

Large Hadron Collider beauty Experiment



Poszukiwania sygnałów Nowej Fizyki w pomiarach łamania CP w eksperymencie LHCb

**Seminarium Fizyki Wielkich Energii
7 stycznia 2011**

Artur Ukleja



A. Wprowadzenie

- Cele Eksperymentu LHCb

B. Poszukiwania sygnałów Nowej Fizyki w pomiarach łamania CP

- mechanizmy łamania CP

1. Rozpady $B^0_s \rightarrow VV$ i pomiar fazy ϕ_s

- aktualne pomiary
- pomiar w LHCb

2. Pomiary asymetrii w rozpadach B z określonym zapachem, a_{fs}

- definicja a_{fs}
- aktualne pomiary
- czynniki utrudniające pomiar
- propozycja pomiaru a_{fs} w LHCb

C. Podsumowanie



Wiele otwartych pytań w Modelu Standardowym:

- Dlaczego są 3 generacje kwarków i leptonów (kto to zamawiał)?
- Co decyduje o hierarchii mass fermionów?
- Co decyduje o elementach macierzy CKM?, która, co opisuje występujące w przyrodzie łamanie parzystości przestrzenno-ładunkowej CP, ale:

znana wielkość łamania CP w Modelu Standardowym jest za mała, aby wyjaśnić ilość pozostałej we Wszechświecie materii.

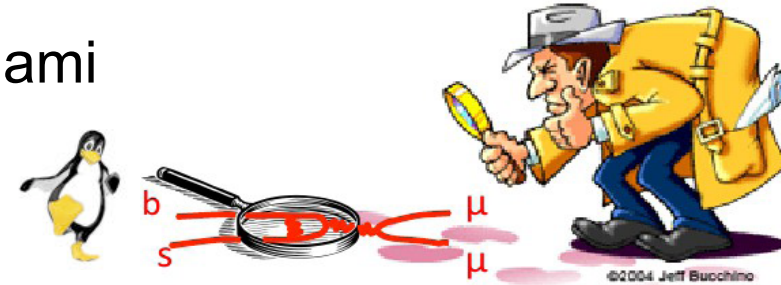
→ **Jakie są mechanizmy łamania CP?**

Detektor LHCb próbuje pomóc w odpowiedziach.

W tym celu badane są między innymi rozpady **cząstek pięknych**

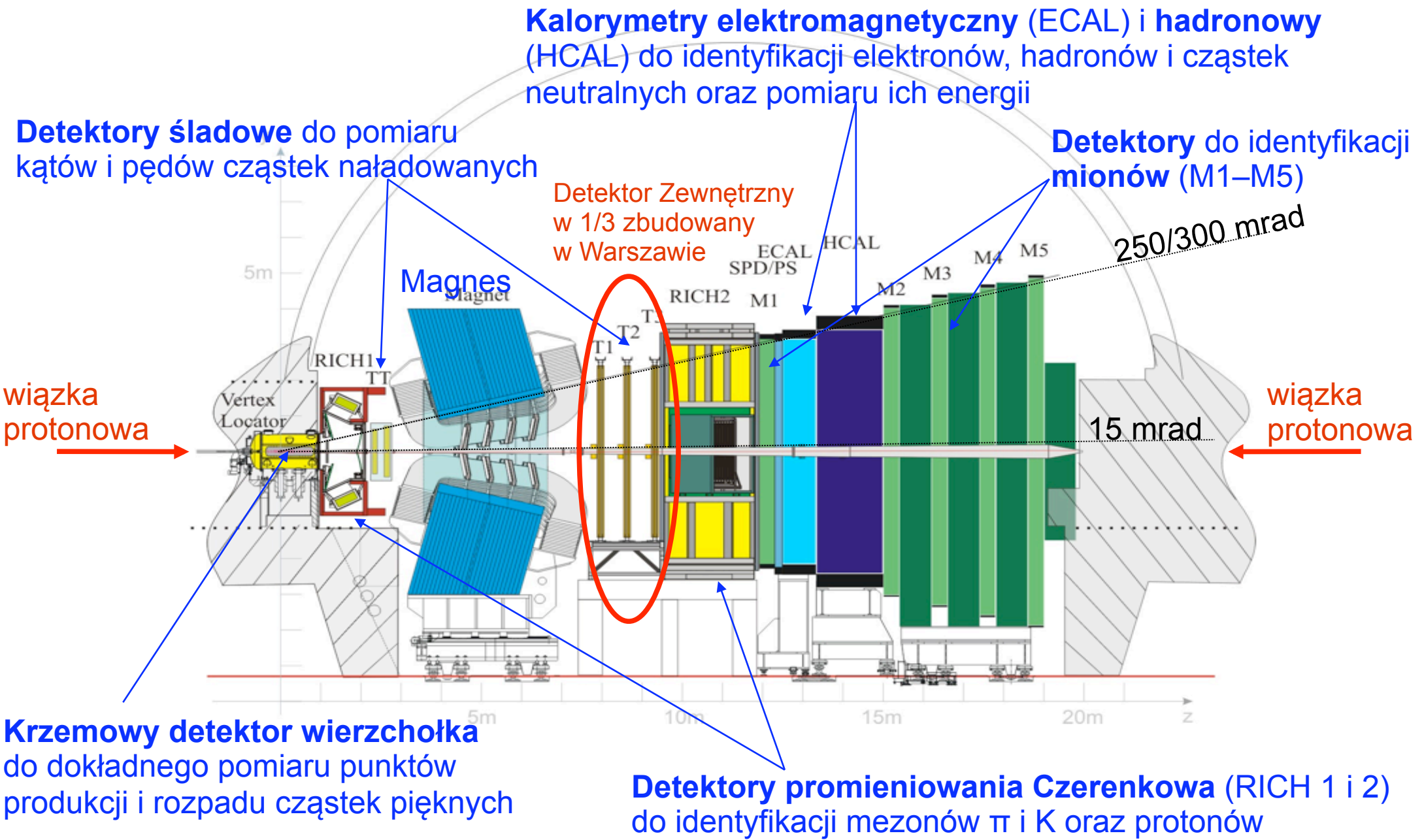
LHCb – poszukiwania **niezgodności** z przewidywaniami **Modelu Standardowego**

- dokładniejsze pomiary **znanych procesów w MS**
- **pośrednie** wskazanie **istnienia nowych zjawisk fizycznych**
- w przeciwieństwie do ogólnych detektorów, które mierzą przekroje czynne na produkcję nowych cząstek, **LHCb może zmierzyć fazę nowych sprzężeń**
- Potrzebne duże statystyki przypadków z cząstkami pięknymi
⇒ duże energie



Wybór takich kanałów rozpadów B, dla których **przewidywania MS są obarczone bardzo małymi niepewnościami teoretycznymi** i najlepiej, gdy **przewidywania są bardzo małe** (~ 0), wtedy pomiar dużych ich wartości jest wyraźnym wskazaniem na istnienie cząstek Nowej Fizyki.

ATLAS/CMS – **bezpośrednie poszukiwania cząstek Nowej Fizyki** przy coraz wyższych energiach



Bardzo dobra rekonstrukcja wierzchołków i torów oraz identyfikacja cząstek

Poszukiwania sygnałów Nowej Fizyki w pomiarach łamania parzystości przestrzenno-ładunkowej CP

- mechanizmy łamania CP

1. Rozpady $B_s^0 \rightarrow VV$ i pomiar fazy ϕ_s

- aktualne pomiary
- pomiary w LHCb

Łamanie parzystości przestrzenno-ładunkowej **CP** oznacza, że **prawa fizyki zmieniają się** jeśli:

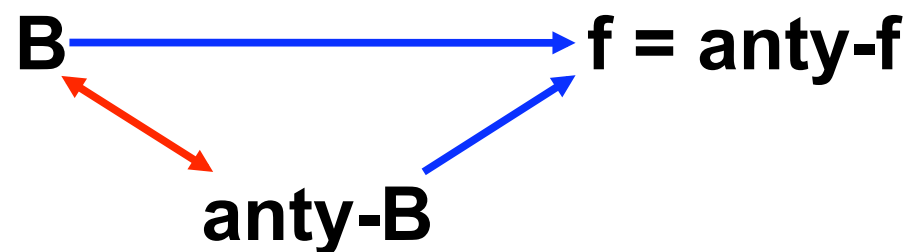
- **zastąpimy cząstkę jej antycząstką (C)**
oraz
- **zmienimy kierunki wszystkich współrzędnych** $(x,y,z) \rightarrow (-x,-y,-z)$
(obserwowany proces nie jest zwierciadlanym odbiciem początkowej reakcji)

Trzy sposoby łamania CP:

- **w mieszaniu**
($B \rightarrow \text{anty-B} \neq \text{anty-B} \rightarrow B$)
- **bezpośrednie**
(w amplitudach rozpadów)
- **interferencja**
między bezpośrednimi rozpadami
a rozpadami z mieszaniem

$$B \rightarrow f \neq \text{anty-B} \rightarrow \text{anty-f}$$

↑
jeśli łamanie CP



W Modelu Standardowym łamanie CP jest opisane macierzą CKM

Macierz mieszania kwarków – CKM

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \lambda & \lambda^3 \\ -\lambda & 1 & \lambda^2 \\ -\lambda^3 & -\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

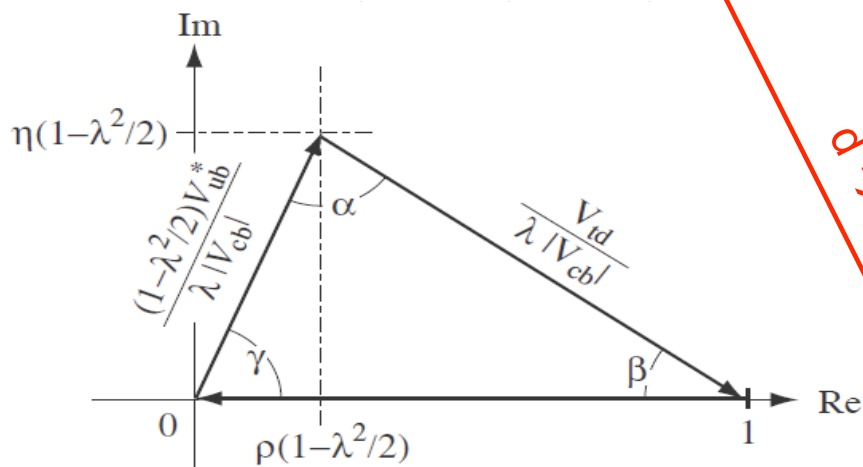
Macierz jest unitarna

$$\lambda = 0.22$$

Przejścia:

- w tej samej generacji ~ 1
- między 1-2 generacji $\sim 10^{-1}$
- między 2-3 generacji $\sim 10^{-2}$
- między 1-3 generacji $\sim 10^{-3}$

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0$$

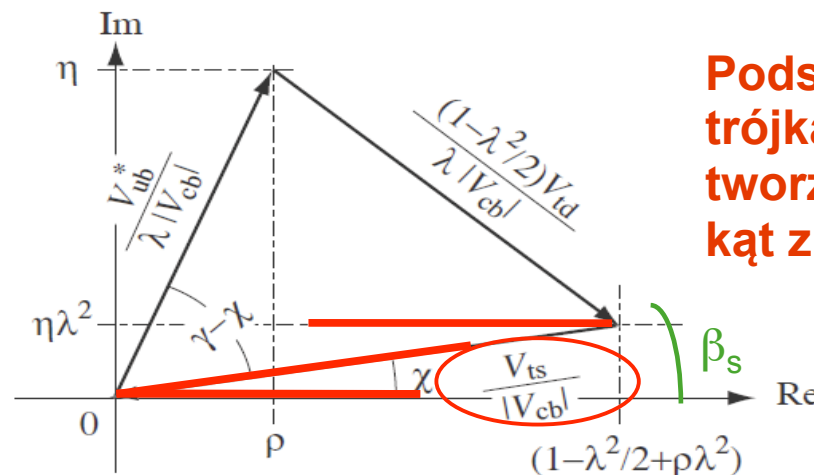


$$\beta = \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \sim 21.5^\circ$$

złoty rozpad

Wyznaczany z rozpadów $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$
(anty-b **d**) \rightarrow (c anty-c) (**d** anty-s)

$$V_{tb} V_{ub}^* + V_{ts} V_{us}^* + V_{td} V_{ud}^* = 0$$



Podstawa trójkąta tworzy mały kąt z osią Re

$$\beta_s = \arg\left(-\frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*}\right) (\equiv \chi) \sim 1^\circ$$

$$V_{us} V_{ub}^* + V_{cs} V_{cb}^* + V_{ts} V_{tb}^* = 0$$

Wyznaczany z rozpadów $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$
(anty-b **s**) \rightarrow (c anty-c) (**s** anty-s)

Rozpad $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$

Diagram drzewowy (**dominujący**)
 anty-b \rightarrow anty-c c anty-s

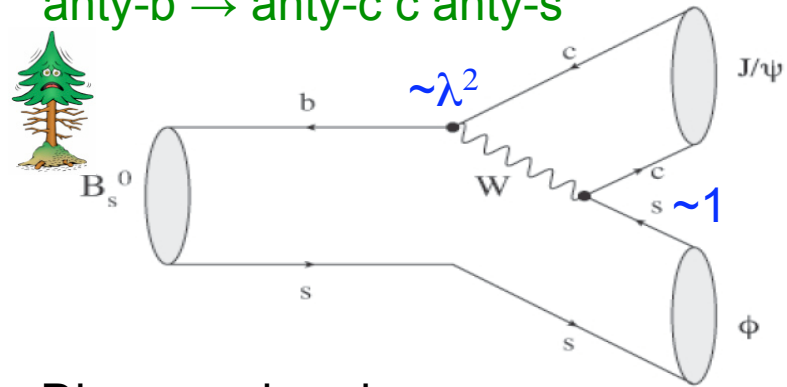
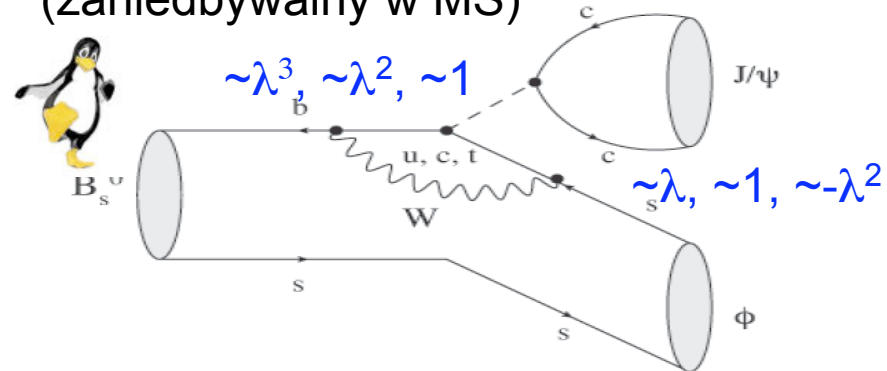


Diagram pingwinowy
 (zaniedbywalny w MS)



Amplituda rozpadu **anty-b** \rightarrow **anty-c c anty-s** może być wyrażona jako kombinacja:

- amplitudy „drzewowej” (A_T)
- amplitud „pingwinowych” (P_i), $i \in \{u, c, t\}$

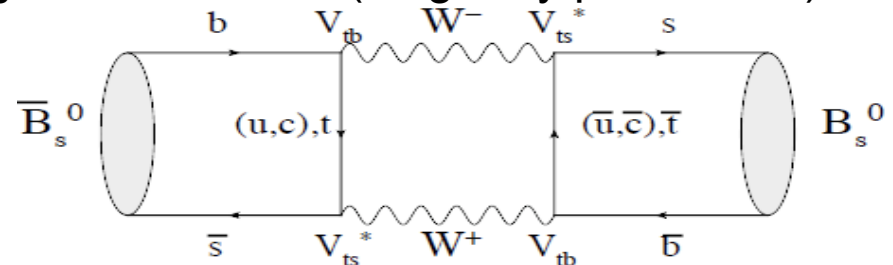
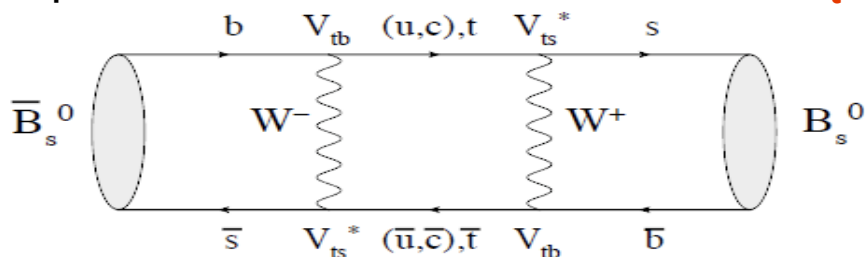
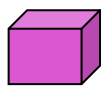
$$A = V_{cs} V_{cb}^* A_T + V_{cs} V_{cb}^* P_c + V_{us} V_{ub}^* P_u + V_{ts} V_{tb}^* P_t$$

$$= \underbrace{V_{cs} V_{cb}^*}_{\sim \lambda^2} (A_T + P_c - P_t) + \underbrace{V_{us} V_{ub}^*}_{\sim \lambda^4} (P_u - P_t)$$

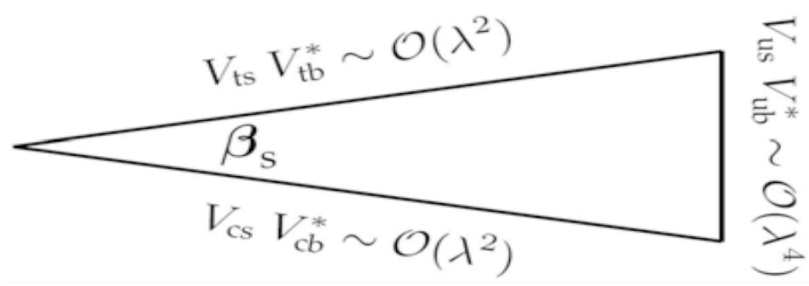
$$V_{ts} V_{tb}^* = -V_{us} V_{ub}^* - V_{cs} V_{cb}^*$$

- wkład ($P_u - P_t$) jest tłumiony o $\sim \lambda^2$ względem ($A_T + P_c - P_t$)
- Amplituda rozpadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ jest zdominowana przez jedną słabą fazę, $\Phi_D = \arg(V_{cs} V_{cb}^*)$
 \rightarrow łamanie CP w bezpośrednich rozpadach jest zaniedbywalne

Przed rozpadem mezon B^0 może **zamienić się** w **anty- B^0** i odwrotnie (diagramy pudełkowe)



Faza ϕ_s



$$\beta_s = \arg \left(- \frac{V_{ts} V_{tb}^*}{V_{cs} V_{cb}^*} \right)$$

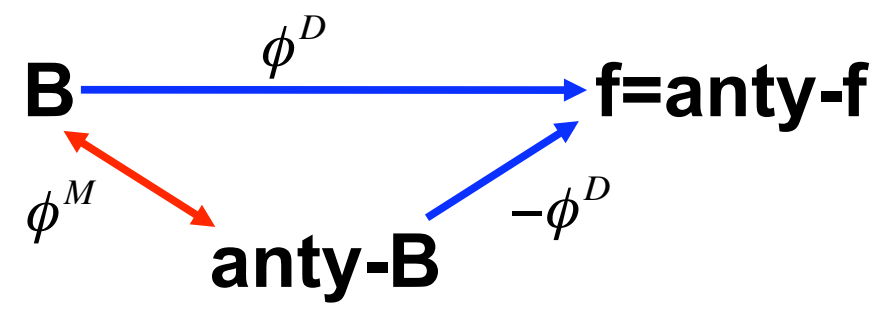
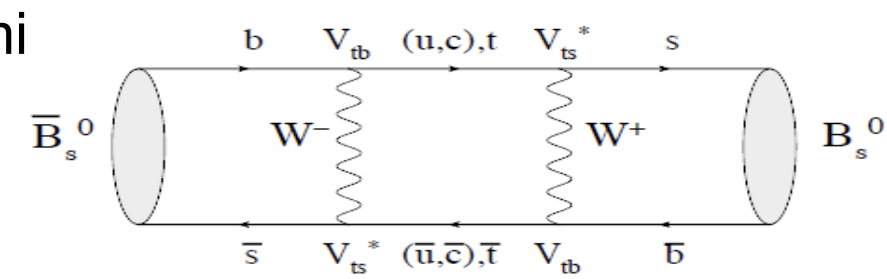
z mieszania
 $\phi^M = 2 \arg(V_{ts} V_{tb}^*)$
 z bezpośrednich rozpadów
 $\phi^D = \arg(V_{cs} V_{cb}^*)$

