

# Badanie mezonów powabnych w rozpadach $B$ w eksperymencie Belle

Olga Grzymkowska

*Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego  
Polskiej Akademii Nauk  
Kraków, Polska*



rozprawa doktorska przygotowana pod kierunkiem  
dr hab. Andrzeja Bożka

Kraków, 2017 r.



# Streszczenie

Niniejsza praca dotyczy badania klasy podwójnie powabnych rozpadów z dziwnością  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$ . Pomiary przeprowadzono w oparciu o rozkłady masy brakującej w inkluzywnych przejściach  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}X$ , a zatem w sposób wolny od założeń o rozpadach rezonansów  $D_{s(J)}^{(*)}$ . Badania zostały wykonane na próbce danych równej  $772 \times 10^6$  par mezonów  $B\bar{B}$  zarejestrowanych w detektorze Belle pracującym na akceleratorze KEKB, który jest zderzaczem  $e^+e^-$  o asymetrycznych energiach wiązek i całkowitej energii w układzie środka masy równej masie rezonansu  $\Upsilon(4S)$ .

Zostały wyznaczone następujące częstości rozgałęzień dla rozpadów  $B$  do stanów  $\bar{D}^{(*)}D_s^{(*)}$ :

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^+) &= (0,82 \pm 0,02 \pm 0,07 \pm 0,04)\%, \\ \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^{*+}) &= (0,66 \pm 0,03 \pm 0,06 \pm 0,04)\%, \\ \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^+) &= (0,70 \pm 0,12 \pm 0,07 \pm 0,05)\%, \\ \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^{*+}) &= (2,46 \pm 0,09 \pm 0,25 \pm 0,18)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^- D_s^+) &= (0,73 \pm 0,04 \pm 0,07 \pm 0,03)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^- D_s^{*+}) &= (0,84 \pm 0,03 \pm 0,08 \pm 0,04)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^+) &= (0,70 \pm 0,05 \pm 0,07 \pm 0,02)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^{*+}) &= (1,56 \pm 0,03 \pm 0,15 \pm 0,05)\%\end{aligned}$$

oraz dla rozpadów  $B$  do stanu wzbudzonego  $D_{s1}(2460)$ :

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2460)^+) &= (0,17 \pm 0,05 \pm 0,015 \pm 0,08)\%, \\ \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2460)^+) &= (0,93 \pm 0,17 \pm 0,09 \pm 0,07)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^- D_{s1}(2460)^+) &= (0,29 \pm 0,06 \pm 0,03 \pm 0,01)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s1}(2460)^+) &= (0,74 \pm 0,08 \pm 0,07 \pm 0,02)\%.\end{aligned}$$

Przytoczone niepewności pomiarów oznaczają kolejno błędy: statystyczny, systematyczny oraz związany z niepewnością stosunków rozgałęzień dla rozpadów rezonansów pośrednich występujących w badanych procesach. Uzyskane dokładności wyznaczenia częstości rozpadów są porównywalne lub dokładniejsze niż publikowane średnie światowe.

## Abstract

The thesis presented here concerns the study of double charmed decays with strangeness  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$ . The measurements were based on the missing mass distributions in inclusive transitions  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}X$ , and thus in a way free from the assumptions about resonance decays  $D_{s(J)}^{(*)}$ . In the analysis was used the data sample equal to  $772 \times 10^6$   $B\bar{B}$  meson pairs registered by the Belle detector operating on the KEKB accelerator, which is  $e^+e^-$  collider with asymmetric beam energies and total energy in the center of mass

system corresponding to the mass of the  $\Upsilon(4S)$  resonance.

Branching ratios for the  $B$  decays involving ground  $c\bar{s}$  mesons have been measured to be:

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^+) &= (0,82 \pm 0,02 \pm 0,07 \pm 0,04)\%, \\ \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^{*+}) &= (0,66 \pm 0,03 \pm 0,06 \pm 0,04)\%, \\ \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^+) &= (0,70 \pm 0,12 \pm 0,07 \pm 0,05)\%, \\ \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^{*+}) &= (2,46 \pm 0,09 \pm 0,25 \pm 0,18)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^- D_s^+) &= (0,73 \pm 0,04 \pm 0,07 \pm 0,03)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^- D_s^{*+}) &= (0,84 \pm 0,03 \pm 0,08 \pm 0,04)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^+) &= (0,70 \pm 0,05 \pm 0,07 \pm 0,02)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^{*+}) &= (1,56 \pm 0,03 \pm 0,15 \pm 0,05)\%\end{aligned}$$

whereas the branching ratios measured for the channels with an excited  $D_{s1}(2460)$  are:

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2460)^+) &= (0,17 \pm 0,05 \pm 0,015 \pm 0,08)\%, \\ \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2460)^+) &= (0,93 \pm 0,17 \pm 0,09 \pm 0,07)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^- D_{s1}(2460)^+) &= (0,29 \pm 0,06 \pm 0,03 \pm 0,01)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s1}(2460)^+) &= (0,74 \pm 0,08 \pm 0,07 \pm 0,02)\%.\end{aligned}$$

The uncertainties quoted are due to statistics, experimental systematic errors and uncertainties of branching fractions for the decays of intermediate resonances for a given channel.

The quoted precisions are similar or better than world averages.

# Podziękowania

Składam serdeczne podziękowania mojemu promotorowi dr hab. Andrzejowi Bożkowi za wszechstronną pomoc udzielaną mi podczas powstawania tej pracy, za czas, który mi poświęcił, miłą atmosferę i za to, że nie zostawił w połowie drogi.

Dziękuję promotorowi pomocniczemu Jarosławowi Wiechczyńskiemu oraz Karolowi Adamczykowi za wielokrotnie okazywaną pomoc techniczną i konsultację naukową. Jolancie Brodzickiej za wprowadzenie mnie do fizyki cząstek elementarnych, za dzielenie się wiedzą oraz korekty części rozprawy.

Szczególne podziękowania kieruję do prof. dr hab. Marii Różańskiej za poświęcony czas, cierpliwość oraz za cenne wskazówki, które były niezbędne przy powstaniu pracy i nadaniu jej ostatecznej formy.

Dziękuję prof. dr hab. Grażynie Nowak za życzliwość i pomoc merytoryczną.

Chciałabym również podziękować wszystkim kolegom i koleżankom z grupy Belle za przyjazną, rodzinną atmosferę.

# Wykaz skrótów, oznaczeń i terminów

W niniejszej rozprawie, jeśli *explicite* nie zaznaczono, że jest inaczej, zastosowano następujące skróty, oznaczenia i konwencje:

SM – model standardowy;

NF – modele teoretyczne wykraczające poza SM;

CKM – macierz mieszania kwarków Cabibba-Kobayashiego-Maskawy lub też mechanizm zmiany zapachów opisanych tą macierzą;

TU – trójkąt unitarności;

MC – symulacje Monte Carlo wykonane przy użyciu generatorów liczb losowych;

PDF – funkcja gęstości prawdopodobieństwa (probability density function);

GMC – próbka ogólnego Monte Carlo (generic Monte Carlo);

SMC – próbka sygnałowego (dedykowanego) Monte Carlo dedykowanego (signal Monte Carlo);

SPS – Super Proton Synchrotron;

LHC – Large Hadron Collider;

FR – Moduł do pełnej rekonstrukcji przypadków (Full Reconstruction);

FEI – Moduł do pełnej interpretacji zdarzeń (Full Event Interpretation);

- zapisy reakcji, pojawiające się w pracy, o ile nie zaznaczono inaczej, odnoszą się także do procesów sprzężonych ładunkowo;
- symbole typu  $M^{(*)}$  oznaczają mezon  $M$  lub  $M^*$ ;
- symbol  $D_{s(J)}^{(*)}$  oznacza wszystkie możliwe stany podstawowe i wzbudzone mezonu o składzie kwarkowym  $c\bar{s}$ ;
- wszystkie zmienne kinematyczne mierzone są w układzie spoczynkowym mezonu  $\Upsilon(4S)$ ;
- w pracy użyto układu jednostek w którym  $c = h = 1$ ;
- jeżeli nie zaznaczono inaczej, dla zmierzonych wielkości pierwszy błąd oznacza niepewność statystyczną, a drugi systematyczną.

# Spis treści

<b>1</b>	<b>Wstęp</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Wybrane zagadnienia teoretyczne</b>	<b>3</b>
2.1	Oddziaływania kwarków w SM . . . . .	3
2.1.1	Efekty hadronowe . . . . .	4
2.1.2	Faktoryzacja . . . . .	6
2.1.3	Rozpady $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$ w modelu standardowym . . . . .	7
2.1.4	Modele kwarkowe . . . . .	8
2.1.5	Symetria ciężkich kwarków . . . . .	10
2.1.6	Symetria chiralna . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Możliwości poznawcze i aktualny stan badań rozpadów <math>B</math> z kwarkowym przejściem <math>b \rightarrow c\bar{c}s</math></b>	<b>13</b>
3.1	Spektroskopia stanów $c\bar{c}$ . . . . .	13
3.2	Dynamika podwójnie powabnych rozpadów $B$ . . . . .	16
3.3	Efekty spoza modelu standardowego w rozpadach $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$ . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Aparatura eksperymentalna</b>	<b>19</b>
4.1	Specyfika środowiska fabryk B . . . . .	19
4.2	Zderzacz KEKB . . . . .	20
4.3	Główne charakterystyki detektora <b>Belle</b> . . . . .	21
4.3.1	Krzemowy detektor wierzchołka (SVD) . . . . .	22
4.3.2	Centralna komora dryfowa (CDC) . . . . .	23
4.3.3	Aerożelowe liczniki Czerenkowa (ACC) . . . . .	23
4.3.4	Liczniki czasu przelotu (TOF) . . . . .	24
4.3.5	Kalorymetr elektromagnetyczny (ECL) . . . . .	24
4.3.6	Kalorymetr elektromagnetyczny do przodu (EFC) . . . . .	24
4.3.7	System komór mionowych . . . . .	25
<b>5</b>	<b>Metodyka analizy danych</b>	<b>27</b>
5.1	Rekonstrukcja rozpadów $B$ - zmienne kinematyczne . . . . .	27
5.2	Separacja tła pochodzącego od lżejszych kwarków . . . . .	28
5.3	Ogólny schemat analizy . . . . .	30
5.3.1	Metoda rekonstrukcji mezonów $B_{\text{tag}}$ w rozpadach hadronowych. . . . .	31
<b>6</b>	<b>Wstępna analiza danych doświadczalnych</b>	<b>33</b>
6.1	Próbki danych . . . . .	33
6.2	Wybór torów naładowanych . . . . .	34
6.3	Identyfikacja cząstek naładowanych . . . . .	34
6.3.1	Rekonstrukcja $K_S^0$ . . . . .	35

6.4	Rekonstrukcja i selekcja mezonów $\bar{D}_{\text{sig}}^{(*)}$ . . . . .	36
6.4.1	Rekonstrukcja i selekcja $\bar{D}_{\text{sig}}$ . . . . .	37
6.4.2	Rekonstrukcja i selekcja $\bar{D}_{\text{sig}}^*$ . . . . .	38
6.5	Wybór najlepszej hipotezy w przypadku . . . . .	40
6.6	Analiza przyczynków tła . . . . .	41
<b>7</b>	<b>Analiza rozpadów <math>B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D_{s(J)}^{(*)}</math></b> . . . . .	<b>47</b>
7.1	Badanie tła w próbce GMC . . . . .	48
7.2	Badanie charakterystyk sygnału . . . . .	51
7.2.1	Parametryzacja rozkładów $M_X$ dla kanałów sygnałowych . . . . .	51
7.2.2	Wyznaczenie wydajności rekonstrukcji . . . . .	51
7.2.3	Migracje przypadków sygnału pomiędzy kanałami . . . . .	52
7.3	Wyznaczenie czynników skalujących dla wydajności rekonstrukcji $B_{\text{tag}}$ . . . . .	54
7.4	Badanie kanałów kontrolnych . . . . .	54
7.4.1	Pomiar stosunków rozgałęzień dla kanałów kontrolnych . . . . .	57
7.5	Badanie nadwyżki tła w GMC . . . . .	58
7.6	Optymalizacja kryteriów selekcji. . . . .	62
7.7	Pomiar sygnału . . . . .	62
7.7.1	Wyniki dla GMC w pełnym zakresie $M_X$ . . . . .	63
7.7.2	Wyniki dla danych w całym badanym zakresie . . . . .	65
7.8	Analiza niepewności systematycznych . . . . .	66
<b>8</b>	<b>Analiza rozpadów <math>B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}</math></b> . . . . .	<b>71</b>
8.1	Badanie tła . . . . .	71
8.2	Badanie kanałów kontrolnych . . . . .	73
8.2.1	Pomiar stosunków rozgałęzień w obszarze kontrolnym . . . . .	73
8.3	Wyniki dla MC ogólnego w całym badanym zakresie $M_X$ . . . . .	77
8.4	Wyniki dla danych . . . . .	79
8.5	Niepewności systematyczne dla rozpadu $B^0 \rightarrow D^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$ . . . . .	80
<b>9</b>	<b>Dyskusja wyników i perspektywy eksperymentalne</b> . . . . .	<b>83</b>
9.1	Wyznaczenie absolutnych częstości rozpadów $D_{s1}(2460)$ . . . . .	84
9.2	Perspektywy eksperymentalne . . . . .	84
<b>10</b>	<b>Podsumowanie</b> . . . . .	<b>87</b>
<b>A</b>	<b>Monte Carlo sygnałowe</b> . . . . .	<b>89</b>
<b>B</b>	<b>Przesłuchy</b> . . . . .	<b>107</b>
B.1	Wydajności dla przesłuchów . . . . .	113
<b>C</b>	<b>Wyznaczenie wydajności znakowania oraz różnicy pomiędzy MC a danymi dla znakowania</b> . . . . .	<b>116</b>
<b>D</b>	<b>Wyniki dopasowania danych do rozkładu masy brakującej z ustalonymi parametrami tła.</b> . . . . .	<b>119</b>
	<b>Spis ilustracji</b> . . . . .	<b>123</b>



Spis tablic	129
Bibliografia	132



# Rozdział 1

## Wstęp

Mezony  $B$ , najlżejsze hadrony zawierające kwark  $b$ , odgrywają ważną rolę w testowaniu Modelu Standardowego (SM) i poszukiwaniu jego rozszerzeń. Rozpady mezonów  $B$  oferują doskonałe pole do badania łamania symetrii parzystości przestrzenno-ładunkowej (CP) i umożliwiają wyznaczenie wielu parametrów SM, w szczególności elementów macierzy Cabibba-Kobayashiego-Maskawy (CKM): fazę łamania CP i kąty mieszania opisujące słabe sprzężenia pomiędzy poszczególnymi generacjami kwarków. Precyzyjne pomiary dużej gamy rozpadów  $B$  mają na celu sprawdzenie wewnętrznej spójności SM w sektorze zapachu. To zapewnia rygorystyczne testy SM, w szczególności mechanizmu Kobayashiego-Maskawy łamania symetrii CP [1].

Wyznaczenie podstawowych parametrów SM z rozpadów słabych jest nietrywialne z powodu trudnych do obliczenia efektów oddziaływań silnych, takich jak hadronizacja, oddziaływania w stanach końcowych. Istnieje kilka metod teoretycznych np. efektywna teoria ciężkich kwarków (HQET), przybliżenie faktoryzacji, perturbacyjna chromodynamika kwantowa (pQCD), QCD na siatkach (ang. *lattice QCD*) itd., które są stosowane do szeregu specyficznych problemów. Ponieważ masa kwarka  $b$  jest duża (około 4,5 GeV), metody te zapewniają stosunkowo precyzyjne przewidywania dla wielu obserwabli w rozpadach  $B$ . Szczegółowe badania słabych rozpadów  $B$  do stanów hadronowych pozwalają zweryfikować te przewidywania. Co więcej, badania te mogą dostarczyć przydatnych informacji dotyczących samych efektów hadronowych, takich jak tłumienie przez kolor, oddziaływanie cząstek w stanie końcowym oraz pozwalają wyznaczyć doświadczalnie efekty nieperturbacyjne.

Wyjątkowa rola fizyki mezonów  $B$  w precyzyjnych testach Modelu Standardowego oraz w poszukiwaniach efektów “nowej fizyki” (NF) wykraczających poza SM, była inspiracją do budowy dwóch dedykowanych akceleratorów żargonowo nazywanych “fabrykami B”: KEK-B w Japonii oraz PEP-II w Stanach Zjednoczonych. Fabryka B to zderzacz cząstek  $e^+e^-$  o wysokiej świetlności oraz asymetrycznych energiach wiązek, który dostarcza czystą próbkę par mezonów  $\bar{B}B$  pochodzących z rozpadów rezonansu  $\Upsilon(4S)$ . Kompleksowe badania rozpadów mezonów  $B$  w czystym środowisku fabryk B stanowią doskonałą okazję do realizacji wyżej wymienionych celów, a niektóre z nich zostały już pomyślnie zakończone. Należy tutaj wspomnieć obserwację łamania symetrii CP w kilku kanałach rozpadu  $B$  i precyzyjne pomiary parametrów CKM, w szczególności  $\sin 2\beta$  na podstawie zależnej od czasu asymetrii CP w rozpadzie  $B \rightarrow J/\psi K^0$ .

Wśród wielu możliwych rozpadów mezonów  $B$ , istotną pod względem poznawczym rolę grają hadronowe rozpady tych cząstek. W takim przypadku mamy do czynienia z procesami, których stan końcowy złożony z układu hadronów powstaje w wyniku procesów będących kombinacją oddziaływań silnych i słabych. Ważną podgrupą takich procesów

są rozpady mezonów  $B$ , w których tworzy się układ kwarkowy  $c\bar{s}$ . Należą do nich przejścia  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$ , których badanie stanowi przedmiot niniejszej rozprawy. Jednym z najważniejszych elementów przedstawionej analizy jest metoda badawcza, która polega na badaniu rozkładu masy brakującej w inkluzywnym procesie  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}X_c$ , w obszarze zdominowanym przez przejście  $\bar{b} \rightarrow c\bar{s}$ . Masa niezmiennicza układu  $X_c$  jest wyznaczana na podstawie kinematyki dwuciałowego rozpadu mezonu  $B$ , z wykorzystaniem pełnej rekonstrukcji drugiego mezonu  $B$  w hadronowych stanach końcowych. Zastosowanie tej metody pozwala mierzyć częstości badanych rozpadów bez dodatkowych założeń odnośnie stanów końcowych w układzie  $X_c$ , a także umożliwia wykorzystanie dwuciałowych, powabnych rozpadów  $B$  do poszukiwania nowych cząstek, niezależnie od ich kanałów rozpadów. Ponadto, stosunki rozgałęzień dla rozpadów  $B$  zmierzone tą metodą, powiązane z częstościami zmierzonymi metodą pełnej rekonstrukcji, pozwalają wyznaczyć absolutne stosunki rozgałęzień dla rozpadów cząstek  $X_c$ .

Układ niniejszej pracy jest następujący. W rozdziale 2 przedstawiono najważniejsze podstawy teoretyczne odnoszące się do badanych procesów. Aktualny stan wiedzy dotyczący przejść  $b \rightarrow c\bar{s}$  oraz ich możliwości poznawcze zostały zawarte w rozdziale 3. Rozdział 4 omawia zderzacz KEK-B oraz aparaturę eksperymentu Belle. W rozdziale 5 została opisana metodyka badawcza. Rozdział 6 przedstawia poszczególne etapy rekonstrukcji danych oraz omawia kryteria selekcji. W rozdziale 7 są zawarte najważniejsze wyniki analizy dotyczącej rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0}D_{s(J)}^{(*)}$ . W podobny sposób w rozdziale 8 przedstawiono wyniki dla procesów  $B^0 \rightarrow D^{(*)-}D_{s(J)}^{(*)}$ . Dyskusja wyników oraz perspektywy zostały zawarte w rozdziale 9.

# Rozdział 2

## Wybrane zagadnienia teoretyczne

W niniejszym rozdziale omówiono najważniejsze zagadnienia teoretyczne dotyczące rozpadów  $B$  z kwarkowym przejściem  $b \rightarrow c\bar{c}s$ . Procesy te są dyskutowane w kontekście efektów hadronowych w słabych rozpadach  $B$  i spektroskopii układu  $c\bar{s}$ .

### 2.1 Oddziaływania kwarków w SM

Model Standardowy [2, 3] jest teorią, która przy obecnym stanie wiedzy dostarcza poprawnego opisu znanych cząstek elementarnych oraz trzech z czterech zachodzących między nimi fundamentalnych oddziaływań (elektromagnetycznego, słabego oraz silnego). W ramach tej teorii, cząstki elementarne o spinie połówkowym grupują się w trzy rodziny zwane generacjami. Do składu poszczególnej generacji wchodzi po dwa kwarki i leptony. Najważniejszą właściwością kwarków jest ich dodatkowa liczba kwantowa, zwana kolorem, dzięki któremu kwarki oddziałują przez oddziaływanie silne. Zjawisko zwane uwięzieniem koloru powoduje, że kwarki są bardzo mocno związane ze sobą, tworząc neutralne kolorowo cząstki złożone (hadrony) zawierające kwark i antykwark (mezony) lub trzy kwarki (bariony). W ramach Modelu Standardowego oddziaływania między elementarnymi cząstkami są opisywane poprzez wymianę bozonów pośredniczących ( $Z^0$ ,  $W^\pm$ , foton oraz gluon) o spinie 1. Chromodynamika kwantowa (ang. *Quantum chromodynamics* - QCD) [4, 5] opisuje oddziaływania silne realizowane poprzez wymianę gluonów. Teoria Weinberga-Salama unifikuje oddziaływanie elektromagnetyczne oraz oddziaływanie słabe, które są opisywane poprzez wymianę bozonu  $Z^0/\gamma$  jako prądy neutralne (ang. *neutral currents* (NC)) oraz poprzez wymianę bozonów  $W^\pm$  jako prądy naładowane (ang. *charged currents* (CC)).

Nieleptonowe prądy naładowane oddziaływań elektroślabych są opisywane przez Lagranżian oddziaływania:

$$\mathcal{L}_{int}^{cc} = \frac{g_2}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L, \bar{c}_L, \bar{t}_L) \gamma^\mu V_{CKM} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} W_\mu^\dagger + h.c., \quad (2.1)$$

gdzie  $W_\mu$  oznacza pole bozonu pośredniczącego  $W$ ,  $g_2$  jest stałą sprzężenia oddziaływań słabych, bezpośrednio powiązaną ze stałą Fermiego ( $G_F$ ),  $\gamma^\mu$  są macierzami Diraca ( $\mu = 0, 1, 2, 3$ ), symbol h.c. przedstawia sprzężenie hermitowskie,  $V_{CKM}$  oznacza macierz Cabibba-Kobayashiego-Maskawy (CKM). Macierz ta łączy stany własne oddziaływań elektroślabych ( $d'$ ,  $s'$ ,  $b'$ ) kwarków dolnego, dziwnego i pięknego z odpowiednimi stanami własnymi

masy (d, s, b) za pomocą następującej transformacji unitarnej:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Elementy macierzy CKM stanowią sprzężenia pomiędzy kwarkami odpowiadające poszczególnym prądom naładowanym. Obecność niezerowych elementów pozadiagonalnych oznacza tym samym możliwość przejść między kwarkami w różnych generacjach. W najbardziej ogólnej postaci macierz CKM ma cztery wolne parametry: trzy rzeczywiste "kąty mieszania" pomiędzy generacjami i jedną urojoną nieredukowalną fazę, odpowiedzialną za łamanie parzystości ładunkowo-przestrzennej CP w oddziaływaniach słabych [6].

W przybliżonych obliczeniach często stosowana jest parametryzacja Wolfensteina [7]. Parametryzacja ta wykorzystuje hierarchiczność kątów mieszania pomiędzy rodzinami 1, 2 i 3 obserwowaną doświadczalnie:

$$\sin \theta_{13} \ll \sin \theta_{23} \ll \sin \theta_{12} \ll 1 \quad (2.3)$$

Macierz CKM w parametryzacji Wolfensteina zależy od czterech parametrów:  $A, \lambda, \rho, \eta$ . Ten ostatni reprezentuje nieredukowalną fazę i jest obecny w elementach macierzy najbardziej odległych od diagonalu ( $V_{ub}$  i  $V_{tb}$ ). Opisana powyżej hierarchia wartości elementów macierzy CKM znajduje w parametryzacji Wolfensteina odzwierciedlenie w postaci proporcjonalności jej pozadiagonalnych elementów do coraz wyższych potęg parametru  $\lambda$ . Jego wartość jest przy tym w przybliżeniu równa tzw. kątowi Cabibba ( $\lambda = \sin \theta_c \approx 0,22$ ). Punktem wyjścia dla parametryzacji Wolfensteina są relacje:

$$|V_{us}| \simeq \lambda, |V_{cb}| \simeq A\lambda^2, |V_{ub}| \simeq A\lambda^3(\rho - i\eta). \quad (2.4)$$

Pozostałe elementy macierzy CKM można wówczas wyrazić w postaci rozwinięć względem parametru  $\lambda$ :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4), \quad (2.5)$$

gdzie  $\mathcal{O}(\lambda^4)$  oznacza zaniedbane wyrazy rzędu  $\lambda^4$  i wyższe.

### 2.1.1 Efekty hadronowe

Procesy fizyczne związane ze słabymi rozpadami mezonów  $B$  odbywają się jednocześnie w trzech różnych skalach energii. Z faktu, iż badane rozpady zachodzą przez oddziaływania słabe, wynika obecność skali charakteryzującej tę siłę. Stanowi ją masa bozonu  $W$  ( $m_W \approx 80$  GeV). Drugą skalę wyznacza masa mezonu  $B$  ( $m_B \approx 5,3$  GeV) jako miara energii dostępnej w rozpadzie. Wreszcie z faktu, iż mezony stanowią stany związane oddziaływań silnych wynika obecność skali hadronowej,  $\Lambda_{QCD} (\approx 0,2$  GeV).

W analizie wielu procesów fizycznych często bardzo przydatne bywa sformułowanie tzw. teorii efektywnej, która pozwala na przybliżony opis zachodzących zjawisk. Dotyczy

to zwłaszcza sytuacji, gdy dwa różne zjawiska fizyczne można potraktować jako niezależne od siebie ze względu na fakt, iż zachodzą one przy różnych skalach energetycznych. Rozpatrując procesy zachodzące w konkretnej skali można znacznie uprościć ich teoretyczny opis poprzez zaniechanie efektów związanych ze zjawiskami charakterystycznymi dla innego przedziału energii. Efekty te najczęściej się całkuje, traktując je z punktu widzenia skali rozważanego procesu jako “lokalne” czyli zachodzące w zanedbywalnych skalach odległości.

Badane w niniejszej rozprawie słabe rozpady mezonów  $B$  dobrze wpasowują się w podany wyżej schemat ze względu na, wspomnianą powyżej, znaczną różnicę pomiędzy występującymi w tych procesach skalami energii:

$$\Lambda_{QCD} \ll m_B \ll m_W \quad (2.6)$$

Niewielka w porównaniu z masą mezonu  $B$  wartość energii oddziaływań pomiędzy kwarkami i gluonami w hadronie pozwoliła na sformułowanie tzw. Efektywnej Teorii Ciężkich Kwarków (ang. *Heavy Quark Effective Theory* (HQET) [8, 9, 10]). W jej ramach, w granicy nieskończonej masy cięższego kwarku w danym hadronie (w przypadku mezonu  $B$  odpowiada to przejściu granicznemu  $m_b \rightarrow \infty$ ), pojawiają się nowe symetrie rozważanego układu.

W podobny sposób, znaczna różnica pomiędzy masą mezonu  $B$  a skalą energetyczną oddziaływań słabych umożliwia wprowadzenie do opisu badanych procesów tzw. efektywnego Hamiltonianu [11], który pozwala na odseparowanie długo- i krótkozasięgowych oddziaływań biorących udział w danym procesie. Ogólną postać tego Hamiltonianu można zapisać stosując metodę rozwinięcia iloczynu operatorów OPE (ang. *Operator Product Expansion* [11]) jako iloczyn tzw. współczynników Wilsona  $C_k(\mu)$  oraz operatorów  $\mathcal{O}_k$  ( $k=1, \dots, 10$ ):

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum C_k(\mu) \mathcal{O}_k(\mu), \quad (2.7)$$

gdzie  $G_F$  jest stałą Fermiego. Amplitudę danego rozpadu stanu  $i$  do stanu  $f$  można wówczas zapisać jako:

$$A(i \rightarrow f) = \langle f | H_{eff} | i \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum C_k(\mu) \langle f | \mathcal{O}_k(\mu) | i \rangle. \quad (2.8)$$

W tym podejściu efekty krótkozasięgowe są opisywane za pomocą współczynników Wilsona, które mogą być obliczane w ramach teorii perturbacyjnej przy dużej skali energii (np. rzędu  $m_W$ ). Elementy macierzowe lokalnych operatorów  $\mathcal{O}_k(\mu)$  opisują przyczynki do całkowitej amplitudy, pochodzące od nieperturbacyjnych oddziaływań długozasięgowych. Wielkość  $\mu$  oznacza przy tym skalę, przy której operatory  $\mathcal{O}_k(\mu)$  ulegają renormalizacji. Amplituda  $A(i \rightarrow f)$  nie może zależeć od skali  $\mu$ , dlatego wszelkie zależności od tej skali we współczynnikach Wilsona oraz elementach macierzowych  $\langle f | \mathcal{O}_k(\mu) | i \rangle$  muszą się wzajemnie znosić.

Operatory  $\mathcal{O}_1$  i  $\mathcal{O}_2$  opisują diagramy tzw. drzewowe typu prąd-prąd,  $\mathcal{O}_3 \div \mathcal{O}_8$  dotyczą tzw. diagramów pętlowych, zaś  $\mathcal{O}_9$ ,  $\mathcal{O}_{10}$  dotyczą procesów dipolowych. Dla badanych procesów zachodzących poprzez  $b \rightarrow c\bar{c}s$  (rozdział 2.1.3) istotne są jedynie operatory typu prąd-prąd i efektywny Hamiltonian przyjmuje postać:

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum V_q [C_1(\mu) \mathcal{O}_1^{(q)}(\mu) + C_2(\mu) \mathcal{O}_2^{(q)}(\mu)], \quad (2.9)$$

gdzie  $V = V_{cs}^* V_{cb}$  jest iloczynem odpowiednich elementów macierzy CKM (w poprzednich wzorach nie były one wypisane jawnie lecz były zawarte we współczynnikach Wilsona). Operatory  $\mathcal{O}_1$  i  $\mathcal{O}_2$  mają przy tym postać:  $\mathcal{O}_1^{(q)} = (\bar{s}c)(\bar{c}_\beta b_\alpha)$ ,  $\mathcal{O}_2^{(q)} = (\bar{s}c)(\bar{c}_\beta b_\beta)$ , gdzie indeksy  $\alpha, \beta = 1, 2, 3$  dotyczą stopni swobody koloru. Operator  $\mathcal{O}_1$  opisuje przejście dozwolone kolorowo tj. z zewnętrzną emisją układu  $\bar{c}s$ . Natomiast  $\mathcal{O}_2$  przejście tłumione ze względu na kolor, zachodzące z wewnętrzną emisją  $\bar{c}s$ .

Jak dotąd nie opracowano jednoznacznego sposobu obliczania hadronowych elementów macierzowych w ramach chromodynamiki kwantowej. Jednym z możliwych rozwiązań, które znajduje coraz szersze zastosowanie, stanowi ich obliczanie w ramach chromodynamiki kwantowej na sieciach [12, 13].

Wyznaczanie hadronowych elementów macierzowych w modelach fenomenologicznych jest w znacznym stopniu oparte na idei faktoryzacji [14]. Zakłada ona możliwość przedstawienia amplitudy rozpadu ciężkiego mezonu w postaci iloczynu dwóch elementów macierzowych, związanych bezpośrednio z odpowiednimi oddziaływaniami na poziomie kwarkowym. Hipoteza faktoryzacji została z powodzeniem zastosowana do opisu wielu dwuciałowych rozpadów mezonów  $B$  [15] oraz pewnej grupy rozpadów trójciałowych tych hadronów [16]. W przypadku diagramów z zewnętrzną emisją bozonu  $W$ , teoretyczne rozważania problemu rozpadów analizowanych w niniejszej pracy mogą być znacznie uproszczone, jeśli ich część związaną z oddziaływaniem prądu naładowanego (obejmującą kwarki powstałe z rozpadu bozonu  $W$ ) potraktuje się jako proces niezależny od efektów chromodynamiki kwantowej związanych z interakcją zachodzącą pomiędzy powstałym kwarkiem  $c$  i kwarkiem pochodzącym bezpośrednio z mezonu  $B$ .

HQET łączy ideę symetrii ciężkich kwarków i postuluje oddziaływania, w których stopnie swobody ciężkich kwarków są (częściowo) wyciąkowane. Taki efektywny Lagranżian nie jest lokalny, lecz lokalność interakcji zostaje przywrócona metodą rozwinięcia iloczynu operatorów - OPE. Rozszerzenie to pozwala nam oddzielić efekty krótko- i długozasięgowe biorące udział w danym procesie, co matematycznie odpowiada rozwinięciu względem potęg  $1/m_Q$ . Efekty długozasięgowe odpowiadają oddziaływaniom niskoenergetycznym i są w pełni uwzględnione w efektywnym Lagranżianie. Natomiast efekty krótkozasięgowe wynikają z poprawek kwantowych z udziałem dużego pędu wirtualnego ( $\mathcal{O}(m_Q)$ ); nie występują one w efektywnej teorii, ponieważ ciężkie cząstki są częściowo wyciąkowane. Efekty te zostały włączone do efektywnej teorii w sposób perturbacyjny przy użyciu tzw. technik renormalizacji. Efektywny Hamiltonian dla przejścia  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$  przyjmuje postać [17]:

$$H_{eff} \approx G_F V_{cb} V_{cs}^* [C_1(\mu)(s\gamma^\mu(1-\gamma_5)\bar{c}c\gamma_\mu(1-\gamma_5)\bar{b}) + C_2(\mu)(c\gamma^\mu(1-\gamma_5)\bar{c}s\gamma_\mu(1-\gamma_5)\bar{b})], \quad (2.10)$$

Współczynniki Wilsona przy  $\mu$  w skali odpowiadającej rozpadom  $B$  ( $\mu \sim m_b$ ) przyjmują wartości  $C_1 = 1,13$  i  $C_2 = -0,3$ . Człon z  $C_1$  odpowiada przejściom dozwolonym przez kolor (ang. *color allowed*), natomiast człon  $C_2$  - tłumionym przez kolor (ang. *color suppressed*). Założenie o faktoryzacji amplitud i efektach tłumienia przez kolor są omówione w następujących rozdziałach.

## 2.1.2 Faktoryzacja

Jednym z kluczowych założeń wykorzystywanych w obliczeniach HQET jest założenie o faktoryzacji całkowitej amplitudy opisującej słabe rozpady hadronów. Odpowiada to lokalnej hipotezie hadronowo-partonowego dualizmu, zgodnie z którą efekty hadronizacji są nieistotne w obliczeniach amplitudy rozpadu. Dlatego wystarczy rozważyć krótkozasięgową część procesu z późniejszą hadronizacją zachodzącą z prawdopodobieństwem równym 1. Najczęściej stosowanym przybliżeniem omawianego modelu jest tzw. "naiwny



model faktoryzacji”, w którym amplitudy rozpadu są obliczane dzięki zastąpieniu elementów macierzy czterokwarkowych operatorów (równ. 2.8) przez iloczyn elementów macierzowych dla sfaktoryzowanych prądów określonych przez stałe rozpadu mezonu oraz funkcje kształtu. 'Faktoryzowalne' efekty oddziaływań silnych są parametryzowane za pomocą fenomenologicznych współczynników dyskutowanych poniżej. Zależą one od koloru i struktury operatorów Diraca, ale są postulowane jako stałe uniwersalne. Poza założeniem faktoryzacji, ocena amplitud dla rozpadów hadronowych wymaga również wprowadzenia hadronowych czynników postaci (ang. *form factors*) i stałych rozpadu dla poszczególnych mezonów. Parametry te są wyznaczone eksperymentalnie lub przy pomocy obliczeń QCD na siatkach. Inną konsekwencją podejścia faktoryzacyjnego jest to, że możliwe do obliczenia stają się również stany końcowe oddziaływań silnych.

W przypadku rozpadu  $B$  o dużej energii, produkty rozpadu  $W$  przemieszczają się wystarczająco szybko by opuścić obszar oddziaływania z drugim hadronem w stanie końcowym. Miękkie interakcje z pozostałymi produktami rozpadu są tłumione przez czynnik  $1/m_Q$ . W związku z tym, ponieważ masa kwarku  $b$  jest znacznie większa niż masa kwarku  $c$ , hipoteza faktoryzacji dla rozpadów mezonu  $B$  jest lepiej spełniona niż w przypadku rozpadów  $D$ .

Sfaktoryzowana amplituda dla rozpadu  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s^{(*)}$  wyrażona jako iloczyn dwóch niezależnych prądów hadronowych ma postać:

$$\mathcal{A} \sim G_F V_{cb} V_{cs}^* \langle D_s^{(*)} | (s\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\bar{c}) | 0 \rangle \times \langle D^{(*)} | (c\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\bar{b}) | B \rangle \quad (2.11)$$

Pierwszy prąd hadronowy, który tworzy  $D_s^{(*)}$  z próżni, jest powiązany ze stałą rozpadu mezonu,  $f_{D_s^{(*)}}$  poprzez:

$$\langle D_s(p_{D_s}) | (s\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\bar{c}) | 0 \rangle = i f_{D_s} p_{D_s}^\mu, \quad (2.12)$$

$$\langle D_s^*(p_{D_s^*} \epsilon_{D_s^*}) | (s\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\bar{c}) | 0 \rangle = i f_{D_s^*} p_{D_s^*}^\mu \epsilon_{D_s^*} \quad (2.13)$$

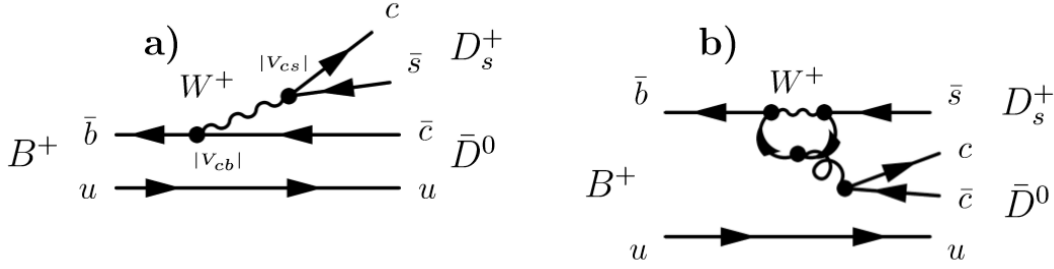
gdzie  $p_{D_s^{(*)}}$  jest pędem  $D_s^{(*)}$ , a  $\epsilon_{D_s^*}$  jest wektorem polaryzacji  $D_s^*$ . Drugi prąd hadronowy z równania 2.11 opisuje powstawanie mezonu  $D^{(*)}$  zawierającego tzw. spektatorowy kwark powabny z przejścia  $b \rightarrow c$  i jest związany z hadronowym czynnikiem postaci, który może być wyznaczony z półleptonowych rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} l^+ \nu_l$ .

Nie ma ścisłego dowodu faktoryzacji, chociaż argumenty za jej ważnością istnieją dzięki zastosowaniu rozwinięcia dla dużych  $N_{color}$  [18]. Jej uzasadnienia dla rozpadów o dużej energii poszukuje się w zjawisku "przejrzystości koloru" [19]. Kwarki cząstek w stanie końcowym z rozpadów słabych (np. proces  $b \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$ ) przemieszczają się w środowisku gluonów i lekkich par  $q\bar{q}$ , z którymi oddziałują silnie. Jeśli energetyczna para  $c\bar{s}$  ma małą masę, wówczas kwarki te pozostają blisko siebie, jak gdyby poruszały się w kolorowym środowisku. Jeśli są one w singletcie kolorowym, to oddziałują ze środowiskiem nie pojedynczo, lecz jako kolorowy dipol. Wtedy zachodzi możliwość, że para  $c\bar{s}$  opuści kolorowe środowisko zanim jej moment dipolowy wzrośnie na tyle, żeby jego oddziaływanie stało się znaczące. W takim przypadku stan  $c\bar{s}$  będzie hadronizował jako mezon  $D_s^{(*)}$ . Jeśli, dla odmiany, para  $c\bar{s}$  ma dużą masę niezmienniczą, wtedy kwarki będą oddziaływać silnie ze środowiskiem i jest mało prawdopodobne, że ponownie zgrupują się one w  $D_s^{(*)}$ .

### 2.1.3 Rozpady $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$ w modelu standardowym

Głównym przedmiotem badań tej pracy są podwójnie powabne (kwazi)dwuciałowe rozpady mezonów pięknych typu  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$ . Na poziomie kwarkowym jest to proces zdominowany przez przejście  $b \rightarrow W^- c \rightarrow c\bar{c}s$ , a jego diagram został pokazany na

rys. 2.1a. W ramach Modelu Standardowego przejścia takie zachodzą na skutek oddziaływań słabych poprzez wymianę naładowanych bozonów pośredniczących  $W^\pm$ . Stałe sprzężenia w wierzchołkach, a przez to amplitudy procesów, są modyfikowane o odpowiedni czynnik wynikający z macierzy CKM.



Rysunek 2.1: Diagramy kwarkowe procesu  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{0(*)} D_{s(J)}^{(*)}$ .

W mechanizmie CKM najbardziej uprzywilejowane są przejścia pomiędzy kwarkami tej samej generacji, mimo to przejście  $b \rightarrow c$  (rys. 2.1a) będzie w rozpadach  $B$  dominujące, ponieważ proces  $b \rightarrow t$  jest wzbroniony kinematycznie z uwagi na bardzo dużą masę kwarku  $t$ . Przejście  $c \rightarrow s$ , jako przejście w obrębie tej samej rodziny kwarków jest preferowane. Z powyższych rozważań wynika, że rozpady typu  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$  będą stosunkowo częste. Stosunki rozgałęzień tych rozpadów zależą jednak od własności produkowanego w stanie końcowym mezonu  $D_{s(J)}$ , co jest dyskutowane w poniższych rozdziałach. Oprócz diagramu dominującego typu drzewowego (rys. 2.1a), badane rozpady mogą zachodzić także poprzez diagram wyższego rzędu typu pingwin (rys. 2.1b), gdzie w pętli oprócz bozonu  $W^\pm$  zachodzi wymiana kwarków  $u, c, t$ . Jednak wkład tych amplitud w MS jest zanedbywalny.

#### 2.1.4 Modele kwarkowe

Modele kwarkowe są tradycyjną metodą obliczania właściwości hadronów, takich jak masa, szerokość, kanały rozpadu i ich częstości. Hadrony są w przybliżeniu opisywane w kategoriach kwarków walencyjnych w układzie spoczynkowym hadronu, których dynamika jest określona przez Hamiltonian chromodynamiki kwantowej. W szczególności, efekt uwięzienia kwarków realizowany jest przez potencjał liniowo wzrastający z odległością między kwarkami. Natomiast dynamika oddziaływań krótkozasięgowych jest opisywana przez oddziaływanie wymiany jedno-gluonowej. Dla układu zawierającego kwark ciężki  $Q$  i antykwark lekki  $\bar{q}$  Hamiltonian ma postać

$$H = H_0 + V, \quad (2.14)$$

gdzie

$$H_0 = (p^2 + m_Q^2)^{1/2} + (p^2 + m_{\bar{q}}^2)^{1/2} \quad (2.15)$$

jest członem kinetycznym,  $p$  to moduł pędu kwarku w układzie spoczynkowym hadronu, a potencjał  $V$  zawiera człony zależne oraz niezależne od spinu:

$$V = V_0 + V^{hyp} + V^{so}. \quad (2.16)$$

$V_0$  jest tutaj sumą potencjału typu kulombowskiego (analogicznie do oddziaływań elektromagnetycznych pomiędzy elektronem i fotonem) oraz członu liniowego opisującego uwięzienie kwarków (ang. *confinement*):

$$V_0 = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r)}{r} + \sigma^2 r, \quad (2.17)$$

gdzie  $\alpha_s$  jest stałą sprzężenia oddziaływań silnych, a  $\sigma$  jest wolnym parametrem.  $V^{hyp}$  opisuje oddziaływanie nadsubtelne (ang. *hyperfine*) typu spin-spin:

$$V^{hyp} = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r)}{m_Q m_{\bar{q}}} \left[ \frac{8\pi}{3} s_Q \cdot s_{\bar{q}} \delta^3(r) + \frac{1}{r^3} \left( 3 \frac{(s_Q \cdot r)(s_{\bar{q}} \cdot r)}{r^2} - s_Q \cdot s_{\bar{q}} \right) \right], \quad (2.18)$$

gdzie  $s_Q$  i  $s_{\bar{q}}$  są odpowiednio spinem ciężkiego kwarku i lekkiego antykwarku.  $V^{so}$  opisuje oddziaływanie spin-orbita, wyrażone jako suma przyczynku chromo-magnetycznego (równ. 2.19) oraz precesji Thomasa (równ. 2.20).

$$V^{so(cm)} = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r)}{r} \left( \frac{1}{m_Q} + \frac{1}{m_{\bar{q}}} \right) \left( \frac{s_Q}{m_Q} + \frac{s_{\bar{q}}}{m_{\bar{q}}} \right) \cdot \mathbf{L} \quad (2.19)$$

$$V^{so(tp)} = -\frac{1}{2r} \left( \frac{d}{dr} V_0 \right) \left( \frac{s_Q}{m_Q^2} + \frac{s_{\bar{q}}}{m_{\bar{q}}^2} \right) \cdot \mathbf{L}, \quad (2.20)$$

gdzie  $\mathbf{L}$  jest orbitalnym momentem pędu lekkiego kwarku. Rozwiązanie równania Schrödingera z Hamiltonianem jak w 2.14 pozwala uzyskać widmo masowe i funkcje falowe dla stanów spektralnych  $n^{2S+1}L_J$ , sklasyfikowanych według orbitalnego momentu pędu  $\mathbf{L}$ , całkowitego spinu kwarków  $\mathbf{S} = s_Q + s_{\bar{q}}$ , całkowitego momentu pędu  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$  oraz radialnej liczby kwantowej  $n$ . Przy pomocy funkcji falowych mogą być wyznaczone pozostałe wielkości, takie jak stałe rozpadu mezonów, funkcje kształtu lub sprzężenia do różnych stanów końcowych.

Przewidywania modelu kwarkowego dla mas mezonów  $c\bar{q}$ , ( $q = u, s$ ) w stanie podstawowym ( $n = 1$  i  $L = 0$ ) i wzbudzonych stanach orbitalnych ( $L = 1, 2$ ) podano w tabeli 2.1.

$c\bar{q}(L=0)$	$J^P$	Masa	$c\bar{q}(L=1)$	$J^P$	Masa	$c\bar{q}(L=2)$	$J^P$	Masa
$D(^1S_0)$	$0^-$	1.88	$D(^3P_0)$	$0^+$	2.40	$D(^3D_1)$	$1^-$	2.82
$D(^3S_1)$	$1^-$	2.04	$D(^3P_1)$	$1^+$	2.49	$D(^3D_3)$	$3^-$	2.83
			$D(^3P_2)$	$2^+$	2.50			
			$D(^1P_1)$	$1^+$	2.44			
$c\bar{s}(L=0)$	$J^P$	Masa	$c\bar{s}(L=1)$	$J^P$	Masa	$c\bar{s}(L=2)$	$J^P$	Masa
$D_s(^1S_0)$	$0^-$	1.98	$D_s(^3P_0)$	$0^+$	2.48	$D_s(^3D_1)$	$1^-$	2.90
$D_s(^3S_1)$	$1^-$	2.13	$D_s(^3P_1)$	$1^+$	2.57	$D_s(^3D_3)$	$3^-$	2.92
			$D_s(^3P_2)$	$2^+$	2.59			
			$D_s(^1P_1)$	$1^+$	2.53			

Tablica 2.1: Przewidywanie modelu kwarków dla mulipletów  $c\bar{u}$  i  $c\bar{s}$  [20].

Pozostają one w dość dobrej zgodności (w zakresie 20 – 30 MeV) z danymi doświadczalnymi w przypadku stanów podstawowych ( $L = 0$ ) fali S oraz dwóch stanów fali P ( $J^P = 2^+$  i  $J^P = 1^+$ ), co ilustrują informacje zebrane w tabeli 2.2.

W modelach potencjalnych wprowadzono szereg modyfikacji w granicy ciężkich kwarków [21], a także w wyznaczeniu trajektorii Regge [22] dla  $c\bar{q}$ , jednak uzyskane masy mezonu skalarnego oraz jednego z pseudowektorowych mezonów typu  $D_{sJ}$  pozostają większe niż wynikałyby z danych eksperymentalnych. Kilka modeli kwarkowych przewiduje również inwersje spin-orbita dla stanów wzbudzonych [23], która nie została zaobserwowana w danych.

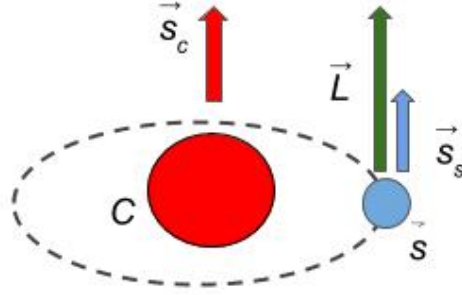
### 2.1.5 Symetria ciężkich kwarków

Symetrie mają szczególne znaczenie w fizyce. W szczególności są wykorzystywane w procesach z udziałem ciężko-lekkich cząstek, tj. mezonów  $D_{(s)}$  i  $B_{(s)}$  oraz spektroskopii tych mezonów. Jednym z przykładów jest tzw. “symetria ciężkich kwarków” wzorowana na znanych pojęciach fizyki atomowej. Wraz ze wzrostem masy ciężkiego kwarku ( $Q$ ), jego prędkość w układzie mezonu  $Q\bar{q}$  maleje. Comptonowska długość fali ciężkiego kwarku ( $1/m_Q$ ) jest znacznie mniejsza niż promień hadronów, który jest rzędu  $1/\Lambda_{QCD}$ . Mezon zawierający ciężki kwark można zatem porównać do atomu wodoru, w którym masa tego ciężkiego kwarku nie ma znaczenia w interakcji, a właściwości mezonów tego typu zależą jedynie od ładunku i masy kwarku lekkiego ( $q$ ). W granicy nieskończonej masy ciężkiego kwarku ( $m_Q \rightarrow \infty$ ) ciężki kwark gra rolę statycznego źródła chromo-elektrycznego pola. Efekty relatywistyczne, takie jak oddziaływania chromo-magnetyczne (wymiana gluonów) znikają w granicy  $m_Q \rightarrow \infty$ ; kwarki powabne i kwarki piękne stają się nierozróżnialne. W konsekwencji amplitudy rozpadu oraz czynniki postaci hadronów z kwarkiem  $b$  i  $c$  są wzajemnie powiązane. Mówimy tu o tzw. “symetrii zapachu ciężkich kwarków”.

Symetria ciężkich kwarków znacznie upraszcza opis wzbudzonych stanów  $Q\bar{q}$ . Ponieważ spin ciężkiego kwarku ( $\vec{s}_Q$ ) bierze udział w interakcjach wyłącznie poprzez efekty relatywistyczne, nie oddziałuje on ze spinem lekkiego kwarku (“symetria spinu ciężkiego kwarku”). W rezultacie liczby kwantowe kwarku lekkiego (całkowity moment pędu lekkiego kwarku  $\vec{j}_q = \vec{L} + \vec{s}_q$ , gdzie  $\vec{s}_q$  i  $\vec{L}$  odpowiednio oznaczają jego spin i moment orbitalny) i ciężkiego ( $\vec{s}_Q$ ), są niezależnie zachowane i przez to są “dobrymi” liczbami kwantowymi (rys. 2.2). Całkowity moment pędu mezonu to:  $\vec{J} = \vec{j}_q + \vec{s}_Q$ .

