$	[82]
				$\Upsilon(5S) \to \pi^- + (B^*\bar{B}^*)^+$	[84]

6

Figura 14: *Mesoni XYZ.*

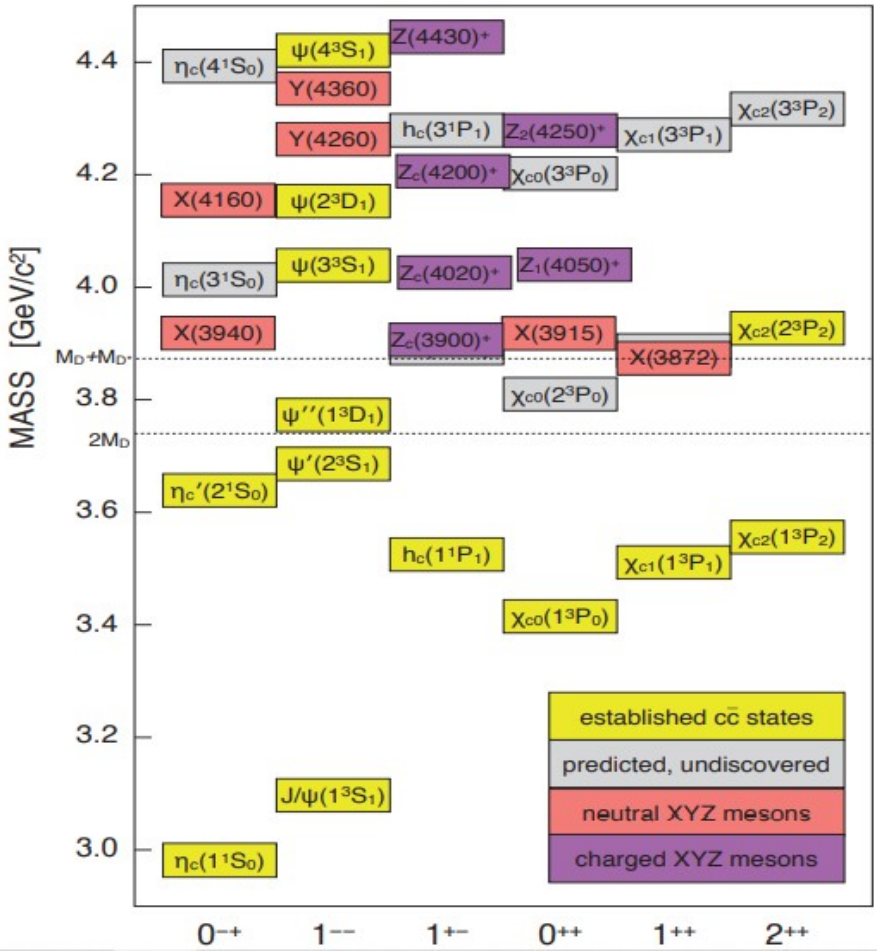


Figura 15:*spettro del charmonio e degli stati simili.*

La particella X(3872)

La particella X(3872) è stata scoperta studiando la massa invariante del $\pi^+ \pi^- J/\psi$ nei decadimenti del tipo $B \to K \pi^+ \pi^- J/\psi$. Il fatto interessante è che la massa della particella è praticamente indistinguibile dalla somma delle masse D^0 e D^{*0}. Infatti la massa di X(3872) è pari a 3871.69 ± 0.17 MeV mentre abbiamo $m(D^0) + m(D^{0*}) = 3871.69 \pm 0.09$ MeV. La nostra particella ha inoltre un J^{pc} pari 1^{++}. Una possibile interpretazione può essere ricondotta al charmonio $\chi_{c1}(2P)$, poiché è l'unico che ha una massa simile a quella del X(3872). Ci sono però dei problemi per quanto riguarda la massa, l'isospin, e la larghezza di decadimento. Se noi infatti prendiamo in considerazione il livello eccitato di $\chi_{c1}(2P)$ χ_{c2}, con J=2 scoperto da Belle nel 2006 studiando la sezione d'urto della collisione $\gamma\gamma \to DD$, troviamo una

massa di circa 3927 MeV. La differenza tra la massa del $\chi_{c1}(2P)$ e del $\chi_{c2}(2P)$ è pari a 56±3 MeV mentre tra la massa $\chi_{c1}(1P)$ $\chi_{c2}(1P)$ è di 45.5±0.1MeV.Questo risultato tuttavia è in contraddizione con il potenziale aspettato da uno stato con i quark c [3], secondo cui la differenza di massa $\delta M_{2-1}(np)$ diminuisce all'aumentare del numero n. Abbiamo inoltre che la larghezza di decadimento $\Gamma(X(3872))\leq 1.2$MeV è confrontabile con quella di χ_{c1}, $\Gamma(\chi c1)=0.84\pm0.04$MeV. Tuttavia avendo X(3872) un numero di possibili decadimenti superiore al normale χ_{c1} ci si aspetterebbe una larghezza maggiore. Un'altra violazione importante riguarda l'isospin. Il nostro stato infatti essendo composto da un c e da un $\bar{c}$ e non contenendo i quark u e d ha isospin nullo. Tuttavia questo viene smentito dal decadimento $\chi_{c1}(2P)\rightarrow\rho J/\psi$ perché ρ è un vettore. A questo punto dato che ci si aspetta che la struttura di X(3872) non sia quella del charmonio e quindi possiamo introdurre altre ipotesi [3].

1) *Molecola.* Il fatto che la somma delle masse dei mesoni D^0 e $\bar{D}^{0*}$ sia molto simile a X(3872) ha fatto nascere l'ipotesi di una molecola. Tuttavia è comunque improbabile che uno stato debolmente legato sia prodotto durante un processo di collisione tra protoni ad alta energia.