W eksperymentach mierzymy: $\phi_s = -2\beta_s$
 W MS faza ϕ_s^{MS} jest mała z małymi teoretycznymi niepewnościami:

$$\phi_s^{MS} = -2\beta_s = -0.0368 \pm 0.0017 \text{ rad}$$

- Interferencja między rozpadami bezpośrednimi (D) a rozpadami z mieszaniem (M) pozwala wyznaczyć wartość ϕ_s
- jeżeli mamy wymianę nowych cząstek w diagramach pudełkowych, to wartość ϕ^M będzie inna
 → będziemy mierzyć fazę ϕ_s z nowym czynnikiem

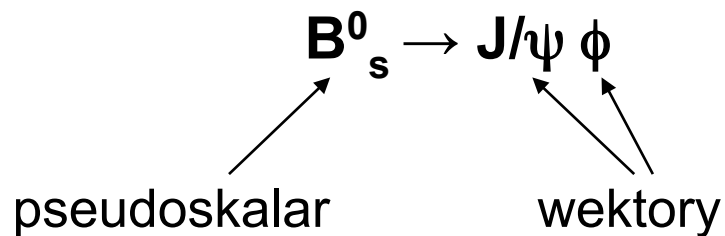
$$\phi_s = \phi_s^{MS} + \phi_s^{NF}$$



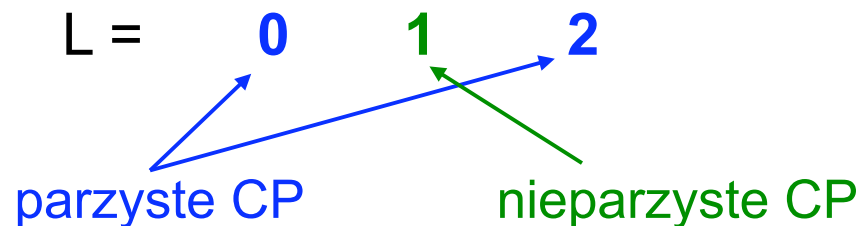
$$\phi_s = \phi_s^{J/\psi\phi} = \phi^M - 2\phi^D = -2\beta_s$$

Pomiar ϕ_s jest kluczowy w LHCb (z rozpadów neutralnych $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$),
 bo daje nadzieję na znalezienie sygnałów Nowej Fizyki

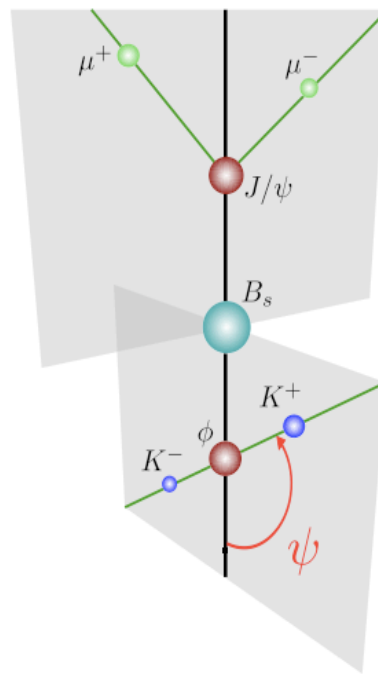
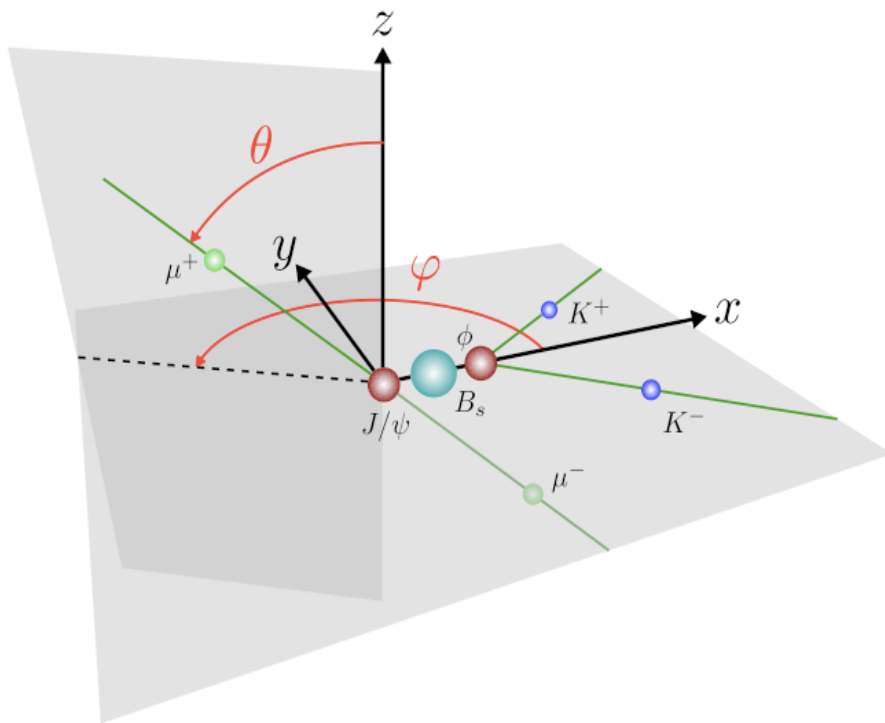
Rozpady neutralnych $B^0_s \rightarrow J/\psi \phi$



Względny orbitalny moment pędu stanu końcowego:



Różne składniki CP mogą być rozdzielone statystycznie w **miarze kątów**, co prowadzi do **bezpośrednich pomiarów wielkości łamania CP**



θ i φ kąty **biegunowy** i **azymutalny** opisujące **kierunek leptonu⁺** (w układzie spoczynkowym mezonu J/ψ)

ψ kąt między $p(K^+)$ a $-p(J/\psi)$ (w układzie spoczynkowym mezonu ϕ)

Pomiar kątów

Różniczkowy przekrój czynny na rozpad:

$$\frac{d^4\Gamma(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}{dt d\cos\theta d\varphi d\cos\psi} \equiv \frac{d^4\Gamma}{dt d\Omega} \propto \sum_{k=1}^6 h_k(t) f_k(\Omega) \quad \frac{d^4\Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}{dt d\cos\theta d\varphi d\cos\psi} \equiv \frac{d^4\bar{\Gamma}}{dt d\Omega} \propto \sum_{k=1}^6 \bar{h}_k(t) f_k(\Omega)$$

zawierają amplitudy

zależy od kątów

k	$h_k(t)$	$\bar{h}_k(t)$	$f_k(\theta, \psi, \varphi)$
1	$ A_0(t) ^2$	$ \bar{A}_0(t) ^2$	$2 \cos^2 \psi (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi)$
2	$ A_{ }(t) ^2$	$ \bar{A}_{ }(t) ^2$	$\sin^2 \psi (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi)$
3	$ A_{\perp}(t) ^2$	$ \bar{A}_{\perp}(t) ^2$	$\sin^2 \psi \sin^2 \theta$
4	$\Im\{A_{ }^*(t)A_{\perp}(t)\}$	$\Im\{\bar{A}_{ }^*(t)\bar{A}_{\perp}(t)\}$	$-\sin^2 \psi \sin 2\theta \sin \varphi$
5	$\Re\{A_0^*(t)A_{ }(t)\}$	$\Re\{\bar{A}_0^*(t)\bar{A}_{ }(t)\}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi \sin^2 \theta \sin 2\varphi$
6	$\Im\{A_0^*(t)A_{\perp}(t)\}$	$\Im\{\bar{A}_0^*(t)\bar{A}_{\perp}(t)\}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi \sin 2\theta \cos \varphi$

4-6 czony interferencyjne między amplitudami

Amplitudy są związane z CP stanu końcowego:
 $CP|J/\psi\phi\rangle = (-1)^L |J/\psi\phi\rangle$

orb. mom. pędu L:
 stan CP:



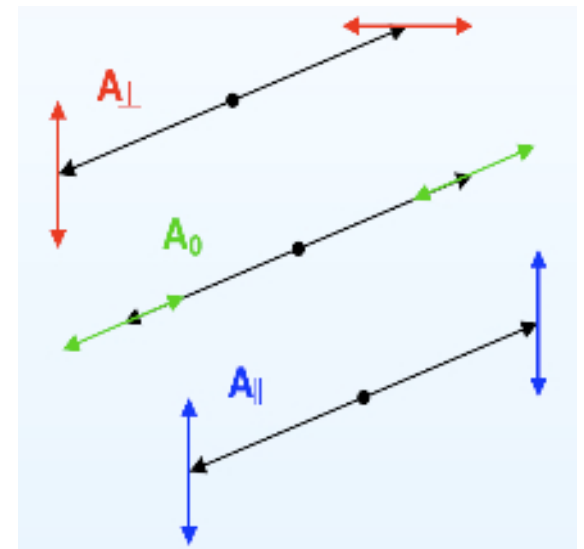
parzyste



nieparzyste



Polaryzacja J/psi i phi:



Metoda pomiaru ϕ_s

przykłady

Amplitudy (stany CP) są funkcjami czasu

dla $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$:

$$|A_0(t)|^2 = |A_0(0)|^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right]$$

$$\Im\{A_{\parallel}^*(t)A_{\perp}(t)\} = |A_{\parallel}(0)||A_{\perp}(0)|e^{-\Gamma_s t} \left[-\cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \sin\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \sin(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos(\Delta m_s t) - \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right]$$

dla $\text{anty-}B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ zmiana znaku

człony z fazą ϕ_s

Argumenty amplitud są nazywane **fazami silnymi**:

Można tak wybrać fazy, aby $\delta_0 = 0$

Tylko dwie amplitudy i dwie fazy silne są niezależne

$$\begin{aligned} & \delta_0 \quad \delta_{\parallel} \quad \delta_{\perp} \\ & |A_{\perp}(0)|^2 + |A_{\parallel}(0)|^2 + |A_0(0)|^2 = 1 \\ & \delta_{\parallel} = \arg(A_{\parallel}(0)A_0^*(0)) \\ & \delta_{\perp} = \arg(A_{\perp}(0)A_0^*(0)) \end{aligned}$$

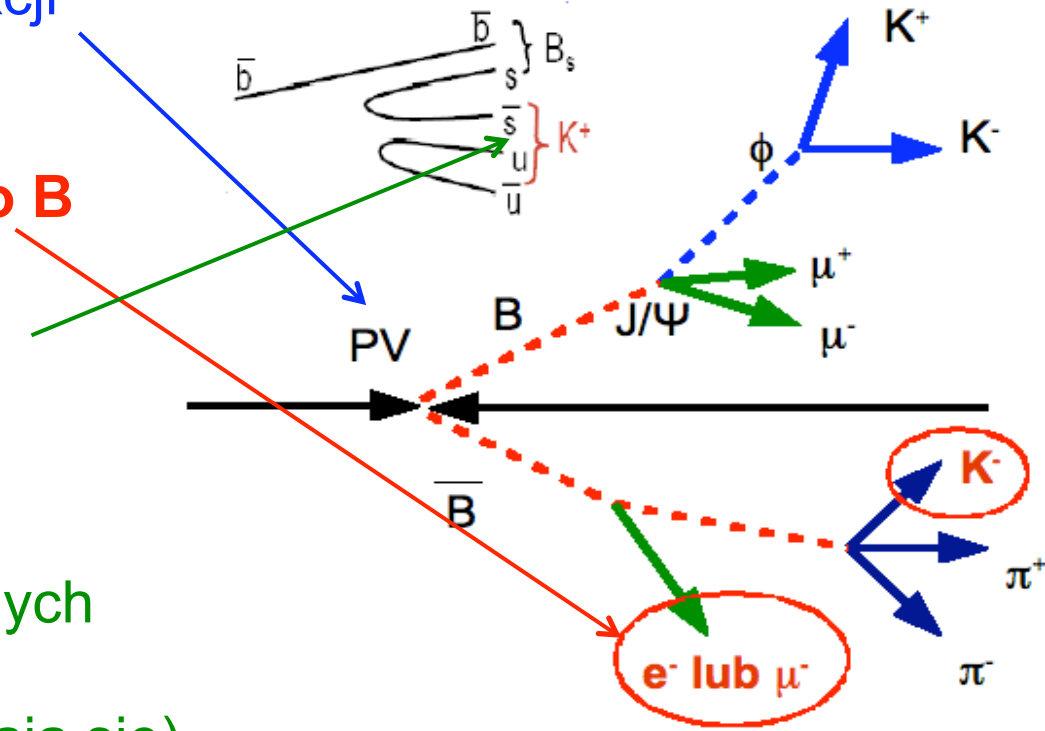
Eksperymentalnie mierzymy **trzy kąty i czas rozpadu cząstki**, do których rozkładów dopasowuje się funkcję:

$$\frac{d^4\Gamma(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}{dt d\cos\theta d\phi d\cos\psi} = f(\phi_s, \Delta\Gamma_s, \Gamma_s, \Delta m_s, A_{\perp}(0), A_{\parallel}(0), \delta_{\perp}, \delta_{\parallel}, M_{B_s^0})$$

9 fizycznych parametrów (jednym z parametrów jest faza ϕ_s)

- Ponieważ mezony B^0 i $\text{anty-}B^0$ mieszają się należy oznaczyć stan B w czasie produkcji

- W LHCb można do tego użyć **ładunku leptonu lub kaonu z rozpadu drugiego B (znakowanie po przeciwnej stronie) lub znaku kaonu skorelowanego z B_s po tej samej stronie**

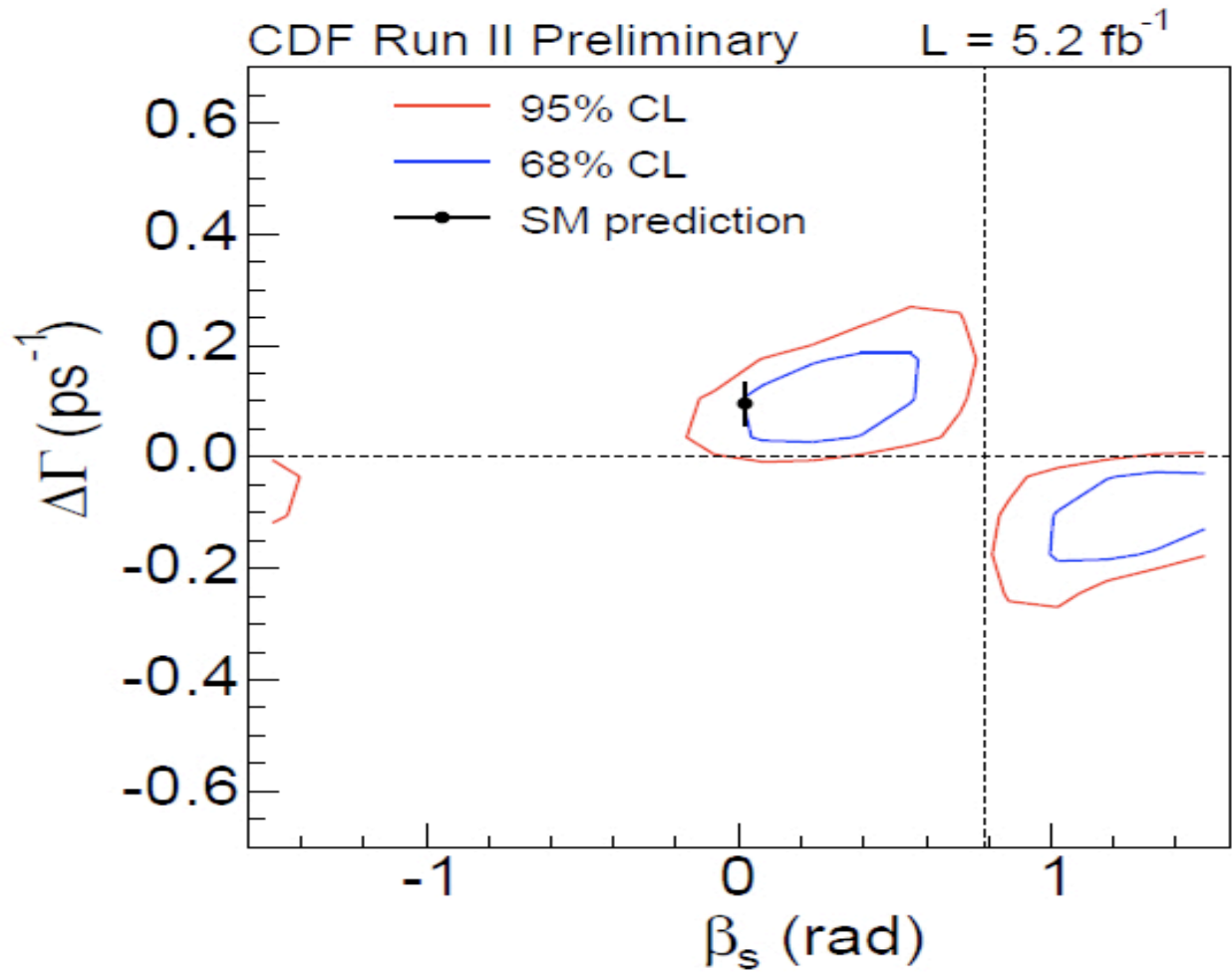


- Do kalibracji i sprawdzenia algorytmu znakowania używa się **rozpadów podobnych do sygnału**:
np. $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (bo B^+ nie mieszają się)

- Wyznacza się poprawność algorytmu:

- efektywność znakowania ε
- częstość przypadków ze złym znakowaniem ω
- całkowita efektywność:

$\varepsilon(1-2\omega)^2 \sim 5.3\%$ dla $B^0_s \rightarrow J/\psi\phi$
tylko 5% całej próbki jest skutecznie oznaczone



Model Standardowy:

$$\phi_s^{MS} = -2\beta_s = -0.0368 \pm 0.0017 \text{ rad}$$

Pomiar CDF:

6500 przypadków $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$
 $L=5.2 \text{ fb}^{-1}$

$$\beta_s \in [0.02; 0.52] \cup [1.08; 1.55] \text{ rad}$$

68% CL

$$\Rightarrow \phi_s^{J/\psi\phi} = -0.54 \pm 0.50 \text{ rad}$$

Nie obserwuje się niezgodności z Modelem Standardowym

ICHEP 2010

$$a_{fs}^q = \text{Im} \left\{ \frac{\Gamma_{12}^q}{M_{12}^q} \right\} = \left| \frac{\Gamma_{12}^q}{M_{12}^q} \right| \sin \Phi_q = \frac{\Delta \Gamma_q}{\Delta m_q} \tan \Phi_q$$

Model Standardowy:

