

THE FASCINATION OF SCIENTIFIC DISCOVERY

ANTIMO PALANO*

INFN, Sezione di Bari, Bari, Italia

A scientific discovery which holds for ever is the dream which motivates scientists to dedicate their life to scientific research. Particle physics, and in particular spectroscopy, is a field where many young and senior physicists have achieved, in the last years, considerable success. This article briefly summarizes the status of the rapidly developing field of the hunting for new particles in the current high-energy physics experiments. Some emphasis is given to the need to preserve the enthusiasm in this field from the young generation of physicists, the real motor of the development of scientific research.

IL FASCINO DELLA SCOPERTA SCIENTIFICA

1 Introduzione: il Modello Standard e la Cromodinamica Quantistica

Il Modello Standard è la teoria che descrive le particelle elementari e le loro interazioni attraverso le forze, debole, elettromagnetica e forte. Tale modello funziona così bene da poter calcolare, in alcuni casi con estrema precisione, alcune proprietà fondamentali delle particelle. L'esempio più spettacolare è quello del momento magnetico dell'elettrone, calcolato con una precisione di una parte su un trilione. La parte meglio compresa del modello standard è quella legata all'elettrodinamica quantistica (QED) e la sua unificazione con la forza debole. Il suo esempio più spettacolare è stato l'osservazione del Bosone di Higgs al CERN nel 2012 [1].

Il Modello Standard è anche in grado di descrivere l'interazione forte attraverso quella che viene denominata cromodinamica quantistica (QCD). Tuttavia, la QCD non è in grado di calcolare quantità fisiche al livello di precisione della QED. L'interazione forte agisce su particelle chiamate

adroni, che vengono osservate nei rivelatori, a loro volta costituite da costituenti elementari che non possono essere osservati direttamente, perchè confinati all'interno degli adroni. Tali particelle, con carica elettrica frazionaria, vengono denominate quarks e ve ne sono 6 tipi che vengono indicati con le lettere u, d, s, c, b, t , in ordine crescente di massa (3.4 MeV, 3.4 MeV, 93 MeV, 1.28 GeV, 4.18 GeV, 173 GeV) e cariche elettriche $(+2/3, -1/3, -1/3, +2/3, -1/3, +2/3)$.

La QCD stabilisce che i quarks, le particelle fondamentali che sentono l'interazione forte, posseggono una proprietà chiamata *colore*, l'equivalente della carica elettrica nella QED. I colori dei quark sono tre (rosso r , verde v , blu b). Analogamente agli atomi della QED, che hanno carica nulla, anche per gli *atomi* della QCD i colori si devono cancellare. Ad esempio la combinazione rvb è neutra. Gli antiquark posseggono anticolori (antirosso \bar{r} , antiverde \bar{v} , antiblu \bar{b}), per cui una combinazione neutra si può ottenere ad esempio con $r\bar{r}$ o $\bar{r}\bar{v}\bar{b}$. L'equivalente del fotone in QED, che è il vettore della forza elettromagnetica fra cariche elettriche, nel caso della QCD è il gluone. I gluoni trasportano anch'essi la carica di colore, in tutte le 8 possibili combinazioni,

* E-mail: antimo.palano@ba.infn.it

barione (QCD)

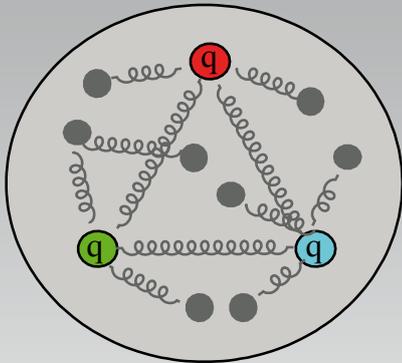


Fig. 1 Rappresentazione schematica di come si potrebbe immaginare la struttura interna di un barione. Con la lettera q sono rappresentati i quarks (chiamati anche quark di valenza), le spirali rappresentano i gluoni. Le sfere più piccole rappresentano le coppie $q\bar{q}$ virtuali che, come i gluoni, vengono continuamente formate e riassorbite.

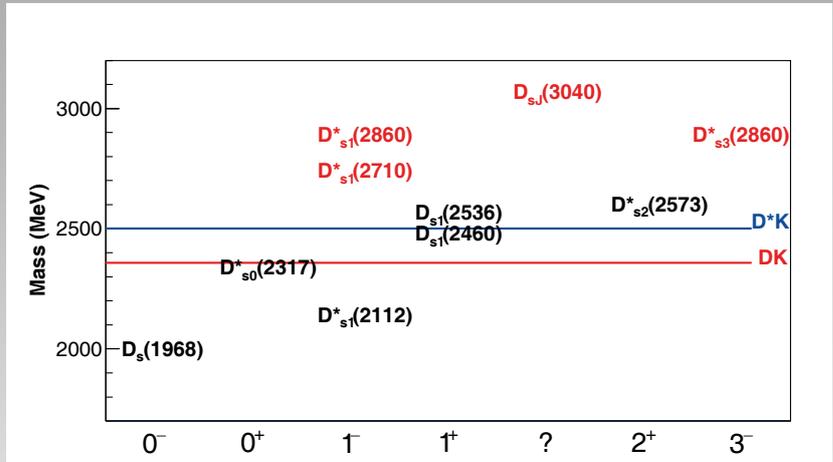


Fig. 2 Rappresentazione degli stati osservati dei mesoni charmato-strani $c\bar{s}$. Sull'asse orizzontale è rappresentato lo spin-parità J^P . Le linee orizzontali rappresentano le soglie cinematiche. Gli stati $D_{s0}^*(2317)^+$ e $D_{s1}^*(2460)^+$ hanno una massa inferiore rispettivamente alle soglie DK e D^*K , per cui non possono decadere in questi stati finali attraverso l'interazione forte. I mesoni D_s^+ hanno una composizione di quark $c\bar{s}$, il numero nel pedice indica lo spin. Il simbolo (*) indica se lo stato appartiene alla serie di parità naturale ($0^+, 1^+, 2^+, \dots$) o non naturale ($0^-, 1^-, 2^-, \dots$). I mesoni D hanno una composizione di quarks ($c\bar{u}, c\bar{d}$), i mesoni K ($s\bar{u}, s\bar{d}$).

come ad esempio $r\bar{v}$. La presenza di così tanti componenti nell'interazione forte, con quarks e gluoni che interagiscono continuamente, rende estremamente difficile effettuare calcoli precisi in QCD. Una rappresentazione schematica di come ci si potrebbe immaginare un protone è mostrata nella [fig. 1](#).

Per questo motivo sono state sviluppate due diverse strategie di calcolo, entrambe approssimate. La prima fa uso di un potenziale forte analogo a quello usato nella QED per calcolare l'atomo. Questi vengono chiamati modelli a potenziale. La [fig. 2](#) rappresenta schematicamente la situazione sperimentale dello spettro dei mesoni D_s^+ . È del 1985 la prima versione completa di questo modello, autori S. Godfrey e N. Isgur, che calcolarono lo spettro degli adroni dal pione fino alle Υ [2].