2)*Tetraquark* Ci si aspetta sia un modello del tipo $cu\bar{c}\bar{u}$ che del tipo $cd\bar{c}\bar{d}$ oppure una combinazione lineare dei due. Sono previsti sia degli stati neutri che carichi con un $J^{pc}=0^{++}$ 1^{+-} e 2^{++}. Finora comunque le ricerche per questi stati non hanno prodotto risultati soddisfacenti e quindi l'ipotesi del tetraquark rimane tuttora in bilico.
3)*Ibrido* Un'altra possibilità è il modello ibrido $c\bar{c}$-$D\bar{D}^*$ poiché è compatibile con una importante violazione dell'isospin ed una grande costante di decadimento γψ'. Da tutto ciò risulta un vettore di stato:

$$|x(3872)\rangle = \alpha_0|D^0\,\bar{D}^{*0}\rangle+\alpha_\pm|D^+D^{*-}\rangle+\alpha_{core}|c\bar{c}\rangle$$

Poichè però vi è una differenza di massa tra X(3872) e le soglie di D^0 $\bar{D}^{0*}$ le ampiezze della funzione d'onda cambia ovvero $\alpha_0\neq\alpha_\pm$. La correzione che ne deriva è quindi:

$$|x(3872)\rangle=(\alpha_0+\alpha_\pm)/\sqrt{2}|(DD^0)_{I=0}\rangle+(\alpha_0-\alpha_\pm)/\sqrt{2}|(D\bar{D}^*)_{I=1}\rangle+\alpha_{core}|c\bar{c}\rangle$$

I valori delle costanti α sono $\alpha_0=0.94$ $\alpha_\pm=0.23$ e $\alpha_{core}=-0.24$. Seguendo la teoria della meccanica quantistica in questo caso lo stato più probabile sono D D^0 con un isospin nullo.

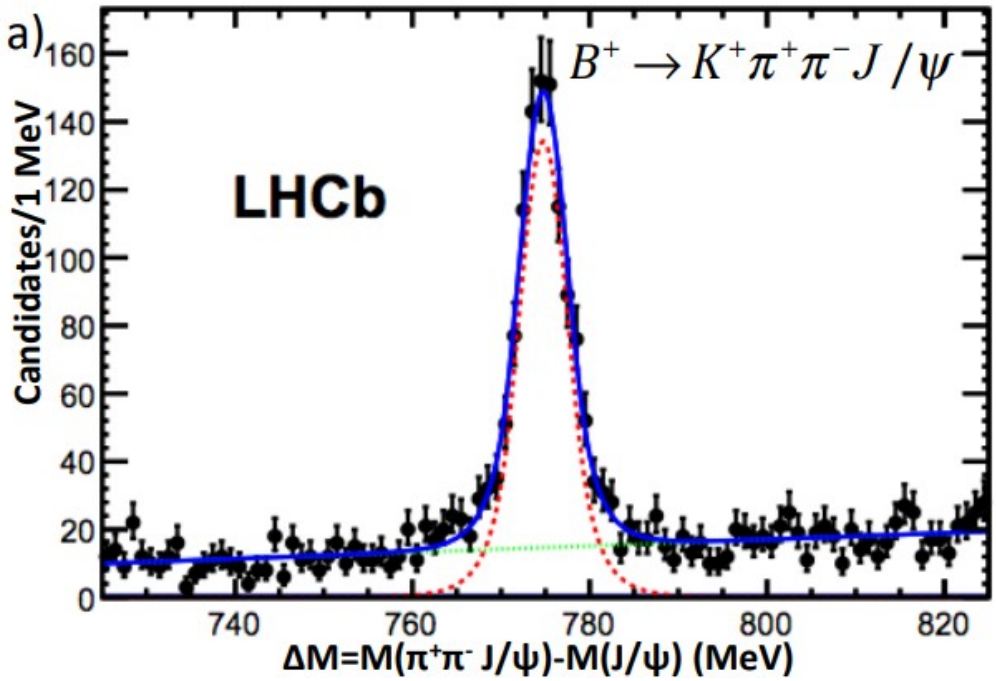


Figura 16: *La distribuzione di $M(\pi^+ \pi^- J/\psi)$-$M(J/\psi)$ per il decadimento $B^+ \to K^+ \pi^+ \pi^- J/\psi$ per LHCb*

La particella X(3915)

Dopo aver scoperto la particella X(3872) Belle cominciò a studiare il decadimento $B \to K\ \omega\ J/\psi$ utilizzando 275M di coppie di mesoni $B\ \bar{B}$ osservando un nuovo stato, lo Y(3940) [1]. Successivamente anche Babar [1] analizzando 476M coppie di mesoni $B\ \bar{B}$ trovò un analogo stato con massa di circa M=3919±4MeV con una Γ=31±11MeV. Studiando le collisioni $\gamma\gamma \to \omega J/\psi$ inizialmente venne associato a questa particella un J^{pc} pari a 0^{++}. Basandosi su questo risultato venne assegnato a questa particella il χ_{c0}'.La massa tuttavia era troppo alta e il $\delta M_{2\text{-}0}(1P)$ era di circa 141.5 MeV, mentre l'assenza di un decadimento del tipo $X(3915) \to D\bar{D}$ è in contrasto con le previsione della regola di OZI secondo cui il decadimento di $\chi_{c0}' \to D\bar{D}$ dovrebbe essere nettamente favorito. Per aggirare questo inconveniente associarono a X(3915) un $J^{pc}=2^{++}$ [1] non tenendo conto però che che il branching fraction di $ß(B^+ \to K^+\ \chi_{c2}(1P))=1.1\times10^{-4}$ è più piccolo del prodotto delle due $ß(B^+ \to K^+\ X(3915))\times ß(X \to \omega J/\psi)=3.0\times10^{-5}$ che è contrario alle previsioni che coinvolgono i decadimenti del mesone B. L'assenza comunque di un decadimento $D\bar{D}$ e l'assegnazione più probabile di un $J=0^{++}$ fa propendere l'idea che X(3915) non sia uno stato charmonio. Un'ipotesi alternativa è che X(3915) sia o un tetraquark con $[\bar{c}\bar{s}]$ [cs] o una molecola contenente sempre $c\bar{c}s\bar{s}$ oppure una via di mezzo tra i due. Con una configurazione di questo tipo ovvero $c\bar{c}s\bar{s}$ sia nel caso di una molecola sia nel caso di un tetraquark la regola di OZI prevede un decadimento dominante di $X(3915) \to \eta_c\eta$. Belle ha trovato però con CL(90%) che il $ß(B^+ \to K^+\ X(3915))\times(X \to \eta_c\eta)<4.7\times10^{-5}$[1]. Quindi poiché il prodotto delle due branching fraction è molto piccolo e non vi è evidenza del decadimento $X(3915) \to \eta_c\eta$. L'assegnazione di un tetraquark alla particella X(3915) rimane tuttora incerta.