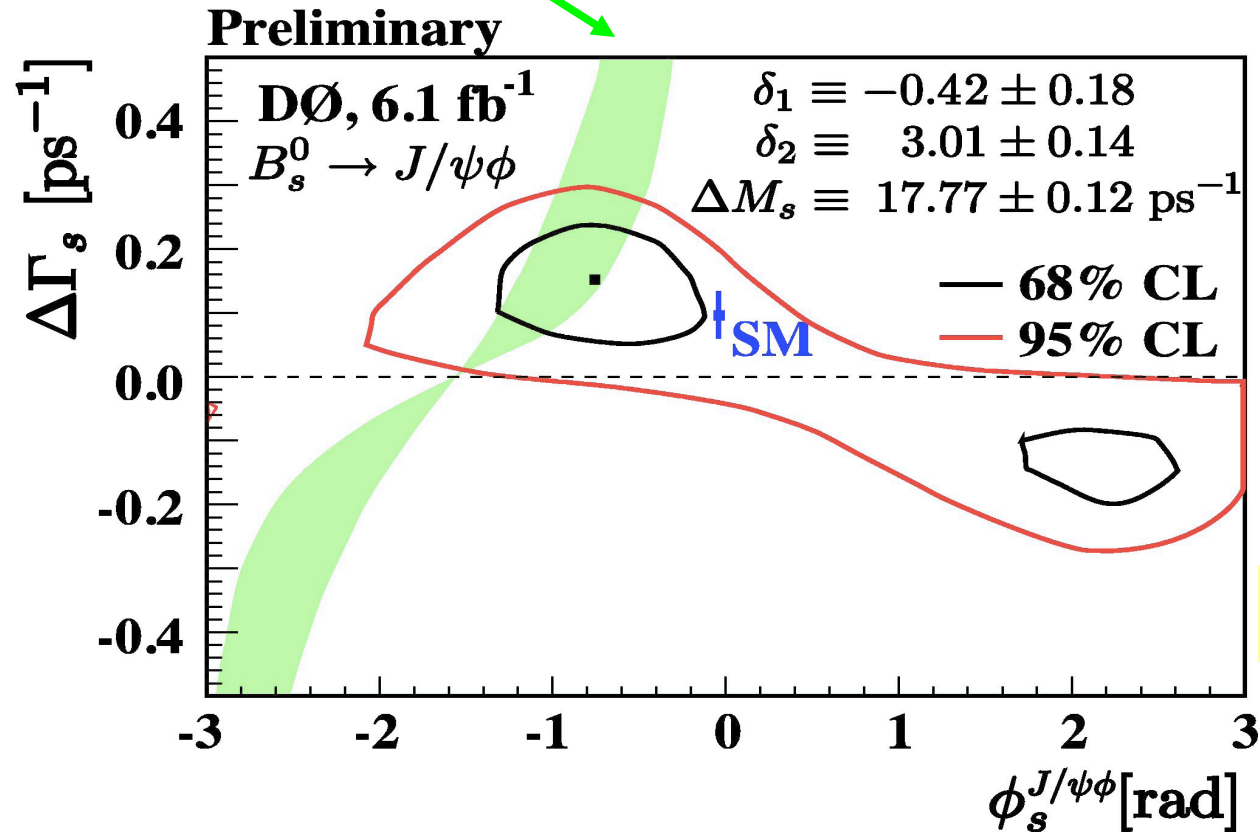
$$\phi_s^{MS} = -2\beta_s = -0.0368 \pm 0.0017 \text{ rad}$$

Pomiar D0:

3400 przypadków $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$
 $L=6.1 \text{ fb}^{-1}$

Około 2 razy mniej przypadków
 niż CDF, przy podobnej świetlności

$$\phi_s^{J/\psi\phi} = -0.76_{-0.36}^{+0.38} (stat) \pm 0.02 (syst) \text{ rad}$$



Nie obserwuje się niezgodności z Modelem Standardowym (2σ)

Pomiar fazy ϕ_s w LHCb

1. Wytrygerowanie i wyselekcjonowanie przypadków $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$
 - unikanie obciążeń rozkładów czasu życia
2. Pomiar
 - mas
 - czasów życia
 - zmiennych kątowych
3. Oznaczenie stanu początkowego
4. Dopasowanie funkcji (dla B_s^0 i anty- B_s^0)

$$\frac{d^4\Gamma(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}{dt d\cos\theta d\phi d\cos\psi} = f(\phi_s, \Delta\Gamma_s, \Gamma_s, \Delta m_s, A_{\perp}(0), A_{\parallel}(0), \delta_{\perp}, \delta_{\parallel}, M_{B_s^0})$$

- dziewięć fizycznych parametrów

Rekonstrukcja przebiega etapami:

1. $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

$$\Delta \ln L_{\mu\pi} > 0$$

$$p_T(\mu) > 500 \text{ MeV}$$

$$|M(\mu\mu) - M(J/\psi)| < 3\sigma \ (\sim 48 \text{ MeV})$$

$$\chi^2_{\text{toru}} / n\text{DoF}(\mu) < 4$$

$$\chi^2_{\text{vtx}} / n\text{DoF}(J/\psi) < 11$$

2. $\phi \rightarrow K^+ K^-$

$$\Delta \ln L_{K\pi} > 0$$

$$\chi^2_{\text{vtx}} / n\text{DoF}(\phi) < 20$$

$$|M(KK) - M(\phi)| < 3\sigma \ (\sim 12 \text{ MeV})$$

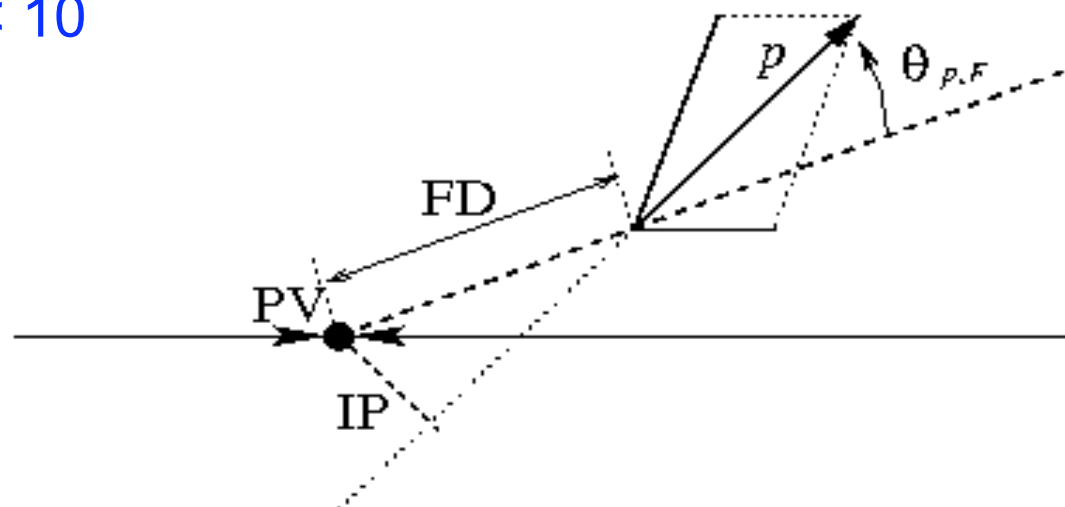
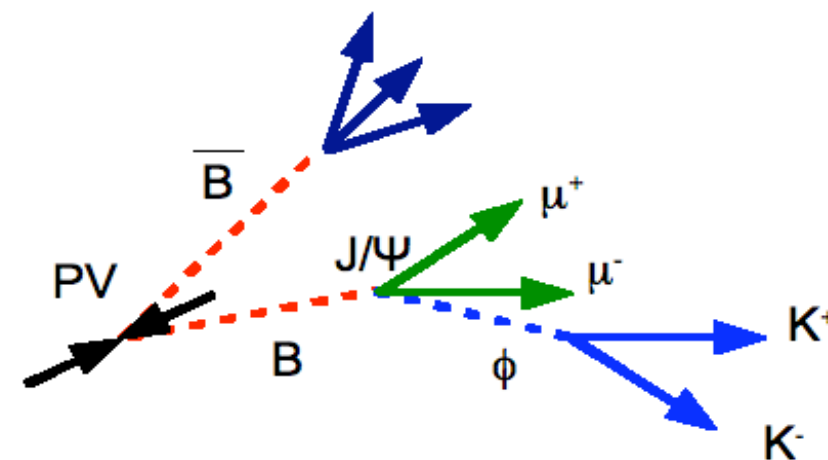
$$\chi^2_{\text{toru}} / n\text{DoF}(K) < 10$$

$$p_T(\phi) > 1 \text{ GeV}$$

3. $B_s \rightarrow J/\psi \phi$

$$\chi^2_{\text{vtx}} / n\text{DoF}(B_s) < 5$$

$$\chi^2_{\text{IP}}(B_s) < 25$$

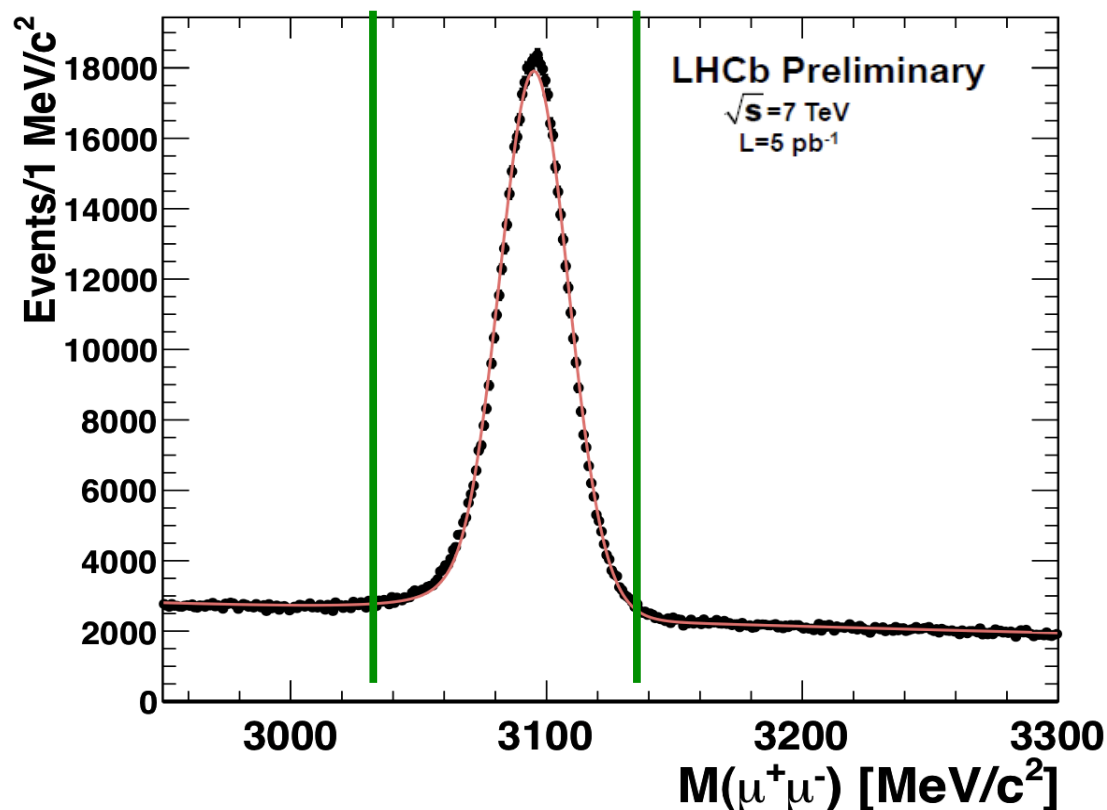


p – pęd

FD – zasięg

PV – wierzchołek pierwotny

IP – parametr zbliżenia



Pomiar LHCb, $L = 5 \text{ pb}^{-1}$

Rekonstruowane $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

1. bezpośrednio J/ψ

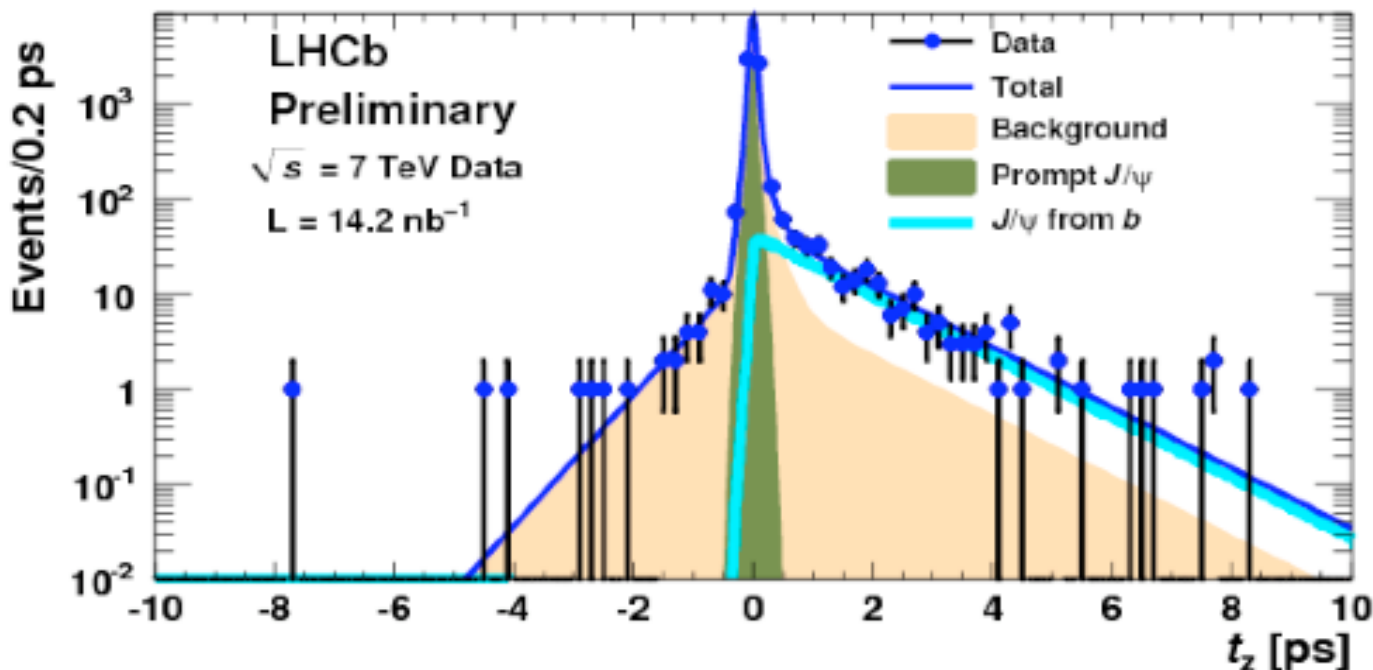
- produkcja J/ψ w wierzchołku pierwotnym
- rozpad ciężkich czarmoniów

$$\chi_c \rightarrow J/\psi \gamma \quad , \quad \psi(2s) \rightarrow J/\psi \pi \pi$$

2. z rozpadów B

Podział rekonstruowanych mezonów J/ψ na **bezpośrednie** i **z rozpadów B** może być dokonany na podstawie pomiaru ich **czasów życia**

Pomiar „pseudo” czasu życia $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$



Pomiar LHCb, $L = 14.2 \text{ nb}^{-1}$

dla $M \in [3.05; 3.15] \text{ GeV}$

- liczba **bezpośrednich J/ψ**
 2530 ± 74
- liczba **J/ψ z rozpadów B**
 307 ± 24

~ 0.12

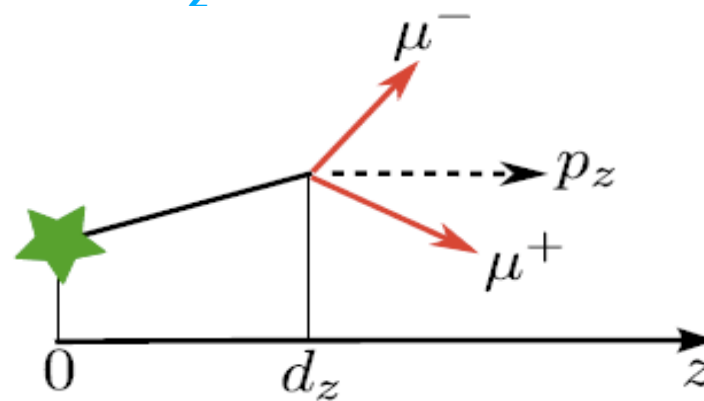
bezpośrednie $J/\psi \rightarrow t_z \approx 0$
 J/ψ z rozpadów B $\rightarrow t_z > 0$

$$t_z(J/\psi) = \frac{d_z M_{J/\psi}}{p_z}$$

d_z – odległość wzdłuż osi z między wierzchołkiem rozpadu J/ψ a wierzchołkiem pierwotnym

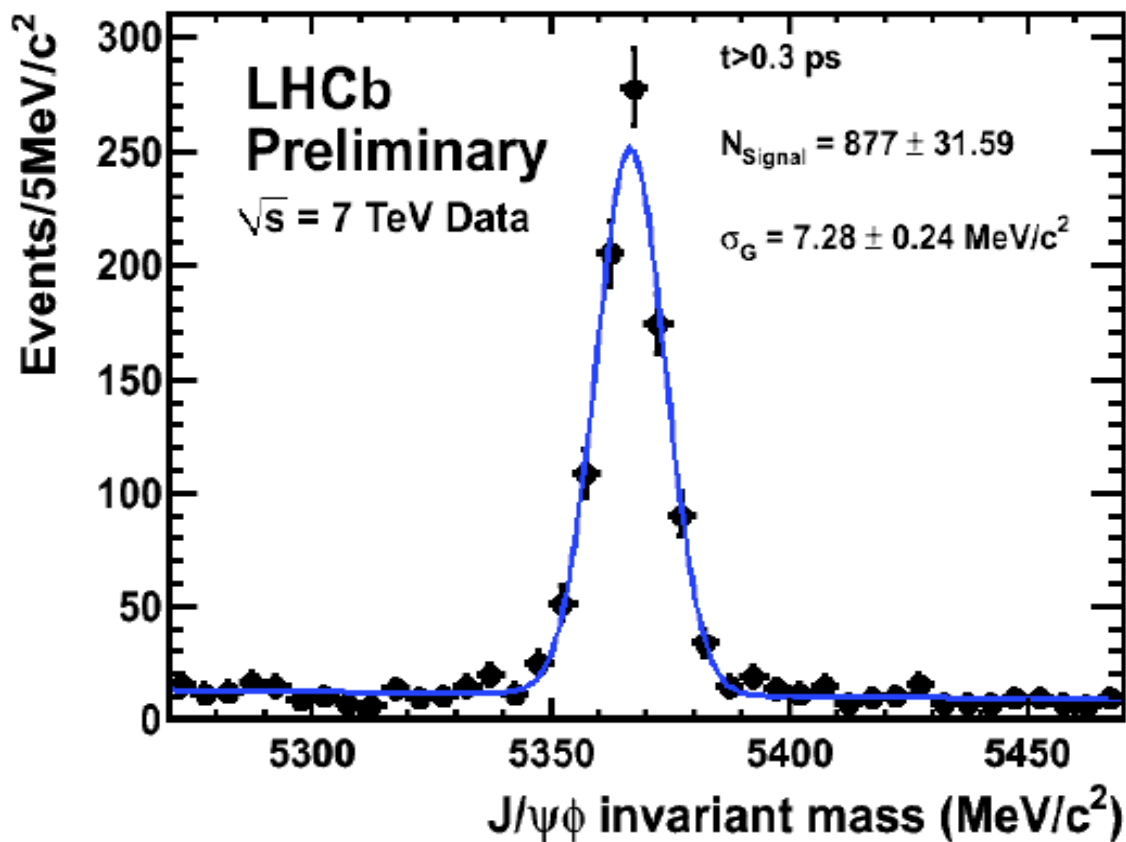
p_z – pęd J/ψ wzdłuż osi z

$M_{J/\psi}$ – masa J/ψ

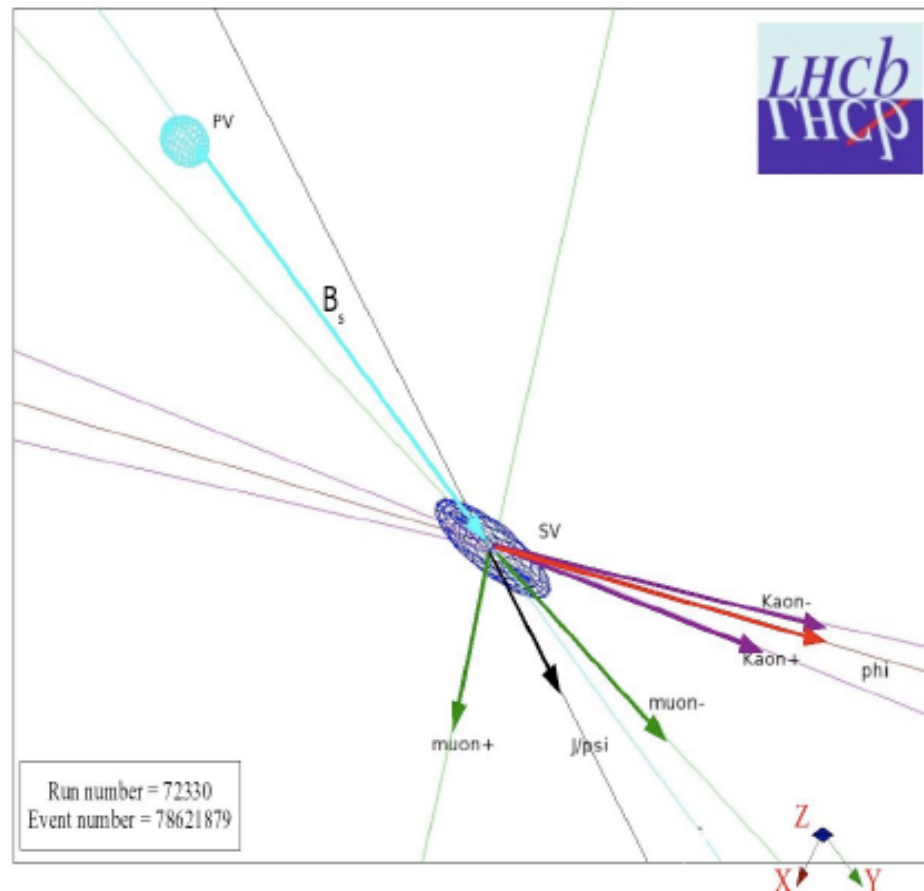


Rekonstrukcja rozpadów $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ w LHCb

$BR \sim (9.3 \pm 3.3) \cdot 10^{-4}$



Kandydat $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$
Zasięg lotu ~ 2 cm!



