



20.09.2017

**Studio delle risonanze di stati
di *charmonium* nei decadimenti
 $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ e $B^+ \rightarrow p\bar{p}\gamma K^+$
con l'esperimento LHCb al CERN**

Relatore:

Dott. Lucio Anderlini

Candidato:

Matteo Barbetti

Correlatore:

Prof. Giuseppe Latino

Indice

- Introduzione al Modello Standard
- LHC e l'esperimento LHCb
- Studio del decadimento $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$
- Studi preliminari per la ricerca del decadimento $B^+ \rightarrow h_c K^+$

Introduzione al Modello Standard

Il Modello Standard (MS) è un **teoria quantistica dei campi** che descrive le particelle elementari e le loro interazioni.

- La materia è costituita da **12 fermioni**, suddivisi in 6 *leptoni* ($e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$) e 6 *quark* (u, d, c, s, t, b).
- I fermioni interagiscono attraverso **quattro forze fondamentali** descritte, all'interno del MS, in termini di scambio di *bosoni* (g, γ, W^\pm, Z^0).

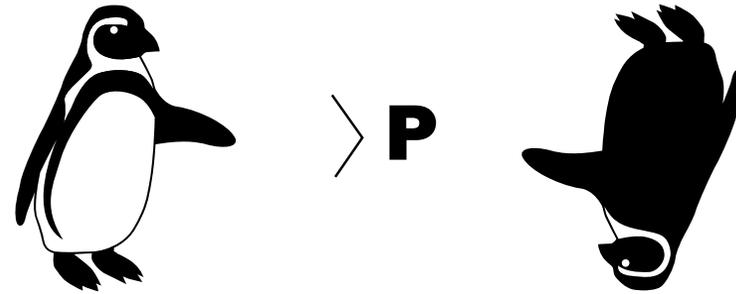
Questa tesi è incentrata sullo studio di **stati legati** composti dal quark *charm* e prodotti dal decadimento di *adroni-b*, cioè particelle contenenti il quark *bottom* (come il mesone B^+).

Standard Model of Elementary Particles

		three generations of matter (fermions)				
		I	II	III		
mass		$\approx 2.4 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 172.44 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 125.09 \text{ GeV}/c^2$
charge		2/3	2/3	2/3	0	0
spin		1/2	1/2	1/2	1	0
		u up	c charm	t top	g gluon	H Higgs
	QUARKS					SCALAR BOSONS
		$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	0	
		-1/3	-1/3	-1/3	0	
		1/2	1/2	1/2	1	
		d down	s strange	b bottom	γ photon	
	LEPTONS					GAUGE BOSONS
		$\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 105.67 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 91.19 \text{ GeV}/c^2$	
		-1	-1	-1	0	
		1/2	1/2	1/2	1	
		e electron	μ muon	τ tau	Z Z boson	
		$< 2.2 \text{ eV}/c^2$	$< 1.7 \text{ MeV}/c^2$	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 80.39 \text{ GeV}/c^2$	
		0	0	0	± 1	
		1/2	1/2	1/2	1	
		ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W boson	

Le simmetrie in fisica

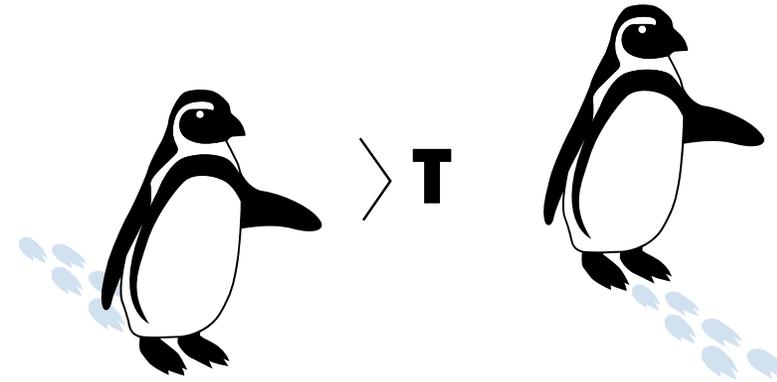
La **simmetria** è una proprietà molto importante in fisica.



Trasformazione P

Le tre direzioni spaziali sono tutte invertite contemporaneamente.

All'invarianza delle equazioni sotto trasformazione è possibile associare delle **leggi di conservazione**.

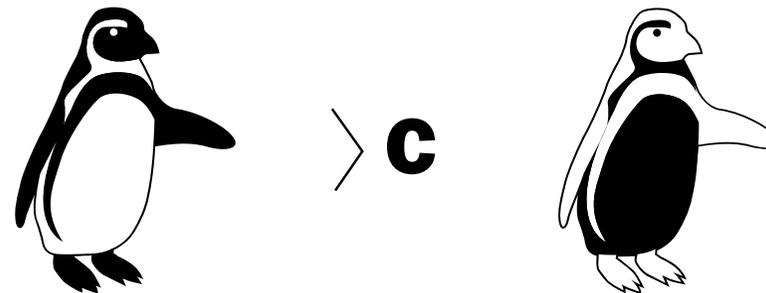


Trasformazione T

La direzione del tempo (e quindi del moto) è invertita.

In questa tesi giocano un ruolo fondamentale le seguenti simmetrie discrete:

- **Simmetria P** – inversione spaziale
- **Simmetria C** – coniugazione di carica
- **Simmetria T** – inversione temporale



Trasformazione C

Tutte le particelle sono trasformate in antiparticelle e viceversa.

Stati legati in QCD

L'interazione elettromagnetica permette al protone e all'elettrone di formare uno stato legato: l'"atomo d'idrogeno".

Anche i quark q e \bar{q} possono formare uno stato legato grazie all'interazione forte: il **quarkonium**.

I diversi livelli energetici dell'atomo di idrogeno sono associati a valori distinti dei numeri quantici. Allo stesso modo, lo spettro del *quarkonium* è dovuto a operatori differenti:

- L – momento angolare orbitale
- S – momento angolare di spin
- J – momento angolare totale
- P – inversione spaziale
- C – coniugazione di carica

- Interazione coulombiana: $V(r) = -\frac{\alpha\hbar c}{r}$

- Interazione forte: $V(r) = -\frac{4\alpha_s\hbar c}{3r} + F_0r$

L	S	J	P	C	J^{PC}	Stato
0	0	0	-1	+1	0^{-+}	1S_0
0	1	1	-1	-1	1^{--}	3S_1
1	0	1	+1	-1	1^{+-}	1P_1
1	1	0	+1	+1	0^{++}	3P_0
1	1	1	+1	+1	1^{++}	3P_1
1	1	2	+1	+1	2^{++}	3P_2

Charmonium

Questa tesi è focalizzata sullo studio del **charmonium** caratterizzato dallo spettro riportato in figura.

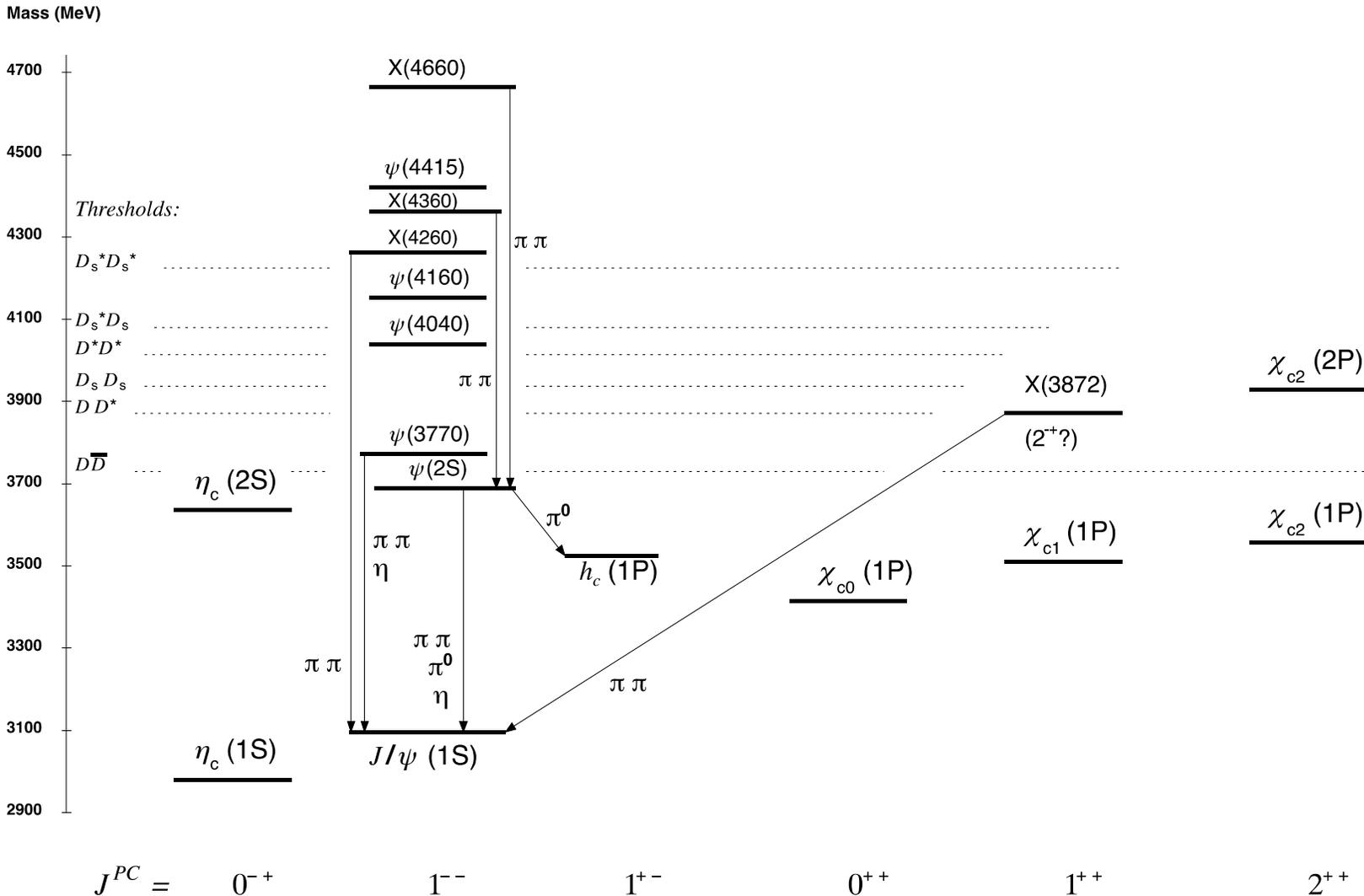
Le **regole di selezione** delle transizioni tra gli stati $c\bar{c}$ sono date dalla conservazione dei numeri quantici nel processo di decadimento:

- J stato iniziale = J stato finale
- P stato iniziale = P stato finale
- C stato iniziale = C stato finale

Un esempio è dato da:

$$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma \quad \checkmark$$

$$\chi_{c1} \rightarrow \eta_c \gamma \quad \times$$



Decadimenti studiati in questa tesi

In questa tesi è stato analizzato un canale di decadimento già conosciuto dall'esperimento LHCb sfruttando però un campione di dati non ancora analizzato:

$$\text{Canale di studio} \rightarrow B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^+ \text{ con } (c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$$

Il suo studio permette di caratterizzare la massa invariante $p\bar{p}K^+$ necessaria per analizzare canali ai quali si aggiunge un fotone γ .

Le catene di decadimento riportate nel seguito **separano** gli stati h_c e χ_{c1} offrendo un buon supporto per la ricerca di h_c :

$$\text{Canale di segnale} \rightarrow B^+ \rightarrow h_c K^+ \text{ con } h_c \rightarrow \eta_c \gamma \text{ e } \eta_c \rightarrow p\bar{p}$$

$$\text{Canale di controllo} \rightarrow B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+ \text{ con } \chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma \text{ e } J/\psi \rightarrow p\bar{p}$$

LHC e l'esperimento LHCb

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è il più grande e potente acceleratore al mondo: acceso per la prima volta nel 2008, rimane l'ultima aggiunta al complesso degli acceleratori del **CERN**.

LHC è costituito da un anello di 27 km in cui corrono due fasci di protoni in direzioni opposte. Questi vengono fatti incrociare in **quattro punti** lungo l'anello, dove sono situati i **quattro esperimenti principali**: ALICE, ATLAS, CMS e LHCb.



L'esperienza LHCb

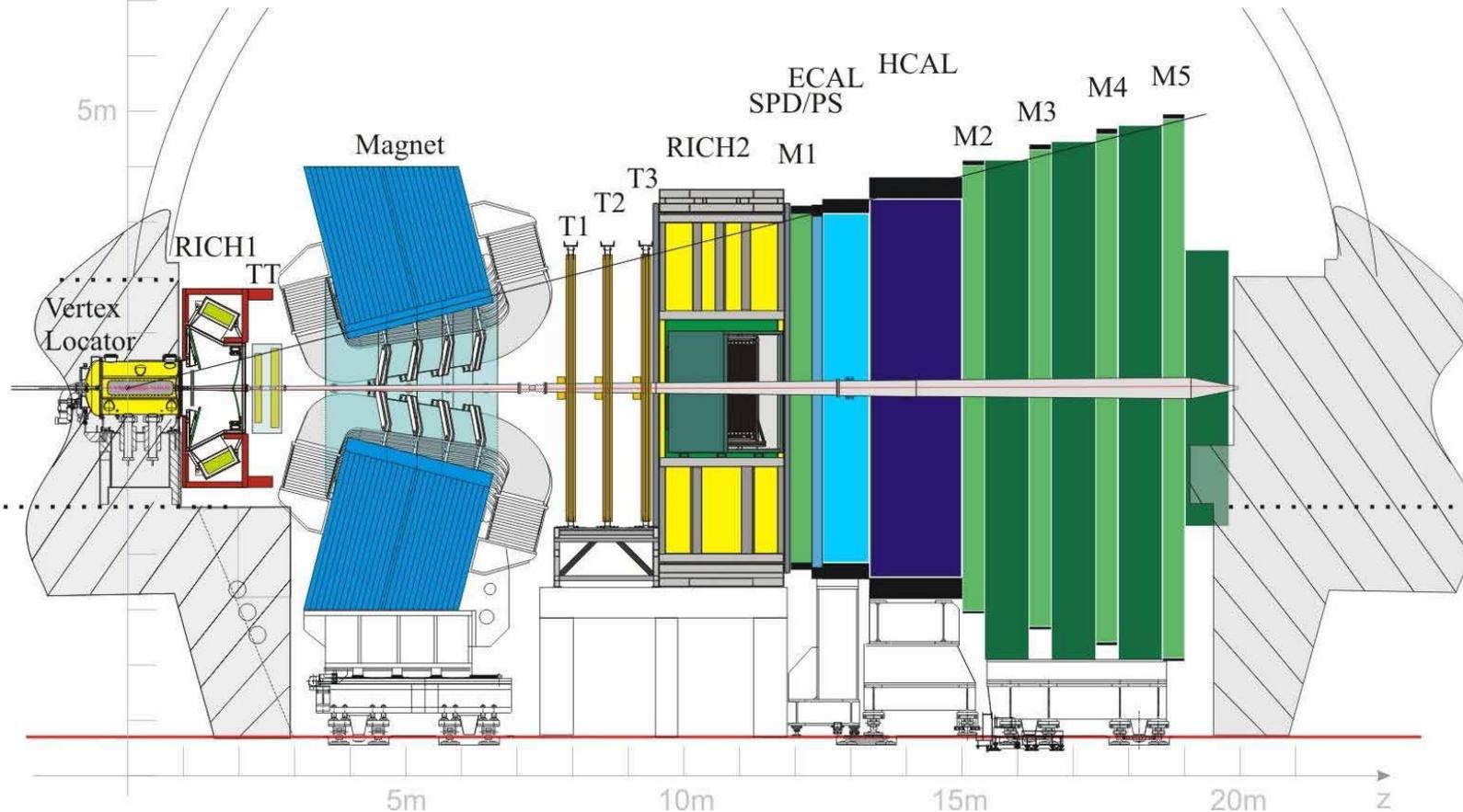
Performance LHCb

Risoluzione tempo proprio $30 \div 50$ fs

Risoluzione impulso $\Delta p/p < 0.35\% \div 0.55\%$

Ottima separazione kaone-protone per p in $10 \div 150$ GeV/c

LHCb è uno **spettrometro di massa *in avanti*** specializzato nella rivelazione di particelle a piccoli angoli ($15 \text{ mrad} < \theta < 250 \text{ mrad}$).