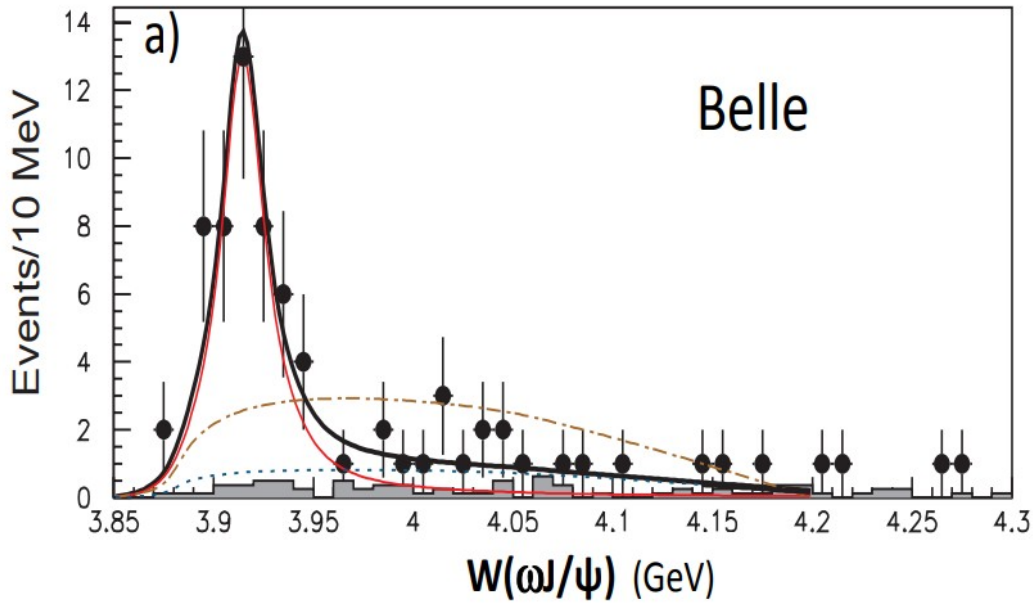


Figura 17: *Segnale per X(3915) visto da Belle*

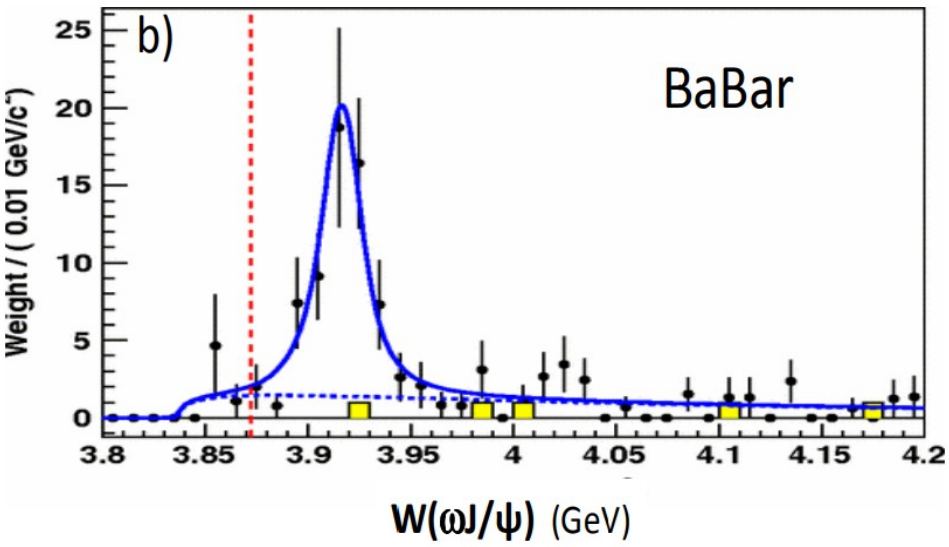


Figura 18: *Segnale visto da BaBar*

Lo stato Y(4260)

La scoperta della particella Y(4260) è da riportare allo studio dello J^{pc} della X(3872) [1]. Infatti prima che alla X(3872) venisse assegnato uno J^{pc} di 1^{++} venne presa in considerazione l'ipotesi di 1^{--} ricercando la produzione diretta $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$, utilizzando la tecnica del ritorno radiativo. Pur non trovando degli eventi riconducibili a X(3872) si notò che la massa invariante di $\pi^+ \pi^- J/\psi$ aveva un picco attorno a 4.26 Gev. Il modo in cui i Y(4260) vengono prodotti ci conferma che $J^{pc}=1^{--}$ e il decadimento $Y(4260) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ è una indicazione importante che lo stato contiene un c ed un $\bar{c}$. L'assenza però di un contributo significativo di Y(4260) alla $\sigma_{tot}(e^-e^+ \rightarrow \text{adroni})$ e la forza del segnale del decadimento $\pi^+ \pi^- J/\psi$ contraddicono l'ipotesi del charmonio lasciando spazio ad ipotesi riguardo ad un c $\bar{c}$-gluone oppure ad un mesone multiquark.

Per lo stato Y(4260) sono state formulate quindi due ipotesi esotiche. La prima ritiene che Y(4260) sia uno stato legato composto da D e da $\bar{D}_1(2420)$ il quale è un'eccitazione nell'onda P con un $J^p=1^+$. Le energie di legame stimate di questo stato molecolare sono sia di circa 35 MeV che di 66 MeV che sono entrambi superiori ad uno stato molecolare legato da forze di Yukawa e ciò mette in discussione l'ipotesi della molecola. Un altro suggerimento propone invece che Y(4260) sia un ibrido c $\bar{c}$-gluone con un probabile candidato con $J^{pc}=1^{++}$ e una massa di 4285±14MeV. La grande larghezza radiativa dello stato Y(4260) è però in contrasto con l'idea di un ibrido.