Pomiar LHCb, $L = 33$ pb⁻¹

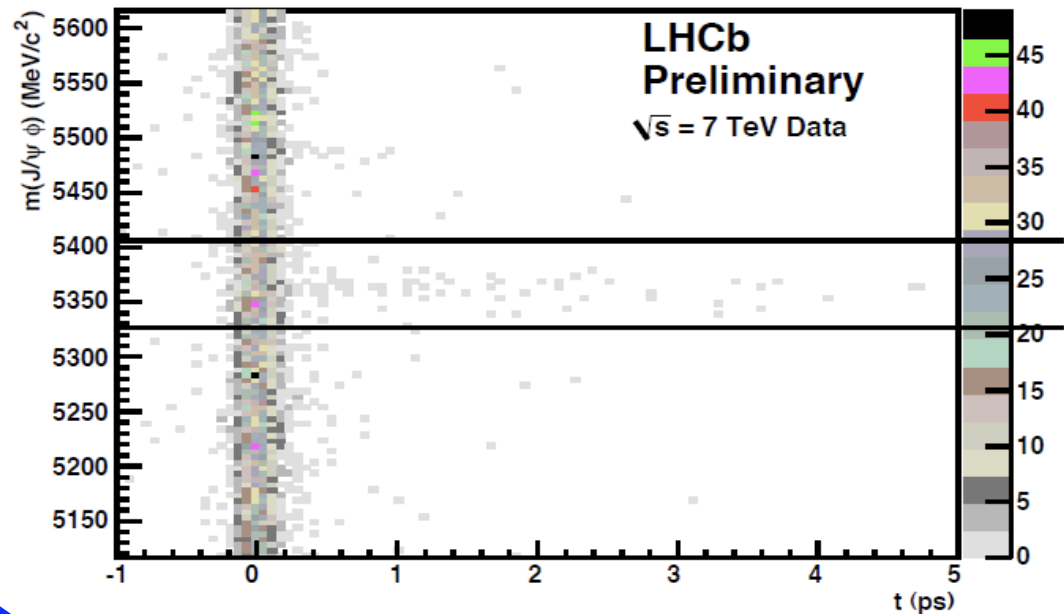
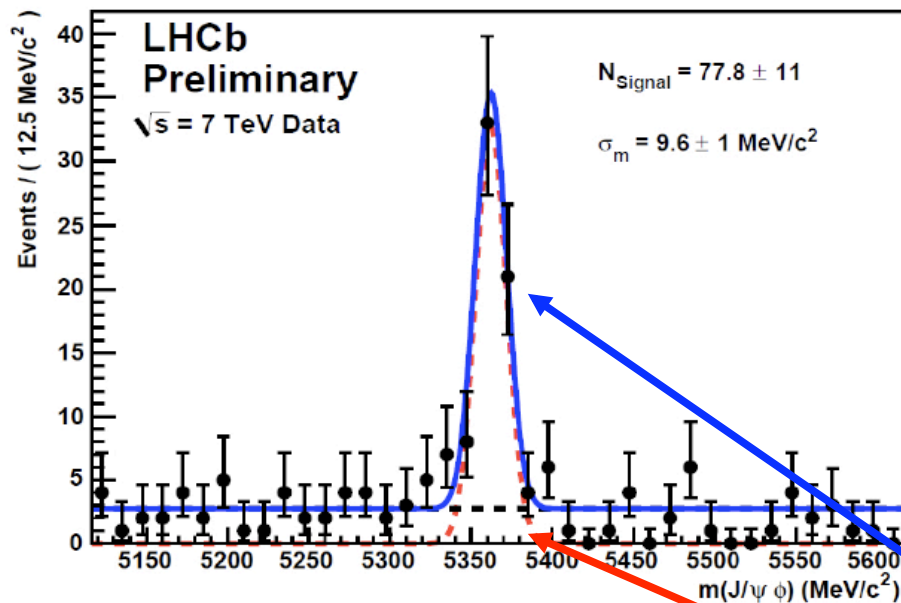
$N(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi) = 877 \pm 32$

2010: $L = 38$ pb⁻¹

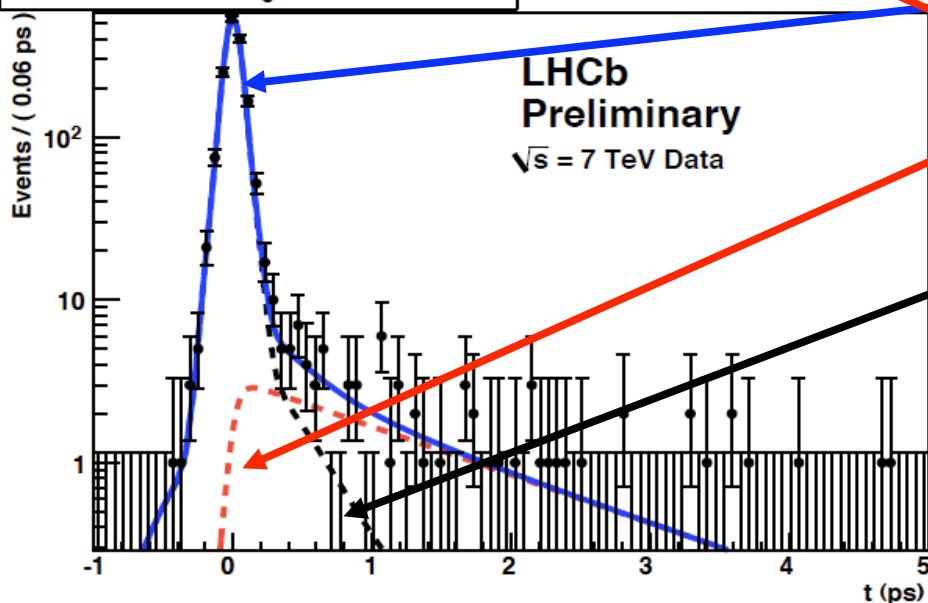
Rekonstrukcja rozpadów $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ w LHCb

$t > 0.30$ ps

Pomiar LHCb, $L = 2 \text{ pb}^{-1}$



$|m(J/\psi\phi) - m(B_s)| < 40 \text{ MeV}/c^2$



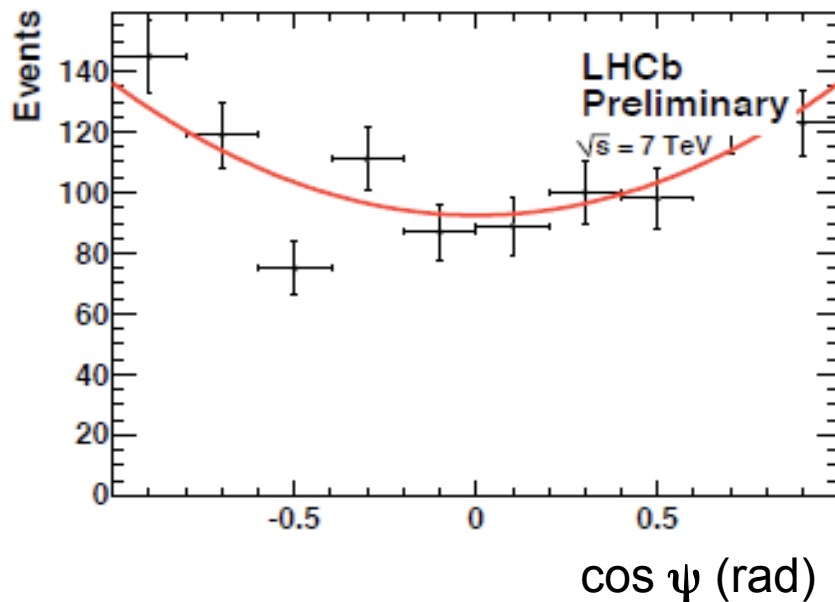
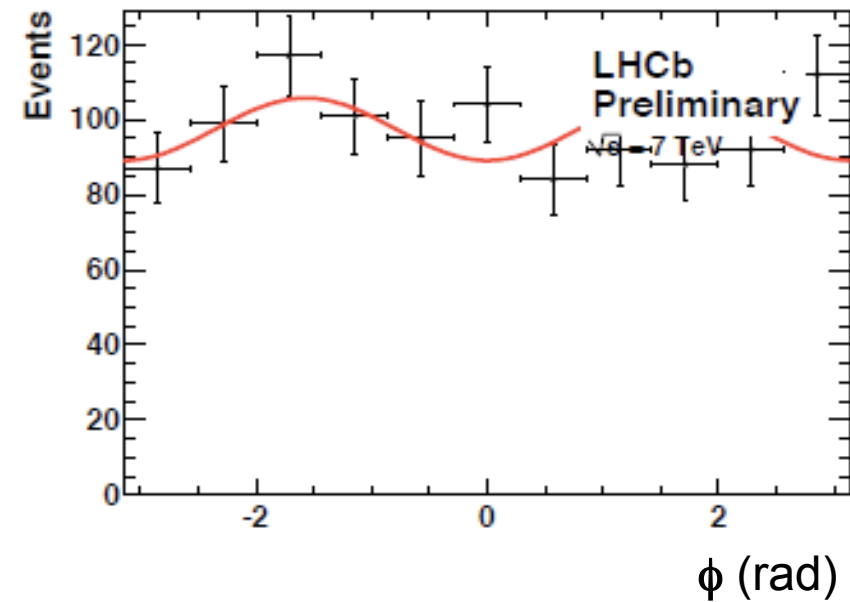
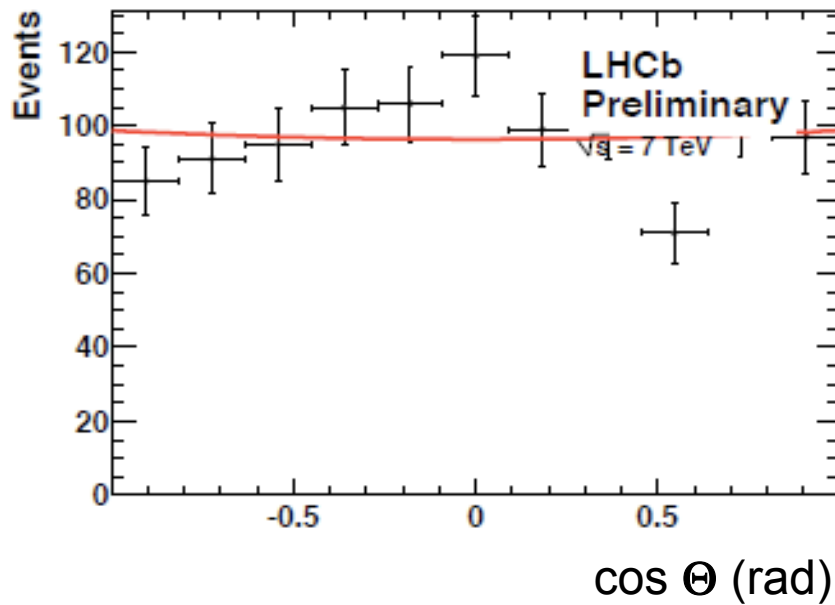
Wszystkie rekonstruowane przypadki

Sygnal: $|M(J/\psi\phi) - M(B_s)| < 40 \text{ MeV}$

Tło: $|M(J/\psi\phi) - M(B_s)| > 40 \text{ MeV}$

$\sigma(t) \in \{50 \text{ fs (1 Gauss); 63 fs (2 Gauss)}\}$

Zakładana: 35 fs



Pomiar LHCb, $L = 15 \text{ pb}^{-1}$
z dopasowania funkcji do $M, \tau, 3$ kątów

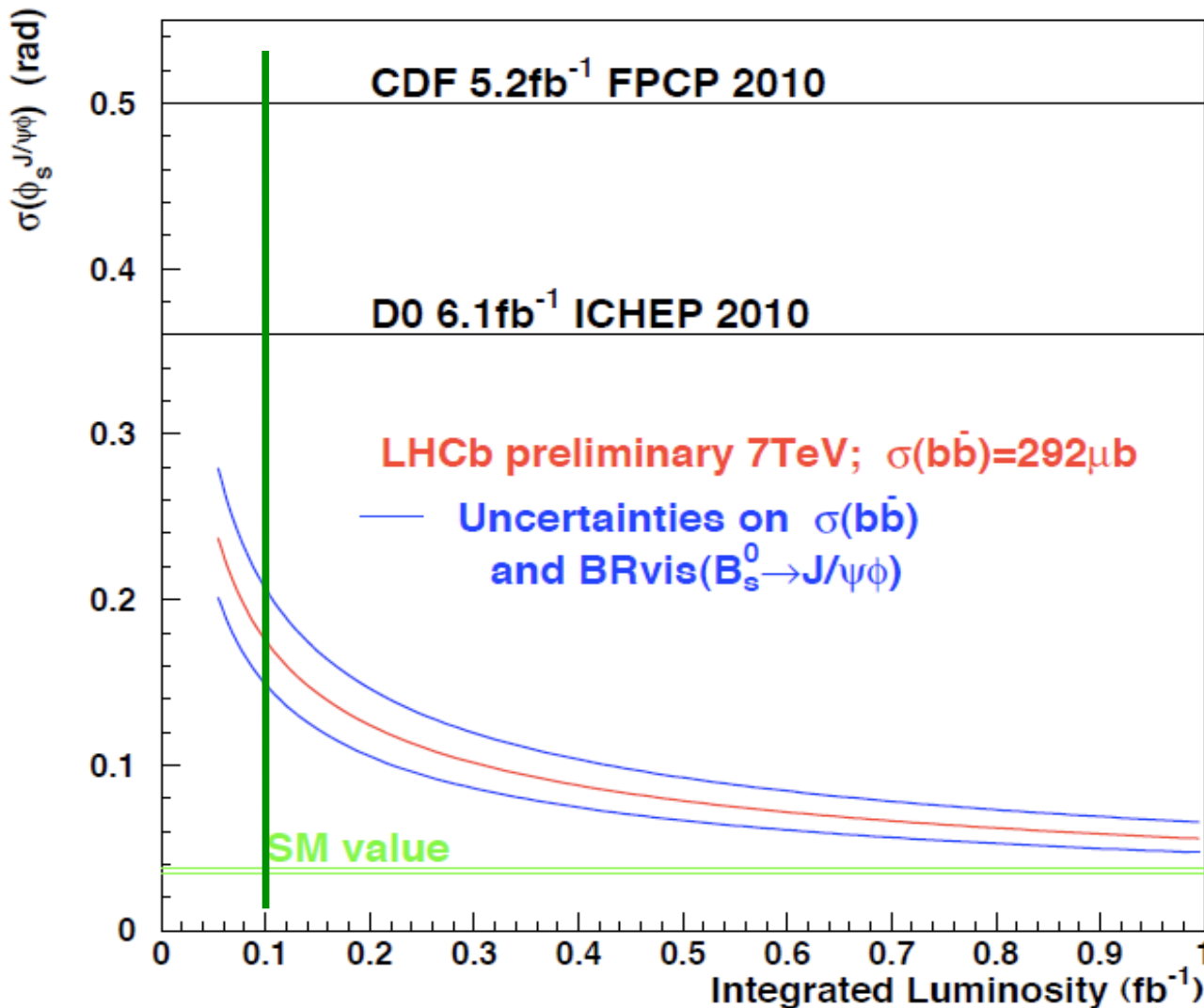
$$\Gamma_s = 0.XXXX \pm 0.0330 \text{ ps}^{-1}$$

$$\Delta\Gamma_s = 0.XXXX \pm 0.1127 \text{ ps}^{-1}$$

$$|A_{\perp}|^2 = 0.29544 \pm 0.0560$$

$$|A_0|^2 = 0.49315 \pm 0.0414$$

MC: $\sigma_{\text{stat}}(\phi_s^{J/\psi\phi}) \sim 0.08 \text{ rad}$ dla 1 fb^{-1}



$$B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$$

LHCb:

2010: $L = 38 \text{ pb}^{-1}$

**dla $L = 0.1 \text{ fb}^{-1}$
 (trzykrotność z 2010)
 czułość o połowę
 lepsza niż D0**

Niebieskie krzywe – niepewności **LHCb** związane z przekrojem czynnym b anty- b i częstością rozpadów $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (założenia dla $34\text{k}/\text{fb}^{-1}$ oraz $\sigma(t) = 38 \text{ fs}$)

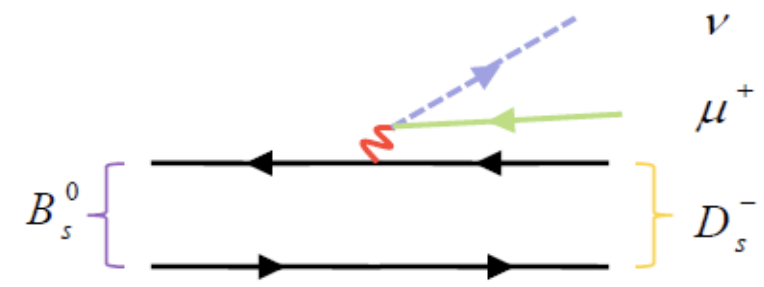
2. Pomiary asymetrii w rozpadach B z określonym zapachem, a_{fs} (flavour specific asymmetries)

- definicja a_{fs}
- aktualne pomiary
- czynniki utrudniające pomiar
- propozycja pomiaru a_{fs} w LHCb

Asymetria a_{fs}

Rozpady „specyficzne” ze względu na zapach

- **Rozpady z dobrym znakiem (RS):**
 - ▶ dozwolone przez diagramy drzewowe:
 $\mathbf{B} \rightarrow \mathbf{f}$, $\mathbf{anti-B} \rightarrow \mathbf{anti-f}$
 $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu$ $B_d^0 \rightarrow D^- \mu^+ \nu$
 - ▶ niedozwolone: $\mathbf{B} \rightarrow \mathbf{anti-f}$, $\mathbf{anti-B} \rightarrow \mathbf{f}$



$$\Gamma^{RS} = e^{-\Gamma t} |A|^2 F^+(t) = \bar{\Gamma}^{RS}$$

$$\Gamma^{WS} = e^{-\Gamma t} |A|^2 F^-(t) (1 + a_{fs})$$

$$\bar{\Gamma}^{WS} = e^{-\Gamma t} |A|^2 F^-(t) (1 - a_{fs})$$

$$F^\pm(t) = \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) \pm \cos(\Delta m t)$$

- **Rozpady ze złym znakiem (WS):**
 $\mathbf{B} \rightarrow \mathbf{anti-B} \rightarrow \mathbf{anti-f}$, $\mathbf{anti-B} \rightarrow \mathbf{B} \rightarrow \mathbf{f}$
 mieszanie pozwala na rozpady ze złym znakiem
 $B_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}$ $B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0 \rightarrow D^+ \mu^- \bar{\nu}$