Oddziaływanie lekkich stopni swobody ze spinem ciężkiego kwarku (ang. *hyperfine interaction*) jest tłumione przez czynnik  $1/m_Q$ . Ponieważ masy kwarków są skończone, symetria ciężkiego kwarku jest tylko symetrią przybliżoną i muszą być uwzględnione poprawki relatywistyczne (efekty rzędu  $1/m_Q$ ). Zarówno symetria spinu, jak i symetria ciężkiego kwarku są łamane. Człony chromo-magnetyczne ( $\vec{s}_q \vec{s}_Q$ ) powodują rozszczepienie nadsubtelne mezonów typu  $Q\bar{q}$ . Stany z równym  $\vec{j}_q$ , ale z różnym  $\vec{J}$  nie są zdegenerowane, następuje rozszczepienie  $D - D^*$  czy  $B - B^*$ . Modele potencjalne oparte na symetrii ciężkich kwarków przewiduje dla układów  $Q\bar{q}$  występowanie tzw. dubletów spinowych, klasyfikowanych wg całkowitego momentu pędu lekkiego kwarku  $\vec{j}_q$ . W fali S dublet składa się z mezonów o liczbach kwantowych  $J^P(j_q) = (0^-, 1^-)(1/2)$  (parzystość P wyraża się wzorem  $P = (-1)^{L+1}$ ). Dla wyższych wzbudzeń orbitalnych dla każdego  $L$  przewidywane są duże dublety spinowe, np. dla  $L = 1$  są to dublety  $J^P(j_q) = (0^+, 1^+)(1/2)$  i  $J^P(j_q) = (1^+, 2^+)(3/2)$ , a dla  $L = 2$   $J^P(j_q) = (1^-, 2^-)(3/2)$  i  $J^P(j_q) = (2^-, 3^-)(5/2)$ .

Aktualną klasyfikację w ramach tego schematu dla rezonansów w układzie  $c\bar{s}$  zamieszczono w tabeli 2.2.



Rysunek 2.2: Mezon ciężko-lekki  $c\bar{s}$ . Liczby kwantowe kwarków  $c$  i  $\bar{s}$ .

Mezon $c\bar{s}$	$J^P$	$j_q$	Masa [MeV]	Szerokość [MeV]	Kanały rozpadu	$n^{2S+1}L_J$
$D_s$	$0^-$	$\frac{1}{2}$	$1968.5 \pm 0.3$	-	Wiele (rozpady słabe)	$^1S_0$
$D_s^*$	$1^-$	$\frac{1}{2}$	$2112.3 \pm 0.5$	$< 1.9$	$D_s^+\gamma, D_s^+\pi^0$	$^3S_1$
$D_{s0}^*(2317)$	$0^+$	$\frac{1}{2}$	$2317.8 \pm 0.6$	$< 3.8$	$D_s^+\pi^0$	$^1P_0$
$D_{s1}(2460)$	$1^+$	$\frac{1}{2}$	$2459.5 \pm 0.6$	$< 3.5$	$D_s^{*+}\pi^0, D_s^+\gamma, D_s^+\pi^+\pi^-$	$^3P_1$
$D_{s1}(2536)$	$1^+$	$\frac{3}{2}$	$2535.3 \pm 0.2$	$0.92 \pm 0.03$	$D^*K, D_s^+\pi^+\pi^-$	$^1P_1$
$D_{s2}^*(2573)$	$2^+$	$\frac{3}{2}$	$2572.6 \pm 0.9$	$16.9 \pm 0.8$	$DK$	$^3P_2$
$D_{s1}^*(2700)$	$1^-$	$\frac{1}{2}$	$2708.3^{+4.0}_{-3.4}$	$120 \pm 11$	$D^{(*)}K$	$2^3S_1$
$D_{s1}^*(2860)$	$1^-$	$\frac{5}{2}$	$2859 \pm 12$	$159 \pm 23$	$D^{(*)}K$	$^3D_1$
$D_{s3}^*(2860)$	$3^-$	$\frac{5}{2}$	$2860.5 \pm 2.6$	$53 \pm 7$	$D^{(*)}K$	$^3D_3$
$D_{sJ}^*(3040)$	?	?	$3044 \pm 8$	$239 \pm 35$	$D^*K$	?

Tablica 2.2: Znane własności mezonów  $D_{s(J)}$  oraz ich klasyfikacje w modelach kwarkowych.

## 2.1.6 Symetria chiralna

Inna ważna symetria QCD, komplementarna do symetrii ciężkiego kwarku, powstaje w granicach znikającej masy lekkiego kwarku. Dla  $m_u, m_d, m_s \rightarrow 0$  nie zachodzi interakcja pomiędzy kwarkami lewoskrętnymi i prawoskrętnymi. Przy takim założeniu Lagranżian jest niezmiennikiem oddzielnie względem obrotów pomiędzy  $(u_L, d_L, s_L)$  oraz  $(u_R, d_R, s_R)$ . Odpowiada to chiralnej symetrii zapachu,  $SU(3)_L \times SU(3)_R$ . W związku z tym można się spodziewać podwojenia parzystości w widmie lekkich stanów zawierających kwarki  $u, d, s$ . W świecie rzeczywistym, ze względu na nietrywialną próżnię QCD, symetria ta jest spontanicznie złamana przez kondensat kwarkowy  $\langle q_i \bar{q}_j \rangle \neq 0$ . Łamanie symetrii prowadzi do ośmiu bozonów Goldstona w widmie lekkim (mezony pseudoskalarne  $\pi, K$  oraz  $\eta$ ) oraz do zwyrodnienia stanów  $q\bar{q}$  o przeciwnej parzystości. Skalą spontanicznego łamania symetrii chiralnej jest  $\Lambda_\chi \simeq 1 \text{ GeV}$ , gdzie  $\Lambda_\chi$  jest związane z wartością kondensatu kwarkowego. Skala energetyczna  $\Lambda_\chi$  pozwala skonstruować efektywny Lagranżian opisujący niskoenergetyczne oddziaływania cząstek o niskich masach i małych pędach ( $m, p \ll \Lambda_\chi$ ) poprzez wprowadzenie systematycznego rozwinięcia w potęgach  $m_q/\Lambda_\chi$  i  $p/\Lambda_\chi$ . Daje to podstawę do Chiralnej Teorii Perturbacyjnej (ang. *Chiral Perturbative Theory*, ChPT) w sektorze  $u, d, s$ . Pomimo dużych mas hadronów o ciężkim zapachu, ChPT może być również stosowana równocześnie z symetrią ciężkich kwaków. Ze względu na istnienie skali wysokoenergetycznej ( $\sim m_Q$ ) rola łamania chiralnej symetrii staje się mniej ważna dla hadronów  $Q\bar{q}$ , gdzie jest ona efektywnie przywracana.

# Rozdział 3

## Możliwości poznawcze i aktualny stan badań rozpadów $B$ z kwarkowym przejściem $b \rightarrow c\bar{c}s$

Do dnia dzisiejszego zmierzono eksperymentalnie jedynie niecałe 40% całkowitej szerokości rozpadów  $B$ , dlatego poszukiwanie i pomiary nieznanymi jeszcze kanałami rozpadu tych cząstek są ważne i interesujące same w sobie. Rozpady z kwarkowym przejściem  $b \rightarrow c\bar{c}s$  są stosunkowo częste (rachunki teoretyczne dają  $\mathcal{B}(b \rightarrow c\bar{c}s) = (23 \pm 2\%)$  [24], zatem znajomość tych procesów jest istotna w badaniach wielu procesów z udziałem mezonów  $B$ , dla których mogą być one źródłem znacznego tła (np. [25]). Są jednak obszary, gdzie podwójnie powabne rozpady  $B$  ogrywają szczególnie istotną rolę, dostarczając unikalnych informacji, trudno- lub niedostępnych w inny sposób. Dotyczy to przede wszystkim spektroskopii układu  $c\bar{s}$ , oraz testowania teoretycznych i fenomenologicznych narzędzi stosowanych do opisu efektów hadronowych w słabych rozpadach.

### 3.1 Spektroskopia stanów $c\bar{s}$

Eksperymenty prowadzone na zderzaczach  $e^+e^-$  w obszarze energii  $\Upsilon(4S)$ , a ostatnio także eksperyment LHCb są głównym źródłem informacji na temat rezonansów w układzie  $c\bar{s}$ . Źródłem mezonów  $D_{sJ}^{(*)}$  w tych badaniach jest zarówno ich bezpośrednia produkcja (np. w zderzeniach  $e^+e^-$ ), jak i rozpady mezonów  $B_{(s)}$ . W pierwszym przypadku obserwacje nowych cząstek są częstsze i niejednokrotnie łatwiejsze, ponieważ mechanizm produkcji nie ogranicza w zasadniczy sposób liczb kwantowych tworzonych stanów, a także identyfikację kanałów rozpadu z nie w pełni rekonstruowanymi stanami końcowymi.

Pierwszych obserwacji stanów podstawowych w układzie  $c\bar{s}$ ,  $D_s$  i  $D_s^*$  dokonano w eksperymencie DASP na zderzaczu DORIS [26], natomiast w eksperymentach ARGUS i CLEO zaobserwowano pierwsze wzbudzenia orbitalne  $D_{s1}(2536)$  i  $D_{s2}^*(2573)$  [27], [28], których własności dobrze zgadzają się z przewidywaniami dla dubletu  $j_q = 3/2$ .

Zainteresowanie stanami  $c\bar{s}$  znacznie wzrosło po odkryciu w eksperymencie BABAR wąskich rezonansów  $D_{s0}^*(2317)$  oraz  $D_{s1}(2460)$  [29], których własności znacznie odbiegają od przewidywań modeli potencjalnych. W szczególności, w ramach symetrii ciężkich kwarków, dla dubletu  $L = 1$ ,  $j_q = 1/2$  oczekiwano rezonansów w obszarze masy 2,4–2,6 GeV (a zatem powyżej progu na produkcję  $D^{(*)}K$ ) o dużych szerokościach  $\mathcal{O}(100 \text{ MeV})$ . Wyjaśnienie natury obu stanów jest przedmiotem wielu teoretycznych rozważań. Obecnie przeważa opinia, że są to konwencjonalne rezonanse w układzie  $c\bar{s}$ , natomiast ich niższe

masy są w znacznej mierze spowodowane przez wpływ sprzężonych kanałów  $DK$  i  $D^*K$ , które to efekty są szczególnie istotne w pobliżu progów kinematycznych [30]. Wyjaśnienie to nie jest jednak w pełni satysfakcjonujące i badanie własności dubletu  $0^+$ ,  $1^+$  nadal pozostaje ważnym zadaniem spektroskopii powabu.<sup>1</sup>

W fabrykach  $B$  i w eksperymencie LHCb zaobserwowano szereg stanów w obszarze mas  $2,7 - 3,1$  GeV [31], gdzie modele potencjalne przewidują występowanie wyższych wzbudzeń orbitalnych i radialnych [20]. Jako pierwsze wzbudzenie radialne stanu wektorowego  $1^-$  interpretowany jest rezonans  $D_{s1}^*(2700)$  [32] obserwowany w eksperymentach BABAR [33] i [16], a następnie w LHCb [31]. Rezonanse  $D_{s1}(2860)^+$  i  $D_{s3}(2860)^+$  [31, 33] przypuszczalnie są stanami  $^3D_1$  i  $^3D_3$ .

Istotnym elementem badania własności stanów  $c\bar{s}$  są pomiary ich produkcji w rozpadach  $B$ . W kwazi-dwuciałowych rozpadach  $B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}^{(*)}$ , ze względu na strukturę zapachu oczekuje się, że rezonanse w układzie  $c\bar{s}$  pochodzą z hadronizacji bozonu  $W$ . Powoduje to, że produkcja niektórych stanów spinowych jest tłumiona. W szczególności HQET przewiduje tłumienie produkcji cząstek dubletu  $j_q = 3/2$  w stosunku do dubletu  $j_q = 1/2$  [34]. Wyznaczenie eksperymentalnej górnej granicy stosunku rozgałęzienia dla inkluzywnych przejść  $\mathcal{B}(B \rightarrow D_{s1}(2536)X) < 0,96\%$  przy 90% C.L. [35], która stanowi niewielki procent całkowitej szerokości rozpadów  $B \rightarrow DD_{sJ}^{(*)}$ , przyczyniło się do identyfikacji stanów  $D_{s1}(2536)$  i  $D_{s2}(2537)$  jako cząstek dubletu  $j_q = 3/2$ .

W większości analiz mezony  $D_{s(J)}$  były rekonstruowane w wybranych, uznanych za dominujące, stanach końcowych. Eksperyment BABAR, wykorzystując specyficzne warunki fabryk  $B$ , zastosował alternatywną metodę, która nie wymaga rekonstrukcji rozpadów  $D_{s(J)}$  [36]. W metodzie tej rezonanse  $D_{s(J)}$  są badane w rozkładzie masy brakującej inkluzywnego przejścia  $B \rightarrow D^{(*)}X$ , przy pełnej rekonstrukcji rozpadu  $D^{(*)}$  oraz drugiego z mezonów  $B$  ( $B_{\text{tag}}$ ), powstającego w rozpadzie  $Y(4S) \rightarrow B\bar{B}$ . Rozpady mezonu  $B_{\text{tag}}$  rekonstruowane są w hadronowych rozpadach  $B_{\text{tag}} \rightarrow D^{(*)}Y^-$ , gdzie  $Y^-$  jest kombinacją kaonów i pionów. Metoda ta pozwala na pomiary bezwzględnych współczynników rozgałęzień  $B \rightarrow D^{(*)}D_{s(J)}$  bez jakichkolwiek założeń dotyczących rozpadu  $D_{s(J)}$ , kosztem wydajności pełnej rekonstrukcji, wynoszącej dla  $B^0\bar{B}^0$  i  $B^+B^-$  odpowiednio 0,3% i 0,2%. Połączone wyniki tej metody z wynikami  $\mathcal{B}$  dla rozpadu  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s1}(2460)$  zmierzonymi metodą podobną do analizy Belle pozwoliły wyznaczyć bezwzględne szerokości rozpadu  $D_{s1}(2460)$  [36]. Powyższa technika stanowi również podstawę niniejszej pracy.

W tablicach 3.1 i 3.2 zebrano istniejące pomiary rozgałęzień dla rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{sJ}^{(*)}$ .

---

<sup>1</sup>M.in. pozostają pytania o brak analogicznych efektów dla niedziwnych mezonów powabnych, oraz o znacznie mniejszą niż dla pozostałych dubletów spinowych różnicę mas pomiędzy rezonansami  $D_{s0}^*(2317)$  i  $D_{s1}(2460)$  a ich niedziwnymi odpowiednikami.



Kanały rozpadu $B^+$	$\mathcal{B} \times 10^{-3}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s$	$9.0 \pm 0.9$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s$	$8.2 \pm 1.7$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^*$	$7.6 \pm 1.6$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^*$	$17.1 \pm 2.4$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s0}^*(2317), D_{s0}^* \rightarrow D_s^+ \pi^0$	$0.79_{-0.13}^{+0.15}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s0}^*(2317)^+ \times \mathcal{B}(D_{s0}^* \rightarrow D_s^+ \pi^0)$	$0.9 \pm 0.7$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2460)^+$	$3.1_{-0.9}^{+1.0}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2460)^+ \times \mathcal{B}(D_{s1}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma)$	$0.46_{-0.11}^{+0.13}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2460)^+$	$12.0 \pm 3.0$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2460)^+ \times \mathcal{B}(D_{s1}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma)$	$1.4_{-0.6}^{+0.7}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2536) \times \mathcal{B}(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*0} K^+ + D^{*+} K^0)$	$0.40 \pm 0.10$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2536) \times \mathcal{B}(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*0} K^+)$	$0.22 \pm 0.07$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2536) \times \mathcal{B}(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+} K^0)$	$0.23 \pm 0.11$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2536) \times \mathcal{B}(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*0} K^+)$	$0.55 \pm 0.16$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2536), D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*0} K^+$	$0.39 \pm 0.26$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}^*(2700) \times \mathcal{B}(D_{s1}^*(2700) \rightarrow D^0 K^+)$	$0.56 \pm 0.18$

Tablica 3.1: Współczynniki rozgałęzień dla rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D_{s(J)}^{(*)}$  [4].

Kanały rozpadu $B^0$	$\mathcal{B} \times 10^{-3}$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D_s$	$7.2 \pm 0.8$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} D_s$	$8.0 \pm 1.1$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D_s^*$	$7.4 \pm 1.6$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} D_s^*$	$17.7 \pm 1.4$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D_{s0}^*(2317), D_{s0}^* \rightarrow D_s^+ \pi^0$	$0.79_{-0.13}^{+0.15}$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} D_{s0}^*(2317)^+, D_{s0}^* \rightarrow D_s^+ \pi^0$	$1.5 \pm 0.6$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D_{s1}(2460)^+$	$3.5 \pm 1.1$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D_{s1}(2460)^+ \times \mathcal{B}(D_{s1}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma)$	$0.65_{-0.14}^{+0.17}$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} D_{s1}(2460)^+$	$9.3 \pm 2.2$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} D_{s1}(2460)^+, D_{s1}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma$	$2.3_{-0.7}^{+0.9}$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D_{s1}(2536), D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*0} K^+ + D^{*+} K^0$	$0.28 \pm 0.07$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D_{s1}(2536), D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*0} K^+$	$0.17 \pm 0.06$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D_{s1}(2536), D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+} K^0$	$0.26 \pm 0.11$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} D_{s1}(2536), D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*0} K^+$	$0.33 \pm 0.11$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} D_{s1}(2536), D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+} K^0$	$0.50 \pm 0.17$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D_{s2}^*(2573), D_{s2}^*(2573) \rightarrow D^0 K^+$	$0.034 \pm 0.018$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D_{s1}^*(2700), D_{s1}^*(2700) \rightarrow D^0 K^+$	$0.71 \pm 0.12$

Tablica 3.2: Współczynniki rozgałęzień dla rozpadów  $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$  [4].

## 3.2 Dynamika podwójnie powabnych rozpadów $B$

Badanie rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$  może dać wgląd w fenomenologię rozpadów mezonów  $B$  opisaną w rozdziale 2.1. Struktura zapachu w tych procesach sprawia, że mezony  $D_{s(J)}^{(*)}$  powstają zawsze w wyniku fragmentacji słabego prądu naładowanego, pośredniczącego w rozpadzie kwarku  $b$  i bez udziału amplitud tłumionych przez kolor. Dzięki temu kanały tego typu dostarczają szczególnie czystego środowiska do badania hipotezy faktoryzacji.

Hipoteza ta powinna być spełniona dla rozpadów  $B$  o dużej uwalnianej energii, takich jak  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} \pi$ . Rozpady  $B \rightarrow \bar{D} D_{sJ}$  są procesami o stosunkowo niewielkiej wartości wyzwolonej energii i pozwalają testować granice stosowalności wykorzystywanych przybliżeń teoretycznych. W szczególności w rozpadach tych badana jest hipoteza faktoryzacji poprzez porównanie zmierzonych częstości rozpadów (i innych charakterystyk, takich jak polaryzacja) z przewidywaniami fenomenologicznymi. W szczególności, przybliżenie fak-

toryzacji pozwala powiązać rozpady  $B \rightarrow D^{(*)}D_s^{(*)}$  z rozpadami półleptonowymi:

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_s^{(*)})}{\frac{d}{dq^2}\Gamma(B \rightarrow \bar{D}^{(*)}l^+\nu_l)|_{q^2=m_{D_s^{(*)}}^2}} = 6\pi^2 f_{D_s^{(*)}}^2 |a_1|^2 |V_{cs}|^2, \quad (3.1)$$

gdzie  $q^2 = (p_B - p_{D^{(*)}})^2$  jest przekazem czteropędu,  $f_{D_s^{(*)}}$  oznacza stałą rozpadu mezonu  $D_s^{(*)}$ .

Ciekawym obszarem testowania przybliżenia faktoryzacji są rozpady  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$ , dla mezonów  $D_{s(J)}^{(*)}$  o spinach  $J \geq 2$ , np.  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s2}^*(2573)$ . Procesy te w przybliżeniu naiwnej faktoryzacji są wzbronione i ich pomiary dostarczają informacji o niefaktoryzowalnych efektach w rozpadach  $B$ .

### 3.3 Efekty spoza modelu standardowego w rozpadach $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$

W kontekście testowania fenomenologii rozpadów  $B$ , zaletą przejść  $B \rightarrow D^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$  jest ich mała czułość na efekty spoza SM. Jest to spowodowane dominującym udziałem silnej amplitudy drzewowej (rys. 2.1a) i nikłym wkładzie diagramów pętlowych typu pingwin (rys. 2.1b). Analizy w ramach różnych rozszerzeń SM, pokazują że dodatkowe amplitudy mają niemierzalny wpływ na szerokości i polaryzacje w rozpadach  $B \rightarrow D^{(*)}D_s^{(*)}$  (np. [37]). Efekty nowej fizyki mogą natomiast modyfikować nie mierzone dotychczas asymetrie  $CP^2$ , zdefiniowane jako:

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) - \Gamma(B \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) + \Gamma(B \rightarrow f)}. \quad (3.2)$$

Przykładem mogą tu być modele z czwartą rodziną fermionów, gdzie asymetrie  $CP$  w kanałach  $B \rightarrow D^{(*)}D_s$  mogą osiągnąć wartości nawet rzędu  $\mathcal{O}(10^{-1})$  [38].

---

<sup>2</sup>Dzięki obecności kwarku  $u$ , i związanego z nim elementu zespolonego  $V_{ub}$ , w badanych procesach może zachodzić łamanie symetrii  $CP$ , jednak wkład od diagramu pingwinowego, a tym samym asymetria  $CP$ , są w ramach SM bardzo małe, rzędu  $\mathcal{O}(10^{-3})$  [38].



# Rozdział 4

## Aparatura eksperymentalna

### 4.1 Specyfika środowiska fabryk B

Zderzacz  $e^+e^-$  o asymetrycznych energiach wiązek, działający przy energii rezonansu  $\Upsilon(4S)$  jest czystym źródłem mezonów  $B$  produkowanych w procesie:

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B} \quad (4.1)$$

$\Upsilon(4S)$  jest stanem wektorowym  $J^{PC} = 1^{--}$  o masie 10,580 GeV i szerokości 20 MeV. Stan ten został określony jako czwarty poziom radialnego wzbudzenia energetycznego układu kwarków  $b\bar{b}$ . Jest to zarazem najbliższy rezonans w układzie  $b\bar{b}$  o masie minimalnie większej od masy dwóch mezonów  $B$ . W wyniku jego rozpadu w ok. 96% przypadków powstaje para mezonów  $B\bar{B}$ , bez dodatkowych cząstek; w granicach niepewności eksperymentalnych z równą częstością powstają pary  $B^0\bar{B}^0$  i  $B^+B^-$ . Konstrukcja fabryk B zapewnia wiele korzyści, z których najważniejsze omówiono poniżej.

- Dobry stosunek sygnału do tła

Przekrój czynny na produkcję  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$  wynosi  $\simeq 1,1$  nb, natomiast przekrój czynny na proces, w którym w wyniku anihilacji pary  $e^+e^-$  powstaje para lżejszych kwarków, wynosi  $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) \simeq 3,4$  nb, gdzie  $q = u, d, s, c$  (tzw. tło *continuum*).

- Odseparowanie wierzchołków rozpadu dwóch mezonów  $B$ .

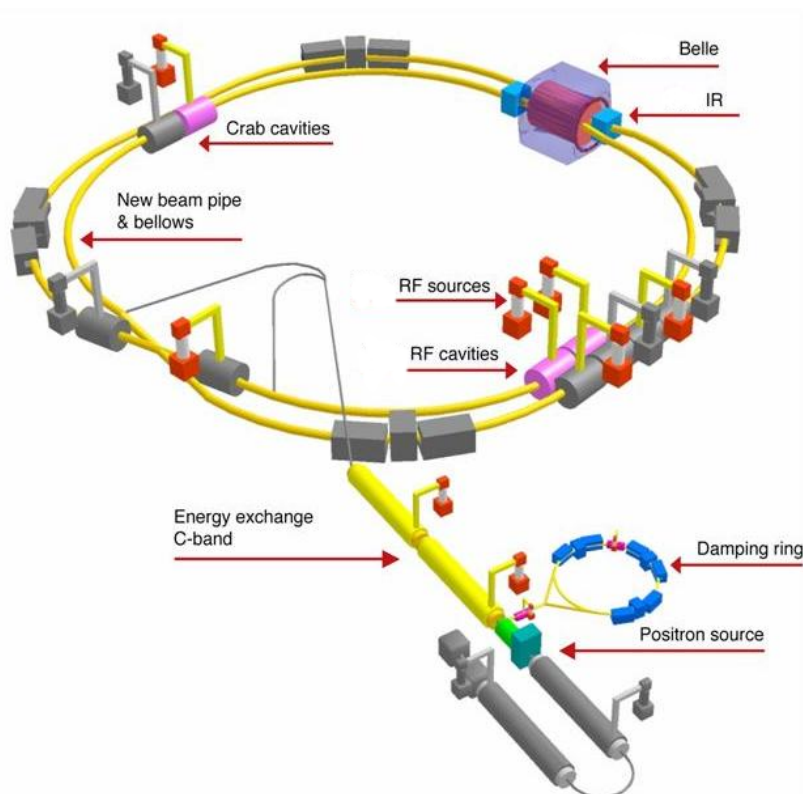
W rozpadzie  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  suma mas dwóch mezonów  $B$  jest bliska masie rezonansu  $\Upsilon(4S)$ . Z tego względu mezony  $B$  w układzie środka masy (CMS) produkowane są prawie w spoczynku z pędem 330 MeV, przy czym średnia długość rozpadu wynosi  $\simeq 30\mu m$  i jest zbyt mała aby mogła być mierzona przy pomocy detektorów dostępnych w eksperymentach. Zderzanie wiązek o asymetrycznych energiach powoduje, że wyprodukowany stan  $\Upsilon(4S)$  porusza się względem układu laboratoryjnego, co przekłada się na większe pędy mezonów  $B$  w tym układzie. Prowadzi to do wydłużenia toru lotów tych mezonów, a odległość pomiędzy dwoma wierzchołkami ich rozpadu ( $\Delta z$ ) staje się wystarczająco duża ( $\sim 200\mu m$ ), aby mogła zostać zmierzona. Różnica czasów rozpadu pomiędzy dwoma  $B$  jest wyznaczana jako  $\Delta t \simeq \Delta z/(\beta\gamma c)$ .

- Ekskluzywna produkcja par  $B\bar{B}$

Z powodu ograniczonej przestrzeni fazowej, pary mezonów  $B$  w rozpadach  $\Upsilon(4S)$  powstają bez dodatkowych cząstek, co jest istotnym ułatwieniem w wielu analizach, zwłaszcza wtedy, gdy badane są nie w pełni zrekonstruowane stany końcowe. Bardziej szczegółowy opis narzędzi wykorzystujących tę własność przedstawiono w następnym rozdziale.

## 4.2 Zderzacz KEKB

Eksperyment Belle zbierał dane przy akceleratorze KEKB w latach 1999-2010 i był wyposażony w wielofunkcyjny spektrometr magnetyczny, o charakterystykach zoptymalizowanych pod kątem badania rzadkich rozpadów  $B$ , ze szczególnym uwzględnieniem pomiarów asymetrii  $CP$ . Akcelerator KEKB w Japonii (rys. 4.1) składał się z dwóch pierścieni zawierających wiązki  $e^+$  i  $e^-$ , umieszczonych w tunelu o długości 3 km, oraz z akceleratora liniowego. Pełny opis zderzacza KEKB i detektora Belle można znaleźć w pracach [39, 40]. W niniejszym rozdziale przedstawiono najważniejsze aspekty działania aparatury.



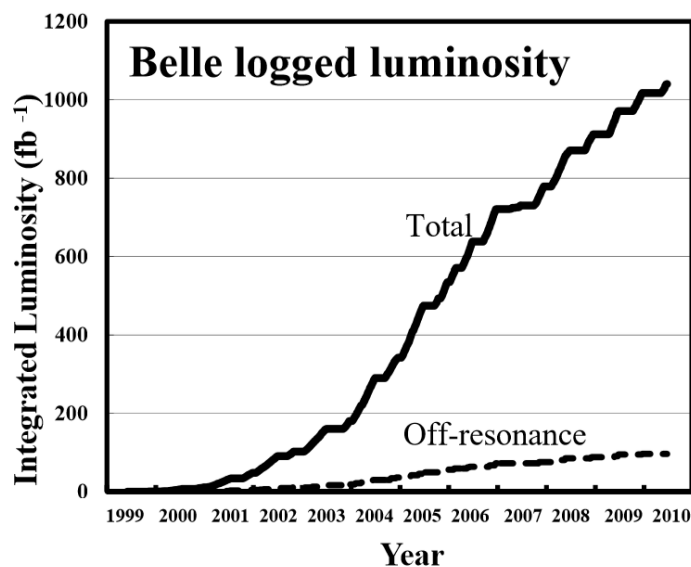
Rysunek 4.1: Schemat akceleratora KEKB.

Wiązka elektronowa o energii 8,0 GeV oraz pozytonowa o energii 3,5 GeV były przyspieszane w oddzielnych pierścieniach akumulacyjnych i zderzane pod kątem 22 mrad w punkcie interakcji (ang. *Interaction Point (IP)*) otoczonym przez detektor Belle. Duża liczba pakietów elektronów o dużej gęstości oraz system ciągłego wstrzykiwania umożliwiły uzyskanie wysokiej świetlności<sup>1</sup>. Ustalony kąt przecinania się wiązek minimalizował przypadkowe zderzenia pomiędzy wiązkami przychodzącymi i wychodzącymi. Skupienie obu wiązek w punkcie interakcji było możliwe przy użyciu nadprzewodzących magnesów kwadrupolowych. Zderzacz działał przy natężeniach prądu wynoszących 1300 mA dla elektronów oraz 1600 mA dla pozytonów, osiągając najwyższą chwilową świetlność równą  $2,11 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Ze względu na asymetryczne energie wiązek rezonans  $\Upsilon(4S)$  był

<sup>1</sup>Świetlność chwilowa w przypadku akceleratorów wiązek przeciwbieżnych wyraża się wzorem:  $L = fn \frac{N_1 N_2}{A}$ , gdzie  $f$  jest częstotliwością obiegu,  $n$  - liczbą pęczków cząstek w każdej wiązce,  $N_{1(2)}$  oznacza liczbę cząstek w pęczku, zaś  $A$  jest powierzchnią przekroju wiązek

wytwarzany z tzw. “ pchnięciem” (ang. *boost*) równym  $\beta\gamma = 0,43$  w kierunku wiązki elektronów (kierunek  $z$ ) układu laboratoryjnego, powodując, że średnia odległość pomiędzy dwoma wierzchołkami rozpadu  $B$  wynosiła  $200 \mu m$ .

Scałkowana świetlność danych zebranych w KEKB (rys. 4.2) wynosi  $1040 \text{ fb}^{-1}$ , z czego  $711 \text{ fb}^{-1}$  uzyskano przy energii  $\Upsilon(4S)$ , co odpowiada próbce ponad 770 milionów par mezonów  $B\bar{B}$ . Pozostałe dane zostały zebrane przy energiach odpowiadających formacji innych



Rysunek 4.2: Scałkowana świetlność uzyskana w eksperymencie Belle w funkcji lat.

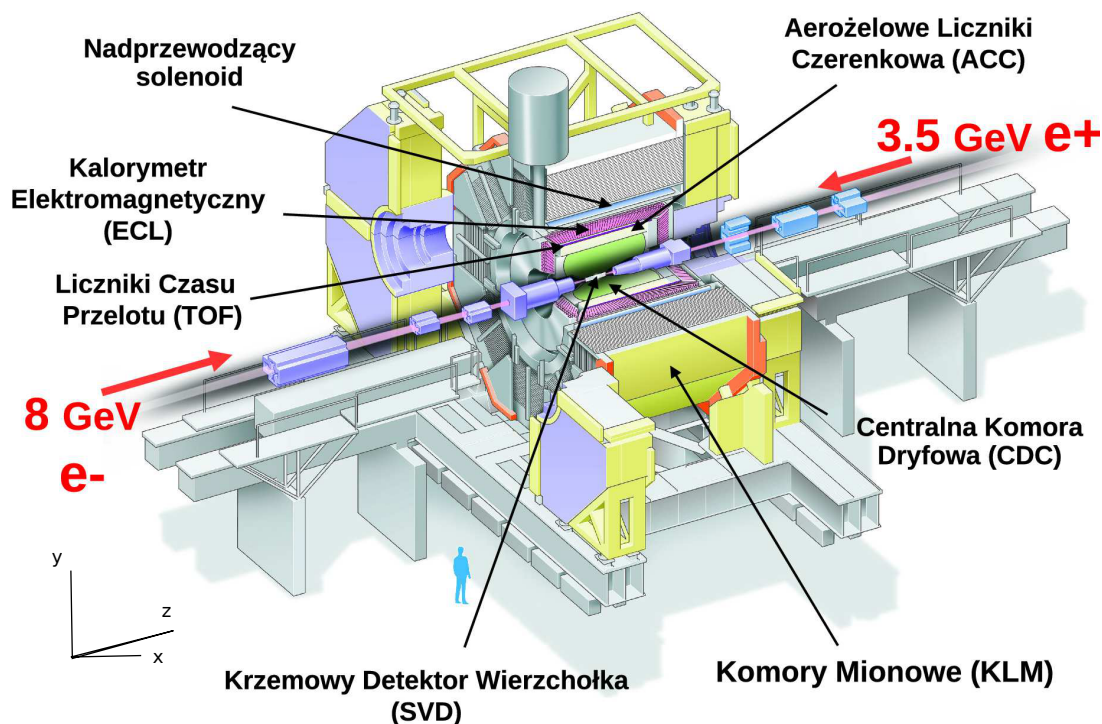
rezonansów z rodziny  $\Upsilon$ . Część zderzeń przeprowadzono przy energii poniżej rezonansu  $\Upsilon(4S)$ , dane te były wykorzystane do oceny tła od procesów continuum.

### 4.3 Główne charakterystyki detektora Belle

Schemat detektora eksperymentu Belle, osadzonego wokół punktu zderzenia wiązek, przedstawiony został na rys. 4.3. Do opisu detektora stosuje się cylindryczny układ współrzędnych, gdzie współrzędna  $z$  jest skierowana wzdłuż wiązki  $e^-$ , kąt azymutalny  $\phi$  wokół osi  $z$  mierzony od osi  $x$ , oś  $y$  jest skierowana pionowo,  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ , a kąt biegunowy  $\theta$  jest liczony od osi  $z$ .

Spektrometr Belle składa się z następujących detektorów umieszczonych warstwowo w rosnącej odległości od punktu interakcji:

- krzemowy detektor wierzchołka (ang. *silicon vertex detector* (SVD))
- centralna komora dryfowa (ang. *central drift chamber* (CDC))
- aerożelowe liczniki Czerenkowa (ang. *aerogel Cherenkov counters* (ACC))
- liczniki czasu przelotu (ang. *time of flight* (TOF))
- kalorymetr elektromagnetyczny (ang. *electromagnetic calorimeter* (ECL))
- kalorymetr elektromagnetyczny do przodu (ang. *extreme forward calorimeter* (EFC))



Rysunek 4.3: Detektor Belle.

- detektor mionów oraz mezonów  $K_L^0$  (ang.  $K_L^0$  and muon detector (KLM))

Wymienione powyżej części spektrometru są położone wewnątrz nadprzewodzącej cewki magnesu generującego pole magnetyczne o indukcji 1,5 T. Całkowita waga urządzenia wynosiła około 1500 t.

Poszczególne komponenty spektrometru uzupełniały się i wspólnie dostarczały informacji pozwalającej na określenie charakterystyk cząstek produkowanych w zderzeniach  $e^+e^-$ . Opis aparatury eksperymentu Belle, przedstawiony poniżej, kładzie szczególny nacisk na te jej elementy, które są istotne z punktu widzenia badań opisanych w tej rozprawie.

### 4.3.1 Krzemowy detektor wierzchołka (SVD)

W detektorze Belle najbliżej punktu oddziaływania znajdował się krzemowy detektor wierzchołka (SVD), który pozwalał na precyzyjny pomiar torów cząstek naładowanych i rekonstrukcję wierzchołków rozpadów. Pierwsza wersja tego detektora (SVD1) zbudowana była z trzech cylindrycznych warstw dwustronnych krzemowych detektorów paskowych DSSD (ang. *Double-Sided Silicon Detector*) o promieniach 30 mm, 45,5 mm oraz 60,5 mm, które pokrywały 86% kąta bryłowego w zakresie  $23^\circ < \theta < 139^\circ$ . Każda taka warstwa zawierała odpowiednio 8, 10 i 14 segmentów zbudowanych z krzemowych detektorów paskowych. Jedną stronę DSSD stanowiły paski półprzewodnikowe pozwalające mierzyć współrzędną  $z$  przelatujących cząstek. Po drugiej stronie DSSD znajdowały się paski umieszczone prostopadle w stosunku do pasków z pierwszej warstwy i mierzyły współrzędne w płaszczyźnie  $r - \phi$ .

Od roku 2003 używana była rozbudowana wersja tego detektora (SVD2) położona bliżej rury wiązki i zbudowana z czterech warstw, co pozwoliło uzyskać lepszą wydajność rejestracji cząstek niskopędowych. W tej wersji detektora wierzchołka promienie poszczególnych warstw wynosiły odpowiednio 20 mm, 43,5 mm, 70 mm i 88 mm, przy czym



obszar aktywny w kącie bryłowym wzrósł do 92% ( $17^\circ < \theta < 150^\circ$ ). Dla cząstek o pędzie 1 GeV detektor zapewniał pomiar parametru zderzenia z dokładnością około  $50 \mu m$  i separację wierzchołków  $B$  z precyzją około  $80 \mu m$  w kierunku osi  $z$ .

### 4.3.2 Centralna komora dryfowa (CDC)

Centralna komora dryfowa miała kształt cylindryczny i wypełniona była mieszaniną  $He$  i  $C_2H_6$ . Komora zapewniała pokrycie kąta bryłowego w zakresie identycznym jak detektor SVD2. Głównym zadaniem centralnej komory dryfowej była wydajna rekonstrukcja torów cząstek naładowanych oraz wyznaczenie ich pędów w oparciu o pomiar zakrzywienia toru w polu magnetycznym. Konfiguracja drutów w CDC zapewniała przestrzenną zdolność rozdzielczą  $130 \mu m$  w płaszczyźnie  $r - \phi$  i  $200 - 1400 \mu m$  w kierunku  $z$ . Cząstka naładowana, przechodząc przez komorę, powoduje jonizację gazu wzdłuż swojej trajektorii. Powstałe w następstwie tego procesu elektrony oraz dodatkowo jony wędrują odpowiednio w kierunku anod i katod tworząc sygnał odczytywany przez elektronikę CDC. Niska liczba atomowa użytego gazu zapewniała minimalizację efektów wielokrotnego rozpraszania, zaburzającego rejestrację torów cząstek o niższych pędach. Rozdzielczość wyznaczenia pędu jest określona przez:  $\sigma(p)/p = (0,2p + 0,3/\beta)\%$ , gdzie  $p$  jest pędem wyrażonym w GeV,  $\beta = v/c$ , a  $v$  oznacza prędkość cząstki. Dla ponad 98% torów obserwowanych w CDC można było znaleźć odpowiadające im trajektorie zarejestrowane w SVD, co potwierdza wysoką wydajność i synchronizację obu układów detekcyjnych.

Dodatkowym zadaniem CDC było wspomaganie identyfikacji cząstek naładowanych poprzez pomiar strat ich energii na jonizację ( $dE/dx$ ). Pomiar ten charakteryzowały się rozdzielczością  $\sigma(dE/dx) = 6\%$ , co pozwalało na separację pionów i kaonów dla pędów około 2,5 GeV oraz poniżej 0,7 GeV. Łącząc informacje układów identyfikujących uzyskiwano wydajność identyfikacji wysokopędowych  $K^\pm$  rzędu 90% przy zawartości błędnie zakwalifikowanych  $\pi^\pm$  wynoszącej 6%.

### 4.3.3 Aerożelowe liczniki Czerenkowa (ACC)

Aerożelowe progowe liczniki Czerenkowa wykorzystywane były w celu odróżniania naładowanych kaonów od pionów dla pędów powyżej 1 GeV. Detektor ten wykorzystywał promieniowanie Czerenkowa, które jest emitowane gdy cząstka porusza się w danym ośrodku z prędkością większą niż prędkość światła w tym ośrodku. Biorąc pod uwagę masy cząstek można tak dobrać współczynnik załamania ośrodka, aby w danym obszarze kinematycznym powyższy efekt zachodził np. dla lżejszych pionów, a nie występował dla cięższych kaonów. ACC złożony był z części cylindrycznej i przedniej, zbudowanej z bloków aerożelowych, gdzie współczynnik załamania aerożelu mieścił się w zakresie  $n = 1,01 - 1,03$  (zależnie od kąta biegunowego). Dzięki takiej konfiguracji uzyskano dobrą separację pionów i kaonów w szerokim zakresie kinematycznym. Z uwagi na próg energetyczny emisji promieniowania Czerenkowa, urządzenie było efektywne dla cząstek o wyższych pędach z zakresu  $1,2 < p < 3,5$  GeV. Sygnał z aerożelowych bloków odczytywany był przez bezpośrednio przymocowane do nich fotopowielacze, przystosowane do pracy w wysokim polu magnetycznym. Pomiar wielkości sygnału w fotopowielaczach pozwalał rozszerzyć zakres identyfikacji kaonów powyżej ich progu na emisję promieniowania czerenkowskiego do ok. 4 GeV. W ACC identyfikować można było również protony o pędach powyżej 3 GeV.

### 4.3.4 Liczniki czasu przelotu (TOF)

Identyfikację cząstek o pędzie poniżej 1,2 GeV (co stanowi około 90% cząstek produkowanych w rozpadach rezonansu  $\Upsilon(4S)$ ) przeprowadzano na podstawie pomiaru czasu przelotu wykorzystując układ TOF zbudowany z plastikowych scyntylatorów. Aby cząstka mogła dotrzeć do TOF, jej pęd poprzeczny musiał przekraczać 0,28 GeV. Rozdzielczość czasowa układu TOF wynosiła 100 ps, stąd mógł być on wykorzystywany jako szybkie źródło informacji dla systemu wyzwalania. Liczniki TOF pokrywały zakres kąta polarnego w granicach  $33^\circ < \theta < 121^\circ$ . Każdy moduł detektora TOF zawierał dodatkowo jeden licznik scyntylacyjny (TSC, ang. *trigger scintillation counter*), używany jako część układu wyzwalania.

### 4.3.5 Kalorymetr elektromagnetyczny (ECL)

Kolejną warstwą detektora Belle był kalorymetr elektromagnetyczny (ECL) zbudowany ze scyntylacyjnych kryształów jodku cezu aktywowanego talem CsI(Tl). Jego rozdzielczość energetyczna wynosiła:  $\sigma(E)/E = 1,6\%/\sqrt{E}$ , gdzie  $E$  jest energią fotonu wyrażoną w GeV. Detektor ten służył do rejestracji fotonów i elektronów, a także hadronów rozpadających się elektromagnetycznie, np. mezonów  $\pi^0(\rightarrow \gamma\gamma)$ . Elektrony i fotony oddziałując z substancją czynną detektora wywołują kaskady elektromagnetyczne poprzez procesy takie jak promieniowanie hamowania oraz produkcja par  $e^+e^-$ . Miarą zdeponowanej energii są fotony ze scyntylacji wywołanych przez cząstki kaskady. Charakterystyki kalorymetru były zoptymalizowane dla badania rozpadów  $B$ , gdzie większość fotonów pochodzi z rozpadów cząstek pośrednich, mają one więc niskie energie, poniżej 500 MeV. Istotnym czynnikiem wpływającym na jakość detekcji fotonów w tym zakresie był poziom szumu, który zależy od elektroniki odczytu i rośnie wraz z granulacją kalorymetru. Z drugiej strony, w dwuciałowych rozpadach, takich jak  $B \rightarrow K^*\gamma$  i  $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  powstają fotony o energiach do 4 GeV. Rozróżnianie pojedynczych fotonów w tym zakresie energii od fotonów z rozpadu mezonów  $\pi^0$  wymaga dobrej rozdzielczości przestrzennej, a co za tym idzie zastosowania wysokiej granulacji kalorymetru. Typowe poprzeczne rozmiary kryształów wynosiły  $5,5 \times 5,5 \text{ cm}^2$ , co przy promieniu Moliere'a równym 3,5 cm, umożliwiało deponowanie średnio 80% energii z pęku w jednym krysztales.

### 4.3.6 Kalorymetr elektromagnetyczny do przodu (EFC)

Aby rozszerzyć obszar detekcji, zainstalowano przedni ( $6,4^\circ < \theta < 11,5^\circ$ ) i tylny ( $163,3^\circ < \theta < 171,2^\circ$ ) kalorymetr elektromagnetyczny zbudowany z odpornych na promieniowanie  $\gamma$  kryształów BGO ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ). Jego obecność zwiększała hermetyczność aparatury Belle, a także stanowiła dodatkową ochronę dla komory CDC poprzez redukcję tła od wiązki. Ponadto EFC pełnił funkcję monitora wiązki akceleratora KEKB, jak również pomocniczego monitora świetlności dla eksperymentu Belle.

Z punktu widzenia programu fizycznego, główną rolą kalorymetru elektromagnetycznego do przodu miało być zwiększenie hermetyczności spektrometru, szczególnie istotnej w badaniach rozpadów  $B$  z brakującą energią. Jednak tło od wiązki, znacznie wyższe od założeń projektowych, spowodowało, że informacja z EFC nie była wykorzystywana w analizach fizycznych.

### 4.3.7 System komór mionowych

Najbardziej zewnętrzną warstwą spektrometru, umieszczoną poza cewką nadprzewodzącą, był układ detekcji mionów i długożyciowych mezonów  $K_L^0$  (KLM). Komory służące do detekcji tych cząstek również dzielią się na główną część cylindryczną oraz części boczne, tzw. “zatyczki” (ang. *endcaps*). Łączny zakres kąta polarnego pokrywanego przez detektor KLM wynosił  $20^\circ < \theta < 155^\circ$ . Część cylindryczna składała się z 15 warstw liczników ze szklanych płyt oporowych RPC (ang. *resistive plate chambers*) przekładanych warstwami płyt z żelaza.

System komór mionowych rejestrował cząstki, których pęd przekraczał 600 MeV, przy czym wydajność detekcji rosła wraz ze wzrostem pędu. Cząstka, której zarejestrowany ślad przechodził przez ten układ, mogła być z dużym prawdopodobieństwem zidentyfikowana jako mion. Wydajność identyfikacji mionów o pędach powyżej 1 GeV jest w tego typu detektorach bardzo wysoka i sięga 98%, przy prawdopodobieństwie błędnego przypisania około 2%. Do badania wydajności detekcji oraz rozdzielczości poszczególnych warstw RPC wykorzystano promieniowanie kosmiczne, które z dobrym przybliżeniem można traktować jako czyste źródło mionów, przy czym pęd mionu z promieniowania kosmicznego mierzony był w komorze CDC.

Omawiany detektor pełnił również rolę kalorymetru hadronowego, gdzie miony od hadronów można było odróżnić na podstawie zasięgu i rozpraszania poprzecznego. Mezony  $K_L^0$  identyfikowane były jako kaskady hadronowe, którym nie przypisano torów cząstek naładowanych. Rekonstruowane było położenie kaskady dające informacje o kierunku lotu cząstki, duże fluktuacje nie pozwalały jednak wyznaczać energii  $K_L$  z zadowalającą precyzją.



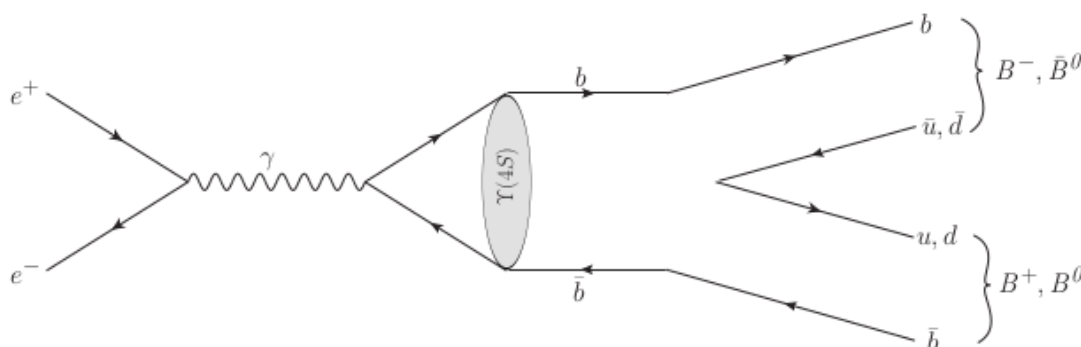
# Rozdział 5

## Metodyka analizy danych

W tym rozdziale opisano główne elementy metodyki i narzędzie zastosowane w pracy.

### 5.1 Rekonstrukcja rozpadów $B$ - zmienne kinematyczne

Rekonstrukcja kinematyczna rozpadów  $B$  w fabrykach  $B$  w dużym stopniu wykorzystuje fakt, że pary mezonów pięknych produkują się ekskluzywnie w procesie  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow \bar{B}B$  (rysunek 5.1).



Rysunek 5.1: Diagram przedstawiający proces  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow \bar{B}B$

Energia pojedynczego mezonu  $B$ ,  $E_B$ , jest równa połowie energii zderzenia ( $\sqrt{s}$ ):

$$E_B = E_{beam} = \sqrt{s}/2, \quad (5.1)$$

gdzie  $E_{beam}$  oznacza energię wiązki w układzie środka masy  $\Upsilon(4S)$ . W przypadku rozpadów mezonów  $B$  do stanów końcowych w pełni zrekonstruowanych w detektorze, własność tę wykorzystuje się wprowadzając dwie zmienne kinematyczne:

$$\Delta E = E_B^{rec} - E_{beam}, \quad (5.2)$$

oraz

$$M_{bc} = \sqrt{E_{beam}^2 - (\vec{p}_B^{rec})^2}, \quad (5.3)$$

gdzie  $E_B^{rec}$  oraz  $\vec{p}_B^{rec}$  oznaczają odpowiednio sumę energii oraz sumę pędów cząstek przypisanych do badanego rozpadu mezonu  $B$ .  $\Delta E$  jest różnicą pomiędzy zrekonstruowaną

energiją mezonu  $B$  i energiją wiązki, natomiast  $M_{bc}$  (ang. *beam constrained mass*) odpowiada masie niezmienniczej mezonu  $B$ , w której w miejsce zrekonstruowanej energii  $B$  podstawiono energię wiązki. Dobrze zrekonstruowane przypadki poszukiwanego rozpadu powinny skupiać się wokół zera w rozkładzie  $\Delta E$ , oraz wokół nominalnych mas mezonów pięknych w rozkładzie  $M_{bc}$  wynoszących  $(5279,25 \pm 0,17)$  MeV dla  $B^+$  i  $(5279,58 \pm 0,17)$  MeV dla  $B^0$ [4].

Korelacja pomiędzy  $M_{bc}$  i  $\Delta E$  dla większości rozpadów  $B$  jest niewielka (poniżej 5%) i z dobrym przybliżeniem zmienne te można traktować jako niezależne. Jednak w przypadku analiz z dużą statystyką efekt korelacji powinien być uwzględniany.

Eksperymentalna zdolność rozdzielcza  $M_{bc}$  wynosi  $\approx 3$  MeV i zależy głównie od dokładności, z jaką znana jest energia wiązek. Zdolność rozdzielcza  $\Delta E$  zależy od konkretnego kanału rozpadu mezonu  $B$  i może się zmieniać w zakresie od  $\approx 5$  MeV do  $\approx 50$  MeV, w zależności od krotności i typów cząstek w stanie końcowym. Rozkłady sygnałowe opisuje się funkcjami Gaussa z wyjątkiem rozpadów na stany końcowe z fotonami, gdzie często używa się tzw. funkcji Crystal Ball, uwzględniającej możliwość wycieku energii poza obszar klastra w kalorymetrze [41].

Dodatkową zmienną kinematyczną wykorzystywaną do tłumienia tła, pochodzącego od błędnie zrekonstruowanych przypadków  $B\bar{B}$  jest  $\cos \Theta_B$ , gdzie  $\Theta_B$  jest kątem pomiędzy  $\vec{p}_B^{rec}$  a osią wiązki. Zmienna ta, dla poprawnie zrekonstruowanych mezonów  $B$  ma rozkład  $\propto 1 - \cos^2 \Theta_B$ , odpowiadający rozpadowi cząstki wektorowej ( $\Upsilon(4S)$ ) na dwie cząstki pseudoskalarne ( $B\bar{B}$ ), podczas gdy tło kombinatoryczne ma rozkład płaski.

