



UNIVERZITET U BEOGRADU
FIZIČKI FAKULTET

Tatjana V. AGATONVIĆ JOVIN

PRECIZNO MERENJE NARUŠENJA CP SIMETRIJE U
RASPADU $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ U ATLAS EKSPERIMENTU

DOKTORSKA DISERTACIJA

Beograd, 2016.

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF PHYSICS

Tatjana V. AGATONOVIĆ JOVIN

PRECISION MEASUREMENT OF CP VIOLATION IN DECAY
 $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ IN ATLAS EXPERIMENT

DOCTORAL DISSERTATION

Belgrade, 2016.

Podaci o mentoru i članovima komisije

Mentor: dr Ljiljana Simić, naučni savetnik

Institut za fiziku, Beograd

Članovi komisije:

Prof. dr Maja Burić

Redovni profesor, Fizički fakultet, Beograd

Prof. dr Marija Dimitrijević

Vanredni profesor, Fizički fakultet, Beograd

dr Jelena Krstić

Naučni savetnik, Institut za fiziku, Beograd

dr Ljiljana Simić,

Naučni savetnik, Institut za fiziku, Beograd

Zahvaljujem se mentoru dr Ljiljani Simić na pomoći oko izrade ove doktorske disertacije, kao i dr Mariji Smizanskoj na pomoći tokom praktičnog dela rada, kao i svim kolegama na saradnji. Zahvaljujem se grupama, njihovim saradnicima i institutima u okviru čijih projekata je realizovana ova doktorska disertacija.

Veliku zahvalnost dugujem svojim roditeljima Veri i Bori, suprugu Zoranu i sestri Maji koji su me podržavali tokom studija, kojima posvećujem ovu doktorsku disertaciju.

Precizno merenje narušenja CP simetrije u $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspadu u ATLAS eksperimentu

Sažetak

Narušenje CP simetrije jedan je od najzanimljivijih fenomena i najvećih zagonetki u fizici čestica danas. Standardni model dozvoljava narušenje CP simetrije koje se opisuje sa netrivialnom kompleksnom fazom u Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrici mešanja kvarkova. Zato je testiranje CKM mehanizma, kao jednog od izvora narušenja CP simetrije u Standardnom modelu, jedan je od glavnih zadataka u fizici čestica. Precizno merenje parametara CKM matrice može da ukaže na postojanje fizike izvan Standardnog modela. Poslednjih godina posebno mesto u izučavanju narušenja CP simetrije zauzima istraživanje svojstava B mezona. Interferencija između raspada B_s^0 mezona u $J/\psi\phi$, bilo direktno, ili preko $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscilacija dovodi do pojave faze narušenja CP simetrije ϕ_s . Zbog toga merenje vremenski zavisne evolucije raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ obezbeđuju teorijski čist metod za određivanje faze narušenja CP simetrije, ϕ_s . Standardni model predviđa malu vrednost za ovu fazu, $\phi_s^{SM} = -0.0365_{-0.0012}^{+0.0013}$ rad, koja je određena indirektno iz globalnog fita eksperimentalnih podataka. Međutim, doprinosi nove fizike $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mešanju mogu da promene očekivanu vrednost za ϕ_s .

U ovoj tezi predstavljeno je merenje parametara narušenja CP simetrije u raspadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Izmereni su i drugi parametri koji karakterišu vremenski zavisnu evoluciju raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Merenje je urađeno pomoću ATLAS detktora na LHC-u sa podacima iz proton-proton sudara koji odgovaraju integralnoj luminoznosti od 4.9 fb^{-1} i 14.3 fb^{-1} . Podaci su sakupljeni tokom rada LHC-a, u 2011. i 2012. godini, i odgovaraju energiji sudara protona $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ i $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (tzv. Run 1 period). Za određivanje fizičkih parametara, korišćen je fit maksimalne verodostojnosti primenjen na izmereno vreme života B_s^0 mezona, ugaone raspodela $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ raspada i raspodelu po invarijantnoj masi B_s^0 mezona. Fit takođe uključuje i informaciju o aromatu B_s^0 mezona u trenutku produkcije. Osim faze narušenja CP simetrije ϕ_s , izmereni su i drugi parametri koji opisuju sistem B_s^0 i $\bar{B}_s^0$ mezona. To su vreme života B_s^0 mezona, $1/\Gamma_s$, razlika širina raspada $\Delta\Gamma_s$ između teških (Γ_H) i lakih (Γ_L) svojstvenih stanja mase, kao i amplitude raspada $|A_0(0)|^2$ i $|A_{\parallel}(0)|^2$. Rezultat merenja slabe faze narušenja CP simetrije na ATLAS eksperimentu, $\phi_s = -0.096 \pm 0.084 \pm 0.038$, u saglasnosti je sa predviđanjem Standardnog modela, i u okviru statističkih i sistematskih neodređenosti sa merenjima drugih eksperimenata na Velikom hadronskom sudaraču.