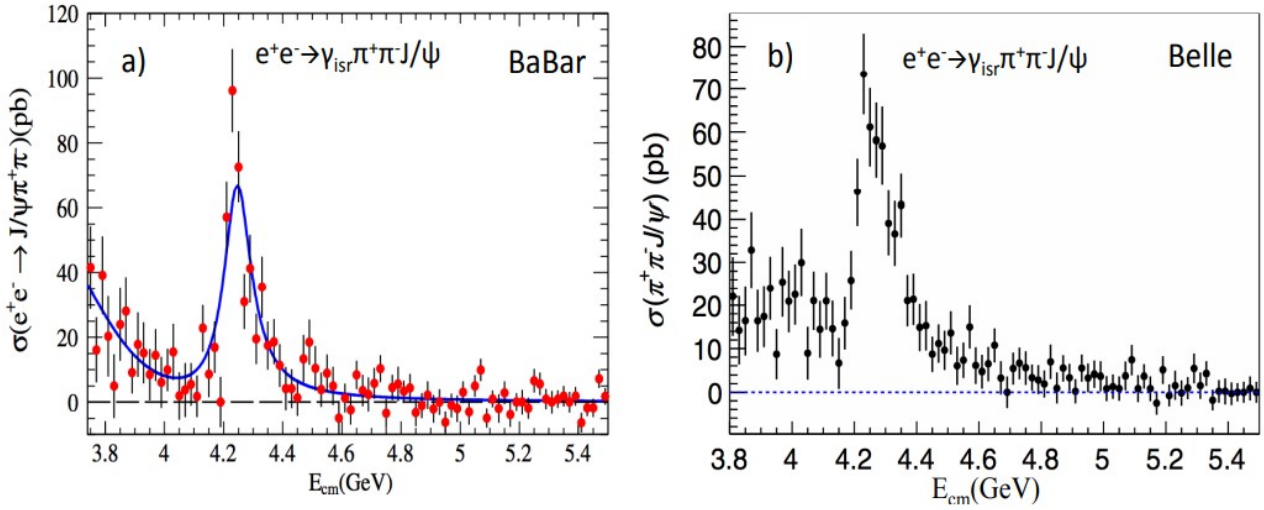


Figura 19: *Sezione d'urto durante la collisione elettrone positrone*

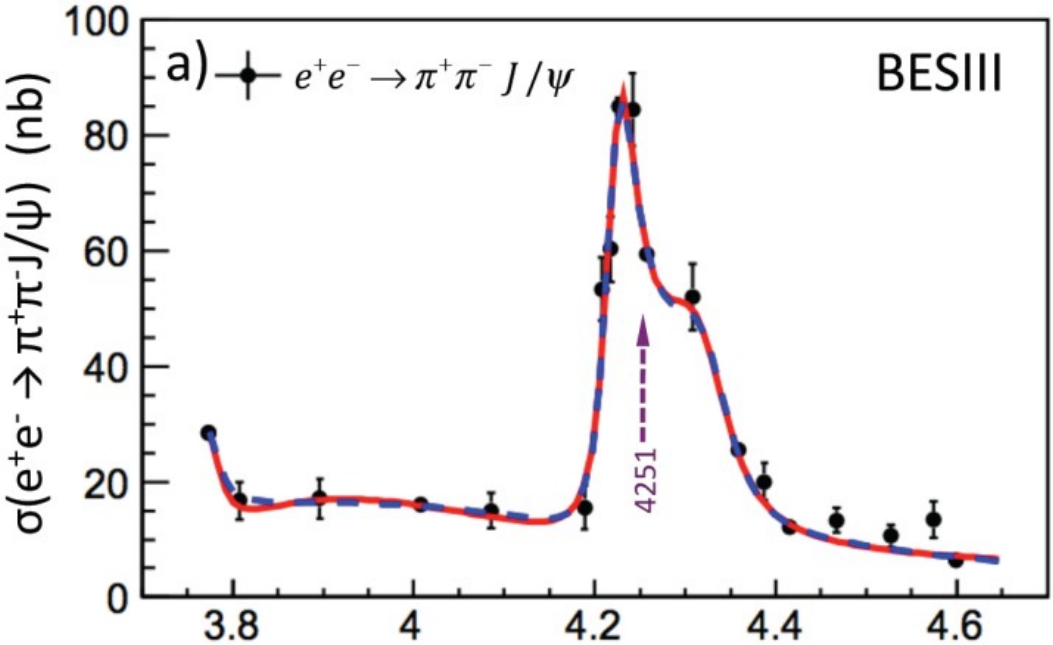


Figura 20: *Misura della sezione d'urto con luminosità elevata a BESIII*

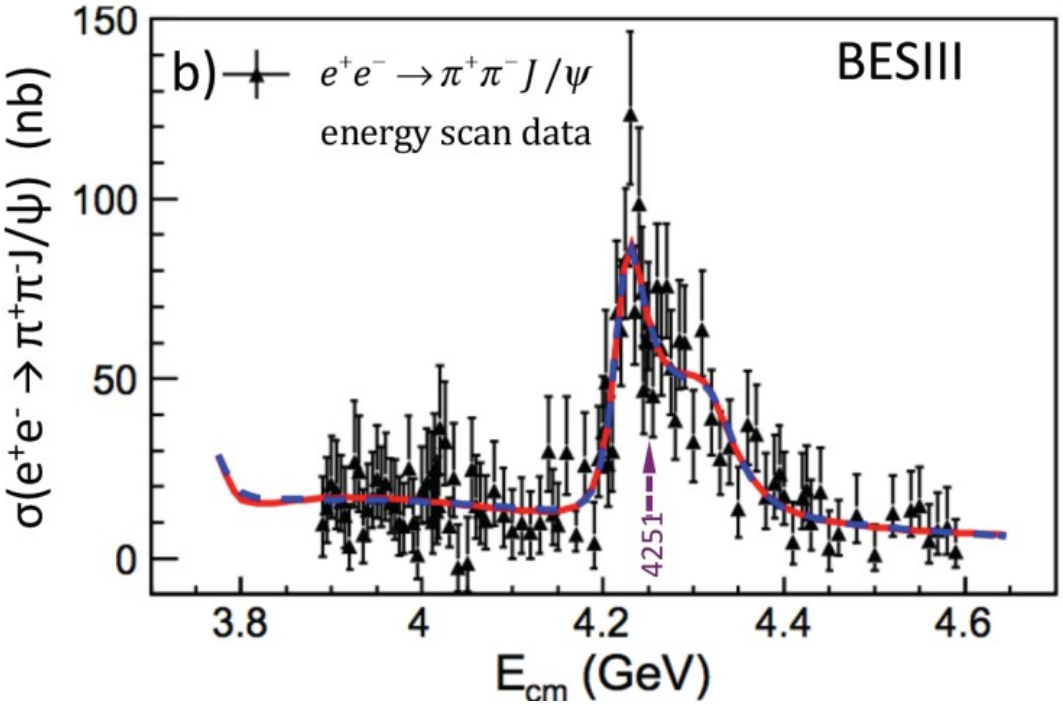


Figura 21: *Sezione d'urto con luminosità ridotta*

Adroni carichi non standard

Il primo adrone carico non standard venne segnalato nel 2007 con l'osservazione della particella $Z(4430)^+$, attraverso il picco della massa invariante del decadimento del $B \rightarrow \psi' \pi^+ K$ [3]. L'esistenza di Z venne poi confermata nel 2014 dai laboratori LHCb con un significanza di 13.6σ e venne assegnato $J^P=1^+$. Passiamo ora ad analizzare gli Z_b e gli Z_c carichi positivamente e prodotti tramite le collisioni tra elettroni e positroni.

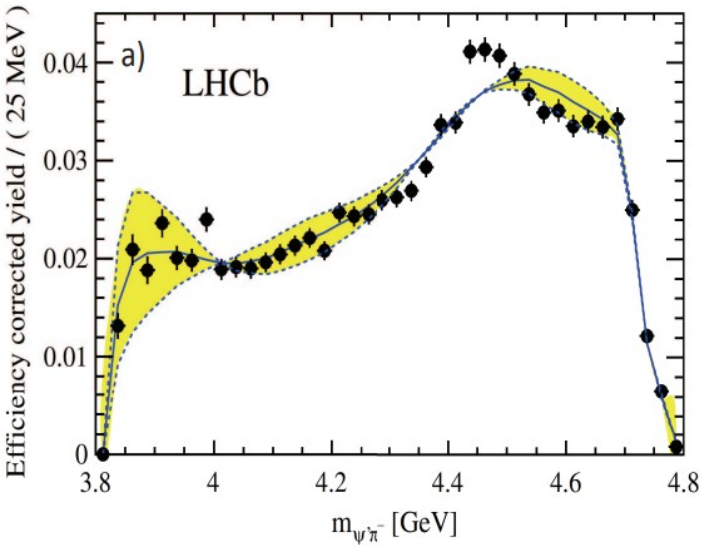


Figura 22: *La distribuzione della massa $M(\pi^+ \psi')$*

Mesoni Z_b

La scoperta di un picco inaspettatamente largo nella produzione di $\pi^+ \pi^-$ Y(nS) in un energia del centro di massa E_{cm}=10.89GeV [1] e la somiglianza con il picco della sezione d'urto di una collisione di un b e $\bar{b}$ con un elettrone