## 5.2 Separacja tła pochodzącego od lżejszych kwarków

Przy energii rezonansu  $\Upsilon(4S)$  zachodzi również produkcja lżejszych kwarków tzw. procesy continuum  $e^+e^- \rightarrow \bar{q}q$  ( $\bar{q}q$  oznacza parę lżejszych kwarków  $u, d, s$  lub  $c$ ), stanowiących znaczące tło dla rozpadów analizowanych w niniejszej rozprawie. Przekrój czynny na te procesy wynoszący 3,4 nb jest trzykrotnie większy od przekroju czynnego na produkcję pary  $B\bar{B}$  (1,1 nb), stanowią więc one istotne źródło tła.

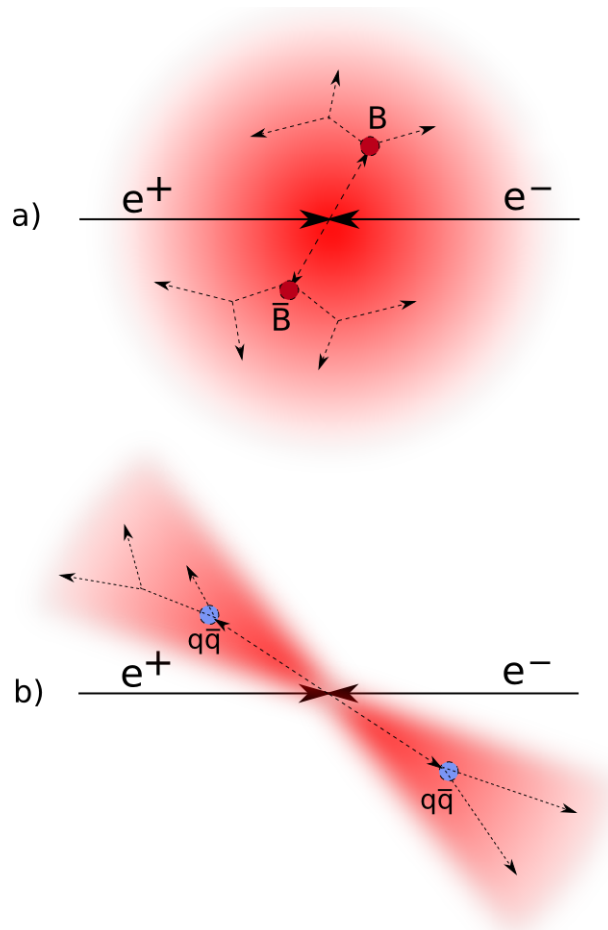
Czynnikiem różnicującym oba typy procesów jest topologia przestrzenna przypadków. Typowe zdarzenia z udziałem pary  $B\bar{B}$  cechuje topologia sferycznie symetryczna, podczas gdy procesy continuum widoczne są w detektorze jako dwa przeciwległe strumienie cząstek, powstałe w wyniku hadronizacji pary kwarków  $q\bar{q}$  (rysunek 5.2).

Dobłą charakterystyką topologii pojedynczych zdarzeń, standardowo używaną w fabrykach  $B$ , jest znormalizowany iloraz drugiego ( $\mathcal{H}_2$ ) i zerowego ( $\mathcal{H}_0$ ) momentu Foxa-Wolframa (FW) [42]:

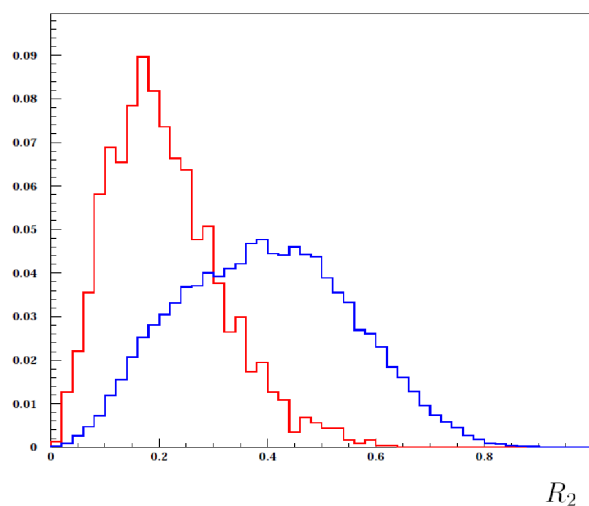
$$R_2 = \frac{\mathcal{H}_2}{\mathcal{H}_0} = \frac{\sum_{i,j} |\vec{p}_i| |\vec{p}_j| \cdot (3 \cos^2 \phi_{ij} - 1)}{\sum_{i,j} |\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}, \quad (5.4)$$

gdzie  $\vec{p}_{i(j)}$  oznacza pęd  $i(j)$ -tej cząstki, natomiast  $\phi_{ij}$  jest kątem pomiędzy wektorami  $\vec{p}_i$  i  $\vec{p}_j$ . Dla zdarzeń dwudżetowych  $R_2$  jest bliskie 1, a dla idealnie sferycznych  $R_2 \approx 0$ .

Ilustruje to rysunek 5.3, który przedstawia rozkłady zmiennej  $R_2$  dla wygenerowanych przypadków  $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$  oraz dla zdarzeń typu continuum.



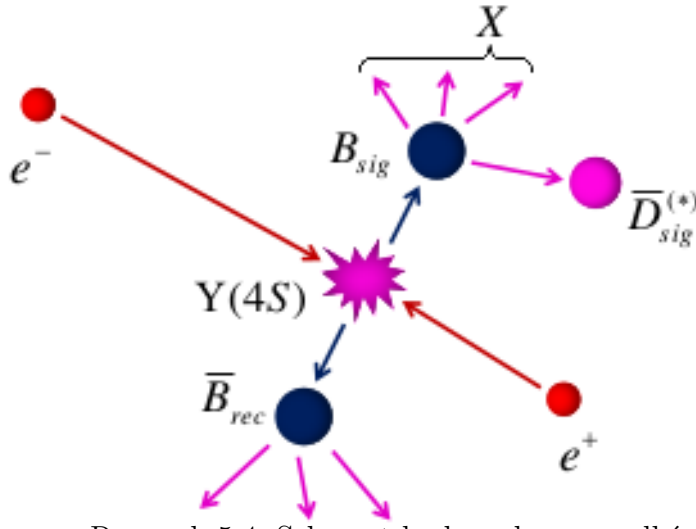
Rysunek 5.2: Topologia przestrzenna produktów rozpadu przypadków (a)  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  oraz (b)  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  [43].



Rysunek 5.3: Rozkład zmiennej  $R_2$  dla zdarzeń sygnałowego Monte Carlo (czerwony histogram) oraz dla przypadków  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  (niebieski histogram). Zastosowano normalizację do jednostkowej powierzchni pod każdym z rozkładów.

## 5.3 Ogólny schemat analizy

Jak już wielokrotnie podkreślano, jedną z największych zalet fabryk  $B$  w porównaniu do akceleratorów hadronowych (Tevatron albo LHC) jest dokładna znajomość stanu początkowego i procesu produkcji mezonów  $B$ . Własność tę można wykorzystać rekonstruując jeden z mezonów  $B$ , tzw.  $B$  znakujące, oznaczane dalej jako  $B_{\text{tag}}$ . Pełna lub częściowa rekonstrukcja  $B_{\text{tag}}$  dostarcza informacji o pędzie i liczbach kwantowych drugiego mezonu  $B$  wyprodukowanego w danym zdarzeniu, tzw.  $B$  sygnałowego, które będziemy oznaczać jako  $B_{\text{sig}}$ . W ramach tej pracy wykorzystano pełną rekonstrukcję  $B_{\text{tag}}$  w czysto hadronowych stanach końcowych. W następnym kroku ekskluzywnie rekonstruowany jest mezon powabny  $D_{\text{sig}}^{(*)}$  pochodzący z rozpadu  $B_{\text{sig}}$ . Przypadek taki zilustrowany został na rys. 5.4. Powyższa procedura przyczynia się jednocześnie do tłumienia tła kombinatorycznego z innych rozpadów  $B\bar{B}$  i pochodzącego od przypadków continuum.



Rysunek 5.4: Schemat badanych przypadków.

Masa  $M_X$  pozostałych niezrekonstruowanych produktów rozpadu mezonu  $B_{\text{sig}}$ , oznaczonych jako  $X$ , jest obliczana jako masa brakująca:

$$M_X = \sqrt{p_{\text{miss}}^2} = \sqrt{(p(\Upsilon(4S)) - p(B_{\text{tag}}) - p(D_{\text{sig}}^{(*)}))^2}, \quad (5.5)$$

gdzie  $p$  oznacza czteropęd cząstki. Mezony  $D_{s(J)}^{(*)}$  pochodzące z dwuciałowych rozpadów typu  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$  będą objawiać się jako wzmocnienia w rozkładzie  $M_X$  przy wartościach odpowiadających ich masie. Rozpady wielociałowe typu  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} n\pi mK$  ( $n$  i/lub  $m > 1$ ) będą w  $M_X$  przejawiać się jako szerokie struktury i w niniejszej analizie będą traktowane jako tło.

Wszystkie inne zmienne, odnoszące się do strony znakującej takie jak  $\Delta E$ ,  $M_{bc}$  (par. 5.1),  $NBout$ <sup>1</sup>, jak i te odnoszące się do strony sygnałowej:  $M_{D_s^{(*)}}$  oraz różnica mas  $\Delta m$  (par. 6.4) zostały poddane w tej analizie odpowiednim kryteriom selekcji, które pozwoliły na dalszą redukcję tła.

<sup>1</sup>parametr wyjściowy sieci neuronowych, opisany w paragrafie 5.3.1



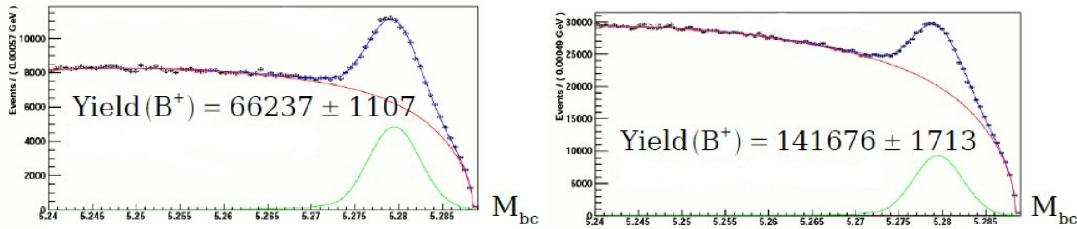
### 5.3.1 Metoda rekonstrukcji mezonów $B_{\text{tag}}$ w rozpadach hadronowych.

Kinematyczna rekonstrukcja  $B_{\text{tag}}$  w fabrykach  $B$  stanowi ważne narzędzie w badaniach rozpadów  $B$  o szczególnie trudnych sygnaturach. Wykorzystujemy wyselekcjonowaną próbkę z rozpadami  $B$  zrekonstruowanymi w wybranych, ekskluzywnych stanach końcowych. Hadronowe rozpady  $B$  stanowią około 80% ich całkowitej szerokości. Niestety pojedyncze kanały mają stosunkowo małe prawdopodobieństwo rozpadu, poniżej 1%. Aby uzyskać jak najwyższą wydajność rekonstrukcji  $B_{\text{tag}}$  należy uwzględnić możliwie dużą liczbę stanów końcowych. Całkowita wydajność rekonstrukcji  $\varepsilon_{\text{tot}}$  wyraża się wzorem:

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \sum_i^N \varepsilon_i \cdot \mathcal{B}_i, \quad (5.6)$$

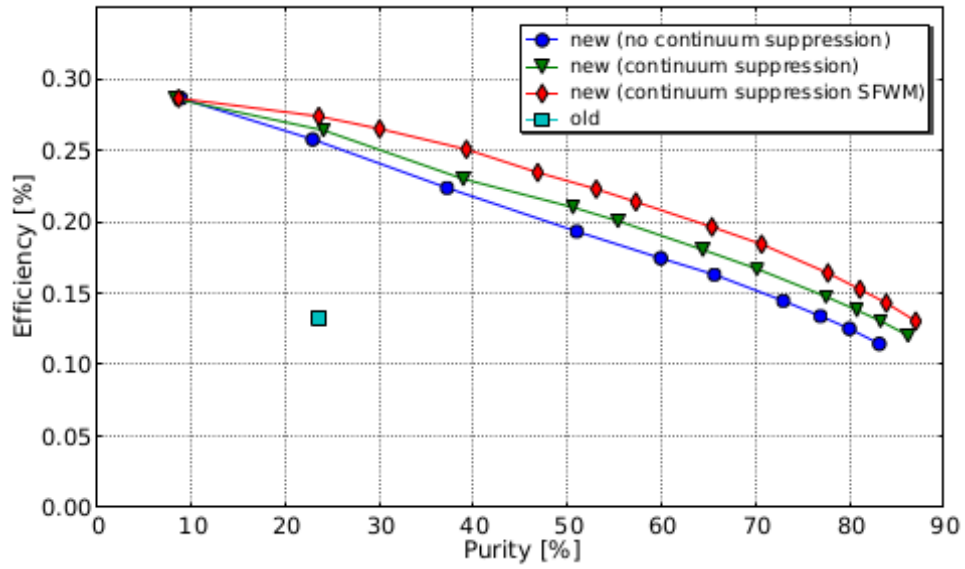
gdzie  $N$  jest liczbą zrekonstruowanych kanałów rozpadu  $B$ ,  $\varepsilon_i$  to wydajność rekonstrukcji kanału rozpadu  $i$ , a  $\mathcal{B}_i$  to współczynnik rozgałęzienia dla tego kanału rozpadu. Typowe  $\mathcal{B}_i$  leży w zakresie od  $10^{-3}$  do  $10^{-5}$ , typowe  $\varepsilon_i$  jest rzędu 10%. Ponieważ  $\mathcal{B}_i$  jest ustalone przez naturę, można zmaksymalizować tylko  $\varepsilon_{\text{tot}}$  przez zwiększenie  $\varepsilon_i$  i liczby zrekonstruowanych kanałów rozpadu  $N$ . Do wyboru kandydatów  $B_{\text{tag}}$  stosuje się zmienne  $M_{bc}$  i  $\Delta E$ .

Aby zwiększyć liczbę zrekonstruowanych kanałów, w pracy użyto narzędzia opartego o sieci neuronowe. Pakiet NeuroBayes [44] opiera się na bayesowskim opisie statystyki, zaś algorytm zawiera zabezpieczenia przed dopasowaniem się algorytmu do fluktuacji w próbce używanej do optymalizacji. Oparty jest on o wiele równoległych sieci neuronowych, analizujących poszczególne aspekty przypadku. W końcowej fazie odpowiedzi wszystkich sieci są łączone w pojedynczą odpowiedź przez sieć klasyfikującą cały przypadek. Odpowiedź tej sieci, zmienna  $NBout$ , bezpośrednio określa prawdopodobieństwo, że pierwotną cząstką jest mezon  $B$ , czy też  $\bar{B}$ .



Rysunek 5.5: Rozkład  $M_{bc}$  dla kandydatów  $B_{\text{tag}}$ , wybranych przy pomocy klasycznego algorytmu (lewy rozkład), oraz opartego o sieci neuronowe (prawy rozkład)[45].

Rysunek 5.5 przedstawia rozkłady  $M_{bc}$  dla  $B_{\text{tag}}$  dla dwóch metod znakowania ekskluzywnego stosowanych w Belle. W starszej metodzie do wyboru kandydatów  $B_{\text{tag}}$  stosuje się standardowe zmienne  $M_{bc}$  i  $\Delta E$  bez wykorzystania sieci neuronowych. Algorytm użyty w NeuroBayes pozwala na uwzględnienie kształtu przypadku przy obliczaniu prawdopodobieństwa  $B_{\text{tag}}$ . Wydajność rekonstrukcji dla algorytmu opartego na sieciach neuronowych jest, przy porównywalnej czystości rozpadu, ponad dwukrotnie wyższa w stosunku do tradycyjnych metod. Zależności te przedstawiono na rys. 5.6.



Rysunek 5.6: Wykres zależności wydajności rekonstrukcji  $B^+$  w funkcji czystości dla różnych metod znakowania [44].

# Rozdział 6

## Wstępna analiza danych doświadczalnych

W tym rozdziale opisano próbki danych wykorzystanych w analizie oraz omówiono kryteria selekcji przypadków, które mają na celu uzyskanie możliwie wysokiej wydajności dla sygnału przy jednoczesnej minimalizacji tła pochodzącego od innych procesów. Poniżej wyszczególniono kolejne kroki zastosowanej procedury.

### 6.1 Próbki danych

W pracy wykorzystano pełną próbkę danych zebraną przy energii zderzeń odpowiadającej masie rezonansu  $\Upsilon(4S)$  w eksperymencie Belle, zawierającą

$$N_{B\bar{B}} = (771,6 \pm 10,6) \times 10^6 \quad (6.1)$$

par mezonów  $B$  ( $N_{B\bar{B}}$ ), co odpowiada zsumowanej świetności równej około  $711 \text{ fb}^{-1}$ .

Oprócz danych doświadczalnych, w pracy wykorzystano również dwie kategorie próbek przypadków symulowanych metodą Monte Carlo. Pierwsza z nich, tzw. ogólne Monte Carlo (ang. *generic Monte Carlo* - GMC) stanowi wynik symulacji procesów  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow \bar{B}B$  (50 %  $B^+B^-$  i 50 %  $\bar{B}^0B^0$ ) oraz  $e^+e^- \rightarrow \bar{q}q$  ( $q = u, d, s, c$ ) w obszarze formacji rezonansu  $\Upsilon(4S)$ . Próbki te zostały przygotowane centralnie dla potrzeb całej współpracy Belle. Liczebność wygenerowanych próbek, w zależności od klasy przypadków, przewyższa od sześciu do 10 razy statystyki danych zebranych w eksperymencie. Podpróbka GMC, która odpowiada pełnej próbce danych i odpowiednio uwzględnia wszelkie zmiany warunków eksperymentalnych jest nazywana potocznie “strumieniem”. Znane rozpady mezonów  $B$  (oraz wszystkich innych niestabilnych cząstek) generowano przy pomocy programu EVTGEN [51] z wartościami współczynników rozgałęzień uaktualnionymi na podstawie wyników podawanych przez PDG (ang. *Particle Data Group* [4]). Nieznane rozpady  $B$  oraz procesy continuum modelowano inkluzywnie w oparciu o pakiet PYTHIA [47]. Wykorzystanie w analizie próbki ogólnego Monte Carlo umożliwia oszacowanie tła pochodzącego od rozmaitych procesów, które mogą potencjalnie dawać znaczący przyczynek do rekonstruowanych przypadków poszukiwanych rozpadów. Precyzyjne pomiary wymagają generacji przypadków Monte Carlo w liczbie kilkakrotnie przewyższającej liczebność próbki zebranych danych.

W celu lepszego usystematyzowania różnych źródeł tła, całą próbkę ogólnego Monte Carlo podzielono na cztery części, różniące się rodzajem kwarków występujących w stanie końcowym. Każdej z tych próbek nadano zwyczajową nazwę, podaną w nawiasach poniżej:

- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, q = u, d, s$  (Monte Carlo typu “*uds*”),
- $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$  (Monte Carlo typu “*charm*”),
- $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow \bar{B}^0 B^0$  (Monte Carlo typu “*mixed*”),
- $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$  (Monte Carlo typu “*charged*”),

Sposób wykorzystania powyższych podpróbek ogólnego MC w rozpadach stanowiących temat rozprawy, zostanie przedstawiony w dalszej części niniejszego rozdziału. Do drugiej kategorii próbek należy tzw. Monte Carlo sygnałowe (dedykowane) (SMC). Próbkę te, opisane w przypisie A, zostały użyte w celu oszacowania wydajności rekonstrukcji badanych kanałów rozpadu. Dla każdego z analizowanych łańcuchów rozpadu symulowano procesy  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow \bar{B}B$ , w których jeden z mezonów  $B$  rozpada się do zadanego stanu końcowego, a drugi z nich rozpada się tak jak to opisano dla próbki GMC. Liczebność takich próbek dla rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$  wynosiła  $2 \times 10^6$ . Próbkę sygnałowego MC zostały przygotowane przez autorkę rozprawy w dwóch krokach. Pierwszy z nich polegał na generacji odpowiednich, elementarnych procesów fizycznych za pomocą generatora EVTGEN [51], przy czym symulowano zarówno produkcję, jak i rozpady nietrwałych cząstek. W drugim kroku, przy pomocy programu GEANT [52], symulowano transport w aparaturze cząstek wygenerowanych w poprzedniej fazie, oraz związaną z nim odpowiedź poszczególnych części detektora. Uwzględniano przy tym tło pochodzące od wiązek oraz od szumów aparaturowych. W identyczny sposób były przygotowane przez współpracę Belle próbki GMC. Dalsza obróbka symulowanych przypadków odbywała się przy pomocy narzędzi stosowanych do rekonstrukcji i analizy rzeczywistych danych.

## 6.2 Wybór torów naładowanych

Do rekonstrukcji strony sygnałowej używane są tylko toru cząstek naładowanych, które nie zostały wykorzystane do rekonstrukcji  $B_{\text{tag}}$ . Spośród nich wybrano trajektorie pochodzące z obszaru oddziaływania poprzez wymagania  $|\Delta r| < 0,4$  cm oraz  $|\Delta z| < 5$  cm, gdzie  $\Delta r$  i  $\Delta z$  są odległościami punktu największego zbliżenia do punktu interakcji, odpowiednio w płaszczyźnie  $r - \varphi$  i  $z$ . Używane są ślady tylko dobrej jakości, tzn. takie, dla których SVD zarejestrował co najmniej jedno zliczenie w płaszczyźnie  $r - \varphi$  i co najmniej dwa w kierunku  $z$ . Na tym etapie odrzucane są przypadki, w których nie znaleziono przynajmniej dwóch śladów naładowanych spełniających powyższe kryteria. Jest to minimalna liczba śladów potrzebna do rekonstrukcji mezonu  $\bar{D}^{(*)}$ .

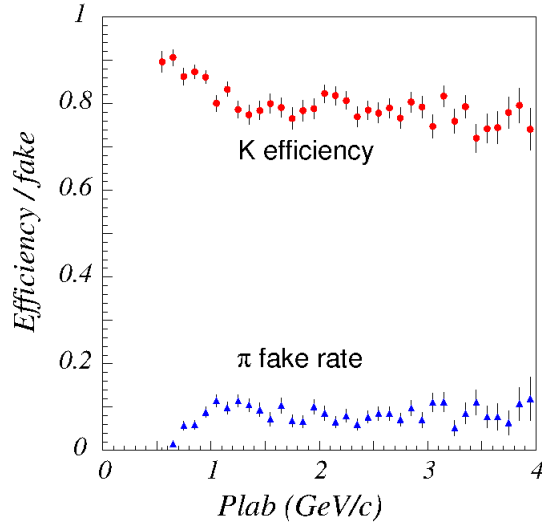
## 6.3 Identyfikacja cząstek naładowanych

Na podstawie informacji z detektorów CDC, TOF oraz ACC, a w przypadku elektronów i mionów także z ECL i KLM, można dla torów cząstek naładowanych określić prawdopodobieństwo  $\mathcal{L}_a$  (gdzie  $a = K, \pi, p, e, \mu$ ) hipotezy, że dana cząstka była odpowiednio kaonem, pionem, protonem, elektronem lub mionem. W praktyce używa się względnego prawdopodobieństwa  $\mathcal{P}_{a/b} = \mathcal{L}_a / (\mathcal{L}_a + \mathcal{L}_b)$ . Przy takiej definicji, przykładowo  $\mathcal{P}_{K/\pi} > 0,9$  oznacza bardzo prawdopodobną sygnaturę kaonu przy niewielkim prawdopodobieństwie, że cząstka ta była pionem. Ślady, dla których  $\mathcal{P}_{K/\pi} > 0,4$  są klasyfikowane jako  $K^\pm$  natomiast dla  $\pi^\pm$  wymaga się  $\mathcal{P}_{K/\pi} < 0,9$ . Dodatkowo wyodrębniona została klasa pionów naładowanych ( $\pi_{\text{slow}}$ ) o niskich pędach poprzecznych  $p_T < 220$  MeV, dla której nie są

wymagane trafienia w SVD, a  $\mathcal{P}_{K/\pi} < 0,99$ . Niskopędowe piony służą do rekonstrukcji rozpadów  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi_{slow}^-$ .

Jakość identyfikacji  $K/\pi$  badano przy pomocy łańcucha rozpadów,  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ . Charakterystyczny wolny mezon  $\pi^+$  z rozpadu  $D^{*+}$  daje bardzo czystą sygnaturę tego typu rozpadów, ze stosunkiem sygnału do tła  $S/N > 30$ . Ładunek powolnego pionu pozwala zarazem przypisać jednoznacznie masy produktom rozpadu  $D^0$ , co w konfrontacji z informacją dostarczaną przez system identyfikacji umożliwi zarówno wyznaczenie wydajności identyfikacji  $K/\pi$ , jak i prawdopodobieństwo błędnego przypisania masy. Na rysunku 6.1 przedstawiono, w funkcji pędu cząstki, wydajność identyfikacji kaonów oraz ułamek błędnie zidentyfikowanych pionów jako kaony.

Oprócz hadronów identyfikowane są również elektrony i miony. Identyfikacja elektronów opiera się, w głównej mierze, na porównaniu pędu naładowanej cząstki, mierzonego w detektorach śladowych, oraz energii zdeponowanej w kalorymetrze stowarzyszonej z tą cząstką. Dla elektronów ten stosunek jest bliski 1. Przy identyfikacji leptonów zastosowano wymaganie  $\mathcal{P}_{K/\pi} < 0,95$ , a za pochodzący od  $e^\pm (\mu^\pm)$  uznaje się ślad, dla którego  $eid > 0,6$  ( $muid > 0,6$ ), gdzie  $eid$  ( $muid$ ) określa prawdopodobieństwo identyfikacji elektronu (mionu). Przypadki, w których znaleziono lepton o pędzie powyżej 1 GeV w układzie spoczynkowym  $B_{sig}$  są odrzucane. Eliminuje to tło od  $\bar{D}^{(*)}$  z półleptonowych rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} \mu \nu_\mu, \bar{D}^{(*)} e \nu_e$  i jednocześnie nie powoduje odrzucania rozpadających się półleptonowo mezonów  $D_s^{(*)}$  pochodzących z procesu  $B_{sig} \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s^{(*)}$ , gdyż leptony z takiego kaskadowego rozpadu są wolniejsze.



Rysunek 6.1: Wydajność identyfikacji kaonów (kółka) i prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji pionów (trójkąty) w funkcji pędu cząstki, przy warunku  $\mathcal{P}_{K/\pi} > 0,6$  [53].

### 6.3.1 Rekonstrukcja $K_S^0$

Mezony  $K_S^0$  są rekonstruowane w kanale  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Dla każdej pary przeciwnie naładowanych pionów sprawdza się czy pochodzą one z tego samego wierzchołka. Polega to na tym, że o ile to możliwe, trajektorie pionów są w granicy niepewności dopasowywane tak, aby miały wspólny punkt przecięcia. Procedura ta, zwana potocznie “wierzchołkowaniem”, pozwala uzyskać lepszą rozdzielczość masy niezmienniczej pary  $\pi^+ \pi^- (M(\pi^+ \pi^-))$ .

Para jest akceptowana jeżeli dopasowanie wierzchołka zakończyło się sukcesem (poziom ufności  $CL > 0$ ), a  $M(\pi^+\pi^-)$  różni się od nominalnej masy  $K_S^0$  o maksymalnie  $\pm 15$  MeV, co odpowiada około  $\pm 5\sigma$ , gdzie  $\sigma$  oznacza zdolność rozdzielczą rekonstrukcji  $M(\pi^+\pi^-)$ .

Na kandydatów  $K_S^0$  nakłada się dodatkowe (standardowe w Belle) wymagania na parametry zderzenia pionów i pozycje wierzchołka  $K_S^0$ . Wymagania te zależą od pędu mezonu  $K_S^0$  (w układzie CM) i są następujące:

- gdy  $p(K_S^0) < 0,5$  GeV:  
 $\Delta z_{min} < 0,8$  cm  $\wedge \Delta r_{min} < 0,05$  cm  $\wedge \Delta\varphi < 0,3$  rad,
- gdy  $0,5$  GeV  $< p(K_S^0) < 1,5$  GeV:  
 $\Delta z_{min} < 1,8$  cm  $\wedge \Delta r_{min} < 0,03$  cm  $\wedge \Delta\varphi < 0,1$  rad  $\wedge dl > 0,08$  cm,
- gdy  $1,5$  GeV  $< p(K_S^0)$ :  
 $\Delta z_{min} < 2,4$  cm  $\wedge \Delta r_{min} < 0,02$  cm  $\wedge \Delta\varphi < 0,03$  rad  $\wedge dl > 0,2$  cm,

gdzie  $\Delta z_{min}$ ,  $\Delta r_{min}$  są mniejszymi z dwóch parametrów zderzenia pionów względem IP, odpowiednio w płaszczyźnie  $z$  i  $r - \varphi$ ,  $\Delta\varphi$  jest kątem pomiędzy pędem  $K_S^0$  a wektorem łączącym IP z wierzchołkiem  $K_S^0$ , a  $dl$  - długością lotu  $K_S^0$ .

W kolejnym kroku stosuje się dodatkowo korektę masy kandydatów  $K_S^0$ . Podobnie jak przy dopasowaniu wierzchołka, zmienia się (w granicy błędu) pędy torów tak, aby uzyskać masę  $K_S^0$  zgodną z tablicową wartością.

## 6.4 Rekonstrukcja i selekcja mezonów $\bar{D}_{sig}^{(*)}$

Mezony powabne  $\bar{D}_{sig}^{(*)}$  są rekonstruowane w kanałach podanych w tab. 6.1.

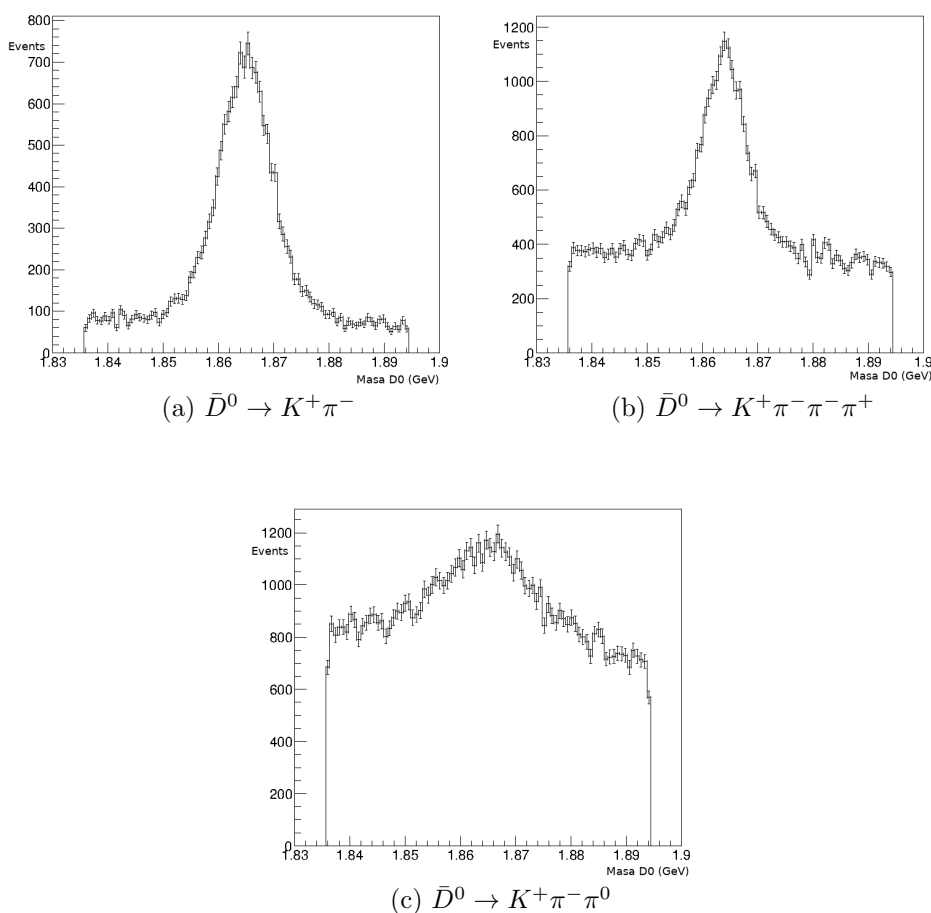
Kanał rozpadu $\bar{D}_{sig}^{(*)}$	$\mathcal{B}(\%)$
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$3,89 \pm 0,04$
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$	$8,11 \pm 0,15$
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	$14,2 \pm 0,5$
$D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$	$8,98 \pm 0,28$
$D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$	$1,47 \pm 0,08$
$D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ , gdzie $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$67,7 \pm 0,5 \times 3,89 \pm 0,04$
$D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ , gdzie $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$	$67,7 \pm 0,5 \times 8,11 \pm 0,15$
$D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ , gdzie $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	$67,7 \pm 0,5 \times 14,2 \pm 0,5$
$D^{*-} \rightarrow D^-\pi^0$ , gdzie $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$	$30,7 \pm 0,5 \times 8,98 \pm 0,28$
$D^{*-} \rightarrow D^-\pi^0$ , gdzie $D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$	$30,7 \pm 0,5 \times 1,47 \pm 0,08$
$\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0\pi^0$ , gdzie $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$64,7 \pm 0,9 \times 3,89 \pm 0,04$
$\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0\pi^0$ , gdzie $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$	$64,7 \pm 0,9 \times 8,11 \pm 0,15$
$\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0\pi^0$ , gdzie $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	$64,7 \pm 0,9 \times 14,2 \pm 0,5$

Tablica 6.1: Rekonstruowane rozpady  $\bar{D}_{sig}^{(*)}$ .

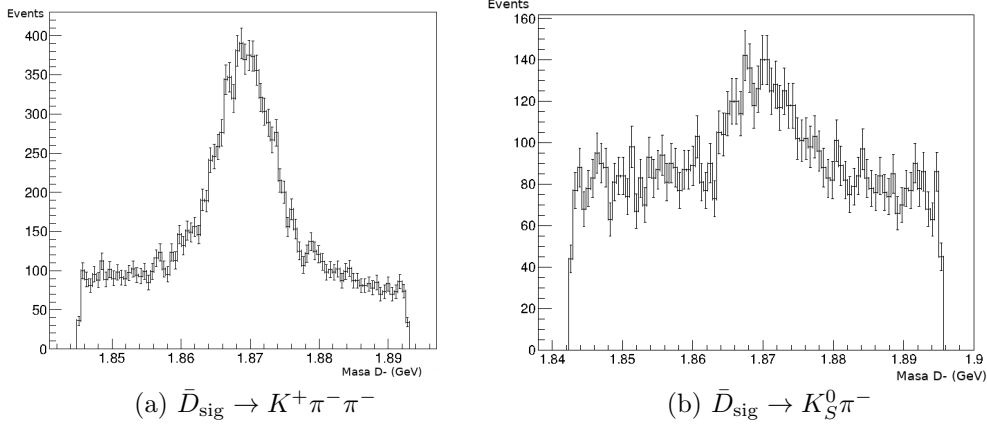
### 6.4.1 Rekonstrukcja i selekcja $\bar{D}_{\text{sig}}^0$

Mezony  $\bar{D}_{\text{sig}}^0$  i  $D_{\text{sig}}^-$  rekonstruowane są w kanałach  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ ,  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$ ,  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$  oraz  $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ ,  $D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$ . Dla kandydatów otrzymanych w powyższych stanach końcowych, i których masa niezmiennicza mieści się w przedziale  $m_{D_{PDG}} \pm 75$  MeV, gdzie  $m_{D_{PDG}}$  oznacza masę nominalną mezonu  $\bar{D}$ , sprawdza się czy naładowane produkty rozpadu mają wspólny wierzchołek. Mezony  $\bar{D}$  mają niezaniebnywalny czas życia, zatem nie wymaga się, aby wierzchołek rozpadu pochodził z punktu oddziaływania. Akceptowani są tacy kandydaci na  $\bar{D}_{\text{sig}}$ , dla których test wierzchołka zakończył się powodzeniem ( $CL > 0$ ). Wymaga się również, aby masa  $\bar{D}_{\text{sig}}$  przeliczona dla dopasowanych pędów produktów rozpadu różniła się od  $m_{D_{PDG}}$  maksymalnie o  $\pm 45$  MeV.

Przykładowe rozkłady masy mezonów  $\bar{D}_{\text{sig}}$  i  $\bar{D}_{\text{sig}}^0$  w różnych kanałach rozpadów dla danych są pokazane na rys. 6.2 oraz 6.3.



Rysunek 6.2: Rozkłady masy mezonu  $\bar{D}_{\text{sig}}^0$  dla kanału rozpadu  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$  (a),  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$  (b) oraz dla  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$  (c).



Rysunek 6.3: Rozkłady masy mezonu  $\bar{D}_{\text{sig}}$  dla kanału rozpadu  $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$  (a) oraz dla  $D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$  (b).

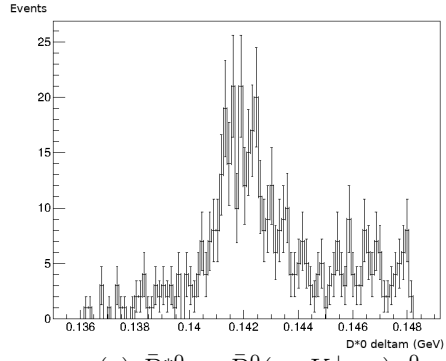
### 6.4.2 Rekonstrukcja i selekcja $\bar{D}_{\text{sig}}^*$

W przypadku gdy mezon  $B_{\text{sig}}$  rozpada się do stanów wektorowych  $D_{\text{sig}}^{*-}$  albo  $\bar{D}_{\text{sig}}^{*0}$ , mezon  $D_{\text{sig}}^{*-}$  jest rekonstruowany w łańcuchach rozpadów na  $\bar{D}^0 \pi^-$  albo  $D^- \pi^0$ , a mezon  $D_{\text{sig}}^{*0}$  w kanale  $\bar{D}^0 \pi^0$ . Zakres dostępnej przestrzeni fazowej w rozpadzie  $D^* \rightarrow \bar{D}^0 \pi$  jest bardzo mały (masa mezonu  $D^*$  jest tylko o około 6 MeV powyżej progu na rozpad do  $\bar{D}^0 \pi$ ) zatem pomiar pędu mezonu  $\bar{D}^*$  jest zdominowany przez pęd  $\bar{D}$ , podczas gdy pęd pionu jest niewielki i dobrze znany. W konsekwencji największe niepewności pomiaru pędu  $\bar{D}_{\text{sig}}^*$  pochodzą z eksperymentalnej rozdzielczości rozkładu pędu dla  $\bar{D}$ . Fakt ten wprowadza korelację pomiędzy zmierzonymi masami niezmienniczymi mezonów  $\bar{D}$  i  $\bar{D}^*$ . Na skutek takiej korelacji rozmycie eksperymentalne pędu  $\bar{D}$  zostaje (częściowo) zniwelowane w różnicy mas  $\Delta m_{D^{*-}} = m(D^{*-}) - m(\bar{D}^0)$  dla  $D_{\text{sig}}^{*-}$  oraz  $\Delta m_{\bar{D}^{*0}} = m(\bar{D}^{*0}) - m(\bar{D}^0)$  dla  $\bar{D}_{\text{sig}}^{*0}$ . Zmienne te mają o wiele lepsze rozdzielczości i pozwalają bardziej wydajnie rozróżnić sygnał od tła dla  $\bar{D}_{\text{sig}}^*$ .<sup>1</sup>

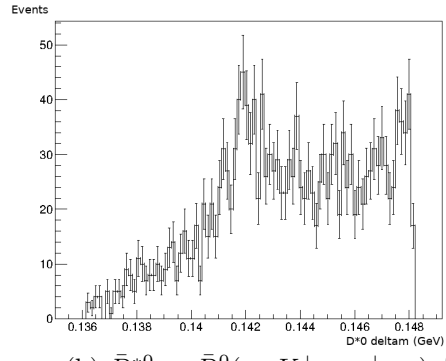
Dla mezonów  $\bar{D}^{*-}$  rozpadających się do  $D^0 \pi^-$  stosuje się dopasowanie wierzchołka, a ponieważ  $\bar{D}^{*-}$  jest cząstką krótkożyciową, wymagano aby wierzchołek pochodził z punktu interakcji poszerzonego o czas życia mezonu  $B$ . Do dalszej analizy akceptowane są hipotezy  $\bar{D}_{\text{sig}}^{*-}$ , dla których “wierzchołkowanie” zakończyło się sukcesem i dla których  $|\Delta m - \Delta m_{PDG}| < 10$  MeV, gdzie wartość tablicowa dla  $D^{*-}$ , to  $\Delta m_{D_{PDG}^{*-}} = 145,42 \pm 0,01$  MeV oraz wartość tablicowa dla  $\bar{D}^{*0}$ , to  $\Delta m_{\bar{D}_{PDG}^{*0}} = 142,12 \pm 0,01$  MeV [4]. Przykładowe rozkłady różnic mas dla mezonów  $D_{\text{sig}}^{*-}$  i  $\bar{D}_{\text{sig}}^{*0}$  w różnych kanałach rozpadów dla danych są pokazane na rys. 6.4 oraz 6.5.

<sup>1</sup>Kanały rozpadów  $D^{*-} \rightarrow D^- \pi^0$  mają bardzo niską wydajność rekonstrukcji mezonu  $D^{*-}$ , ale znaczną wydajność dla przesłuchów do  $D^-$ , dlatego one są brane pod uwagę jako przesłuchy.

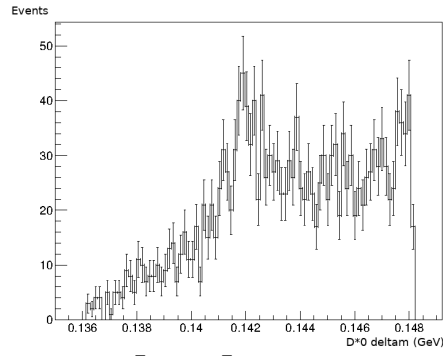




(a)  $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^0$

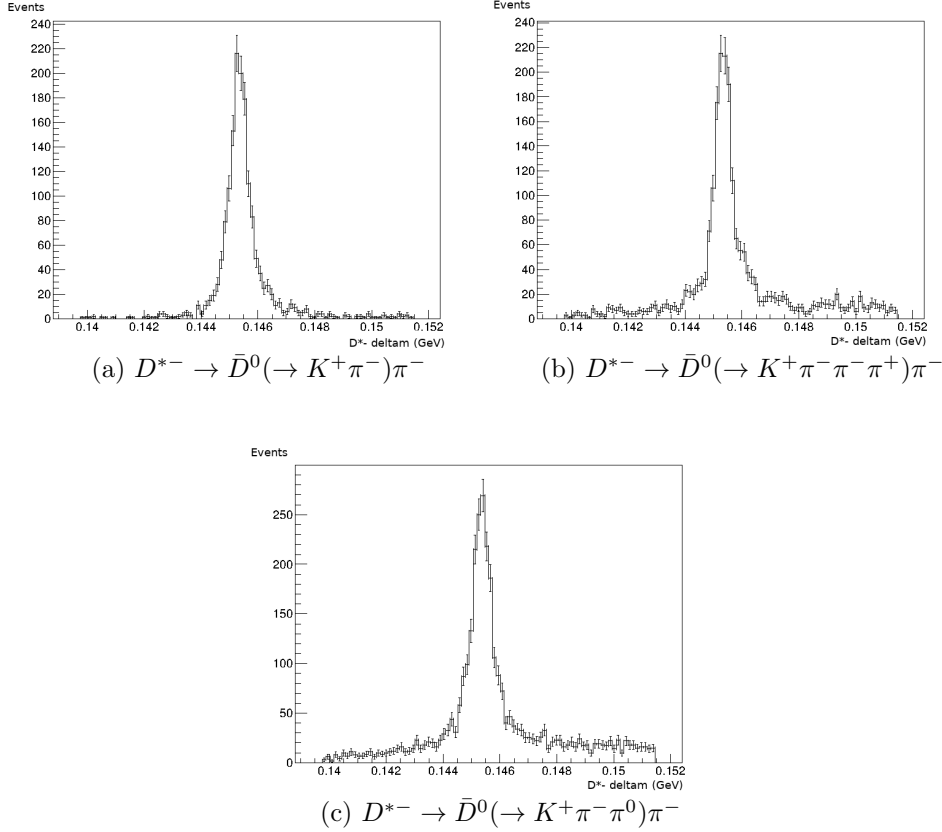


(b)  $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^0$



(c)  $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^0$

Rysunek 6.4: Rozkłady masy mezonu  $\bar{D}_{\text{sig}}^{*0}$  dla kanału rozpadu  $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^0$  (a),  $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^0$  (b) oraz  $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^0$  (c).



Rysunek 6.5: Rozkłady różnicy mas  $\Delta m$  dla mezonu  $D_{\text{sig}}^{*-}$  dla rozpadów  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^-$  (a),  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+)\pi^-$  (b) oraz  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^-$  (c).

## 6.5 Wybór najlepszej hipotezy w przypadku

Dla śladów zarejestrowanych w detektorze Belle moduł do pełnej rekonstrukcji *fullrec* znajduje zestaw kandydatów  $B_{\text{tag}}$  wraz z przypisanymi im parametrami wyjściowymi sieci neuronowej *NBout*, które odzwierciedlają prawdopodobieństwo zakwalifikowania ich jako sygnał. Zmienna ta, w zależności od etapu rekonstrukcji i kanału rozpadu  $B_{\text{tag}}$ , jest konstruowana w oparciu o różne parametry i wielkości fizyczne, np. wiarygodność identyfikacji, jakość wierzchołka, krotność, masy, pędy i energie cząstek, zmienną kinematyczną  $\Delta E$  (wzór 5.2) oraz wiele innych. Dla pojedynczego przypadku może zostać zrekonstruowana więcej niż jedna para  $B_{\text{tag}}D_{\text{sig}}^{(*)}$ . Najlepszy  $B_{\text{tag}}$  wybrany został na podstawie parametru *NBout*. Wybór najlepszego kandydata  $\bar{D}_{\text{sig}}^{(*)}$  wykorzystuje masę niezmienniczą zrekonstruowanego  $\bar{D}$  ( $\Delta m$  w przypadku  $\bar{D}^*$ ) i został przeprowadzony na podstawie następującej zmiennej:

$$\chi^2 = \frac{(M_{\bar{D}} - m_{D_{PDG}})^2}{\sigma^2}, \quad (6.2)$$

gdzie  $\sigma$  jest rozdzielczością masy (rozdzielczością  $\Delta m$ ) w danym kanale rozpadu  $\bar{D}(\bar{D}^*)$ . Dla danego przypadku do dalszej analizy wybierany jest nie więcej niż jeden kandydat danego typu ( $\bar{D}^0$ ,  $D^-$ ,  $D^{*-}$ ,  $\bar{D}^{*0}$ ) z najmniejszą wartością  $\chi^2$  przy czym mezony  $\bar{D}$  pochodzące z rozpadów  $\bar{D}^*$  są usuwane ze zbioru kandydatów  $\bar{D}$ .

Z najlepszego  $B_{\text{tag}}$  w przypadku oraz kandydatów  $D_{\text{sig}}^{(*)}$  tworzone są pary  $(B_{\text{tag}}, D_{\text{sig}}^{(*)})$ .

Dla naładowanych  $B_{\text{tag}}$  są tworzone pary  $(B_{\text{tag}}^+, D_{\text{sig}}^{(*)0})$  oraz  $(B_{\text{tag}}^-, \bar{D}_{\text{sig}}^{(*)0})$ . Taki wybór zapewnia, że mezony  $D_{s(J)}^{(*)}$  w poszukiwanych dwuciałowych rozpadach  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$  pochodzą z fragmentacji wymienianego bozonu  $W^*$ . Neutralne mezony  $B$  mogą zmieniać zapach w wyniku oscylacji  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ , możliwe są pary  $B^0 \bar{B}^0$ , jak i  $B^0 B^0$  oraz  $\bar{B}^0 \bar{B}^0$ . Dlatego w analizie rozpatrywane są pary  $(B_{\text{tag}}^0, D_{\text{sig}}^{(*)-})$ ,  $(B_{\text{tag}}^0, D_{\text{sig}}^{(*)+})$ ,  $(\bar{B}_{\text{tag}}^0, D_{\text{sig}}^{(*)+})$ ,  $(\bar{B}_{\text{tag}}^0, D_{\text{sig}}^{(*)-})$ .

## 6.6 Analiza przyczynków tła

W ramach wstępnej analizy przeprowadzono również ocenę głównych składników tła, które można podzielić na trzy grupy, w zależności od ich źródła:

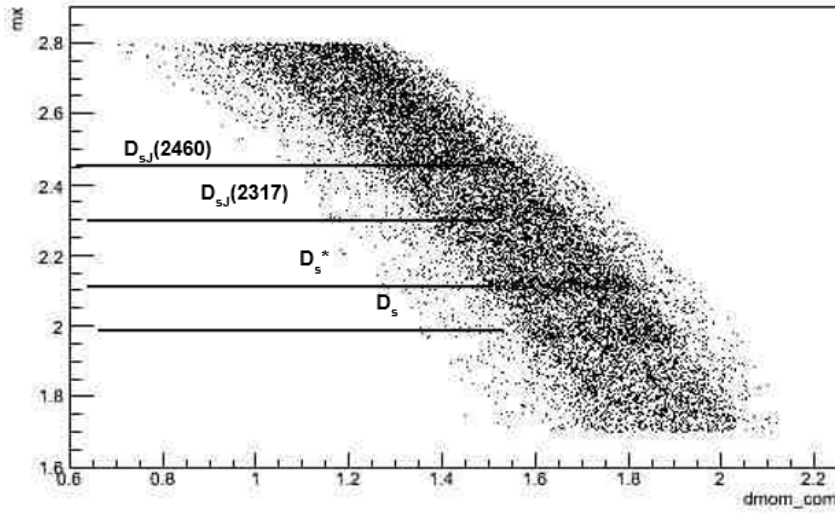
- **tło kombinatoryczne.**

Zaliczane są tu przypadki, w których niepoprawnie zrekonstruowano mezony  $B_{\text{tag}}$  lub  $\bar{D}_{\text{sig}}^{(*)}$ . Wynika to najczęściej z błędnego przypisania do danego mezonu kombinacji naładowanych śladów pochodzących od obu mezonów  $B$ . Tło to można wiarygodnie ocenić na podstawie danych wykorzystując obszary poboczne w rozkładach masy  $\bar{D}_{\text{sig}}^{(*)}$  oraz  $M_{bc}$  dla  $B_{\text{tag}}$ . Istotnym źródłem tła kombinatorycznego są również zdarzenia, w których zamiast pary mezonów  $B$  powstaje para  $c\bar{c}$  z continuum. W tym przypadku mamy dwa mezony powabne, nie pochodzące z rozpadów  $B$ , z których jeden jest błędnie zakwalifikowany jako pochodzący od  $B_{\text{tag}}$ , zaś drugi jako  $D_{\text{sig}}$ .