Ključne reči: Standardni model, narušenje CP simetrije, CKM matrica mešanja kvarkova, neutralni B mezon, raspad, slaba faza CP narušenja, Veliki hadronski sudarač, LHC, ATLAS eksperiment.

Naučna oblast: Fizika

Uža naučna oblast: Fizika čestica, fizika visokih energija

UDK broj: 539.12

Precision measurement of CP violation in $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ decay in ATLAS experiment

Abstract

The violation of charge-parity (CP) symmetry is one of the most interesting phenomena and the greatest puzzles of modern particle physics. In the Standard Model, CP violation arises from a single complex phase in the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) quark mixing matrix. Thus testing the validity of the CKM mechanism as the only source of CP violation in the Standard Model is one of the major experimental challenges in particle physics today. This approach neglects CP violation in the lepton sector as well as that in the strong interactions. Therefore precise measurement of the CKM parameters constrains the Standard Model and may reveal effects beyond the Standard Model. The interference between B_s^0 decays to $J/\psi\phi$ either directly or via $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillation gives rise to a CP violating phase ϕ_s . In the Standard Model the CP violating phase in this decay is predicted to be small and global CKM fit to experimental data gives $\phi_s = -0.0365^{+0.0013}_{-0.0012}$. However new contributions to $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mixing may alter the expected value of ϕ_s .

In this thesis, a measurement of the $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ time-dependent CP asymmetry parameters is presented. The other parameters characterizing the time-dependent evolution of the decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ are also shown. The measurement was performed with the ATLAS detector at LHC using the data from proton-proton collisions corresponding to the integrated luminosity of 4.9 fb^{-1} and 14.3 fb^{-1} . The data were collected during the LHC operation in 2011 and 2012 (i.e. Run 1 period) at the proton-proton collision energies of $\sqrt{s} = 7$ and $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ respectively. To determine the physics parameters maximum likelihood fit is applied to the measured B_s^0 meson lifetime, various angular distributions of $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ decay and invariant B_s^0 meson mass distribution. The fit also includes information about the B_s^0 meson flavour at the time of production, obtained by using the flavour tagging methods. In addition to the CP -violating phase ϕ_s several other parameters describing the $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ meson system were also extracted. These include the B_s^0 lifetime $1/\Gamma_s$, the decay width difference $\Delta\Gamma_s$ between the heavy (Γ_H) and the light mass (Γ_L) eigenstates, and the transversity amplitudes $|A_0(0)|$ and $|A_{\parallel}(0)|$. The result of the CP -violating weak mixing phase measurement at ATLAS experiment, $\phi_s = -0.096 \pm 0.084 \pm 0.038$, is compatible with the Standard Model prediction. Within the statistical and systematic uncertainties, the results are consistent with the measurements of other LHC experiments.

Keywords: Standard model, CP violation, CKM quark mixing matrix, neutral B mesons, decay, weak phase of CP violation, Large hadron collider, LHC, ATLAS experiment.

Scientific field: Physics

Field of academic expertise: Particle physics, high energy physics

UDC number: 539.12

SADRŽAJ

1	Uvod	1
2	Teorijski uvod	5
2.1	Simetrije i transformacije	5
2.2	Diskretne simetrije.....	6
2.2.1	Prostorna inverzija – P	6
2.2.2	Konjugacija naboja – C.....	8
2.2.3	CP transformacija	10
2.3	Narušenje CP simetrije u Standardnom modelu	12
2.3.1	Standardni model elementarnih čestica	12
2.3.2	CKM mehanizam	16
2.3.3	Globalni fit parametara CKM matrice.....	22
2.4	Oscilacije B_s mezona	25
2.5	Narušenje CP simetrije u raspadima neutralnih B mezona.....	30
2.5.1	Narušenje CP simetrije u raspadu	31
2.5.2	Narušenje CP simetrije u mešanju.....	32
2.5.3	Narušenje CP simetrije u interferenciji između mešanja i raspada.....	33
2.6	Narušenje CP simetrije u $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ raspadu	35
2.7	Ugaona analiza u bazu transverzaliteta.....	37
2.7.1	S-wave komponenta	41
2.8	Principi tagiranja aromata	43
2.9	Pregled dosadašnjih eksperimentalnih rezultata	45
3	B hadroni, produkcija i raspad.....	47
3.1	Produkcija i raspad B mezona	47
3.2	Vreme života B hadrona.....	52
3.3	Program B fizike na LHC-u.....	54
4	ATLAS eksperiment na LHC-u.....	56
4.1	Veliki hadronski sudarač u CERN-u.....	56
4.2	ATLAS detektor	60
4.2.1	Koordinatni sistem ATLAS detektora.....	62
4.2.2	Magnetni sistem	63
4.2.3	Unutrašnji detektor	64