L'esperienza LHCb può essere suddiviso in:

1. Sistema di **tracciatura**

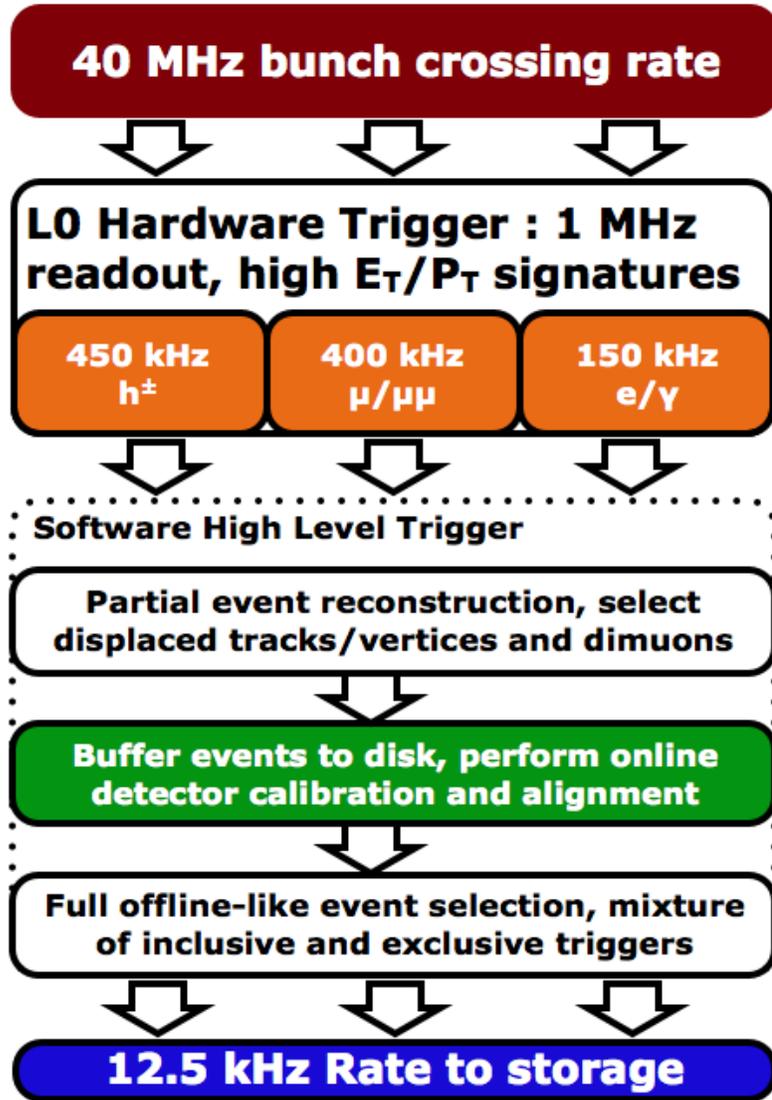
- Il VELO
- Il magnete dipolare
- Le stazioni di tracciatura

2. Sistema d'**identificazione delle particelle**

- I rivelatori RICH
- I calorimetri
- Il sistema per muoni

Trigger e presa dati

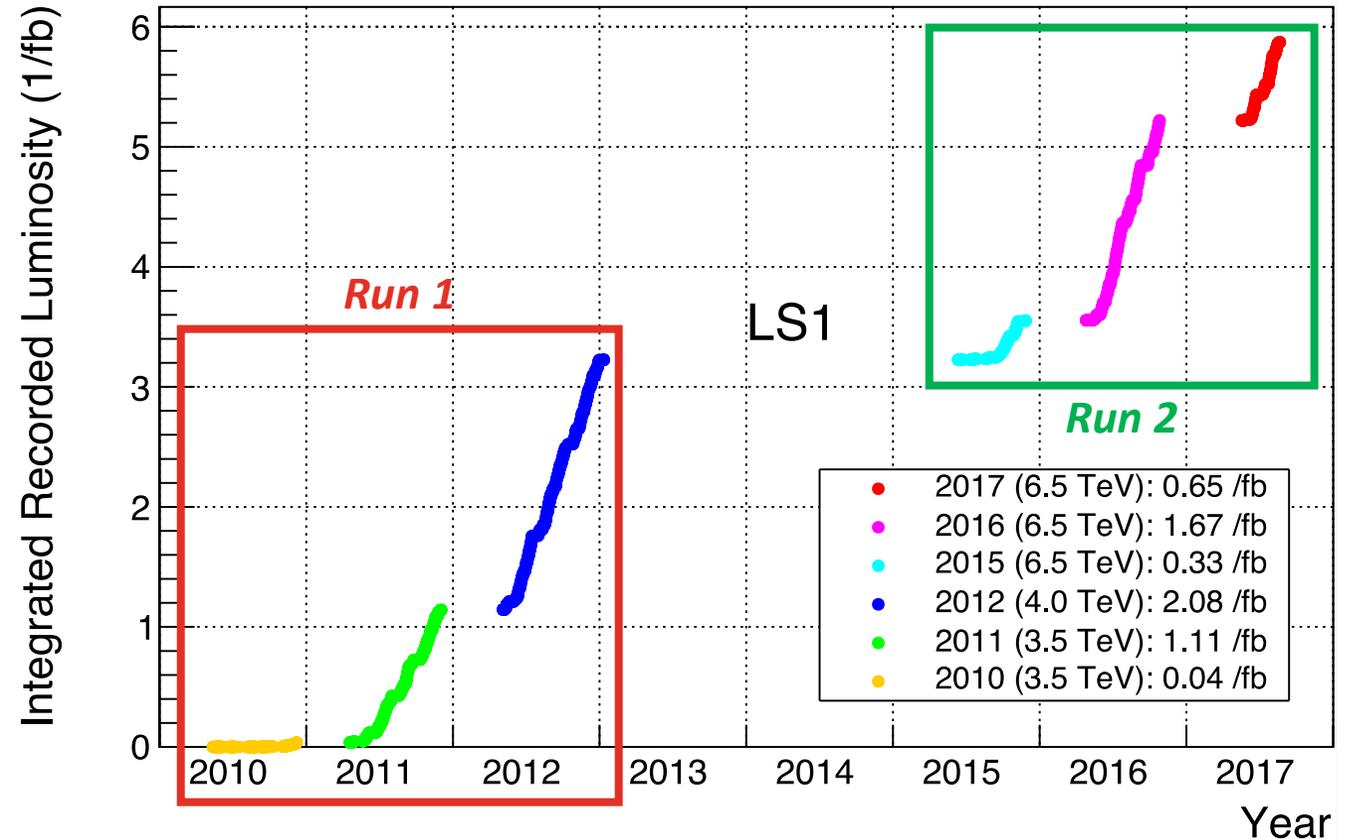
LHCb 2015 Trigger Diagram



Il *trigger* è l'ultima componente del processo di misura: attraverso un sistema di selezione *hardware* e *software* permette di ridurre il flusso di dati rendendone possibile l'immagazzinamento.

$$L_{int} = N/\sigma$$

LHCb Cumulative Integrated Recorded Luminosity in pp, 2010-2017



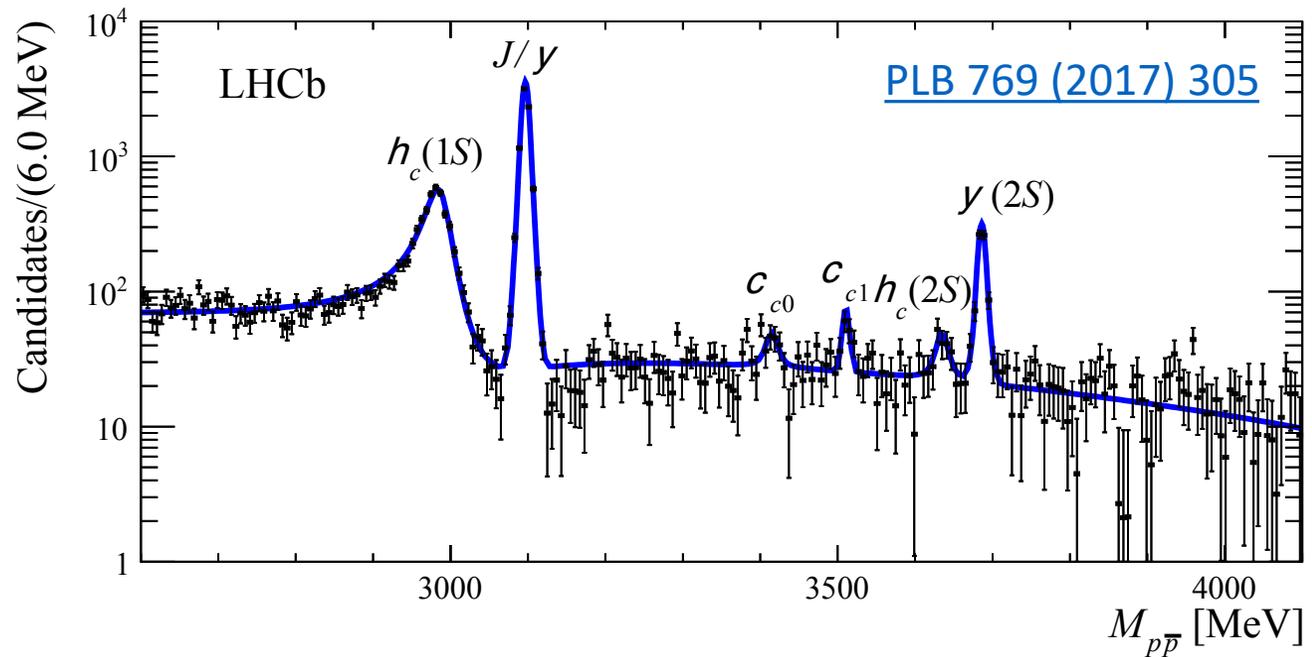
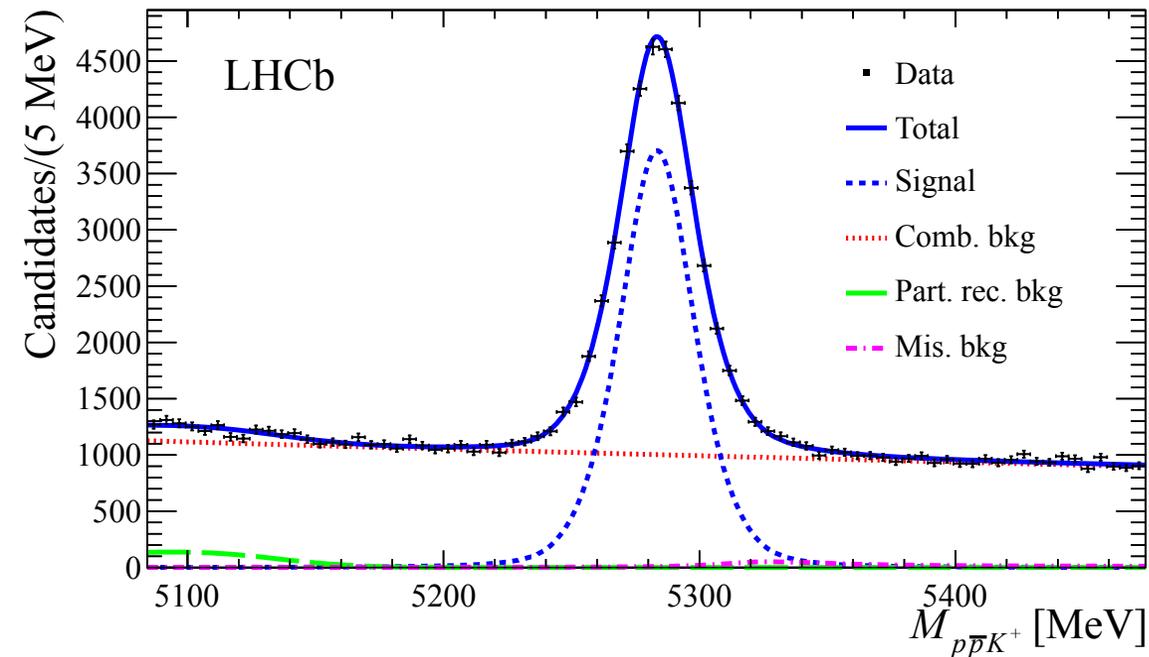
Studio del decadimento $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$

Lo scopo dell'analisi è studiare lo spettro degli stati di *charmonium* ottenuto dal canale di decadimento:

$$B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^+ \text{ con } (c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$$

L'esperienza maturata dalla collaborazione LHCb nell'analisi di questo canale con dati di *Run 1* è stata alla base della mia analisi dei dati di **Run 2**.

2015	$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$	$\mathcal{L}_{int} = 0.33 \text{ fb}^{-1}$
2016	$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$	$\mathcal{L}_{int} = 1.67 \text{ fb}^{-1}$

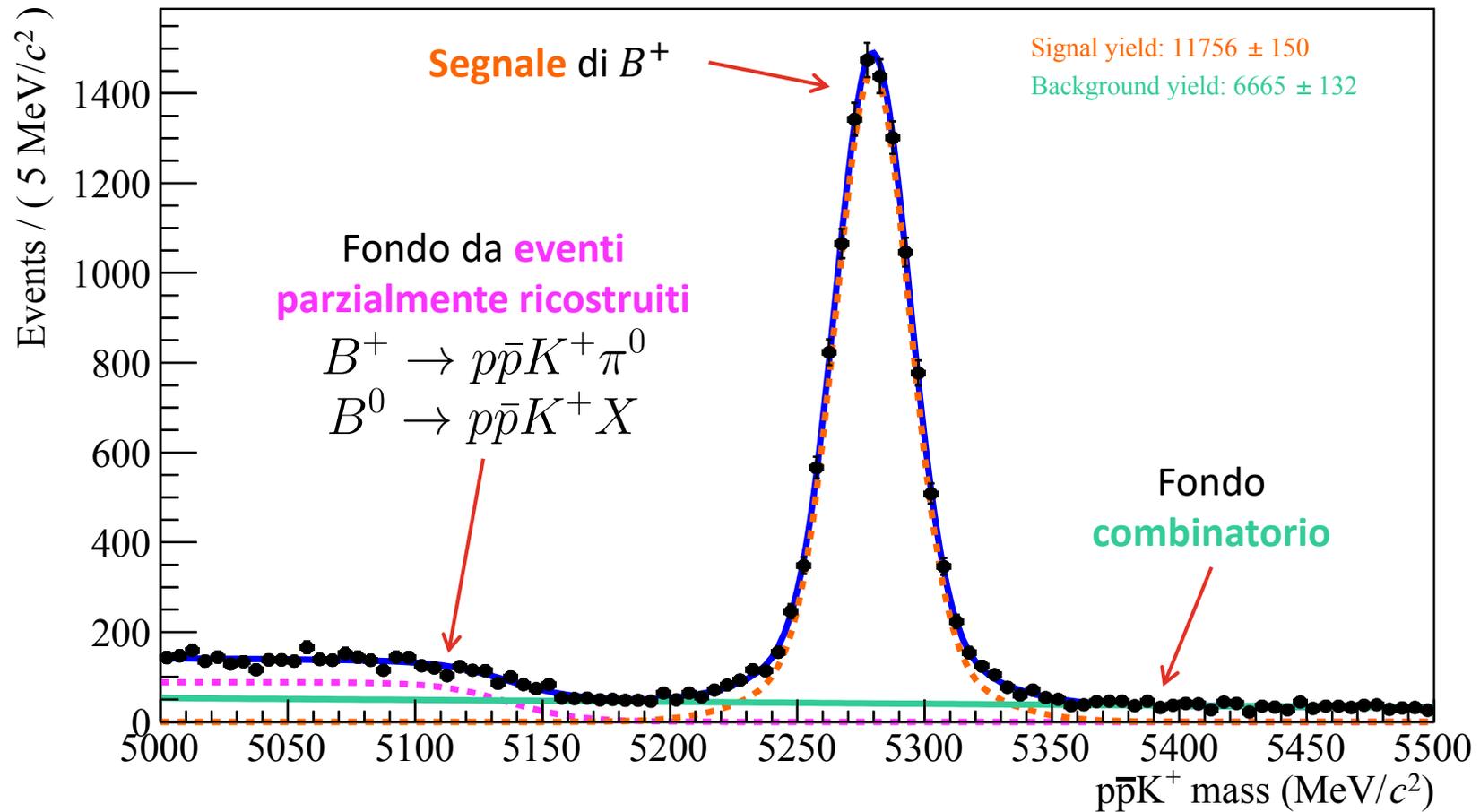


Identificazione del decadimento $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$

Se la selezione del campione di eventi è corretta, ci aspettiamo di osservare il **segnale** di B^+ nel grafico della massa invariante $p\bar{p}K^+$.

I contributi indesiderati in $m_{p\bar{p}K^+}$ possono essere **rimossi**:

- Il fondo da eventi parzialmente ricostruiti può essere eliminato con un semplice taglio
- Il fondo combinatorio è sottratto statisticamente dalla tecnica **sPlot**¹



¹ La tecnica **sPlot** permette di rimuovere statisticamente il fondo combinatorio nota la distribuzione di una variabile discriminante.