Asymetria a_{fs}

$$a_{fs}^q \propto A_{fs}^q(t) = \frac{\Gamma(B_q^0 \text{ lub } \bar{B}_q^0 \rightarrow f) - \Gamma(B_q^0 \text{ lub } \bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B_q^0 \text{ lub } \bar{B}_q^0 \rightarrow f) + \Gamma(B_q^0 \text{ lub } \bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f})} = \frac{\cancel{\Gamma^{RS}} + \bar{\Gamma}^{WS} - \cancel{\bar{\Gamma}^{RS}} - \Gamma^{WS}}{\cancel{\Gamma^{RS}} + \bar{\Gamma}^{WS} + \cancel{\bar{\Gamma}^{RS}} + \Gamma^{WS}} = \frac{\bar{\Gamma}^{WS} - \Gamma^{WS}}{\bar{\Gamma}^{WS} + \Gamma^{WS}}$$

Jeżeli nie ma łamania CP w bezpośrednich rozpadach, to: $\Gamma^{RS} = \bar{\Gamma}^{RS}$

Pomiar a_{fs} oznacza zarejestrowanie różnicy rozpadów ze złym znakiem (WS) dla obu stanów i **pomiar łamania CP w mieszaniu**

Łamanie CP w mieszaniu

- W funkcji czasu **mieszanie stanów zapachowych** jest określone wzorem:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |B_q^0(t)\rangle \\ |\bar{B}_q^0(t)\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_q & \\ & - \frac{i}{2} \Gamma_q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |B_q^0(t)\rangle \\ |\bar{B}_q^0(t)\rangle \end{pmatrix}$$

macierz masy
macierz rozpadu

$$|B_L\rangle = p|B_q\rangle + q|\bar{B}_q\rangle$$

$$|B_H\rangle = p|B_q\rangle - q|\bar{B}_q\rangle$$

$$|p|^2 + |q|^2 = 1$$

$$\Delta m_q = M_H^q - M_L^q = 2 |M_{12}^q|$$

$$\Delta \Gamma_q = \Gamma_H^q - \Gamma_L^q = 2 |\Gamma_{12}^q| \cos \Phi_q$$

doświadczenie
teoria

- Trzy parametry** są potrzebne, aby określić macierz mieszania:

$\Delta \Gamma_q$ Δm_q Φ_q (**faza łamania CP**)
 Mieszanie – elementy pozadiagonalne nie są zero

- Faza łamania CP** może być określona przez wartość a_{fs}^q w rozpadach B_q^0 ($q=d,s$)

$$a_{fs}^q = \text{Im} \left\{ \frac{\Gamma_{12}^q}{M_{12}^q} \right\} = \left| \frac{\Gamma_{12}^q}{M_{12}^q} \right| \sin \Phi_q = \frac{\Delta \Gamma_q}{\Delta m_q} \tan \Phi_q$$

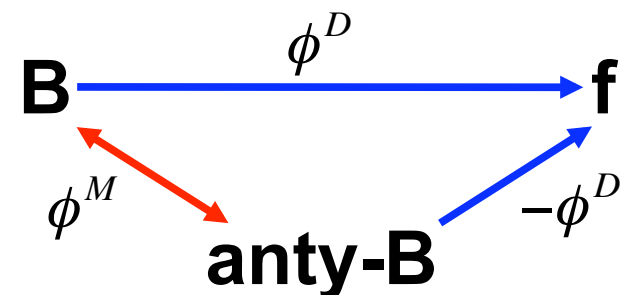
Niezerowa wartość a_{fs}^q jest wskazaniem istnienia łamania CP w mieszaniu. Pomiar Φ_q jest niezależny do pomiaru fazy z rozpadów $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$

W MS mała

$$|a_{fs}^d|^{MS} = -5.0 \pm 1.1 \times 10^{-4}$$

$$|a_{fs}^s|^{MS} = 2.1 \pm 0.4 \times 10^{-5}$$

$$|a_d^{MS}| = -0.096_{-0.038}^{+0.026}$$

$$|a_s^{MS}| = 0.0042 \pm 0.0014$$


BABAR, BELLE, CLEO:

Pomiar a_{fs}^d

- tylko $B_d - \text{anty-}B_d$ oraz $B^- - B^+$ (rezonans $\Upsilon(4S)$)
- znane początkowe B (znakowanie)
- analizowano inkluzywne rozpady dwóch B do dwóch leptonów tego samego znaku

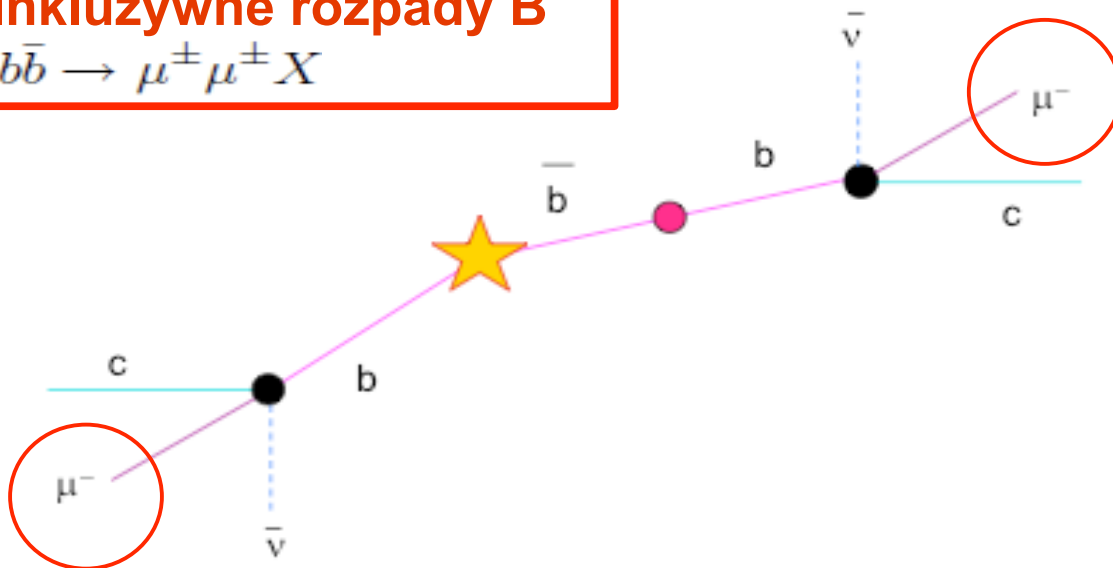
rozpady ze złym znakiem – jeden z mezonów B musiał zamienić się w swojego partnera $N^{++} = N(b\bar{b} \rightarrow Xl^+l^+)$

- scałkowana po czasie liczba zliczeń

$$A_{SL} = \frac{N^{++} - N^{--}}{N^{++} + N^{--}} = a_{fs}^d$$

Inkluzywne rozpady B

$$b\bar{b} \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm X$$



$$A_{\mu\mu} (A_{SL} = a_{fs}^d) = -(1.1 \pm 5.5) \times 10^{-3}$$

$$(a_{fs}^d)^{MS} = -(5.0 \pm 1.1) \times 10^{-4}$$

Zgodne z Modelem Standardowym

Pomiar a_{fs}^s przez D0

D0:

- mieszanka B_s i B_d (wiązka proton – anty-proton)
- pomiar dla **ekskluzywnych rozpadów B**
- oznaczenie stanu początkowego dostarcza dodatkowych informacji
- mniejsza statystyka niż dla inkluzywnych rozpadów dwóch B na dwa miony

Pomiar a_{fs}^s

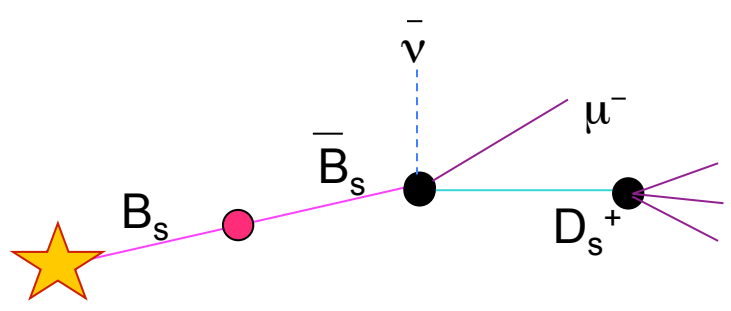
Ekskluzywne rozpady B
 $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp \mu^\pm \nu_\mu$

$$A_{SL} = \frac{\Gamma(\overline{B}_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu) - \Gamma(B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \nu)}{\Gamma(\overline{B}_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu) + \Gamma(B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \nu)} = a_{fs}^s$$

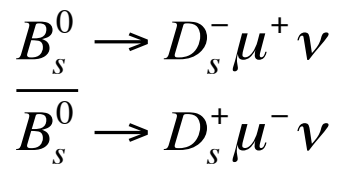
$$a_{fs}^s = +\left(1.7 \pm 9.1(stat)_{-1.5}^{+1.4}(syst)\right) \times 10^{-3}$$

Zgodne z Modelem Standardowym

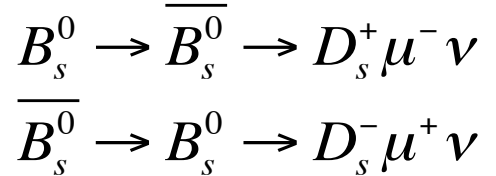
$$(a_{fs}^s)^{MS} = +(2.1 \pm 0.4) \times 10^{-5}$$



Rozpady RS:



Rozpady WS:



Pomiar a_{fs}^s przez CDF

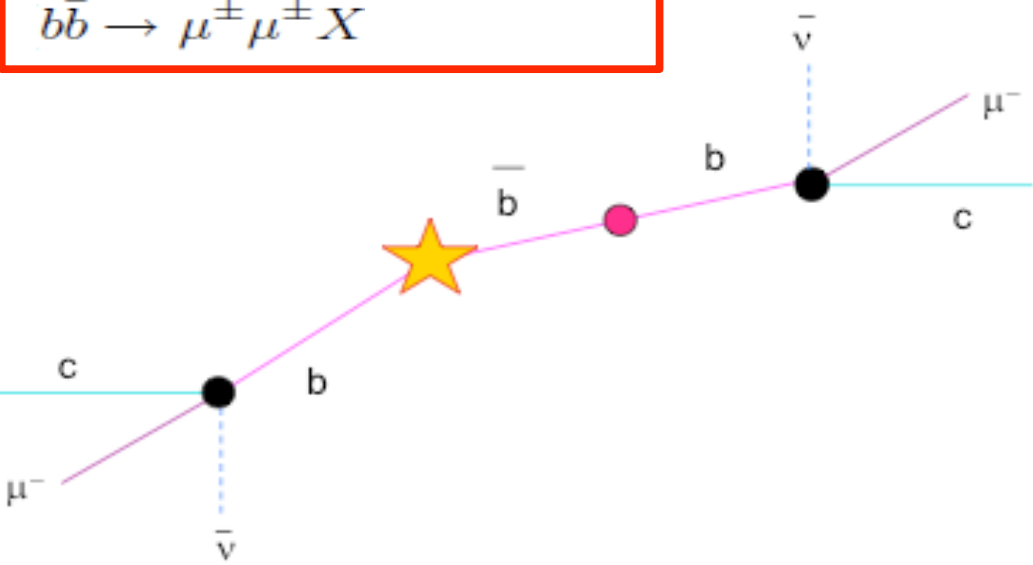
CDF:

- mieszanka B_s i B_d (wiązka proton – anty-proton) →
- nieznane początkowe B
- **inkluzywne rozpady** dwóch B do dwóch mionów tego samego znaku (jak Fabryki B) $N^{++} = N(b\bar{b} \rightarrow Xl^+l^+)$
- scałkowana po czasie liczba zliczeń

Pomiary a_{fs}^d i a_{fs}^s

$$A_{SL} = \frac{N^{++} - N^{--}}{N^{++} + N^{--}} = F_s a_{fs}^s + F_d a_{fs}^d = (0.418) a_{fs}^s + (0.582) a_{fs}^d$$

Inkluzywne rozpady B
 $b\bar{b} \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm X$



- F_s, F_d - zależą od dwóch czynników:
1. $\sim \Delta\Gamma_q, \Gamma_q, \Delta M_q$ – można obliczyć ze średnich światowych (PDG)
 2. uwzględnia z jaką częstością produkują się B_s^0 i B_d^0 – trzeba wyznaczyć lub wziąć z innego eksperymentu

$A_{\mu\mu}^{CDF}(A_{SL}) = +(8.0 \pm 9.0(stat) \pm 6.8(syst)) \times 10^{-3}$

Przyjmując a_{fs}^d z fabryk B:

$a_{fs}^s = -(2.0 \pm 2.1(stat) \pm 1.6(syst)) \times 10^{-2}$

$(a_{fs}^s)^{MS} = +(2.1 \pm 0.4) \times 10^{-5}$

Zgodne z Modelem Standardowym

Pomiar a_{fs} przez D0

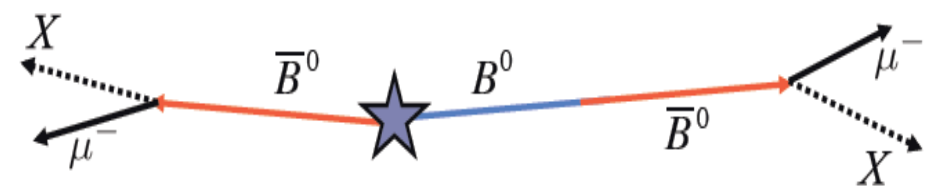
Dwie metody pomiaru:

1. Pomiar asymetrii z przypadków z dwoma μ tego samego znaku: N^{++}, N^{--}

$$A \equiv \frac{N^{++} - N^{--}}{N^{++} + N^{--}}$$



$$A_{SL} \equiv \frac{N_b^{++} - N_b^{--}}{N_b^{++} + N_b^{--}}$$

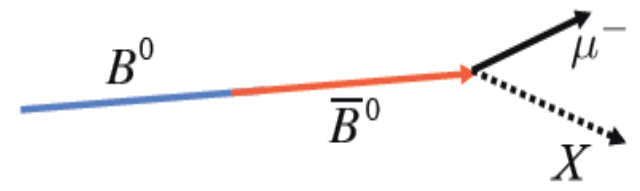


2. Pomiar asymetrii z liczby μ z danym znakiem: n^+, n^-

$$a \equiv \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-}$$



$$a_{SL} \equiv \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \mu^+ X) - \Gamma(B \rightarrow \mu^- X)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \mu^+ X) + \Gamma(B \rightarrow \mu^- X)} = A_{SL}$$



Pomiar:

- Brak oznaczenia stanu początkowego
- Brak rekonstrukcji mezonów B
- Z obu metod:

z **mierzonych wartości** A i a wyznacza się asymetrię A_{SL} z rozpadów B:
kombinację a_{fs}^s i a_{fs}^d :

$$A_{SL} = (0.494)a_{fs}^s + (0.506)a_{fs}^d$$

Filozofia pomiaru:

- ☆ Pomiar wartości A i a (niepoprawionych)
- ☆ Połączenie obu pomiarów w celu zredukowania tła

- Wiele typów tła ma wkład do pomiaru asymetrii
 - ★ jeden z μ może pochodzić z rozpadów pionów lub kaonów
 - ★ sekwencyjne rozpady B: $b \rightarrow c \rightarrow \mu X$
 - ★ elektromagnetyczne rozpady krótkożyciowych mezonów: $\varphi, \omega, \eta, \rho^0$

- k, K – czynniki rozmywające

- ★ określane z MC

$$k = 0.041 \pm 0.003$$

$$K = 0.342 \pm 0.023$$

$k \ll K$ ($k/K = 0.12 \pm 0.01$) – ponieważ procesy z jednym mionem są częstsze i bardziej rozmywają wartość A_{SL} niż procesy z dwoma mionami tego samego znaku

$$a = kA_{SL} + a_{tla}$$

$$A = KA_{SL} + A_{tla}$$

- Dokładne analizy na danych i z MC pokazały, że procesy tła w obu próbkach są takie same: $a_{tla} = A_{tla}$

- ★ przy odjęciu skasują się: $A' = A - \alpha a = (K - \alpha k) A_{SL} + (A_{tla} - \alpha a_{tla})$

- ★ α , gdy niepewności są najmniejsze, $\alpha \approx 1$

wtedy: $(A_{tla} - \alpha a_{tla}) \approx 0$, ale pozostaje **~90% sygnału**

$$A_{SL} = -0.00957 \pm 0.00251(stat) \pm 0.00146(syst)$$

$$A_{SL}(MS) = (-2.3_{-0.6}^{+0.5}) \times 10^{-4}$$

3.2 σ odchyień od Modelu Standardowego!

Jak LHCb może zmierzyć a_{fs} ?

Sytuacja w LHCb jest bardziej skomplikowana

Czynniki utrudniające pomiar:

- **asymetria produkcji**
 - **asymetria detektorowa**
 - **asymetria tła**
- ← charakterystyczna dla LHC
- } także w D0 i CDF

1. LHC dostarcza **zderzeń proton-proton**, które nie są ładunkowo symetryczne, **niesymetryczne stany CP**

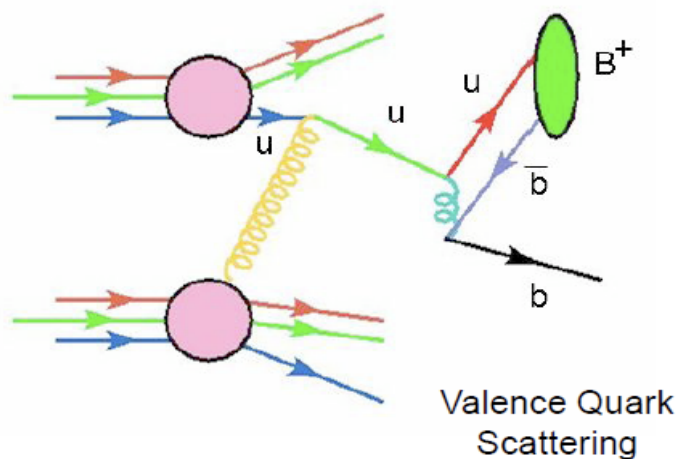
- D0 i CDF oddziaływania symetryczne (proton – anty-proton)

W LHCb oddziałująca wiązka zawiera **więcej cząstek niż antycząstek**

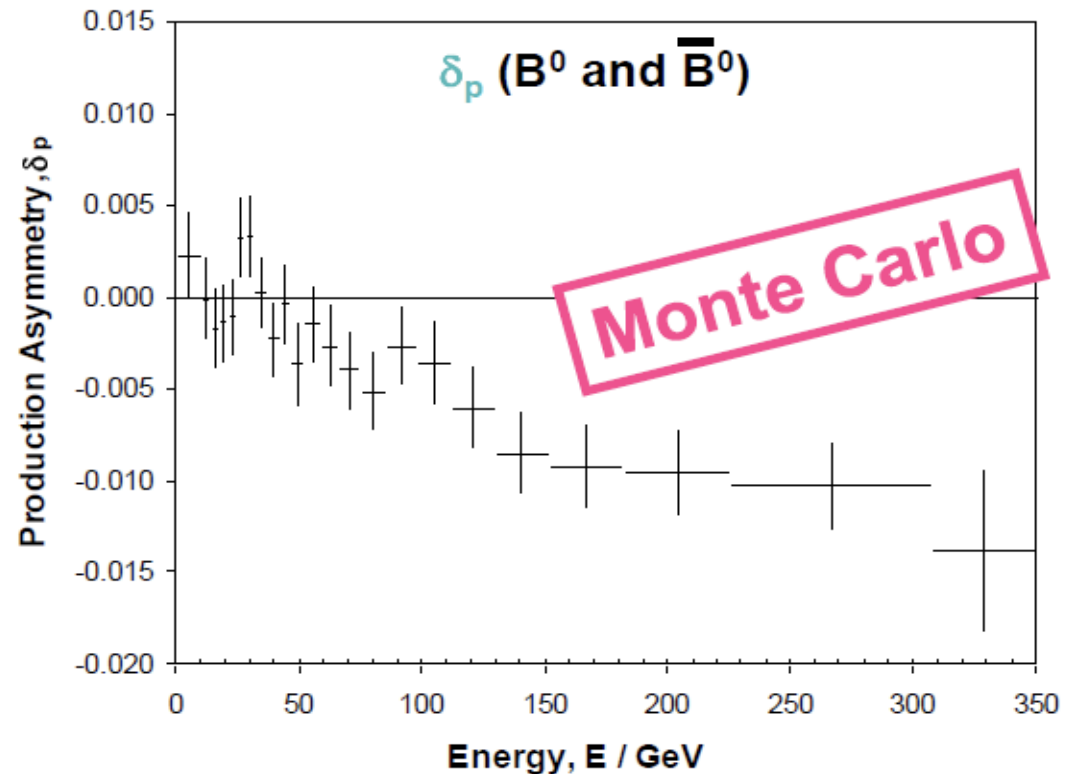
- **liczba produkowanych cząstek jest** średnio **większa niż liczba antycząstek**