4.2.4	Kalorimetarski sistem.....	68
4.2.5	Mionski sistem	70
4.2.6	Sistem za trigerovanje događaja na ATLAS eksperimentu.....	72
4.2.7	ATLAS-ov <i>Computing</i> model	77
4.3	ATLAS podaci i Monte Karlo simulacije	80
4.3.1	Podaci ATLAS eksperimenta.....	80
4.3.2	Monte Karlo simulacije.....	81
5	Analiza $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ raspada	86
5.1	Selekcija događaja kroz trigger meni	86
5.2	Rekonstrukcija $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ raspada.....	87
5.3	Fonskih procesi za raspad $B_s \rightarrow J/\psi \phi$	90
6	Merenje narušenja CP simetrije u $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ raspadu.....	93
6.1	Metod maksimalne verodostojnosti.....	94
6.1.1	Gustina verovatnoće mase signala i fona, $P_s(m_i)$ i $P_b(m_i)$	97
6.1.2	Gustina verovatnoće vremena i uglova raspada signala, $P_s(\Omega_i, t_i \sigma_i)$	98
6.1.3	Gustina verovatnoće vremena i uglova raspada fonskih procesa, $P_b(\Omega_i, t_i \sigma_i)$	102
6.1.4	Gustina verovatnoće neodređenosti mase vremena i p_T zavisnost, $P_{s,b}(\sigma_m, \sigma_t p_T)$	104
6.1.5	Gustina verovatnoće specifičnih fonskih procesa B_d mezona.....	106
6.1.6	Vremenski zavisna efikasnost mionskog trigerera.....	109
7	Netagirana $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ analiza	110
7.1	Fit maksimalne verodostojnosti u netagiranoj analizi.....	112
7.1.1	Gustina verovatnoće signala	113
7.1.2	Gustina verovatnoće specifičnog B_d fona.....	113
7.1.3	Modelovanje uglova B_d fona.....	113
7.1.4	Modelovanje mase B_d fona.....	116
7.1.5	Određivanje ukupnog doprinosa B_d fona u oblasti signala	118
7.2	Procena sistematskih neodređenosti.....	119
7.2.1	Poravnanje unutrašnjeg detektora.....	119
7.2.2	Metod fitovanja.....	120
7.2.3	Efikasnost trigerera	126
7.2.4	Doprinos B_d fona	126
7.2.5	Efikasnost selekcije.....	127
7.2.6	Rezime sistematskih neodređenosti.....	127
7.3	Pregled rezultata netagirane $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ analize	128

8	Tagirana $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ analiza	133
8.1	Tagiranje aromata	133
8.1.1	Selekcija $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ događaja	135
8.1.2	Metode tagiranja aromata	136
8.1.3	Informacija tagiranja u fitu	139
8.2	Fit maksimalne verodostojnosti u tagiranoj analizi	141
8.2.1	Gustina verovatnoće signala	141
8.2.2	Gustina verovatnoće specifičnog B_d fona	142
8.2.3	Modelovanje mase B_d fona	143
8.2.4	Modelovanje uglova B_d fona	145
8.2.5	Procena udela B_d fona u oblasti signala	147
8.2.6	Vremenska zavisnost efikasnosti mionskog trigeru	149
8.3	Procena sistematskih neodređenosti	149
8.3.1	Procedura tagiranja aromata	149
8.3.2	Modelovanje mape efikasnosti detektora	150
8.3.3	Korekcije efikasnosti mionskog trigeru	151
8.3.4	Poravnanje unutrašnjeg detektora	151
8.3.5	Izbor p_T binova na modelovanje ugaone raspodel fona	151
8.3.6	Izbor bočnih intervala B_s mase na modelovanje uglova fona	152
8.3.7	B_d fon: doprinos i parametrizacija mase i uglova	152
8.3.8	Model fita	156
8.4	Rezultati tagirane $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ analize	158
8.5	Rezultati sa kombinovanim 7 TeV i 8 TeV – Run 1 podacima	164
9	Zaključak	168
	Dodatak A	171
	Reference	175

1 UVOD

Do kraja 70-tih godina 20. veka formirana je teorija koja je opisivala sve do tada poznate elementarne čestice, i predvidela postojanje novih čestica koje su kasnije otkrivene. Ovaj teorijski okvir, zasnovan na tri generacije fundamentalnih čestica, kvarkova i leptona, i njihovo interagovanje kroz jake, slabe i elektromagnetne interakcije, poznat je pod nazivom Standardni model u fizici čestica [1, 2, 3, 4].