Il secondo metodo utilizza le equazioni della QCD, calcolandole su reticoli in cui viene diviso lo spazio-tempo. La precisione del calcolo è legata alla dimensione del reticolo. Questi calcoli vengono effettuati utilizzando super computers che divengono sempre più veloci e potenti. Le dimensioni dei reticoli sono però finite e il numero di possibili

componenti che interagiscono è anche limitato. In definitiva, anche se questa è probabilmente la strada del futuro, questi calcoli finiscono al momento con l'essere anch'essi alquanto approssimati.

Il fatto che gli adroni debbano essere incolori fa in modo che siano possibili solo alcune combinazioni di quarks. Adroni composti dai quarks più leggeri (u, d, s) furono scoperti nei primi rivelatori di particelle.

Successivamente, la scoperta della J/ψ (anno 1974) e delle Υ (anno 1977), hanno portato a 6 il numero di quarks (c, b, t). Da notare che la massa del quark t è così grande da non essere in grado di formare adroni stabili.

Si possono formare diverse combinazioni incolori di quarks: i mesoni ($q\bar{q}$), i barioni (qqq), tetraquarks ($q\bar{q}Q\bar{Q}$), molecole ($q\bar{q})(Q\bar{Q}$), pentaquarks ($qqqQ\bar{Q}$). Anche i gluoni, a differenza dei fotoni nella QED, possono formare stati legati, dando origine a glueballs (gg, ggg). Misure di quarks e gluoni ($q\bar{q}g$) hanno il nome di *hybrids*. Uno sketch indicativo di queste configurazioni è mostrato nella [fig. 3](#).

Nonostante il modello a quarks non impedisca la presenza di stati diversi dai mesoni e barioni, l'esistenza di altre

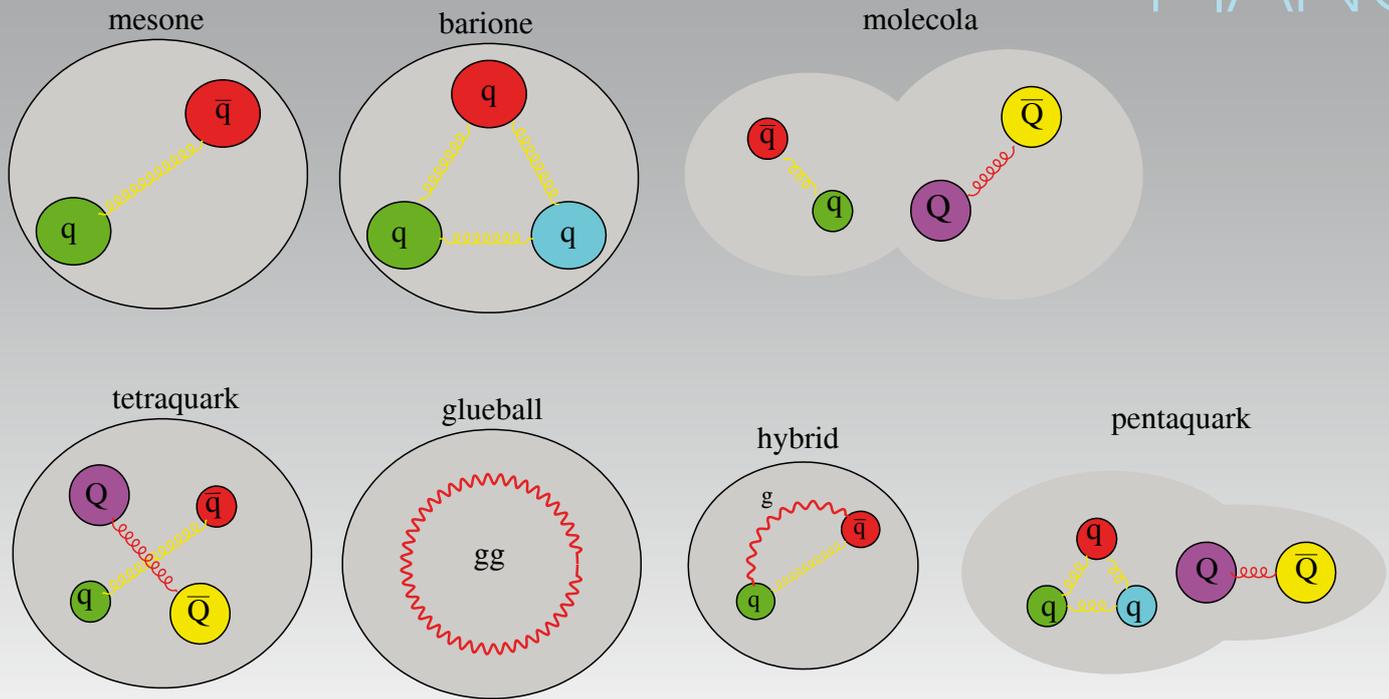


Fig. 3 Rappresentazione schematica di diverse combinazioni in colori di quarks e gluoni. La lettera q indica quarks leggeri, Q indica quarks che potrebbero essere più pesanti. Le spirali schematizzano i gluoni.

configurazioni di quarks e gluoni ha tardato ad affermarsi, così che questi ultimi sono stati denominati *esotici*. Data la grande varietà di possibili stati, quali metodi si possono utilizzare per classificare gli adroni come stati *normali* o *esotici*? Gli elementi chiave sono i numeri quantici: lo spin totale J , la parità P e la coniugazione di carica C (che hanno i valori $+$ e $-$ a seconda del comportamento della particella quando, rispettivamente, le coordinate spaziali sono invertite o la particella viene sostituita dalla sua antiparticella), il tutto indicato dal simbolo J^{PC} . Nel modello a quarks, gli adroni si raggruppano in multipletti. I mesoni ad esempio si raggruppano in multipletti di nove elementi con $J^{PC}=0^{-+}$, $J^{PC}=1^{-}$, ecc., i barioni in multipletti con $J^P=(1/2)^+$, $J^P=(3/2)^+$, ecc.

Un altro importante tratto distintivo è il modo di decadere. I decadimenti delle particelle possono avvenire attraverso la forza forte, elettromagnetica o debole. Le forze forte ed elettromagnetica conservano tutti e tre i numeri quantici, la forza debole solo il momento angolare. Tuttavia i decadimenti che sono generati mediante la forza debole avvengono con tempi molto più grandi di quelli generati dalle altre due forze.

La determinazione dei numeri quantici di una particella è un ingrediente fondamentale per comprenderne la loro natura. Ad esempio combinazioni di numeri quantici come $J^{PC}=0^{-}$, $J^{PC}=0^{+-}$, $J^{PC}=1^{-+}$ non si possono ottenere con mesoni formati da una coppia $q\bar{q}$. Un altro possibile indizio è quello

di trovare risonanze in più di quelle attese dal modello a quarks, questa risonanza potrebbe avere una configurazione interna esotica.