⇒ **asymetria produkcji, δ_p** , dla każdej i-tej cząstki:

$$\delta_p^i = \frac{\bar{N}}{N} - 1$$



Wartość δ_p jest rzędu 10^{-2}
większa niż a_{fs} (10^{-4})



2. LHCb jest zbudowany z materii

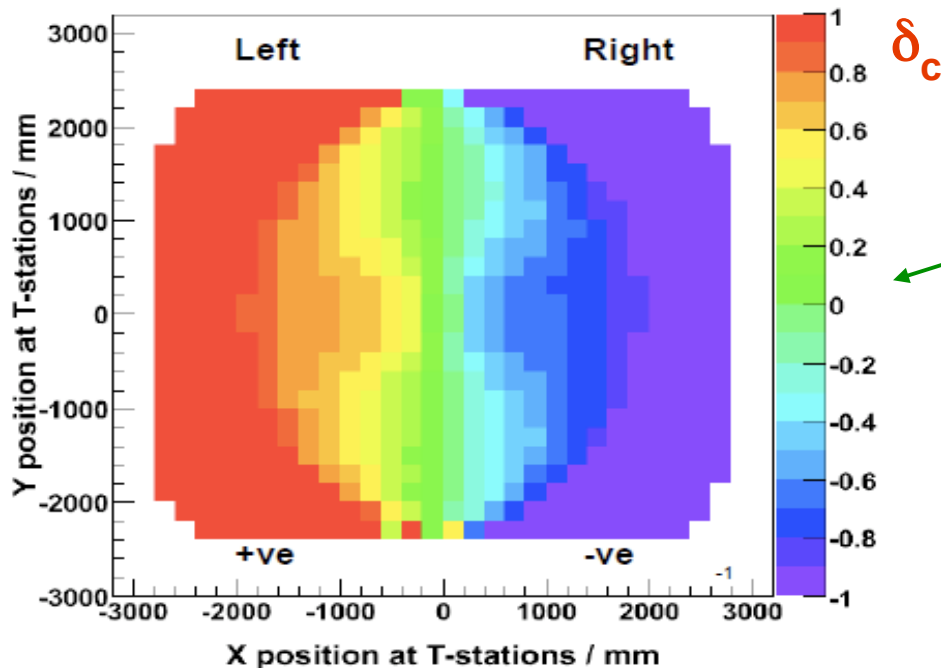
- oddziaływania cząstek są asymetryczne (**niesymetryczne CP**)
 efektywność rekonstrukcji cząstek jest inna niż antycząstek
 (szczególnie dla hadronów)

⇒ **asymetria detektorowa**, δ_c , dla każdej i-tej cząstki:

$$\delta_c^i = \frac{\varepsilon(\bar{f}^i)}{\varepsilon(f^i)} - 1$$

f – stan końcowy

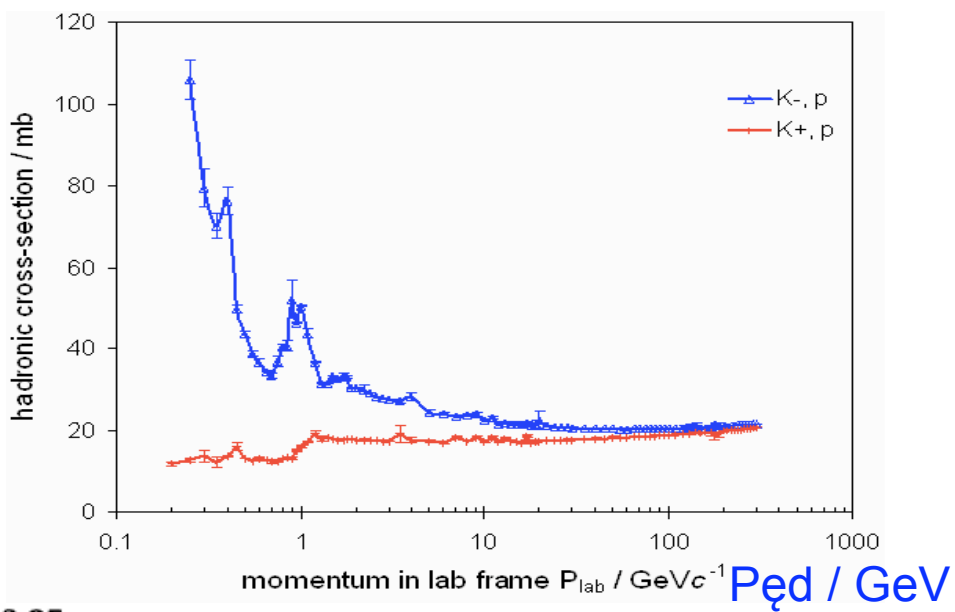
Wykres dla rekonstruowanych torów mionowych w stacjach detektora śladowego



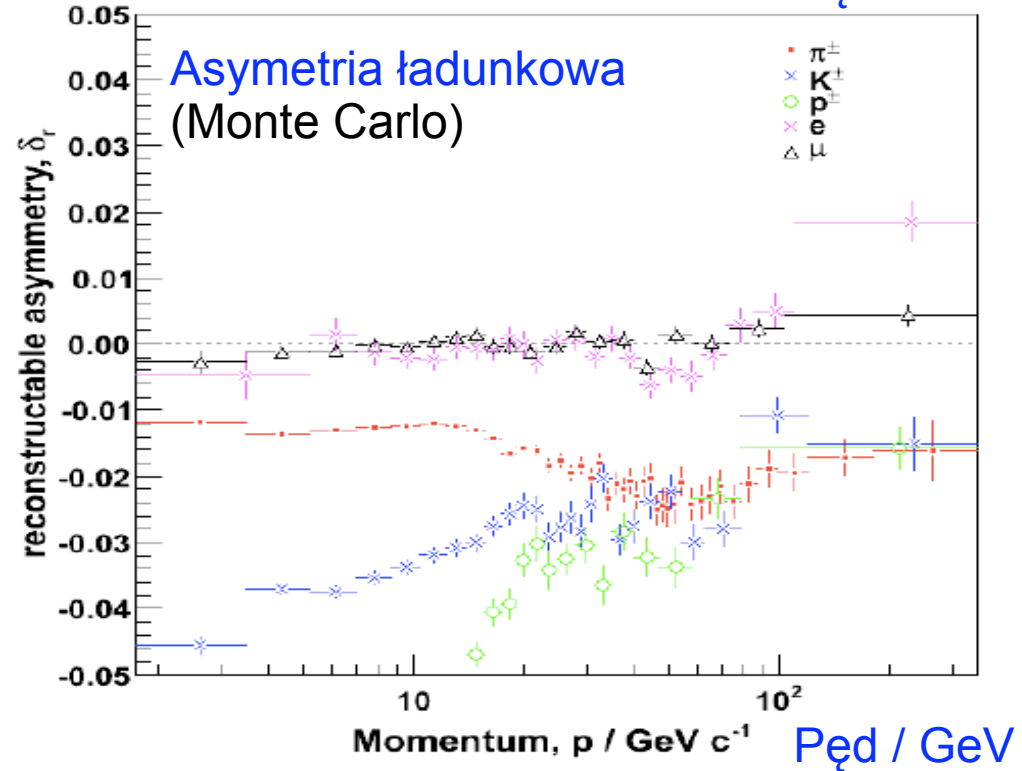
Asymetria może być fizyczna lub związana z geometrią detektora

- Centralny obszar – tyle samo μ^+ co μ^-
- Po lewej stronie tylko μ^+
- Po prawej stronie tylko μ^-
- Jakikolwiek **asymetrie w budowie detektora** mogą spowodować, że rekonstrukcja μ^+ będzie inna niż μ^-

Przekrój czynny / mb



- Przekrój czynny na oddziaływanie K^- i K^+ z protonami zależy od pędu
- K^- będą szybciej oddziaływały w detektorze niż K^+ (szczególnie dla małych pędów)
- Efektywność rekonstrukcji K^- będzie mniejsza niż K^+
- Asymetria ładunkowa jest funkcją pędu
- Wartości asymetrii detektorowej, δ_c są rzędu 10^{-2} , **większe niż a_{fs} (10^{-4})**



3. Asymetrie **produkcji** i **detektorowa** powodują pojawianie się

⇒ **asymetrii tła**, δ_b , dla każdej i-tej cząstki:
$$\delta_b^i = \frac{N(tla \text{ w } \bar{f}^i)}{N(tla \text{ w } f^i)} - 1$$

Wartość δ_b jest rzędu 10^{-2} , **większa niż a_{fs} (10^{-4})**

Wpływ asymetrii δ_p , δ_d , δ_b na wynik poszukiwań Nowej Fizyki:

- każda z asymetrii może **imitować łamanie CP**
- ich wartości są zwykle **większe niż a_{fs}**

→ **Z tego powodu pomiar a_{fs} jest trudny**

Wpływ dodatkowych asymetrii na pomiar a_{fs}

$$a_{fs}^q \propto A_{fs}^q(t) = \frac{\Gamma(B_q^0 \text{ lub } \bar{B}_q^0 \rightarrow f) - \Gamma(B_q^0 \text{ lub } \bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B_q^0 \text{ lub } \bar{B}_q^0 \rightarrow f) + \Gamma(B_q^0 \text{ lub } \bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f})} = \frac{\Gamma^{RS} + \bar{\Gamma}^{WS} - \bar{\Gamma}^{RS} - \Gamma^{WS}}{\Gamma^{RS} + \bar{\Gamma}^{WS} + \bar{\Gamma}^{RS} + \Gamma^{WS}}$$

$$A_{fs}^q(t) = \frac{a_{fs}^q}{2} - \left(\frac{a_{fs}^q}{2} \right) \frac{\cos(\Delta m_q t)}{\Delta \Gamma_q t / 2}$$

$$\begin{aligned} \Gamma^{RS} &= e^{-\Gamma t} |A|^2 F^+(t) = \bar{\Gamma}^{RS} \\ \Gamma^{WS} &= e^{-\Gamma t} |A|^2 F^-(t) (1 + a_{fs}) \\ \bar{\Gamma}^{WS} &= e^{-\Gamma t} |A|^2 F^-(t) (1 - a_{fs}) \\ F^\pm(t) &= \cosh\left(\frac{\Delta \Gamma t}{2}\right) \pm \cos(\Delta m t) \end{aligned}$$

Dwa człony:

niezależny
od czasu

zależny od czasu

Ponieważ są niezerowe asymetrie zanieczyszczające to mierzone Γ_e są różne od idealnych Γ i należy uwzględnić dodatkowe człony:

$$A_{fs}^q(t) = \frac{a_{fs}^q}{2} - \frac{\delta_c^q}{2} - \left(\frac{a_{fs}^q}{2} + \frac{\delta_p^q}{2} \right) \frac{\cos(\Delta m_q t)}{\Delta \Gamma_q t / 2} + \frac{\delta_b^q}{2} \left(\frac{B}{S} \right)^q$$

$\sim 10^{-2}$

detektorowa, δ_c

$\sim 10^{-2}$

produkcji, δ_p

$\sim 10^{-3}$

tła, δ_b

$$(a_{fs}^d)^{MS} = -(5.0 \pm 1.1) \times 10^{-4}$$

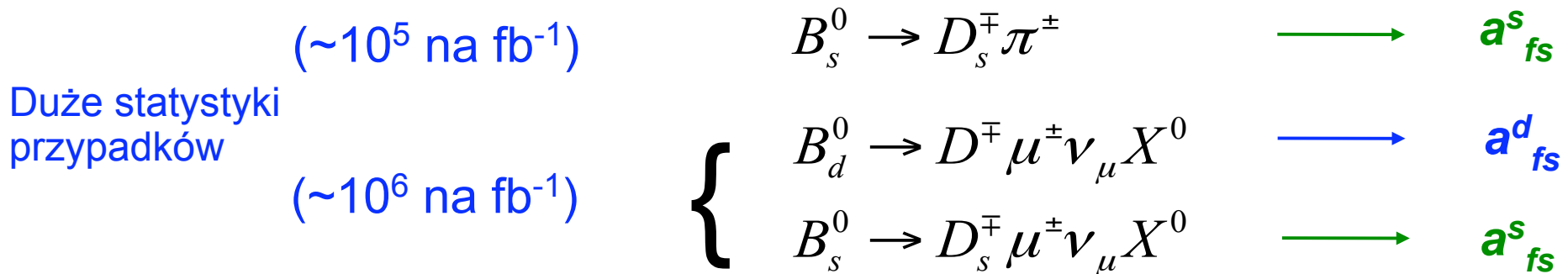
$$(a_{fs}^s)^{MS} = +(2.1 \pm 0.4) \times 10^{-5}$$

W LHCb trudno jest mierzyć a_{fs} z inkluzywnych rozpadów B na dwa miony (jak D0, CDF i fabryki B), mimo że tych przypadków jest dużo ($\sim 10^8$ na 1 fb^{-1})

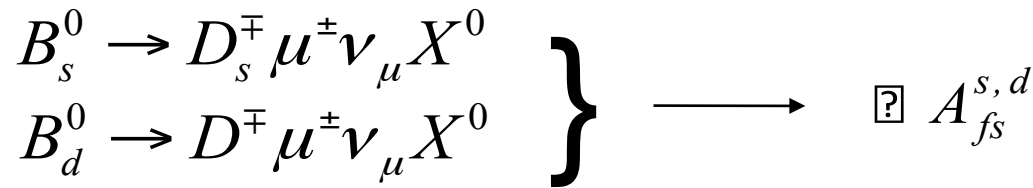
Metoda pomiaru musi **minimalizować efekty od asymetrii zanieczyszczających**

Wyberzmy do badań następujące **ekskluzywne i półekskluzywne rozpady B**:

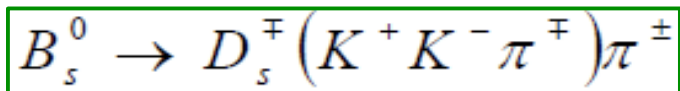
- z których wyznaczmy asymetrie a_{fs}^s i a_{fs}^d



- dodatkowo można wyznaczyć **różnicę między a_{fs}^s i a_{fs}^d dla stanów B_s i B_d**
 - ★ stan końcowy jest identyczny
 - ★ potrafimy dobrze rozdzielić B_s od B_d



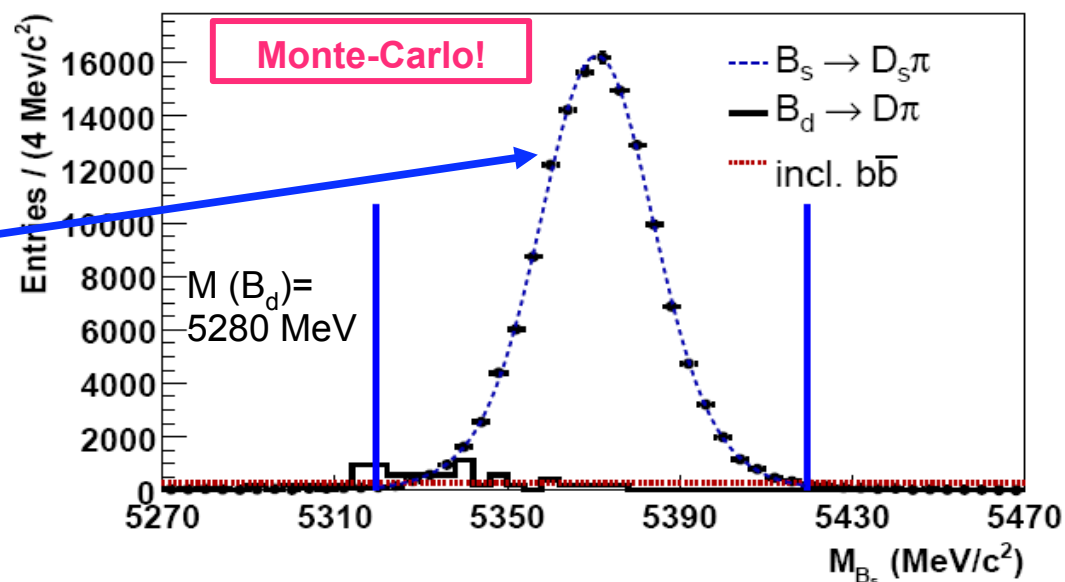
Hadronowe rozpady $B_s \rightarrow D_s \pi$



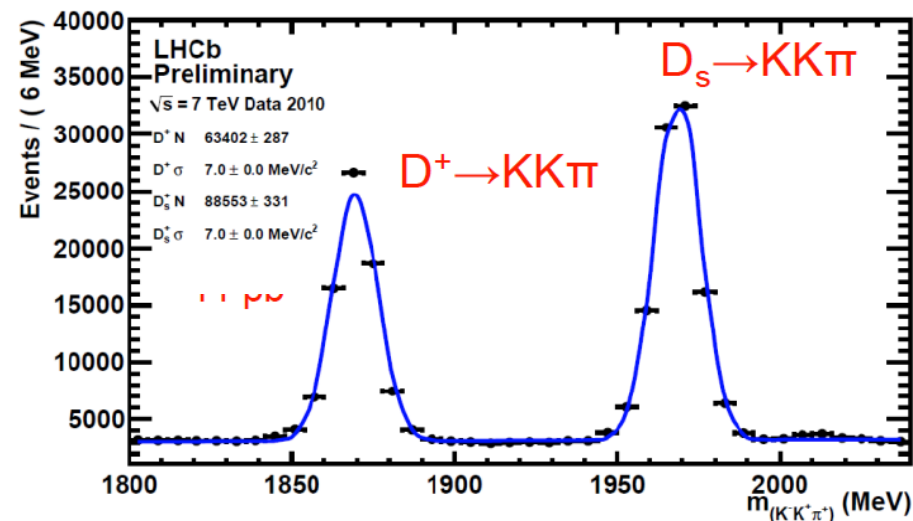
- Duża statystyka $\sim 10^5$ na 1 fb^{-1}
- Bardzo dobre rozdzielenie B_s od B_d
- Duża dokładność pomiaru czasu życia B (z danych 2010: 50 fs)
- Z dopasowania funkcji można wyznaczyć dwa parametry, np. a_{fs}^s i δ_p

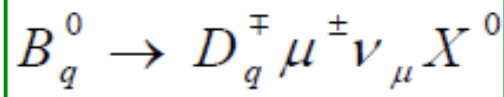
$$A_{fs}^s(t) = \frac{a_{fs}^s}{2} - \frac{\delta_c^s}{2} - \left(\frac{a_{fs}^s}{2} + \frac{\delta_p^s}{2} \right) \frac{\cos(\Delta m_s t)}{\Delta \Gamma_s t / 2} + \frac{\delta_b^s}{2} \left(\frac{B}{S} \right)^s$$

- Z MC: mała asymetria detektorowa $\delta_c \sim 10^{-4}$
- Asymetrię tła δ_b można wyznaczyć z dopasowania funkcji w rozkładach mas („side bands”)
- Pomiar jest możliwy w LHCb



(Pośredni etap w rekonstrukcji B_s)