Osnovne pretpostavke Standardnog modela su da je sva poznata materija u Univerzumu sačinjena od malog broja fundamentalnih spin- $\frac{1}{2}$ čestice, fermiona: šest kvarkova i šest leptona (i njihovih antičestica), koji interaguju izmenom kvanata odgovarajućih polja. Čestice povezane sa poljima interakcije su spin-1 čestice, bozoni, koji takođe spadaju u fundamentalne čestice Standardnog modela. To su gluoni, koji prenose jaku interakciju, $W^{\pm}$ i Z^0 bozoni, koji prenose slabu interakciju, i fotoni, koji prenose elektromagnetnu interakciju. Interakcije između fundamentalnih čestica odgovorne su za postojanje složenijih čestica, kao što su protoni i neutroni. Veliki uspeh Standardnog modela leži u predviđanju postojanja novih čestica koje su kasnije eksperimentalno otkrivene, kao što su $W^{\pm}$ i Z^0 bozoni [5, 6, 7, 8], gluoni [9], t [10, 11], b [12], c [13, 14] kvarkovi. Najvažnije predviđanje Standardnog modela je postojanje nove skalarne čestice, Higsovog bozona [15, 16, 17], koji objašnjava poreklo masa svih čestica u Standardnom modelu. Ovo predviđanje potvrđeno je 2012. godine otkrićem Higsovog bozona na LHC eksperimentima [18, 19]. Sve osobine Higsovog bozona koje su do sada izmerene saglasne su sa predviđanjima Standardnog modela. Na taj način, sa malim brojem fundamentalnih objekata i principa, Standardni model opisuje fenomene u širokom opsegu energija i na različitim skalama. Ne postoji ni jedan eksperiment u fizici čestica u kome je registrovano odstupanje od Standardnog modela veće od $2 - 2.5 \sigma$. I pored toga Standardni model još uvek ne daje odgovor na sva otvorena pitanja u fizici čestica i sa teorijske strane ima ograničenja.

U formulisanju Standardnog modela vrlo važnu ulogu imala je izmena aromata kvarkova i fenomen narušenja CP simetrije. Aromat kvarka se ne održava u slabim interakcijama što omogućava mešanje između različitih generacija, odnosno mešanje između prve i druge, prve i treće i druge i treće generacije kvarkova. To dalje znači, da u procesima sa slabim interakcijama u kvark prelazi u d , s ili b kvark uz emisiju W^+ bozona. Isto važi i za c i t kvark, tako da je moguće napisati skup jednačina $u = V_{ud}d +$

$V_{us}s + V_{ub}b$, $c = V_{cd}d + V_{cs}s + V_{cb}b$, $t = V_{td}d + V_{ts}s + V_{tb}b$, u kojima V_{ij} parametrizuje relativne amplitude prelaza kvarka i u kvark j i formiraju kompleksnu CKM matricu nazvanu po fizičarima N. Cabbibo, M. Kobayashi i T. Maskawa. Iz univerzalnosti slabih interakcija sledi da je CKM matrica unitarna. Prelazi između antikvarkova dešavaju se pomoću kompleksno-konjugovane matrice V_{ij}^* . Kako je $V_{ij} \neq V_{ij}^*$, odnosno kako se interakcije kvarkova i antikvarkova razlikuju, to dovodi do narušenja CP simetrije. Elementi CKM matrice su slobodni parametri u Standardnom modelu i mogu biti određeni samo eksperimentalno. Apsolutne vrednosti elemenata CKM matrice dobijene su merenjem vremena života i verovatnoća slabih raspada različitih mezona i bariona. Pokazalo se da je CKM matrica bliska dijagonalnoj i da postoji hijerarhija po veličini nedijagonalnih elementa: $|V_{ub}| \approx |V_{td}| \ll |V_{cb}| \approx |V_{ts}| \ll |V_{us}| \approx |V_{cd}|$. Sa ovom hijerarhijom po predlogu L. Wolfenstein-a, CKM matricu moguće je napisati pomoću četiri realna parametra A, ρ, η i λ ($\eta \approx 1, \lambda \ll 1$), pri čemu je samo jedan parametar, η , odgovoran za narušenje CP simetrije. U ovom je sadržana sva prediktivna snaga CKM teorije koja sa samo četiri parametara opisuje širok spektar fenomena na različitim energijskim skalama, od nuklearnog beta raspada do produkcije top kvarka.