Modelli statistici per la massa invariante $p\bar{p}$

La natura **risonante** degli stati di *charmonium* si manifesta con eccessi nella distribuzione di $m_{p\bar{p}}$. La teoria prevede che questi seguano la **distribuzione relativistica di Breit-Wigner** parametrizzabile in forma complessa da:

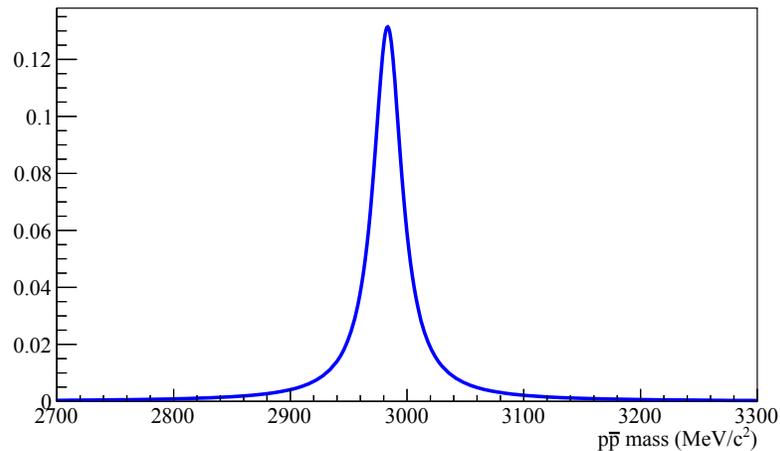
$$\mathcal{A}_{RBW} = \frac{\sqrt{k}}{(m_{p\bar{p}}^2 - m_r^2)^2 + i m_{p\bar{p}} \Gamma}$$

Per descrivere la distribuzione delle combinazioni $p\bar{p}$ va considerato anche il contributo dovuto alla **risoluzione** dell'esperimento:

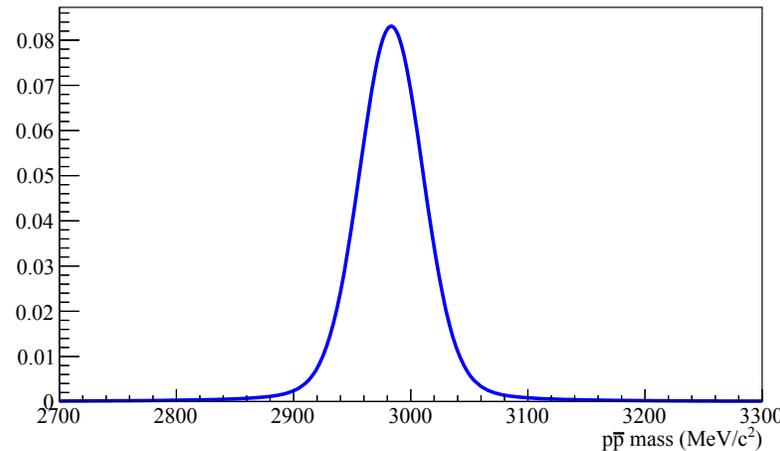
$$g_{ris} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{ris}^2}} e^{-\frac{1}{2}(m_{p\bar{p}}/\sigma_{ris})^2}$$

Il modello statistico per la distribuzione di eventi è dato da:

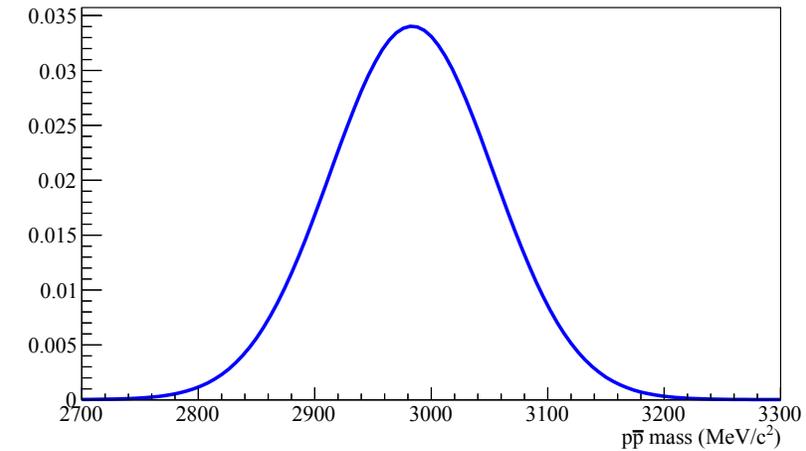
$$pdf = |\mathcal{A}_{RBW}|^2 \otimes g_{ris}$$



$$\Gamma \gg \sigma_{ris}$$



$$\Gamma \sim \sigma_{ris}$$



$$\Gamma \ll \sigma_{ris}$$

Analisi della massa invariante $p\bar{p}$ (1/2)

Le combinazioni $p\bar{p}$ sono in ampia parte dovute al **canale di decadimento non risonante**.

Stati $c\bar{c}$ con $\Gamma \ll \sigma_{ris}$ possono essere descritti con la **sola** funzione di risoluzione. La distribuzione di $m_{p\bar{p}}$ per gli altri stati riproduce la forma dell'ampiezza relativistica di Breit-Wigner opportunamente **convoluta**.

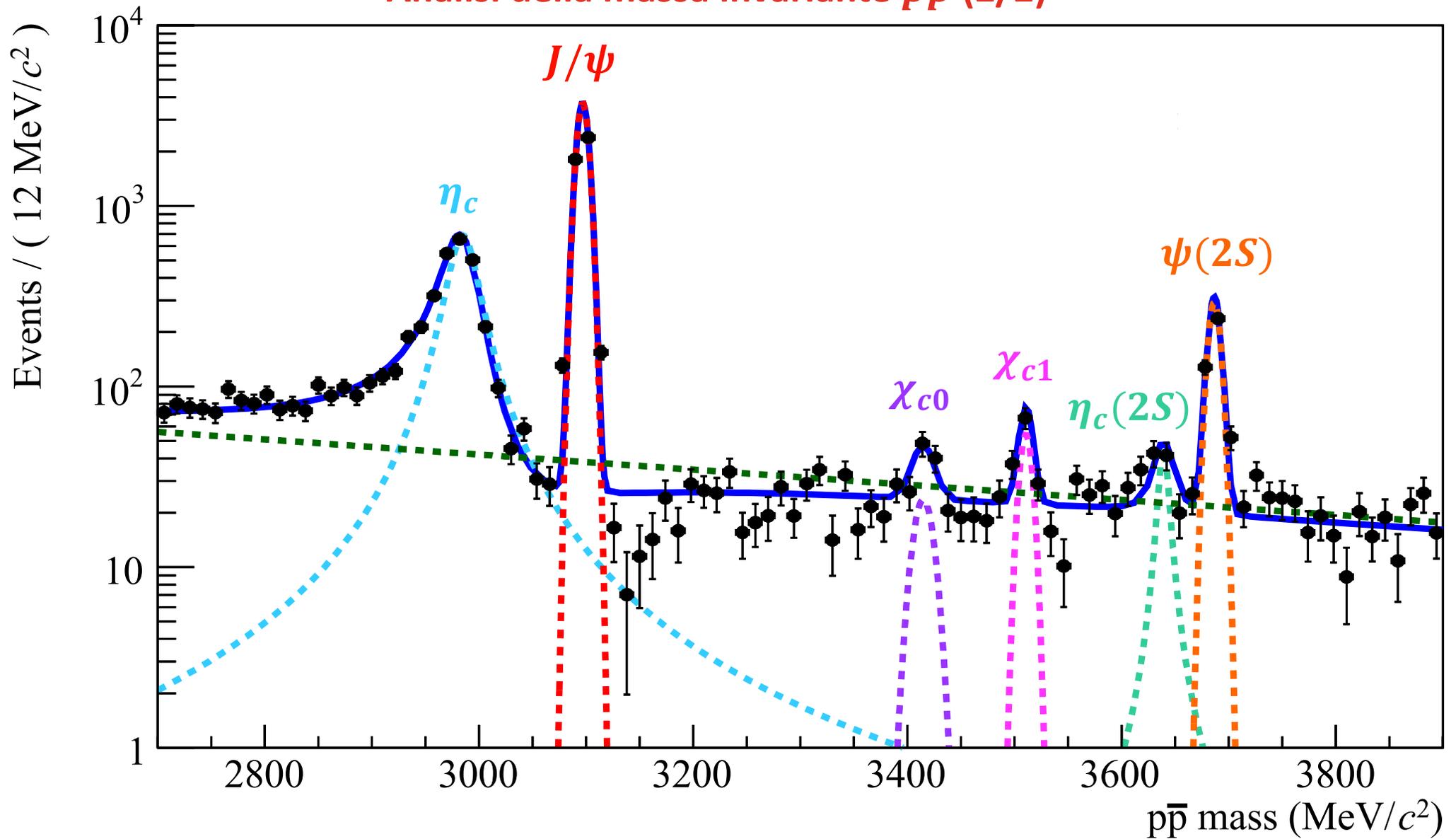
La risoluzione sperimentale per l'intervallo di massa invariante d'interesse è $\sigma_{ris} \simeq 5 \text{ MeV}/c^2$.

- $J/\psi \rightarrow$ **gaussiana di risoluzione**
- $\psi(2S) \rightarrow$ **gaussiana di risoluzione**
- $\chi_{c1} \rightarrow$ **gaussiana di risoluzione**
- $\chi_{c0} \rightarrow$ **gaussiana di risoluzione**
- $\eta_c(2S) \rightarrow$ **RBW + gaussiana di risoluzione**
- $\eta_c \rightarrow$ **RBW + gaussiana di risoluzione + interferenza**

Stato $c\bar{c}$	Γ [MeV/ c^2]
η_c	31.8 ± 0.8
J/ψ	0.0929 ± 0.0028
χ_{c0}	10.5 ± 0.6
χ_{c1}	0.84 ± 0.04
$\eta_c(2S)$	$11.3^{+3.2}_{-2.9}$
$\psi(2S)$	0.296 ± 0.008

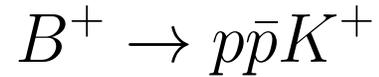
[Medie mondiali](#)

Analisi della massa invariante $p\bar{p}$ (2/2)



Interferenza con lo spazio delle fasi non risonante

La distribuzione di $m_{p\bar{p}}$ presenta un importante contributo dovuto al **canale non risonante**:



L'interferenza tra il canale risonante e lo spazio delle fasi non risonante avviene tra coppie $p\bar{p}$ aventi i medesimi numeri quantici.

Tale fenomeno può essere parametrizzato a partire da:

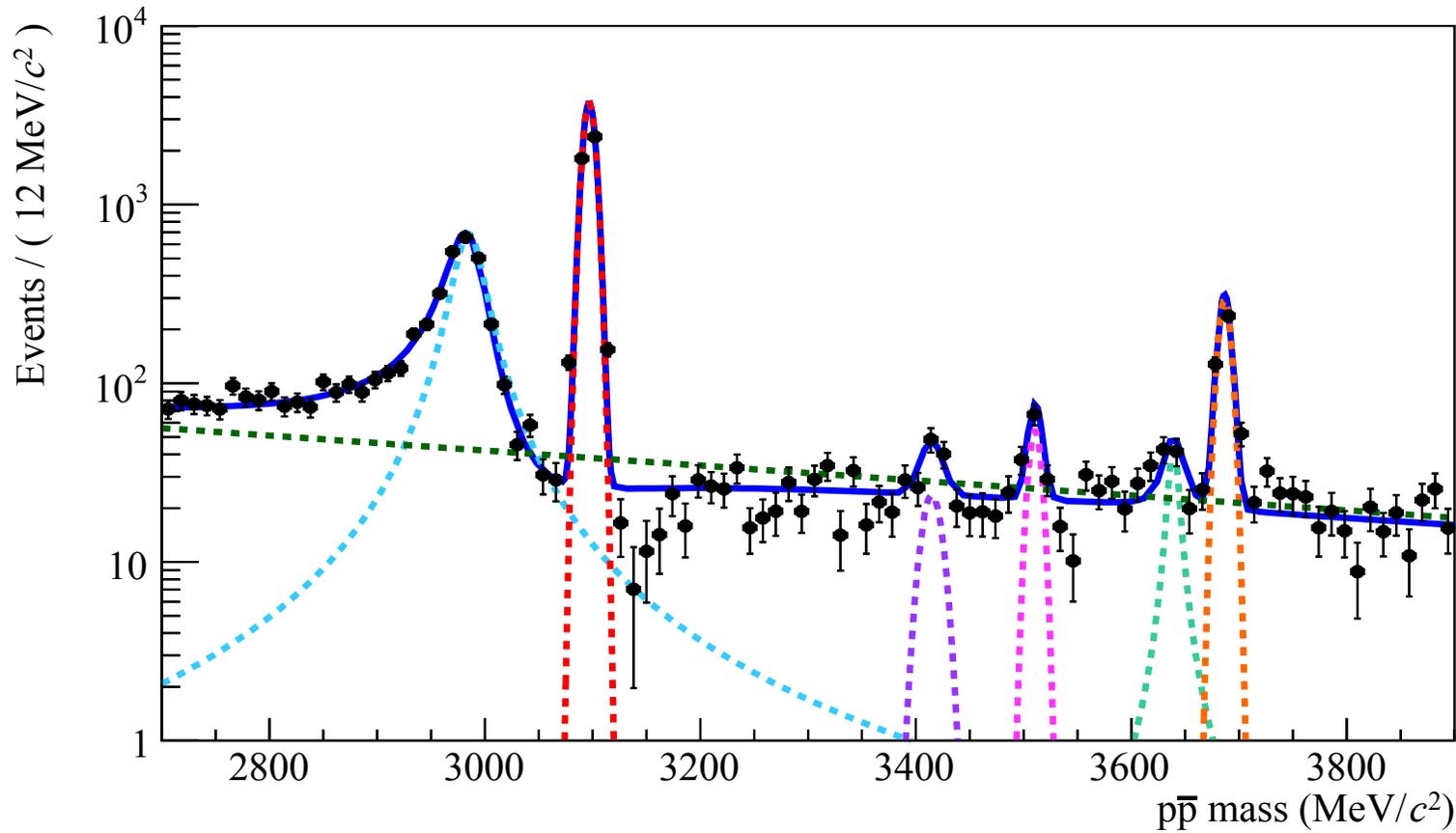
$$\mathcal{A}_{tot} = \mathcal{A}_{RBW} + \mathcal{A}_{nr} \quad \Rightarrow \quad |\mathcal{A}_{tot}|^2 = |\mathcal{A}_{RBW} + \mathcal{A}_{nr}|^2 = f_{RBW} + f_{nr} + \Phi_{int}$$

$$pdf = |\mathcal{A}_{tot}|^2 \otimes g_{ris}$$

Il **fondo non risonante** può essere parametrizzato da un esponenziale del tipo:

$$f_{nr} = \mathcal{N} e^{-m_{p\bar{p}}/a}$$

Interferenza con lo spazio delle fasi non risonante



Il **fondo non risonante** può essere parametrizzato da un esponenziale del tipo:

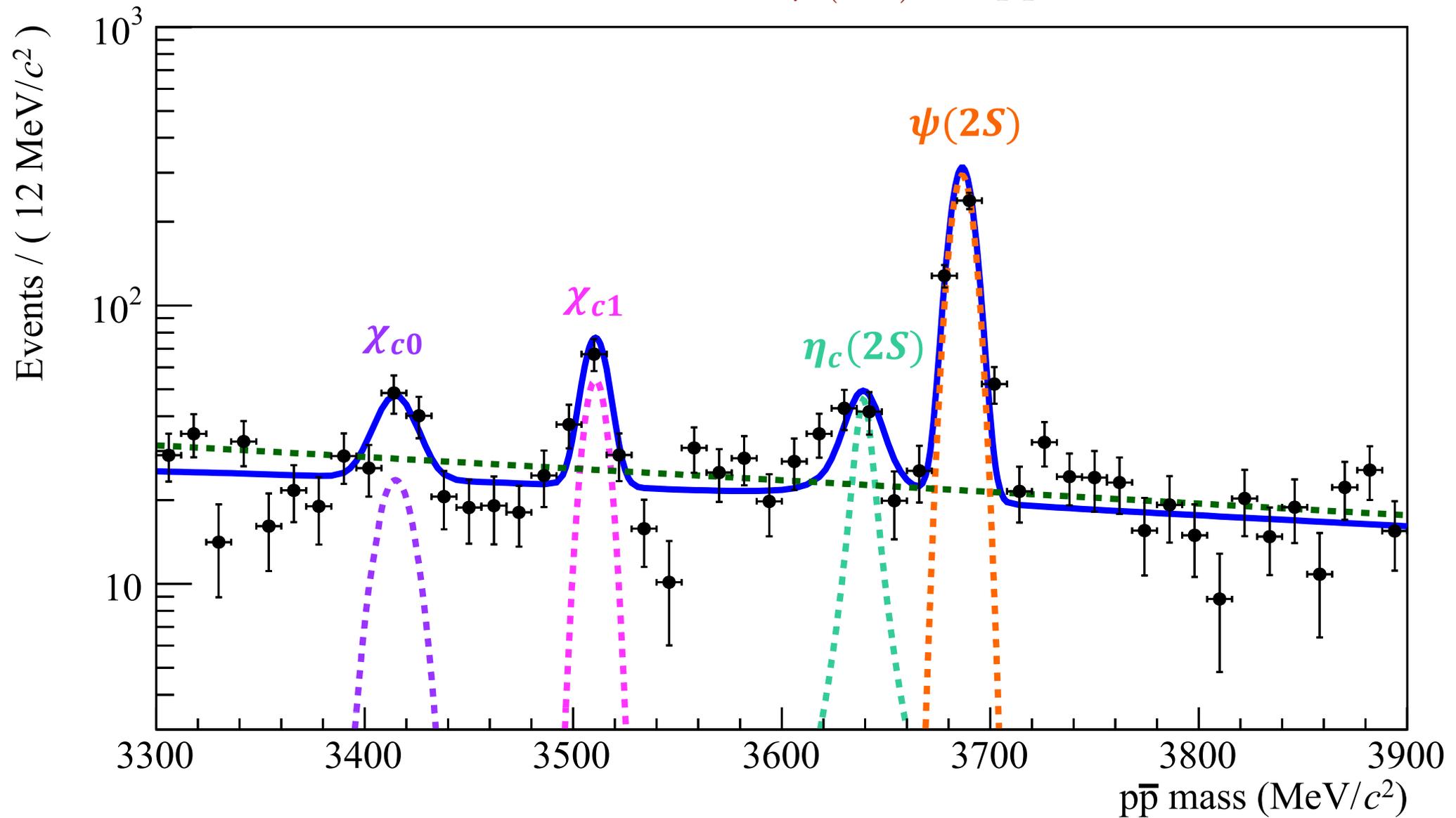
$$f_{nr} = \mathcal{N} e^{-m_{p\bar{p}}/a}$$

$$= |\mathcal{A}_{RBW} + \mathcal{A}_{nr}|^2 =$$

$$= \boxed{f_{RBW}} + \boxed{f_{nr}} + \Phi_{int}$$

$$pdf = |\mathcal{A}_{tot}|^2 \otimes g_{ris}$$

Conferma del decadimento $\eta_c(2S) \rightarrow p\bar{p}(1/2)$



Conferma del decadimento $\eta_c(2S) \rightarrow p\bar{p}$ (2/2)