Un'altra importante proprietà delle particelle è la loro *larghezza* osservata negli spettri di massa, legata alla loro vita media. Particelle che decadono attraverso la forza debole hanno vite medie fra i 10^{-8} e i 10^{-12} s, cosa che permette loro di percorrere una distanza misurabile nei moderni rivelatori ad alte energie. Decadimenti elettromagnetici producono vite medie dell'ordine di 10^{-18} s, per cui queste particelle non possono percorrere distanze finite, anche viaggiando a velocità vicine a quella della luce. Queste particelle appaiono negli spettri di massa come dei picchi stretti, la cui larghezza è dominata dalla risoluzione sperimentale dell'apparato. Le particelle che decadono attraverso la forza forte hanno invece tempi di decadimento dell'ordine di 10^{-23} s. In questo caso si parla di *risonanze* e appaiono negli spettri di massa come picchi di varia larghezza. Spesso queste risonanze sono parzialmente o totalmente sovrapposte (vedi ad esempio la fig. 4), per cui sono stati sviluppati nel corso degli anni complessi programmi di *analisi in onde parziali* che riescono a separarle utilizzando le informazioni derivanti dai diversi valori di spin-parità. Una importante proprietà che però devono soddisfare è quella di comportarsi effettivamente come risonanze, ovvero devono poter essere descritte da funzioni del tipo Breit-Wigner con una fase che passa per 90° al picco della risonanza, simile a ciò che accade nei semplici

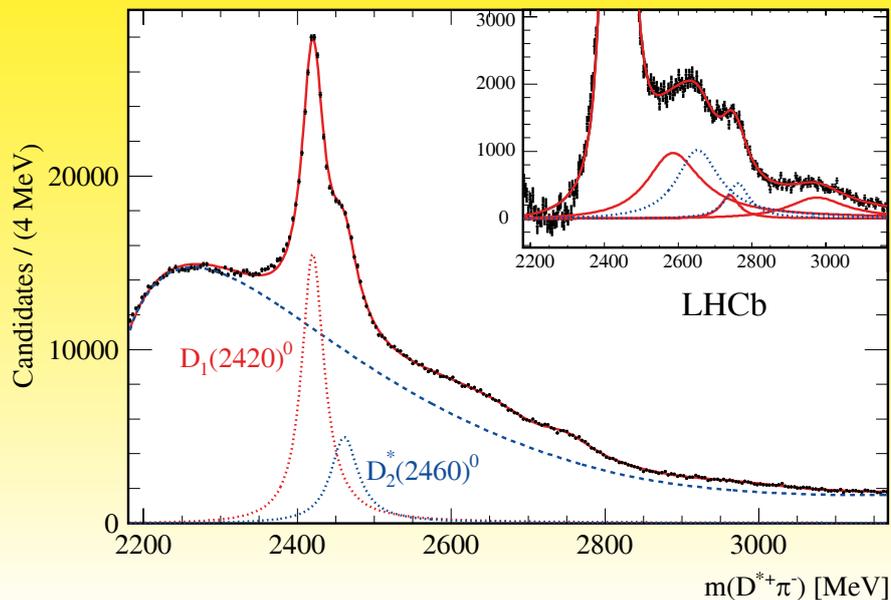


Fig. 4 Spettro di massa $D^{*+}\pi^-$ nell'esperimento LHCb. Le strutture evidenziate nell'inserito sono dovute ai mesoni chiamati $D_0(2500)$, $D_1^*(2600)$, $D_2(2740)$ e $D_3^*(2750)$.

fenomeni di risonanza in meccanica classica.

Un'altra proprietà importante è quella dello spin isotopico, derivante dal fatto che i quarks u e d hanno approssimativamente la stessa massa e quindi sono indistinguibili dall'interazione forte. Stati con composizione di quarks $u\bar{u}$ e $d\bar{d}$ tendono a mescolarsi per formare risonanze con isospin 0 o 1. La conservazione dell'isospin è parzialmente valida nei decadimenti delle particelle generati dall'interazione forte.

2 Il fascino della scoperta

La spettroscopia delle particelle elementari si presta molto bene, data la grande quantità di oggetti da scoprire, a soddisfare l'ambizione dei fisici di fare scoperte di una certa rilevanza e che il loro nome rimanga per sempre assegnato a tale scoperta. In passato i nomi alle particelle erano assegnati dai loro scopritori, successivamente, a partire dal 1986, e col crescere del numero di particelle, è stato messo ordine nei possibili nomi da usare, utilizzando delle regole ben definite di nomenclatura. Un caso significativo del passato è quello della scoperta della J/ψ , l'unica particella ad avere due nomi in quanto scoperta simultaneamente in due esperimenti diversi (a SLAC e Brookhaven), e nessuno dei due scopritori volle rinunciare a mettere il proprio nome a questa particella fondamentale.

Il fascino della scoperta è il primo dei motori che motiva la ricerca scientifica. La sua origine è da ricercare nel naturale istinto umano di scoprire il mondo, un impulso fondamentale di tutte le specie viventi. Il secondo motore viene dall'impulso che alcuni individui hanno di primeggiare. Tale pulsioni sono presenti in tutte le attività umane e sono i motori del processo evolutivo dell'umanità. Tuttavia, anche nel caso della ricerca scientifica molti uomini danno il meglio di sé, ma talvolta anche il peggio.

Nel passato gli esperimenti di fisica erano condotti da un numero molto limitato di ricercatori, per cui era relativamente facile assegnare graduatorie fra i partecipanti, premiare i più meritevoli, assegnare il merito di una scoperta. Le regole del gioco normalmente erano implicitamente definite, senza nessuna necessità di mettere per iscritto delle *costituzioni* che le regolassero. Col crescere delle dimensioni degli esperimenti le cose si sono fatte sempre più complesse e si è reso necessario organizzare strutture di management sia politico che organizzativo. Sono così nati piccoli o grandi *councils*, *executive boards*, ecc. La produzione di un articolo di fisica è diventata enormemente complessa, con *reviews* a livelli sempre più alti. Ovviamente un risultato di fisica è la fase finale di una lunga catena che è partita dal progetto dell'esperimento, la costruzione degli apparati, lo sviluppo del software che li gestisce e dei programmi di ricostruzione degli eventi, delle simulazioni Monte Carlo, ecc. Questo è il motivo per cui ogni articolo normalmente viene firmato

da tutti i partecipanti all'esperimento. Ma non è necessario che tutti i firmatari conoscano il contenuto dell'articolo. Con la produzione ormai di centinaia di articoli nei grossi esperimenti di fisica delle alte energie, ogni partecipante conosce un numero alquanto limitato di articoli. Il range di conoscenze è legato agli interessi culturali e alle competenze dei vari partecipanti.

Come si fa in queste condizioni ad assegnare il merito di una scoperta o di qualunque altro lavoro? Normalmente vi è sempre qualcuno che ha fatto la maggior parte del lavoro, che magari ha anche avuto l'idea di farlo e ha più meriti di altri nel realizzarlo. Questa persona viene in qualche modo premiata: compare col suo nome quando si invia l'articolo per la pubblicazione, compare come primo autore dell'articolo, ecc. Alcuni esperimenti hanno un ventaglio di fisica e di possibili scoperte molto grande, per cui viene in qualche modo conservata la struttura dei vecchi esperimenti: una sola persona ha la possibilità di fare importanti scoperte. Purtroppo in alcuni grandi esperimenti questa cosa si va perdendo, è difficile che su un argomento di fisica vi sia a lavorare una sola persona, le analisi possono venir ripetute da più gruppi. Gli articoli vengono inviati alle riviste per la pubblicazione dalle segreterie e gli autori sono tutti in ordine alfabetico. Il fascino della scoperta se non è annullato è fortemente smussato. Cosa può motivare a questo punto un fisico ad intraprendere questo durissimo lavoro, se non vi è alla fine il premio che ha motivato generazioni di fisici?