e un positrone generò molteplici ipotesi. Se la sezione d'urto del picco fosse dovuta al decadimento di $Y(5S) \rightarrow \pi^+\pi^- Y(nS)$ con n=1,2,3 dovremmo avere delle larghezze parziali di due ordini di grandezza superiori. Questo suggerisce che la particella in questione non sia un mesone $b\bar{b}$ ma qualcosa di più complesso [cit]. Analizzando i decadimenti $Y(10860) \rightarrow \pi^+\pi^- h_b(1P)$ e $Y(10860) \rightarrow \pi^+\pi^- h_b(2P)$ ove $h_b(1P)$ è lo stato 1^1P_1 bottomonio mentre $h_b(2P)$ è il 2^1P_1 bottomonio, emersero gli stati $Z_b(10610)$ e $Z_b(10650)$ [1]. La massa del $Z_b(10610)$ è di 2.6 MeV sotto la soglia data dalla somma delle masse $m_B + m_{B^*}$ mentre la massa di $Z_b(10650)$ è di 2

Mev superiore. La somiglianza delle soglie tra i $Z_b(10610)$ $Z_b(10650)$ e le soglie dei $B^* \bar{B}^*$ assieme all'assegnazione $J^p=1^+$ fa pensare che di avere due molecole virtuali in onda S. L'ipotesi molecolare è rafforzata anche dal fatto che il branching fraction del $Z_b(10650) \rightarrow B\bar{B}^*$ sia pari a zero mentre i decadimenti $Z_b(10610) \rightarrow B\bar{B}^*$ e $Z_b(10650) \rightarrow B^* \bar{B}^*$ siano dominanti.