Con lo studio dello spettro di $c\bar{c}$, la collaborazione LHCb ha osservato lo stato $\eta_c(2S)$ per la **prima volta** nel decadimento:

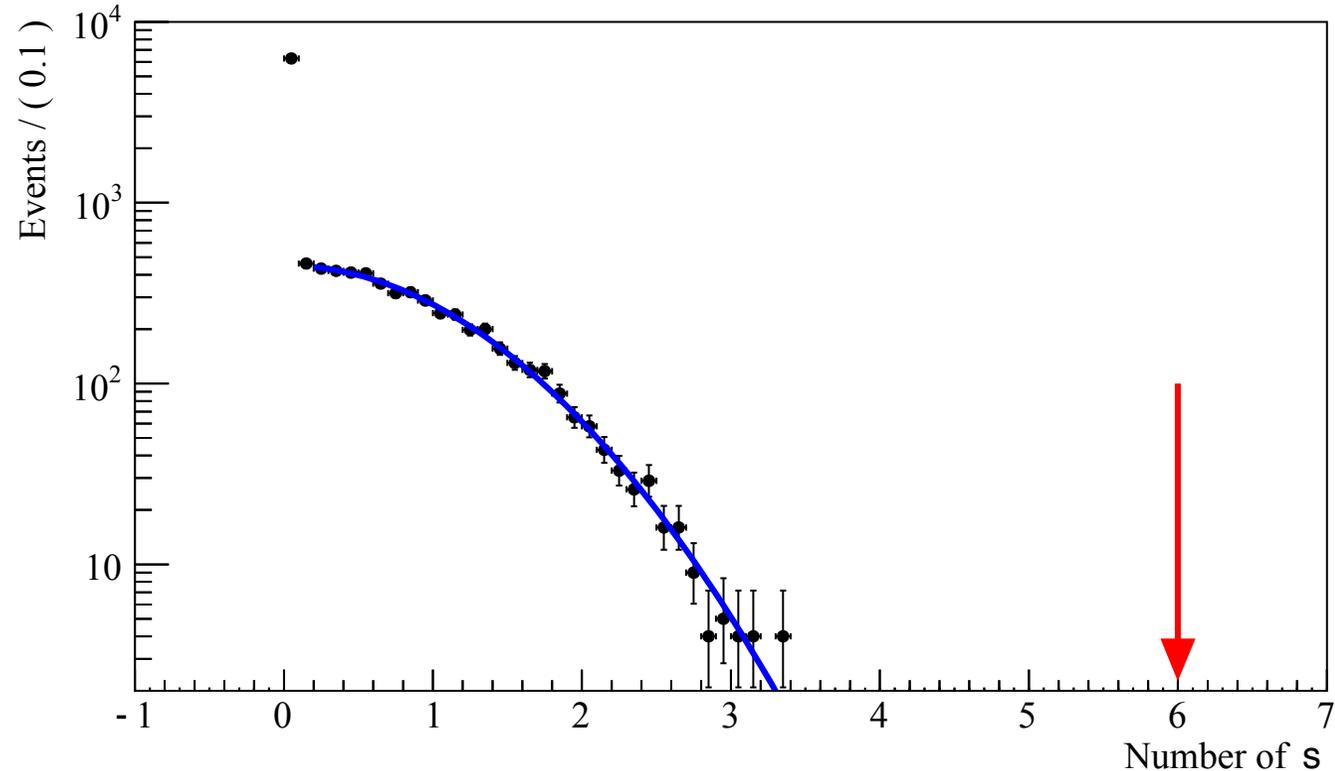
$$\eta_c(2S) \rightarrow p\bar{p}$$

In quest'analisi è possibile **confermare l'osservazione** ottenuta dai dati di *Run 1* anche in quelli relativi al *Run 2*.

Introduciamo la **significanza statistica** che descrive la probabilità che il segnale osservato sia prodotto da una fluttuazione del fondo non risonante:

$$s_0 = \sqrt{2 \ln \left[\frac{\mathcal{L}(H_{sig+bkg})}{\mathcal{L}(H_{bkg})} \right]}$$

È stato prodotto un campione di 24000 pseudo-esperimenti in ipotesi di solo fondo e in nessun di questi si è raggiunta $s_0 = 6\sigma$: anche estrapolando la distribuzione della significanza la probabilità è **estremamente bassa** (10^{-17}).



Studi preliminari per la ricerca del canale $B^+ \rightarrow h_c K^+$

Dallo studio dello spettro del *charmonium* ottenuto dal canale di decadimento $B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^+$ con $(c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$ non si hanno evidenze dello stato h_c .

Decadimenti esclusivi di adroni-*b* in h_c non sono mai stati osservati, nonostante se ne abbiano alcune indicazioni.

Una delle maggiori difficoltà nella ricerca dello stato h_c è l'**estrema vicinanza** della sua massa a quella dello stato χ_{c1} che produce un fondo difficile da rimuovere.

Stato $c\bar{c}$	Massa [MeV/ c^2]	Γ [MeV/ c^2]
χ_{c1}	3510.66 ± 0.07	0.84 ± 0.04
h_c	3525.38 ± 0.11	0.7 ± 0.4

[Medie mondiali](#)

L'idea originale di questa tesi è proporre lo studio di due catene di decadimento che permettano di separare, grazie alla **parità C**, il contributo dovuto a h_c da χ_{c1} .

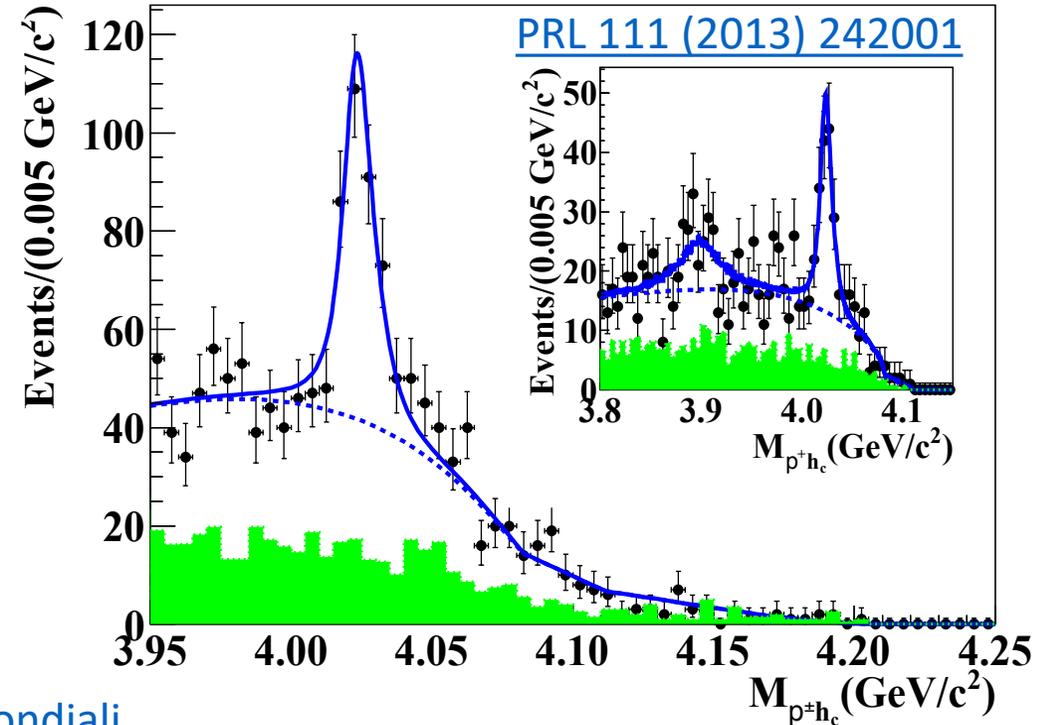
Canale di segnale $\rightarrow B^+ \rightarrow h_c K^+$ con $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$ e $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$

Canale di controllo $\rightarrow B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+$ con $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ e $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$

Motivazione scientifica

L'importanza dello studio di h_c è data non solo da un quadro teorico **poco chiaro** per decadimenti di adroni- b in h_c , ma anche per la sua connessione con **stati esotici** come la $Z_c(4020)$ osservata dalla collaborazione BES-III nella massa invariante $\pi^\pm h_c$.

Quanto proposto in questa analisi sono gli studi preliminari per la misura del **rapporto dei branching ratio**:



$$\mathcal{R} = \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow h_c K^+) \times \mathcal{B}(h_c \rightarrow \eta_c \gamma) \times \mathcal{B}(\eta_c \rightarrow p\bar{p})}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+) \times \mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma) \times \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow p\bar{p})} = \frac{N_{h_c} \epsilon_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c1}} \epsilon_{h_c}}$$

Medie mondiali
Medie mondiali

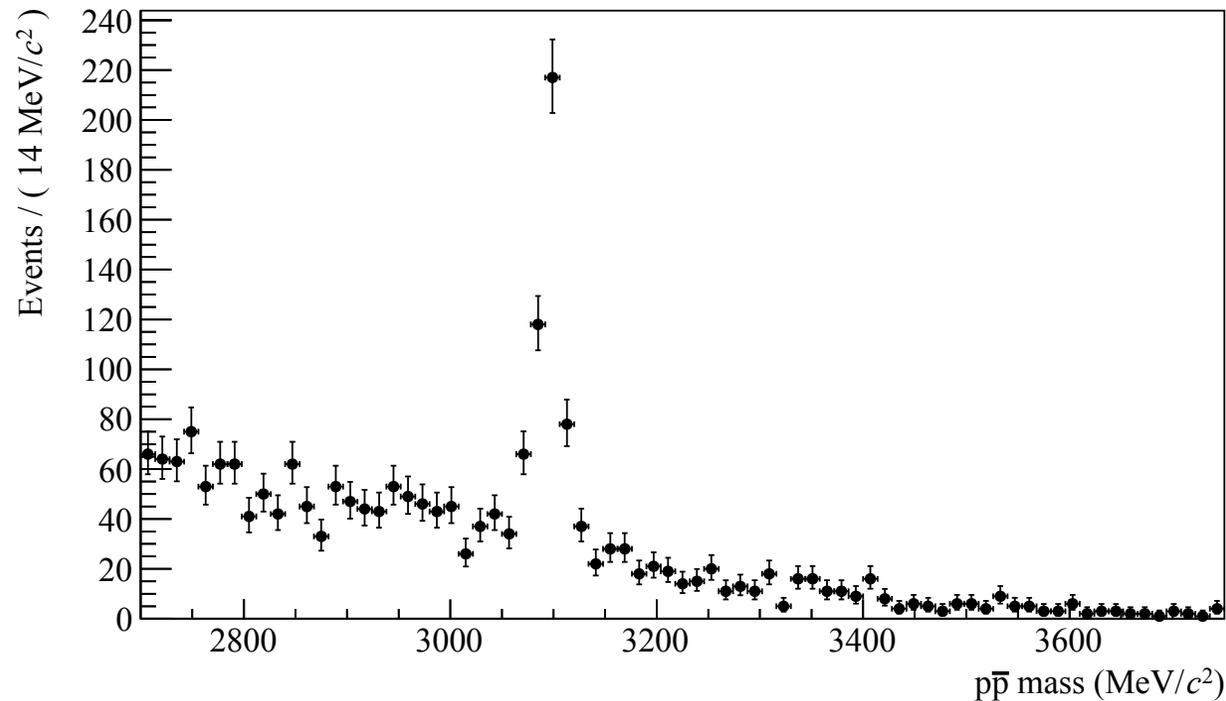
$N =$ numero di eventi
 $\epsilon =$ efficienza di selezione

Misura di Belle e BaBar

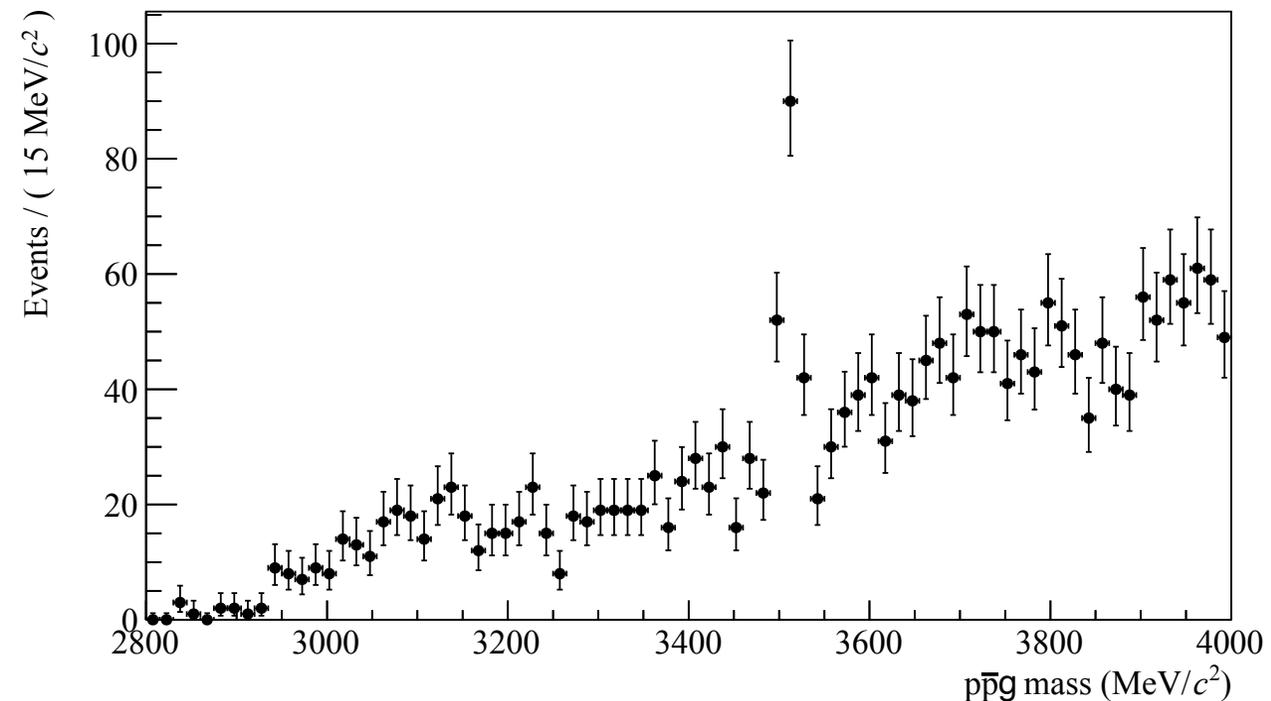
Canale di controllo in $m_{p\bar{p}}$ e $m_{p\bar{p}\gamma}$

Una delle funzioni del canale di controllo è verificare che la selezione del campione di eventi sia ottimizzata.

Per le combinazioni $p\bar{p}$ ci aspettiamo di osservare un segnale puro ed **abbondante** dovuto a J/ψ (non provenienti dal solo canale di controllo).