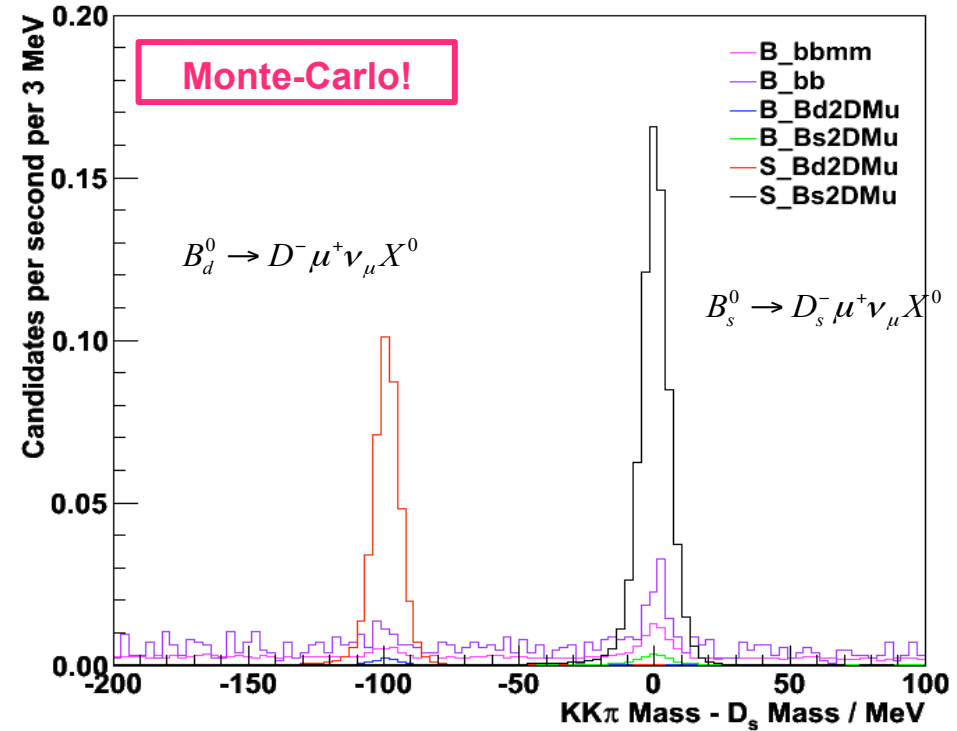




- Bardzo duża statystyka $\sim 10^6$ na fb^{-1}
- Bardzo dobre rozdzielenie B_s od B_d
- Brakujące neutrino pogarsza rozdzielczość czasu życia $\sim 120\text{fs}$
- Asymetrię tła δ_b można wyznaczyć z dopasowania funkcji w rozkładach mas
- Asymetrię produkcji δ_p z dopasowania funkcji w zależności czasowej
- Z MC: asymetria detektorowa δ_c duża
- Należy znaleźć metodę na zminimalizowanie czynników utrudniających pomiar
- Stan końcowy ($f=KK\pi\mu$) jest identyczny
 - ★ asymetrie detektorowe są takie same
 - ★ jeżeli zmierzymy różnicę między B_s i B_d
 → asymetrie detektorowe skasują się

$$\Delta A_{fs}^{s,d} \approx \frac{(a_{fs}^s - \delta_c) - (a_{fs}^d - \delta_c)}{2} = \frac{a_{fs}^s - a_{fs}^d}{2}$$

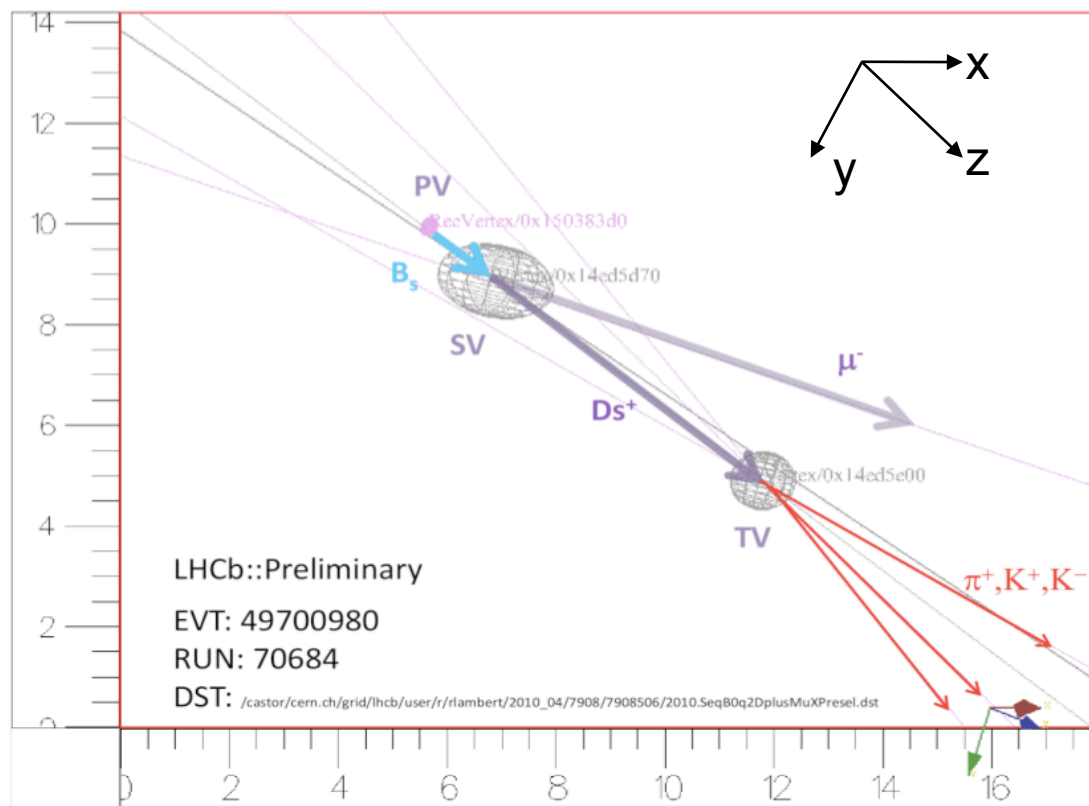
- Pomiar ortogonalny do pomiaru D^0 : $A_{SL}^{D^0} = (0.494)a_{fs}^s + (0.506)a_{fs}^d \approx \frac{a_{fs}^s + a_{fs}^d}{2}$



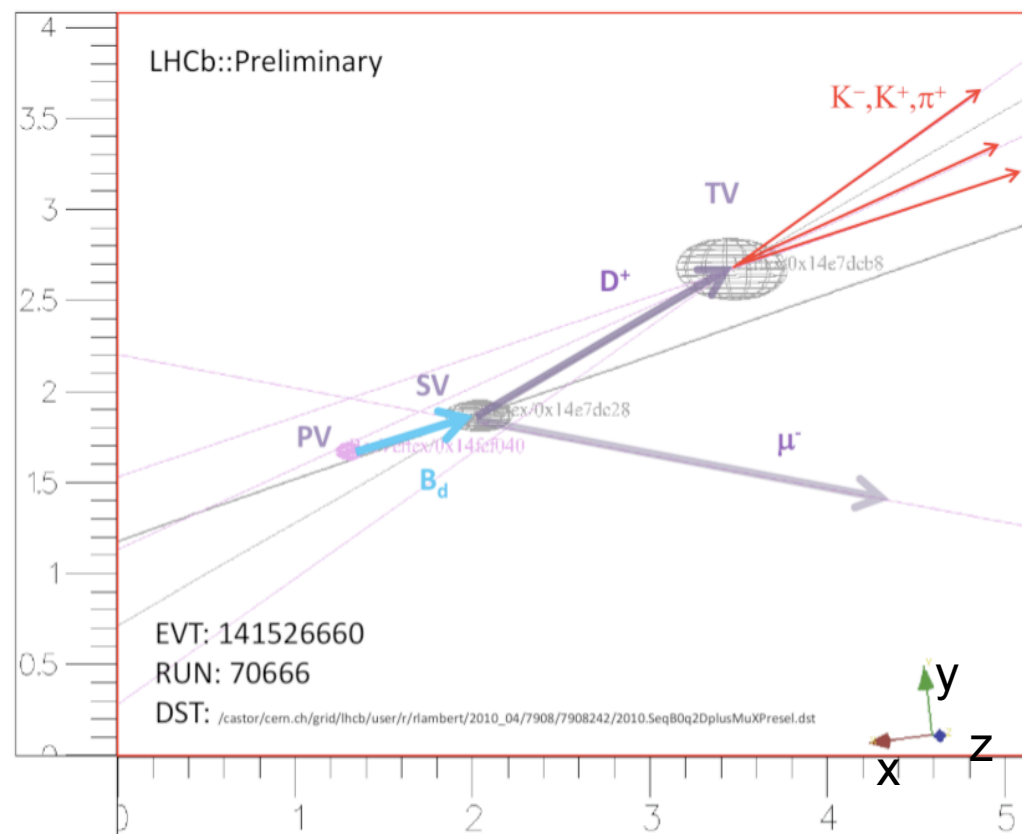
$$A_{SL}(MS) = (-2.3_{-0.6}^{+0.5}) \times 10^{-4}$$

$$\text{LHCb: } \sigma_{\text{stat}}(\Delta A_{fs}) \sim 6.3 \times 10^{-4} \text{ dla } \sim 1\text{fb}^{-1}$$

Przykłady zarejestrowania $B \rightarrow D\mu\nu$



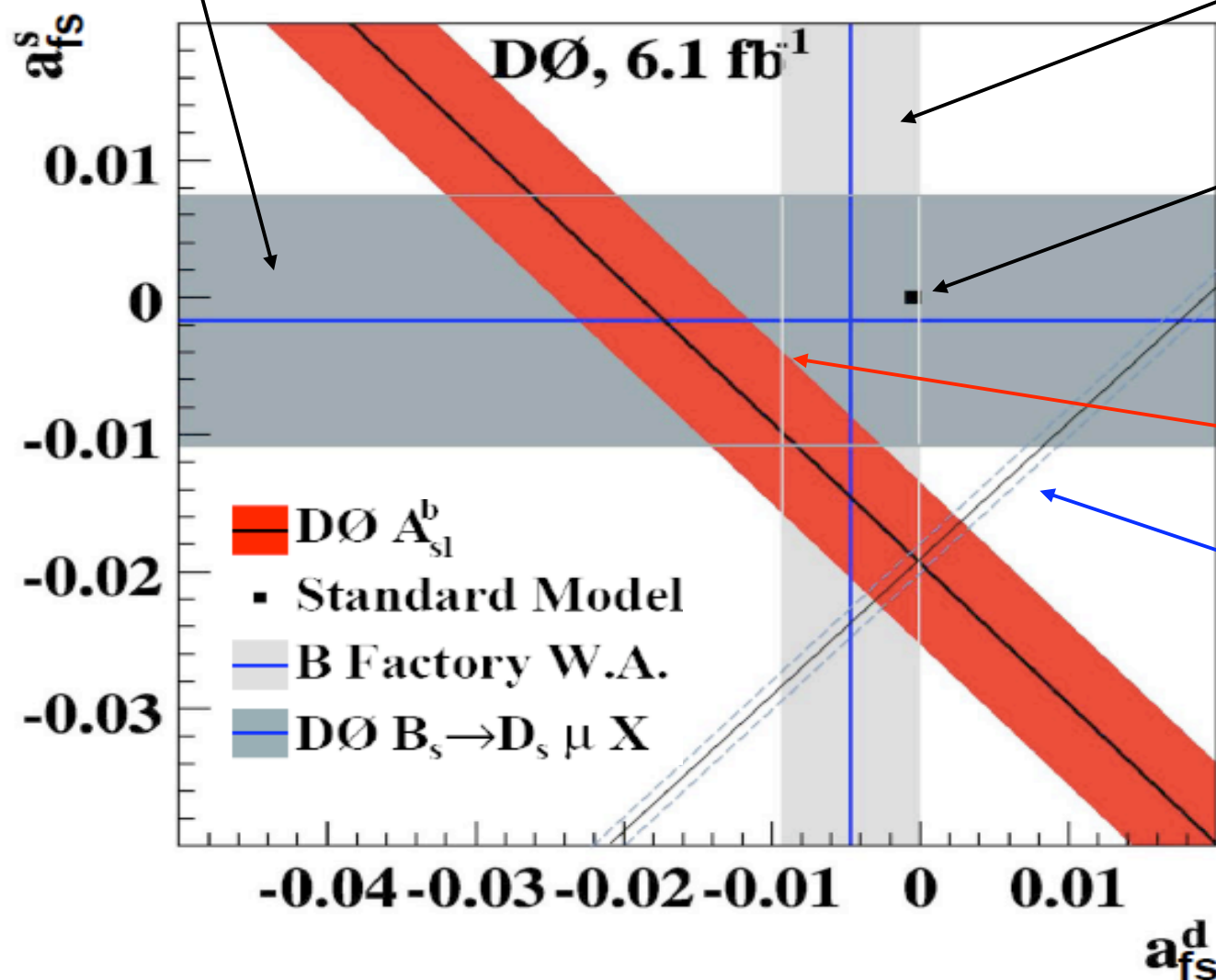
Skala w mm



Skala w mm

DØ: a_{fs}^s z ekskluzywnych rozpadów $B_s \rightarrow D_s \mu \nu_\mu$

Fabryki B, tylko a_{fs}^d



Model Standardowy

$$\begin{aligned} (a_{fs}^d)^{MS} &= -(5.0 \pm 1.1) \times 10^{-4} \\ (a_{fs}^s)^{MS} &= +(2.1 \pm 0.4) \times 10^{-5} \end{aligned}$$

DØ: inkluzywne rozpady b anty- $b \rightarrow \mu\mu X$
3.2 σ odchyień od MS

LHCb:

Monte Carlo dla 1 fb^{-1}
 przy założeniu a_{fs}^d
 z Modelu Standardowego

$$\sigma_{\text{stat}}(a_{fs}^s(D_s \pi)) \sim 6.8 \times 10^{-3}$$

$$\sigma_{\text{stat}}(\Delta A_{fs}(D_q \mu \nu)) \sim 6.3 \times 10^{-4}$$

- **2010** – pierwszy rok zbierania danych
- Detektor **LHCb działał prawidłowo** (**$L \sim 38 \text{ pb}^{-1}$**)
 - mierzone rozdzielczości mas, czasów życia itp. są bliskie zakładanym z Monte Carlo
- **LHCb ma wysoką czułość w pomiarach łamania CP**
- W omówionych dwóch tematach **LHCb może wnieść istotny wkład do poszukiwań Nowej Fizyki** (**2011: $L \sim 1 \text{ fb}^{-1}$**)
 - $\sigma_{\text{stat}}(a_{\text{fs}}^s(B_s^0 \rightarrow D_s \pi)) \sim 6.8 \times 10^{-3}$
 - $\sigma_{\text{stat}}(\phi_s^{J/\psi\phi}) \sim 0.08 \text{ rad}$
dotychczas zebrano ~ 900 przypadków $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ (33 pb^{-1})
 $\sim 30 \times 900$ przypadków dla 1 fb^{-1}
- **W 2011 roku spodziewamy się pomiarów dla a_{fs} i ϕ_s z najmniejszymi na świecie niepewnościami pomiarowymi**



$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \underbrace{=}_{|V_{ij}| \text{ magnitudes}} \begin{pmatrix} 0.97419 \pm 0.00022 & 0.22570 \pm 0.00100 & 0.00359 \pm 0.00016 \\ 0.22560 \pm 0.00100 & 0.97334 \pm 0.00023 & 0.04150^{+0.00100}_{-0.00110} \\ 0.00874^{+0.00026}_{-0.00037} & 0.04070 \pm 0.00100 & 0.999133^{+0.000044}_{-0.000043} \end{pmatrix}$$

Do parametryzacji potrzebne 4 parametry (np. parametryzacja Wolfensteina)

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

$$A = 0.814^{+0.021}_{-0.022} \quad \rho = 0.135^{+0.031}_{-0.016} \quad \eta = 0.349^{+0.015}_{-0.017} \quad \lambda = 0.2257^{+0.0009}_{-0.0010}$$

Rozważając poprawki next-to-leading order w λ , które są potrzebne do badań fazy miesznia B_s – anty- B_s (rozszerzenie macierzy do $\mathcal{O}(\lambda^6)$)

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 - \lambda^4/8 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda + (1 - 2(\rho + i\eta))A^2\lambda^5/2 & 1 - \lambda^2/2 - (1 + 4A^2)\lambda^4/8 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) & -A\lambda^2 + (1 - 2(\rho - i\eta))A\lambda^4/2 & 1 - A^2\lambda^4/2 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^7)$$

Warunki unitarności

$$(ds): V_{ud} V_{us}^* + V_{cd} V_{cs}^* + V_{td} V_{ts}^* = 0$$

$$(sb): V_{us} V_{ub}^* + V_{cs} V_{cb}^* + V_{ts} V_{tb}^* = 0$$

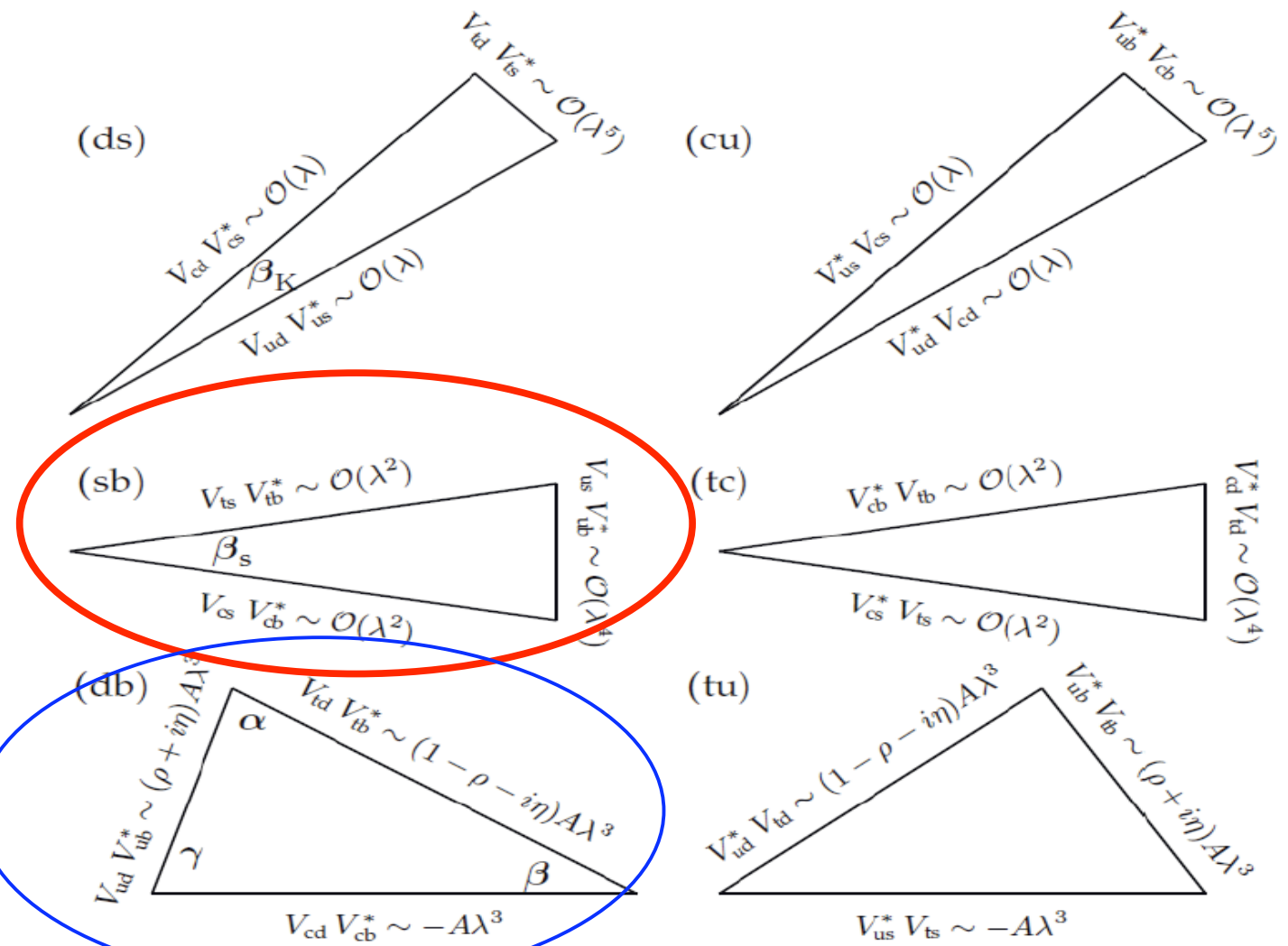
$$(db): V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0$$

$$(cu): V_{ud} V_{cd} + V_{us} V_{cs} + V_{ub} V_{cb} = 0$$

$$(tc): V_{cd} V_{td} + V_{cs} V_{ts} + V_{cb} V_{tb} = 0$$

$$(tu): V_{ud} V_{td} + V_{us} V_{ts} + V_{ub} V_{tb} = 0$$

(db) i (tu) mają boki
Rzędu $O(\lambda^3)$



$$\gamma = \arg \left(-\frac{V_{ud} V_{ub}^*}{V_{cd} V_{cb}^*} \right) \quad \beta = \arg \left(-\frac{V_{cd} V_{cb}^*}{V_{td} V_{tb}^*} \right) \quad \beta_s = \arg \left(-\frac{V_{ts} V_{tb}^*}{V_{cs} V_{cb}^*} \right) \quad \beta_K = \arg \left(-\frac{V_{us} V_{ud}^*}{V_{cs} V_{cd}^*} \right)$$

$$\phi_s^{J/\psi\phi} \equiv -\arg(\eta_f \lambda_f) = \Phi_M - 2\Phi_D$$

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= p|B_q\rangle + q|\overline{B}_q\rangle \\ |B_H\rangle &= p|B_q\rangle - q|\overline{B}_q\rangle \end{aligned} \quad |p|^2 + |q|^2 = 1$$

$$CP|f\rangle = \eta_f|f\rangle$$

$$\lambda_f = \frac{q \overline{A}_f}{p A_f}$$

Stosunek amplitud:

$$\frac{\overline{A}_f}{A_f} = \eta_f \exp^{i(2\Phi_D - \xi)}$$

Stosunek p/q:

$$\frac{q}{p} = \exp^{-i(\Phi_M - \xi)}$$

ξ jest fazą umowną

$$CP|B_q\rangle = e^{i\xi}|\overline{B}_q\rangle, \quad CP|\overline{B}_q\rangle = e^{-i\xi}|B_q\rangle$$