- **tło od innych, poprawnie zrekonstruowanych rozpadów  $B$  do stanów końcowych zawierających mezony powabne**

Zasadniczym celem niniejszej analizy jest badanie (kwazi)dwuciałowych rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$ . Wszystkie inne rozpady  $B$  do stanów końcowych zawierających mezony powabne stanowią zatem tło, trudne lub niemożliwe do zredukowania przy zachowaniu pełnej inkluzywności pomiaru. Głównym źródłem tego tła są rozpady  $B$  z kwarkowymi przejściami  $b \rightarrow cl\nu_l$  (ich wkład jest ograniczony poprzez odrzucanie przypadków z szybkimi leptonami),  $b \rightarrow c\bar{u}d$  i  $b \rightarrow c\bar{c}s$ , oraz w znacznie mniejszym stopniu z przejściem  $b \rightarrow c\bar{c}d$  (wkład diagramów z przejściami  $b \rightarrow u$  i wyższych rzędów jest znikomy). We wszystkich tych procesach mezony powabne powstają w wyniku fragmentacji kwarku  $c$  z przejścia  $b \rightarrow c$  (w tzw. dolnym wierzchołku), a w dwóch ostatnich przypadkach, także w wyniku fragmentacji wirtualnego bozonu  $W$  (w “górnym wierzchołku”). Rekonstruując mezon  $B_{\text{tag}}$  możemy wyznaczyć zapach  $B_{\text{sig}}$  (w przypadku neutralnych mezonów  $B$  z dokładnością do prawdopodobieństwa oscylacji  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ ) i określić czy mezon  $\bar{D}^{(*)}$  pochodzi z dolnego (“dobra” korelacja zapachu), czy z górnego wierzchołka (“odwrócona” korelacja zapachu). Rysunki 6.7-6.10 pokazują rozkłady pędów mezonów  $\bar{D}_{\text{sig}}^{(*)}$  w układzie spoczynkowym  $\Upsilon(4S)$ , zmierzone w danych dla obu korelacji zapachu. Każdy punkt jest wynikiem jednoczesnego dwuwymiarowego dopasowania do rozkładów masy  $m_{D_{\text{sig}}}$  (lub różnicy mas  $\Delta m$  w przypadku  $\bar{D}_{\text{sig}}^*$ ) oraz  $M_{bc}$  strony znakującej. W widmie mezonów  $\bar{D}^{*0}$  z dobrą korelacją zapachu dominują wysokie pędy (powyżej 1 GeV). W obszarze tym występują dwuciałowe rozpady typu  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} M^+$  (w tym także rozpady sygnałowe), co ilustruje rysunek 6.6, gdzie pokazano korelację pomiędzy pędem mezonu  $\bar{D}^*$  i masą brakującą w analizowanym w rozprawie zakresie  $M_X$ . Rozróżnienie poszukiwanych

kanałów ( $M^+ = D_{s(J)}^{(*)}$ ) od innych dwuciałowych rozpadów uzyskujemy dzięki dobrej zdolności rozdzielczej zmiennej  $M_X$ . Źródłem mezonów  $D^{*-}$  w szerokim zakresie pędów są przejścia typu  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{**}X$ , gdzie wzbudzone mezony powabne rozpadają się do stanów końcowych zawierających mezon  $\bar{D}^*$ , oraz półleptonowe rozpady  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}\ell^+\nu_\ell$ . Wielociałowe, hadronowe rozpady  $B$  dają przyczynek głównie w obszarze niskich pędów.



Rysunek 6.6: Korelacja pomiędzy masą brakującą ( $M_X$ ) oraz pędem ( $p$ ) mezonu  $D^{*-}$  dla GMC.

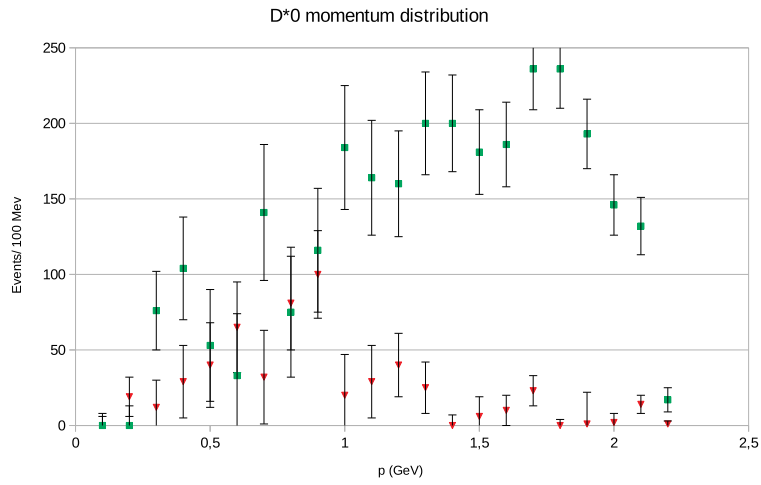
Mezony  $D^{*0}$  dla odwróconej korelacji zapachu charakteryzują się znacznie miększym widmem pędów, gdyż ich źródłem są wielociałowe rozpady  $B$ , głównie zachodzące poprzez przejście  $b \rightarrow c\bar{c}s$ , np.  $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$  stanowiące ok 4% rozpadów  $B$  [4]. W tej grupie znajdują się także rozpady sygnałowe  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$  dla rezonansów  $D_{s(J)}^{(*)}$  powyżej progu  $D^{(*)}K$ .

Porównanie rozkładów  $\bar{D}^{*0}$  i  $D^{*-}$  pokazuje różnice, których źródłem są oscylacje neutralnych mezonów  $B$ .<sup>2</sup> W szczególności, w widmie mezonów  $D^{*-}$  dla odwróconej korelacji zapachu widoczna jest twarda składowa pochodząca od dwuciałowych rozpadów  $B$ , gdzie mezony  $B_{\text{tag}}$  i  $B_{\text{sig}}$  miały ten sam zapach. Ten sam mechanizm powoduje, że wśród przypadków z dobrą korelacją zapachu mamy tło od wielociałowych rozpadów  $B$ , gdzie mezon  $D^{*-}$  powstaje w górnym wierzchołku.

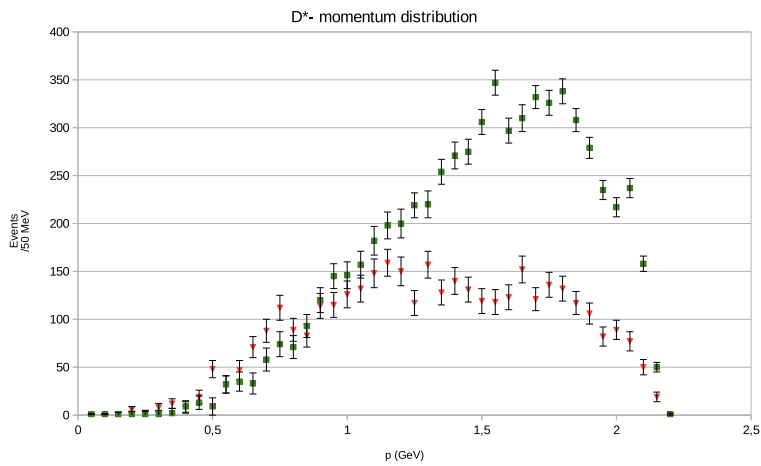
Porównując widma pędów mezonów  $D^-$  i  $\bar{D}^0$ , należy dodatkowo uwzględnić fakt, że duża ich część powstaje w wyniku rozpadów  $\bar{D}^*$ , gdzie znacznie częściej powstają mezony  $\bar{D}^0$ .

Rozkłady uzyskane dla mezonów  $\bar{D}$  są jakościowo zgodne z wynikami eksperymentu BaBar [58], gdzie mierzono ich pędy w układzie spoczynkowym  $B$ . Widma pędów mezonów  $\bar{D}^*$  z inkluzywnych przejść  $B \rightarrow \bar{D}^*X$  nie były wcześniej publikowane.

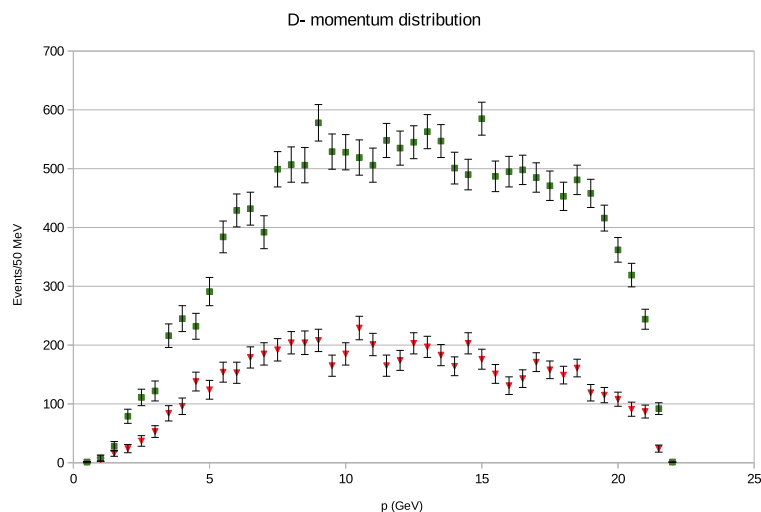
<sup>2</sup>Porównanie dotyczy tylko kształtu rozkładów, a nie ich normalizacji, która zależy od wydajności rekonstrukcji stanów końcowych oraz od stosunków rozgałęzień rekonstruowanych rozpadów  $\bar{D}_{\text{sig}}^{(*)}$ .



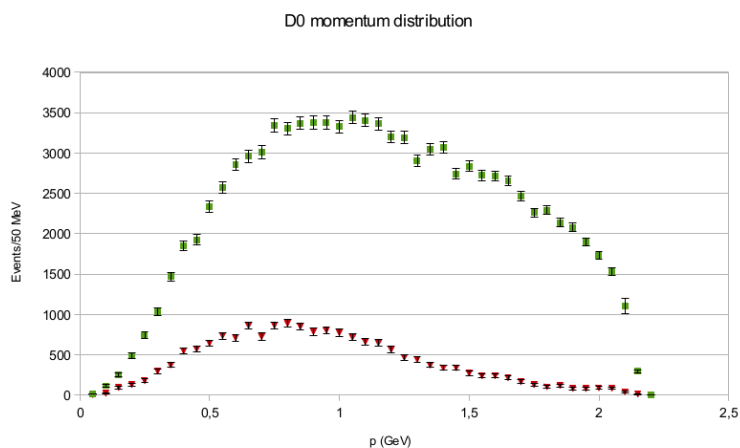
Rysunek 6.7: Rozkłady pędu mezonu  $\bar{D}^{*0}$  z rozpadu  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} X$  dla dobrego (zielony) oraz odwróconego (czerwony) zapachu  $B_{\text{tag}}$ .



Rysunek 6.8: Rozkłady pędu mezonu  $D^{*-}$  z rozpadu  $B^0 \rightarrow D^{*-} X$  dla dobrego (zielony) oraz odwróconego (czerwony) zapachu  $B_{\text{tag}}$ .



Rysunek 6.9: Rozkłady pędu mezonu  $D^-$  z rozpadu  $B^0 \rightarrow D^- X$  dla dobrego (zielony) oraz odwróconego (czerwony) zapachu  $B_{\text{tag}}$ .



Rysunek 6.10: Rozkłady pędu mezonu  $\bar{D}^0$  z rozpadu  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 X$  dla dobrego (zielony) oraz odwróconego (czerwony) zapachu  $B_{\text{tag}}$ .

- **Tło od niepoprawnie zrekonstruowanych przypadków sygnału**

Nie w pełni poprawna rekonstrukcja mezonów  $\bar{D}^{(*)}$  w rozpadach sygnałowych jest przyczyną migracji sygnału pomiędzy badanymi kanałami, głównie między  $\bar{D}^*$  i  $\bar{D}$ . Przesłuchy te są widoczne jako odbicia w rozkładzie  $M_X$ , zwłaszcza w przypadkach gdy w rozpadzie  $\bar{D}^*$  nie zrekonstruowano powolnego pionu i został on zakwalifikowany jako  $\bar{D}$ .

W tej analizie, dzięki wielowymiarowemu, jednoczesnemu dopasowaniu sygnałów pochodzących z różnych źródeł (sygnał zrekonstruowany poprawnie + odbicia) możliwe było traktowanie przesłuchów od  $\bar{D}^*$  jako części sygnału, zwiększając tym samym wydajność jego detekcji. Pozwoliło to również na bardziej poprawne modelowanie

rozkładów masy brakującej. Migracje sygnału omówiono bardziej szczegółowo w rozdziale 7.2.3.





# Rozdział 7

## Analiza rozpadów $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D_s^{(*)}(J)$

Niniejszy rozdział, stanowiący jedną z dwóch zasadniczych części rozprawy, omawia w szczegółowy sposób pomiar stosunków rozgałęzień rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s^{(*)}$  i przedstawia wyniki uzyskane dla rozpadów  $B^+$ <sup>1</sup>.

Analizą objęto zakres masy brakującej  $1,7 < M_X < 2,7$  GeV, który zawiera większość rezonansów w układzie  $c\bar{s}$ . Obszar wyższych mas  $M_X$  został wyłączony z analizy ze względu na niską wydajność rekonstrukcji  $\bar{D}_{\text{sig}}^{(*)}$ . Zakres mas brakujących  $1,7 < M_X < 2,2$  GeV był traktowany jako kontrolny. Badania te zostały w całości wykonane przez autorkę rozprawy. Wielkości sygnału i stosunki rozgałęzień dla poszczególnych kanałów wyznaczone są w oparciu o dopasowanie rozkładów masy brakującej w badanym zakresie  $M_X$ , równocześnie dla wszystkich łańcuchów rozpadu. Wszystkie dopasowania wykonywane są metodą największej wiarygodności zdarzenie po zdarzeniu. Analiza prowadzona jest w trybie nazywanym “user blind”, tzn. wszystkie elementy pomiaru sygnału są ustalone na podstawie próbek Monte Carlo i obszarów kontrolnych w danych. W związku z tym końcowy pomiar jest poprzedzony szeregiem (często wymagających kilku iteracji) kroków. Obejmują one:

- badanie tła w próbkach GMC;
- badanie wydajności dla sygnału w oparciu o dedykowane próbki SMC;
- badanie kanałów kontrolnych  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s^{(*)}$  w obszarze masy brakującej  $1,7 < M_X < 2,2$  GeV;
- analizę rozbieżności pomiędzy danymi i GMC;
- optymalizację kryteriów selekcji sygnału;
- parametryzację funkcji gęstości prawdopodobieństwa dla sygnału i tła, oraz weryfikację metody wydobycia sygnału w próbkach MC i w obszarze kontrolnym w danych.

Ostatnim etapem analizy jest dopasowanie rozkładów  $M_X$  w danych i pomiar stosunków rozgałęzień poszukiwanych rozpadów, oraz ocena niepewności systematycznych.

---

<sup>1</sup>Wyniki dla kanałów  $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s^{(*)}$ , otrzymane w analogiczny sposób, przedstawiono w rozdziale 8.

## 7.1 Badanie tła w próbce GMC

Pomiary inkluzywne w stosunku do ekskluzywnych na ogół charakteryzują się znacznie wyższym poziomem tła. Dlatego pierwszym krokiem analizy była jego ocena na podstawie próbek Monte Carlo. W tym celu z próbki GMC usunięto przypadki dwuciałowych rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$  (Tab. 7.1).

Rysunki 7.1-7.2 pokazują rozkłady masy brakującej otrzymane przy zoptymalizowanych wymaganiach  $NBout > 0,01$  i  $M_{bc} > 5,27$  GeV (7.6). Zostały one sparametryzowane przy pomocy wielomianów Czebyszewa 2-go lub 3-go stopnia<sup>2</sup> przy wykorzystaniu funkcji RooChebychev programu RooFit [55]. Parametry wyznaczono na podstawie 5 strumieni GMC, znormalizowanych do świetlności w danych.

$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^+$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s0}^*(2317)^+$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s0}^*(2317)^+$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+}$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2460)^+$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2460)^+$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^{*+}$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2536)^+$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2536)^+$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^+$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s2}^*(2573)^+$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s2}^*(2573)^+$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{sJ}^*(2700)^+$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{sJ}^*(2700)^+$
$B^0 \rightarrow D^- D_s^+$	$B^0 \rightarrow D^- D_{s0}^*(2317)^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s0}^*(2317)^+$
$B^0 \rightarrow D^- D^{*+}$	$B^0 \rightarrow D^- D_{s1}(2460)^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s1}(2460)^+$
$B^0 \rightarrow D^- D_s^{*+}$	$B^0 \rightarrow D^- D_{s1}(2536)^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s1}(2536)^+$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^+$	$B^0 \rightarrow D^- D_{s2}^*(2573)^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s2}^*(2573)^+$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+$	$B^0 \rightarrow D^- D_{s1}^*(2700)^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s1}^*(2700)^+$
$B^0 \rightarrow D^0 \bar{D}^0$		

Tablica 7.1: Kanaly rozpadów  $B^{+/0}$  usunięte z próbki GMC dla uzyskania rozkładu tła.

W tablicach 7.2 oraz 7.3 podano parametry wielomianów Czebyszewa, przy pomocy których zostało opisane tło w próbce GMC dla rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$  oraz  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$ . Odpowiednio otrzymane dopasowania są pokazane na rysunkach 7.1 dla  $\bar{D}_{sig}^0$  i 7.2 dla  $\bar{D}_{sig}^{*0}$ .

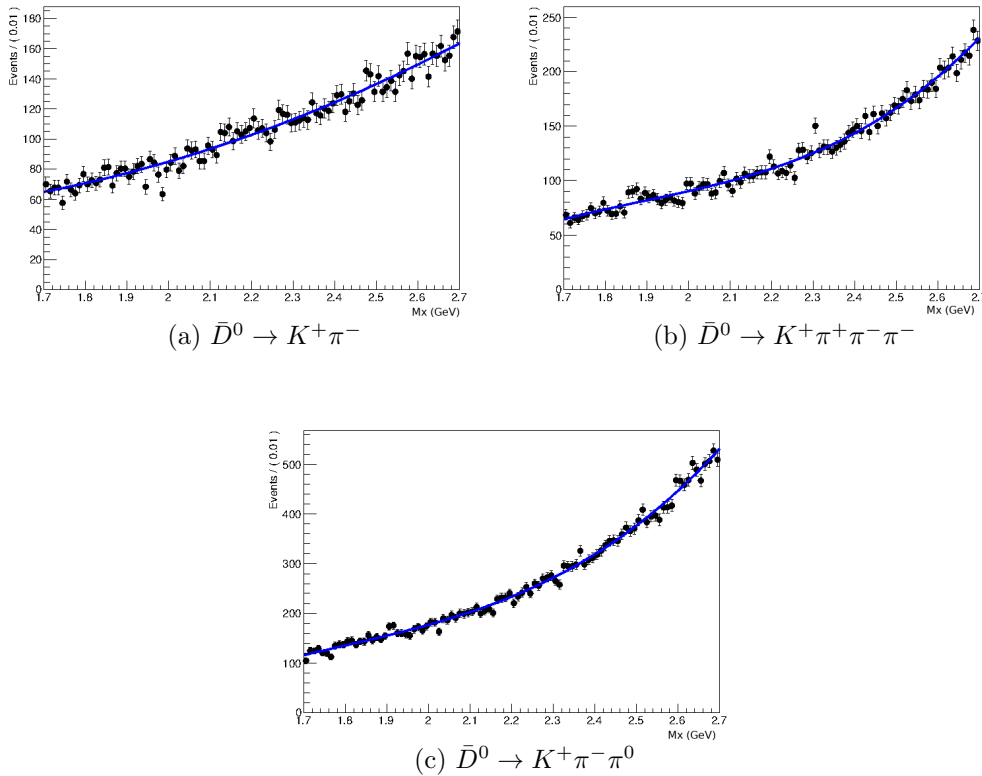
<sup>2</sup>Wielomiany Czebyszewa zostały użyte aby zapewnić lepszą stabilność otrzymanych rezultatów dopasowania. Wielomiany drugiego i trzeciego stopnia wyglądają następująco:  $T_1(x) = x$ ,  $T_2(x) = 2x^2 - 1$  i  $T_3(x) = 4x^3 - 3x$ .

	$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-$	$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$
p1	$0.45 \pm 0.02$	$0.60 \pm 0.02$	$0.71 \pm 0.01$
p2	$0.05 \pm 0.02$	$0.14 \pm 0.01$	$0.16 \pm 0.01$
p3		$0.04 \pm 0.01$	$0.03 \pm 0.01$

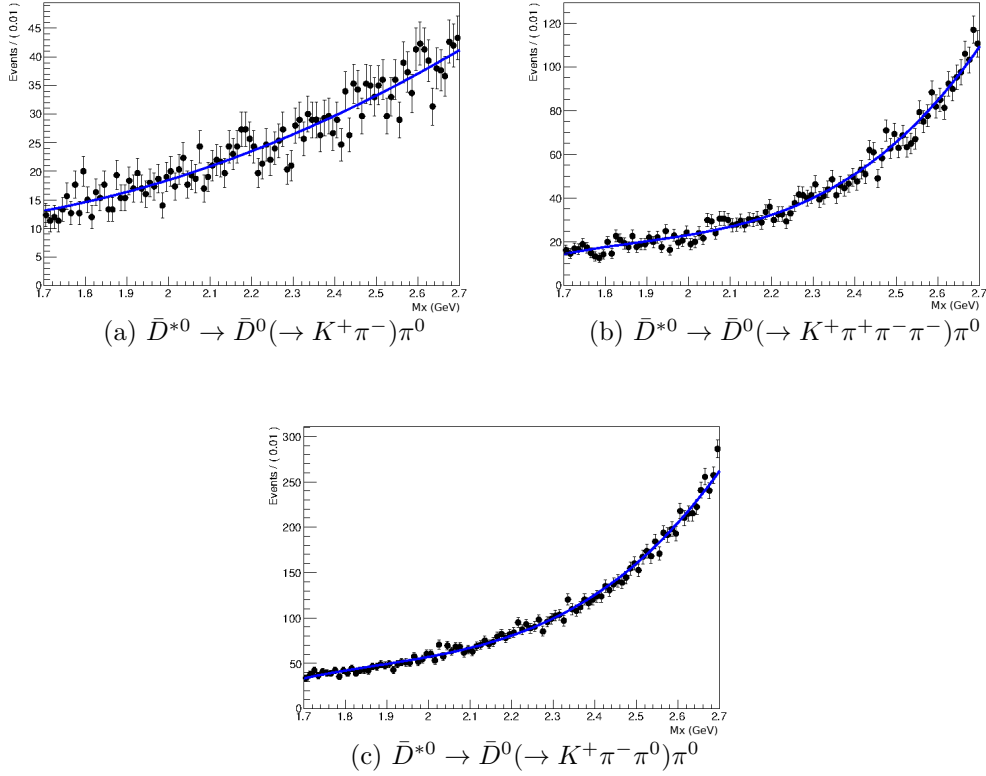
Tablica 7.2: Parametry wielomianów Czebyszewa opisujących tło w kanałach  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$  (rys. 7.1).

	$\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^0$	$\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-)\pi^0$	$\bar{D}^{*0} \rightarrow D^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^0$
p1	$0.55 \pm 0.03$	$0.93 \pm 0.02$	$0.93 \pm 0.01$
p2	$0.07 \pm 0.03$	$0.31 \pm 0.02$	$0.29 \pm 0.01$
p3		$0.08 \pm 0.02$	$0.08 \pm 0.01$

Tablica 7.3: Parametry wielomianów Czebyszewa opisujących tło w kanałach  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  (rys. 7.2).



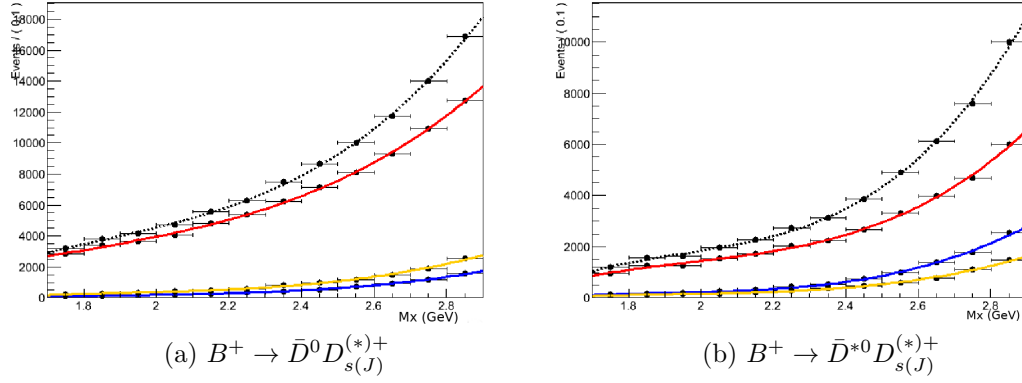
Rysunek 7.1: Dopasowania tła z GMC dla rekonstruowanych łańcuchów rozpadu mezonu  $\bar{D}^0$  w całym zakresie masy brakującej dla kanałów: (a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , (b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ , (c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ .



Rysunek 7.2: Dopasowania tła z GMC dla rekonstruowanych łańcuchów rozpadu mezonu  $\bar{D}^{*0}$  w całym zakresie masy brakującej dla kanałów: (a)  $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^0$ , (b)  $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-)\pi^0$ , (c)  $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^0$ .

Udział poszczególnych składowych GMC w rozkładzie tła pokazano na rys. 7.3. Dominująca składowa pochodzi od naładowanych mezonów  $B$  (*charged*). Kilkakrotnie mniejszy wkład wnoszą przypadki *mixed* i *charm*, a przyczynek składowej *uds* jest zaniedbywalny. Taki skład pokazuje dobre działanie modułu  $FR$  i czysty wybór  $B_{\text{tag}}$ . Silny wzrost tła wraz z  $M_X$  jest spowodowany dużym udziałem wielociałowych stanów końcowych w rozpadzie  $B_{\text{sig}}^3$ , oraz większym prawdopodobieństwem niepoprawnej rekonstrukcji powolnych mezonów  $D_{\text{sig}}^{(*)}$ .

<sup>3</sup>Większość rozpadów dwuciałowych w badanym zakresie masy brakującej zachodzi poprzez przejścia  $b \rightarrow c\bar{s}(d)$  i została usunięta z próbki GMC.



Rysunek 7.3: Skład tła w próbce GMC dla połączonych rozpadów  $\bar{D}^{(*)0}$  dla kanałów: (a)  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)+}$ , (b)  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)+}$ . Czerwona krzywa odpowiada zdarzeniom *charged*, niebieska - *mixed*, żółta - *charm*, a czarna krzywa jest sumą wszystkich komponent tła.

## 7.2 Badanie charakterystyk sygnału

Charakterystyki rozpadów sygnałowych badano w oparciu o dedykowane próbki SMC. Tak jak to opisano w podrozdziale 5.1, dla danego procesu generowano zadaną liczbę przypadków metodą Monte Carlo ( $2 \times 10^6$  przypadków dla każdego z badanych łańcuchów rozpadów), po czym symulowano fizyczną odpowiedź na te zdarzenia ze strony każdego z detektorów spektrometru Belle. Tak otrzymaną próbkę sygnałowego MC poddawano następnie analizie takiej samej, jaką stosuje się dla danych doświadczalnych. Wyniki przedstawione w niniejszym rozdziale uzyskano przy następujących wymaganiach dla  $B_{\text{tag}}$ :  $N_{\text{Bout}} > 0,01$  i  $M_{\text{bc}} > 5,27$  GeV. Kandydatów  $\bar{D}_{\text{sig}}^{(*)}$  wybierano w następujących oknach:

- $|m_{D^0} - 1,865| < 0,1464(3\sigma)$
- $|m_{D^-} - 1,869| < 0,1187(3\sigma)$
- $|\Delta m_{D^{*0}} - 0,1421| < 0,002$
- $|\Delta m_{D^{*-}} - 0,1454| < 0,002$

### 7.2.1 Parametryzacja rozkładów $M_X$ dla kanałów sygnałowych

W przypisie A pokazano rozkłady masy brakującej otrzymane dla rozpadów sygnałowych, oddzielnie dla każdego łańcucha rozpadu. Rozkłady te zostały sparametryzowane przy pomocy funkcji Gaussa, odpowiadającej poprawnie zrekonstruowanym przypadkom, oraz wielomianów Czebyszewa, które opisują część sygnału, gdzie błędnie znaleziono kandydatów  $\bar{D}_{\text{sig}}^{(*)}$  lub  $B_{\text{tag}}$ . Typowe szerokości dla rezonansów sygnałowych wynoszą 11 – 20 MeV. Dopasowane szerokości oraz wartości oczekiwane funkcji Gaussa są wykorzystywane do opisu sygnału we wszystkich kolejnych krokach analizy.

### 7.2.2 Wyznaczenie wydajności rekonstrukcji

Wydajność rekonstrukcji danego rozpadu ( $\varepsilon$ ) jest zdefiniowana jako stosunek liczby poprawnie zrekonstruowanych przypadków tego rozpadu do rzeczywistej liczby zdarzeń.

W najprostszym przypadku szukaną wielkość  $\varepsilon$  uzyskuje się poprzez podzielenie liczby zrekonstruowanych przypadków sygnału próbki SMC ( $N_{\text{rec}}$ ) przez liczbę przypadków wygenerowanych ( $N_{\text{gen}}$ ):

$$\varepsilon = N_{\text{rec}}/N_{\text{gen}}. \quad (7.1)$$

Wartości uzyskanych wydajności wraz z niepewnościami statystycznymi są zebrane w przypisie A, tab. A.1 - A.11. Taka procedura zakłada, że symulacje danego rozpadu oraz symulowana odpowiedź układu detekcyjnego ściśle odpowiadają rzeczywistym warunkom eksperymentalnym zarówno pod względem fizycznej natury badanych procesów jak i sposobu działania elementów detektora Belle. Innymi słowy, zakłada się, że wydajność rekonstrukcji fizycznie zachodzącego rozpadu jest taka sama jak wydajność obliczona przy pomocy próbki Monte Carlo sygnałowego.

Tymczasem w rzeczywistości może występować szereg efektów fizycznych, których dokładne modelowanie w symulacjach Monte Carlo jest praktycznie niemożliwe. Część z nich można skorygować poprzez zastosowanie czynników kalibracyjnych, wyznaczonych na podstawie odpowiednio dobranych próbek kontrolnych (par. 7.3). Pozostałe należy uwzględnić przy ocenie niepewności systematycznych.

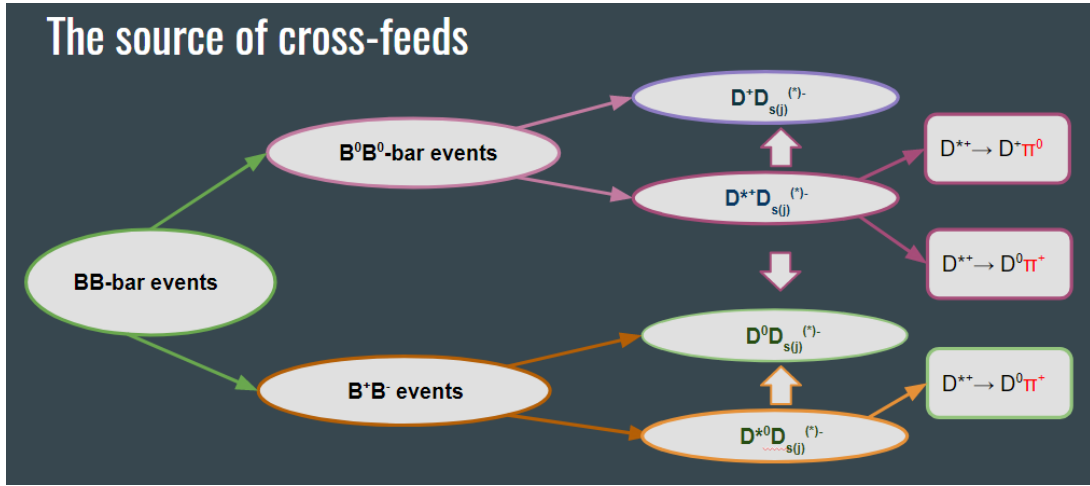
### 7.2.3 Migracje przypadków sygnału pomiędzy kanałami

Niepoprawna rekonstrukcja poszczególnych łańcuchów rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$  (w tym podkanałów rozpadów mezonów  $\bar{D}^{(*)}$ ) może prowadzić do migracji zdarzeń sygnałowych pomiędzy kanałami. Takie migracje (przesłuchy) badano za pomocą Monte Carlo sygnałowego. Przesłuchy pomiędzy podkanałami rozpadów  $\bar{D}_{\text{sig}}$  są znikome, natomiast migracja sygnału z kanałów  $B \rightarrow \bar{D}^*D_{s(J)}^{(*)}$  do  $B \rightarrow \bar{D}D_{s(J)}^{(*)}$  jest znaczna i wymaga uwzględnienia w analizie.

Najbardziej znaczące przesłuchy pojawiają się w następujących przypadkach:

- Na skutek zgubienia wolnego  $\pi^0$  albo fotonu pochodzącego z rozpadu mezonu  $D^{*0}$ , kanał  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D_{s(J)}^{(*)+}$  zostaje zrekonstruowany jako  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D_{s(J)}^{(*)+}$ . Wówczas dla zdarzeń w których w łańcuchu rozpadu występował mezon  $D^{*0}$  obserwujemy w rozkładzie  $M_X$  dla tego drugiego kanału rozpadu znaczącą nadwyżkę przypadków o szerokiej strukturze.
- Podobna do powyższej sytuacja zachodzi pomiędzy kanałami rozpadu  $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s(J)}^{(*)+}$  oraz  $B^0 \rightarrow D^-D_{s(J)}^{(*)+}$ , gdy w wyniku niepełnej rekonstrukcji mezonu  $D^{*-}$  pominięty zostanie neutralny pion.

Schematycznie przesłuchy przedstawiono na diagramie 7.4:



Rysunek 7.4: Źródła przesłuchów.

Liczba zdarzeń przesłuchu do danego kanału rozpadu mezonu  $B$ , oznaczona indeksem  $k$ , z kanału  $(B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)})^i$  oznaczonego indeksem  $i$ , w funkcji współczynnika rozgałęzienia  $\mathcal{B}_i$  jest wyznaczana według następującego wzoru:

$$N_{sig}^{i \rightarrow k}(\mathcal{B}_i) = N_{B\bar{B}} \cdot \mathcal{B}_i \cdot \varepsilon_{i \rightarrow k}^{x-feed}, (i \neq k) \quad (7.2)$$

natomiast liczba poprawnie zrekonstruowanych przypadków sygnału wynosi

$$N_{sig}^{i \rightarrow i}(\mathcal{B}_i) = N_{B\bar{B}} \cdot \mathcal{B}_i \cdot \varepsilon_{i \rightarrow i}, \quad (7.3)$$

$N_{B\bar{B}}$  jest liczbą par  $B\bar{B}$  wykorzystanych w analizie,  $\varepsilon_{i \rightarrow k}^{x-feed}$  jest wydajnością dla przesłuchu z kanału  $i$  do  $k$ , wyznaczoną z SMC, a  $\varepsilon_{i \rightarrow i}$  oznacza wydajność poprawnej rekonstrukcji sygnału dla kanału  $i$ .

Całkowita liczba przypadków sygnału  $N_{sig}^i$  dla kanału  $i$  z uwzględnieniem przesłuchów wynosi zatem:

$$N_{sig}^i = N_{sig}^{i \rightarrow i} + \sum_k N_{sig}^{i \rightarrow k} \quad (7.4)$$

Wydajności  $\varepsilon_{i \rightarrow i}$ , oraz  $\varepsilon_{i \rightarrow k}^{x-feed}$  zawierają stosunki rozgałęzień rozpadów  $\bar{D}^{(*)}$ , które przyjęto na podstawie aktualnych tablic PDG [4] i zestawiono w tabeli 7.4.

Rozpad	Stosunek rozgałęzień [%]
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$3.88 \pm 0.05$
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-$	$8.08^{+0.21}_{-0.19}$
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	$13.9 \pm 0.5$
$D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$	$9.13 \pm 0.19$
$D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$	$1.47 \pm 0.07$
$D^*(2010)^- \rightarrow D^0\pi^-$	$67.7 \pm 0.5$
$D^*(2010)^- \rightarrow D^-\pi^0$	$30.7 \pm 0.5$
$\bar{D}^*(2007)^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^0$	$61.9 \pm 2.9$

Tablica 7.4: Wartości stosunków rozgałęzień dla rozpadów rezonansów pośrednich występujące w badanych rozpadach  $B \rightarrow \bar{D}^* D_{s(J)}^{(*)}$ .

W dodatku B zostały umieszczone histogramy przedstawiające przesłuchy pomiędzy poszczególnymi kanałami oraz tablice z wydajnościami (B.1 - B.8).

### 7.3 Wyznaczenie czynników skalujących dla wydajności rekonstrukcji $B_{\text{tag}}$

Jednym z elementów symulacji Monte Carlo wymagających kalibracji jest wydajność rekonstrukcji  $B_{\text{tag}}$ , gdzie w celu uzyskania maksymalnej efektywności, wykorzystuje się również stosunkowo słabo znane doświadczalnie, wielociałowe rozpady  $B$ . Uzgodnienie wyników GMC z danymi uzyskuje się poprzez dodanie odpowiednich czynników skalujących, wyznaczonych na podstawie próbek kontrolnych, gdzie  $B_{\text{sig}}$  rozpada się półleptonowo  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\ell\nu_\ell$  ( $\ell = e, \mu$ ). Współczynniki są dopasowane oddzielnie dla każdego z rekonstruowanych rozpadów  $B_{\text{tag}}$ . Ich wykaz, oraz listę użytych do kalibracji łańcuchów rozpadów  $B_{\text{sig}}$  podano w dodatku C [54]. Na podstawie współczynników przytoczonych w tabelach C.1 i C.2 wyznaczono średnie wartości czynników skalujących ( $k_{\bar{D}^{(*)}}$ ) dla próbki danych używanej w niniejszej analizie, które wynoszą:

- $k_{\bar{D}^0}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)+}) = 0,75 \pm 0,04$
- $k_{\bar{D}^{*0}}(B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)+}) = 0,71 \pm 0,04$
- $k_{D^-}(B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)+}) = 0,69 \pm 0,04$
- $k_{D^{*-}}(B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)+}) = 0,72 \pm 0,04$

### 7.4 Badanie kanałów kontrolnych

Jako obszar kontrolny wybrano zakres masy brakującej od 1,7 do 2,2 GeV, gdzie występują dobrze znane rozpady



$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^+) = (9,0 \pm 0,9) \times 10^{-3} \quad (7.5)$$

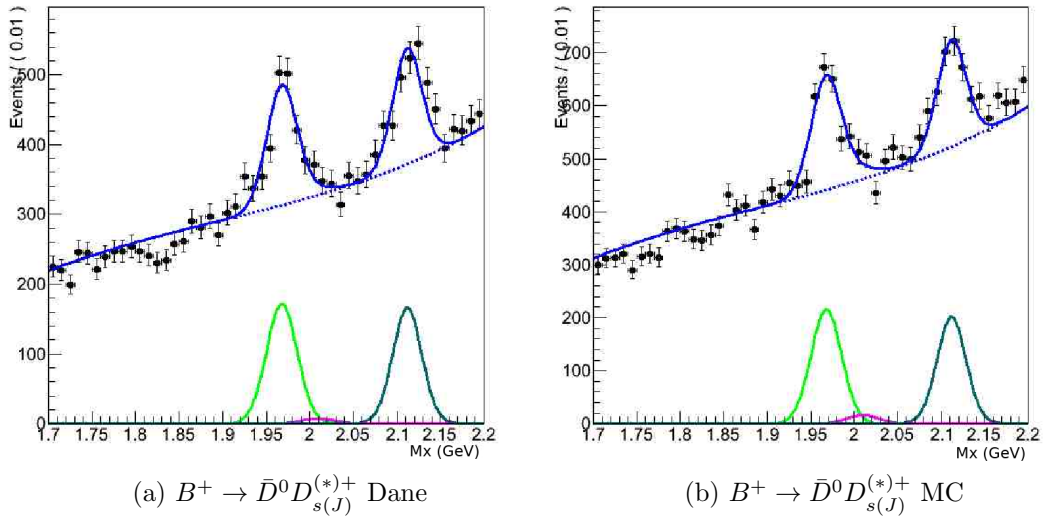
$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^{*+}) = (7,8 \pm 1,6) \times 10^{-3} \quad (7.6)$$

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^*(2007)^0 D_s^+) = (8,2 \pm 1,7) \times 10^{-3} \quad (7.7)$$

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^*(2007)^0 D_s^{*+}) = (1,71 \pm 0,24)\% \quad (7.8)$$

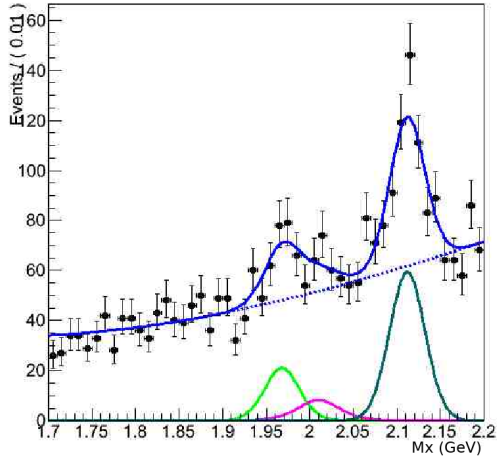
które służą do testowania przygotowanych procedur i narzędzi analizy.

Rysunki 7.5 i 7.6 pokazują rozkłady  $M_X$  w obszarze kontrolnym dla przypadków  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 X$  oraz  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} X$ . Nałożone krzywe są wynikiem dopasowania rozszerzoną metodą największej wiarygodności zdarzenie po zdarzeniu, gdzie sygnały od dwuciałowych rozpadów 7.5 - 7.8 opisano przy pomocy funkcji Gaussa, a tło przy pomocy wielomianów Czebyszewa, z parametrami kształtu ustalonymi odpowiednio na podstawie próbek MC sygnałowego i ogólnego. Swobodnymi parametrami dopasowania są liczby przypadków w kanałach sygnałowych 7.5 - 7.8 oraz normalizacja tła<sup>4</sup>. (Metodę dopasowania opisano szczegółowo w podrozdziale 7.7). Porównanie wyników dla danych z symulacjami Monte Carlo (rys. 7.7 - 7.8) pokazuje, że GMC przeszacowuje udział tła w kanałach z mezonem  $\bar{D}_{\text{sig}}^{*0}$ , w większym stopniu niż wynikałoby to z wielkości czynników skalujących  $k_{\bar{D}^{*0}}$ . Bardziej szczegółową analizę tego problemu przedstawiono w podrozdziale 7.5.

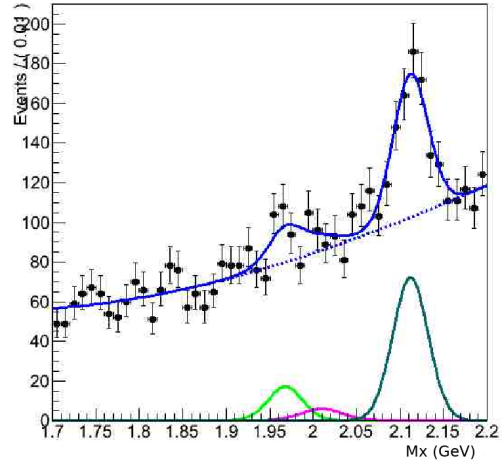


Rysunek 7.5: Porównanie wyników dopasowań w obszarze kontrolnym dla danych (a) i GMC (b). Dla obu wykresów krzywe Gaussa odpowiadają mezonom  $D_s$  (jasnozielony),  $D_s^*$  (ciemnozielony), i  $D_s^{*+}$  (fioletowy).

<sup>4</sup>W dopasowaniu uwzględniono także tłumione przez kąt Cabibba rozpad  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D^{(*)+}$ . Przesłuchy pomiędzy rozpadami sygnałowymi można było pominąć, gdyż wnoszą one wkład poza obszarem kontrolnym  $M_X$ .

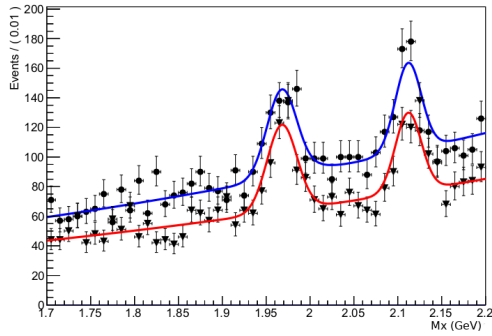


(a)  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{*+}$  Dane

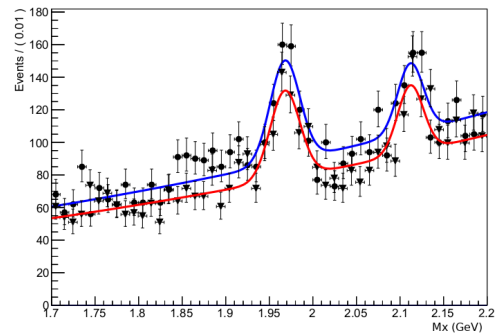


(b)  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{*+}$  MC

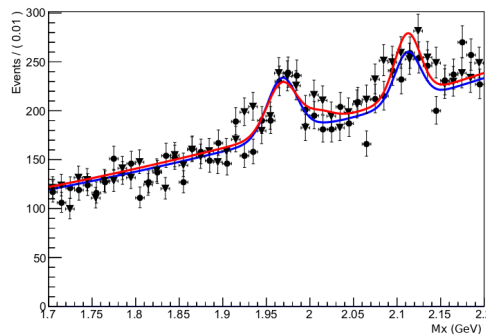
Rysunek 7.6: Porównanie wyników dopasowania w obszarze kontrolnym dla danych (a) i GMC (b). Dla obu wykresów krzywe Gaussa odpowiadają mezonom  $D_s$  (jasnozielony),  $D_s^*$  (ciemnozielony), i  $D_s^{*+}$  (fioletowy).



(a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$

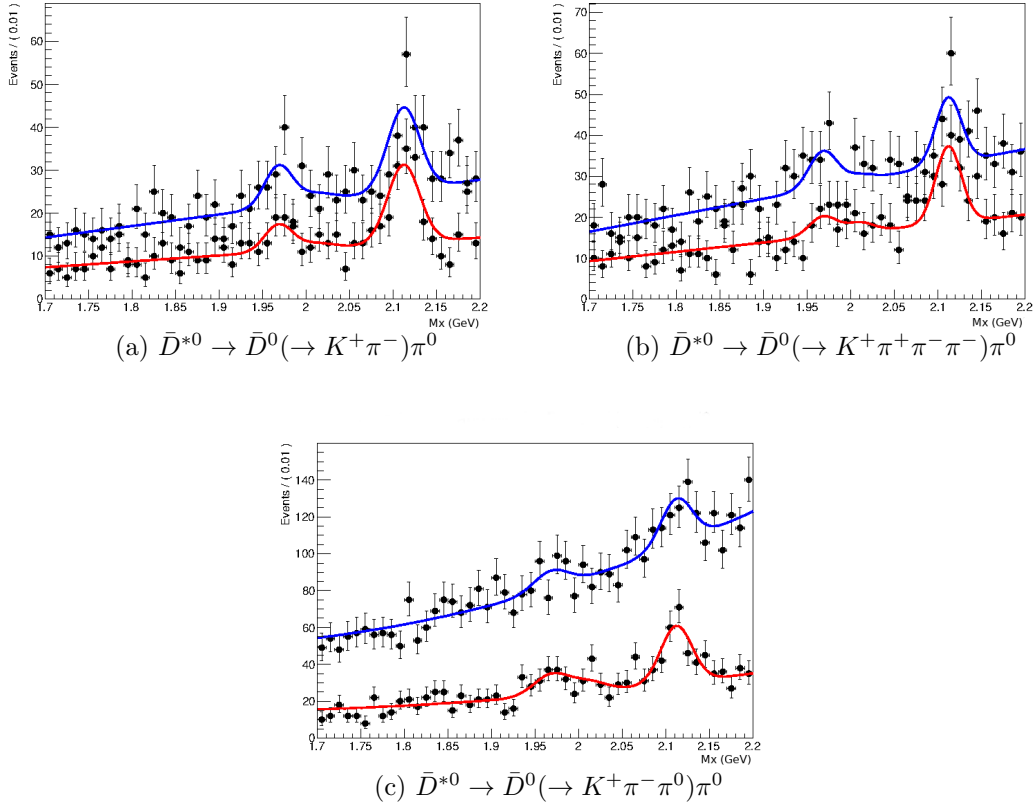


(b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$



(c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$

Rysunek 7.7: Porównanie wyników dopasowań dla danych (czerwony kolor) oraz GMC (niebieski kolor) w obszarze kontrolnym dla poszczególnych kanałów rozpadu mezonu  $\bar{D}^0$ :  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$  (a),  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$  (b) oraz  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$  (c). Dla wszystkich trzech wykresów okrągłe punkty odpowiadają próbce GMC, a trójkąty - danym.



Rysunek 7.8: Porównanie wyników dopasowania dla danych (czerwony kolor) oraz GMC (niebieski kolor) w obszarze kontrolnym dla poszczególnych kanałów rozpadu mezonu  $\bar{D}^{*0}$ :  $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^0$  (a),  $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-)\pi^0$  (b) oraz  $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^0$  (c).

#### 7.4.1 Pomiar stosunków rozgałęzień dla kanałów kontrolnych

W celu weryfikacji opracowanej metody pomiaru dwuciałowych rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$ , zmierzono stosunki rozgałęzień dla kanałów kontrolnych 7.5 - 7.8.

Otrzymane wyniki, zebrane w tabeli 7.5, dobrze zgadzają się z wartościami tablicowymi [4].<sup>5</sup>

W tabeli podano także pierwsze pomiary asymetrii  $A_{CP}$  dla kanałów kontrolnych. Wyniki te należy traktować jako bardzo wstępne, gdyż nie uwzględniają one efektów systematycznych związanych z możliwymi znacznymi asymetrami  $CP$  w rozpadach  $B_{\text{tag}}$ . Ich szczegółowa analiza wykracza poza ramy niniejszej rozprawy.

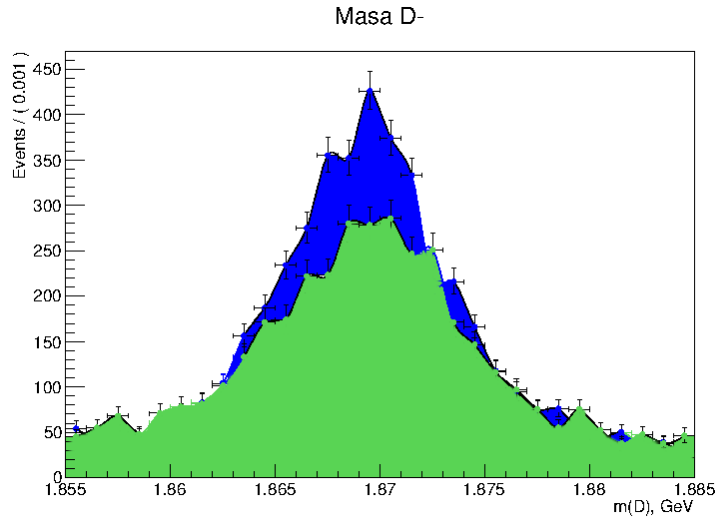
<sup>5</sup>Wyniki uzyskane dla próbki GMC gorzej zgadzają się ze średnimi światowymi, co jest spowodowane modyfikacjami wejściowych wartości stosunków rozgałęzień w trakcie długotrwałych symulacji.

Kanał rozpadu	$\mathcal{B}$ Data (%)	$\mathcal{B}$ GMC (%)	$\mathcal{B}$ PDG (%)	$A_{CP}(\%)$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s$	$0.83 \pm 0.08$	$0.68 \pm 0.05$	$0.90 \pm 0.09$	$3.8 \pm 0.4$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^*$	$0.79 \pm 0.08$	$0.59 \pm 0.05$	$0.76 \pm 0.16$	$13.6 \pm 1.7$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s$	$0.64 \pm 0.15$	$0.64 \pm 0.17$	$0.82 \pm 0.17$	$11.9 \pm 2.3$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^*$	$2.36 \pm 0.26$	$1.47 \pm 0.21$	$1.71 \pm 0.24$	$2.2 \pm 0.1$

Tablica 7.5: Wartości stosunków rozgałęzień dla rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D_s^{(*)+}$  dla danych, MC ogólnego oraz aktualne średnie światowe (PDG).