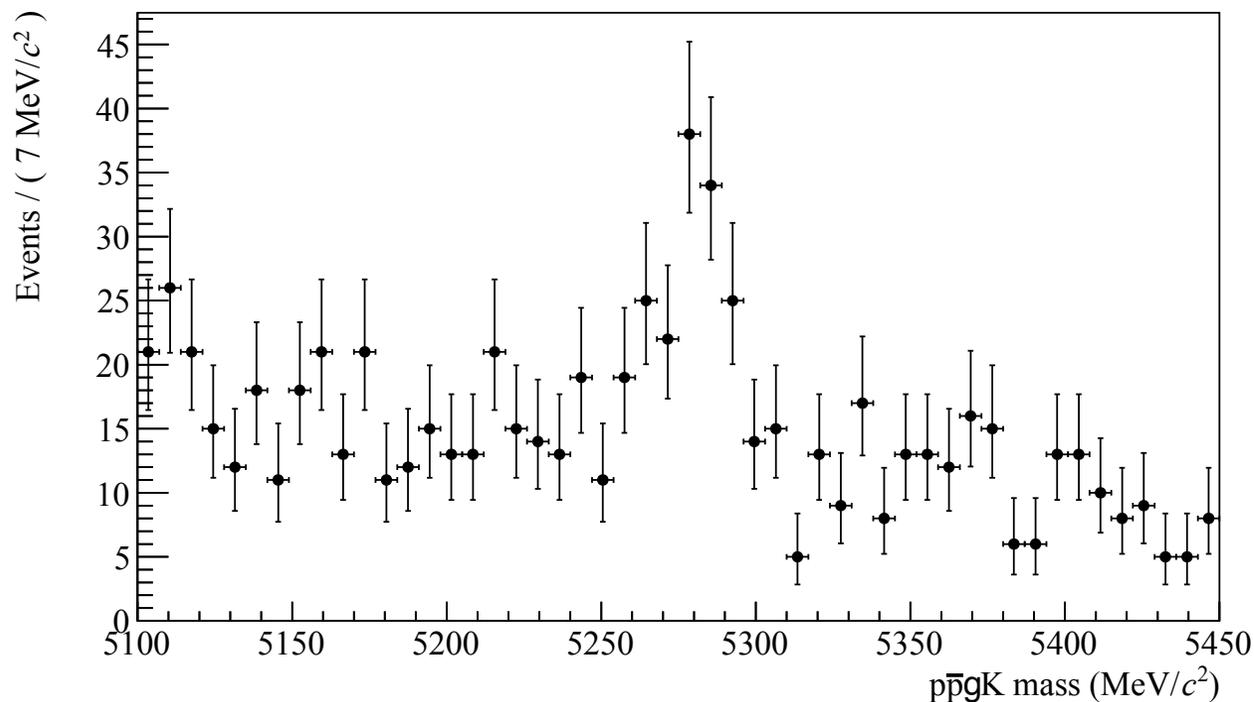
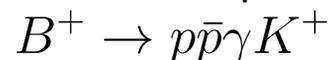
Nella distribuzione $m_{p\bar{p}\gamma}$ è atteso il segnale dello stato χ_{c1} che si aggiunge ad un **fondo importante** (molti fotoni di bassa energia).



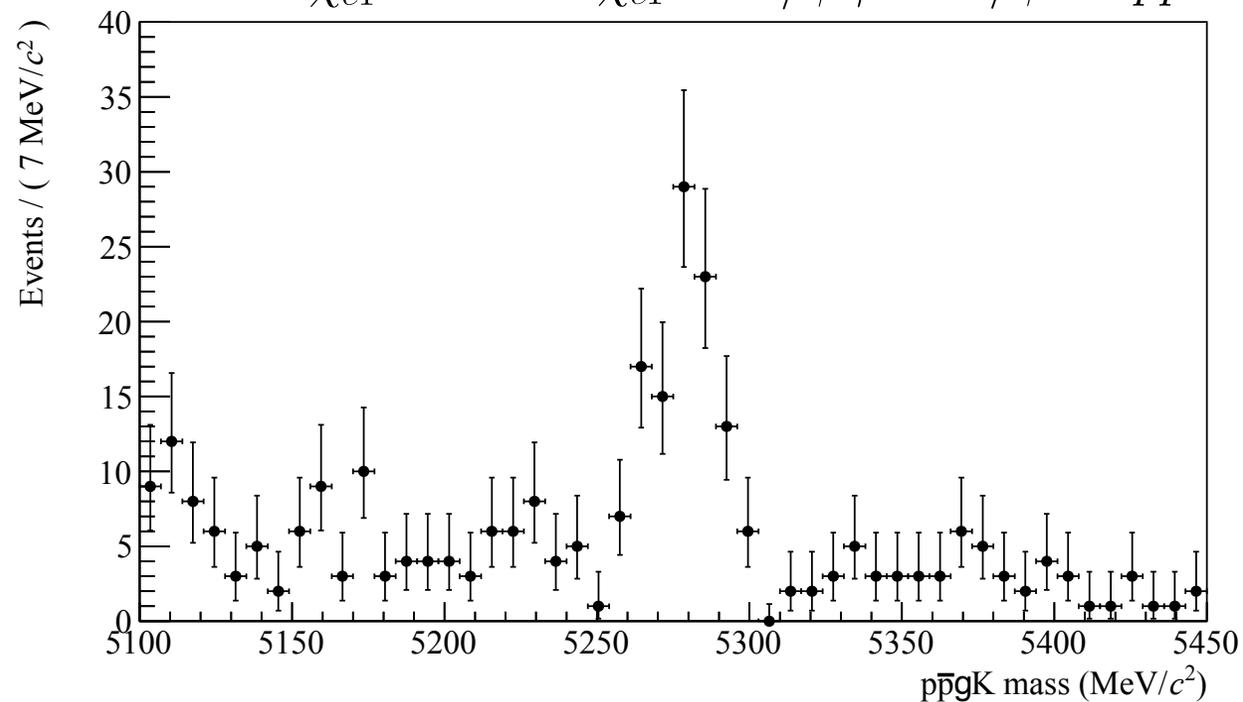
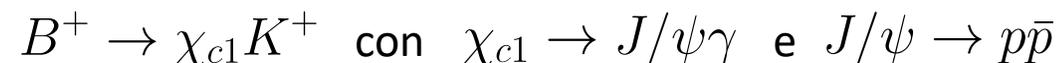
Canale di controllo in $m_{p\bar{p}\gamma K^+}$

L'effettiva presenza del canale di controllo necessita di un'ultima verifica: la presenza del **segnale** di B^+ nella distribuzione della massa invariante $p\bar{p}\gamma K^+$.

Se infatti i segnali di J/ψ e χ_{c1} derivano **parzialmente** da canali diversi da quello di controllo, la ricostruzione della massa di B^+ conferma la presenza del canale:



È possibile ridurre il fondo presente con un taglio sulla massa invariante $p\bar{p}$ selezionando solo gli eventi che riproducono il segnale di J/ψ .



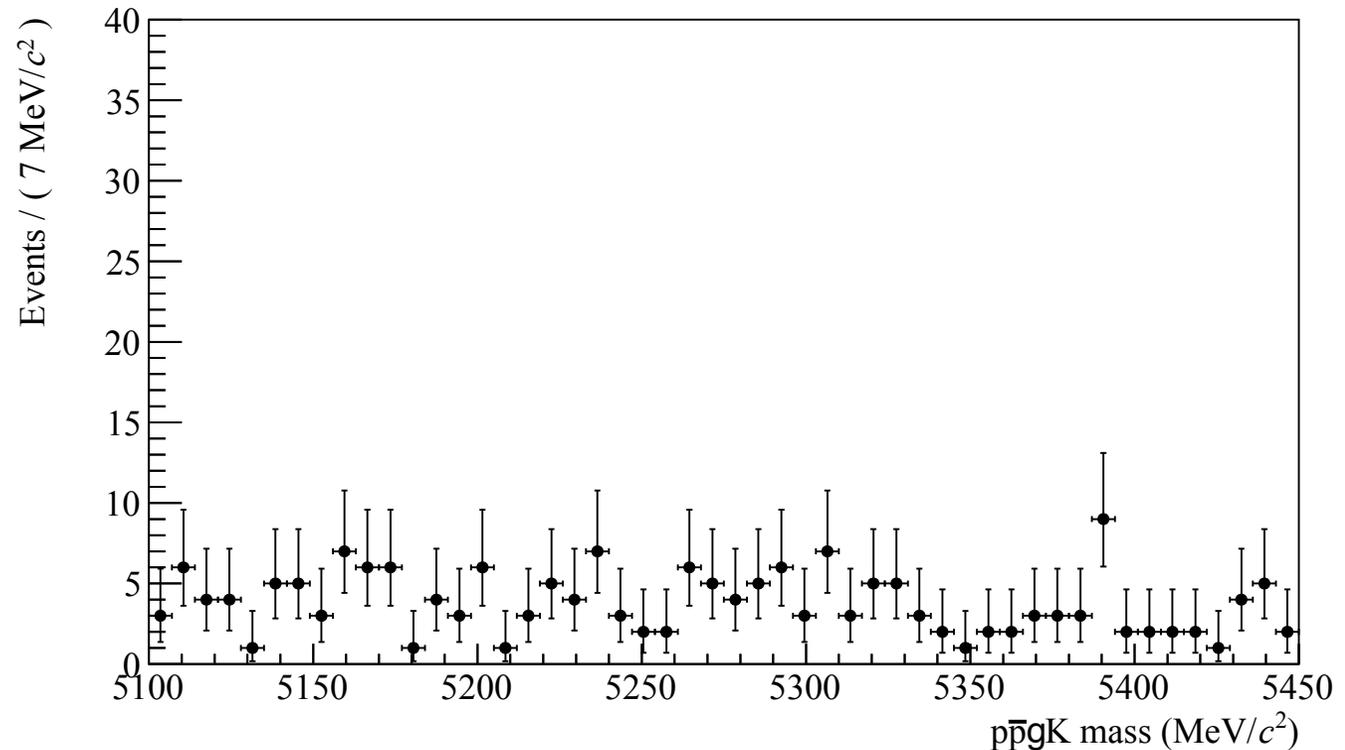
Canale di segnale in $m_{p\bar{p}\gamma K^+}$

Un procedimento analogo si può ripetere per il canale di segnale che **non** dà evidenze di alcun eccesso dovuto a B^+ in $m_{p\bar{p}\gamma K^+}$.

È necessario estendere l'analisi **incrementando la statistica** (dati di *Run 1* e del 2017) e sfruttando un'analisi **multivariata** per una strategia di selezione più raffinata.

Non si hanno quindi evidenze del **canale di segnale**:

$$B^+ \rightarrow h_c K^+ \text{ con } h_c \rightarrow \eta_c \gamma \text{ e } \eta_c \rightarrow p\bar{p}$$



Conclusioni

- Lo studio del decadimento $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ ha permesso di caratterizzare efficacemente parte dello spettro del *charmonium* con un modello completo degli effetti d'interferenza.
- L'osservazione del decadimento $\eta_c(2S) \rightarrow p\bar{p}$ è stata confermata mediante lo studio di 24000 pseudo-esperimenti per escludere eventuali fluttuazioni del fondo non risonante.
- Gli studi preliminari per la ricerca di $B^+ \rightarrow h_c K^+$ hanno evidenziato l'effettiva presenza del canale di controllo: $B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+$ con $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$ e $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$.
- Non si hanno evidenze per il canale di segnale la cui ricerca può essere implementata apportando altra statistica e impiegando un'analisi multivariata.
- Per tale ragione è stata inoltrata una richiesta ufficiale di produzione Monte Carlo alla collaborazione LHCb che sarà pronta entro fine anno.

Grazie per l'attenzione

Backup slide

Decadimenti e vita media

«Una delle proprietà più suggestive delle particelle elementari e dei loro stati legati è la tendenza a decadere in particelle più leggere.»
[D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*]

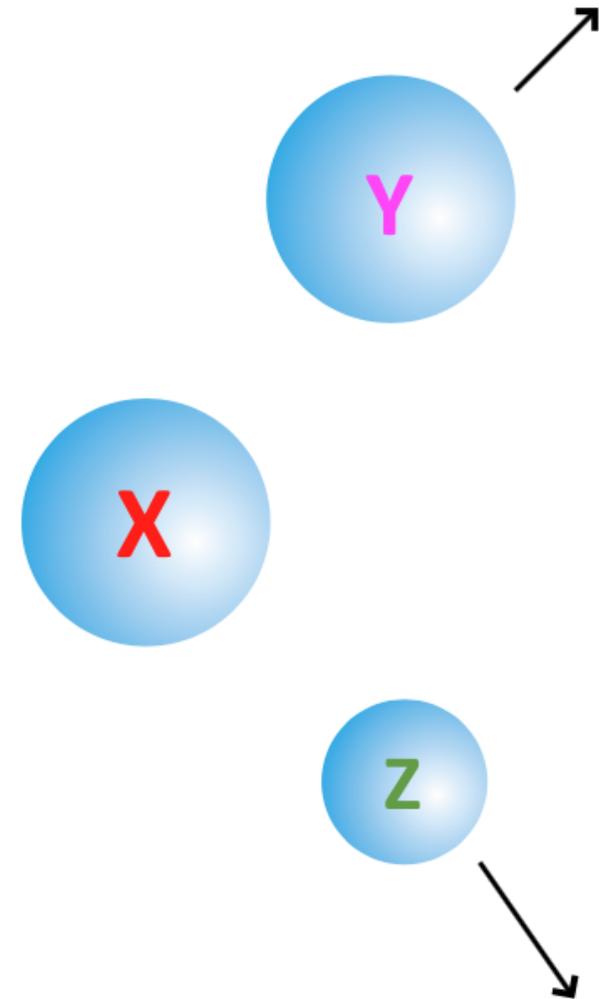
Sia N il numero di particelle e dN la loro variazione in un tempo dt , ha senso introdurre il **tasso di decadimento** Γ/\hbar come

$$\frac{dN}{N} = -\frac{\Gamma}{\hbar} dt$$

con Γ detta **larghezza di decadimento**.

Introduciamo inoltre:

- La **vita media** $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$
- Il **branching ratio** $\mathcal{B}(X \rightarrow YZ)$ definito come la probabilità che il decadimento di X avvenga secondo il canale $X \rightarrow YZ$



Esperimento di Cronin e Fitch

Fino agli anni '60 si riteneva che la simmetria CP fosse conservata. Fu un esperimento del 1964 ad opera di James Cronin e Vol Fitch a dimostrare la **violazione di CP**.

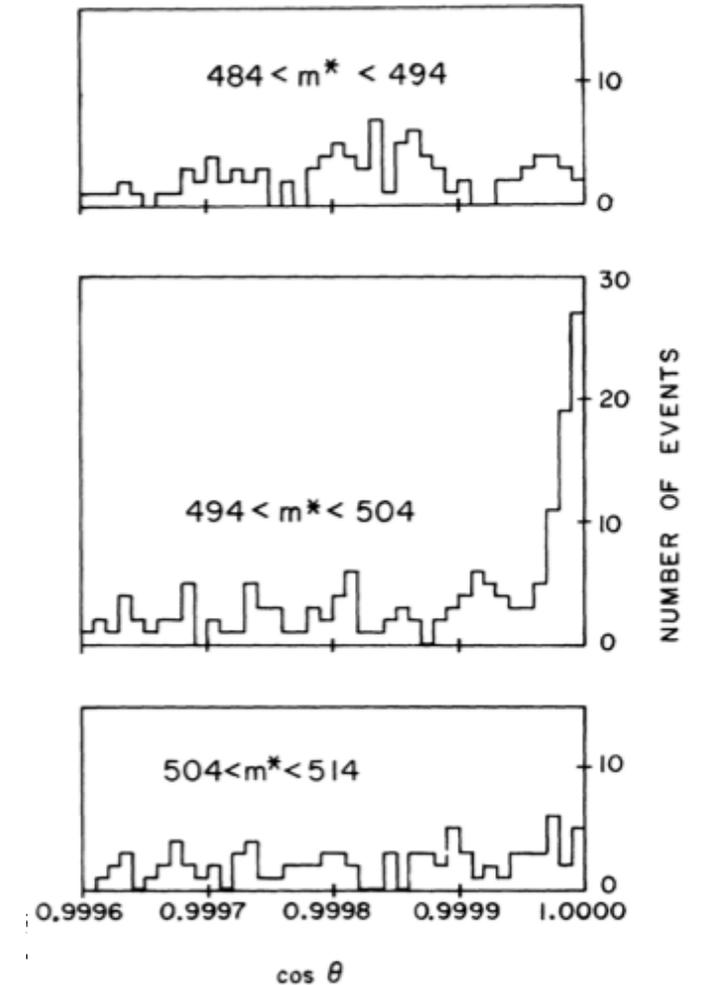
L'esperimento era basato sul decadimento del kaone neutro per il quale si distinguevano due stati distinti: K_1 e K_2 tali che

$$K_1 \rightarrow 2\pi \quad \text{e} \quad K_2 \rightarrow 3\pi$$

$CP = +1$ $CP = -1$

Cronin e Fitch sfruttarono un fascio collimato di K_2 per misurare l'angolo θ compreso tra il fascio di kaoni e la somma degli impulsi dei pioni misurati da due spettrometri. Trovarono quindi evidenze per un segnale compatibile con $\theta = 0$ che dimostrava il **decadimento in due pioni di K_2** e la mancata conservazione di CP.