3 False scoperte confermate

La fisica delle particelle è piena di alti e bassi, con grandi scoperte e falsi risultati che hanno costellato la storia della fisica. Uno degli aspetti più emblematici è quello di nuove scoperte confermate da più esperimenti. È difficile definire una unica ragione all'origine di false scoperte confermate. Entra in gioco certamente il fascino della scoperta, ma anche un cattivo trattamento dei dati. Per isolare un risultato dai fondi che contaminano il segnale osservato occorre fare delle selezioni che possono anche essere arbitrarie anche se giustificate a posteriori come ragionevoli. Questa arbitrarietà è certamente all'origine di false scoperte. Una base comune a questi risultati è la presenza di quantità di dati molto piccola. La falsa scoperta è una concomitanza di selezioni arbitrarie, bassa statistica e selezione dei dati. Ma non sempre.

3.1 Lo splitting dell' A_2

Una di questa false scoperte è stata quella dell'" A_2 splitting", intorno agli anni '70. La risonanza $a_2(1320)$, con $J^P=2^+$, decade in $\rho(770)\pi$ e K_S^0K , e venne scoperta intorno alla fine degli anni '60. Questa risonanza appariva negli spettri di

massa come formata da due picchi molto vicini, consistenti con l'avere la stessa configurazione di spin-parità. Lo splitting fu confermato da più di un esperimento [3] ma poi svanì con l'accumularsi di dati con alta statistica.

3.2 Il baryonium

Con questo nome si indicano varie strutture strette osservate nel sistema $p\bar{p}$ alla fine degli anni '70 con significanze statistiche dell'ordine di 6σ . La regola utilizzata in fisica delle alte energie è quella di denominare *evidenza* una significanza statistica fra 3σ e 5σ , *osservazione* quella superiore a 5σ .

Nessuna di queste è sopravvissuta a raccolte di dati con alta statistica. È curioso il fatto che il gruppo che scoprì le prime due risonanze, utilizzando poi dati con più alta statistica, non riuscì a confermarne l'esistenza. Successivamente, con gli stessi dati ma di peggiore qualità, poiché utilizzava stati finali con particelle mancanti, pubblicò un'analisi in cui osservava ancora un segnale in diversi spettri di massa e con significanze statistiche dell'ordine di $6-7\sigma$ [4].

3.3 I pentaquarks: prima fase

Nel 1997, alcuni calcoli teorici prevedevano l'esistenza di un decupletto esotico di barioni pentaquarks con $J^P=1/2^+$, incluso uno stato di massa 1530 MeV e larghezza 15 MeV composto da $uud\bar{s}$ indicato con θ^+ . Dello stesso decupletto potevano far parte altri stati aventi composizione di quarks $dd\bar{s}\bar{u}$ e $ud\bar{s}\bar{d}$. Evidenza di questi stati fu raccolta, fra il 2003 e il 2004, da diversi esperimenti e questo generò circa 300 articoli che discutevano queste scoperte [5]. La prima di queste, pubblicata nel 2003, ha accumulato ad oggi 1125 citazioni. Osservazioni della θ^+ furono riportate da almeno 13 diversi esperimenti con significanze statistiche riportate fra 4σ e 7.8σ . Tutte queste osservazioni erano ottenute con statistiche molto limitate, per lo più fra 20 e 100 eventi (tranne una che riportava 230 eventi).

Successivamente, almeno 17 esperimenti, utilizzando dati con ben più alta statistica, non confermarono l'esistenza di questi stati. Ci si può interrogare su come possa essere stato possibile che 13 diversi esperimenti abbiano confermato una risonanza poi risultata falsa.

4 Scoperte rimaste in sospeso: glueballs e hybrids

Fra gli stati permessi dal modello a quarks figurano risonanze composte interamente da due o tre gluoni (denominate *glueballs* o stati di gluonio) e da misture di quarks e gluoni (denominati *hybrids*) [6]. Uno dei processi chiave indicato per produrre tali risonanze sono i decadimenti radiativi della risonanza $J/\psi(c\bar{c})$, attraverso il

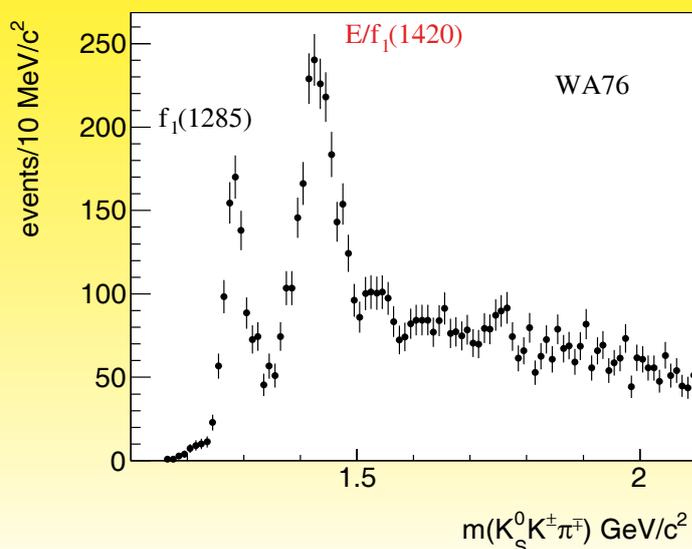


Fig. 5 Lo spettro di massa $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ nella reazione $\pi^+/p \rightarrow \pi^+/p (K_S^0 K^\pm \pi^\mp) p$ nell'esperimento WA76 al CERN. Si possono osservare i segnali dei mesoni $f_1(1285)$ e $f_1(1420)$, entrambi con numeri quantici $J^{PC} = 1^{++}$.

processo $c\bar{c} \rightarrow \gamma (gg \rightarrow G)$ nella quale la coppia $c\bar{c}$ si annichila emettendo un fotone e due gluoni che formano la risonanza G che poi decade in adroni leggeri [7]. Tuttavia diversi altri processi furono indicati come possibili sorgenti di stati contenenti gluoni. Questa fisica ha avuto un dirompente sviluppo negli anni 1980–1990 in esperimenti condotti con macchine e^+e^- , produzione centrale, annichilazioni $p\bar{p}$, ecc.

Uno dei primi candidati, osservati nei decadimenti della J/ψ e in annichilazioni $p\bar{p}$ fu la $\eta(1440)$, con numeri quantici $J^{PC} = 0^{-+}$. Tuttavia nella stessa regione di massa era presente un'altra risonanza, la $E/f_1(1420)$, avente simile modo di disintegrare ma $J^{PC} = 1^{++}$ (vedi fig. 5).

Per diversi anni vi fu un conflitto, denominato *the E/η puzzle*, dove possibili soluzioni erano che qualche analisi di spin fosse sbagliata, oppure vi fossero due risonanze con diversi numeri quantici nella stessa regione di massa. Alla fine la maggior parte dei dati sperimentali ha puntato verso la seconda soluzione.