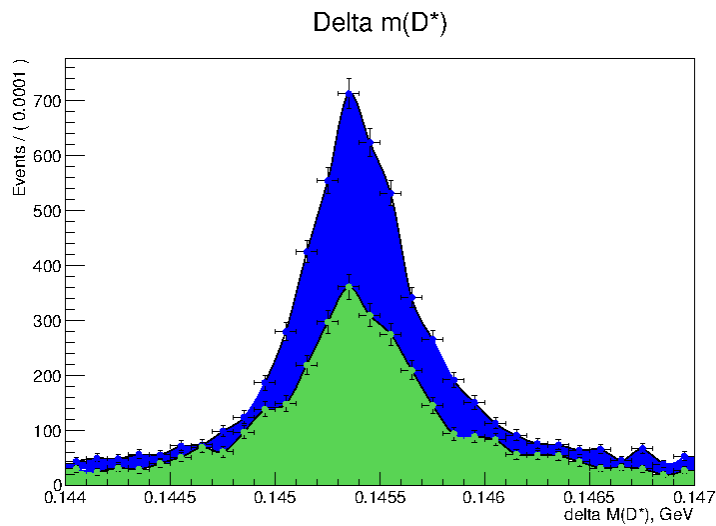
## 7.5 Badanie nadwyżki tła w GMC

Porównanie danych z przewidywaniami GMC, zilustrowane na rysunkach 7.7 i 7.8, wykazuje w próbkach  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} X$ , w obszarach poza rezonansami  $D_s$  i  $D_s^*$ , niezamierzalną nadwyżkę przypadków generowanych w stosunku do rozkładów doświadczalnych. Fakt występowania różnic w kanałach z mezonami  $\bar{D}^{(*)}$  (gdzie kombinatoryczne tło od fałszywych kandydatów  $\bar{D}^{(*)}$  jest stosunkowo niskie) sugeruje, że rozbieżności pochodzą od przypadków z poprawnie zrekonstruowanymi rozpadami  $\bar{D}_{\text{sig}}^*$ . Potwierdzają to rozkłady mas (różnic mas) rekonstruowanych mezonów  $\bar{D}_{\text{sig}}$  ( $\bar{D}_{\text{sig}}^*$ ). Na rysunkach rys. 7.9 - 7.12 pokazano rozkłady  $m_{\bar{D}_{\text{sig}}}$  i  $\Delta m_{\bar{D}_{\text{sig}}^*}$  otrzymane w obszarze kontrolnym przy zastosowaniu standardowych kryteriów selekcji. Nadwyżkę liczby mezonów  $\bar{D}^{(*)}$  wynoszącą od kilkunastu do kilkudziesięciu procent obserwujemy zarówno w rozpadach  $B^+$ , jak i  $B^0$ .



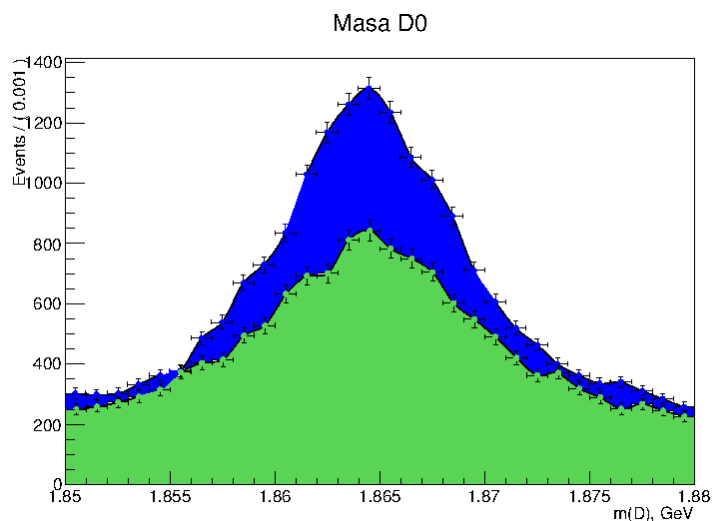
(a)  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{*+}$

Rysunek 7.9: Porównanie liczby mezonów  $D^-$  dla rozpadu  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{*+}$ , zielonym kolorem zaznaczono wynik dla danych, niebieskim dla GMC.



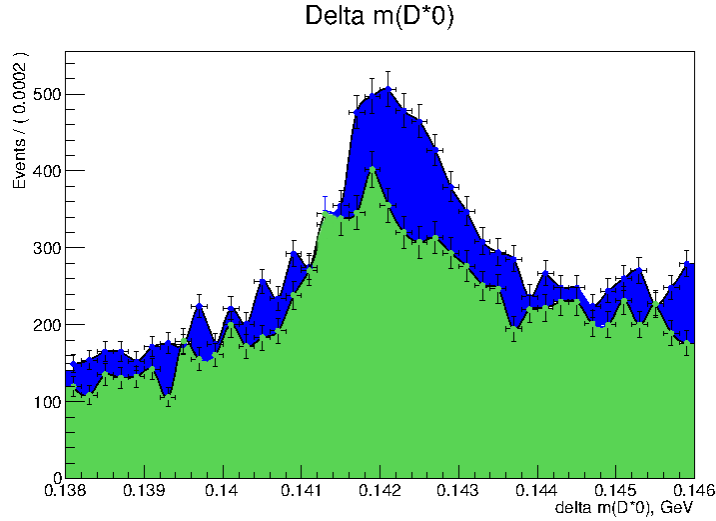
(a)  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)+}$

Rysunek 7.10: Porównanie liczby mezonów  $D^{*-}$  dla rozpadu  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)+}$ , zielonym kolorem zaznaczono wynik dla danych, niebieskim dla GMC.



(a)  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)+}$

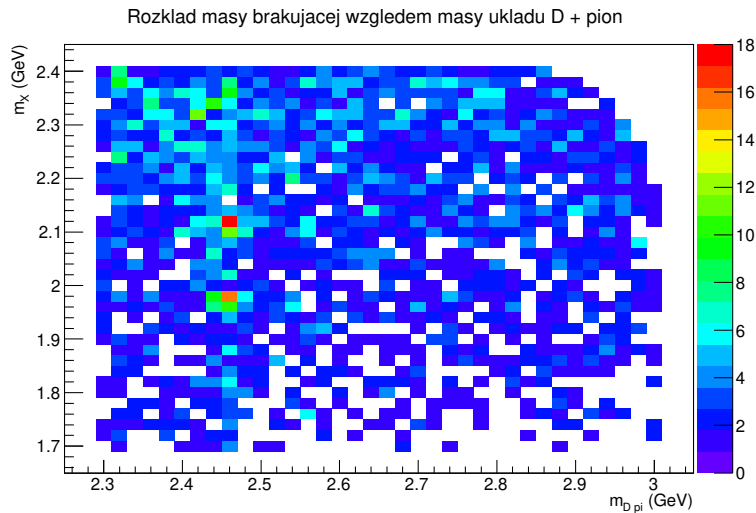
Rysunek 7.11: Porównanie liczby mezonów  $\bar{D}^0$  dla rozpadu  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)+}$ , zielonym kolorem zaznaczono wynik dla danych, niebieskim dla GMC.



(a)  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^{(*)+}$

Rysunek 7.12: Porównanie liczby mezonów  $\bar{D}^{*0}$  dla  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^{(*)+}$ , zielonym kolorem zaznaczono wynik dla danych, niebieskim dla GMC.

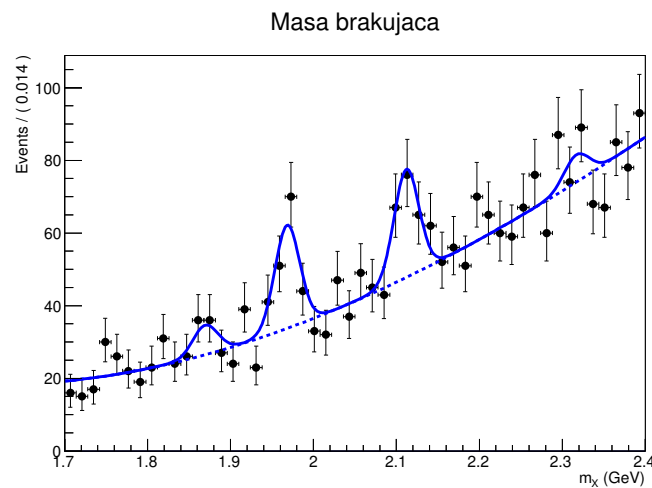
Problem zawyżenia w pakiecie EvtGen liczby mezonów powabnych z rozpadów  $B$  nie jest nowy i pojawiał się w wielu analizach eksperymentów BaBar i Belle (np. [56], [57]). Jedną z diagnozowanych przyczyn jest przeszacowanie produkcji wzbudzonych mezonów powabnych w rozpadach  $B$ . W celu zbadania tego efektu w niniejszej analizie, sporządzono próbkę kontrolną, gdzie do strony sygnałowej, poza mezonem  $\bar{D}_{\text{sig}}^{(*)}$  dodano mezon  $\pi^+$ . Rysunek 7.13 pokazuje dwuwymiarowy rozkład  $M_X$  vs  $M_{\bar{D}^* \pi}$  ( $M_{\bar{D}^* \pi}$  oznacza masę efektywną układu  $(\bar{D}^{*-} \pi^+)$ , otrzymany dla próbki GMC (w celu uzyskania możliwie czystej próbki, rekonstrukcję  $\bar{D}^0$  ograniczono do kanału  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ ).



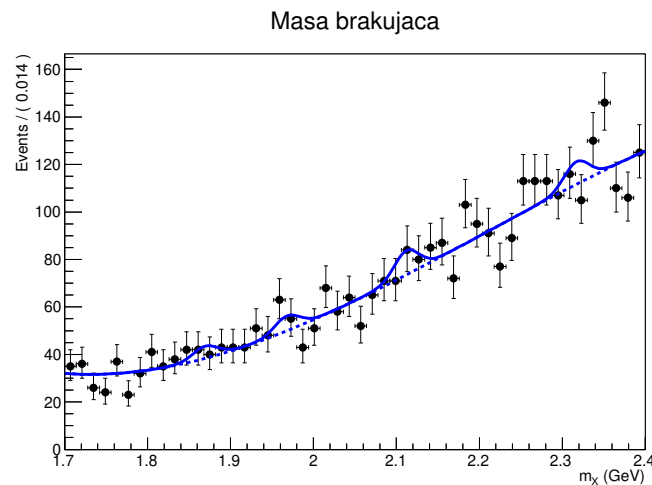
Rysunek 7.13:  $M_X$  vs  $M_{\bar{D}^* \pi}$ .

W przedstawionym rozkładzie widoczne są dwa wyraźne maksima pochodzące od dwuciałowych rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}_1^0(2420) D_s^{(*)}$ . Sygnały pochodzące od tych kanałów w

próbce GMC dobrze widać na rys. 7.14, gdzie pokazano rozkład  $M_X$  w zakresie  $M_{\bar{D}^*\pi}$  od 2,3 do 3 GeV. W analogicznym rozkładzie dla danych (rys. 7.15) wkład od rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}_1^0(2420)D_s^{(*)}$  jest znacznie mniejszy (i statystycznie nieznaczący przy obecnie dostępnej próbce). Pokazuje to, że jedną z przyczyn obserwowanych rozbieżności jest za wyżenie w GMC udziału dwuciałowych rozpadów z kwarkowym przejściem  $b \rightarrow c\bar{c}s$  do stanów końcowych zawierających wyższe wzbudzenia mezonów powabnych. Jest to ciekawa obserwacja, ponieważ dotychczasowe analizy wykazywały nadwyżkę  $D^{**}$  pochodzących głównie z półleptonowych rozpadów  $B$ . Poprawny opis produkcji cząstek powabnych w rozpadach  $B$  i dalsze badania z tym związane należą do ważnych zadań fizyki mezonów pięknych, ze względu na ścisły związek z pomiarem jednego z podstawowych parametrów fizyki zapachu, jakim jest element  $V_{cb}$  macierzy mieszania kwarków. Nowe informacje na temat rozpadów typu  $B \rightarrow \bar{D}^{**}D_s^{(*)}$  można będzie uzyskać w oparciu o metodę analogiczną do stosowanej w niniejszej pracy, jeżeli po stronie sygnałowej będzie rekonstruowany mezon  $D_s^{(*)}$  (zamiast  $\bar{D}^{(*)}$ ). W szczególności umożliwi to badanie rezonansów  $\bar{D}^{**}$  w sposób inkluzywny.



Rysunek 7.14: Rozkład masy brakującej w zakresie  $2,4 < M_{D^*\pi} < 2,5$  dla próbki GMC.



Rysunek 7.15: Rozkład masy brakującej  $2,4 < M_{D^*\pi} < 2,5$  dla danych.

## 7.6 Optymalizacja kryteriów selekcji.

Z powodu obserwowanych różnic pomiędzy poziomem tła w danych i w GMC, optymalizację kryteriów selekcji przeprowadzono w oparciu o ekstrapolację tła z obszaru kontrolnego w danych. W ekstrapolacji wykorzystano wielomiany Czebyszewa z parametrami kształtu ustalonymi na podstawie próbek GMC. Aby zminimalizować niepewności z tym związane, optymalizację przeprowadzono dla rezonansu  $D_{s0}^*(2317)$ , leżącego najbliżej obszaru kontrolnego. Jako obszar sygnałowy wybrano zakres  $M_X$  2,30–2,33 GeV, co odpowiada  $2\sigma$  szerokości tego rezonansu.

Optymalizację przeprowadzono dla zmiennych  $NBout$  i  $M_{bc}$ , maksymalizując wielkość  $FOM = S/\sqrt{(S+B)}$  (*figure of merit*), gdzie  $S$  to wielkość sygnału oczekiwana na podstawie SMC, wygenerowanego z tablicową częstością rozpadu [4], a  $B$  jest liczbą przypadków tła ekstrapolowaną z danych poniżej masy  $D_s$  (1,7 – 1,85 GeV). Przebadano 15 wartości dolnej granicy dla  $NBout$  w zakresie 0,001 – 0,2, przy różnych ograniczeniach na  $M_{bc}$ , w efekcie czego otrzymano rozkład wartości FOM dla siatki  $NBout : M_{bc}$ . Maksimum FOM uzyskano dla:

- $NBout > 0,01$
- $M_{bc} > 5,27$  GeV

Kandydaci  $\bar{D}_{sig}^{(*)}$  byli wybierani w zakresie  $\pm 3\sigma$  wokół tablicowych wartości  $m_{\bar{D}}$  ( $\Delta m$ ), co pozwoliło zachować stałą wydajność selekcji sygnału w całym zakresie  $M_X$ .

Wszystkie dalsze kroki analizy prowadzono przy powyższych wymaganiach.

## 7.7 Pomiar sygnału

Sygnały rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D_{s(J)}^{(*)}$  zostały wyekstrahowane na podstawie dopasowania do rozkładu masy brakującej. Do wyznaczenia liczby przypadków sygnału oraz parametrów jego kształtu wykorzystano dopasowanie przeprowadzone rozszerzoną metodą największej wiarygodności zdarzenie po zdarzeniu (ang. *unbinned extended maximum-likelihood fit*) dla zmiennej  $M_X$  z uwzględnieniem przesłuchów pomiędzy poszczególnymi kanałami rozpadu. Funkcje gęstości prawdopodobieństwa (ang. *probability density function - PDF*) dla sygnałów  $PDF_{S_i}$  sparametryzowano przy pomocy funkcji Gaussa:

$$PDF_{S_i} = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(M_{X_i} - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (7.9)$$

(indeks  $i$  numeruje kanały sygnałowe), natomiast dla tła  $PDF_{bkg}^i$  reprezentowane są przez znormalizowane wielomiany Czebyszewa 1-go, 2-go albo 3-go rzędu:

$$PDF_{bkg}^i = Cheb_{1,2,3}^i(M_{X_i}) \quad (7.10)$$

Funkcje gęstości prawdopodobieństwa dla przesłuchów  $PDF_{x-feed}^{i \rightarrow k}$  są opisane przy pomocy znormalizowanych histogramów:

$$PDF_{x-feed}^{i \rightarrow k} = f_{x-feed}^i(M_{X_k}), \quad (7.11)$$



otrzymanych na podstawie próbek GMC. Funkcja prawdopodobieństwa ma następującą postać:

$$\mathcal{L} = \frac{(N_{sig} + N_{bkg})^N \cdot e^{(N_{sig} + N_{bkg})}}{N} \prod_{j=1}^N \left( \sum_i (N_{sig}^{i \rightarrow i}(\mathcal{B}_i) \cdot PDF_{S_i}(M_{X_i}^j) + N_{bkg}^i \cdot PDF_{bkg}^i(M_{X_i}^j) + \sum_k N_{sig}^{i \rightarrow k}(\mathcal{B}_i) \cdot PDF_{x-feed}^{i \rightarrow k}(M_{X_k}^j)) \right), \quad (7.12)$$

gdzie  $N$  to całkowita liczba dopasowywanych zdarzeń,  $N_{sig}$  i  $N_{bkg}$  są odpowiednio łącznymi liczbami przypadków sygnału oraz tła,  $M_{X_i}^j$  oznacza masę brakującą przypadku  $j$  obliczoną dla kanału  $l$ ,  $N_{sig}^{i \rightarrow k}$  i  $N_{sig}^{i \rightarrow i}$  są zdefiniowane wzorami 7.2, 7.3 i zależą od mierzonych stosunków rozgałęzień  $\mathcal{B}_i$ , które są wolnymi parametrami dopasowania. Ponadto swobodnymi parametrami są liczby przypadków tła,  $N_{bkg}^i$ . Dopasowanie przeprowadzono przy ustalonych wartościach  $\varepsilon_i$  i  $\mu_i$ , wyznaczanych w oparciu o dedykowane próbki SMC, oraz w dwóch wersjach parametryzacji tła: z ustalonymi (na podstawie GMC) i swobodnymi parametrami kształtu. Logarytm funkcji prawdopodobieństwa:  $-2 \ln \mathcal{L} = -2 \sum_{i=1}^N \ln \mathcal{L}_i$  jest minimalizowany z wykorzystaniem programu MINUIT.

Dla każdego z badanych procesów oszacowano statystyczną znaczącość zaobserwowanego sygnału  $\Sigma$  według formuły:

$$\Sigma = \sqrt{-2 \ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L})}, \quad (7.13)$$

gdzie  $\mathcal{L}$  oznacza wartość funkcji prawdopodobieństwa z dopasowanym sygnałem, a  $\mathcal{L}_0$  jest wartością funkcji prawdopodobieństwa z dopasowania przy hipotezie braku sygnału.

### 7.7.1 Wyniki dla GMC w pełnym zakresie $M_X$

Wyniki dopasowania funkcji gęstości prawdopodobieństwa (równ. 7.12) do rozkładu masy brakującej  $M_X$  w całym badanym zakresie uzyskane dla GMC są przedstawione na rys. 7.16.<sup>6</sup> Poza sygnałami od kanałów referencyjnych  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$  widoczne są struktury pochodzące od wyższych stanów wzbudzonych  $c\bar{s}$ :  $D_{s0}^*$  (2317) i  $D_{s1}$  (2460), które są uwzględnione w MC ogólnym. Dla  $\bar{D}_{sig} = \bar{D}^0$ ,  $\bar{D}^{*0}$  zaobserwowane tło jest dość wysokie w obszarze referencyjnym i silnie rośnie ze wzrostem  $M_X$ . Wzrost ten ma charakter eksponencjalny. Dominującą składową tła dla rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D_{s(J)}^{(*)}$  jest tło pochodzące od par  $B^+ B^-$ , jak zostało to pokazane w paragrafie 7.1.

Wyznaczone stosunki rozgałęzień podano w tabeli 7.6.

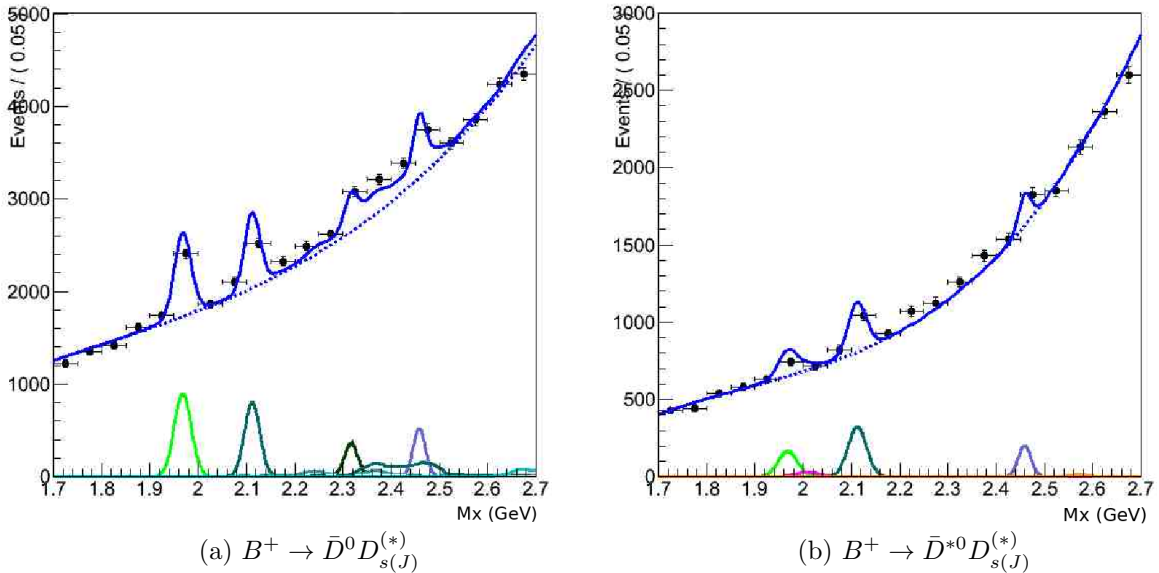
---

<sup>6</sup>Dopasowanie przeprowadzono tylko przy ustalonych parametrach kształtu, ponieważ były one wyznaczone na podstawie tego samego MC.

Rozpad	$\mathcal{B}$ GMC [%]
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^+$	$0.66 \pm 0.05$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^{*+}$	$0.58 \pm 0.05$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s0}^*(2317)^+$	$0.24 \pm 0.05$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2460)^+$	$0.30 \pm 0.05$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s2}^*(2573)^+$	$0.013 \pm 0.016$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^+$	$0.77 \pm 0.18$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+}$	$0.22 \pm 0.17$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^{*+}$	$1.70 \pm 0.12$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s0}^*(2317)^+$	$0.013 \pm 0.026$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2460)^+$	$0.71 \pm 0.12$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s2}^*(2573)^+$	$0.18 \pm 0.11$

Tablica 7.6: Wyznaczone wartości stosunków rozgałęzień dla podwójnie powabnych dwuciałowych rozpadów  $B^+$  w próbce GMC, w całym zakresie  $M_X$ .

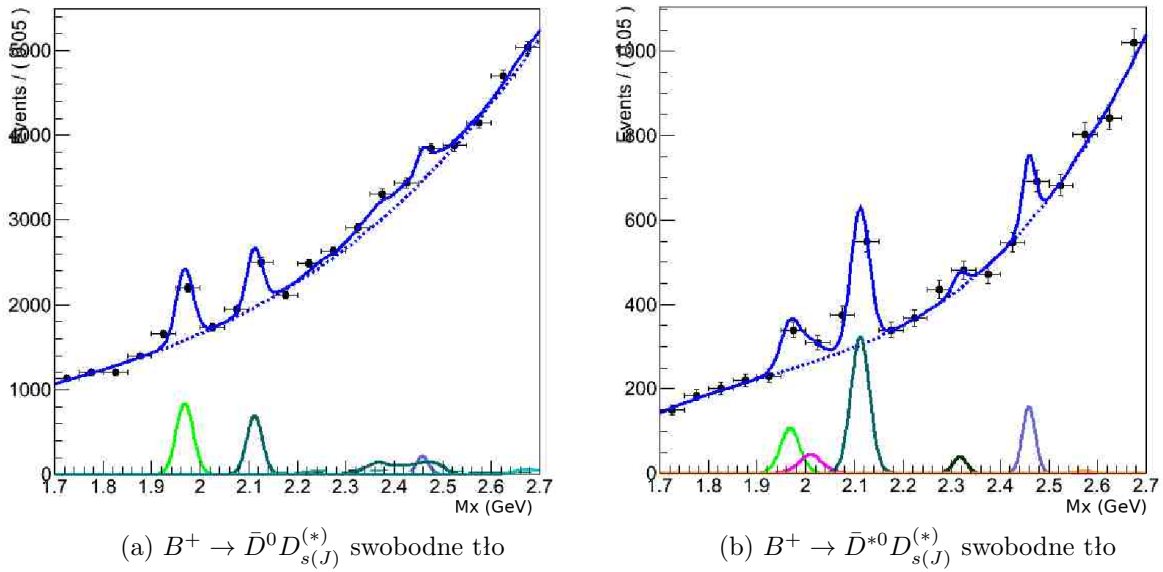
Niestety nie można porównać otrzymanych liczb z wartościami wejściowymi, ponieważ stosunki rozgałęzień były uaktualniane w trakcie generacji GMC.



Rysunek 7.16: Wyniki dopasowania GMC do rozkładu masy brakującej w pełnym zakresie dla  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$  (a) oraz dla  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  (b). Dla obu rysunków krzywe Gaussa odpowiadają rezonansom  $D_s$  (jasnozielony),  $D^*$  (różowy),  $D_s^*$  (ciemnozielony),  $D_{s1}(2460)$  (fioletowy); na wykresie (a) nieregularna struktura opisuje przesłuchy z kanałów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  oraz  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$ .

## 7.7.2 Wyniki dla danych w całym badanym zakresie

Dla danych rzeczywistych została przeprowadzona ta sama procedura dopasowania funkcji gęstości prawdopodobieństwa do rozkładu masy brakującej w zakresie 1,7 – 2,7 GeV z uwzględnieniem przesłuchów. W pierwszej kolejności wykonano dopasowanie z ustalonym kształtem tła (Dodanek D), jednak taki model nie daje poprawnego opisu rozkładów doświadczalnych, zwłaszcza w obszarze dużych wartości  $M_X$ . Powodem może być występowanie rzeczywistych efektów fizycznych, które nie zostały uwzględnione w symulacjach Monte Carlo (np. pominięcie rezonansu  $D_{s1}(2700)$ ). Na rys. 7.17 są pokazane wyniki dopasowań do rozkładów  $M_X$  w danych z wolnymi parametrami tła dla rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$  (a) oraz  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  (b).



Rysunek 7.17: Wyniki dopasowań danych do rozkładu masy brakującej w pełnym zakresie z uwzględnieniem przesłuchów dla  $B^\pm \rightarrow D^0 D_{s(J)}^{(*)}$  (a) oraz  $B^\pm \rightarrow D^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  z wolnymi parametrami tła. Na rysunkach jasnozielony rozkład Gaussa odpowiada rezonansowi  $D_s$ , ciemnozielony -  $D_s^*$ , czarny -  $D_{s0}^*(2317)$ , fioletowy -  $D_{s1}(2460)$ , czerwony -  $D_{s1}(2536)$ , pomarańczowy -  $D_{s2}(2573)$ ; nieregularna struktura opisuje przesłuchy z kanałów  $B^\pm \rightarrow D^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  oraz  $B^0 \rightarrow D^{*\pm} D_{s(J)}^{(*)}$ .

Dla procesu  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  przy wolnych parametrach tła (rys. 7.17 b) widzimy dobre dopasowanie w szerokim zakresie masy brakującej. W tych kanałach nie została zaobserwowana migracja sygnału pomiędzy podkanałami mezonów  $\bar{D}^{*0}$ , co bardzo ułatwia ich opis.

W tabeli 7.7 są podane wartości stosunków rozgałęzień uzyskanych dla danych przy wolnych parametrach tła oraz znaczącości statystyczne dla rozpadów mezonów  $B^+$ .

Rozpad	$\mathcal{B}$ (wolne tło) [%]	$\Sigma$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^+$	$0.82 \pm 0.02$	$> 10$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+}$	–	0
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^{*+}$	$0.66 \pm 0.03$	$> 10$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s0}^*(2317)^+$	–	0
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2460)^+$	$0.165 \pm 0.58$	2.4
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2536)^+$	–	0
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s2}^*(2573)^+$	–	0
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^+$	$0.704 \pm 0.119$	4.9
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+}$	$0.446 \pm 0.178$	2.4
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^{*+}$	$2.46 \pm 0.09$	$> 10$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s0}^*(2317)^+$	$0.245 \pm 0.134$	1.4
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2460)^+$	$0.93 \pm 0.17$	4
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2536)^+$	$1 \cdot 10^{-4} \pm 0.133$	1.4
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s2}^*(2573)^+$	$0.069 \pm 0.49$	2.4

Tablica 7.7: Wartości stosunków rozgałęzień zmierzone w danych oraz znaczącości statystyczne dla rozpadów mezonów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$ .

## 7.8 Analiza niepewności systematycznych

Niepewności systematyczne zmierzonych stosunków rozgałęzień ( $\mathcal{B}$ ) zostały obliczone zgodnie z regułami propagacji błędów. Jak pokazano w równaniu 7.14, niepewność systematyczna współczynnika rozgałęzienia obejmuje następujące składowe: niepewność wyznaczonej wielkości sygnału, określenie całkowitej liczby par  $B\bar{B}$ , oszacowanie wydajności rekonstrukcji, a także współczynniki rozgałęzień dla rezonansów pośrednich. Niepewność systematyczna dla  $\mathcal{B}$  wyraża się wzorem:

$$\frac{\Delta \mathcal{B}_{\text{sys}}}{\mathcal{B}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{B\bar{B}}}{N_{B\bar{B}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \sum_i \varepsilon_i \mathcal{B}_i^{\bar{D}}}{\sum_i \varepsilon_i \mathcal{B}_i^{\bar{D}}}\right)^2}, \quad (7.14)$$

gdzie indeks  $i$  numeruje rekonstruowane kanały rozpadów  $\bar{D}^{(*)}$ . Trzy składowe we wzorze 7.14, jako wzajemnie nieskorelowane, dodawane są w kwadracie. Trzecia składowa tego wzoru jest najbardziej skomplikowana. Oprócz błędu statystycznego wydajności rekonstrukcji oraz niepewności współczynników rozgałęzień dla rezonansów pośrednich ( $\mathcal{B}_i^{\bar{D}}$ ), uwzględnia ona także przyczynki wynikające z niedoskonałości symulacji procesów fizycznych zachodzących w poszczególnych podukładach detektora. Wynikająca stąd rozbieżność w rekonstrukcji danych oraz próbek MC prowadzi do różnicy akceptacji dla stosowanej procedury selekcji, a zatem wprowadza niepewność systematyczną w oszacowaniu wydajności rekonstrukcji. Poniżej omówiono poszczególne przyczynki wzoru 7.14.

- $\Delta\mathcal{N}^{BB}$  - niepewność wyznaczenia liczby par  $B\bar{B}$  zawartych w wykorzystanej próbce danych doświadczalnych.

Liczba ta jest wyznaczana w eksperymencie Belle przy pomocy dopasowania do rozkładu zmiennej  $R_2$ , które pozwala oddzielić przypadki  $B\bar{B}$  od składowej continuum [59]. Rozkład zmiennej  $R_2$  jest sporządzany dla wstępnie wyselekcjonowanej próbki danych, w której zredukowany został przyczynek pochodzący od przypadków niehadronowych. Charakterystyki continuum są przy tym wyznaczane z próbki zebranej w zderzeniach przy energii poniżej progu na produkcję rezonansu  $\Upsilon(4S)$ . Oszacowana w odpowiedni sposób kombinacja niepewności statystycznej i systematycznej powyższego dopasowania pozwala uzyskać ostateczną niepewność pomiaru liczby par mezonów  $B\bar{B}$  w danej próbce. Wartość tej niepewności podawana przez współpracę Belle wynosi:  $\Delta\mathcal{N}^{BB} = 1,4\%$ .

Na niepewność wydajności  $\varepsilon_i$  składają się:

- **niepewność rekonstrukcji torów naładowanych.**

Jej miarą jest różnica pomiędzy efektywnością wyznaczenia torów obliczoną dla danych eksperymentalnych oraz dla próbki Monte Carlo. Analizy tej dokonano w ramach współpracy Belle i wartość tej niepewności została oszacowana na 1% dla pojedynczego toru cząstki naładowanej. Sumując liniowo przyczynki od pięciu cząstek w stanie końcowym dla badanych rozpadów, uzyskano niepewność systematyczną 5%.

- **niepewność związana z identyfikacją cząstek.**

Dotyczy ona błędów systematycznych związanych z wyznaczeniem wartości względnego prawdopodobieństwa  $\mathcal{P}_{K/\pi}$ , na podstawie którego rozróżnia się naładowane kaony od pionów. W eksperymencie Belle standardową wartość tej niepewności oszacowano na 1% dla każdej cząstki naładowanej, co w przypadku opisywanej analizy po liniowym zsumowaniu wszystkich przyczynków daje sumaryczną wartość 5%.

- **niepewność rekonstrukcji mezonu  $K_S^0$ .**

Za miarę tej niepewności przyjęto oszacowaną przez współpracę Belle wartość (4,5%) [60]. Przy jej obliczaniu wzięto pod uwagę przyczynki związane z rekonstrukcją torów dwóch naładowanych pionów powstających w rozpadzie  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  przed zastosowaniem cięcia na masę układu  $\pi^+\pi^-$  oraz po cięciach. Wydajności rekonstrukcji  $K_S^0$  dla danych oraz MC różnią się od siebie o 4,5%.

- **niepewność rekonstrukcji mezonu  $\pi^0$ .**

Wydajność selekcji  $\pi^0$  została sprawdzona w kanale  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$  przy pomocy kanału referencyjnego  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . Stosunek wydajności dane/MC został obliczony z poniższego wzoru:

$$\eta(\pi^0) = \frac{N(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0)^{data}}{N(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)^{data}} / \frac{N(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0)^{MC}}{N(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)^{MC}}, \quad (7.15)$$

dając przyczynek do błędu systematycznego równy 3%.

Na niepewność  $\Delta S$  składają się:

- **niepewność związana z wyznaczeniem parametrów tła z próbek GMC dla poszczególnych rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$ .**

Do parametryzacji tła użyto wielomianów Czebyszewa 1-go, 2-go albo 3-go rzędu w zależności od kanału rozpadu. W celu wyznaczenia błędu systematycznego, powtarzano dopasowanie z parametrami wielomianu zmienianymi w granicach  $\pm 1\sigma$  względem ich nominalnych wartości uzyskanych z dopasowania dla 5 strumieni GMC. Zmiany dopasowanych wartości stosunków rozgałęzień przyjęto jako miarę niepewności systematycznej.

- **błąd związany z parametryzacją kształtu sygnału używaną podczas dopasowania.**

W celu oszacowania tej niepewności dla rozpadu  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$  dokonywano modyfikacji ustalonych wcześniej szerokości funkcji Gaussa dla zmiennej  $M_X$ . Parametry te modyfikowane były najpierw o dodatnią a następnie o ujemną wartość odpowiedniej niepewności statystycznej uzyskanej z dopasowania do danych dla rozpadów kontrolnych. Dla nowych wartości parametrów dopasowanie było powtarzane, a zmiana wartości centralnych była traktowana jako błąd systematyczny.

Wszystkie powyższe przyczynki do niepewności systematycznej potraktowano jako niezależne, w związku z czym całkowitą wartość tej niepewności  $\Delta B_{\text{sys}}$  uzyskano sumując poszczególne przyczynki w kwadracie. Wartości wymienionych powyżej cząstkowych błędów systematycznych a także wartości całkowitych niepewności systematycznych zostały zebrane w tabeli 7.8.

Źródło niepewności	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$			$B^+ \rightarrow D^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$		
	$K\pi$	$K\pi\pi\pi$	$K\pi\pi^0$	$K\pi$	$K\pi\pi\pi$	$K\pi\pi^0$
Rekonstrukcja torów	5	5	5	5	5	5
Identyfikacja hadronów	5	5	5	5	5	5
Rekonstrukcja $K_S^0$	-	-	-	-	-	-
Rekonstrukcja $\pi^0$	-	-	3	-	-	3
Liczba par mezonów $B$	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
Kryterium selekcji	3.7	3.7	3.7	3.7	3.7	3.7
Parametryzacja sygnału	2	2	2	5	5	5
Całkowita niepewność systematyczna	8.3	8.3	8.9	9.5	9.5	10

Tablica 7.8: Przyczynki do niepewności systematycznych dla rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$ , podane w procentach.

Jako osobny błąd podano niepewność wyznaczenia stosunków rozgałęzień dla szukanych rozpadów związaną z precyzją pomiaru wartości stosunków rozgałęzień dla rezonansów pośrednich (7.4). Dla  $k$  rezonansów obecnych w danym łańcuchu rozpadu, względną wartość szukanej niepewności oszacowano jako:

$$\Delta \mathcal{B}_{\text{int}} = \sqrt{\sum_{j=1}^k \left( \frac{\Delta \mathcal{B}_{\text{int}}^j}{\mathcal{B}_{\text{int}}} \right)^2}, \quad (7.16)$$

gdzie  $\Delta\mathcal{B}_{\text{int}}^j$  jest niepewnością wyznaczenia wartości stosunku rozgałęzień dla  $j$ -tego rezonansu, podawaną przez PDG [4]. Te niepewności, w zależności od rozpadu, wynoszą od 2,8% do 7,3% i są podane jako trzeci błąd w tabeli 9.1.





# Rozdział 8

## Analiza rozpadów $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$

Analiza rozpadów  $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$  oraz pomiar ich stosunków rozgałęzień przebiega w analogiczny sposób, jak opisano to w poprzednim rozdziale. Z tego względu w niniejszym rozdziale dokonano jedynie skrótowego omówienia poszczególnych etapów analizy, przy jednoczesnym uwydatnieniu aspektów specyficznych dla rozpadów  $B^0$ . Badania opisane w tym rozdziale zostały w całości wykonane przez autorkę rozprawy.

### 8.1 Badanie tła

Podobnie jak w przypadku rozpadów naładowanych mezonów  $B$ , tło zostało sparametryzowane przy pomocy wielomianów Czebyszewa 1-go, 2-go lub 3-go stopnia po usunięciu z próbki GMC rozpadów typu  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$  (tablica 7.1). Parametry wyznaczono na podstawie próbki danych równej pięciu strumieniom GMC.

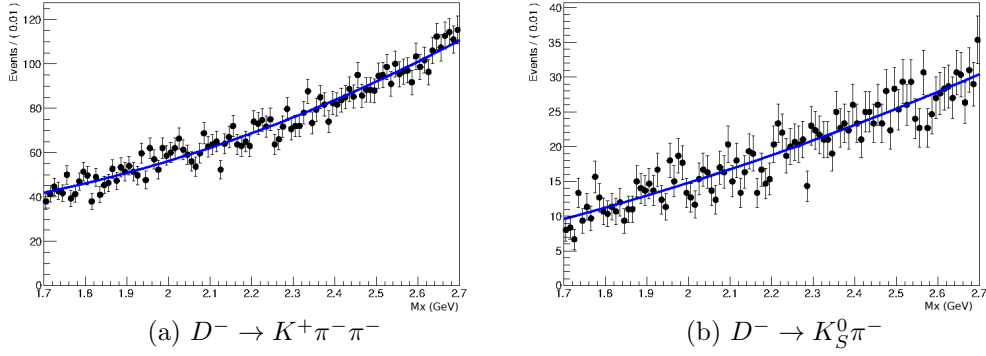
W tablicach 8.1 oraz 8.2 są podane parametry wielomianów Czebyszewa, przy pomocy których zostało opisane tło w próbce GMC odpowiednio dla rozpadów  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  oraz  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$ . Dopasowania odpowiadające danym parametrom tła są pokazane na rysunkach 8.1 dla  $D_{\text{sig}}^-$  i 8.2 dla  $D_{\text{sig}}^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$ .

	$D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$	$D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$
p1	$0.47 \pm 0.02$	$0.54 \pm 0.04$
p2	$0.05 \pm 0.02$	$0.03 \pm 0.04$

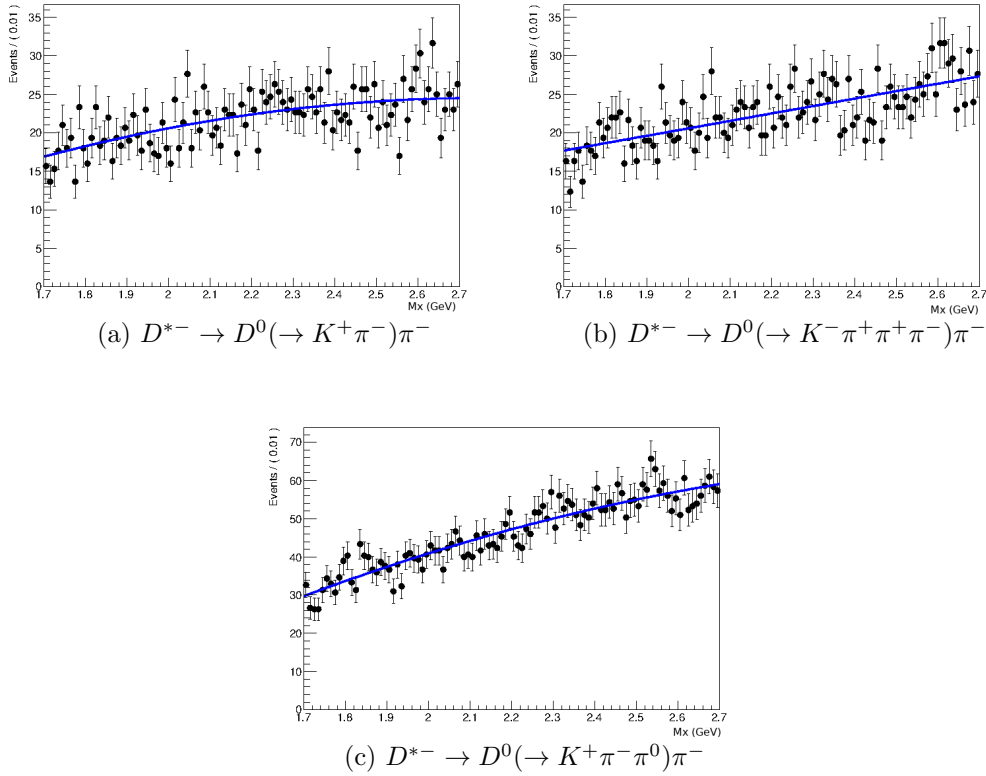
Tablica 8.1: Parametry wielomianów Czebyszewa dla tła dla kanałów  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  (rys. 8.1).

	$D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 (\rightarrow K^+ \pi^-) \pi^-$	$D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 (\rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-) \pi^-$	$D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 (\rightarrow K^+ \pi^- \pi^0) \pi^-$
p1	$0.18 \pm 0.04$	$0.21 \pm 0.04$	$0.32 \pm 0.02$
p2			$-0.031 \pm 0.02$

Tablica 8.2: Parametry wielomianów Czebyszewa dla tła dla kanałów  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$  (rys. 8.2).

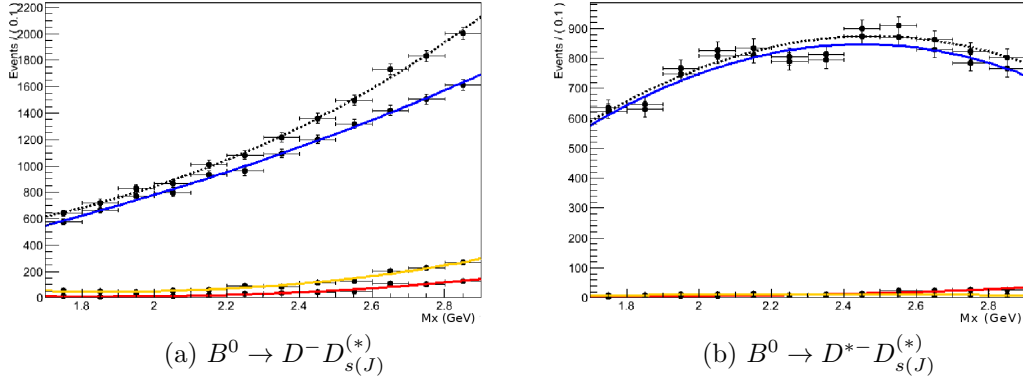


Rysunek 8.1: Parametryzacja tła w GMC dla poszczególnych rozpadów mezonów  $D_{\text{sig}}^-$  w całym zakresie masy brakującej dla kanałów: (a)  $D_s^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ , (b)  $D_s^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$ .



Rysunek 8.2: Parametryzacja tła w GMC dla poszczególnych rozpadów  $D_{\text{sig}}^{*-}$  w całym zakresie masy brakującej dla kanałów: (a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , (b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ , (c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ .

Skład tła dla rozpadów  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  oraz  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$  został pokazany na rys. 8.3, odpowiednio (a) i (b). Dominującą komponentą tła (niebieska krzywa) jest składowa *mixed* pochodząca od neutralnych mezonów  $B$ , czerwona krzywa odpowiada komponente *charged*, która pochodzi od naładowanych mezonów  $B$ , a żółta przypadkom *charm* (zdarzenia  $c\bar{c}$ ). Wkład składowej *uds* jest zaniedbywalny.



Rysunek 8.3: Skład tła w GMC dla połączonych rozpadów mezonów  $D^{(*)-}$  w całym zakresie masy brakującej dla kanałów: (a)  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$ , (b)  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$ .

## 8.2 Badanie kanałów kontrolnych

Jako kanały kontrolne dla rozpadów  $B^0 \rightarrow D^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$  zostały wzięte rozpadły w zakresie tej samej masy brakującej, co i w poprzednim rozdziale ( $1,7 < M_X < 2,2$  GeV). Stosunki rozgałęzień dla tych kanałów wynoszą (PDG [4]):

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^- D_s^+) = (7,2 \pm 0,8) \times 10^{-3} \quad (8.1)$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^- D_s^{*+}) = (7,4 \pm 1,6) \times 10^{-3} \quad (8.2)$$

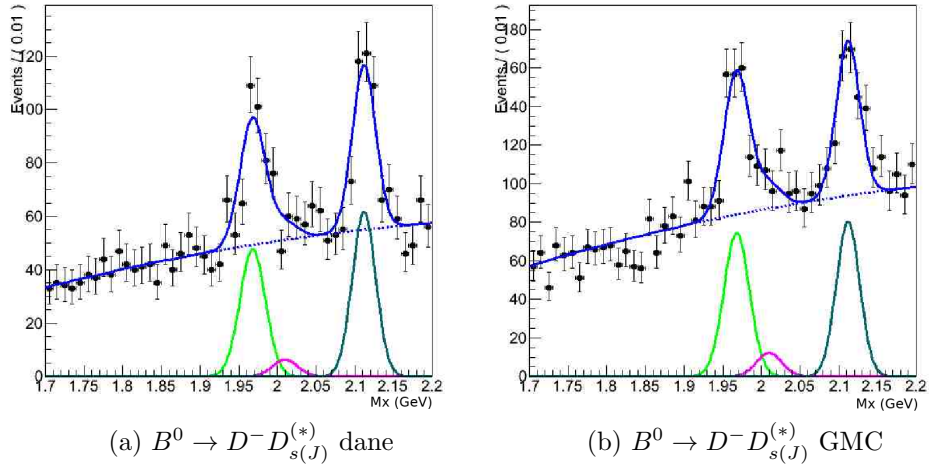
$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^*(2010)^- D_s^+) = (8,0 \pm 1,1) \times 10^{-3} \quad (8.3)$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^*(2010)^- D_s^{*+}) = (1,77 \pm 0,14)\% \quad (8.4)$$

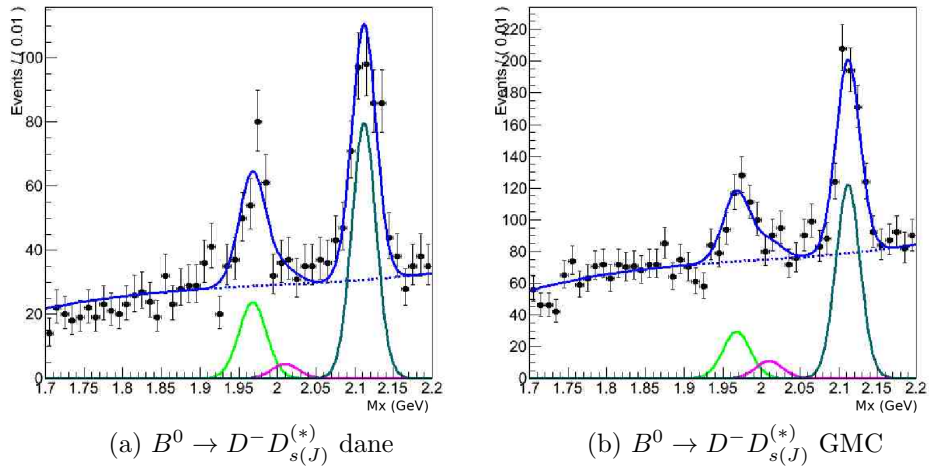
### 8.2.1 Pomiar stosunków rozgałęzień w obszarze kontrolnym

Pomiar stosunków rozgałęzień kanałów kontrolnych przeprowadzono w ten sam sposób, jak dla naładowanych mezonów  $B$ .

Wyniki dopasowań dla danych oraz GMC dla rozpadów  $B^0 \rightarrow D^- D_s^{(*)}$  pokazano odpowiednio na wykresach 8.4(a) i 8.4(b), a dla rozpadów  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^{(*)}$  na rys 8.5 (a) i 8.5 (b) i przedstawiono w tabeli 8.3.



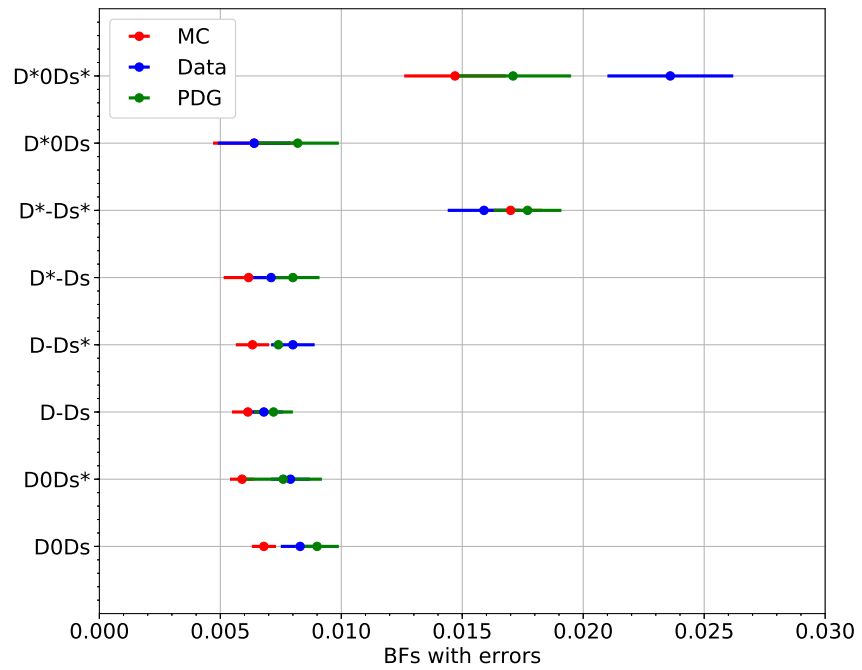
Rysunek 8.4: Wynik dopasowania w kanałach referencyjnych  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  dla danych (a) oraz GMC (b).



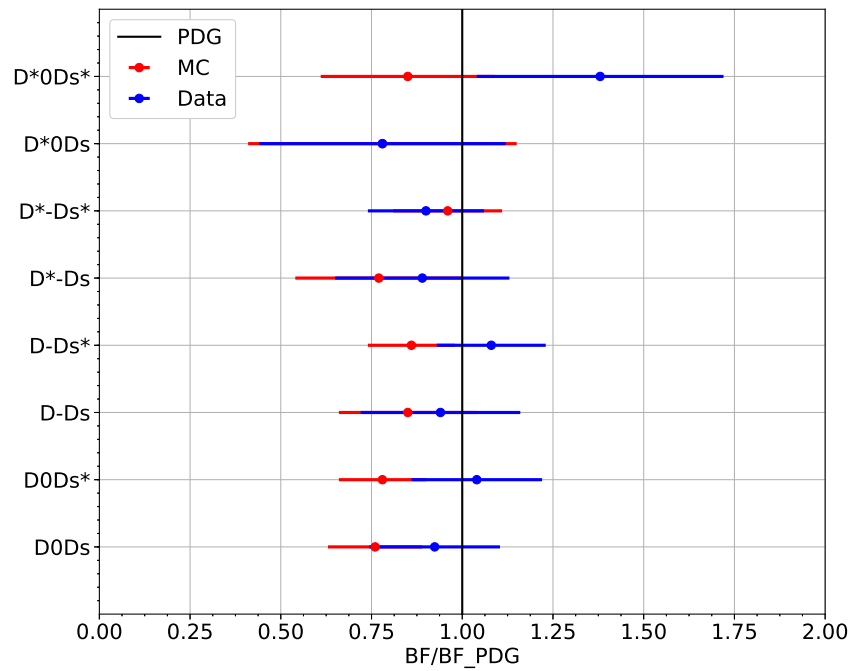
Rysunek 8.5: Wyniki dopasowania w kanałach referencyjnych  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$  dla danych (a) i GMC (b).

W dopasowaniach pokazanych na rys. 8.4 - 8.5 szerokości oraz wartości oczekiwane funkcji Gaussa zostały ustalone na podstawie dopasowania do rozkładów  $M_X$  dla dedykowanych próbek SMC. Ustalony został również kształt tła, wyznaczony dla trzech strumieni GMC dla danego zakresu  $M_X$ . Do swobodnych parametrów tych dopasowań należą liczby przypadków sygnału dla kanałów kontrolnych oraz liczby przypadków tła.