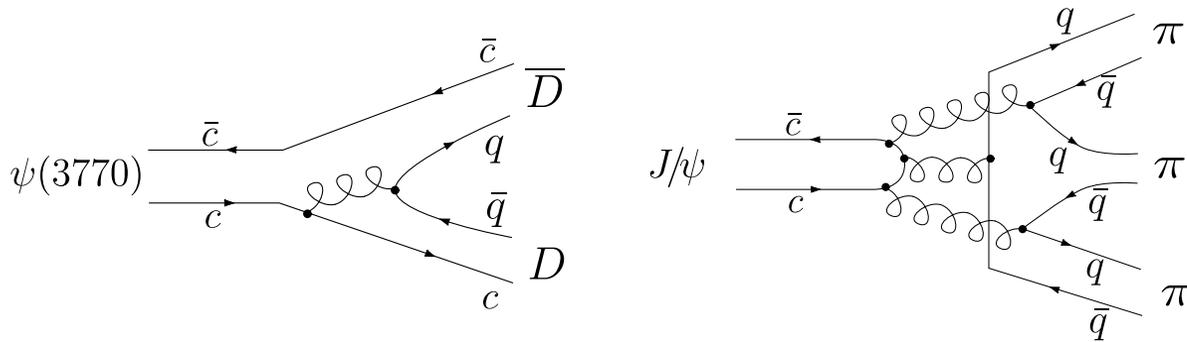
[PRL 13 \(1964\) 138](#)



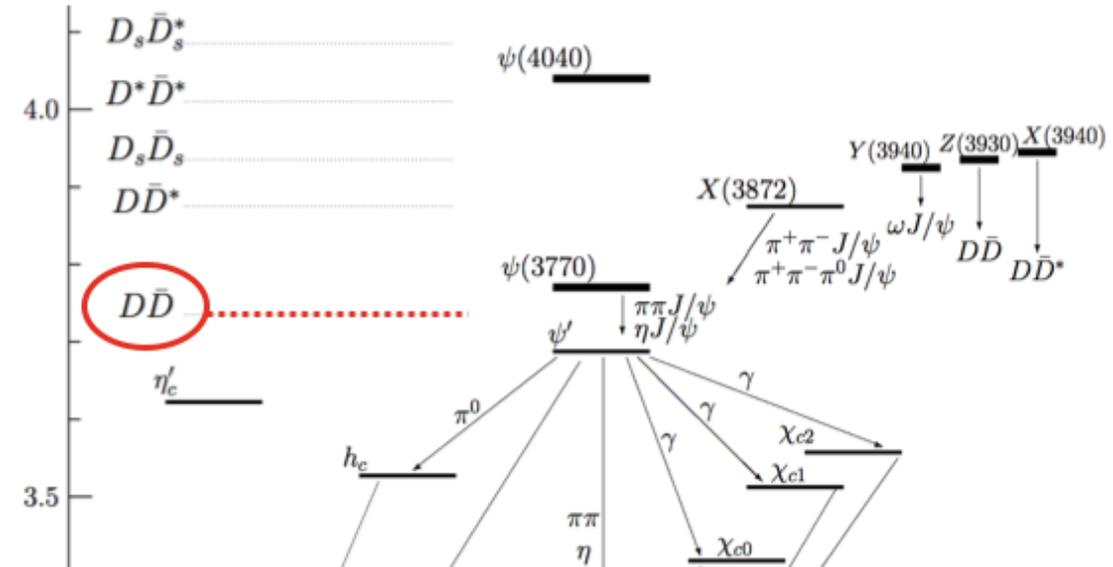
Regola di OZI

Nello spettro di *charmonium* gioca un ruolo fondamentale la soglia $2M_D \simeq 3730 \text{ MeV}/c^2$ grazie alla Regola di OZI.

Per stati $c\bar{c}$ al di sopra della soglia cinematica si apre un **canale di decadimento privilegiato** rispetto a quelli in cui la corrente fermionica è interrotta.



Stati $c\bar{c}$ con massa superiore alla soglia $2M_D$ hanno un'altissima probabilità di decadere in $D\bar{D}$ determinando un allargamento di Γ rispetto agli stati **al di sotto della soglia cinematica**.



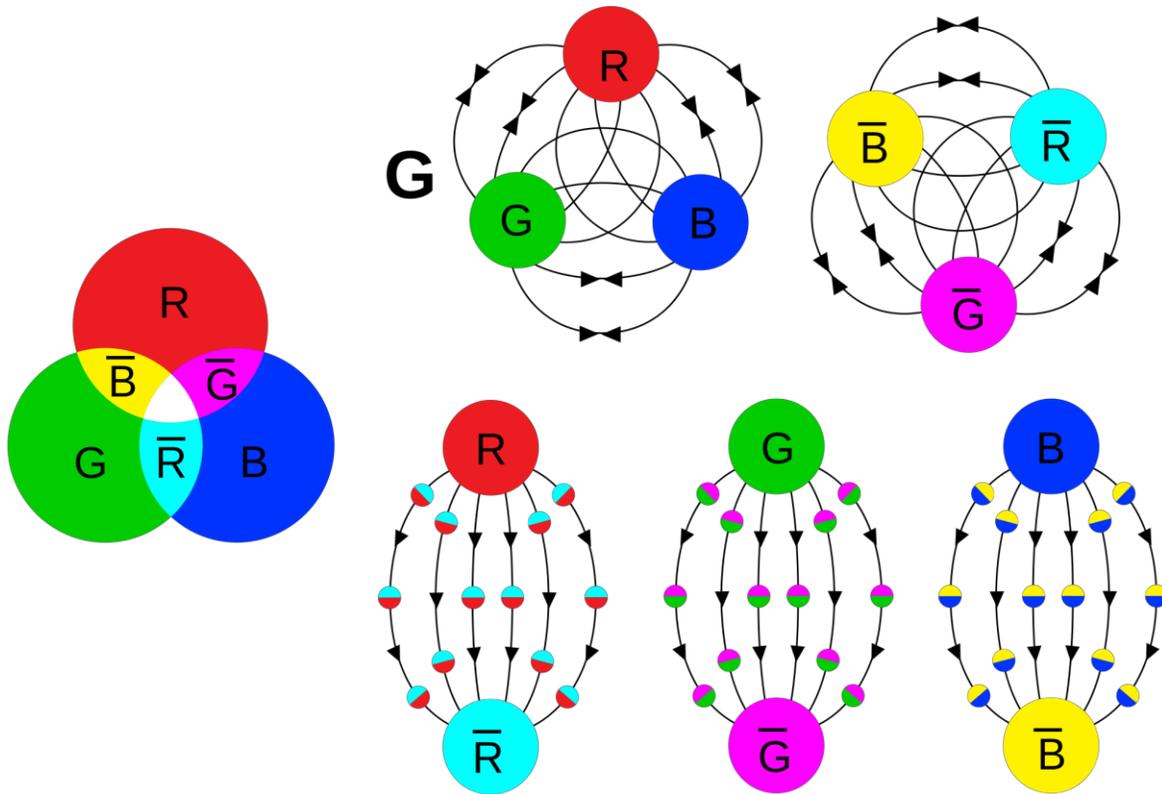
Stato $c\bar{c}$	Massa [MeV/c^2]	Γ [MeV/c^2]
$\psi(2S)$	3686.097 ± 0.025	0.296 ± 0.008
$\psi(3770)$	3773.13 ± 0.35	27.2 ± 1.0

[Medie mondiali](#)

Singoletto di colore

La **cromodinamica quantistica** (QCD) introduce tre nuovi gradi di libertà nello spazio delle particelle, la **carica di colore**: **blu**, **verde** e **rosso**.

Una delle conseguenze della QCD è il **confinamento di colore** secondo cui è impossibile osservare in natura stati che non costituiscono un **singoletto di colore**.



Formano un singoletto di colore le terne:

- bvr
- $\bar{b}\bar{v}\bar{r}$

o le coppie:

- $b\bar{b}$
- $v\bar{v}$
- $r\bar{r}$

Più singoletti di colore costituiscono ancora un singoletto.

Si possono avere solo le seguenti combinazioni:

$$(3q)^p (q\bar{q})^n \quad \text{con } p, n \in \mathbb{N}$$

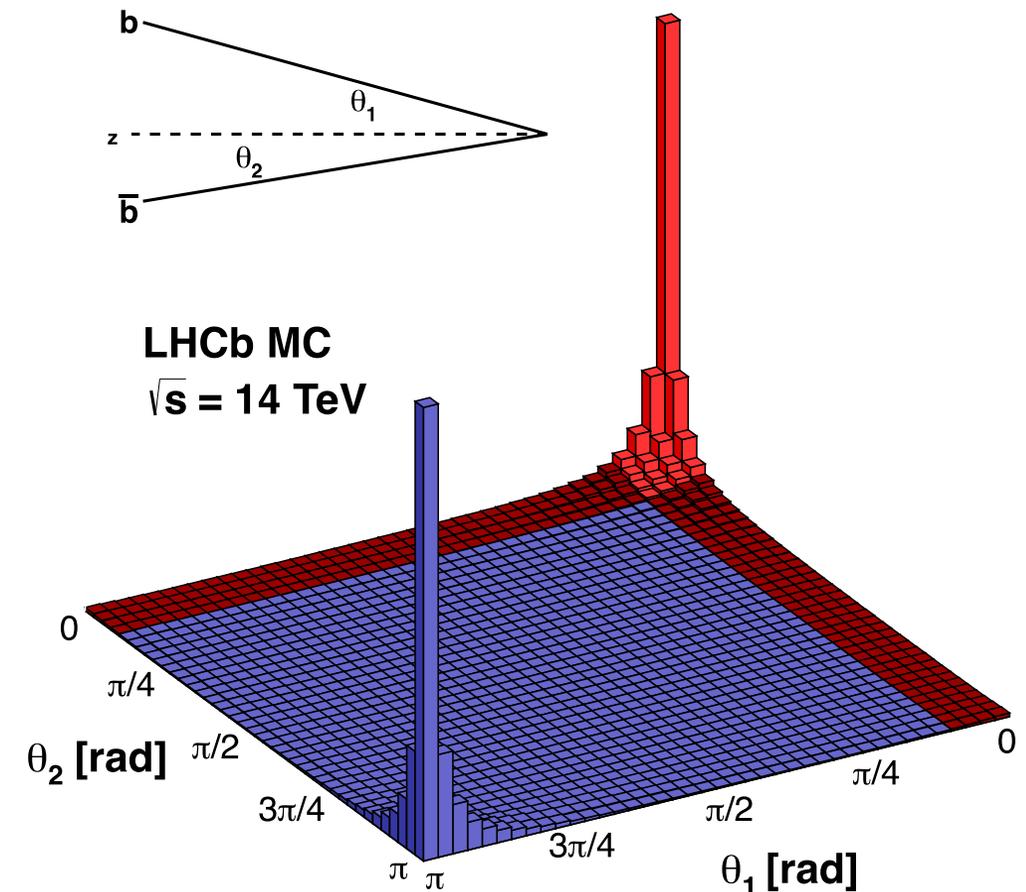
LHCb: spettrometro di massa in avanti

LHCb è un rivelatore **a singolo braccio** i cui parametri geometrici sono ottimizzati per lo studio di adroni contenenti quark pesanti come B^+ .

L'esperimento è in grado di rivelare particelle entro un angolo polare θ compreso tra $15 \div 250$ mrad.

Le sue caratteristiche geometriche gli permettono di raggiungere un valore di **accettanza geometrica** pari al 27% per la produzione di coppie $b\bar{b}$.

Valori maggiori di accettanza sono difficilmente raggiungibili dato che gran parte delle particelle è prodotta ad angoli ancora più piccoli, in una regione dominata, a LHC, dalla presenza dei **fasci di protoni** che danneggerebbero un eventuale rivelatore.



Selezione *offline* per il canale $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$

Selezione <i>offline</i>	Breve descrizione
P di p, \bar{p} e $K^+ > 1500 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
Somma dei P di p, \bar{p} e $K^+ > 20000 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
PT di $B^+ > 1000 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
PT di $c\bar{c} > 2000 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
PT di p, \bar{p} e $K^+ > 100 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
Somma scalare dei PT di p, \bar{p} e $K^+ > 4500 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
$\max\{\text{PT di } K^+, \text{PT di } p, \text{PT di } \bar{p}\} > 1500 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
$(\text{ProbNN } p)$ per $p > 0.2$	PID
$(\text{ProbNN } p)$ per $\bar{p} > 0.2$	PID
$(\text{ProbNN } K)$ per $K^+ > 0.2$	PID
χ^2 di IP per $B^+ < 10$	Provenienza dal vertice primario
χ^2 di IP per p, \bar{p} e $K^+ > 1$	Traccia non dal vertice primario
χ^2 del DTF per $B^+ < 12$	Provenienza dal vertice primario
$\cos \theta$ di $B^+ > 0.99998$	Giusta direzione impulso
$ \chi^2 \text{ con PV} - \chi^2 \text{ senza PV} > 500$	Tracce incompatibili con vertice primario
$5000 \text{ MeV}/c^2 < \text{Massa di } B^+ < 5500 \text{ MeV}/c^2$	Giusta massa invariante $p\bar{p}K^+$

Parametrizzazioni delle distribuzioni in $m_{p\bar{p}K^+}$

Il contributo del **segnale di B^+** è modellizzato con una somma pesata di due gaussiane aventi stesso valor medio μ e deviazioni standard σ_1 e σ_2 :

$$f_{B^+} = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma_1^2}} \exp\left(-\frac{(m_{p\bar{p}K^+} - \mu)^2}{2\sigma_1^2}\right) + \frac{1-c}{\sqrt{2\pi\sigma_2^2}} \exp\left(-\frac{(m_{p\bar{p}K^+} - \mu)^2}{2\sigma_2^2}\right)$$

Il contributo del **fondo combinatorio** è rappresentato dalla retta:

$$f_{cmb} = a + b m_{p\bar{p}K^+}$$

Il contributo del **fondo da eventi parzialmente ricostruiti** è descritto da:

$$f_{pc} = \frac{\mathcal{N}_{pc}}{1 + e^{(m_{p\bar{p}K^+} - m_0)/s}}$$

Il **modello statistico globale** impiegato per descrivere le distribuzioni in $m_{p\bar{p}K^+}$ è dunque il seguente:

$$f_{tot} = N_{sig} f_{B^+} + N_{bkg} [w_{pc} f_{pc} + (1 - w_{pc}) f_{cmb}]$$

Parametrizzazioni della distribuzione relativistica di Breit-Wigner (1/2)

La teoria prevede che **stati risonanti** siano descritti dalla distribuzione relativistica di Breit-Wigner.

Ne esistono **due diverse parametrizzazioni** riportate nel seguito in forma complessa:

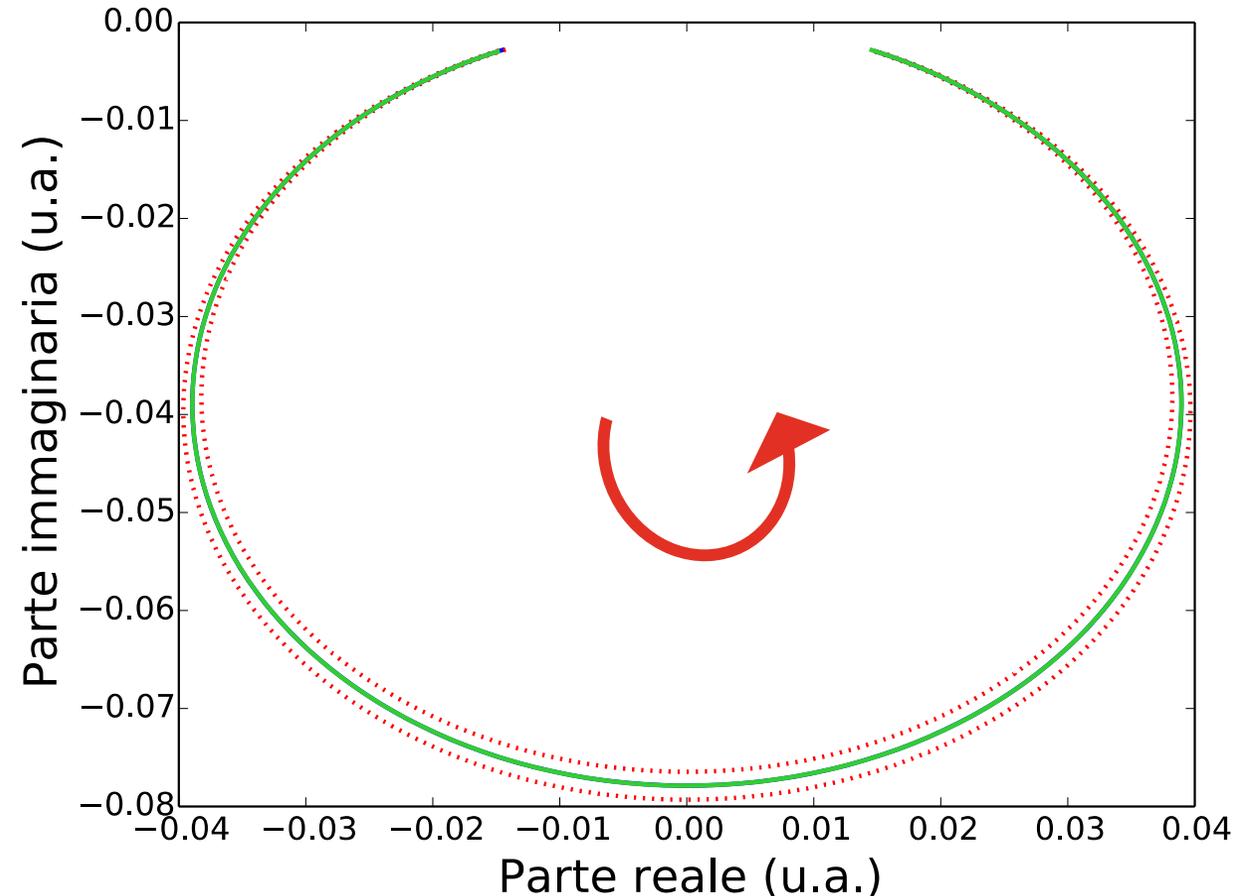
$$\xi_{RBW}(m_{p\bar{p}}) = \frac{\sqrt{k}}{(m_{p\bar{p}}^2 - m_r^2)^2 + i m_{p\bar{p}} \Gamma}$$