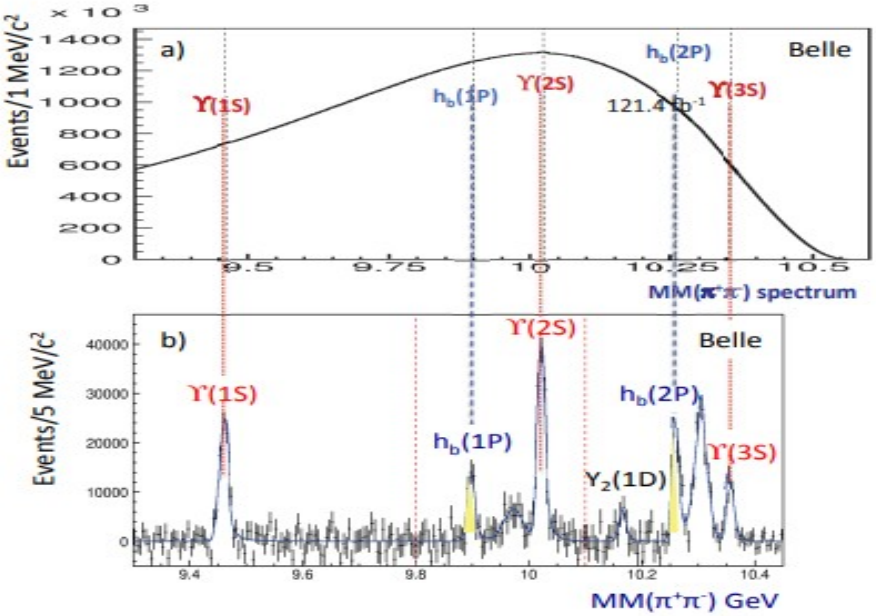


Figura 23: a)*Distribuzione della massa $M(\pi^+\pi^-)$ al centro di massa vicino a 10.87Gev* **b)** *Osservazione di $h_b(1P)$ e $h_b(2P)$.*

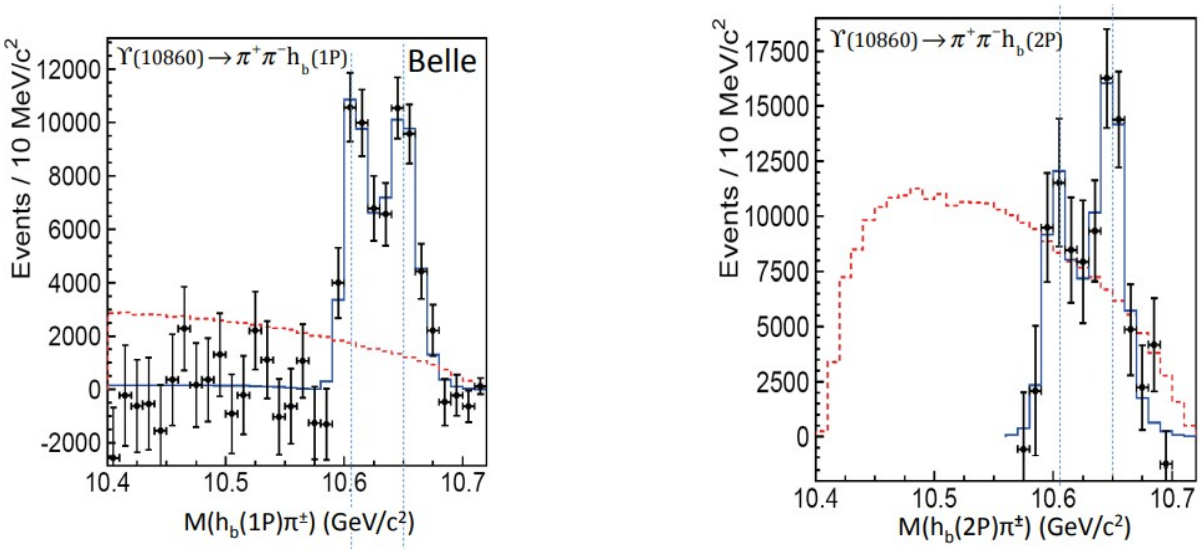


Figura 24: *Massa invariante per $h_b(1P)$ π^+ a sinistra e $h_b(2P)$ π^+ a destra.*

<u>Mesoni Z_c</u>

Se studiamo la massa invariante del decadimento di $Y(4260) \rightarrow \pi^+\pi^-$ J/ψ troviamo un picco nella zona vicino a 3900MeV [3] che è di circa 24 MeV inferiore alla somma delle masse $m(D^+)+m(\bar{D}^{*+})$.Un'altra analisi riguardo lo studio di $e^+ e^- \rightarrow \pi D^0$

D^{*-} ha scoperto un'altra massa che invece risulta essere pari a M=3883±4.5MeV con un Γ=24.8±12MeV [2]. Nonostante una differenza di massa di circa 15 MeV sia $Z_c(3900)$ che $Z_c(3885)$, date le incertezze nella misura delle masse, possono essere considerati come lo stesso stato osservato in due canali di decadimento diverso. Grazie alla forza del segnale del decadimento $Zc(3885)\rightarrow D\overline{D}$ si riuscì a determinare il J^p studiando il θ_π l'angolo di produzione del pione prodotto nella collisione elettrone positrone. Se abbiamo che $dN/d|\cos(\theta_\pi)|$ dipende da $\sin^2(\theta_\pi)$ abbiamo un $J^p=0^-$ se la dipendenza va invece con $1+\cos^2(\theta)$ allora abbiamo un $J^p=1^+$. Osservando i grafici risulta abbastanza evidente che il il J^p da assegnare è 1^+.Un altro Z_c importante è il $Z_c(4020)$. Esso venne scoperto a partire dal decadimento $h_c \rightarrow \gamma\eta_c$. A differenza dei mesoni Z_b per i Z_c l'idea dello stato molecolare non è compatibile perché non sono stati osservati decadimenti del tipo $Z_c \rightarrow \pi\, h_c$