Rysunki 8.6 i 8.7 przedstawiają porównanie zmierzonych stosunków rozgałęzień ze średnimi światowymi [4] dla wszystkich kanałów kontrolnych.

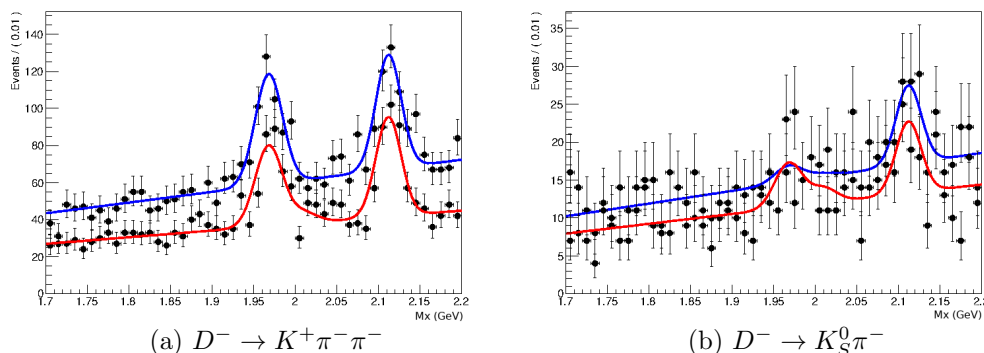


Rysunek 8.6: Stosunki rozgałęzień dla kanałów referencyjnych dla GMC (czerwony), danych (niebieski) oraz PDG [4] (zielony).

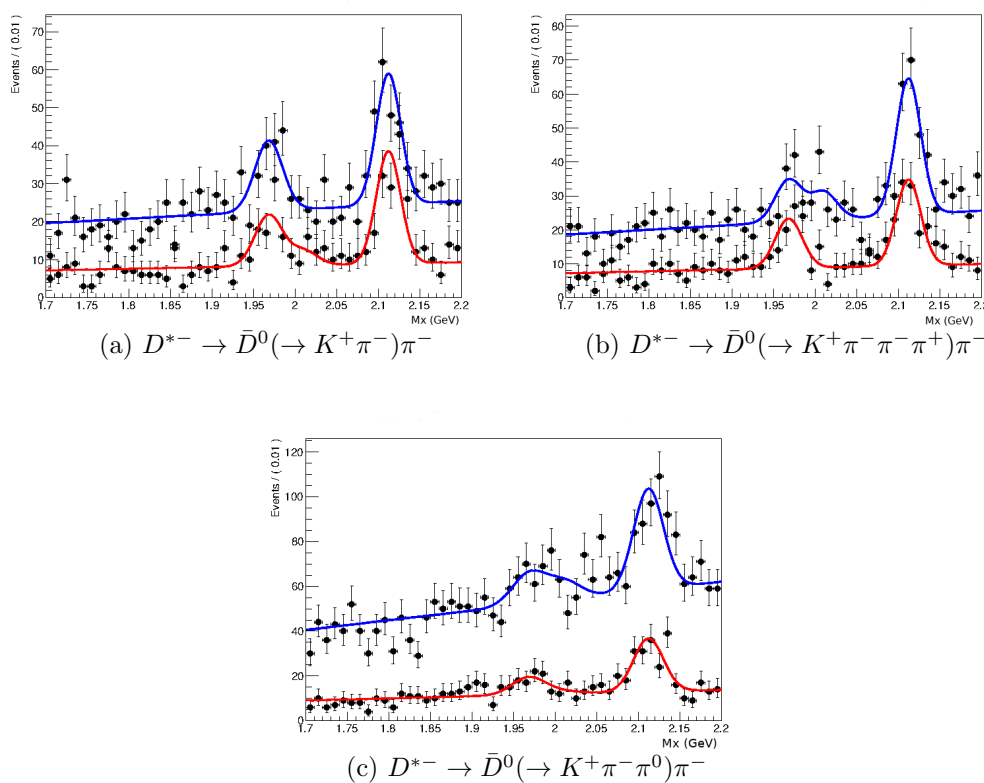


Rysunek 8.7: Stosunki rozgałęzień dla kanałów referencyjnych dla GMC (czerwony) i danych (niebieski) względem wartości PDG [4].

Rysunki 8.8 i 8.9 pokazują porównanie rozkładów  $M_X$  dla danych i GMC w obszarze kontrolnym, odpowiednio dla kanałów  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  i  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$ .



Rysunek 8.8: Porównanie wyników dla danych (czerwony kolor) oraz GMC (niebieski kolor) w obszarze referencyjnym dla kanału  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  dla poszczególnych kanałów rozpadu mezonu  $D_{\text{sig}}^-$ :  $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$  (a) oraz  $D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$  (b).



Rysunek 8.9: Porównanie wyników dla danych (czerwony kolor) oraz GMC (niebieski kolor) w obszarze referencyjnym dla kanału  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$  dla poszczególnych kanałów rozpadu mezonu  $D_{\text{sig}}^{*-}$ :  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+ \pi^-) \pi^-$  (a),  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-) \pi^-$  (b) oraz  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+ \pi^- \pi^0) \pi^-$  (c).

Obserwowane różnice pomiędzy poziomem tła w danych i GMC są spójne z wynikami, przedstawionymi w podrozdziale 7.5.

Kanał rozpadu	$\mathcal{B}$ Data (%)	$\mathcal{B}$ GMC (%)	$\mathcal{B}$ PDG (%)
$B^0 \rightarrow D^- D_s$	$0.68 \pm 0.08$	$0.61 \pm 0.07$	$0.72 \pm 0.08$
$B^0 \rightarrow D^- D_s^*$	$0.80 \pm 0.09$	$0.63 \pm 0.07$	$0.74 \pm 0.02$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_s$	$0.71 \pm 0.10$	$0.62 \pm 0.10$	$0.80 \pm 0.11$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^*$	$1.60 \pm 0.15$	$1.70 \pm 0.13$	$1.77 \pm 0.14$

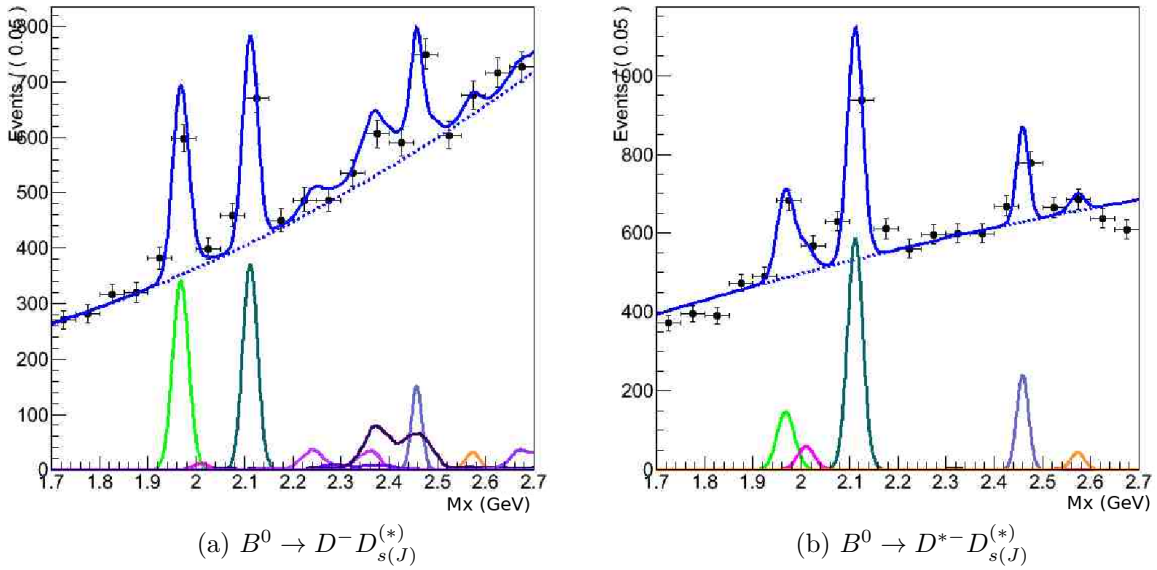
Tablica 8.3: Porównanie stosunków rozgałęzień dla danych, GMC oraz średnich światowych [4], dla rozpadów  $B^0 \rightarrow D^{(*)-} D_s^{(*)}$ .

### 8.3 Wyniki dla MC ogólnego w całym badanym zakresie $M_X$

Rozkłady masy brakującej w pełnym zakresie uzyskane dla GMC są przedstawiono na rys. 8.10. W wyniku dopasowania funkcji gęstości prawdopodobieństwa do rozkładu  $M_X$  zaobserwowane rezonanse kontrolne  $D_s$  i  $D_s^*$  oraz wyższy stan wzbudzony  $c\bar{s}$ :  $D_{s1}(2460)$ . Ponadto w przejściach  $B^0 \rightarrow D^{*-} X$  widoczny jest tłumiony rozpad  $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+}$ . Dla  $D_{\text{sig}} = D^-, D^{*-}$  zaobserwowane tło jest o wiele niższe niż w przypadku rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$ . Różnice poziomu tła można wytłumaczyć tym, że łańcuchy rozpadu  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  nie zawierają mezonów  $\pi^0$ , które są trudne do rekonstrukcji. Tło dla rozpadów  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  jest liniowe i rośnie znacząco w obszarze wyższych mas. Dla  $D_{\text{sig}}^* = D^{*-}$  poziom tła jest niższy i porównywalny dla małych i dużych  $M_X$ . Wyniki numeryczne dla współczynników rozgałęzień uzyskane dla GMC są podane w tabeli 8.4.

Rozpad	$\mathcal{B}$ GMC [%]
$B^0 \rightarrow D^- D_s^+$	$0.66 \pm 0.06$
$B^0 \rightarrow D^- D^{*+}$	$0.020 \pm 0.016$
$B^0 \rightarrow D^- D_s^{*+}$	$0.663 \pm 0.066$
$B^0 \rightarrow D^- D_{sJ}(2457)^+$	$0.196 \pm 0.059$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{sJ}(2573)^+$	$0.07 \pm 0.05$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^+$	$0.64 \pm 0.10$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+}$	$0.20 \pm 0.09$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^{*+}$	$1.70 \pm 0.12$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{sJ}(2460)^+$	$0.71 \pm 0.12$
$B^0 \rightarrow D^- D_{sJ}(2573)^+$	$0.175 \pm 0.112$

Tablica 8.4: Wartości stosunków rozgałęzień dla rozpadów mezonów  $B_{\text{sig}}^0$  z całego badanego zakresu  $M_X$ .

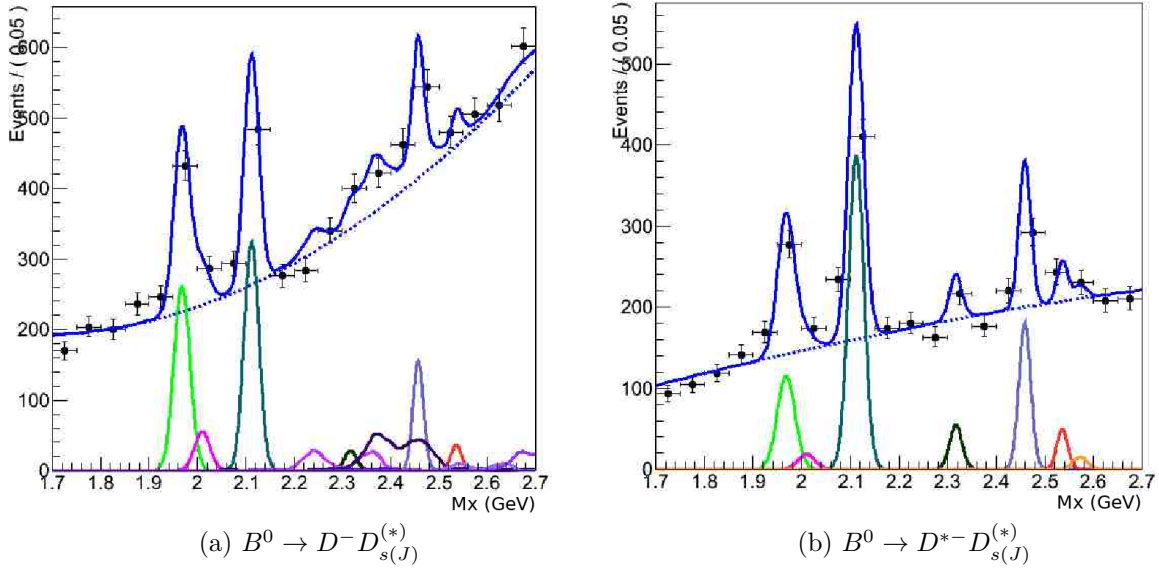


Rysunek 8.10: Wyniki dopasowania GMC do rozkładu masy brakującej w pełnym zakresie  $M_X$  dla  $B \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  (a) oraz dla  $B \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$  (b). Dla obu rysunków krzywe Gaussa odpowiadają rezonansom  $D_s$  (jasnozielony),  $D^*$  (różowy),  $D_s^*$  (ciemnozielony),  $D_{s1}(2460)$  (fioletowy),  $D_{s2}^*(2573)$  (pomarańczowy); na wykresie (a) nieregularna struktura opisuje przesłuchy z kanałów  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$ .



## 8.4 Wyniki dla danych

Dla procesu  $B^0 \rightarrow D^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$  w danych rzeczywistych zostało wykonane dopasowanie funkcji gęstości prawdopodobieństwa do rozkładu masy brakującej w zakresie 1,7 – 2,7 GeV z uwzględnieniem przesłuchów, analogicznie do GMC. Na rys. 8.11 zostały pokazane wyniki dopasowania ze swobodnymi parametrami tła. Dla procesu  $B^0 \rightarrow D^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$  przy ustalonych parametrach tła (Dodatek D, rys. D.3) jest podobny problem z dopasowaniem danych do rozkładu  $M_X$ , co i w przypadku  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$ .



Rysunek 8.11: Wyniki dopasowania danych do rozkładu masy brakującej w pełnym zakresie  $M_X$  z uwzględnieniem przesłuchów dla  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  (a) oraz dla  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$  (b) z wolnymi parametrami tła. Na rysunku jasnozielona krzywa Gaussa odpowiada rezonansu  $D_s$ , różowa -  $D^*$ , ciemnozielona -  $D_s^*$ , czarna -  $D_{s0}^*(2317)$ , fioletowa -  $D_{s1}(2460)$ , czerwona -  $D_{s1}(2536)$ ; nieregularna struktura opisuje przesłuchy z kanałów  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$ .

W tabeli 8.5 są podane wartości stosunków rozgałęzień uzyskane dla danych przy wolnych parametrach tła oraz znaczącości statystyczne dla rozpadów mezonów  $B^0$ .

Rozpad	$\mathcal{B}$ (wolne tło) [%]	$\Sigma$
$B^0 \rightarrow D^- D_s$	$0.729 \pm 0.036$	$> 10$
$B^0 \rightarrow D^- D^{*+}$	$0.139 \pm 0.054$	2.8
$B^0 \rightarrow D^- D_s^*$	$0.839 \pm 0.034$	$> 10$
$B^0 \rightarrow D^- D_{s0}^*(2317)$	$0.067 \pm 0.069$	0
$B^0 \rightarrow D^- D_{s1}(2460)$	$0.290 \pm 0.057$	4.2
$B^0 \rightarrow D^- D_{s1}(2536)$	$0.022 \pm 0.118$	1.4
$B^0 \rightarrow D^- D_{s2}^*(2573)$	–	0
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_s$	$0.701 \pm 0.049$	9.6
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+}$	$0.086 \pm 0.081$	0
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^*$	$1.56 \pm 0.03$	$> 10$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s0}^*(2317)$	$0.242 \pm 0.081$	2.4
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s1}(2460)$	$0.74 \pm 0.08$	7.2
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s1}(2536)$	$0.20 \pm 1.04$	2
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s2}^*(2573)$	$0.08 \pm 0.12$	0

Tablica 8.5: Zmierzone wartości stosunków rozgałęzień dla danych oraz znaczącości statystyczne dla rozpadów  $B^0 \rightarrow D^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$  z całego badanego zakresu.

## 8.5 Niepewności systematyczne dla rozpadu $B^0 \rightarrow D^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$

W tabeli 8.6 podano niepewności systematyczne dla rozpadów  $B^0 \rightarrow D^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$ , wyznaczone w ten sam sposób jak dla rozpadów  $B^+$ .

Źródło niepewności	$B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$		$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$		
	$K\pi\pi$	$K_S^0\pi$	$K\pi$	$K\pi\pi\pi$	$K\pi\pi^0$
Rekonstrukcja torów	5	5	5	5	5
Identyfikacja hadronów	5	5	5	5	5
Rekonstrukcja $K_S^0$	-	4.5	-	-	-
Rekonstrukcja $\pi^0$	-	-	-	-	3
Liczba par mezonów $B$	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
Kryterium selekcji	3.7	3.7	3.7	3.7	3.7
Parametryzacja sygnału	2	2	4	4	4
Całkowita niepewność systematyczna	8.3	9.5	9	9	9.5

Tablica 8.6: Przyczynki do niepewności systematycznych dla rozpadów  $B^0 \rightarrow D^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$ , podane w procentach.



# Rozdział 9

## Dyskusja wyników i perspektywy eksperymentalne

W tablicy 9.1 zebrano zmierzone stosunki rozgałęzień dla kanałów, dla których zaobserwowano statystycznie znaczący sygnał (powyżej  $3\sigma$ ). Przytoczone niepewności pomiarowe oznaczają kolejno błędy: statystyczny, systematyczny oraz związany z niepewnością tablicowych wartości stosunków rozgałęzień dla rozpadów rezonansów pośrednich występujących w badanych procesach. Wyniki porównano z aktualnymi średnimi światowymi [4], inkluzywnymi pomiarami eksperymentu *BABAR* [36], oraz z przewidywaniami teoretycznymi [63].

Kanał rozpadu	$\mathcal{B}$ Data (%)	$\mathcal{B}$ PDG (%)	Pomiary inkluzywne (%) [36]	Teoria (%) [63]
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s$	$0.83 \pm 0.08 \pm 0.09 \pm 0.04$	$0.90 \pm 0.09$	$1.33 \pm 0.18 \pm 0.32$	$1.00^{+0.13}_{-0.28}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^*$	$0.79 \pm 0.08 \pm 0.09 \pm 0.04$	$0.76 \pm 0.16$	$0.93 \pm 0.18 \pm 0.19$	$0.84^{+0.23}_{-0.31}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s$	$0.64 \pm 0.15 \pm 0.06 \pm 0.05$	$0.82 \pm 0.17$	$1.21 \pm 0.23 \pm 0.20$	$1.03^{+0.13}_{-0.32}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^*$	$2.36 \pm 0.26 \pm 0.24 \pm 0.18$	$1.71 \pm 0.24$	$1.70 \pm 0.26 \pm 0.24$	$2.80^{+0.40}_{-0.90}$
$B^0 \rightarrow D^- D_s$	$0.68 \pm 0.08 \pm 0.07 \pm 0.03$	$0.72 \pm 0.08$	$0.90 \pm 0.18 \pm 0.14$	$0.93^{+0.12}_{-0.26}$
$B^0 \rightarrow D^- D_s^*$	$0.80 \pm 0.09 \pm 0.08 \pm 0.04$	$0.74 \pm 0.02$	$0.67 \pm 0.20 \pm 0.11$	$0.78^{+0.21}_{-0.29}$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_s$	$0.71 \pm 0.10 \pm 0.08 \pm 0.02$	$0.80 \pm 0.11$	$0.57 \pm 0.16 \pm 0.09$	$0.95^{+0.13}_{-0.29}$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^*$	$1.59 \pm 0.15 \pm 0.17 \pm 0.05$	$1.77 \pm 0.14$	$1.65 \pm 0.23 \pm 0.19$	$2.60^{+0.30}_{-0.80}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2460)$	$0.167 \pm 0.051 \pm 0.018 \pm 0.08$	$0.31^{+0.1}_{-0.09}$	$0.43 \pm 0.16 \pm 0.13$	$0.44^{+0.16}_{-0.19}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2460)$	$0.86 \pm 0.17 \pm 0.09 \pm 0.07$	$1.2 \pm 0.3$	$1.12 \pm 0.26 \pm 0.20$	$2.10^{+0.30}_{-0.80}$
$B^0 \rightarrow D^- D_{s1}(2460)$	$0.22 \pm 0.05 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.35 \pm 0.11$	$0.26 \pm 0.15 \pm 0.07$	$0.40^{+0.16}_{-0.17}$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s1}(2460)$	$0.61 \pm 0.09 \pm 0.06 \pm 0.02$	$0.93 \pm 0.22$	$0.88 \pm 0.20 \pm 0.14$	$1.90^{+0.40}_{-0.70}$

Tablica 9.1: Porównanie zmierzonych stosunków rozgałęzień ze średnimi światowymi [4], inkluzywnymi pomiarami eksperymentu *BABAR* [36], oraz przewidywaniami teoretycznymi.

Dla większości kanałów obserwujemy zadowalającą (w granicach niepewności) zgodność pomiędzy poszczególnymi wynikami doświadczalnymi. Porównanie z obliczeniami

teoretycznymi przy ich obecnej dokładności jest mało konkluzywne, może jednak wskazywać na przeszacowanie przewidywanych wartości stosunków rozgałęzień dla kanałów  $B \rightarrow \bar{D}^* D_s^*(D_{s1}(2460))$ .

## 9.1 Wyznaczenie absolutnych częstości rozpadów $D_{s1}(2460)$

Inkluzywne pomiary, takie jak przedstawione w niniejszej rozprawie, można wykorzystać do wyznaczenia bezwzględnych częstości rozpadów stanów pośrednich do wybranych stanów końcowych wykorzystując relację:

$$\mathcal{B}((X \rightarrow Y) = \frac{\mathcal{B}_{eks}(B \rightarrow \bar{D}^{(*)} X (\rightarrow Y))}{\mathcal{B}_{inc}(B \rightarrow \bar{D}^{(*)} X)}. \quad (9.1)$$

We powyższym wzorze  $\mathcal{B}_{eks}(B \rightarrow \bar{D}^{(*)} X (\rightarrow Y))$  oznacza stosunek rozgałęzienia rozpadu, gdzie stan pośredni  $X$  rozpada się do stanu końcowego  $Y$ . W rozprawie wyznaczono inkluzywne częstości rozpadów  $B \rightarrow D^{(*)} D_{s1}(2460)$ . Rozpady te były również mierzone z wykorzystaniem ekskluzywnej rekonstrukcji stanów końcowych  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s1}(2460) (\rightarrow D_s^+ \gamma$  lub  $\rightarrow D_s^{*+} \pi^0)$  [64]. Łącząc oba typy pomiarów można wyznaczyć absolutne częstości rozpadów  $D_{s1}(2460)$  na podstawie stosunków relacji 9.1.

Pomiar taki został przeprowadzony przez współpracę *BABAR* na niższej statystyce [36]. Otrzymany wynik wskazywał że rozpady  $D_{s1}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma$  oraz  $D_{s1}(2460)^+ \rightarrow D_s^{*+} \pi^0$  stanowią  $72 \pm 19\%$  całkowitej szerokości rozpadu  $D_{s1}(2460)$ .

Na podstawie wyników uzyskanych w niniejszej pracy wyznaczono następujące częstości rozpadów  $D_{s1}(2460)$ :

$$\mathcal{B}(D_{s1}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma) = (24,4 \pm 5,6)\% \quad (9.2)$$

$$\mathcal{B}(D_{s1}(2460)^+ \rightarrow D_s^{*+} \pi^0) = (96,9 \pm 5,4)\% \quad (9.3)$$

Dla połączonych wyników Belle i *BABAR* górna granica rozgałęzień rozpadów rezonansu  $D_{s1}(2460)$  innych niż  $D_{s1}(2460)^+ \rightarrow D_s^{*+} \pi^0$  i  $D_{s1}(2460)^+ \rightarrow D_s + \gamma$  przy poziome ufności 90% wynosi 12,2%. Jest to zgodne z przewidywaniami które sugerują, że powyższe kanały wysycają rozpady  $D_{s1}(2460)$ .

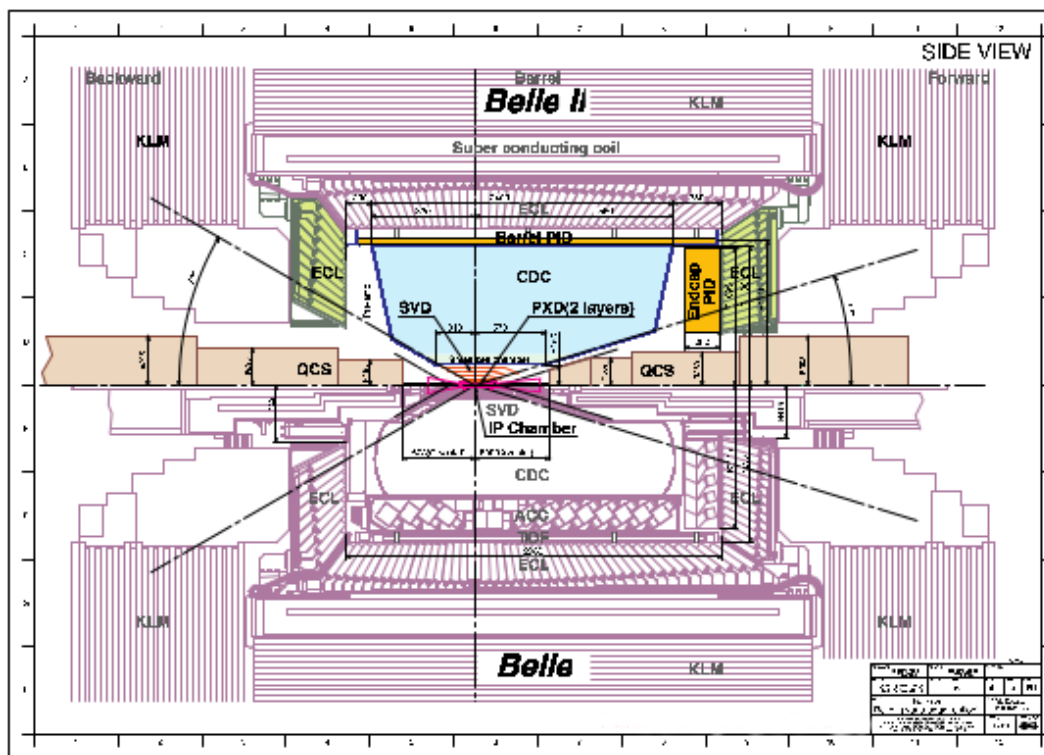
W celu weryfikacji zastosowanej metody, wyznaczono bezwzględną częstość rozpadu  $D_s^+ \rightarrow \phi(1020)\pi^+$ . Na podstawie przedstawionych w rozprawie pomiarów dla kanałów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s^+$  i  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s^{*+}$ , oraz średniej światowej [64] pomiarów ekskluzywnych  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s^{(*)+} (D_s^+ \rightarrow \phi(1020)\pi^+)$  wyznaczono stosunki rozgałęzień  $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \phi(1020)\pi^+) = (4,82 \pm 1,69)\%$  (z  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s^+$ ), oraz  $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \phi(1020)\pi^+) = (4,27 \pm 1,60)\%$  (z  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s^{*+}$ ). Otrzymane wyniki są zgodne ze średnimi światowymi, potwierdzając dobre działanie powyższej techniki.

## 9.2 Perspektywy eksperymentalne

W pełni inkluzywne poszukiwania rezonansów  $D_{s(J)}^{(*)}$  są możliwe tylko przy nielicznych urządzeniach badawczych, zapewniających czyste środowisko eksperymentalne, oraz dostateczną liczebność próbek. Wśród aktualnie działających eksperymentów, spektrometr BESIII przy zderzaczu BEPCII stwarza możliwość inkluzywnych pomiarów rezonansów  $D_{s(J)}^{(*)}$  w procesie  $e^+e^- \rightarrow \bar{D}_s^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$  [65] (w zakresie mas dostępnych przy energii zderzeń

$\sqrt{s} = 4,6 \text{ GeV}$ ). Dotychczasowe wyniki każą jednak oczekiwać, że głównym obszarem tego typu badań w najbliższych latach będzie eksperyment BelleII na zderzaczu SuperKEKB [66], nazywanym super fabryką B. Pięćdziesięciokrotnie większa próbka danych (w porównaniu do Belle), która będzie dostępna w SuperKEKB, podniesie precyzję pomiarów i umożliwi poszerzenie tematyki badawczej. Poprawę jakości danych zapewni także zmodernizowany spektrometr Belle II [67] przedstawiony schematycznie na rysunku 9.1.

W zakresie objętym tematyką rozprawy, przede wszystkim da się znacząco ulepszyć rekonstrukcję  $D_{\text{sig}}^{(*)}$  i  $B_{\text{tag}}^{(*)}$ . Zmieniony rozkład materiału (związany z wymianą systemu identyfikacji cząstek) przed kalorymetrem elektromagnetycznym ECL, oraz jego ulepszona elektronika odczytu wpłyną na wyższą wydajność detekcji cząstek neutralnych. Czterowarstwowy krzemowy detektor paskowy został wymieniony na dwuwarstwowy detektor mozaikowy (PXD) bazujący na technologii DEPFET (ang. *DEpleted P-channel Field Effect Transistor*) i rozbudowany krzemowy detektor wierzchołka (SVD). Dzięki dodaniu warstw PXD, oraz zbliżenia wewnętrznej warstwy detektora do punktu przecięcia wiązek, rozdzielczość parametrów zderzenia w kierunku wiązki poprawi się około dwukrotnie dla pędów poniżej 1 GeV. Z drugiej strony, SVD dzięki większemu zewnętrznemu promieniowi pokrycia przyczyni się do poprawy wydajności rekonstrukcji torów powolnych cząstek oraz mezonów  $K_S$ , które rozpadają się do dwóch naładowanych pionów.



Rysunek 9.1: Porównanie detektora Belle II (górna połowa) z detektorem Belle (dolna połowa).

W Belle II zmieni się też moduł do pełnej rekonstrukcji strony znakującej. *FR* zostanie zastąpiony przez *Full Event Reconstruction (FEI)*. Pakiet ten, tak jak i poprzedni, mocno polega na wielowymiarowych klasyfikatorach (*multivariate classifiers (MVC)*). Takie klasyfikatory muszą być trenowane na próbce Monte Carlo. Jednak specyficzne dla każdej analizy własności strony sygnałowej istotnie wpływają na rozkłady tła po stronie znakującej. Wpływ ten był zaniechany przez *FR*, ponieważ trenowanie klasyfikatorów było wykonywane niezależnie od wyboru strony sygnałowej [68]. W przeciwieństwie do

tego, moduł *FEI* będzie trenowany w odniesieniu do każdej analizy oddzielnie, a zatem uwzględniając charakterystyczne własności sygnału.

Trenowanie specyficzne dla analizy jest możliwe dzięki zastosowaniu algorytmów treningowych zoptymalizowanych pod kątem szybkości działania, pełnej automatyzacji i szerokiego wykorzystania równoległości na wszystkich poziomach.

Wyższa statystyka oraz lepsza rekonstrukcja  $D^*$  i  $B_{\text{tag}}$  umożliwi wspólne badanie, uwzględniające przesłuchy, nie tylko kanałów  $B \rightarrow \bar{D}D_{s(J)}^{(*)}$  i  $B \rightarrow \bar{D}^*D_{s(J)}^{(*)}$  ale też  $B \rightarrow \bar{D}^{**}D_{s(J)}^{(*)}$ . Lepsze zrozumienie trójciałowych rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}h$  (rozdział 7.5) pozwoli na zmniejszenie niepewności systematycznych pomiarów.

Ciekawym obszarem badania rezonansów w układzie  $c\bar{s}$  są rozpadły mezonów  $B_s$ , gdzie mezony  $D_{s(J)}^{(*)}$  produkowane są w tzw. dolnym wierzchołku. W fabrykach B istnieje możliwość inkluzywnego badania stanów  $D_{s(J)}^{(*)}$  w procesie  $B_s \rightarrow MX$  ( $M$  oznacza mezon z fragmentacji wirtualnego bozonu  $W$ ) dla danych zebranych przy energii rezonansu  $\Upsilon(5S)$ , jednak ocena potencjału takiego podejścia wymaga dalszych badań i optymalizacji narzędzi do analizy.



# Rozdział 10

## Podsumowanie

W pracy przedstawiono badania rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$ ,  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$ ,  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  oraz  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$  w oparciu o próbkę danych zawierającą 772 miliony par mezonów  $\bar{B}B$ . Dane te zostały zarejestrowane w detektorze Belle, pracującym przy zderzaczach asymetrycznych wiązek  $e^+e^-$  KEKB. Wykorzystując specyficzne warunki fabryk B, rezonanse  $D_{s(J)}^{(*)}$  obserwowano w rozkładach masy brakującej inkluzywnych przejść  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} X$ , a zatem bez jakichkolwiek założeń o rozpadach poszukiwanych stanów. Opracowano nową technikę analizy, która pozwoliła zmierzyć się z dużą różnorodnością łańcuchów rozpadów oraz migracją sygnału pomiędzy podobnymi modami. Statystycznie znaczące sygnały zaobserwowano w kanałach  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s^{(*)}$ , oraz  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s(2460)$ . Wyznaczone stosunki rozgałęzień mają mniejsze niepewności od wcześniejszych, analogicznych pomiarów współpracy BABAR [36].

Uzyskane dokładności są porównywalne z aktualnymi średnimi światowymi [4], a dla kanałów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D_{s1}(2460)$  nawet je przewyższają. Należy przy tym podkreślić, że obecne średnie są zdominowane przez pomiary ekskluzywne, a zatem mają zasadniczo różne źródła niepewności systematycznych.

Na podstawie tych wyników wyznaczono częstości rozpadów  $D_{s1}(2460) \mathcal{B}(D_{s1}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma)$  i  $\mathcal{B}(D_{s1}(2460)^+ \rightarrow D_s^{*+} \pi^0)$ . Wyniki sugerują, że powyższe kanały wysycają rozpady  $D_{s1}(2460)$ .

Statystyki zdarzeń sygnałów innych wyższych stanów wzbudzonych mezonu  $D_s$  ( $D_{s0}^*(2317)$ ,  $D_{s1}(2536)$  oraz  $D_{sJ}(2573)$ ) nie są niestety wystarczające dla oszacowania ich stosunków rozgałęzień przy zastosowaniu użytej metody. Należy oczekiwać, iż stanie się to możliwe dzięki działaniu fabryki B nowej generacji (SuperKEKB) oraz pracującego przy niej eksperymentu Belle II, uruchomienie którego jest planowane na koniec tego roku. Dzięki 50-krotnie większej statystyce dostępnej w BelleII będą możliwe statystycznie znaczące pomiary innych obserwabli, w tym asymetrii CP.

W przeprowadzonej analizie zidentyfikowano również przyczyny rozbieżności pomiędzy opisem tła w danych i GMC, których głównym źródłem jest zawyżenie w próbkach Monte Carlo produkcji mezonów  $D^*$  w rozpadach  $B$ . Poprawny opis przejść  $b \rightarrow c$  stanowi istotny element wielu analiz, dlatego wyjaśnienie powyższych niezgodności jest jednym z pilniejszych zadań fizyki pięknych mezonów.



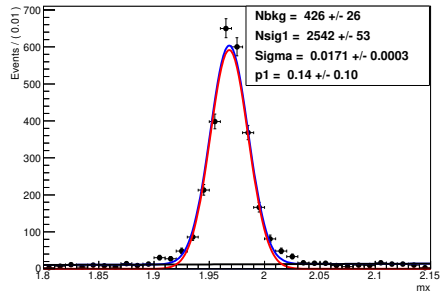
# Dodatek A

## Monte Carlo sygnałowe

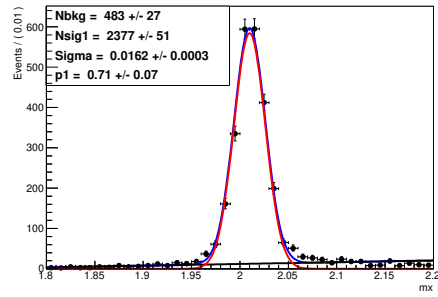
Dla celów niniejszej analizy zostało wygenerowano 77 próbek MC sygnałowego. Dla każdego z rekonstruowanych rozpadów  $D_{\text{sig}}^{(*)}$  generowano podwójnie powabne rozpadły  $B$ , gdzie  $D_{s(J)}^{(*)}$ :  $D_s$ ,  $D^*$ ,  $D_s^*$ ,  $D_{s0}^*$ (2317),  $D_{s1}$ (2460),  $D_{s1}$ (2536) oraz  $D_{s2}$ (2573). W dopasowaniach do rozkładów masy brakującej ( $M_X$ ) sygnały zostały sparametryzowane pojedynczymi krzywymi Gaussa, a tło funkcją liniową albo wielomianami Czebyszewa 1-go lub 2-go stopnia w zależności od kanału rozpadu (kanały rozpadu zawierające mezony  $\pi^0$  mają o wiele więcej tła i dlatego potrzebują bardziej skomplikowanego opisu).

W rozkładach masy brakującej  $M_X$  dla  $\bar{D}_{\text{sig}} = \bar{D}^0$ ,  $D^-$ ,  $\bar{D}^{*0}$  oraz  $D^{*-}$  pozycje sygnałów są zgodne z nominalnymi masami mezonów  $D_{s(J)}^{(*)}$ .

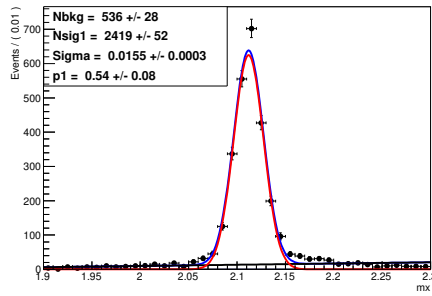
Z liczby przypadków sygnałów otrzymanych z dopasowań do  $M_X$  (po podzieleniu ich przez liczbę wygenerowanych przypadków dla danego  $D_{s(J)}^{(*)}$ ) wyznaczone zostały efektywności rekonstrukcji poszczególnych kanałów (podane w tablicach A.1-A.11).



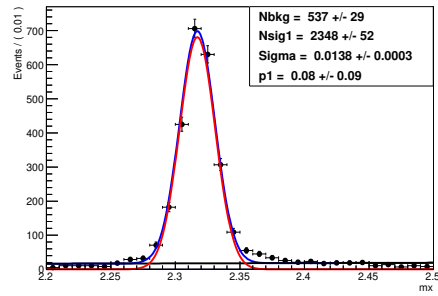
(a)  $\bar{D}^0 D_s$



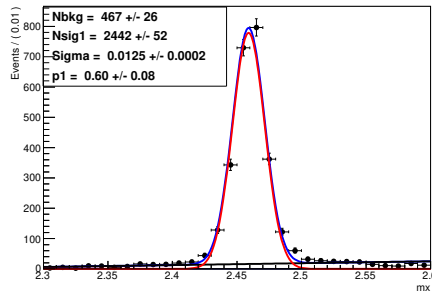
(b)  $\bar{D}^0 D^*$



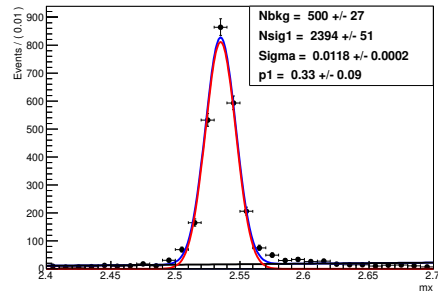
(c)  $\bar{D}^0 D_s^*$



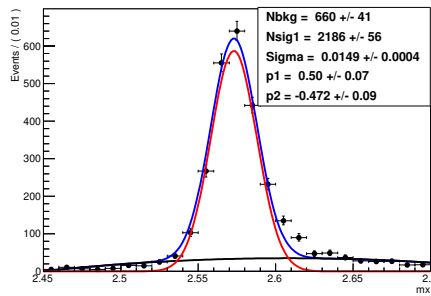
(d)  $\bar{D}^0 D_{s0}(2317)$



(e)  $\bar{D}^0 D_{sJ}(2460)$

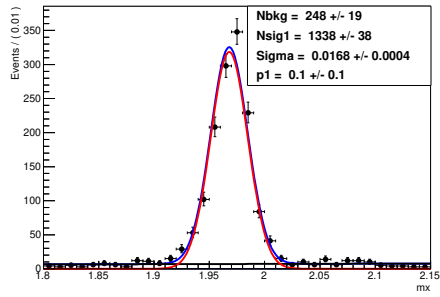


(f)  $\bar{D}^0 D_{s1}(2536)$

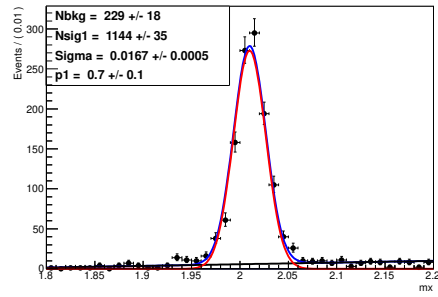


(g)  $\bar{D}^0 D_{sJ}(2573)$

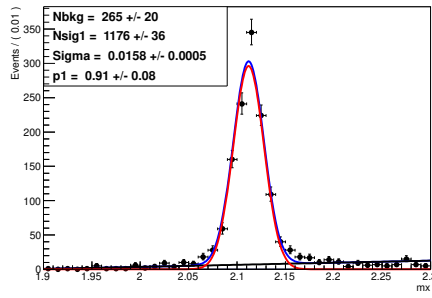
Rysunek A.1: Rozkłady masy brakującej (GeV) w rozpadzie  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D_{s(J)}^{(*)+}$  dla próbek MC sygnałowego.



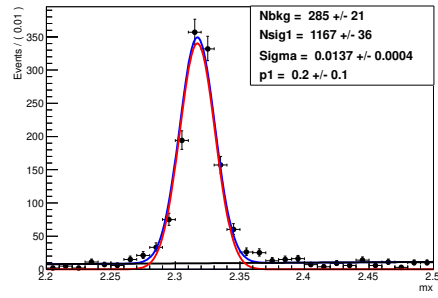
(a)  $\bar{D}^0 D_s$



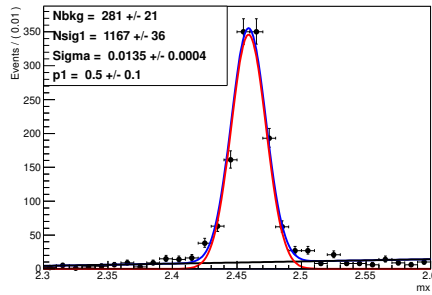
(b)  $\bar{D}^0 D^{*-}$



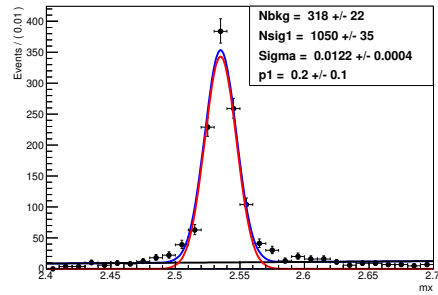
(c)  $\bar{D}^0 D_s^*$



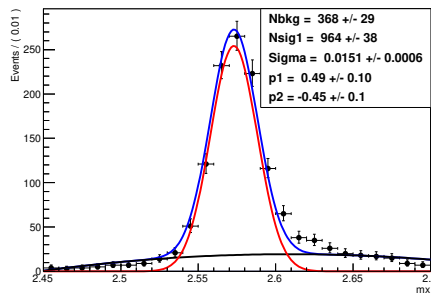
(d)  $\bar{D}^0 D_{s0}(2317)$



(e)  $\bar{D}^0 D_{sJ}(2460)$

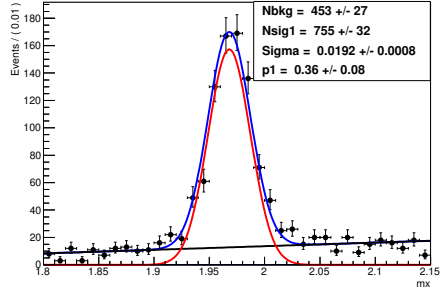
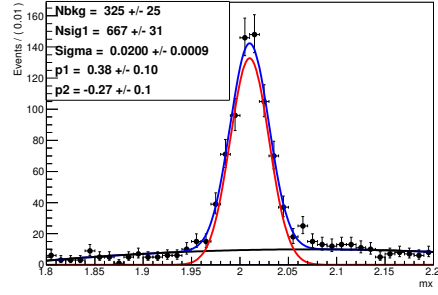
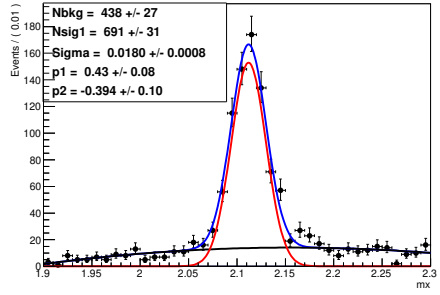
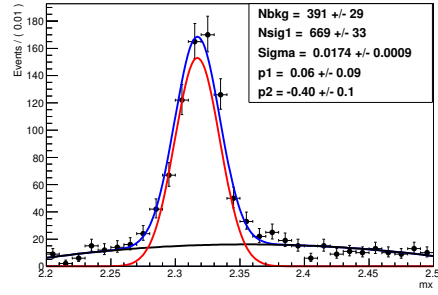
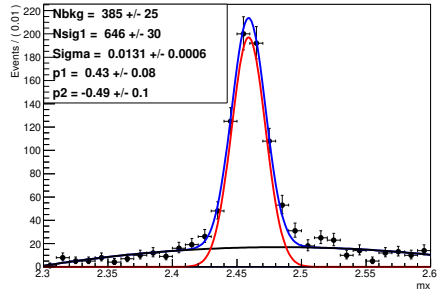
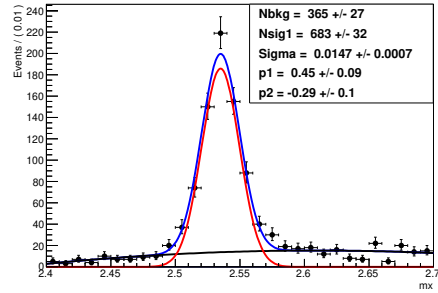
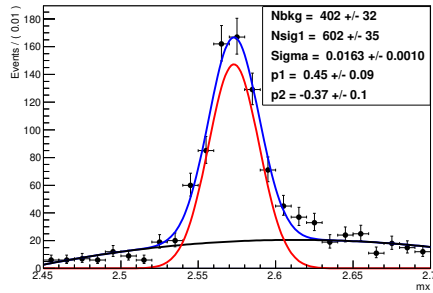


(f)  $\bar{D}^0 D_{s1}(2536)$

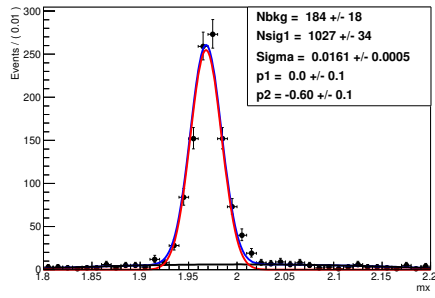


(g)  $\bar{D}^0 D_{sJ}(2573)$

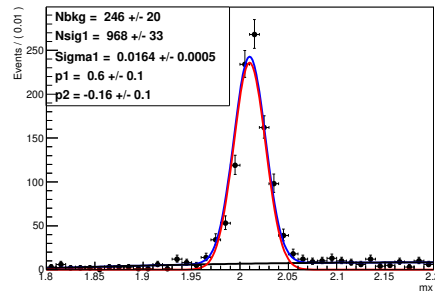
Rysunek A.2: Rozkłady masy brakującej (GeV) w rozpadzie  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+)D_{s(J)}^{(*)+}$  dla próbek MC sygnałowego.

(a)  $\bar{D}^0 D_s$ (b)  $\bar{D}^0 D^*$ (c)  $\bar{D}^0 D_s^*$ (d)  $\bar{D}^0 D_{s0}(2317)$ (e)  $\bar{D}^0 D_{sJ}(2460)$ (f)  $\bar{D}^0 D_{s1}(2536)$ (g)  $\bar{D}^0 D_{sJ}(2573)$ 

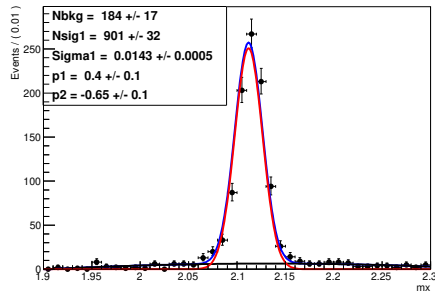
Rysunek A.3: Rozkłady masy brakującej (GeV) w rozpadzie  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_{s(J)}^{(*)+}$  dla próbek MC sygnałowego.



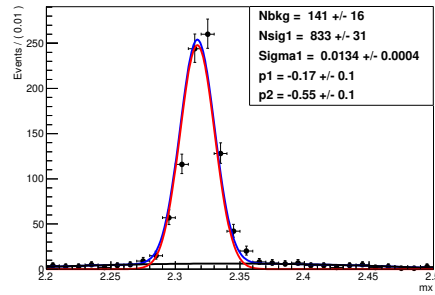
(a)  $D^{*-}D_S$



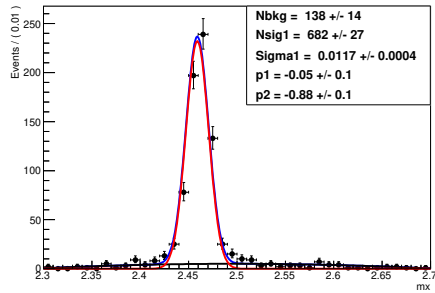
(b)  $D^{*-}D^*$



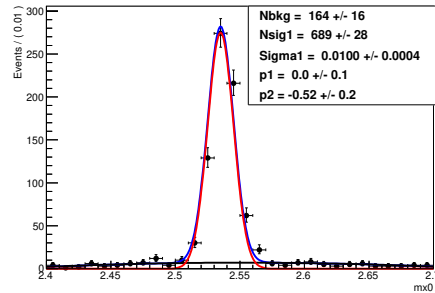
(c)  $D^{*-}D_S^*$



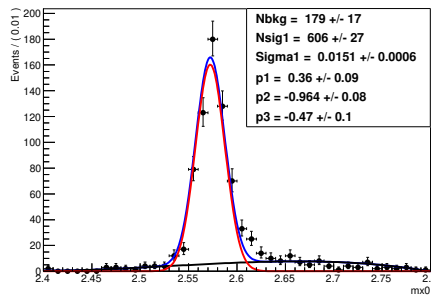
(d)  $D^{*-}D_{s0}(2317)$



(e)  $D^{*-}D_{sJ}(2460)$

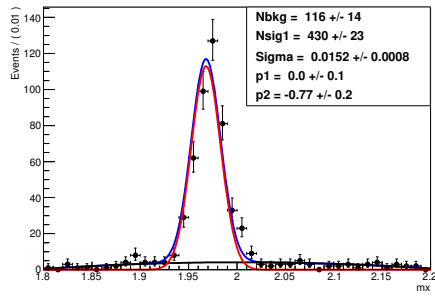


(f)  $D^{*-}D_{s1}(2536)$

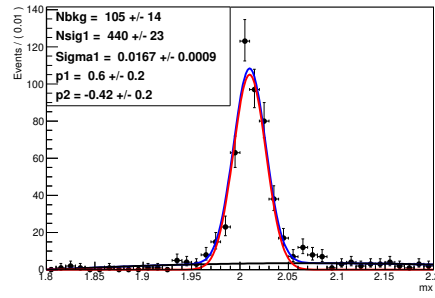


(g)  $D^{*-}D_{sJ}(2573)$

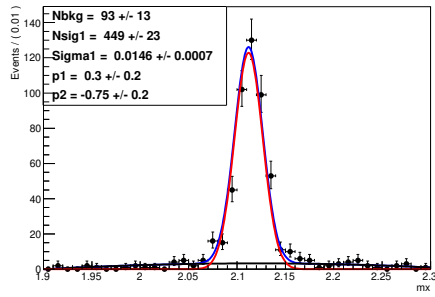
Rysunek A.4: Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu  $B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-)D_{s(J)}^{*\,+})$  dla próbek MC sygnałowego.