(in blu)

$$\zeta_{RBW}(m_{p\bar{p}}) = \frac{\sqrt{k'}}{(m_{p\bar{p}}^2 - m_r^2)^2 + i m_r \Gamma}$$

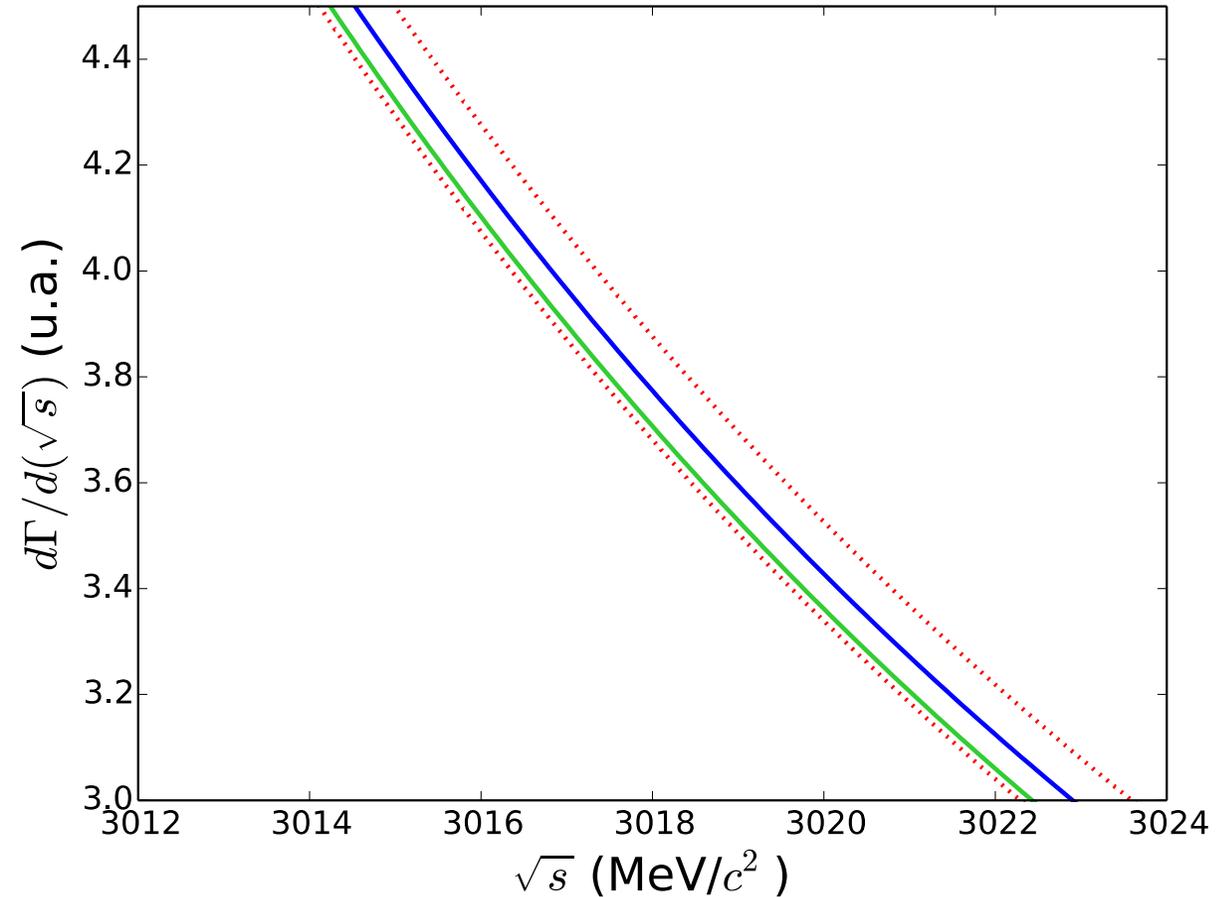
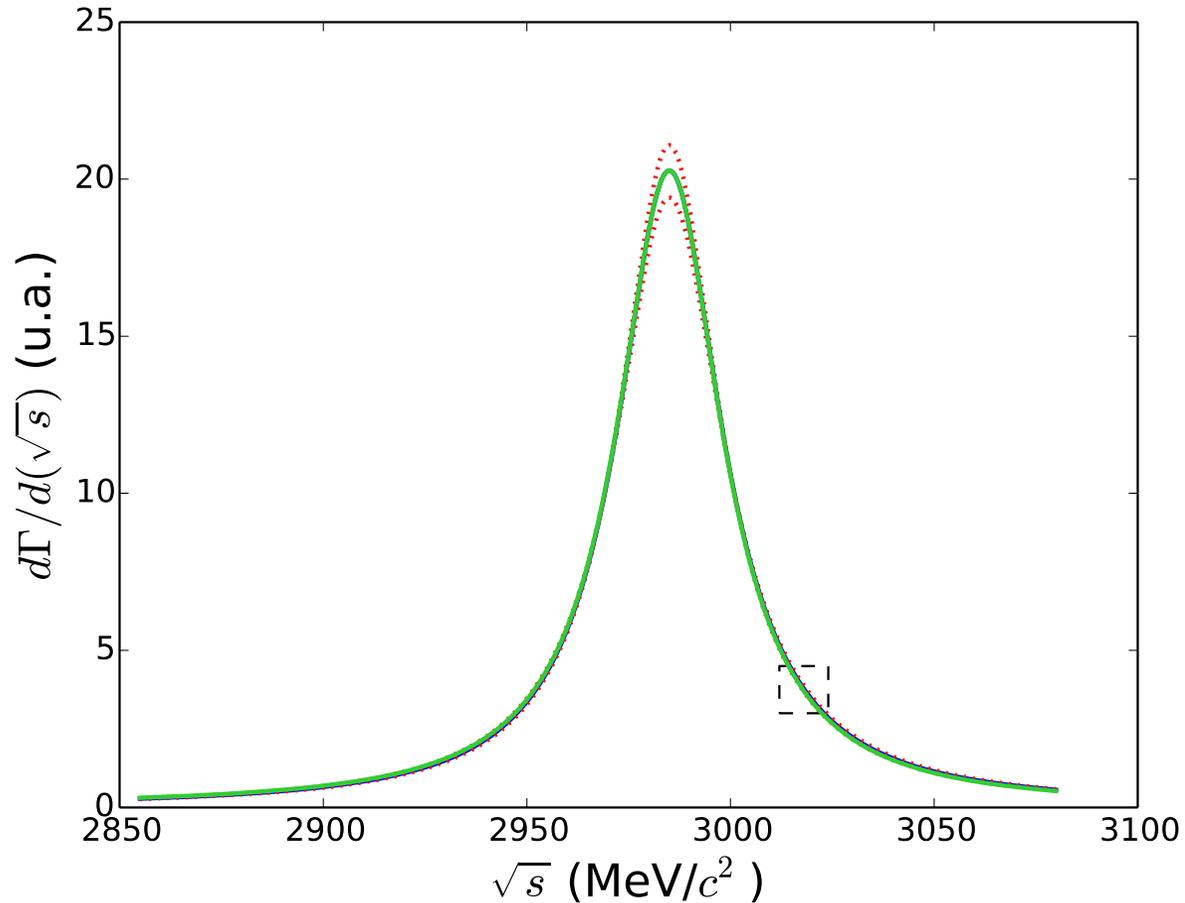
(in verde)

Come mostrato dalle figure, le due parametrizzazioni sono evidentemente **equivalenti** ai fini dell'analisi.



Parametrizzazioni della distribuzione relativistica di Breit-Wigner (2/2)

In **blu** è riportata la parametrizzazione utilizzata nell'analisi della massa $m_{p\bar{p}}$, mentre la scrittura alternativa è riportata in **verde**. Le linee **rosse** tratteggiate definiscono l'intervallo di valori entro cui può variare la parametrizzazione impiegata a causa dell'errore sulla larghezza Γ .



Quadro teorico di $b \rightarrow h_c$ anything

Guardando ai *branching ratio* del canale di segnale e di quello di controllo spicca la significativa **differenza** tra $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow h_c K^+)$ e $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+)$.

Ciò è in contrasto con i modelli teorici che, pur con grandi incertezze, **predicono**:

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow h_c K^+) \approx \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c0} K^+) = (1.50_{-0.14}^{+0.15}) \times 10^{-4}$$

Dal modello ci si **attende** dunque un rapporto dei *branching ratio* dell'ordine di

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow h_c K^+)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+)} \approx 0.3$$

Canale	<i>Branching ratio</i>
Segnale	$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow h_c K^+) < 3.8 \times 10^{-5}$
	$\mathcal{B}(h_c \rightarrow \eta_c \gamma) = (51 \pm 6)\%$
	$\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow p\bar{p}) = (1.50 \pm 0.16) \times 10^{-3}$
Controllo	$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+) = (4.79 \pm 0.23) \times 10^{-4}$
	$\mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma) = (33.9 \pm 1.2)\%$
	$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow p\bar{p}) = (2.120 \pm 0.029) \times 10^{-3}$

[Medie mondiali](#)

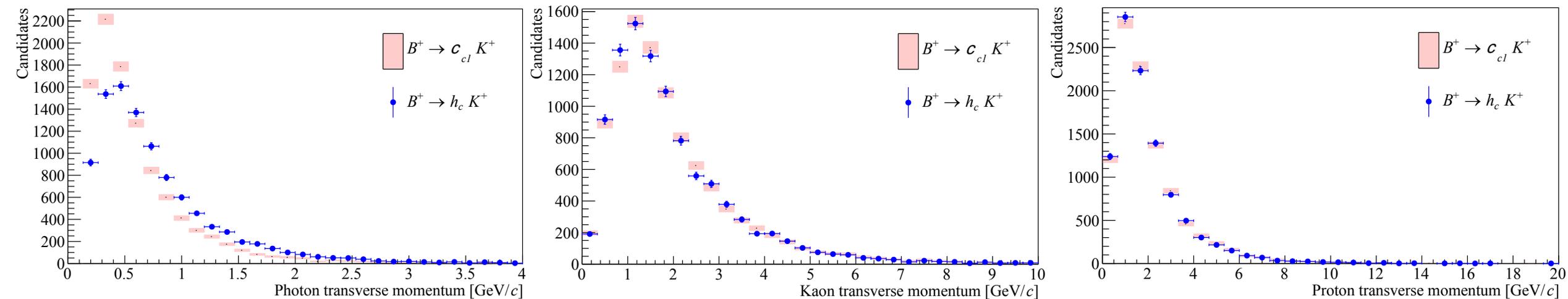
Simulazione dei decadimenti $B^+ \rightarrow p\bar{p}\gamma K^+$

La misura del rapporto di *branching ratio* necessita della conoscenza dell'**efficienza di selezione e ricostruzione** delle catene di decadimento.

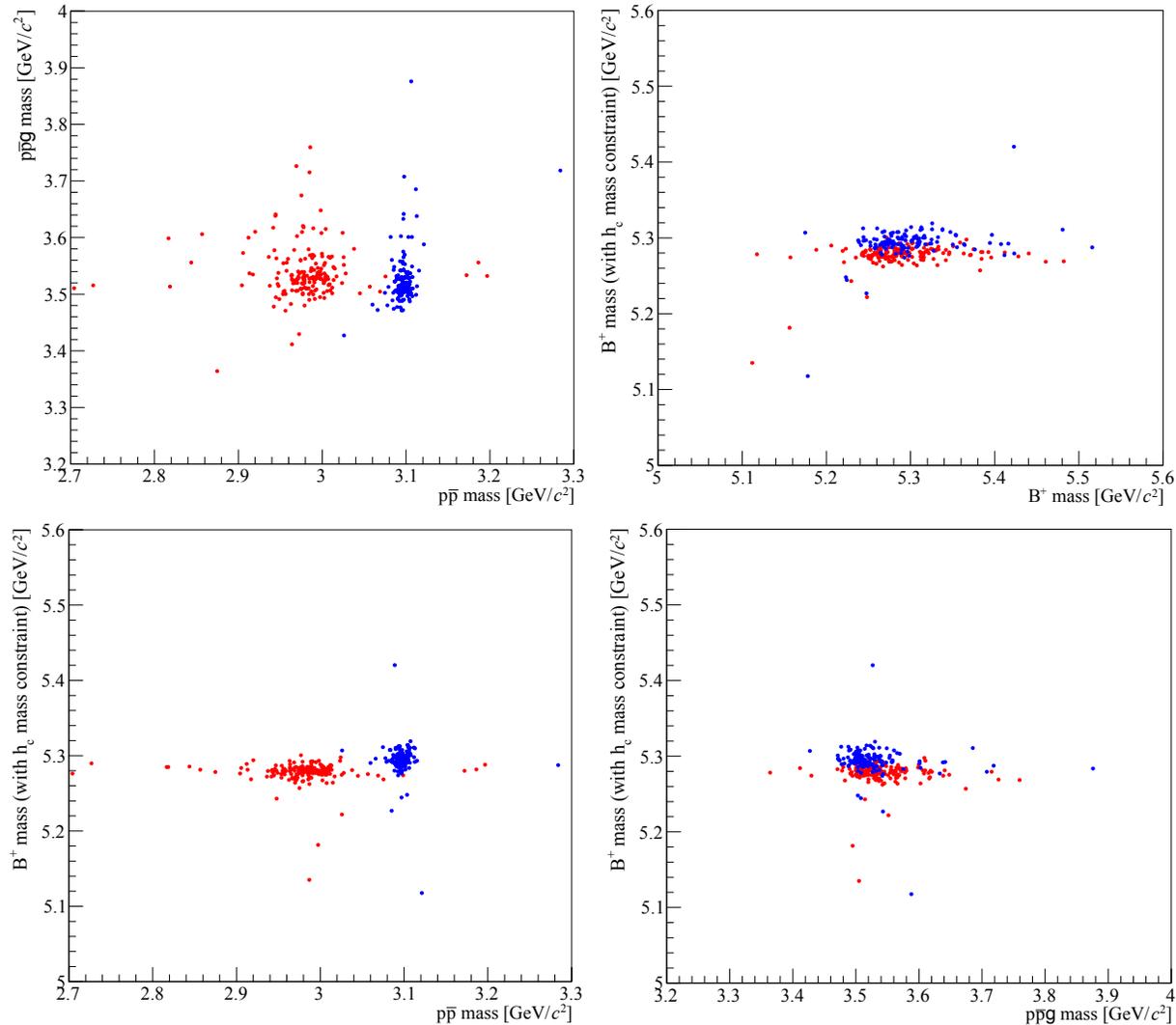
$$\mathcal{R} = \frac{N_{h_c} \epsilon_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c1}} \epsilon_{h_c}}$$

Una prima valutazione sulle efficienze dei canali di segnale e di controllo si può ottenere guardando alle simulazioni **senza** il contributo di rivelatore e di ricostruzione. Da queste si osserva che il rapporto delle efficienze necessita di correzioni rispetto al valore ideale (pari all'**unità**) a causa della differente distribuzione dell'**impulso del fotone**.

L'efficienza può essere ricavata a partire da un **campione simulato Monte Carlo** che produce dati per i soli canali d'interesse.



Preparazione e funzionamento del *DecFile*



Della produzione del campione simulato sono responsabili tre programmi:

- **PYTHIA** – per simulare le collisioni pp
- **EvtGen** – per simulare il decadimento di adroni- b e adroni- c
- **Geant4** – per simulare la risposta del rivelatore

Il *DecFile* è il file di configurazione di EvtGen per la simulazione dei canali d'interesse: si richiede cioè che le catene di decadimento di segnale e di controllo avvengano con un *branching ratio* del **100%**.

Il corretto funzionamento del *DecFile* si può verificare nelle medesime modalità descritte per campioni di dati reali: verificando la presenza dei contributi attesi (contributo di segnale in **rosso** e contributo di controllo in **blu**).