I calcoli di QCD prevedono la glueball con $J^{PC} = 0^{++}$ ad una massa intorno a 1.7 GeV. In quella regione di massa sono presenti diversi stati, fra cui $f_0(1500)$ e $f_0(1710)$ osservati rispettivamente in annichilazioni protone-antiprotone e nei decadimenti radiativi della J/ψ . Attualmente non vi è una chiara identificazione degli stati di gluonium. Il motivo principale è che le risonanze aventi gli stessi numeri quantici si *mescolano*, così che la loro composizione può contenere $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ e gg . Quindi è molto probabile che le risonanze osservate siano in effetti misture di queste diverse componenti.

Gli hybrids sono stati legati di quarks e gluoni del tipo $u\bar{u}g$ [8]. La prova più evidente della possibile esistenza di tali stati è quella di identificare combinazioni di J^{PC} che non siano possibili con sole coppie quark-antiquark. Una di queste è $J^{PC} = 1^{-+}$, per cui diversi esperimenti hanno cercato, con alte statistiche e sofisticate analisi in onde parziali, di identificare risonanze con questa particolare configurazione di numeri quantici. Tre esperimenti sono riusciti a convergere sull'esistenza di uno stato ad una massa di 1.6 GeV con una larghezza intorno a 300 MeV. Altri stati esotici sono attesi nella regione di bassa massa.

5 La rinascita della spettroscopia

Con l'esaurirsi del filone del gluonium, la ricerca di nuovi stati ha visto una relativa pausa negli anni 1995–2002. Il 2003 segna una svolta in queste ricerche con la scoperta di nuovi stati che in qualche modo mettevano in crisi il semplice modello a quarks e puntavano verso l'esistenza di nuove configurazioni diverse di quarks e gluoni.

5.1 La scoperta delle risonanze $D_{s0}^*(2317)^+$ e $D_{s1}^*(2460)^+$

Il primo inatteso evento riguarda la risonanza $D_{s0}^*(2317)^+$ scoperta dall'esperimento BaBar (a SLAC, USA) in collisioni e^+e^- nell'aprile del 2003 (fig. 6(a), (b)) [9]. Tale risonanza, avente numeri quantici $J^P = 0^{++}$, decade in $D_s^+\pi^0$ ed è *stretta*, ovvero la sua larghezza è compatibile con la risoluzione sperimentale. Il modello a quarks ovviamente contempla

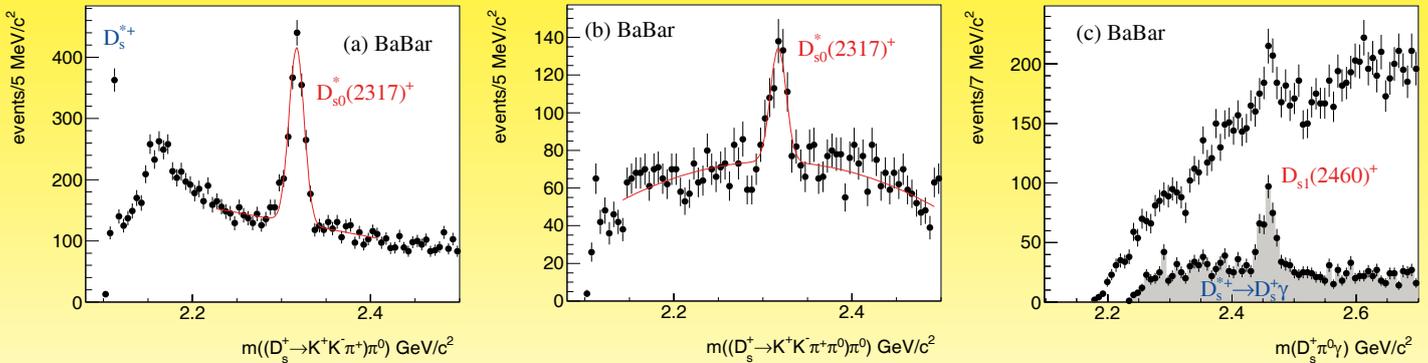


Fig. 6 Spettro di massa $D_s^{*+}\pi^0$ dall'esperimento BaBar per (a) $D_s^{*+} \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^0$ e (b) $D_s^{*+} \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^0\pi^0$. (c) Spettro di massa $D_s^{*+}\pi^0\gamma$. L'istogramma in grigio è ottenuto richiedendo la presenza di $D_s^{*+} \rightarrow D_s^{*+}\gamma$.

l'esistenza di tale risonanza, ma ci si attendeva che la sua massa fosse più alta e quindi decadesse interamente in DK con una larghezza molto maggiore di quella osservata. Tale risonanza ha invece una massa al di sotto della soglia DK (fig. 2), per cui deve trovare un altro modo di decadere.

Il decadimento $D_s^{*+}\pi^0$ viola la conservazione dello spin isotopico per un decadimento generato dall'interazione forte, per cui una possibile spiegazione è che la larghezza osservata potrebbe essere generata da un decadimento elettromagnetico. Insieme alla $D_{s0}^{*+}(2317)^+$ fu scoperta anche la risonanza $D_{s1}^{*+}(2460)^+$ che decade in $D_s^{*+}\pi^0$ e ha numeri quantici $J^P = 1^+$ (fig. 6(c)). Anche questa risonanza si trova nelle condizioni della precedente con una massa inferiore a quella della soglia D^*K .

La scoperta di queste due risonanze generò un enorme interesse che si estende fino ad oggi. Basti pensare che ad oggi il numero delle citazioni dell'articolo sulla scoperta del $D_{s0}^{*+}(2317)^+$ è di 865, dello stesso ordine di grandezza di quelle relative alla scoperta dell'asimmetria materia-antimateria nei mesoni B^0 nell'esperimento BaBar, attualmente 914. L'interesse sta nel fatto che queste risonanze potrebbero essere stati molecolari composti da diverse combinazioni di quarks.

5.2 La scoperta della risonanza X/χ_{c1} (3872)

Il 2003 è anche l'anno della scoperta di un nuovo inesplicabile stato di charmonio, scoperto dall'esperimento Belle (a KEK, Giappone) nello spettro di massa $J/\psi\pi^+\pi^-$

nei decadimenti dei mesoni B . Questo stato è stato poi confermato da diversi esperimenti e i suoi numeri quantici sono stati determinati essere $J^{PC} = 1^{++}$. Questa risonanza è molto stretta e il suo modo di decadere in $J/\psi\rho^0 (\rightarrow \pi^+\pi^-)$ viola la conservazione dell'isospin, caratteristica peculiare per uno stato di charmonio. Una possibilità è che esso sia uno stato composto da 4 quarks.

5.3 La scoperta della risonanza Y/ψ (4260)

Questa risonanza è stata scoperta da BaBar e confermata da Belle in un processo denominato *Initial State Radiation* $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}\psi$, dove nell'annichilazione e^+e^- viene emesso un γ_{ISR} di alta energia. Questo processo seleziona stati ψ aventi numeri quantici $J^{PC} = 1^{--}$. I due esperimenti hanno osservato due stati, che decadono in $\psi\pi^+\pi^-$ a masse 4260 e 4360 MeV. Questi stati potrebbero appartenere alla classe dei mesoni *hybrids*.