Model Kobayashi i Maskawa nije bio jedini i najjednostavniji način da se uvede narušenje CP simetrije u teoriju 70-tih godina prošlog veka. Otkriće kvarkova i leptona treće generacije bilo je važno, ali samo delimična potvrda tačnosti hipoteze Kobayashi i Maskawa. Međutim, postojanje tri generacije kvarkova i leptona nedovoljno je za objašnjenje narušenja CP simetrije, i danas nemamo odgovor na pitanje kako je nastala asimetrija između materije i antimaterije, u evoluciji univerzuma. Potraga za regijama u univerzumu u kojima dominira antimaterija, korišćenjem modernih astronomskih metoda, nije dala pozitivne rezultate. Zbog toga se pretpostavlja da je narušenje CP simetrije imalo suštinsku ulogu u ranoj fazi razvoja univerzuma. Još 1967. godine, A. Sakharov je pretpostavio da su: narušenje barionskog broja, narušenje C i CP simetrije i termalna neravnoteža, bila tri potrebna uslova koja su dovela do barionske asimetrije univerzuma. Međutim, široko je rasprostranjeno tvrđenje da je samo narušenje CP simetrije u Standardnom modelu nedovoljno da objasni zapaženu barionsku asimetriju univerzuma. Zbog toga je danas jedno od otvorenih pitanja u Standardnom modelu, da li je CKM mehanizam jedini izvor neodržanja CP simetrije u prirodi. Pošto do sada nije poznato kako da se uvede drugi izvor narušenja CP simetrije (izuzev jake CP faze), očekuje se da Standardni model treba da bude proširen.

Postoji više procesa u kojima je eksperimentalno moguće posmatrati narušenje CP simetrije, i ako je Standardni model korektna teorija, svi ovi procesi bi morali da budu objašnjeni sa jednim brojem. Izmerena vrednost koja nije u saglasnosti sa merenjima drugih eksperimenata, ukazala bi da je Standardni model nekompletna teorija. Najvažniji eksperimenti u kojima se traga za efektima narušenja CP simetrije uključuju neutralne mezone, koji su sastavljeni od kvarka i antikvarka različitih aromata ali jednakih naelektrisanja suprotnog znaka, $[K^0(\bar{s}d), D^0(\bar{c}u), B_d^0(\bar{b}d), B_s^0(\bar{b}s)]$. Poslednjih godina posebno mesto u izučavanju narušenja CP simetrije zauzima istraživanje svojstava B mezona. Interferencija između direktnih raspada B_s^0 mezona u CP svojstveno stanje $c\bar{c}s\bar{s}$, i raspada kroz $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mešanje, u isto svojstveno stanje, dovodi do pojave slabe faze ϕ_s , CP narušenja. Mešanje B_s^0 sa svojom antičesticom $\bar{B}_s^0$ je proces koji se odvije preko neutralnih struja sa izmenom aromata (*flavor changing neutral current, FCNC*). U Standardnom modelu, ovaj proces potisnut je na osnovnom nivou, tako da se prelaz dešava samo na nivou dijagrama sa petljama preko *boks* dijagrama. Zanimarivanjem doprinosa *pingvin* dijagrama, slaba faza ϕ_s povezana je sa elementima CKM matrice mešanja kvarkova relacijom $\phi_s = -2\beta_s$, gde je $\beta_s = \arg(V_{ts}V_{tb}^*/V_{cs}V_{cb}^*)$. Predviđanje za vrednost $2\beta_s$ dobijeno je iz globalnog fita eksperimentalnih podataka u okviru Standardnog modela i iznosi: $2\beta_s = -0.0365_{-0.0012}^{+0.0013}$ rad. Kako je vrednost faze ϕ_s predviđena Standardnim modelom veoma precizna, bilo koje značajnije odstupanje od ove vrednosti ukazalo bi na postojanje novih čestica u petljastim dijagramima koji opisuju $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mešanje. Zbog toga, merenje vremenski zavisne evolucije raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ obezbeđuju teorijski čist metod za određivanje slabe faze narušenja CP simetrije ϕ_s . Drugi parametri koji opisuju $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mešanje su širina raspada $\Gamma_s = (\Gamma_L + \Gamma_H)/2$, i razlika širine $\Delta\Gamma_s = \Gamma_L - \Gamma_H$, gde su Γ_L i Γ_H širine raspada različitih svojstvenih stanja. Teorijsko predviđanje za razliku širine raspada $\Delta\Gamma_s$ između lakog i teškog svojstvenog stanja B_s^0 mase, pod pretpostavkom da nema nove fizike u $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mešanju, je $\Delta\Gamma_s = \Gamma_L - \Gamma_H = 0.087 \pm 0.021 \text{ ps}^{-1}$.