Selezione *offline* per il canale $B^+ \rightarrow p\bar{p}\gamma K^+$

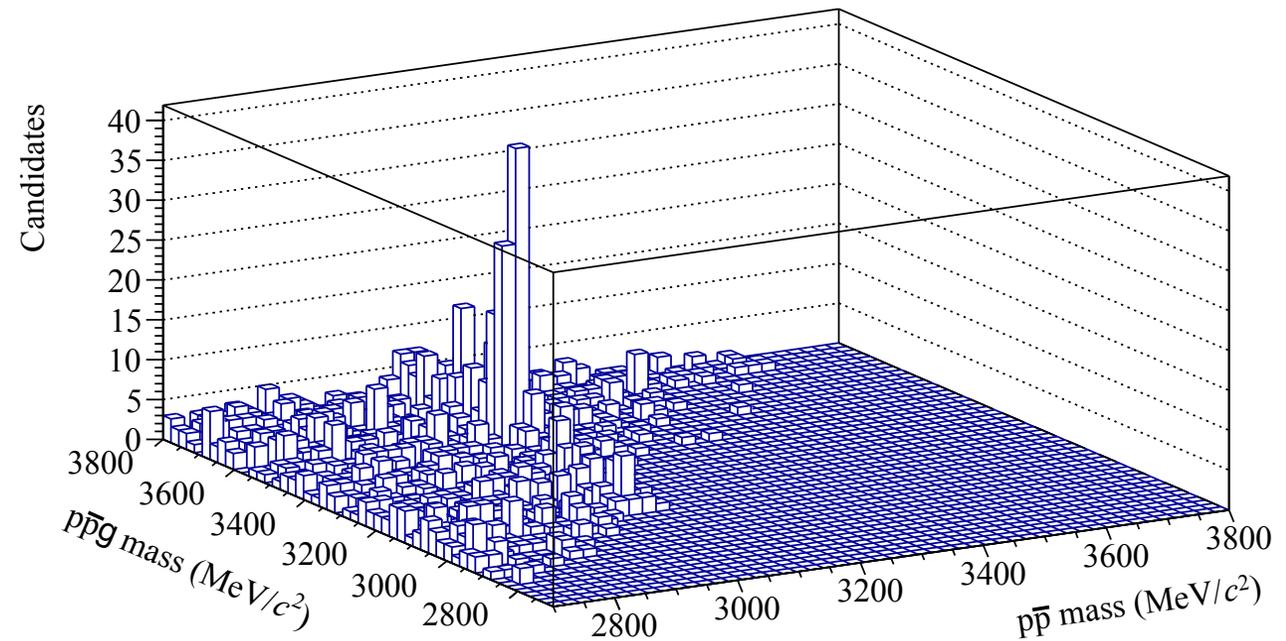
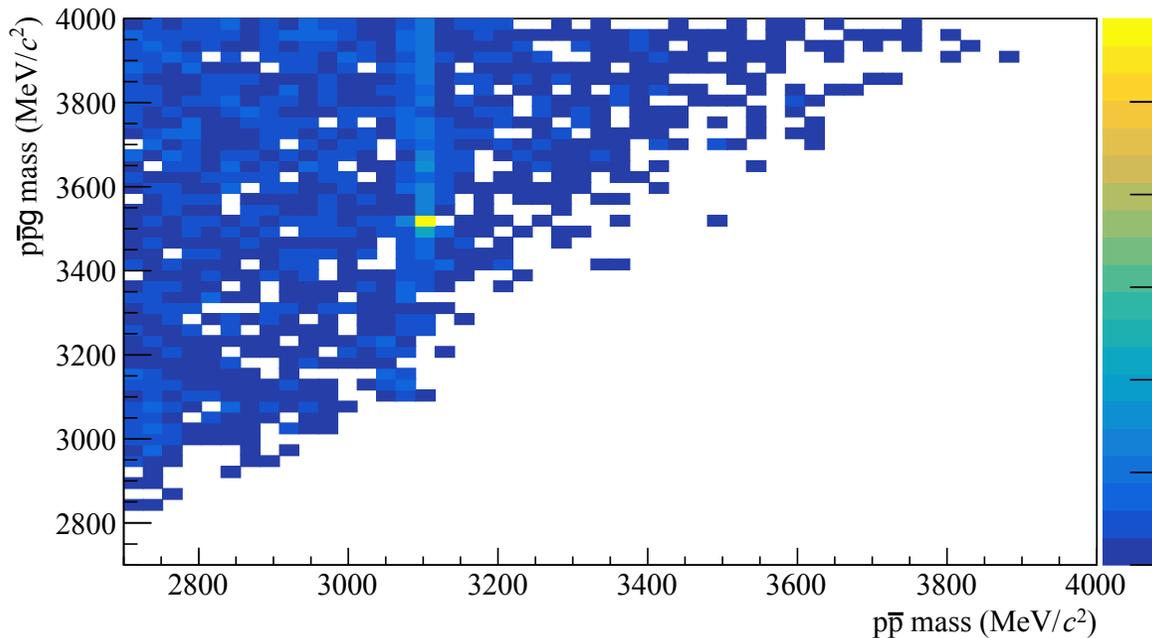
Selezione <i>offline</i>	Breve descrizione
P di $p, \bar{p} > 10 \text{ GeV}/c$	Particelle in accettazione
PT di $B^+ > 5.5 \text{ GeV}/c$	Particelle in accettazione
PT di $c\bar{c} > 3.5 \text{ GeV}/c$	Particelle in accettazione
PT di $\gamma > 800 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
γ non proveniente da π^0	Masse invarianti $\gamma\gamma$
CL di $\gamma > 0.2$	Corretta ricostruzione del fotone
$(\text{Prob}NN \text{ } K)$ per $K^+ > 0.2$	PID
χ^2 di IP per $K^+ > 9$	Traccia non dal vertice primario
DTF a convergenza	Provenienza dal vertice primario
χ^2 del DTF per $B^+ < 3.5$	Provenienza dal vertice primario
$5200 \text{ MeV}/c^2 < \text{Massa DTF di } B^+ < 5350 \text{ MeV}/c^2$	Giusta massa invariante $p\bar{p}\gamma K^+$
Massa DTF di $p\bar{p}$ e $p\bar{p}\gamma < 4000 \text{ MeV}/c^2$	Giusta massa invariante $p\bar{p}$ e $p\bar{p}\gamma$
τ di $B^+ > 3 \times 10^{-4} \text{ ns}$	Sufficiente tempo di volo

J/ψ e χ_{c1} del canale di controllo

Il segnale puro e abbondante di J/ψ in $m_{p\bar{p}}$ **non** è dovuto al solo canale di controllo, ma presenta contributi anche da **altri** decadimenti.

L'aggiunta del fotone **diminuisce** il contributo derivante da canali diversi da quello d'interesse, rivelando un eccesso dovuto a χ_{c1} in $m_{p\bar{p}}\gamma$.

Per verificare che il segnale di χ_{c1} sia quello dovuto al decadimento $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$ con $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ si riporta la massa invariante $p\bar{p}$ **versus** $p\bar{p}\gamma$. Dagli istogrammi si può osservare come l'eccesso in corrispondenza della massa di J/ψ in $m_{p\bar{p}}$ presenti un contributo importante in corrispondenza della massa di χ_{c1} in $m_{p\bar{p}}\gamma$.



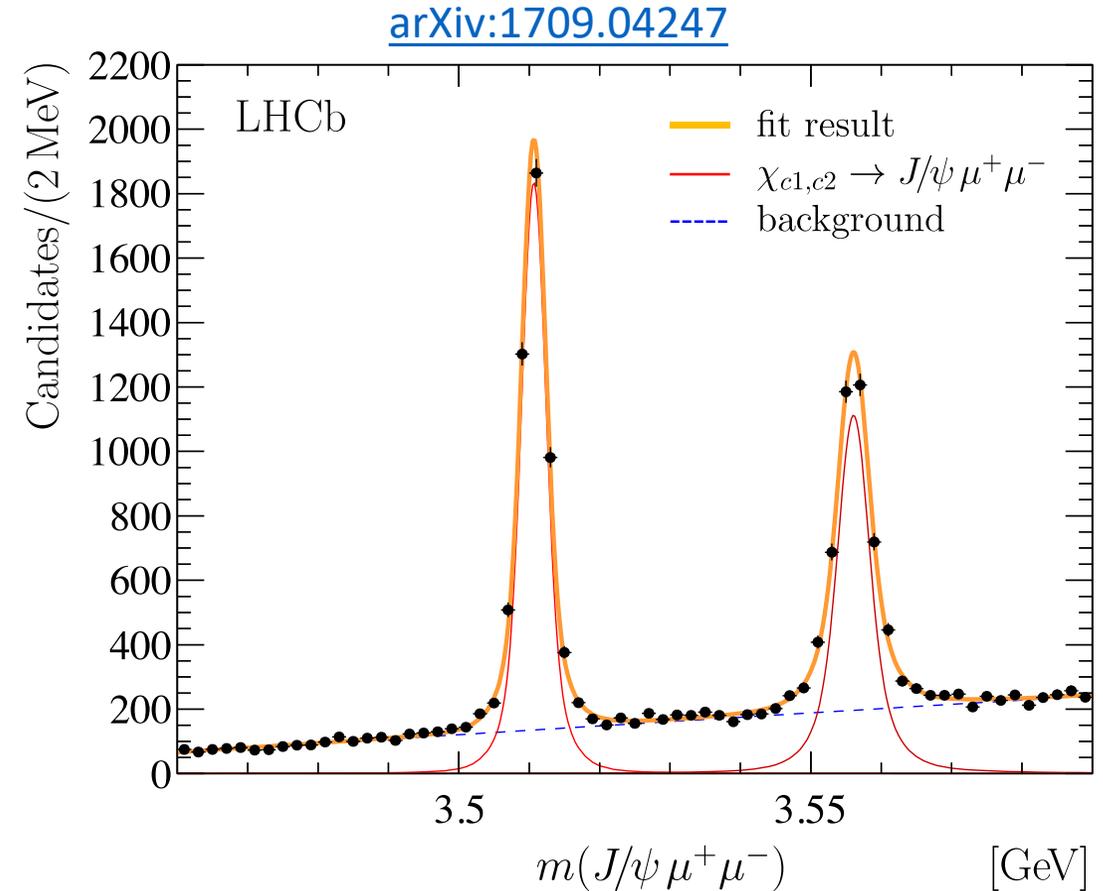
Misura precisa di χ_{c1} e χ_{c2}

La collaborazione LHCb ha recentemente pubblicato (13 Settembre 2017) una misura ad **altissima risoluzione** degli stati risonanti χ_{c1} e χ_{c2} .

Ciò è stato possibile analizzando la massa invariante delle combinazioni $J/\psi\mu^+\mu^-$ che ha permesso inoltre di osservare **per la prima volta** i decadimenti:

$$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\mu^+\mu^-$$

$$\chi_{c2} \rightarrow J/\psi\mu^+\mu^-$$



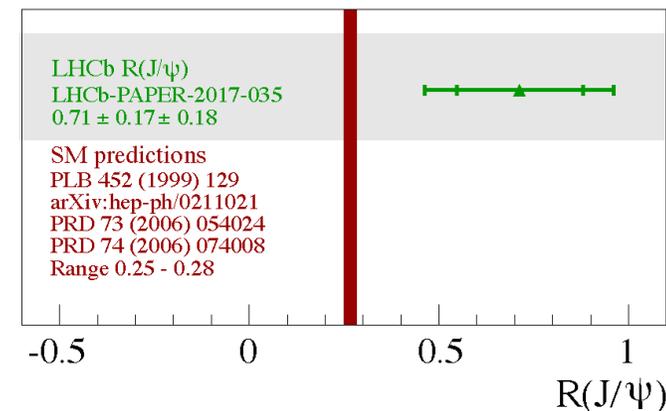
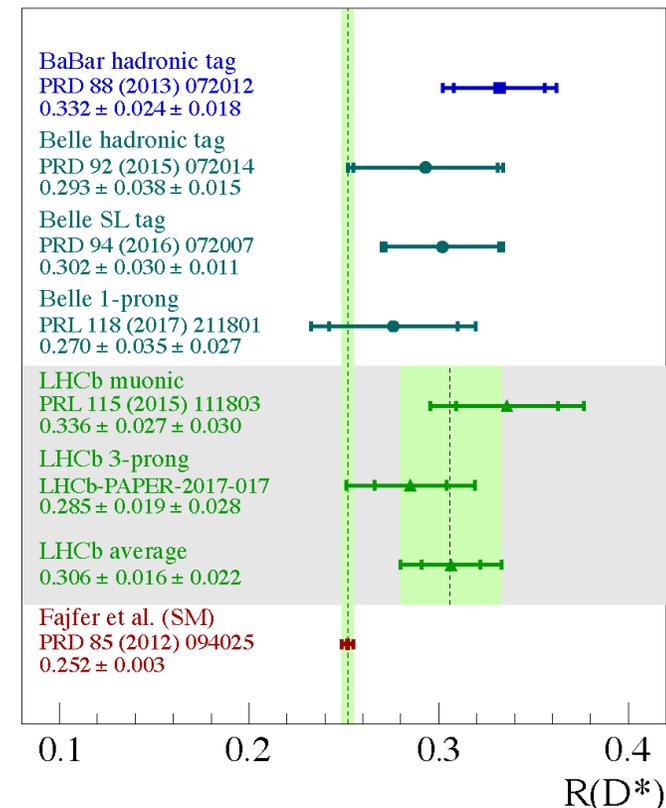
Test dell'universalità leptonica (1/2)

Una delle assunzioni del MS è l'universalità leptonica secondo cui elettroni, muoni e tauoni dovrebbero avere le **medesime proprietà** ed essere prodotti **in modo equivalente** nei decadimenti deboli (con le dovute correzioni legate alla differente massa).

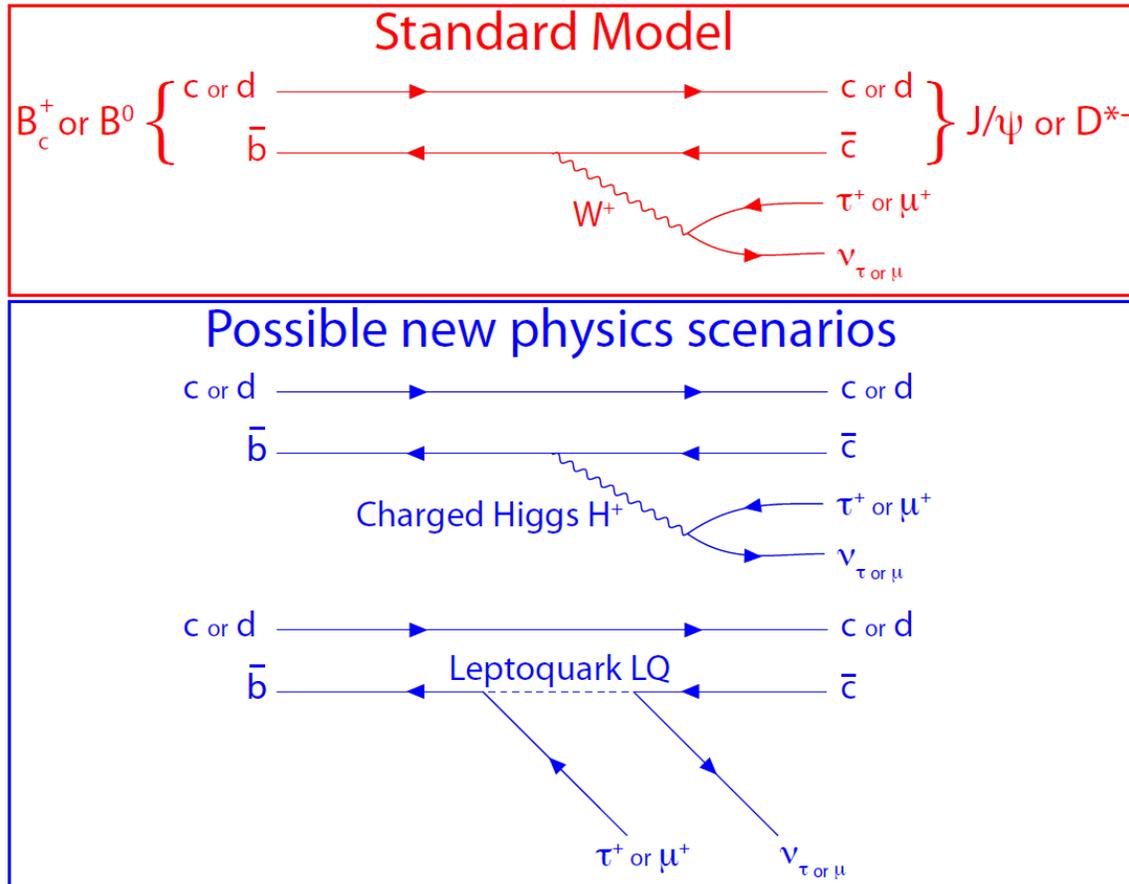
Alla sessione aperta di [LHCC](#) (13 Settembre 2017), la collaborazione LHCb ha presentato i risultati di una **nuova misura** del rapporto di *branching ratio*:

$$\mathcal{R}(J/\psi) = \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi \tau^+ \nu_\tau)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi \mu^+ \nu_\mu)}$$

Data la differenza di massa tra τ e μ , la teoria predice che il rapporto di *branching ratio* debba differire dall'unità al più per 0.25 **contrariamente** a quanto misurato dall'esperimento LHCb.



Test dell'universalità leptonica (2/2)



La misura di LHCb si aggiunge a quella di altri esperimenti (come Belle e BaBar) che danno indizi sulla possibile **violazione dell'universalità leptonica** prevista dal MS.

Si aprono quindi scenari di *nuova fisica* che potrebbero includere l'introduzione di un **bosone di Higgs carico (H^+)** o una nuova famiglia di particelle chiamata **leptoquark (LQ)**.