5.4 Le risonanze Z

Questa sezione riguarda alcune risonanze osservate nei decadimenti dei mesoni B che includono uno stato di charmonio, come ad esempio $B^0 \rightarrow \psi K^- \pi^+$. L'analisi di questi decadimenti evidenzia risonanze molto larghe che decadono in $\psi\pi^+$, uno stato di charmonio carico, impossibile da formare con una coppia $c\bar{c}$, per cui una possibile configurazione è $c\bar{c}u\bar{d}$. L'affermazione dell'esistenza di questi stati ha seguito un percorso particolare, in quanto, dopo le osservazioni provenienti dall'esperimento Belle, l'esperimento BaBar

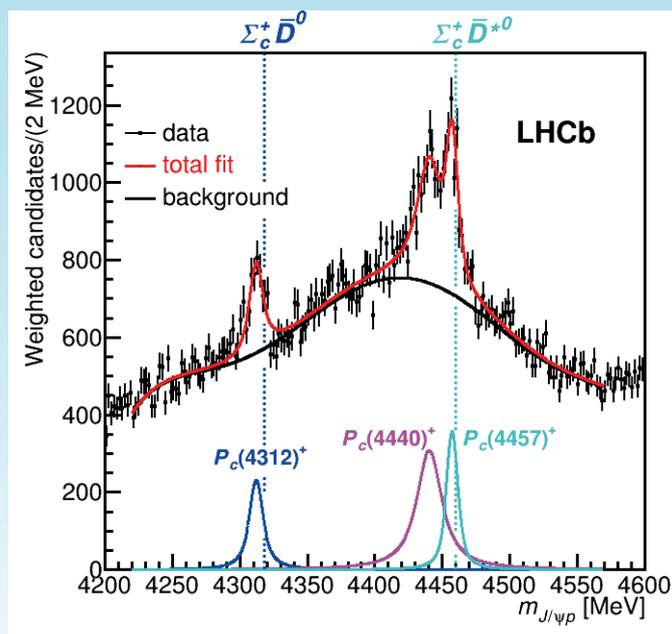


Fig. 7 Distribuzione della massa invariante $J/\psi p$ nel decadimento $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ nell'esperimento LHCb. Lo spettro mostra la presenza di tre strutture: $P_c(4312)^+$, $P_c(4440)^+$ e $P_c(4457)^+$, corrispondenti a stati candidati ad essere pentaquarks. Nella figura sono mostrate le posizioni delle soglie $\Sigma_c^+ D^0$ e $\Sigma_c^+ D^{*0}$ che giocano un ruolo importante nella dinamica dei decadimenti dei tre stati. I barioni Σ_c^+ hanno contenuto di quarks udc .

ha utilizzato una procedura più conservativa, non confermandone l'esistenza, riuscendo cioè a descrivere i dati anche in assenza di queste risonanze. Tuttavia, utilizzando dati di molta più alta statistica e con sofisticate analisi in onde parziali, l'esperimento LHCb (al CERN) ha invece confermato l'esistenza di questi stati. Altre strutture sono state osservate dall'esperimento Belle nei decadimenti delle Υ .

5.5 I pentaquarks

La spettroscopia dei pentaquarks ha avuto una rinascita nel 2016 con l'osservazione, nell'esperimento LHCb, di risonanze che decadono in $J/\psi p$ nei decadimenti $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ (la Λ_b^0 ha un contenuto di quarks udb). Lo spettro di massa $J/\psi p$ mostrava un inequivocabile segnale stretto intorno a 4.4 GeV il cui contenuto di quarks potrebbe essere $uudc\bar{c}$. L'analisi è stata ripetuta nel 2019 con maggiore statistica e questa volta le strutture strette osservate nello spettro di massa sono diventate almeno tre (fig. 7).

5.6 Nuove risonanze, esotiche e non

Le grandissime masse di dati accumulate nell'esperimento LHCb, unite all'entusiasmo della scoperta di nuovi stati con tutte le possibili combinazioni di quarks, hanno prodotto un rifiorire della spettroscopia in diverse forme. Qualche volta la natura può essere spettacolare, come nel caso delle risonanze Ω_c , scoperte dall'esperimento LHCb nel 2017. Combinando il barione charmato $\Xi_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ con un K^- si osservano cinque picchi stretti che, per la combinazione di quarks risultante,

css, danno luogo a delle risonanze denominate Ω_c (fig. 8(a)). Alcuni di questi picchi sono così stretti da far ipotizzare che qualcuno possa avere una composizione del tipo pentaquark.

Sempre LHCb ha esplorato la possibilità che strutture simili possano esistere a più alta massa, sostituendo il quark c con il quark b . Combinando la risonanza $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ \pi^-$ con un K^- si ottiene lo spettro di massa mostrato nella fig. 8(b) dove si osservano quattro picchi stretti di risonanze Ω_b , un successo spettacolare della spettroscopia e del modello a quarks.

6 Una storia personale di scoperte

Mi è capitato di trovare per caso la notizia di un convegno a Roma a cui partecipavano le massime cariche della ricerca italiana sul ruolo dell'intuizione nelle scoperte scientifiche. Non so cosa si sia detto in questo convegno ma ho pensato che potesse essere di qualche interesse la mia testimonianza personale su questo argomento.

Mi sono sempre occupato di spettroscopia delle particelle elementari e ho scritto, come primo autore, circa 50 articoli pubblicati sulle maggiori riviste internazionali. Il primo, nel 1980, sulla polarizzazione del K^{*0} in collisioni $\pi^- p$, scritto quando si usavano le schede perforate e pile enormi di carta dalle stampanti, l'ultimo nel 2020 sulla misura dei numeri quantici di sette mesoni charmati, che ha richiesto almeno migliaia di ore di calcolo sul mio laptop ormai esausto. Nel corso degli anni i computer e i sistemi operativi

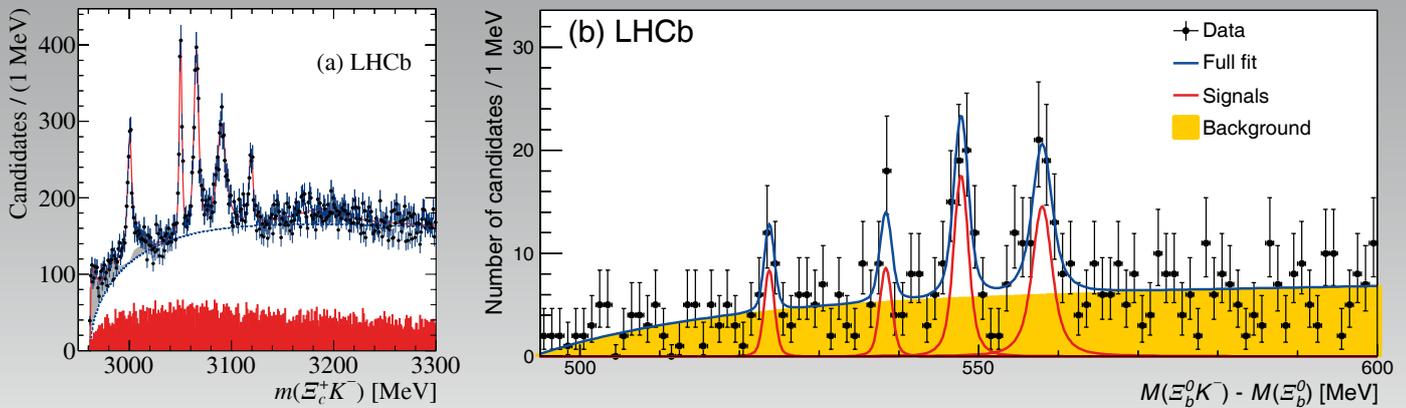


Fig. 8 (a) Lo spettro di massa $E_c^+ K^-$ che mostra i cinque segnali delle Ω_c nell'esperimento LHCb. (b) Spettro di massa $E_b^0 K^-$ che mostra i quattro segnali delle Ω_b nell'esperimento LHCb.