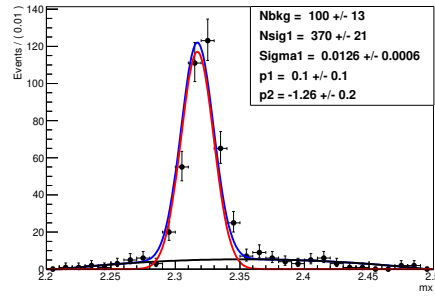
(a)  $D^{*-}D_S$



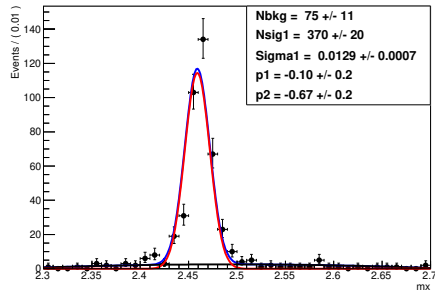
(b)  $D^{*-}D^*$



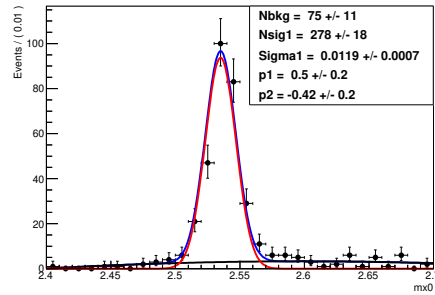
(c)  $D^{*-}D_S^*$



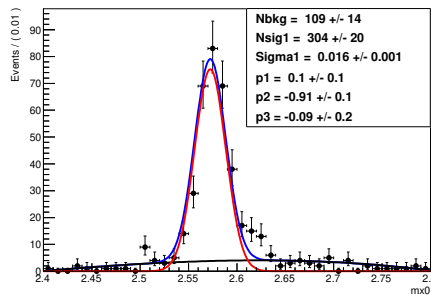
(d)  $D^{*-}D_{s0}(2317)$



(e)  $D^{*-}D_{sJ}(2460)$



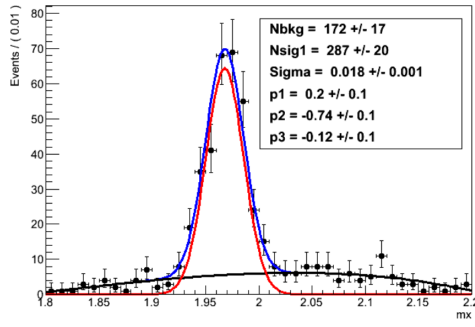
(f)  $D^{*-}D_{s1}(2536)$



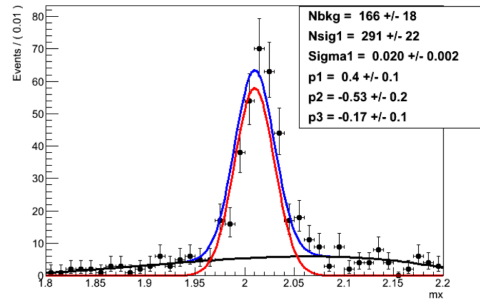
(g)  $D^{*-}D_{sJ}(2573)$

Rysunek A.5: Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu  $B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+)\pi^-)D_{s(J)}^{(*)+}$  dla próbek MC sygnałowego.

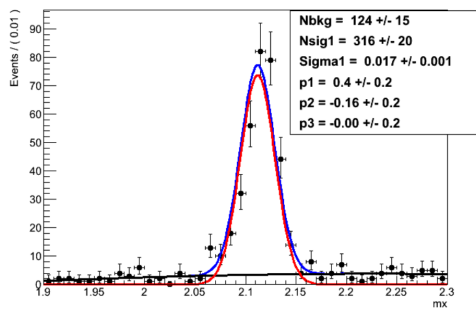




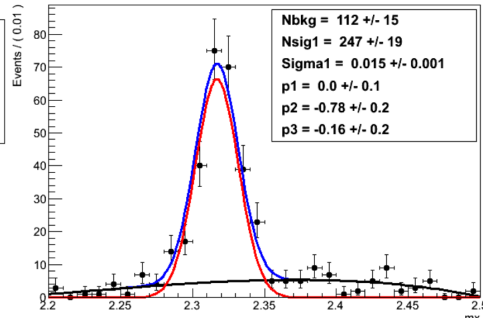
(a)  $D^{*-}D_S$



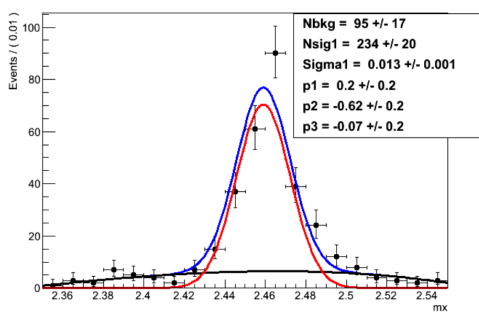
(b)  $D^{*-}D^*$



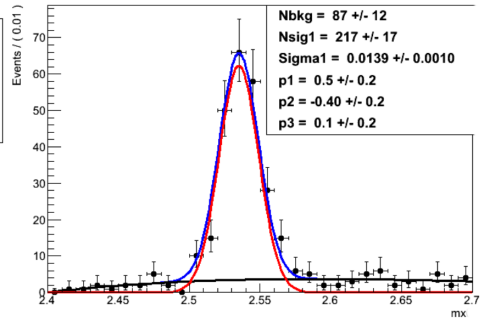
(c)  $D^{*-}D_S^*$



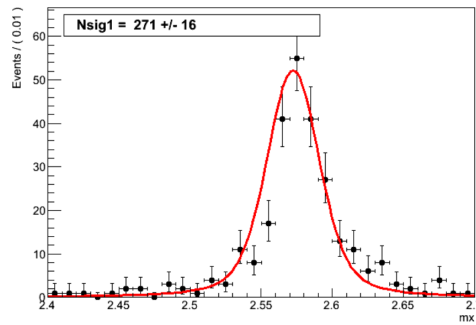
(d)  $D^{*-}D_{s0}(2317)$



(e)  $D^{*-}D_{sJ}(2460)$

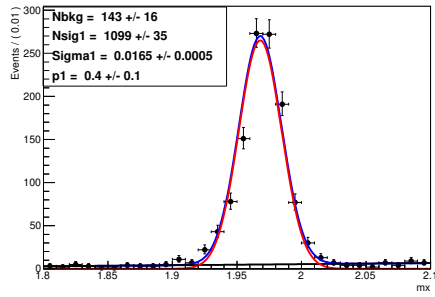


(f)  $D^{*-}D_{s1}(2536)$

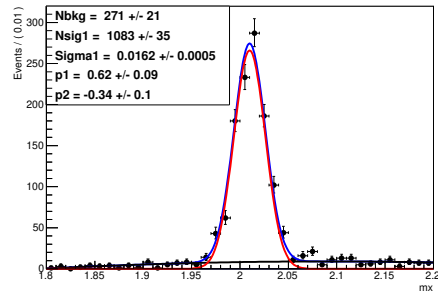


(g)  $D^{*-}D_{sJ}(2573)$

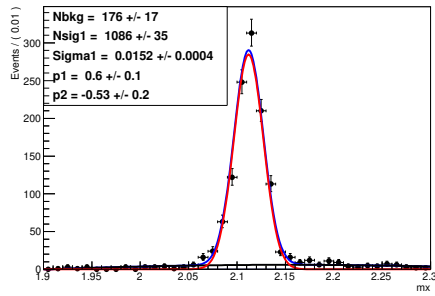
Rysunek A.6: Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu  $B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_{s(J)}^{(*)+}$  dla próbek MC sygnałowego.



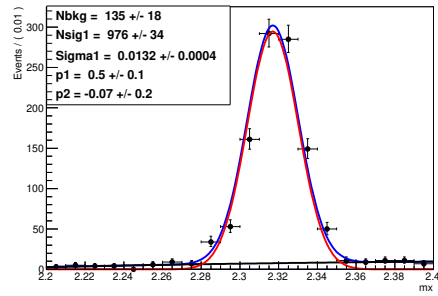
(a)  $D^- D_s$



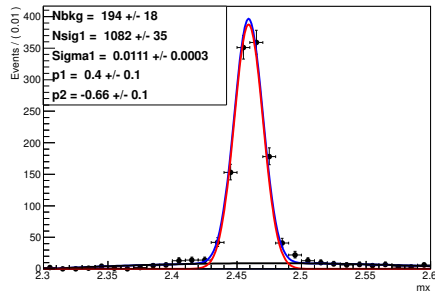
(b)  $D^- D^*$



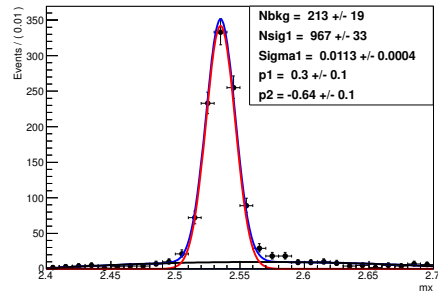
(c)  $D^- D_s^*$



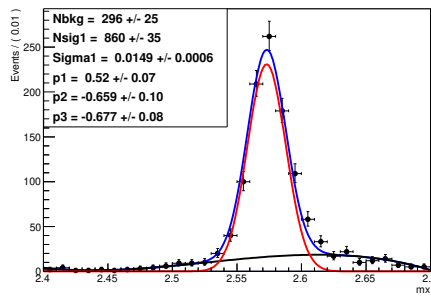
(d)  $D^- D_{s0}(2317)$



(e)  $D^- D_{sJ}(2460)$

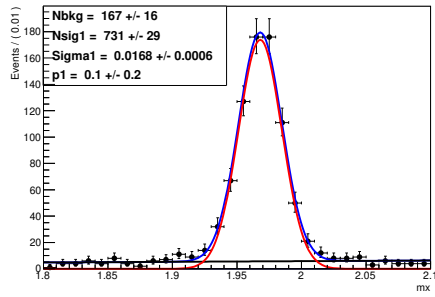


(f)  $D^- D_{s1}(2536)$

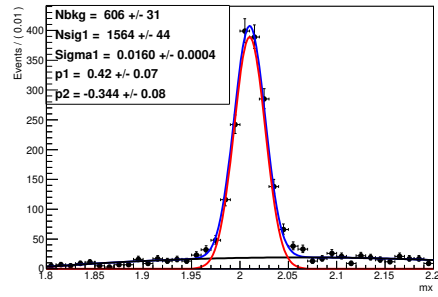


(g)  $D^- D_{sJ}(2573)$

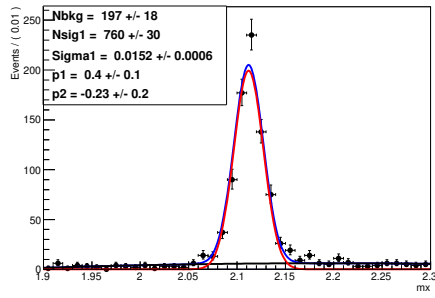
Rysunek A.7: Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu  $B^0 \rightarrow D^- (\rightarrow K^+ \pi^- \pi^-) D_{s(J)}^{(*)-}$  dla próbek MC sygnałowego.



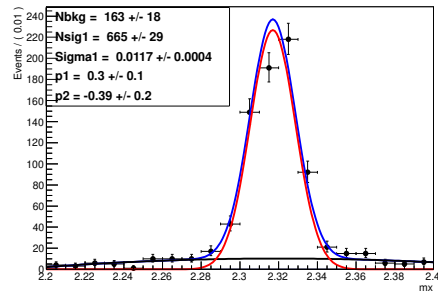
(a)  $D^- D_s$



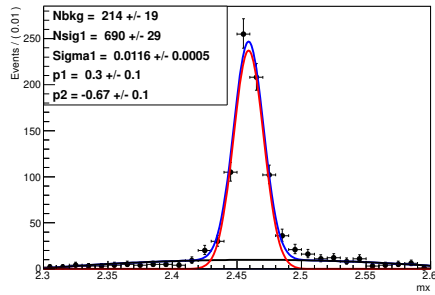
(b)  $D^- D^*$



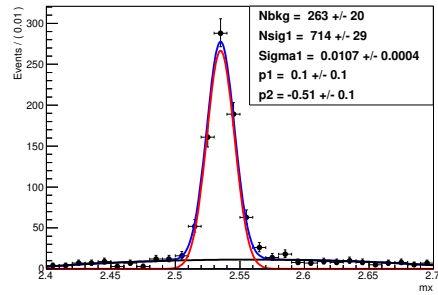
(c)  $D^- D_s^*$



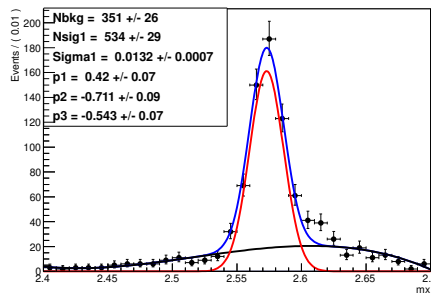
(d)  $D^- D_{s0}(2317)$



(e)  $D^- D_{sJ}(2460)$

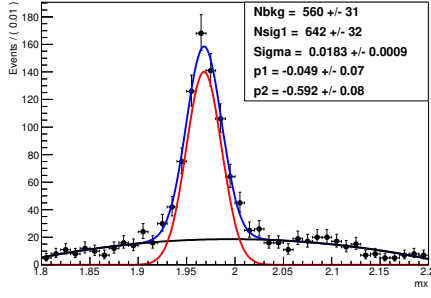


(f)  $D^- D_{s1}(2536)$

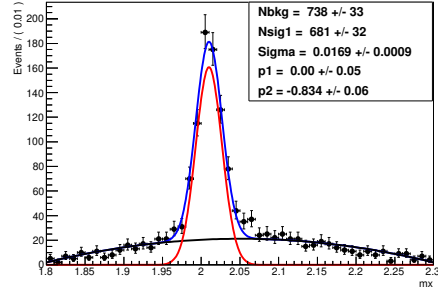


(g)  $D^- D_{sJ}(2573)$

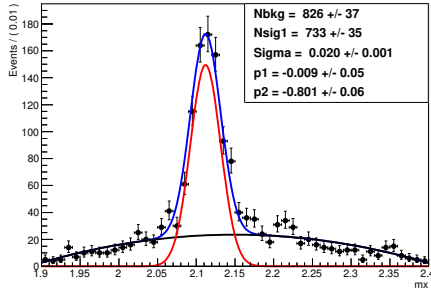
Rysunek A.8: Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu  $B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K_S^0 \pi^-) D_{s(J)}^{(*)}$  dla próbek MC sygnałowego.



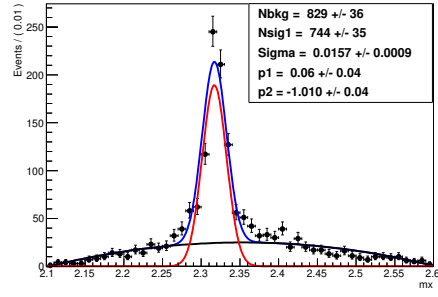
(a)  $\bar{D}^{*0} D_s$



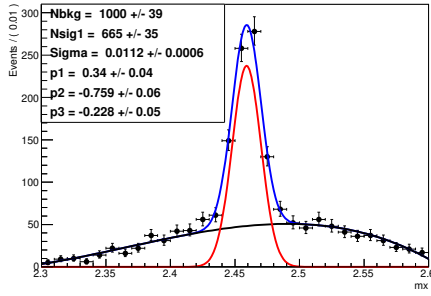
(b)  $\bar{D}^{*0} D^*$



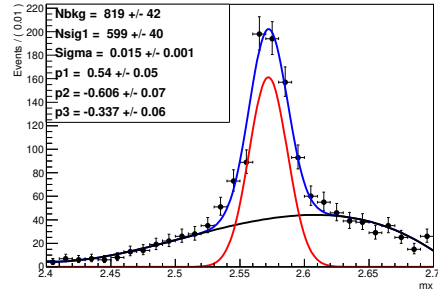
(c)  $\bar{D}^{*0} D_s^*$



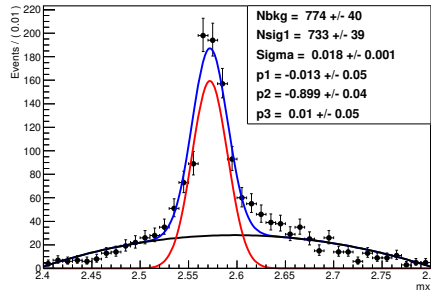
(d)  $\bar{D}^{*0} D_{s0}(2317)$



(e)  $\bar{D}^{*0} D_{sJ}(2460)$

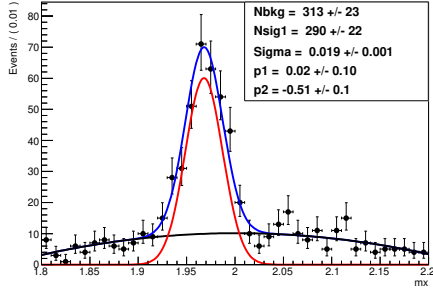


(f)  $\bar{D}^{*0} D_{s1}(2536)$

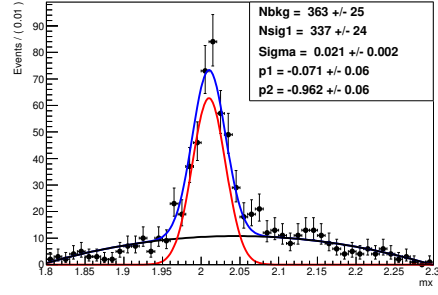


(g)  $\bar{D}^{*0} D_{sJ}(2573)$

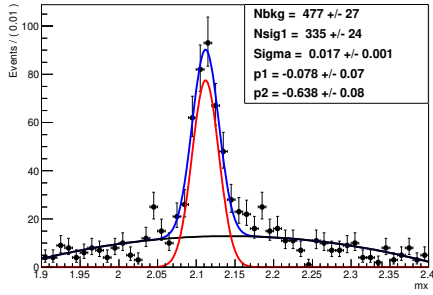
Rysunek A.9: Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu  $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D_{s(J)}^{(*)+}$  dla próbek MC sygnałowego.



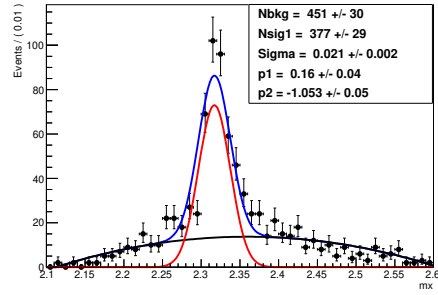
(a)  $\bar{D}^{*0} D_s$



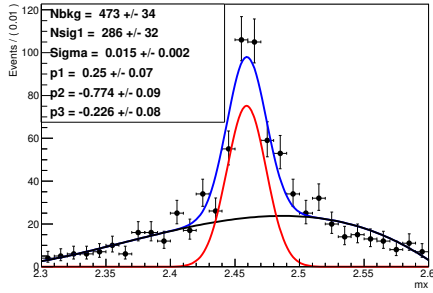
(b)  $\bar{D}^{*0} D^*$



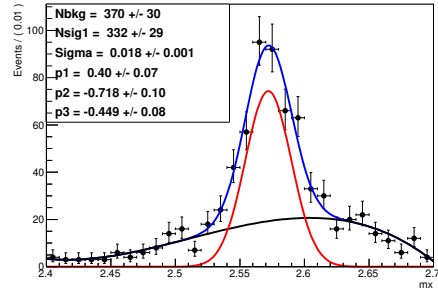
(c)  $\bar{D}^{*0} D_s^*$



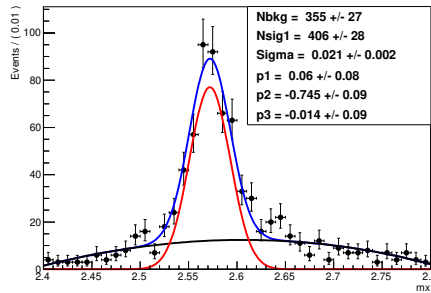
(d)  $\bar{D}^{*0} D_{s0}(2317)$



(e)  $\bar{D}^{*0} D_{sJ}(2460)$

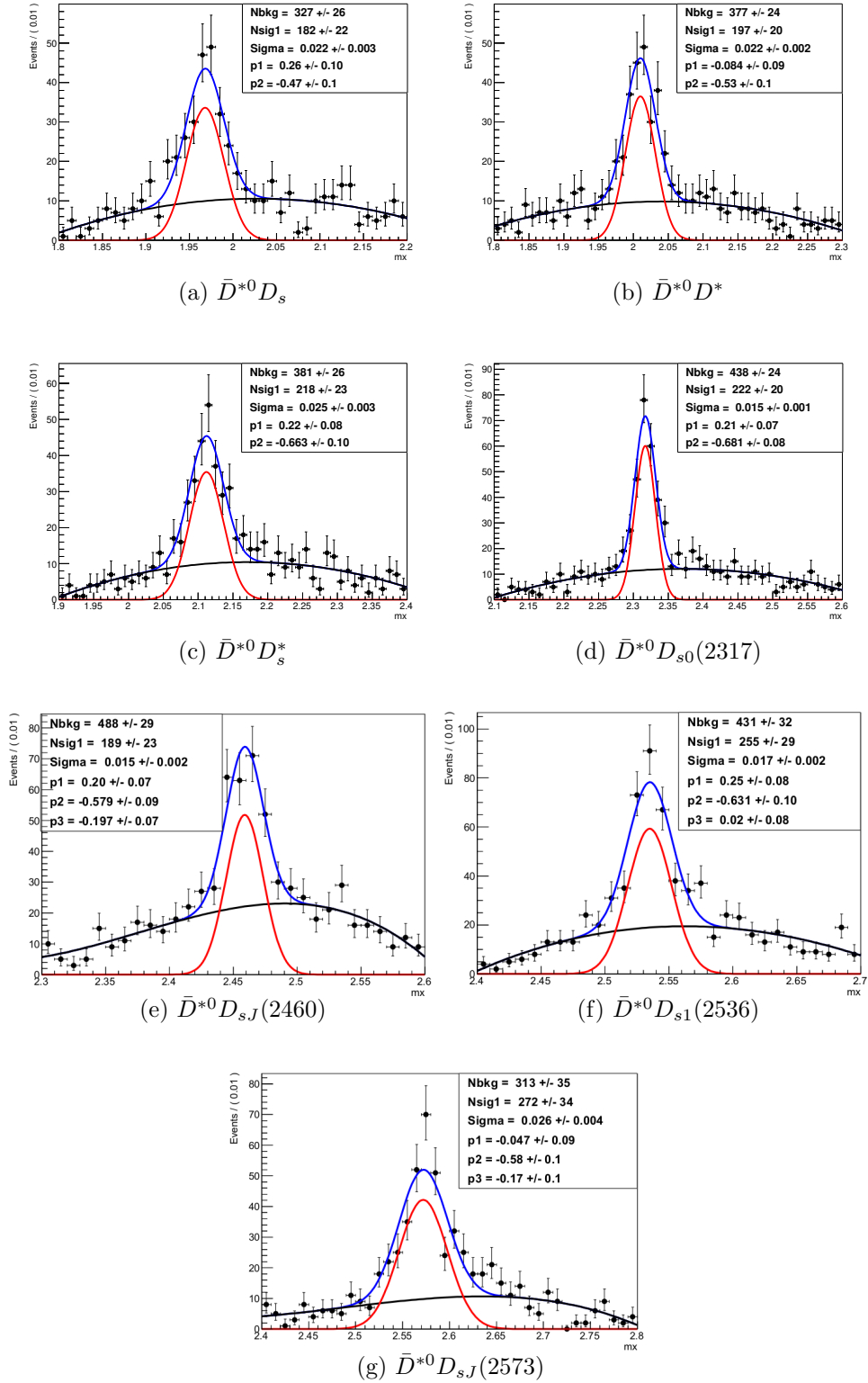


(f)  $\bar{D}^{*0} D_{s1}(2536)$



(g)  $\bar{D}^{*0} D_{sJ}(2573)$

Rysunek A.10: Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu  $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+)D_{s(J)}^{(*)+}$  dla próbek MC sygnałowego.



Rysunek A.11: Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu  $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_{s(J)}^{(*)+}$  dla próbek MC sygnałowego.

W tablicach poniżej zostały zebrane wyniki dotyczące wydajności rekonstrukcji sygnału dla poszczególnych łańcuchów rozpadów  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s(J)}^{(*)}$ , wyznaczonych z dedykowanych próbek MC sygnałowego.

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$N_{\text{bkg}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D_s$	$2425 \pm 53$	$2 \cdot 10^6$	$374 \pm 27$	$1213 \pm 27$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D^*$	$2758 \pm 56$	$2 \cdot 10^6$	$445 \pm 28$	$1379 \pm 28$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D_s^*$	$2463 \pm 52$	$2 \cdot 10^6$	$449 \pm 27$	$1232 \pm 26$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D_s(2317)$	$2804 \pm 56$	$2 \cdot 10^6$	$531 \pm 29$	$1402 \pm 28$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D_s(2460)$	$2640 \pm 55$	$2 \cdot 10^6$	$463 \pm 28$	$1320 \pm 27$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D_s(2536)$	$2578 \pm 54$	$2 \cdot 10^6$	$561 \pm 30$	$1289 \pm 27$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D_s(2573)$	$2486 \pm 55$	$2 \cdot 10^6$	$652 \pm 34$	$1243 \pm 27$

Tablica A.1: Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości.

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$N_{\text{bkg}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)D_s^+$	$1408 \pm 41$	$2 \cdot 10^6$	$306 \pm 24$	$704 \pm 20$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)D^*$	$1044 \pm 34$	$2 \cdot 10^6$	$208 \pm 19$	$522 \pm 17$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)D_s^*$	$1318 \pm 39$	$2 \cdot 10^6$	$247 \pm 21$	$659 \pm 19$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)D_{s0}^*(2317)$	$1367 \pm 39$	$2 \cdot 10^6$	$293 \pm 22$	$684 \pm 19$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)D_{s1}(2460)$	$1232 \pm 38$	$2 \cdot 10^6$	$327 \pm 23$	$616 \pm 19$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)D_{s1}(2536)$	$1270 \pm 38$	$2 \cdot 10^6$	$331 \pm 23$	$635 \pm 19$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)D_{s2}^*(2573)$	$1182 \pm 38$	$2 \cdot 10^6$	$401 \pm 26$	$591 \pm 19$

Tablica A.2: Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości.

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$N_{\text{bkg}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_s^+$	$845 \pm 40$	$2 \cdot 10^6$	$527 \pm 34$	$423 \pm 20$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D^*$	$877 \pm 37$	$2 \cdot 10^6$	$632 \pm 34$	$439 \pm 19$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_s^*$	$822 \pm 32$	$2 \cdot 10^6$	$581 \pm 36$	$411 \pm 16$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_{s0}^*(2317)$	$756 \pm 33$	$2 \cdot 10^6$	$396 \pm 27$	$378 \pm 16$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_{s1}(2460)$	$720 \pm 33$	$2 \cdot 10^6$	$389 \pm 27$	$360 \pm 16$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_{s1}(2536)$	$608 \pm 30$	$2 \cdot 10^6$	$406 \pm 26$	$304 \pm 15$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_{s2}^*(2573)$	$626 \pm 36$	$2 \cdot 10^6$	$439 \pm 33$	$313 \pm 18$

Tablica A.3: Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości.

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$N_{\text{bkg}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-)D_s$	$1122 \pm 34$	$2 \cdot 10^6$	$194 \pm 16$	$561 \pm 17$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-)D^*$	$1173 \pm 36$	$2 \cdot 10^6$	$298 \pm 20$	$587 \pm 18$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-)D_s^*$	$1146 \pm 35$	$2 \cdot 10^6$	$171 \pm 15$	$573 \pm 17$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-)D_{s0}^*(2317)$	$1245 \pm 36$	$2 \cdot 10^6$	$186 \pm 17$	$623 \pm 18$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-)D_{s1}(2460)$	$1159 \pm 35$	$2 \cdot 10^6$	$160 \pm 15$	$580 \pm 17$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-)D_{s1}(2536)$	$1088 \pm 35$	$2 \cdot 10^6$	$231 \pm 18$	$544 \pm 17$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-)D_{s2}^*(2573)$	$1090 \pm 35$	$2 \cdot 10^6$	$220 \pm 19$	$545 \pm 17$

Tablica A.4: Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów  $B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości.



Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$N_{\text{bkg}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K_S^0 \pi^-) D_s$	$770 \pm 29$	$2 \cdot 10^6$	$217 \pm 17$	$385 \pm 15$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K_S^0 \pi^-) D^*$	$1715 \pm 44$	$2 \cdot 10^6$	$634 \pm 29$	$858 \pm 22$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K_S^0 \pi^-) D_s^*$	$822 \pm 30$	$2 \cdot 10^6$	$189 \pm 16$	$411 \pm 15$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K_S^0 \pi^-) D_{s0}^*(2317)$	$783 \pm 30$	$2 \cdot 10^6$	$195 \pm 17$	$403 \pm 15$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K_S^0 \pi^-) D_{s1}(2460)$	$831 \pm 30$	$2 \cdot 10^6$	$238 \pm 18$	$416 \pm 15$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K_S^0 \pi^-) D_{s1}(2536)$	$783 \pm 30$	$2 \cdot 10^6$	$322 \pm 20$	$392 \pm 15$
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K_S^0 \pi^-) D_{s2}^*(2573)$	$711 \pm 29$	$2 \cdot 10^6$	$318 \pm 22$	$356 \pm 15$

Tablica A.5: Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów  $B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K_S^0 \pi^-) D_{s(J)}^*$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości.

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$N_{\text{bkg}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+ \pi^-) \pi^+) D_s$	$1027 \pm 34$	$2 \cdot 10^6$	$184 \pm 18$	$514 \pm 17$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+ \pi^-) \pi^+) D^*$	$968 \pm 33$	$2 \cdot 10^6$	$246 \pm 20$	$484 \pm 16$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+ \pi^-) \pi^+) D_s^*$	$901 \pm 32$	$2 \cdot 10^6$	$184 \pm 17$	$451 \pm 16$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+ \pi^-) \pi^+) D_{s0}^*(2317)$	$833 \pm 31$	$2 \cdot 10^6$	$141 \pm 16$	$416 \pm 15$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+ \pi^-) \pi^+) D_{s1}(2460)$	$682 \pm 27$	$2 \cdot 10^6$	$138 \pm 14$	$341 \pm 13$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+ \pi^-) \pi^+) D_{s1}(2536)$	$689 \pm 28$	$2 \cdot 10^6$	$164 \pm 16$	$345 \pm 14$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+ \pi^-) \pi^+) D_{s2}^*(2573)$	$606 \pm 27$	$2 \cdot 10^6$	$179 \pm 17$	$303 \pm 13$

Tablica A.6: Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów  $B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+ \pi^-) \pi^+) D_{s(J)}^*$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości.

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$N_{\text{bkg}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^-)D_s^-$	$430 \pm 23$	$2 \cdot 10^6$	$116 \pm 14$	$215 \pm 11$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^-)D^*$	$440 \pm 23$	$2 \cdot 10^6$	$105 \pm 14$	$220 \pm 11$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^-)D_s^{*-}$	$449 \pm 23$	$2 \cdot 10^6$	$93 \pm 13$	$225 \pm 11$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^-)D_{s0}^*(2317)^-$	$370 \pm 23$	$2 \cdot 10^6$	$100 \pm 13$	$185 \pm 11$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^-)D_{s1}(2460)^-$	$370 \pm 20$	$2 \cdot 10^6$	$75 \pm 11$	$185 \pm 10$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^-)D_{s1}(2536)^-$	$278 \pm 18$	$2 \cdot 10^6$	$75 \pm 11$	$139 \pm 9$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^-)D_{s2}^*(2573)^-$	$304 \pm 20$	$2 \cdot 10^6$	$109 \pm 14$	$152 \pm 10$

Tablica A.7: Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów  $B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^-)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości.

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$N_{\text{bkg}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^-)D_s$	$287 \pm 20$	$2 \cdot 10^6$	$172 \pm 17$	$144 \pm 10$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^-)D^*$	$291 \pm 22$	$2 \cdot 10^6$	$166 \pm 18$	$146 \pm 11$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^-)D_s^*$	$316 \pm 20$	$2 \cdot 10^6$	$124 \pm 15$	$158 \pm 10$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^-)D_{s0}^*(2317)$	$247 \pm 19$	$2 \cdot 10^6$	$112 \pm 15$	$124 \pm 9$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^-)D_{s1}(2460)$	$234 \pm 20$	$2 \cdot 10^6$	$95 \pm 17$	$117 \pm 10$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^-)D_{s1}(2536)$	$217 \pm 17$	$2 \cdot 10^6$	$87 \pm 12$	$109 \pm 8$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^-)D_{s2}^*(2573)$	$271 \pm 16$	$2 \cdot 10^6$		$136 \pm 8$

Tablica A.8: Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów  $B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^-)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości.

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$N_{\text{bkg}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+)D_s)$	$642 \pm 32$	$2 \cdot 10^6$	$560 \pm 31$	$321 \pm 16$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+)D_s^*)$	$681 \pm 32$	$2 \cdot 10^6$	$738 \pm 33$	$341 \pm 16$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+)D_s^*)$	$733 \pm 35$	$2 \cdot 10^6$	$826 \pm 33$	$367 \pm 17$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+)D_{s0}^*(2317))$	$744 \pm 35$	$2 \cdot 10^6$	$829 \pm 36$	$372 \pm 17$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+)D_{s1}(2460))$	$665 \pm 32$	$2 \cdot 10^6$	$1000 \pm 39$	$333 \pm 16$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+)D_{s1}(2536))$	$599 \pm 40$	$2 \cdot 10^6$	$819 \pm 42$	$300 \pm 20$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+)D_{s2}^*(2573))$	$733 \pm 39$	$2 \cdot 10^6$	$774 \pm 40$	$367 \pm 19$

Tablica A.9: Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+)D_{s(J)}^{(*)})$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości.

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$N_{\text{bkg}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+)D_s)$	$290 \pm 22$	$2 \cdot 10^6$	$313 \pm 23$	$145 \pm 11$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+)D_s^*)$	$337 \pm 24$	$2 \cdot 10^6$	$363 \pm 25$	$166 \pm 12$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+)D_s^*)$	$335 \pm 24$	$2 \cdot 10^6$	$477 \pm 27$	$167 \pm 12$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+)D_{s0}^*(2317))$	$377 \pm 29$	$2 \cdot 10^6$	$451 \pm 30$	$188 \pm 14$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+)D_{s1}(2460))$	$286 \pm 32$	$2 \cdot 10^6$	$473 \pm 34$	$143 \pm 16$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+)D_{s1}(2536))$	$332 \pm 29$	$2 \cdot 10^6$	$370 \pm 30$	$166 \pm 15$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+)D_{s2}^*(2573))$	$406 \pm 28$	$2 \cdot 10^6$	$355 \pm 27$	$203 \pm 14$

Tablica A.10: Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+)D_{s(J)}^{(*)})$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości.

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$N_{\text{bkg}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^+)D_s$	$182 \pm 22$	$2 \cdot 10^6$	$327 \pm 26$	$91 \pm 11$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^+)D_s^*$	$197 \pm 20$	$2 \cdot 10^6$	$377 \pm 24$	$96 \pm 10$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^+)D_s^*$	$218 \pm 23$	$2 \cdot 10^6$	$381 \pm 26$	$109 \pm 11$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^+)D_{s0}^0(2317)$	$222 \pm 20$	$2 \cdot 10^6$	$438 \pm 24$	$111 \pm 10$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^+)D_{s1}(2460)$	$189 \pm 23$	$2 \cdot 10^6$	$488 \pm 29$	$95 \pm 11$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^+)D_{s1}(2536)$	$255 \pm 29$	$2 \cdot 10^6$	$431 \pm 32$	$127 \pm 14$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^+)D_{s2}^*(2573)$	$272 \pm 34$	$2 \cdot 10^6$	$313 \pm 35$	$136 \pm 17$

Tablica A.11: Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^+)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości.

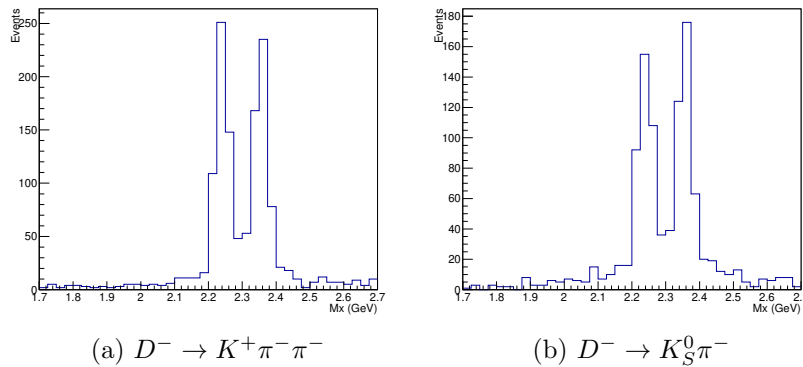
# Dodatek B

## Przesłuchy

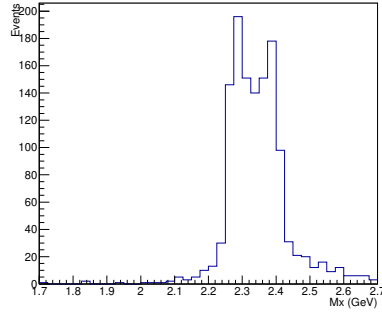
W wyniku niepoprawnej rekonstrukcji mezonu  $D_{\text{sig}}^{(*)}$  obserwujemy migracje sygnału pomiędzy poszczególnymi kanałami rozpadu  $B$ . Jak zostało to opisane w paragrafie 7.2.3 niniejszej analizie mamy głównie do czynienia z jednym rodzajem migracji sygnału, kiedy niepoprawnie zrekonstruowane zostają mezony wektorowe  $D^{*-}$  i  $\bar{D}^{*0}$ .

Ponieważ mezon  $\bar{D}$  rozpada się tylko do stanów  $-\bar{D}^0\pi^0$ ,  $\bar{D}^0\gamma$  to na skutek zgubionego pionu lub fotonu sygnał migruje do  $\bar{D}^0$ .

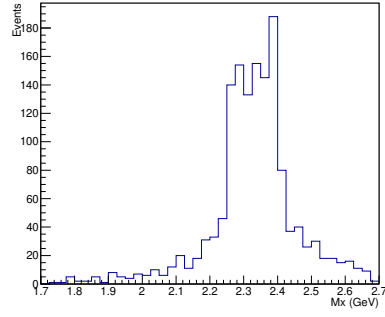
Dla mezonu  $D^{*-}$  sytuacja jest bardziej skomplikowana ponieważ w stanie końcowym występują zarówno mezony  $\bar{D}^0$  ( $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ ), jak i  $D^-$  ( $\bar{D}^{*-} \rightarrow D^-\pi^0(\gamma)$ ). Migrację sygnału widzimy w obu tych kanałach, przy czym dla kanału  $D^{*-} \rightarrow D^-\pi^0$  prawdopodobieństwo wystąpienia przesłuchu jest o wiele większe od wydajności dla poprawnej rekonstrukcji mezonu  $D^{*-}$ . To zjawisko można wyjaśnić trudnością rekonstrukcji mezonu  $\pi^0$ , w wyniku czego nie udaje się zrekonstruować stanu wektorowego.



Rysunek B.1: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow D^{*-}D_s$  do  $B \rightarrow D^-D_s$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$  oraz b)  $D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$ .

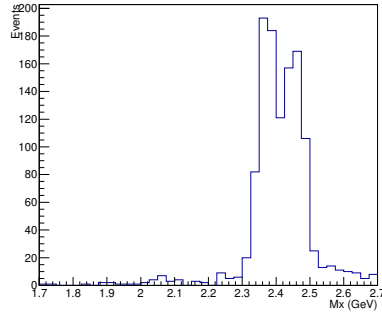


(a)  $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$

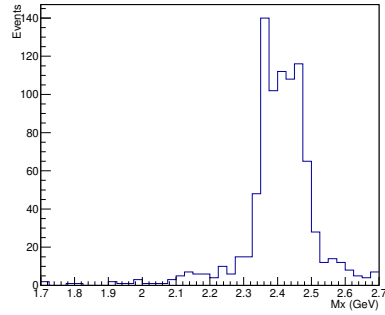


(b)  $D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$

Rysunek B.2: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow D^{*-} D^*$  do  $B \rightarrow D^- D^*$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$  oraz b)  $D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$ .

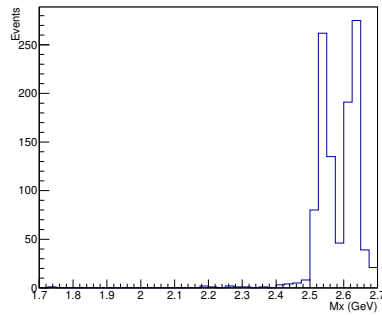


(a)  $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$

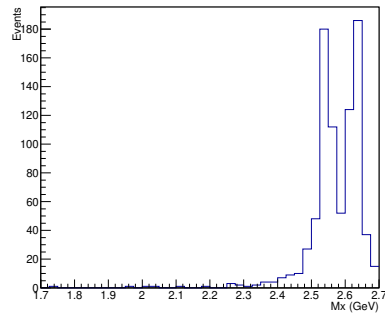


(b)  $D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$

Rysunek B.3: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow D^{*-} D_s^*$  do  $B \rightarrow D^- D_s^*$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$  oraz b)  $D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$ .

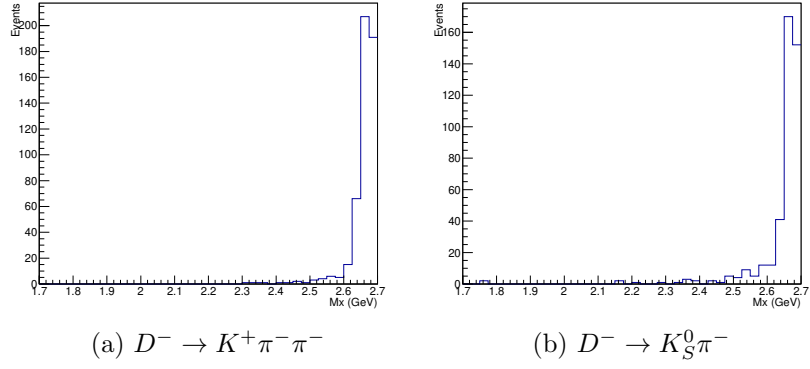


(a)  $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$

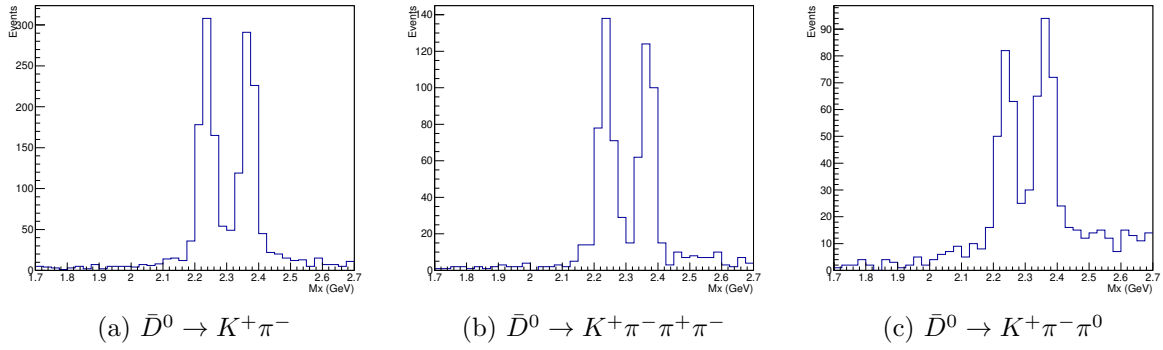


(b)  $D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$

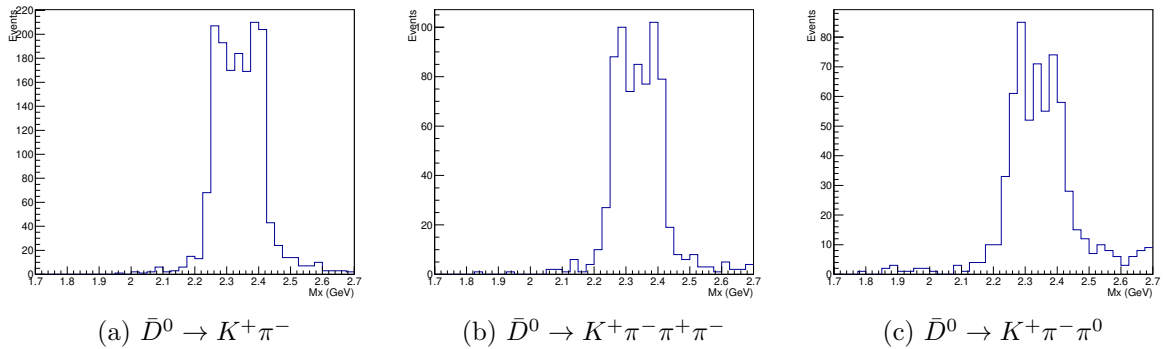
Rysunek B.4: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow D^{*-} D_s(2317)$  do  $B \rightarrow D^- D_s(2317)$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$  oraz b)  $D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$ .



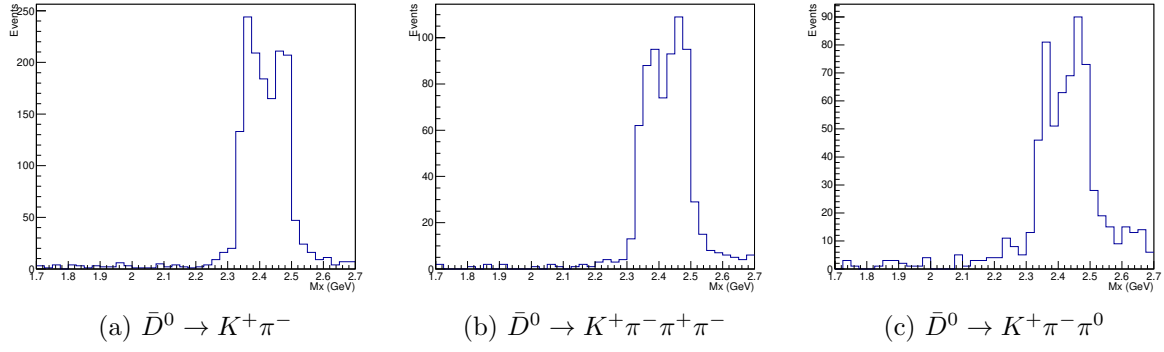
Rysunek B.5: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow D^{*-} D_s(2460)$  do  $B \rightarrow D^- D_s(2460)$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$  oraz b)  $D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$ .



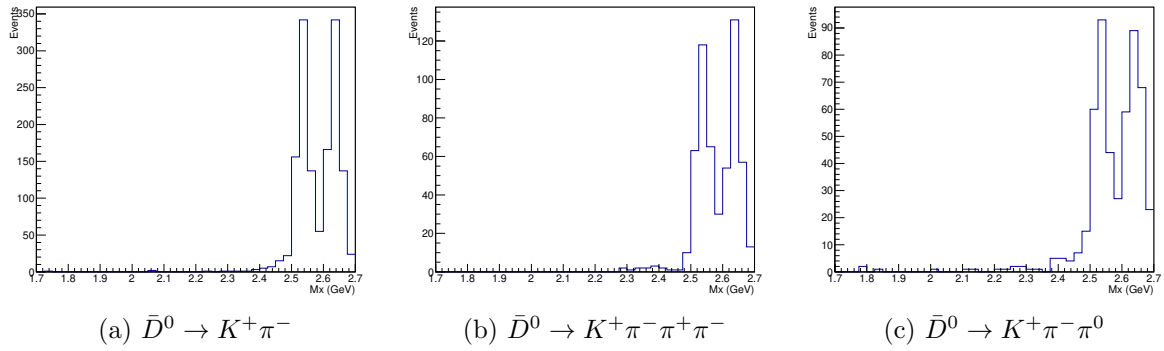
Rysunek B.6: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s$  do  $B \rightarrow \bar{D}^0 D_s$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  oraz c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ .



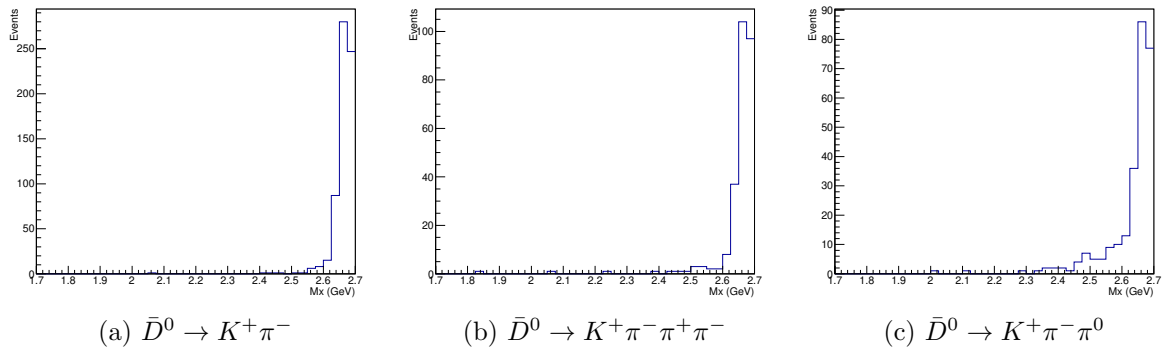
Rysunek B.7: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow \bar{D}^{*0} D^*$  do  $B \rightarrow \bar{D}^0 D^*$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  oraz c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ .



Rysunek B.8: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^*$  do  $B \rightarrow \bar{D}^0 D_s^*$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  oraz c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ .

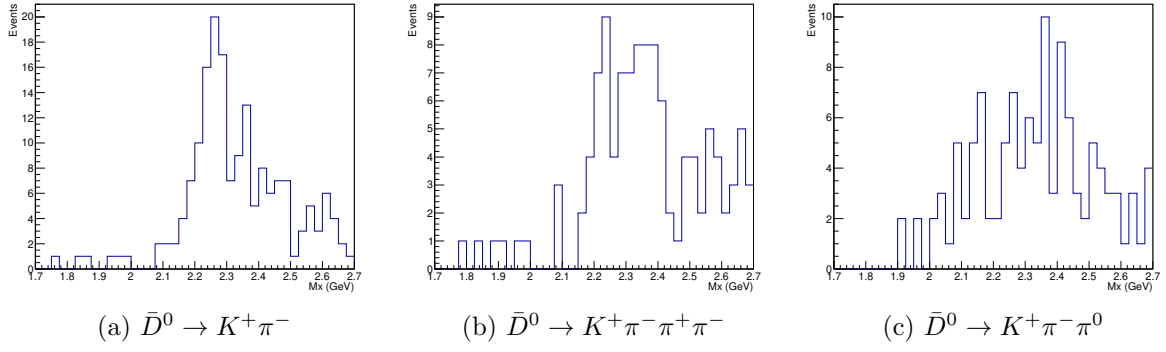


Rysunek B.9: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s0}^*(2317)$  do  $B \rightarrow \bar{D}^0 D_{s0}^*(2317)$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  oraz c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ .

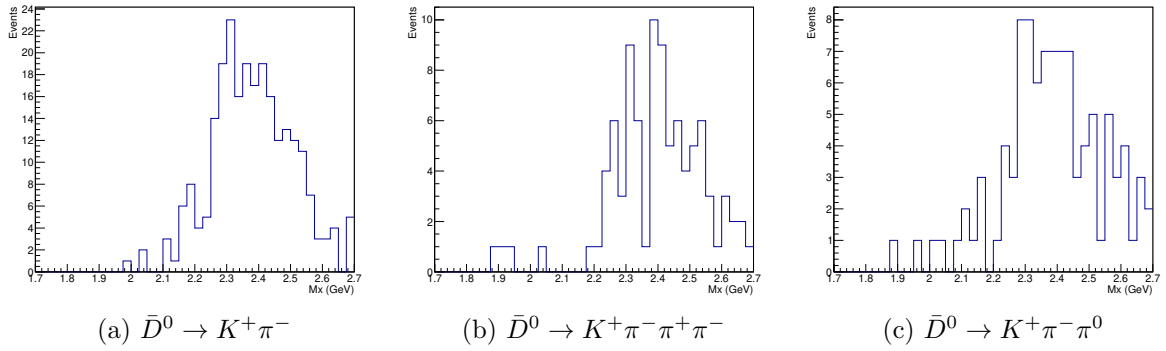


Rysunek B.10: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}(2460)$  do  $B \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}(2460)$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  oraz c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ .

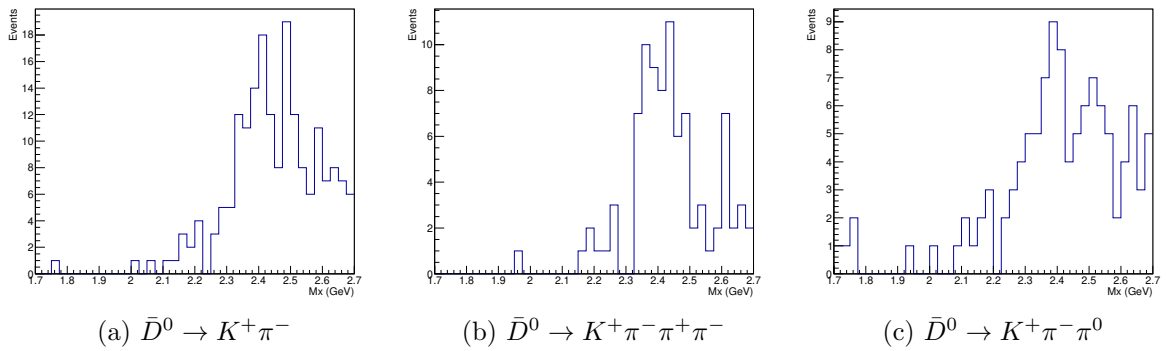




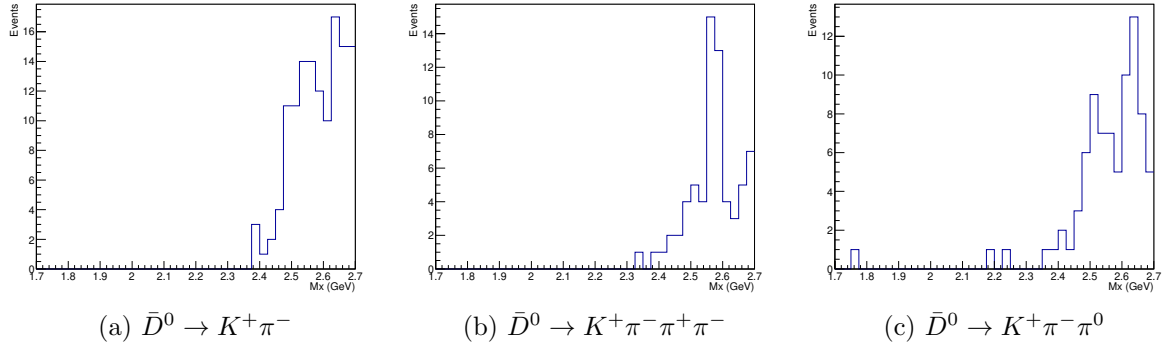
Rysunek B.11: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow D^{*-} D_s$  do  $B \rightarrow D^0 D_s$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  oraz c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ .



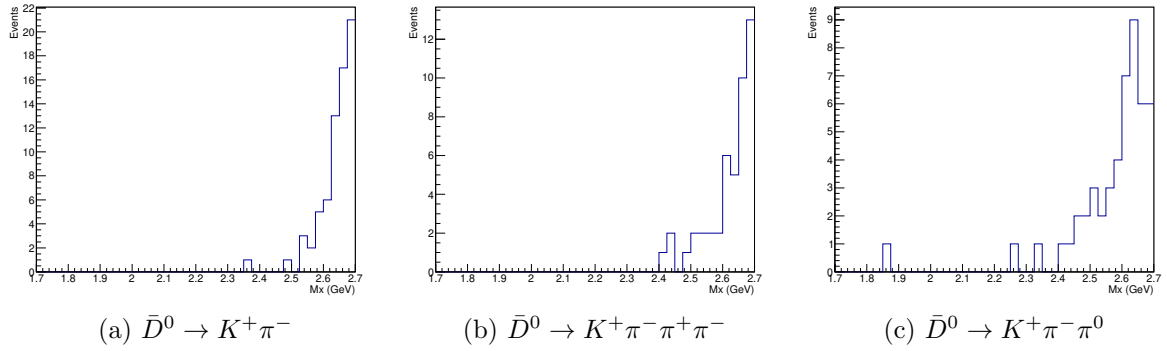
Rysunek B.12: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow D^{*-} D^*$  do  $B \rightarrow D^0 D^*$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  oraz c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ .



Rysunek B.13: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow D^{*-} D_s^*$  do  $B \rightarrow D^0 D_s^*$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  oraz c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ .



Rysunek B.14: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow D^{*-}D_{s0}^*(2317)$  do  $B \rightarrow D^0D_{s0}^*(2317)$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$  oraz c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ .



Rysunek B.15: Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow D^{*-}D_{s1}(2460)$  do  $B \rightarrow D^0D_{s1}(2460)$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$  oraz c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ .

## B.1 Wydajności dla przesłuchów

Wydajność przesłuchów została obliczona według wzoru:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{sig}}}{N_{\text{gen}} \times k}, \quad (\text{B.1})$$

gdzie  $k$  oznacza współczynnik rozgałęzienia dla rezonansów pośrednich.

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^- \pi^0)D_s$	1568	$2 \cdot 10^6$	784
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^- \pi^0)D^*$	1687	$2 \cdot 10^6$	844
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^- \pi^0)D_s^*$	1590	$2 \cdot 10^6$	795
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^- \pi^0)D_{s0}^*(2317)$	1598	$2 \cdot 10^6$	799
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^- \pi^0)D_{s1}(2460)$	1495	$2 \cdot 10^6$	748

Tablica B.1: Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu  $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s(J)}^{(*)}$  do  $B^0 \rightarrow D^-D_{s(J)}^{(*)}$  dla składowej  $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ .

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^- \pi^0)D_s$	1307	$2 \cdot 10^6$	654
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^- \pi^0)D^*$	1995	$2 \cdot 10^6$	998
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^- \pi^0)D_s^*$	1292	$2 \cdot 10^6$	646
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^- \pi^0)D_{s0}^*(2317)$	1190	$2 \cdot 10^6$	595
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^- \pi^0)D_{s1}(2460)$	1167	$2 \cdot 10^6$	584

Tablica B.2: Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu  $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s(J)}^{(*)}$  do  $B^0 \rightarrow D^-D_{s(J)}^{(*)}$  dla składowej  $D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$ .

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D_s$	2157	$2 \cdot 10^6$	1078
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D^*$	2302	$2 \cdot 10^6$	1151
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D_s^*$	2573	$2 \cdot 10^6$	1287
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D_{s0}^*(2317)$	2221	$2 \cdot 10^6$	1111
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D_{s1}(2460)$	2149	$2 \cdot 10^6$	1075

Tablica B.3: Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu  $B^- \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  do  $B^- \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$  dla składowej  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ .

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D_s$	1264	$2 \cdot 10^6$	632
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D^*$	1245	$2 \cdot 10^6$	623
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D_s^*$	1254	$2 \cdot 10^6$	627
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D_{s0}^*(2317)$	1075	$2 \cdot 10^6$	538
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D_{s1}(2460)$	1014	$2 \cdot 10^6$	507

Tablica B.4: Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu  $B^- \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  do  $B^- \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$  dla składowej  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^- \pi^+$ .

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D_s$	1417	$2 \cdot 10^6$	709
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D^*$	1139	$2 \cdot 10^6$	570
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D_s^*$	1346	$2 \cdot 10^6$	573
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D_{s0}^*(2317)$	1115	$2 \cdot 10^6$	558
$B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^0) D_{s1}(2460)$	1006	$2 \cdot 10^6$	503

Tablica B.5: Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu  $B^- \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  do  $B^- \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$  dla składowej  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^0$ .

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D_s$	507	$2 \cdot 10^6$	254
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D^*$	366	$2 \cdot 10^6$	183
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D_s^*$	235	$2 \cdot 10^6$	118
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D_{s0}^*(2317)$	271	$2 \cdot 10^6$	136
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D_{s1}(2460)$	235	$2 \cdot 10^6$	118

Tablica B.6: Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu  $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s(J)}^{(*)}$  do  $B^- \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$  dla składowej  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ .

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D_s$	157	$2 \cdot 10^6$	79
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D^*$	145	$2 \cdot 10^6$	73
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D_s^*$	162	$2 \cdot 10^6$	81
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D_{s0}^*(2317)$	150	$2 \cdot 10^6$	75
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D_{s1}(2460)$	130	$2 \cdot 10^6$	65

Tablica B.7: Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu  $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s(J)}^{(*)}$  do  $B^- \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$  dla składowej  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^- \pi^+$ .

Łańcuchy rozpadów	$N_{\text{sig}}$	$N_{\text{gen}}$	$\varepsilon \cdot 10^{-6}$
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D_s$	189	$2 \cdot 10^6$	95
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D^*$	181	$2 \cdot 10^6$	91
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D_s^*$	189	$2 \cdot 10^6$	95
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D_{s0}^*(2317)$	150	$2 \cdot 10^6$	75
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)D_{s1}(2460)$	130	$2 \cdot 10^6$	65

Tablica B.8: Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu  $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s(J)}^{(*)}$  do  $B^- \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$  dla składowej  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ .

## Dodatek C

# Wyznaczenie wydajności znakowania oraz różnicy pomiędzy MC a danymi dla znakowania

Różnice pomiędzy wydajnością rekonstrukcji  $B_{\text{tag}}$  w danych i GMC korygowane są poprzez czynniki skalujące  $k$  ("data/MC"), wyznaczonych na podstawie próbek kontrolnych z pólleptonowymi rozpadami  $B_{\text{sig}}$ . W tabelach C.1 i C.2 podano wartości współczynników  $k$  dla poszczególnych rozpadów  $B_{\text{tag}}^{\pm}$  i  $B_{\text{tag}}^0$ .

Kanały rozpadu $B_{\text{tag}}^-$	$\bar{k}$	Kanały $B_{\text{sig}}$
$D^0\pi^-$	$1.1 \pm 0.048$	$D^0(K^+\pi^-)l\nu$
$D^{*0}\pi^-$	$0.97 \pm 0.055$	$D^0(K^+\pi^-\pi^0)l\nu$
$D^0K^-$	$1.1 \pm 0.12$	$D^0(K^+2\pi^-\pi^+)l\nu$
$D^0\pi^-\pi^0(D^{*0}veto)$	$0.76 \pm 0.042$	$D^{*0}(D^0(K^+\pi^-\pi^0)l\nu)$
$D^{*0}\pi^-\pi^0$	$0.76 \pm 0.048$	$D^{*0}(D^0(K^+\pi^-\gamma)l\nu)$
$J/\psi K^-$	$0.87 \pm 0.098$	
$D^+\pi^-\pi^-$	$0.54 \pm 0.057$	
$D^0D_s^-$	$0.71 \pm 0.066$	
$D^0D_s^{*-}$	$1 \pm 0.11$	
$D^{*0}D_s^-$	$0.7 \pm 0.11$	
$D^{*0}D_s^{*-}$	$1.1 \pm 0.14$	
$J/\psi K^-\pi^0$	$0.53 \pm 0.12$	
$J/\psi K_S^0\pi^-$	$1.4 \pm 0.26$	
$D^0\pi^-\pi^-\pi^+$	$0.68 \pm 0.04$	
$D^{*0}\pi^-\pi^-\pi^+$	$0.56 \pm 0.041$	
$D^{*0}\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0$	$0.52 \pm 0.041$	
$J/\psi K^-\pi^+\pi^-$	$0.61 \pm 0.077$	

Tablica C.1: Kanały rozpadu  $B_{\text{tag}}^-$  wraz z podaną średnią wartością współczynnika  $k$  oraz półleptonowe rozpady  $B_{\text{sig}}$  wzięte do kalibracji.

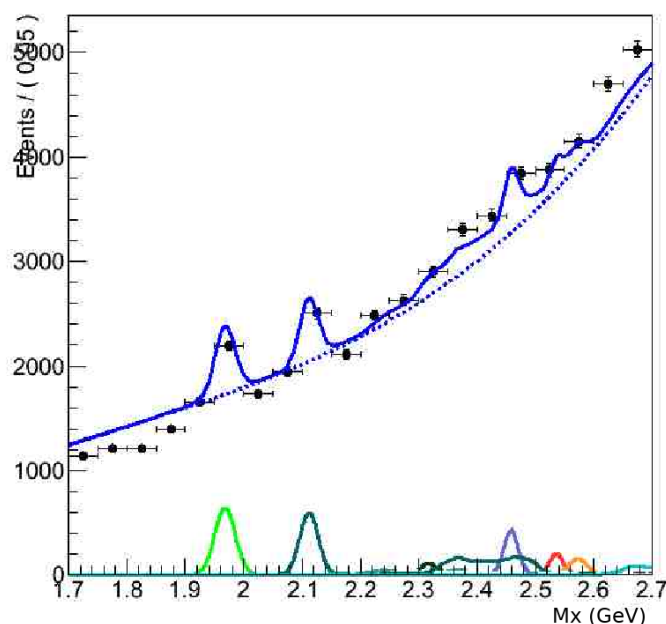
Kanały rozpadu $B_{\text{tag}}^0$	$\bar{k}$	Kanały $B_{\text{sig}}$
$D^0\pi^0$	$0.93 \pm 0.21$	$D^-(K^+2\pi^-)l\nu$
$D^+\pi^-$	$0.95 \pm 0.063$	$D^-(K^+2\pi^-\pi^0)l\nu$
$D^{*+}\pi^-$	$0.97 \pm 0.069$	$D^-(K^+3\pi^-\pi^+)l\nu$
$D^+\pi^-\pi^0(D^{*+}veto)$	$0.94 \pm 0.051$	$D^{*-}(D^0(K^+\pi^-\pi^-)l\nu$
$D^{*+}\pi^-\pi^0$	$1.1 \pm 0.063$	$D^{*-}(D^-(K^+2\pi^-\pi^0)l\nu$
$D^+D_s^-$	$1.1 \pm 0.11$	
$D^+D_s^{*-}$	$0.64 \pm 0.12$	
$D^{*+}D_s^-$	$0.85 \pm 0.1$	
$D^{*+}D_s^{*-}$	$0.73 \pm 0.1$	
$J/\psi K^-\pi^+$	$0.58 \pm 0.04$	
$D^+\pi^-\pi^+\pi^-$	$0.55 \pm 0.04$	
$D^{*+}\pi^-\pi^+\pi^-$	$0.42 \pm 0.036$	
$J/\psi K_S^0\pi^+\pi^-$	$0.35 \pm 0.096$	
$J/\psi K_S^0$	$0.36 \pm 0.14$	

Tablica C.2: Kanały rozpadu  $B_{\text{tag}}^0$  wraz z podaną średnią wartością współczynnika  $k$  oraz pólleptonowe rozpady  $B_{\text{sig}}$  wzięte do kalibracji.



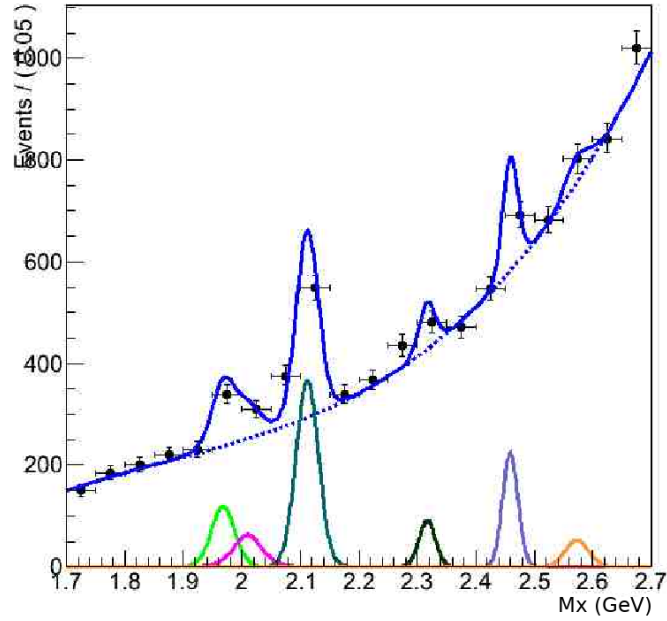
## Dodatek D

### Wyniki dopasowania danych do rozkładu masy brakującej z ustalonymi parametrami tła.



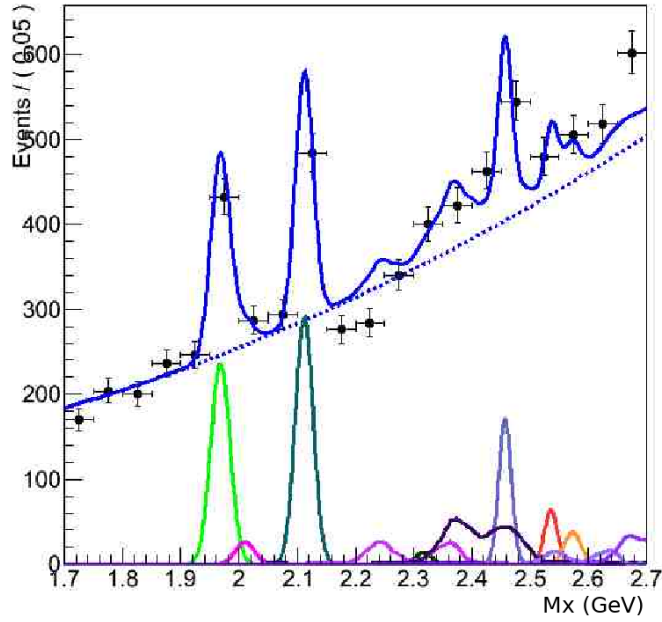
(a)  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$  ustalone tło

Rysunek D.1: Wyniki dopasowania danych do rozkładu masy brakującej w szerokim zakresie z uwzględnieniem przesłuchów dla  $B^\pm \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$  dla danych z ustalonymi parametrami tła. Na rysunku jasnozielony rozkład Gaussa odpowiada rezonansu  $D_s$ , ciemnozielony -  $D_s^*$ , czarny -  $D_{s0}^*(2317)$ , fioletowy -  $D_{s1}(2460)$ , czerwony -  $D_{s1}(2536)$ , pomarańczowy -  $D_{s2}(2573)$ ; nieregularna struktura opisuje przesłuchy z kanałów  $B^\pm \rightarrow D^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  oraz  $B^0 \rightarrow D^{*\pm} D_{s(J)}^{(*)}$  (schemat 7.4).



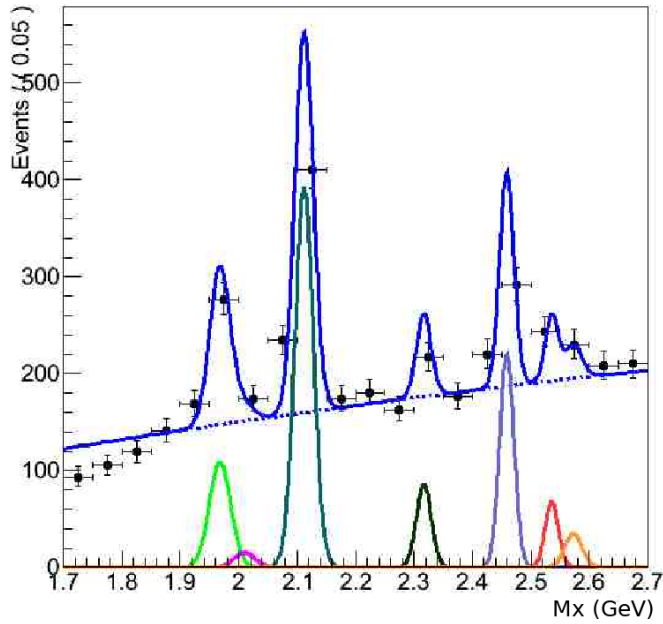
(a)  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  ustalone tło

Rysunek D.2: Wyniki dopasowania danych do rozkładu masy brakującej w szerokim zakresie z uwzględnieniem przesłuchów dla  $B^\pm \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$  z ustalonymi parametrami tła. Na rysunku jasnozielony rozkład Gaussa odpowiada rezonansu  $D_s$ , różowy -  $D^*$ , ciemnozielony -  $D_s^*$ , czarny -  $D_{s0}^*$ (2317), fioletowy -  $D_{s1}$ (2460), pomarańczowy -  $D_{s2}^*$ (2573).



(a) Ustalony parametry tła

Rysunek D.3: Wyniki dopasowania danych do rozkładu masy brakującej w szerokim zakresie  $M_X$  z uwzględnieniem przesłuchów dla  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  z ustalonymi parametrami tła. Na rysunku jasnozielony rozkład Gaussa odpowiada rezonansu  $D_s$ , różowy -  $D^*$ , ciemnozielony -  $D_s^*$ , czarny -  $D_{s0}^*(2317)$ , fioletowy -  $D_{s1}(2460)$ , czerwony -  $D_{s1}(2536)$ , pomarańczowy -  $D_{s2}(2573)$ ; nieregularna struktura opisuje przesłuchy z kanałów  $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$  (schemat 7.4).



(a) Ustalony parametry tła

Rysunek D.4: Wyniki dopasowania danych do rozkładu masy brakującej w szerokim zakresie  $M_X$  z uwzględnieniem przesłuchów dla  $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$  z ustalonymi parametrami tła. Na obu rysunkach jasnozielony rozkład Gaussa odpowiada rezonansu  $D_s$ , różowy -  $D^*$ , ciemnozielony -  $D_s^*$ , czarny -  $D_{s0}^*(2317)$ , fioletowy -  $D_{s1}(2460)$ , czerwony -  $D_{s1}(2536)$ , pomarańczowy -  $D_{s2}(2573)$ .

# Spis rysunków

2.1	Diagramy kwarkowe procesu $B^+ \rightarrow \bar{D}^{0(*)} D_{s(J)}^{(*)}$ . . . . .	8
2.2	Mezon ciężko-lekki $c\bar{s}$ . Liczby kwantowe kwarków $c$ i $\bar{s}$ . . . . .	11
4.1	Schemat akceleratora KEKB. . . . .	20
4.2	Scałkowana świetlność uzyskana w eksperymencie Belle w funkcji lat. . . .	21
4.3	Detektor Belle. . . . .	22
5.1	Diagram przedstawiający proces $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow \bar{B}B$ . . . . .	27
5.2	Topologia przestrzenna produktów rozpadu $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ oraz $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ . . . . .	29
5.3	Rozkład zmiennej $R_2$ dla zdarzeń sygnałowego Monte Carlo oraz dla przypadków $e^+e^- \rightarrow \bar{q}q$ . . . . .	29
5.4	Schemat badanych przypadków. . . . .	30
5.5	Rozkład $M_{bc}$ dla kandydatów $B_{\text{tag}}$ , wybranych przy pomocy klasycznego algorytmu (lewy rozkład), oraz opartego o sieci neuronowe (prawy rozkład)[45].	31
5.6	Wykres zależności wydajności rekonstrukcji $B^+$ w funkcji czystości dla różnych metod znakowania [44]. . . . .	32
6.1	Wydajność identyfikacji kaonów (kółka) i prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji pionów (trójkąty) w funkcji pędu cząstki, przy warunku $\mathcal{P}_{K/\pi} > 0,6$ [53]. . . . .	35
6.2	Rozkłady masy mezonu $\bar{D}_{\text{sig}}^0$ dla kanału rozpadu $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (a), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$ (b) oraz dla $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ (c). . . . .	37
6.3	Rozkłady masy mezonu $\bar{D}_{\text{sig}}^-$ dla kanału rozpadu $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ (a) oraz dla $D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$ (b). . . . .	38
6.4	Rozkłady masy mezonu $\bar{D}_{\text{sig}}^{*0}$ dla kanału rozpadu $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^0$ (a), $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^0$ (b) oraz $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^0$ (c). . . . .	39
6.5	Rozkłady różnicy mas $\Delta m$ dla mezonu $D_{\text{sig}}^{*-}$ dla rozpadów $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^-$ (a), $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+)\pi^-$ (b) oraz $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^-$ (c). . . . .	40
6.6	Korelacja pomiędzy masą brakującą ( $M_X$ ) oraz pędem ( $p$ ) mezonu $D^{*-}$ dla GMC. . . . .	42
6.7	Rozkłady pędu mezonu $\bar{D}^{*0}$ z rozpadu $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}X$ dla dobrego (zielony) oraz odwróconego (czerwony) zapachu $B_{\text{tag}}$ . . . . .	43
6.8	Rozkłady pędu mezonu $D^{*-}$ z rozpadu $B^0 \rightarrow D^{*-}X$ dla dobrego (zielony) oraz odwróconego (czerwony) zapachu $B_{\text{tag}}$ . . . . .	43
6.9	Rozkłady pędu mezonu $D^-$ z rozpadu $B^0 \rightarrow D^-X$ dla dobrego (zielony) oraz odwróconego (czerwony) zapachu $B_{\text{tag}}$ . . . . .	44
6.10	Rozkłady pędu mezonu $\bar{D}^0$ z rozpadu $B^+ \rightarrow \bar{D}^0X$ dla dobrego (zielony) oraz odwróconego (czerwony) zapachu $B_{\text{tag}}$ . . . . .	44

7.1	Dopasowania tła z GMC dla rekonstruowanych łańcuchów rozpadu mezonu $\bar{D}^0$ w całym zakresie masy brakującej dla kanałów: (a) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , (b) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ , (c) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	49
7.2	Dopasowania tła z GMC dla rekonstruowanych łańcuchów rozpadu mezonu $\bar{D}^{*0}$ w całym zakresie masy brakującej dla kanałów: (a) $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^0$ , (b) $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-)\pi^0$ , (c) $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^0$ . . . . .	50
7.3	Skład tła w próbce GMC dla połączonych rozpadów $\bar{D}^{(*)0}$ dla kanałów: (a) $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)+}$ , (b) $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)+}$ . Czerwona krzywa odpowiada zdarzeniom <i>charged</i> , niebieska - <i>mixed</i> , żółta - <i>charm</i> , a czarna krzywa jest sumą wszystkich komponent tła. . . . .	51
7.4	Źródła przesłuchów. . . . .	53
7.5	Porównanie wyników dopasowań w obszarze kontrolnym dla danych (a) i GMC (b). Dla obu wykresów krzywe Gaussa odpowiadają mezonom $D_s$ (jasnozielony), $D_s^*$ (ciemnozielony), i $D^{*+}$ (fioletowy). . . . .	55
7.6	Porównanie wyników dopasowania w obszarze kontrolnym dla danych (a) i GMC (b). Dla obu wykresów krzywe Gaussa odpowiadają mezonom $D_s$ (jasnozielony), $D_s^*$ (ciemnozielony), i $D^{*+}$ (fioletowy). . . . .	56
7.7	Porównanie wyników dopasowań dla danych (czerwony kolor) oraz GMC (niebieski kolor) w obszarze kontrolnym dla poszczególnych kanałów rozpadu mezonu $\bar{D}^0$ : $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (a), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ (b) oraz $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ (c). Dla wszystkich trzech wykresów okrągłe punkty odpowiadają próbce GMC, a trójkąty - danym. . . . .	56
7.8	Porównanie wyników dopasowania dla danych (czerwony kolor) oraz GMC (niebieski kolor) w obszarze kontrolnym dla poszczególnych kanałów rozpadu mezonu $\bar{D}^{*0}$ : $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^0$ (a), $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-)\pi^0$ (b) oraz $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^0$ (c). . . . .	57
7.9	Porównanie liczby mezonów $D^-$ dla rozpadu $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)+}$ , zielonym kolorem zaznaczono wynik dla danych, niebieskim dla GMC. . . . .	58
7.10	Porównanie liczby mezonów $D^{*-}$ dla rozpadu $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)+}$ , zielonym kolorem zaznaczono wynik dla danych, niebieskim dla GMC. . . . .	59
7.11	Porównanie liczby mezonów $\bar{D}^0$ dla rozpadu $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)+}$ , zielonym kolorem zaznaczono wynik dla danych, niebieskim dla GMC. . . . .	59
7.12	Porównanie liczby mezonów $\bar{D}^{*0}$ dla $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)+}$ , zielonym kolorem zaznaczono wynik dla danych, niebieskim dla GMC. . . . .	60
7.13	$M_X$ vs $M_{\bar{D}^*\pi}$ . . . . .	60
7.14	Rozkład masy brakującej w zakresie $2,4 < M_{D^*\pi} < 2,5$ dla próbki GMC. . . . .	61
7.15	Rozkład masy brakującej $2,4 < M_{D^*\pi} < 2,5$ dla danych. . . . .	61
7.16	Wyniki dopasowania GMC do rozkładu masy brakującej w pełnym zakresie dla $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$ (a) oraz dla $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$ (b). Dla obu rysunków krzywe Gaussa odpowiadają rezonansom $D_s$ (jasnozielony), $D^*$ (różowy), $D_s^*$ (ciemnozielony), $D_{s1}(2460)$ (fioletowy); na wykresie (a) nieregularna struktura opisuje przesłuchy z kanałów $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$ oraz $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$ . . . . .	64

7.17	Wyniki dopasowań danych do rozkładu masy brakującej w pełnym zakresie z uwzględnieniem przesłuchów dla $B^\pm \rightarrow D^0 D_{s(J)}^{(*)}$ (a) oraz $B^\pm \rightarrow D^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$ z wolnymi parametrami tła. Na rysunkach jasnozielony rozkład Gaussa odpowiada rezonansowi $D_s$ , ciemnozielony - $D_s^*$ , czarny - $D_{s0}^*(2317)$ , fioletowy - $D_{s1}(2460)$ , czerwony - $D_{s1}(2536)$ , pomarańczowy - $D_{s2}(2573)$ ; nieregularna struktura opisuje przesłuchy z kanałów $B^\pm \rightarrow D^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$ oraz $B^0 \rightarrow D^{*\pm} D_{s(J)}^{(*)}$ . . . . .	65
8.1	Parametryzacja tła w GMC dla poszczególnych rozpadów mezonów $D_{\text{sig}}^-$ w całym zakresie masy brakującej dla kanałów: (a) $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ , (b) $D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$ . . .	72
8.2	Parametryzacja tła w GMC dla poszczególnych rozpadów $D_{\text{sig}}^{*-}$ w całym zakresie masy brakującej dla kanałów: (a) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , (b) $\bar{D}^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ , (c) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ . . . . .	72
8.3	Skład tła w GMC dla połączonych rozpadów mezonów $D^{(*)-}$ w całym zakresie masy brakującej dla kanałów: (a) $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$ , (b) $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$ . . . . .	73
8.4	Wynik dopasowania w kanałach referencyjnych $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$ dla danych (a) oraz GMC (b). . . . .	74
8.5	Wyniki dopasowania w kanałach referencyjnych $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$ dla danych (a) i GMC (b). . . . .	74
8.6	Stosunki rozgałęzień dla kanałów referencyjnych dla GMC (czerwony), danych (niebieski) oraz PDG [4] (zielony). . . . .	75
8.7	Stosunki rozgałęzień dla kanałów referencyjnych dla GMC (czerwony) i danych (niebieski) względem wartości PDG [4]. . . . .	75
8.8	Porównanie wyników dla danych (czerwony kolor) oraz GMC (niebieski kolor) w obszarze referencyjnym dla kanału $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$ dla poszczególnych kanałów rozpadu mezonu $D_{\text{sig}}^-$ : $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ (a) oraz $D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$ (b). . . . .	76
8.9	Porównanie wyników dla danych (czerwony kolor) oraz GMC (niebieski kolor) w obszarze referencyjnym dla kanału $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$ dla poszczególnych kanałów rozpadu mezonu $D_{\text{sig}}^{*-}$ : $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 (\rightarrow K^+ \pi^-) \pi^-$ (a), $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 (\rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-) \pi^-$ (b) oraz $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 (\rightarrow K^+ \pi^- \pi^0) \pi^-$ (c). . . . .	76
8.10	Wyniki dopasowania GMC do rozkładu masy brakującej w pełnym zakresie $M_X$ dla $B \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$ (a) oraz dla $B \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$ (b). Dla obu rysunków krzywe Gaussa odpowiadają rezonansom $D_s$ (jasnozielony), $D^*$ (różowy), $D_s^*$ (ciemnozielony), $D_{s1}(2460)$ (fioletowy), $D_{s2}(2573)$ (pomarańczowy); na wykresie (a) nieregularna struktura opisuje przesłuchy z kanałów $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$ . . . . .	78
8.11	Wyniki dopasowania danych do rozkładu masy brakującej w pełnym zakresie $M_X$ z uwzględnieniem przesłuchów dla $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$ (a) oraz dla $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$ (b) z wolnymi parametrami tła. Na rysunku jasnozielona krzywa Gaussa odpowiada rezonansowi $D_s$ , różowa - $D^*$ , ciemnozielona - $D_s^*$ , czarna - $D_{s0}^*(2317)$ , fioletowa - $D_{s1}(2460)$ , czerwona - $D_{s1}(2536)$ ; nieregularna struktura opisuje przesłuchy z kanałów $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$ . . . . .	79
9.1	Porównanie detektora Belle II (górną połowę) z detektorem Belle (dolną połowę). . . . .	85

A.1	Rozkłady masy brakującej (GeV) w rozpadzie $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D_{s(J)}^{(*)+}$ dla próbek MC sygnałowego. . . . .	90
A.2	Rozkłady masy brakującej (GeV) w rozpadzie $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+)D_{s(J)}^{(*)+}$ dla próbek MC sygnałowego. . . . .	91
A.3	Rozkłady masy brakującej (GeV) w rozpadzie $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_{s(J)}^{(*)+}$ dla próbek MC sygnałowego. . . . .	92
A.4	Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu $B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^-)D_{s(J)}^{(*)+}$ dla próbek MC sygnałowego. . . . .	93
A.5	Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu $B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+)\pi^-)D_{s(J)}^{(*)+}$ dla próbek MC sygnałowego. . . . .	94
A.6	Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu $B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_{s(J)}^{(*)+}$ dla próbek MC sygnałowego. . . . .	95
A.7	Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu $B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-)D_{s(J)}^{(*)-}$ dla próbek MC sygnałowego. . . . .	96
A.8	Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu $B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K_S^0\pi^-)D_{s(J)}^{(*)}$ dla próbek MC sygnałowego. . . . .	97
A.9	Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D_{s(J)}^{(*)+}$ dla próbek MC sygnałowego. . . . .	98
A.10	Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+)D_{s(J)}^{(*)+}$ dla próbek MC sygnałowego. . . . .	99
A.11	Rozkłady masy brakującej (GeV) dla rozpadu $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_{s(J)}^{(*)+}$ dla próbek MC sygnałowego. . . . .	100
B.1	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow D^{*-}D_s$ do $B \rightarrow D^-D_s$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ oraz b) $D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$ . . . . .	107
B.2	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow D^{*-}D^*$ do $B \rightarrow D^-D^*$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ oraz b) $D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$ . . . . .	108
B.3	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow D^{*-}D_s^*$ do $B \rightarrow D^-D_s^*$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ oraz b) $D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$ . . . . .	108
B.4	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow D^{*-}D_s(2317)$ do $B \rightarrow D^-D_s(2317)$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ oraz b) $D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$ . . . . .	108
B.5	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow D^{*-}D_s(2460)$ do $B \rightarrow D^-D_s(2460)$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ oraz b) $D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$ . . . . .	109
B.6	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow \bar{D}^{*0}D_s$ do $B \rightarrow \bar{D}^0D_s$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , b) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ oraz c) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	109
B.7	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow \bar{D}^{*0}D^*$ do $B \rightarrow \bar{D}^0D^*$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , b) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ oraz c) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	109
B.8	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow \bar{D}^{*0}D_s^*$ do $B \rightarrow \bar{D}^0D_s^*$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , b) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ oraz c) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	110
B.9	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow \bar{D}^{*0}D_{s0}^*(2317)$ do $B \rightarrow \bar{D}^0D_{s0}^*(2317)$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , b) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ oraz c) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	110
B.10	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow \bar{D}^{*0}D_{s1}(2460)$ do $B \rightarrow \bar{D}^0D_{s1}(2460)$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , b) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ oraz c) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	110
B.11	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow D^{*-}D_s$ do $B \rightarrow D^0D_s$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , b) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ oraz c) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	111
B.12	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow D^{*-}D^*$ do $B \rightarrow D^0D^*$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , b) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ oraz c) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	111
B.13	Przesłuchy z rozpadu $B \rightarrow D^{*-}D_s^*$ do $B \rightarrow D^0D_s^*$ dla kanałów rozpadów $D^-$ : a) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , b) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ oraz c) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	111



- B.14 Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow D^{*-}D_{s0}^*(2317)$  do  $B \rightarrow D^0D_{s0}^*(2317)$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$  oraz c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ . . . 112
- B.15 Przesłuchy z rozpadu  $B \rightarrow D^{*-}D_{s1}(2460)$  do  $B \rightarrow D^0D_{s1}(2460)$  dla kanałów rozpadów  $D^-$ : a)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , b)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$  oraz c)  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ . . . 112
- D.1 Wyniki dopasowania danych do rozkładu masy brakującej w szerokim zakresie z uwzględnieniem przesłuchów dla  $B^\pm \rightarrow \bar{D}^0D_{s(J)}^{(*)}$  dla danych z ustalonymi parametrami tła. Na rysunku jasnozielony rozkład Gaussa odpowiada rezonansu  $D_s$ , ciemnozielony -  $D_s^*$ , czarny -  $D_{s0}^*(2317)$ , fioletowy -  $D_{s1}(2460)$ , czerwony -  $D_{s1}(2536)$ , pomarańczowy -  $D_{s2}(2573)$ ; nieregularna struktura opisuje przesłuchy z kanałów  $B^\pm \rightarrow D^{*0}D_{s(J)}^{(*)}$  oraz  $B^0 \rightarrow D^{*\pm}D_{s(J)}^{(*)}$  (schemat 7.4). . . . . 119
- D.2 Wyniki dopasowania danych do rozkładu masy brakującej w szerokim zakresie z uwzględnieniem przesłuchów dla  $B^\pm \rightarrow \bar{D}^{*0}D_{s(J)}^{(*)}$  z ustalonymi parametrami tła. Na rysunku jasnozielony rozkład Gaussa odpowiada rezonansu  $D_s$ , różowy -  $D^*$ , ciemnozielony -  $D_s^*$ , czarny -  $D_{s0}^*(2317)$ , fioletowy -  $D_{s1}(2460)$ , pomarańczowy -  $D_{s2}^*(2573)$ . . . . . 120
- D.3 Wyniki dopasowania danych do rozkładu masy brakującej w szerokim zakresie  $M_X$  z uwzględnieniem przesłuchów dla  $B^0 \rightarrow D^-D_{s(J)}^{(*)}$  z ustalonymi parametrami tła. Na rysunku jasnozielony rozkład Gaussa odpowiada rezonansu  $D_s$ , różowy -  $D^*$ , ciemnozielony -  $D_s^*$ , czarny -  $D_{s0}^*(2317)$ , fioletowy -  $D_{s1}(2460)$ , czerwony -  $D_{s1}(2536)$ , pomarańczowy -  $D_{s2}(2573)$ ; nieregularna struktura opisuje przesłuchy z kanałów  $B^0 \rightarrow D^-D_{s(J)}^{(*)}$  (schemat 7.4). . . . 121
- D.4 Wyniki dopasowania danych do rozkładu masy brakującej w szerokim zakresie  $M_X$  z uwzględnieniem przesłuchów dla  $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s(J)}^{(*)}$  z ustalonymi parametrami tła. Na obu rysunkach jasnozielony rozkład Gaussa odpowiada rezonansu  $D_s$ , różowy -  $D^*$ , ciemnozielony -  $D_s^*$ , czarny -  $D_{s0}^*(2317)$ , fioletowy -  $D_{s1}(2460)$ , czerwony -  $D_{s1}(2536)$ , pomarańczowy -  $D_{s2}(2573)$ . . . 122



# Spis tablic

2.1	Przewidywanie modelu kwarków dla mulipletów $c\bar{u}$ i $c\bar{s}$ [20]. . . . .	9
2.2	Znane własności mezonów $D_{s(J)}$ oraz ich klasyfikacje w modelach kwarkowych. . . . .	11
3.1	Współczynniki rozgałęzień dla rozpadów $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D_{s(J)}^{(*)}$ [4]. . . . .	15
3.2	Współczynniki rozgałęzień dla rozpadów $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$ [4]. . . . .	16
6.1	Rekonstruowane rozpady $\bar{D}_{\text{sig}}^{(*)}$ . . . . .	36
7.1	Kanały rozpadów $B^{+ / 0}$ usunięte z próbki GMC dla uzyskania rozkładu tła. . . . .	48
7.2	Parametry wielomianów Czebyszewa opisujących tło w kanałach $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$ (rys. 7.1). . . . .	49
7.3	Parametry wielomianów Czebyszewa opisujących tło w kanałach $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s(J)}^{(*)}$ (rys. 7.2). . . . .	49
7.4	Wartości stosunków rozgałęzień dla rozpadów rezonansów pośrednich występujące w badanych rozpadach $B \rightarrow \bar{D}^* D_{s(J)}^{(*)}$ . . . . .	54
7.5	Wartości stosunków rozgałęzień dla rozpadów $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D_s^{(*)+}$ dla danych, MC ogólnego oraz aktualne średnie światowe (PDG). . . . .	58
7.6	Wyznaczone wartości stosunków rozgałęzień dla podwójnie powabnych dwuciałowych rozpadów $B^+$ w próbce GMC, w całym zakresie $M_X$ . . . . .	64
7.7	Wartości stosunków rozgałęzień zmierzone w danych oraz znaczącości statystyczne dla rozpadów mezonów $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_{s(J)}^{(*)}$ . . . . .	66
7.8	Przyczynki do niepewności systematycznych dla rozpadów $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$ , podane w procentach. . . . .	68
8.1	Parametry wielomianów Czebyszewa dla tła dla kanałów $B^0 \rightarrow D^- D_{s(J)}^{(*)}$ (rys. 8.1). . . . .	71
8.2	Parametry wielomianów Czebyszewa dla tła dla kanałów $B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s(J)}^{(*)}$ (rys. 8.2). . . . .	71
8.3	Porównanie stosunków rozgałęzień dla danych, GMC oraz średnich światowych [4], dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{(*)-} D_s^{(*)}$ . . . . .	77
8.4	Wartości stosunków rozgałęzień dla rozpadów mezonów $B_{\text{sig}}^0$ z całego badanego zakresu $M_X$ . . . . .	78
8.5	Zmierzone wartości stosunków rozgałęzień dla danych oraz znaczącości statystyczne dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$ z całego badanego zakresu. . . . .	80
8.6	Przyczynki do niepewności systematycznych dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{(*)-} D_{s(J)}^{(*)}$ , podane w procentach. . . . .	81
9.1	Porównanie zmierzonych stosunków rozgałęzień ze średnimi światowymi [4], inkluzywnymi pomiarami eksperymentu <i>BABAR</i> [36], oraz przewidywaniami teoretycznymi. . . . .	83

A.1	Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości. . . . .	101
A.2	Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości. . . . .	101
A.3	Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości. . . . .	102
A.4	Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów $B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K^+\pi^-\pi^-)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości. . . . .	102
A.5	Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów $B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K_S^0\pi^-)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości. . . . .	103
A.6	Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^+)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości. . . . .	103
A.7	Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^-)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości. . . . .	104
A.8	Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^-)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości. . . . .	104
A.9	Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^+)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości. . . . .	105
A.10	Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^+)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości. . . . .	105
A.11	Liczba przypadków sygnału dla łańcuchów rozpadów $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(\rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^+)D_{s(J)}^{(*)}$ , a także ich wydajności rekonstrukcji. Podane niepewności stanowią statystyczne błędy oszacowania danej wielkości. . . . .	106
B.1	Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s(J)}^{(*)}$ do $B^0 \rightarrow D^-D_{s(J)}^{(*)}$ dla składowej $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ . . . . .	113
B.2	Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s(J)}^{(*)}$ do $B^0 \rightarrow D^-D_{s(J)}^{(*)}$ dla składowej $D^- \rightarrow K_S^0\pi^-$ . . . . .	113
B.3	Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu $B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}D_{s(J)}^{(*)}$ do $B^- \rightarrow \bar{D}^0D_{s(J)}^{(*)}$ dla składowej $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ . . . . .	114
B.4	Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu $B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}D_{s(J)}^{(*)}$ do $B^- \rightarrow \bar{D}^0D_{s(J)}^{(*)}$ dla składowej $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$ . . . . .	114
B.5	Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu $B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}D_{s(J)}^{(*)}$ do $B^- \rightarrow \bar{D}^0D_{s(J)}^{(*)}$ dla składowej $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^0$ . . . . .	114

B.6	Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s(J)}^{(*)}$ do $B^- \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$ dla składowej $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ . . . . .	115
B.7	Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s(J)}^{(*)}$ do $B^- \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$ dla składowej $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$ . . . . .	115
B.8	Liczba przypadków przesłuchów z rozpadu $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s(J)}^{(*)}$ do $B^- \rightarrow \bar{D}^0 D_{s(J)}^{(*)}$ dla składowej $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	115
C.1	Kanały rozpadu $B_{\text{tag}}^-$ wraz z podaną średnią wartością współczynnika $k$ oraz półleptonowe rozpady $B_{\text{sig}}$ wzięte do kalibracji. . . . .	117
C.2	Kanały rozpadu $B_{\text{tag}}^0$ wraz z podaną średnią wartością współczynnika $k$ oraz półleptonowe rozpady $B_{\text{sig}}$ wzięte do kalibracji. . . . .	118



# Bibliografia

- [1] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973).
- [2] C. Quigg, „Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions” (Addison-Wesley Pub. Co., Menlo Park, 1983).
- [3] P. Renton, „Electroweak Interactions: An Introduction to the Physics of Quarks and Leptons” (Cambridge University Press, Cambridge, 1990).
- [4] K. A. Olive *et al.* [Particle Data Group], Chin. Phys. C **38** 090001 (2014). doi:10.1088/1674-1137/38/9/090001
- [5] W. Greiner, S. Schramm, E. Stein, „Quantum chromodynamics”, Wydawnictwo Springer, Berlin, (2007).
- [6] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973).
- [7] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51, 1945 (1983).
- [8] E. Eichten and B. Hill, Phys. Lett. B 234, 511 (1990).
- [9] H. Georgi, Phys. Lett. B 240, 447 (1990).
- [10] B. Grinstein, Nucl. Phys. B 339, 253 (1990).
- [11] J. Donoghue, E. Golovich, B. R. Holstein, „Dynamics of the Standard Model”, Cambridge University (1992).
- [12] M. Okamoto, preprint hep-ph/0505190 (2005).
- [13] K. G. Wilson, Phys. Rev. D 10, 2445 (1974).
- [14] M.J. Dugan and B. Grinstein, Phys. Lett. B 255, 583 (1991).
- [15] A. Zupanc *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D 75, 091102 (2007).
- [16] J. Brodzicka, *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett 100, 092001 (2008).
- [17] P.F.Harrison and H.R. Quinn, SLAC-R-504, (1998).
- [18] A. Buras, J. Gerard and R. Ruckl, Nucl. Phys. B16, 268 (1986).
- [19] J. D. Bjorken, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B11, 325 (1989).
- [20] S. Godfrey and N. Isgur, Phys. Rev. D 32, 189 (1985).

- [21] M. Di Pierro and E. Eichten, Phys. Rev. D64 114004 (2001).
- [22] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin, Eur. Phys.J.C66:197-206 (2010).
- [23] S. Godfrey, R. Kokoski, Phys. Rev. D 43.1679 (1991).
- [24] Fabian Krinner, Alexander Lenz, Thomas Rauh, Nucl. Phys.B, 876(2013) 31, arXiv:1305.5390v1.
- [25] LHCb PAPER 2017-017, CERN EP 2017-212 [LHCb Collaboration], arXiv:1708.08856.
- [26] R. Brandelik *et al.*, [DASP Collaboration], Phys. Lett. B70 132 (1977).
- [27] H. Albrecht *et al.*, [ARGUS Collaboration], Phys. Lett B232, 398 (1989).
- [28] J. P. Alexander *et al.*, [CLEO Collab.], Phys. Lett. B303, 377 (1999). Y. Kubota *et al.*, [CLEO Collab.], Phys. Rev. Lett. 72, 1972 (1994).
- [29] B. Aubert *et al.*, [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. 90, 242001 (2003).
- [30] P. G. Ortega, J. Segovia, D. R. Entem, F. Fernández, Proceedings of 6th ICNFP 2017, arXiv:1711.05495.
- [31] R. Aaij *et al.*, [LHCb Collaboration], JHEP 1210 151 (2012), [arXiv:1207.6016].
- [32] P. Colangelo, F. De Fazio, S. Nicotri, M. Rizzi, Phys. Rev. D77: 014012 (2008).
- [33] B. Aubert *et al.*, [BABAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. 97, 222001 (2006).
- [34] A. Falk and M. Luke, Phys. Lett. B292, 119 (1992).
- [35] M. Bishai *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D 57, 3847 (1998).
- [36] B. Aubert *et al.*, [BaBar Collaboration] Phys. Rev. D74:031103 (2006).
- [37] Lin-Xia Lu, Zhen-Jun Xiao *et al.*, Commun.Theor.Phys.56:125-133 (2011), [arXiv:1008.4987v1].
- [38] Yuan-Guo Xu, Ru-Min Wang, Int. J. Theor. Phys. 55: 5290-5306 (2016).
- [39] A. Abashian, *et al.*, [Belle Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. A 479, 117 (2002).
- [40] S. Kurokawa, E. Kikutani, Nucl. Instr. and Meth. A 499, 1, (2003).
- [41] T. Skwarnicki, Ph.D. Thesis, Institute of Nuclear Physics, Krakow (1986); DESY Internal Report, DESY F31-86-02(1986).
- [42] G. C. Fox, S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 158, (1978).
- [43] K. Adamczyk „Poszukiwanie rozpadu  $B^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$  w eksperymencie Belle“, Praca magisterska, Wydział Fizyki, Matematyki i Informatyki Stosowanej UJk (2008).
- [44] M. Feindt, U. Kerzel, Nucl. Instrum. Meth. A 559, 190, (2006).
- [45] A. Bożek „Poszukiwania efektów nowej fizyki w rozpadach mezonów B“, rozprawa habilitacyjna, IFJ PAN (2013).



- [46] D. J. Lange, Nucl. Instr. and Meth. A 462, 152, (2001).
- [47] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands, Pythia 6.4 physics and manual, Journal of High Energy Physics 026 (2006).
- [48] GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013.
- [49] M. Feindt, A Neural Bayesian Estimator for Conditional Probability Densities, arXiv:physics/0402093 (2004).
- [50] A. Le Yaouanc, L. Olivier, O. Pene, J.-C. Raynal, and V. Morenas, hep-ph/0110372.
- [51] <http://hep.ucsb.edu/people/lange/EvtGen/>.
- [52] R. Brun *et al.*, GEANT 3.21, preprint CERN REPORT DD/EE/84-1, (1984).
- [53] A. Abashian, *et al.*, [Belle Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. A 479, 117 (2002).
- [54] Belle Note
- [55] W. Verkerke, D. Kirkby: RooFit Users Manual v2.91-33.
- [56] A. Matyja, *et al.*, [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. 99, 191807 (2007).
- [57] J. Stypuła, *et al.*, [Belle Collaboration], Phys. Rev. D 86, 072007 (2012).
- [58] B. Aubert, *et al.*, [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D75: 072002 (2007), arXiv:hep-ex/0606026v1.
- [59] „The Number of B events in the Belle Hadronic Skims”. <http://belle.kek.jp/secured/nbb/nbb.html>.
- [60] S. W. Lin, Belle Note 910, (2006).
- [61] R. Kumar *et al.*, Phys. Rev. D78, 091104 (2008).
- [62] H. Nakazawa, Belle Note 609, (2003).
- [63] Fu Hui-feng, Wang Guo-Li *et al.*, Chin. Phys. Lett. Vol. 28, No. 12 121301, (2011), arXiv:1202.1221v1.
- [64] Y. Amhis *et al.*, grupa HFLAV arXiv:1612.07233 [hep-ex].
- [65] M. Ablikim, M. N. Achasov *et al.*, [BESIII Collaboration], arXiv:1711.08293v1 (2017).
- [66] Y. Ohnishi *et al.*, PTEP 2013 (2013) 03A011. doi:10.1093/ptep/pts083.
- [67] T. Abe, *et al.*, KEK-REPORT-2010-1, Oct 2010, arXiv:hep-ex 1011.0352.
- [68] M. Feindt *et al.*, „A hierarchical NeuroBayes-based algorithm for full reconstruction of B mesons at B factories“. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 654.1 (2011), pp. 432–440. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.011.06.008>.