Dla $B_s \rightarrow J/\psi\phi$

$$|A_0(t)|^2 = |A_0(0)|^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right]$$

$$|A_{\parallel}(t)|^2 = |A_{\parallel}(0)|^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right],$$

$$|A_{\perp}(t)|^2 = |A_{\perp}(0)|^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right],$$

$$\Im\{A_{\parallel}^*(t)A_{\perp}(t)\} = |A_{\parallel}(0)||A_{\perp}(0)|e^{-\Gamma_s t} \left[-\cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \sin\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \sin(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos(\Delta m_s t) - \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right],$$

$$\Re\{A_0^*(t)A_{\parallel}(t)\} = |A_0(0)||A_{\parallel}(0)|e^{-\Gamma_s t} \cos\delta_{\parallel} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right],$$

$$\Im\{A_0^*(t)A_{\perp}(t)\} = |A_0(0)||A_{\perp}(0)|e^{-\Gamma_s t} \left[-\cos\delta_{\perp} \sin\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \sin\delta_{\perp} \cos(\Delta m_s t) - \cos\delta_{\perp} \cos\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right].$$

Dla anty- $B_s \rightarrow J/\psi\phi$

$$|\bar{A}_0(t)|^2 = |\bar{A}_0(0)|^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right],$$

$$|\bar{A}_\parallel(t)|^2 = |\bar{A}_\parallel(0)|^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right],$$

$$|\bar{A}_\perp(t)|^2 = |\bar{A}_\perp(0)|^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right],$$

$$\Im\{\bar{A}_\parallel^*(t)\bar{A}_\perp(t)\} = |\bar{A}_\parallel(0)||\bar{A}_\perp(0)| e^{-\Gamma_s t} \left[-\cos(\delta_\perp - \delta_\parallel) \sin\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \sin(\delta_\perp - \delta_\parallel) \cos(\Delta m_s t) + \cos(\delta_\perp - \delta_\parallel) \cos\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right],$$

$$\Re\{\bar{A}_0^*(t)\bar{A}_\parallel(t)\} = |\bar{A}_0(0)||\bar{A}_\parallel(0)| e^{-\Gamma_s t} \cos\delta_\parallel \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right],$$

$$\Im\{\bar{A}_0^*(t)\bar{A}_\perp(t)\} = |\bar{A}_0(0)||\bar{A}_\perp(0)| e^{-\Gamma_s t} \left[-\cos\delta_\perp \sin\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \sin\delta_\perp \cos(\Delta m_s t) + \cos\delta_\perp \cos\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right].$$

Dopasowujemy funkcję

$$F = 0.5 \frac{d^4\Gamma(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}{dt d\cos\Theta d\varphi d\cos\psi} + 0.5 \frac{d^4\Gamma(\overline{B}_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}{dt d\cos\Theta d\varphi d\cos\psi}$$

dla $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

$$|A_0(t)|^2 = |A_0(0)|^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right]$$

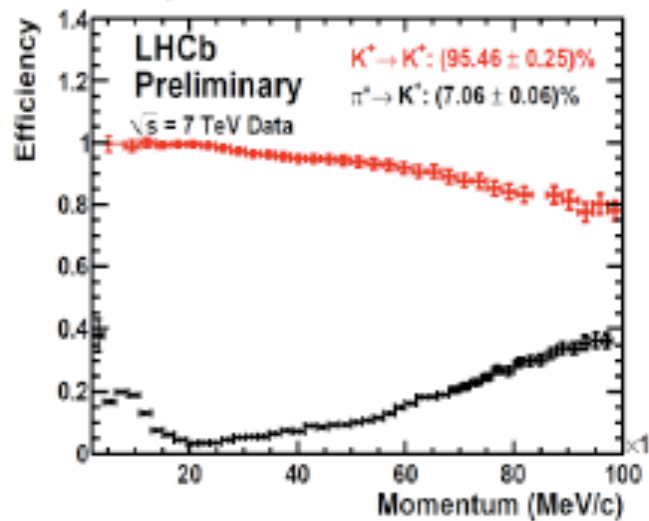
dla anty- $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

$$|\overline{A}_0(t)|^2 = |\overline{A}_0(0)|^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right]$$

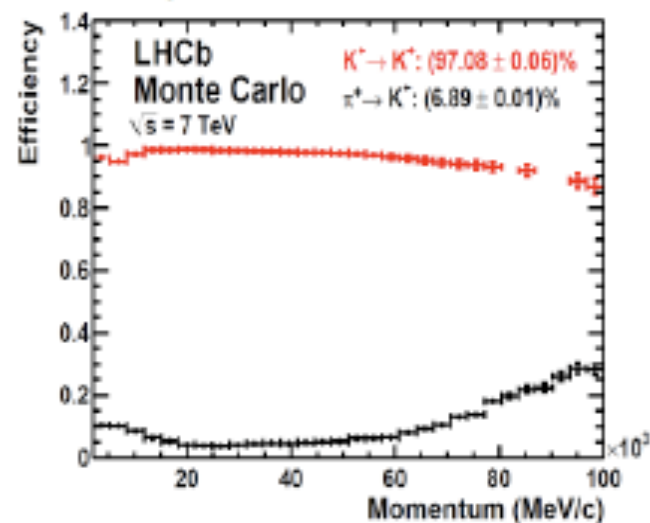
Człony z **$\sin\phi_s$** odejmują się, pozostają człony z **$\cos\phi_s$**

Efektywność selekcji $B_s \rightarrow J/\psi\phi$

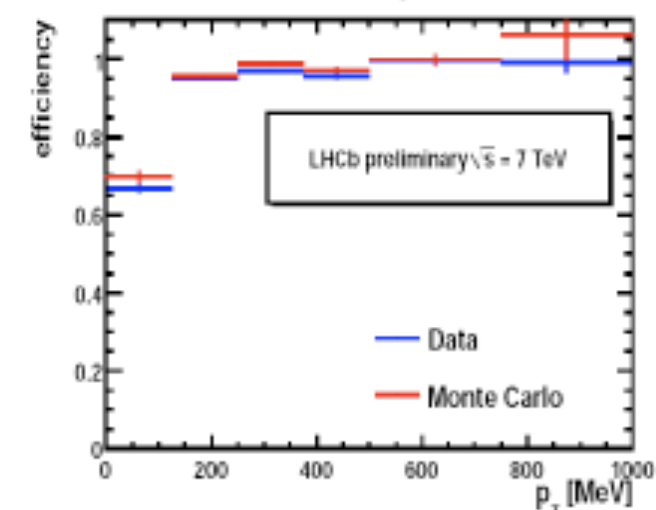
$K - \pi$ separation data



$K - \pi$ separation MC

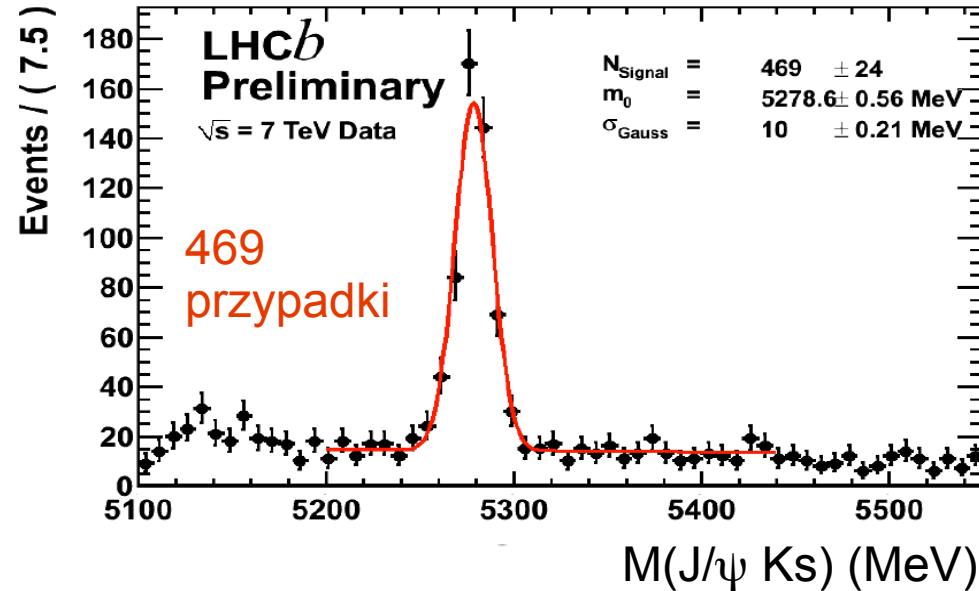
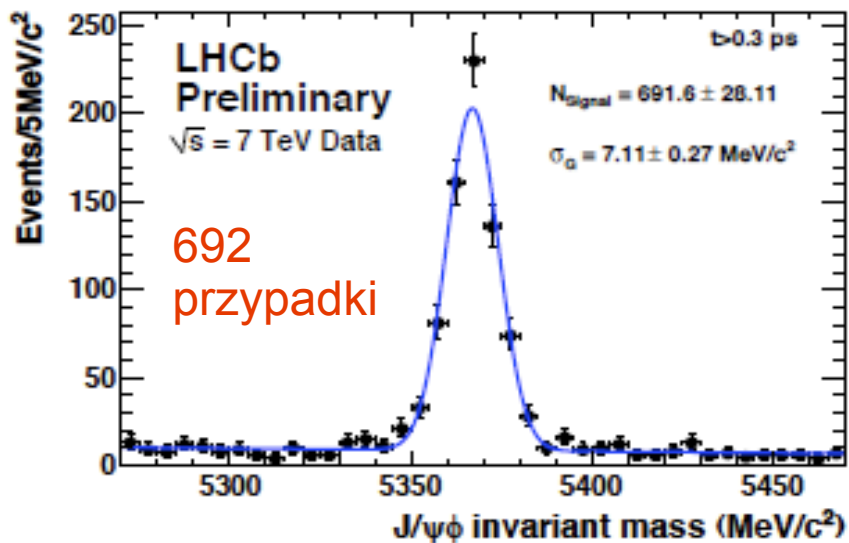
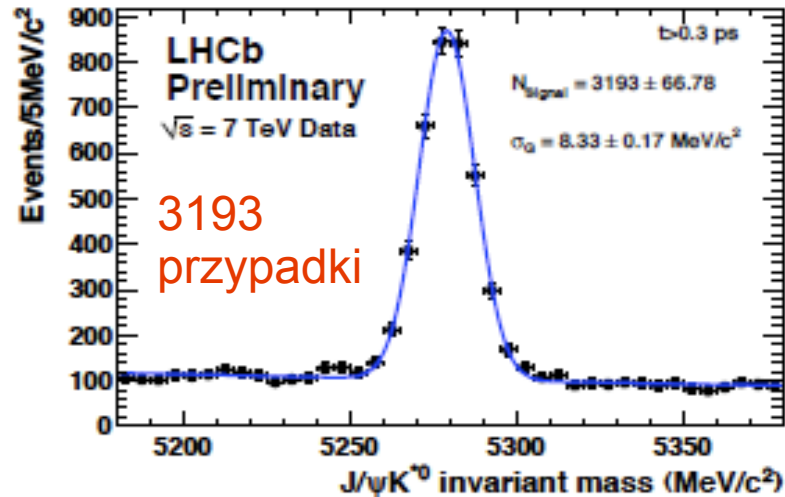
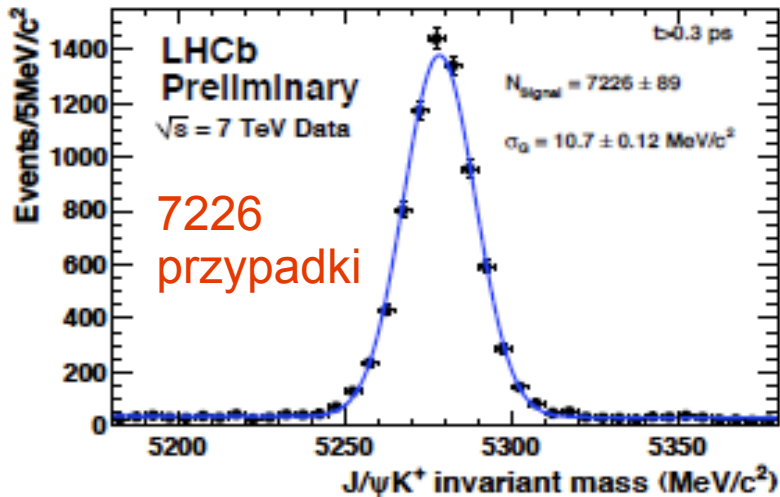


long tracks' efficiency comparison

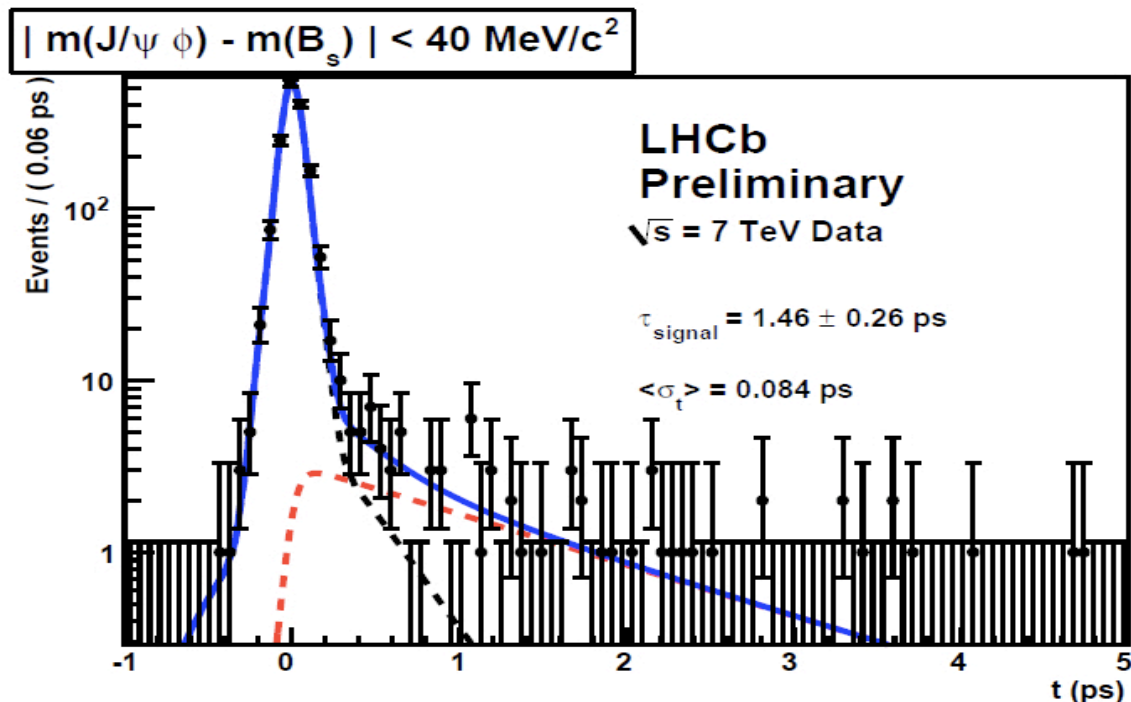


Ekskluzywne rozpady $B \rightarrow J/\psi h$

Pomiary LHCb, $L \sim 15 \text{ pb}^{-1}$



Rekonstruowane rozpady B, potrzebne do badań łamania CP



LHCb, $L = 2 \text{ pb}^{-1}$

	Liczba przypadków	Czas życia (ps)	PDG (ps)
$B_s \rightarrow J/\psi \phi$	78 ± 11	1.46 ± 0.26	1.530 ± 0.028 (CDF 2010)
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	698 ± 31	1.64 ± 0.10	1.638 ± 0.011
$B \rightarrow J/\psi K^*$ (złoty kanał)	314 ± 18	1.61 ± 0.16	1.525 ± 0.009

Pomiary czasu życia B są zbliżone w różnych kanałach rozpadu

Pomiar w LHCb:

- **pomiar różnic** między B_s i B_d jest **ortogonalny do metody** zastosowanej przez **D0**

$$\Delta A_{fs}^{s,d} \approx \frac{(a_{fs}^s - \delta_c) - (a_{fs}^d - \delta_c)}{2} = \frac{a_{fs}^s - a_{fs}^d}{2}$$

Pomiar w D0 (inkluzywne rozpady b anty-b $\rightarrow \mu\mu X$):

$$A_{SL}^{D0} = (0.494)a_{fs}^s + (0.506)a_{fs}^d \approx \frac{a_{fs}^s + a_{fs}^d}{2}$$

LHCb zbierze większą liczbę przypadków w badanym kanale rozpadu

- **pozwoi to na poszukiwania wkładów od Nowej Fizyki**

$$A_{fs}^{unt,q} = \frac{\Gamma(B_q^0 \text{ or } \bar{B}_q^0 \rightarrow f) - \Gamma(B_q^0 \text{ or } \bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B_q^0 \text{ or } \bar{B}_q^0 \rightarrow f) + \Gamma(B_q^0 \text{ or } \bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f})}$$

$$= \frac{\Gamma^{RS} + \bar{\Gamma}^{WS} - \bar{\Gamma}^{RS} - \Gamma^{WS}}{\Gamma^{RS} + \bar{\Gamma}^{WS} + \bar{\Gamma}^{RS} + \Gamma^{WS}} \sim \frac{a_{fs}^q}{2}$$

Mierzone Γ_e są różne od idealnych Γ o czynnik zanieczyszczający

$$\Gamma_e^{RS} = \Gamma^{RS}$$

$$\Gamma_e^{WS} = (1 + \delta_c)\Gamma^{WS}$$

$$\bar{\Gamma}_e^{RS} = (1 + \delta_p)(1 + \delta_c)\bar{\Gamma}^{RS}$$

$$\bar{\Gamma}_e^{WS} = (1 + \delta_p)\bar{\Gamma}^{WS}$$

$$A_B^q = \frac{\delta_b^q}{2} \left(\frac{B}{S} \right)^q$$

$$(1 + B/S) A_{fs,unt}^{b,q}(t) = \frac{\delta_c^q}{2} + \frac{a_{fs}^q}{2} + \left(\frac{\delta_p^q}{2} - \frac{a_{fs}^q}{2} \right) \frac{\cos(\Delta m_q t)}{\cosh(\Delta \Gamma_q t/2)} + A_B^q$$