sono cambiati, ho dovuto imparare nuovi linguaggi di programmazione e sviluppare nuove sofisticate tecniche di analisi, ma l'entusiasmo con cui cerco qualcosa di nuovo da studiare, imbastisco una nuova analisi e la porto, fra mille ostacoli, verso una pubblicazione è rimasto intatto. Continuo sempre ad avere, a diversi stadi di sviluppo, almeno tre analisi in corso. Ho cercato nuovi stati in una miriade di spettri di massa e in tanti esperimenti. Ho quasi sempre lavorato da solo, per qualche periodo ho avuto la fortuna di poter collaborare con qualche studente o ricercatore più giovane. In questa lunga attività ho scoperto o partecipato alla scoperta di almeno 15 particelle subnucleari.

6.1 Il puzzle della E/γ

Il primo risultato rilevante in cui sono stato coinvolto come autore principale è stato il puzzle della E/γ fra il 1983 e il 1992 (vedi la sez. 4). Analizzando i dati dell'esperimento WA76, al CERN nella reazione $\pi^+/p \rightarrow \pi^+/p(K_S^0 K \pi)p$ in cui il sistema $K_S^0 K \pi$ era prodotto centralmente, ovvero quasi a riposo nel centro di massa della reazione, si osservava un chiaro segnale di $E/f_1(1420)$ con una determinazione dei numeri quantici $J^{PC}=1^{++}$ (vedi fig. 5). Altri esperimenti trovavano nella stessa regione di massa una risonanza con $J^{PC}=0^{-+}$ e quindi un probabile stato di gluonium. Ho dovuto ripetere l'analisi altre due volte con molti più dettagli per dimostrare che nel mio caso il segnale era dovuto quasi interamente ad una risonanza $f_1(1420) \rightarrow K^* K$ con $J^{PC}=1^{++}$. Alla fine l'esistenza di quest'ultimo stato è stata confermata da diversi esperimenti ed è un candidato come stato molecolare.

6.2 La scoperta del mesone $D_{s0}^*(2317)^+$

La scoperta di questa particella è stata un pò frutto del jet lag. Ero a SLAC per un meeting della collaborazione BaBar, nel dicembre 2002. Uno dei problemi della differenza di fuso orario (9 ore) era quello di riuscire a dormire la notte e non di giorno. La strategia che usavo, non sempre con successo, era quella di cercare, la sera, di andare a dormire almeno verso le 23. In questo stato semi-confusionale ricordo che mi venne l'idea della risonanza $K^{*+} \rightarrow K^+ \pi^0$ e che anche combinando un D_s^+ con un π^0 si potessero formare delle risonanze.

In quel periodo stavo lavorando ad una analisi di Dalitz plot (una tecnica di *Analisi in onde Parziali*) del $D_s^{*+} \rightarrow K^+ K^- \pi^+$. Per cercare di ottenere un segnale pulito contavo di usare il processo $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma$, per cui avevo ricostruito degli eventi con i $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ e la lista dei γ . Quella sera mi collegai sul mio computer di Bari, combinai 2γ per formare un π^0 e ottenni uno spettro di massa $D_s^+ \pi^0$. Mi apparvero subito due strutture, una un po' dopo la soglia e l'altra a più alta massa, intorno a 2.32 GeV (vedi fig. 6(a)). Aggiunsi altri dati e osservai che la struttura intorno a 2.1 GeV era larga e aveva una forma variabile ma quella a più alta massa era alquanto stabile.

Tornato a Bari dubitavo che queste strutture sarebbero sopravvissute a più alte statistiche ma pensai che valesse la pena spenderci un po' di lavoro, migliorando la selezione e allargandola per includere decadimenti del D_s^+ con un π^0 in modo tale che il lavoro non andasse del tutto sprecato. Feci tutta la ricostruzione degli eventi fra gennaio e febbraio, con il segnale a 2.32 GeV che diveniva sempre più solido. Tuttavia non parlai con nessuno di questa analisi: non volevo passare per uno che creava picchi dal nulla, magari per banali errori nel codice. Decisi che fosse giunto il momento di scrivere

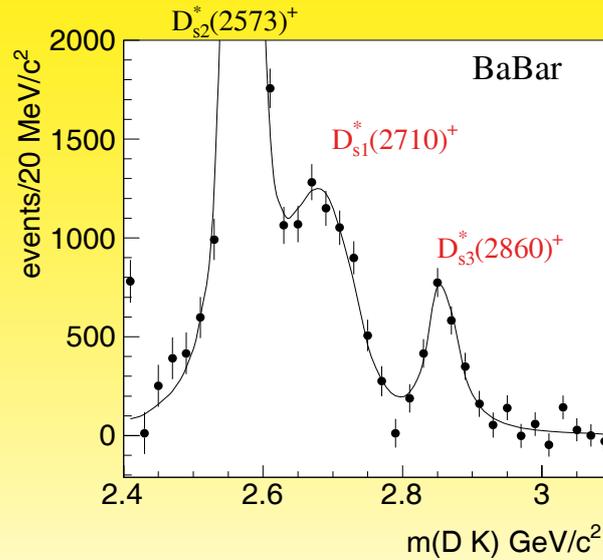


Fig. 9 Spettro di massa DK , col fondo sottratto, nell'esperimento BaBar. Lo spettro è ottenuto sommando tre diversi canali di decadimento del mesone D . Oltre al segnale dominante del $D_{s2}^*(2573)^+$, si osservano due nuovi mesoni charmato-strani, $D_{s1}^*(2710)^+$ e $D_{s3}^*(2860)^+$.

una nota e mostrare i risultati alla collaborazione quando osservai la stessa struttura anche usando il decadimento $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^0$ (vedi fig. 6(b)). Decisi che la probabilità che le combinazioni $K^+ K^- \pi^+ \pi^0$ e $K^+ K^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$ producessero la stessa falsa struttura era nulla.

Presentai il lavoro al meeting di collaborazione di febbraio 2003 per telefono, in quanto proprio in quei giorni si laureava la mia figlia più grande. Non mi attendevo il clamore che venne poi nel seguito. Nel corso di tutta la serie di test fatti per questo lavoro comparve una nuova struttura, ad una massa di 2460 MeV, che decadeva in $D_s^{*+} \pi^0$ (vedi fig. 6(c)). Per una particolare configurazione cinematica il $D_{s0}^*(2317)^+$ e il $D_{s1}^*(2460)^+$ si riflettono parzialmente l'uno nell'altro. Pubblicammo nell'aprile 2003 mostrando anche il segnale della seconda risonanza, ma senza misurarne i parametri. Lo fece la Collaborazione CLEO (Cornell, USA), circa un mese dopo, e la scoperta di questa particella è stata assegnata a CLEO.