U ovoj tezi opisano je merenje parametara $\phi_s, \Gamma_s, \Delta\Gamma_s$ u raspadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$. Merenje je urađeno na ATLAS eksperimentu sa podacima proton-proton sudara koji odgovaraju integralnoj luminoznosti od 4.9 fb^{-1} i 14.3 fb^{-1} . Podaci su prikupljeni tokom rada Velikog hadronskog sudarača u CERN-u, 2011. i 2012. godine (tzv. Run 1 perioda) na energiji od $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ i $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Posle selekcije i rekonstrukcije kanala raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ urađena je vremenski zavisna ugaona analiza raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$. Raspad pseudo-skalarog

B_s^0 mezona u vektor–vektor $J/\psi\phi$ konačno stanje, dovodi do mešanja CP parnih stanja sa orbitalnim momentom impulsa $L = 0$ ili 2 , i CP neparnih stanja sa orbitalnim momentom impulsa $L = 0$. Da bi se razlikovalo da li je u početnom trenutku produkovan B_s^0 ili $\bar{B}_s^0$ koristimo metod *tagiranja aromata* koji nam omogućava da odredimo početni aromat neutralnog B_s^0 mezona. Međutim, u ATLAS eksperimentu najpre je urađena *netagirana* analiza B_s^0 raspada, pa onda *tagirana*. Osnovna razlika između ove dve analize je da u netagiranoj analizi ne znamo da li se u trenutku produkcije raspao B_s^0 ili $\bar{B}_s^0$ mezon, tako da je svakom B_s^0 kandidatu dodeljena verovatnoća 0.5 da bude čestica ili antičestica. Parametri od interesa za ovu analizu određeni su primenom metode maksimalne verodostojnosti koji uračunava efekte efikasnosti i rezolucije detektora. Metoda takođe uračunava moguće doprinose S-wave raspada i raspada B_d^0 mezona u eksperimentalnim podacima. Rezultati netagirane i tagirane analize predstavljeni su kao konture u $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ ravni sa nivoom poverenja 68% i 95% i upoređeni sa drugim eksperimentima kao i predviđanjima Standardnog modela.

Pored uvoda teza sadrži još sedam poglavlja. U drugom poglavlju predstavljene su simetrije u fizici čestica i objašnjeno kako je uvedeno narušenje CP simetrije u Standardnom modelu. Objašnjena je fenomenologija mešanje B_s^0 mezona i indirektnog narušenja CP simetrije u raspadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Izvedena je formula kojom se opisuju ugaono i vremenski zavisna diferencijalna brzina $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada koja je ključna za merenje parametara narušenja CP simetrije. U trećem poglavlju opisana je produkcija i raspad B mezona na hadron-hadron i elektron-pozitron sudaračima i dat pregled istraživanja u ovoj oblasti. U četvrtom poglavlju opisan je ATLAS detektor i njegovi podsistemi. U istom poglavlju opisano je sakupljanje podataka na ATLAS detektoru u 2011. i 2012. godini, kao i Monte Karlo simulacije podataka koji se koriste u analizi. Selekcija događaja signala i rekonsrukcija $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada opisana je u petom poglavlju. Nebinovani fit maksimalne verodostojnosti koji se koristi za procenu parametara koji opisuju vremenski zavisnu CP asimetriju $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada opisan je u šestom poglavlju. Primena ovog metoda, na netagiranu i tagiranu analizu podataka ATLAS eksperimenta iz 2011. i 2012., opisana je u sedmom i osmom poglavlju. Pregled dobijenih rezultata dat je u zaključku teze.

2 TEORIJSKI UVOD

2.1 SIMETRIJE I TRANSFORMACIJE

Pod simetrijama se podrazumevaju transformacije prostora stanja, pri kojima dinamički zakon sistema ostaje nepromenjen. Simetrija ima ključnu ulogu u fizici elementarnih čestica, i njena najvažnija fenomenološka manifestacija su zakoni održanja. Na osnovu jedne klasifikacije, simetrije se mogu svrstati u dve kategorije: i) simetrije koje se odnose na prostorno-vremensku strukturu, koje se obično nazivaju spoljašne simetrije, i ii) unutrašnje simetrije, kao što su električno naelektrisanje, izospin i naboj boje. Po drugoj klasifikaciji, simetrije mogu biti kontinualne ili diskretne. Invarijantnost sistema u odnosu na prostorno-vremenske translacije i rotacije, ekvivalentno je održanju energije-impulsa i momenta impulsa. Ova svojstva, poznata i kao homogenost prostor-vremena i izotropnost prostora, ostaju nepromenjena pri elektromagnetnim, slabim i jakim interakcijama. Drugim rečima, kontinualne prostorno-vremenske simetrije su egzaktne. Za razliku od ovih simetrija, diskretne transformacije simetrije, kao i unutrašnje simetrije, su aproksimativne i posledica su svojstava fundamentalnih interakcija. U Tab. 2.1 prikazane su pojedine simetrije prirode i zakoni održanja koji iz njih proizilaze.