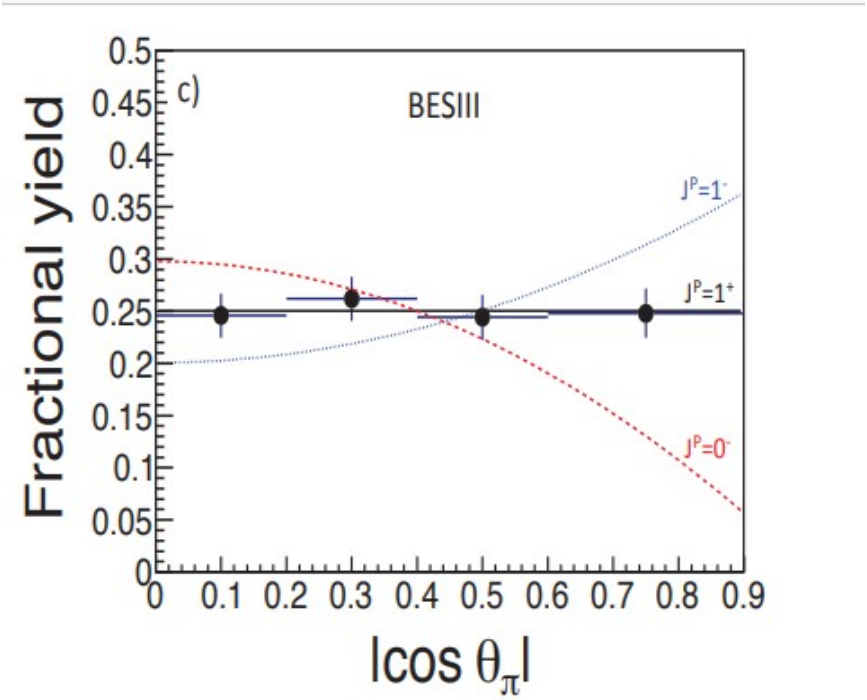


Figura 25: *Grafico che mostra come il $J^p=1^+$ è nettamente favorito.*

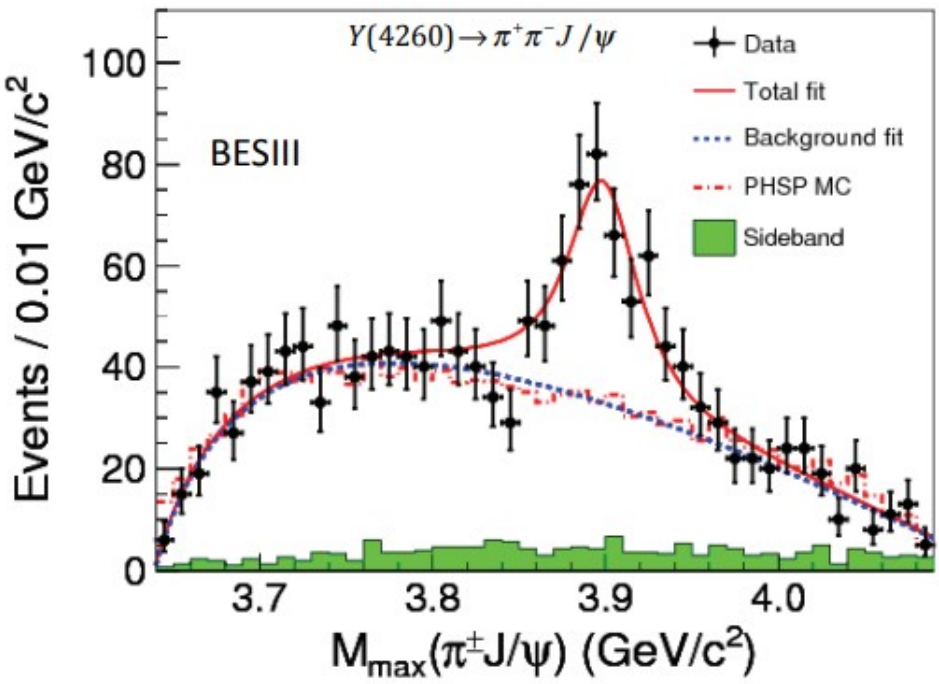


Figura 26: *Distribuzione che mostra un picco in circa 3900MeV*

Possibili pentaquark

Pur essendo ipotizzati fin dalla nascita del modello a quark nei successivi 50 anni non ci sono state prove definitive della loro esistenza. Tuttavia nel 2015 è stato osservato un possibile pentaquark dal LHBc dal decadimento di $\Lambda_b^0 \to J/\psi p K^-$ con $J/\psi \to \mu^+\mu^-$[1]. Per analizzare questo fenomeno venne preso in considerazione prima il decadimento del mesone $B^0 \to \psi' \pi^+ K^+$ con $\psi' \to \mu^+\mu^-$ utilizzato per studiare il mesone $Z(4430)^+ \to \psi'\pi^+$ poiché sebbene gli stati iniziali siano diversi, con Λ_b avente spin ½ e il mesone B con spin pari zero, quelli finali invece si assomigliano con il pione che viene sostituito dal protone. Per lo studio si è utilizzato un modello a due corpi con l'aggiunta di un $P_c^+ \to J/\psi p$ che possiamo che possiamo classificare in $P_c(4380)^+$ e $P_c(4450)^+$. L'aggiunta di queste due particelle è necessaria ed è evidente se si guarda lo studio della massa invariante tra M(Kp) tra 1.55GeV e 1.7 GeV. Se noi osserviamo il plot di Dalitz notiamo che vi è tra i due P_c una interferenza costruttiva per una M piccola per $\cos(\theta_{pc})$ circa uguale a +1, mentre vi è inoltre un'interferenza distruttiva per $\cos(\theta_{pc})$ pari a circa -1 mentre lo spin non è univocamente determinato. Il problema principale comunque è dato dal fatto che nel decadimento $B \to J/\psi \pi^- K^+$ ci possa essere una risonanza $Zc(4200)^- \to J/\psi \pi$. Le analisi infatti riportano uno $Zc(4200)^-$, un $P_c(4380)^+$ e un $P_c(4450)^+$ e quindi risulta difficile prendere una decisione definitiva riguardo i pentaquark.