6.3 La scoperta di tre nuovi mesoni charmato strani

La scoperta delle risonanze $D_{s1}^*(2700)^+$, $D_{s3}^*(2860)^+$ e $D_{sJ}(3040)^+$ è il frutto di un lavoro sistematico che ho fatto in BaBar per cercare nuovi stati negli spettri di massa DK e D^*K utilizzando diversi modi di decadimento dei mesoni D e D^* . In due articoli, pubblicati nel 2006 e 2009, ho osservato questi tre stati, misurandone i parametri e ottenendo informazioni sullo spin-parità (vedi fig. 9). Ho ripetuto queste analisi nell'esperimento LHCb con due articoli (uno in collaborazione con D. Milanese, un giovane post-doc Colombiano per due anni a Bari), confermando i risultati di BaBar.

6.4 La scoperta delle risonanze Z

Come accennato nella sez. 5.4 l'esperimento Belle aveva osservato, fra il 2008 e il 2009, stati di charmonio carichi nei decadimenti dei $B \rightarrow \psi' K \pi$ e $B \rightarrow \chi_{c1} K \pi$. In BaBar il gruppo di SLAC ha analizzato il primo decadimento, io, nel 2011, mi sono occupato del secondo. Entrambi abbiamo usato un metodo conservativo, riuscendo a descrivere i decadimenti senza l'introduzione di nuove risonanze esotiche. In questo caso abbiamo mancato di contribuire alla scoperta di questi stati, entrambi confermati da LHCb.

6.5 La scoperta di quattro nuovi mesoni charmato non-strani

Anche questo è un lavoro venuto da ricerche sistematiche. Stavo analizzando in BaBar tutte le possibili combinazioni di spettri di massa a due corpi, $D\pi$ e $D^*\pi$, con l'uso di decadimenti con particelle cariche e neutre. Negli spettri di massa, oltre alle risonanze conosciute si osservava una complessa attività nella zona di massa fra 2500 e 2800 MeV. Venni a sapere che uno studente di dottorato di SLAC, J. Benitez, stava lavorando sui dati con particelle cariche, con lo scopo di effettuare una misura di precisione della massa di una risonanza già nota, il $D_2^*(2460)$.

Decidemmo di unire gli sforzi e spostammo l'obiettivo sulla spettroscopia, osservando per la prima volta quattro nuovi mesoni charmato $D_0(2500)$, $D_1^*(2600)$, $D_2(2740)$ e $D_3^*(2750)$, ottenendo alcune informazioni sul loro spin-parità. Ho ripetuto l'analisi in LHCb utilizzando la stessa tecnica usata in BaBar, ottenendo risultati consistenti (vedi fig. 4). Infine ho completato questo lavoro nell'esperimento LHCb (in collaborazione con M. Martinelli, un mio ex dottorando)

utilizzando i decadimenti dei mesoni B in $D^{*+}\pi^-\pi^-$ e misurando senza ambiguità i numeri quantici e i parametri di queste quattro risonanze.

6.6 La scoperta di 5 nuove risonanze Ω_c

Anche la scoperta di queste risonanze deriva da un lavoro sistematico di ricerca, questa volta da parte di M. Pappagallo (un mio ex dottorando). Nel 2016, durante un meeting di LHCb al CERN, mi mostrò uno spettro di massa (con parte dei dati) con quattro picchi stretti. Aveva mostrato questi picchi alla collaborazione ma aveva in qualche modo lasciato in attesa questo lavoro in quanto impegnato anche in altre

analisi. Venuto a Bari con un contratto di ricerca della regione Puglia, ci siamo messi al lavoro su questo argomento in modo intensivo. Ho messo in attesa tutti i lavori che avevo in corso e mi sono messo a lavorare a tempo pieno su questa analisi. L'analisi era relativamente semplice ma la pubblicazione di un lavoro in LHCb deve soddisfare criteri di qualità di alto livello. Da questa collaborazione è venuto fuori uno dei risultati più spettacolari nella storia della fisica delle particelle elementari, l'osservazione in un solo spettro e senza ambiguità di cinque nuove risonanze strette (vedi fig. 8(a).

Referenze

- [1] G. Cowan, T. Gershon, "Tetraquarks and pentaquarks", Physics World Discovery eBook (IoP Publishing) 2018. <http://iopscience.iop.org/book/978-0-7503-1593-7>
- [2] S. Godfrey, N. Isgur, "Mesons in a Relativized Quark Model with Chromodynamics", *Phys. Rev. D*, 32 (1985) 189, DOI: 10.1103/PhysRevD.32.189
- [3] Vedi ad esempio: R. Baud *et al.*, " A_2 splitting in the decay channel $A_2^- \rightarrow K_1^0 K^-$ produced in the reaction $\pi^- p \rightarrow p A_2^-$ at 7 GeV/c", *Phys. Lett. B*, 31 (1970) 397, DOI: 10.1016/0370-2693(70)90206-6, <http://cds.cern.ch/record/350166/files/NP-Baud.pdf>
- [4] A. Ferrer *et al.*, "Comprehensive evidence about a narrow $p\bar{p}$ state of mass 2.02 GeV/c²", *Eur. Phys. J. C*, 10 (1999) 249, DOI: 10.1007/s100520050586, <http://cds.cern.ch/record/355154/files/ep-98-066.pdf>
- [5] A. R. Dzierba *et al.*, "Reviewing the Evidence for Pentaquarks", *J. Phys. Conf. Ser.*, 9 (2005) 192, DOI: 10.1088/1742-6596/9/1/036, <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0412077>
- [6] E. Klempt, A. Zaitsev, "Glueballs, Hybrids, Multiquarks. Experimental facts versus QCD inspired concepts", *Phys. Rep.*, 454 (2007) 1, DOI: 10.1016/j.physrep.2007.07.006, <https://arxiv.org/abs/0708.4016>
- [7] L. Kopke, N. Wermes "J/ ψ decays", *Phys. Rep.*, 174 (1989) 227, DOI: 10.1016/0370-1573(89)90074-4, <http://cds.cern.ch/record/190460/files/198809149.pdf>
- [8] F. Lebed *et al.*, "Heavy-Quark QCD Exotica", *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 93 (2017) 143, DOI: 10.1016/j.pnpnp.2016.11.003, <https://arxiv.org/abs/1610.04528>
- [9] A. Palano, "The discovery of two new surprising D_s states", *Mod. Phys. Lett. A*, 19 (2004) 1327, DOI: 10.1142/S021773230401388X

Antimo Palano

Antimo Palano è attualmente associato alla Sezione INFN di Bari. È stato, fino al 2018, Professore Ordinario in Fisica Sperimentale presso il Dipartimento di Fisica dell'Università di Bari. Si è sempre occupato di spettroscopia nella fisica delle particelle elementari. Ha partecipato a diversi esperimenti con fasci di pioni, K, protoni e antiprotoni al CERN di Ginevra. Per circa dieci anni (1983–1991) è stato spokesperson dell'esperimento WA76 al CERN per la ricerca di glueballs in produzione centrale. In questo periodo è stato per tre anni Scientific Associate al CERN. Dal 1996 è membro della Collaborazione BaBar, a SLAC, Stanford e dal 2009 è membro della collaborazione LHCb al CERN. Nel 2014 è stato Senior Scientist nel gruppo teorico di Jefferson Lab, Virginia.