Tab. 2.1 Primeri simetrija prirode i veza sa zakonima održanja.

Transformacije simetrije	Zakoni održanja	Nemerljivost
<i>Kontinualne transformacije u prostor-vremenu:</i>		
Prostorna translacija	Impuls	Apsolutni položaj
Vremenska translacija	Energija	Apsolutno vreme
Rotacija	Moment impulsa	Apsolutni pravac
Lorencova transformacija	Generatori grupe	Apsolutna brzina
<i>Diskretne transformacije:</i>		
Prostorna inverzija	Parnost	Razlika levo-desno
Vremenska inverzija	Invarijantnost na vrem. inv.	Apsolutni smer toka vremena
Konjugacija naboja	Parnost naelektrisanja	Apsolutni predznak nael.
<i>Gradijentne (fazne) transformacije:</i>		
$\psi \rightarrow e^{i\alpha N} \psi$	Naboj	Relativna faza-ugao između stanja različitog naboja
Rotacije u prostoru izospina	Izospin	Razlika između koherentnih mešavina protona i neutrona

2.2 DISKRETNE SIMETRIJE

Za razliku od kontinualnih, diskretne transformacije simetrije se ne mogu dobiti primenom uzastopnih infinitezimalnih transformacija ili diferenciranjem. Među diskretnim transformacijama, inverzije imaju poseban značaj - to su transformacije koje uzastopnom primenom vraćaju fizički sistem u prvobitno stanje, odnosno one su *involucije*.

U fizici čestica, tri posebno važne diskretne transformacije su: parnost (često se upotrebljava izraz inverzija prostora) P , konjugacija naboja C i inverzija vremena T . Njihova uzastopna primena rezultuje identitetom: $\hat{P}^2 \equiv \hat{I}, \hat{C}^2 \equiv \hat{I}, \hat{T}^2 \equiv \hat{I}$. Sledi da su svojstvene vrednosti operatora diskretnih transformacija (U_I) multiplikativni kvantni brojevi čestica, sa mogućim vrednostima ± 1 , odnosno: $\hat{U}_I|\Psi\rangle = \pm 1 \cdot |\Psi\rangle$.

2.2.1 Prostorna inverzija - P

Operacija parnosti je inverzija tri prostorne koordinatne ose. Ova transformacija ekvivalentna je ogledalskoj refleksiji u odnosu na proizvoljnu ravan, praćenu rotacijom za 180° u odnosu na osu ortogonalnu na ovu ravan¹. Prostorna inverzija je involucija, odakle sledi da je u Hilbertovom prostoru stanja reprezentovana hermitskim operatorom $\hat{P}$: $\hat{P}\psi(\mathbf{r}) \rightarrow \psi(-\mathbf{r}) = \eta\psi(\mathbf{r})$. Odgovarajuća svojstvena vrednost operatora $\hat{P}$ naziva se parnost stanja, gde parnim (neparnim) stanjima odgovaraju svojstvene vrednosti $\eta = +1$ ($\eta = -1$). Ukoliko je sistem opisan Hamiltonijanom $\hat{H}$ invarijantan u odnosu na inverziju parnosti, $[\hat{P}, \hat{H}] = 0$, sledi da je operacija parnosti simetrija sistema.

Parnost sistema čestica definiše se na sledeći način:

$$P_{sist} = \prod_i \varepsilon_i (-1)^L \quad (2.1)$$

gde je: L - kvantni broj ukupnog momenta impulsa sistema, ε_i - unutrašnja parnost i -te čestice.

Kvantna teorija polja zahteva da fermioni i antifermioni imaju suprotne parnosti, a da bozoni i antibožoni imaju istu parnost. Parnost dva mezona sa istom unutrašnjom parnošću je $P(m_1, m_2) = (-1)^L$, dok je parnost sistema fermion-antifermion sa različitim unutrašnjim parnostima, $P(f, \bar{f}) = (-1)^{L+1}$. Hiperoni su proizvedeni u

¹ S obzirom da se rotaciona simetrija, povezana sa izotropijom prostora, uvek pretpostavlja da je očuvana, simetrija nad ogledalskim refleksijama u ravni zapravo odgovara simetriji parnosti.

parovima zajedno sa drugom *stranom* česticom. Ovo sprečava merenje obe parnosti. Po konvenciji, uzima se da je $P(\Lambda) = +1$. Opšte pravilo na nivou kvarkova je da po definiciji, svi kvarkovi imaju pozitivnu parnost, dok je za antikvarkove negativna.