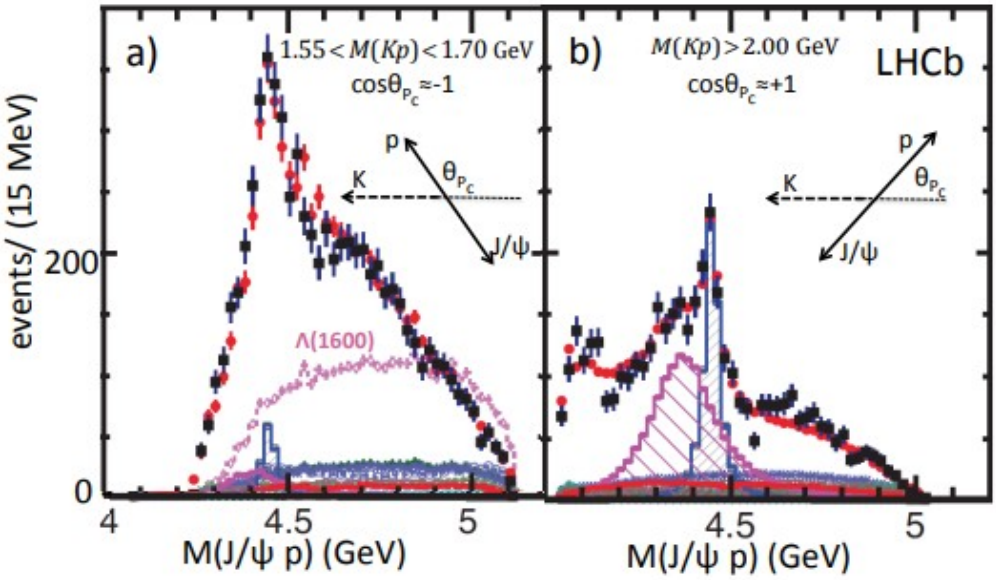


Figura 27: *Proiezioni delle ampiezze con il coseno degli angoli associati.*

Conclusioni

In generale l'approccio che si usa per lo studio degli adroni esotici è guidato dai risultati sperimentali, quindi prima si osserva il campione di dati e poi si prova a formulare una teoria che sia compatibile con il fenomeno da studiare. Purtroppo alcuni modelli che si adattano bene per certi stati non funzionano tuttavia per altri, e ciò evidenzia come tuttora si sappia poco riguardo le strutture degli adroni in generale. Un esempio può essere dato da X(3872). Anche se Törnqvist intuì anni prima la scoperta di X(3872) l'esistenza di stati con un $J^{pc}=1^{++}$ con una massa simile a $m(D)+m(\overline{D}^{*})$, non era tuttavia prevista un Γ simile a $D^0\ \overline{D}^{*0}$ e un'importante violazione dell'isospin. Ancora adesso pur conoscendo i numeri quantici e molti canali di decadimento ,non si sa se la massa di X(3872) sia superiore o inferiore alla somma delle masse $m(D^0)+m(\overline{D}^{0*})$ né si conosce la sua specifica larghezza. Una valida speranza è comunque confidare nella sempre migliore tecnologia che permetta di ottenere dei campioni di dati con una maggiore risoluzione e precisione. LHCb nel 2021 ha aggiornato i suoi rivelatori in modo tale da accumulare maggiori luminosità: si prevede che nel 2030 avremo 50 fb^{-1} ad una $E_{cm}(pp)=14Tev$ e dopo il 2030 probabilmente arriveremo a $300fb^{-1}$[1]. BESIII ha preso in considerazione i picchi di Z_c nel decadimento di Y(4260)→ $\pi^+\pi^-$ J/ψ per studiare le fasi del moto. In Germania invece dal 2022 PANDA [1] studia collisioni di fasci quasi monoenergetici di antiprotoni con dei nucleoni con una energia nel sistema di riferimento del centro di massa compresa tra 2.5GeV e 5GeV con l'obiettivo di perfezionare la misura della forma della risonanza di X(3872). Un altro obiettivo del PANDA è quello di calcolare sia il branching fraction che il la

totale larghezza di D_{s0}^{*}. Con queste nuovi e aggiornati strumenti di misura in futuro probabilmente ne potremo sapere di più.

BIBLIOGRAFIA

[1] Stephen Lars Olsen, Tomasz Skwarnicki, Daria Zieminska ,*Non Standard Heavy Mesons and Barions,an Experimental Review,* arXiv:1708.04012v1 [hep-ph] 14 Aug 2017.

[2] Alessandro Bettini, *Introduction to Elementary Particle Physics, 2008* Cambridge University Press, ISBN-13 978-0-511-39875-9. .

[3] Stephen Lars Olsen, *XYZ Meson Spectroscopy,* 53rd International Winter Meeting on Nuclear Physics 26-30 Jenuary 2015 Bormio Italy, PoS(Bormio2015)050

[4] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022).

[5] Diego Bettoni, *Simmetrie e leggi di conservazione II Isospin, Stranezza, G-Parità,* Anno Accademico 2004-2005,PDF.

[6] Stephen Lars Olsen, *The XYZ Mesons:What they arent,* EPJ Web of Conferences **202**, 01003 (2019).

[7] Carlo Rubbia, *Experimental Observation Of The Intermediate Vector Bosons W^+, W^-, And Z^0,* Cern CH-1211 Geneva 23, Switzerland.

[8] A. Esposito, A.Pilloni, A.D. Polosa, *Multiquark resonances, arXiv:1611.07920v2 [hep-ph] 21 Dec 2016.*

[9] Donald H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics, 4*th edition Cambridge University Press 2000, ISBN 0521621968.

[10] David Griffiths, *Introduction to Elementary Particles,* 1987 John Wiley & Sons inc, ISBN 0-471-60386-4 .

[11] Luciano Maiani, *XYZ revisited (mainly charmonia),* IHEP-Beijing, May 11 2015, PDF.

[12] Eric Braaten, *Theoretical Understanding of the XYZ Mesons ,* The 6th International Workshop on Charm Physics (CHARM 2013) Manchester, UK, 31 August – 4 September, 2013, arXiv:1310.1636v1 [hep-ph] 6 Oct 2013.

[13] Amina Zghiche *Charm Meson Spectroscopy At Babar,* CNRS-IN2P3, LAPP Annecy , August 8th 2007, PDF.

[14] R. Farinelli, *XYZ states and exotics at BESIII experiment, IL NUOVO CIMENTO* 42C.

[15] Nils Hüsken, *Recent results on XYZ states from the BESIII experiment,* Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Germany, 58 International Winter Meeting on Nuclear Physics, PDF.

[16] Alessandro De Angelis, Màrio João Martins Pimenta, *Introduction to Particle and Astroparticle Physics,* 2015 Springer ISBN 978-88-470-2688-9.

[17] M. Gell-Mann, *A schematic model of baryons and mesons*, Phys. Lett. 8 (1964) 214.

[18] G. Zweig, *An SU3 model for strong interaction symmetry and its breaking*, CERN- TH-401, 196.