Prema vrednostima spina i unutrašnje parnosti - J^P , čestice su klasifikovane na: 1. skalarne - 0^+ , 2. pseudo-skalarne - 0^- , 3. aksijalno-vektorske - 1^+ , 4. vektorske - 1^- . Transformacija simetrije parnosti menja znak pseudo-skalarnim i vektorskim veličinama, dok ostavlja nepromenjene skalare i aksijalne vektore.

Transformacija parnosti nije egzaktna simetrija, i ona je narušena u elektroslabim interakcijama. Jake i elektromagnetne interakcije održavaju parnost. Jedan od klasičnih testova održanja parnosti u jakim interakcijama (*Tanner*, 1957) [20], zasnovan je na utvrđivanju amplitude verovatnoće za reakciju: $p + {}^{19}\text{F} \rightarrow {}^{20}\text{Ne}^* \rightarrow {}^{16}\text{O} + \alpha$. S obzirom da se parnost početnog i konačnog stanja razlikuju, $\varepsilon_p = +1$, $\varepsilon_k = -1$, jasno je da bi ovaj proces trebao da bude zabranjen ukoliko se parnost održava. Noviji eksperimenti pokazuju da je odnos amplituda verovatnoće ovog procesa i procesa u kome se parnost održava: $|F|^2 < 10^{-12}$.

Jedan od osnovnih principa za testiranje održanja parnosti je da se izabere pogodan pseudo-skalar i ispita njegova očekivana vrednost. Jedna od pogodnih veličina za testiranje je helicitet, koji se definiše kao: $\langle H \rangle = \vec{\sigma} \vec{p} / |\vec{\sigma}| |\vec{p}|$, gde je $\vec{\sigma}$ spin čestice, a $\vec{p}$ njen impuls.

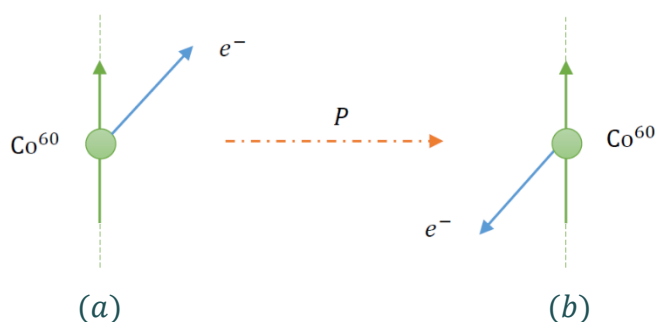
Održanje parnosti u elektromagnetnim interakcijama ispitivano je na osnovu asimetrije u emitovanju levo i desno orijentisanih² fotona pri gama raspadu jezgra ${}^{19}\text{F}^* \rightarrow {}^{19}\text{F} + \gamma$ (110 keV). Opažena asimetrija je reda 10^{-5} . Ovi rezultati ne ukazuju na narušenje parnosti u jakim i elektromagnetnim interakcijama. U slabim interakcijama parnost se ne održava, što znači da se proces koji se odvija pod uticajem slabih interakcija neće dešavati na isti način u invertovanom prostoru.

Razmatrajući tzv. „ $\tau - \theta$ “ problem, T. D. Lee i C. N Yang su 1956. godine izneli pretpostavku o neodržanju parnosti u slabim interakcijama [21], i predložili nekoliko eksperimenata³. C. S. Wu sa saradnicima je iste 1956. godine uspešno izvršila prvi eksperiment kojim je dokazano neodržanje parnosti u slabim interakcijama [22].

² U reakcijama u kojima se parnost održava, verovatnoća emitovanja levo i desno orijentisanih čestica je jednaka, odnosno $\langle H \rangle = 0$.

³ Za njihov rad na neodržanju parnosti, Chen Yang i Tsung-Dao Lee, kinesko-američki teorijski fizičari, nagrađeni su Nobelovom nagradom za fiziku 1957. godine.

Eksperiment je izveden merenjem intenziteta elektrona iz nuklearnog β^- raspada polarizovanih jezgara ^{60}Co , emitovanih u pravcu paralelnom i antiparalelnom u odnosu na spin jezgra $\langle \vec{S} \rangle$. Invarijantnost operacije parnosti značila bi da su brzine za dva procesa prikazane na Sl. 2.1 (a) i Sl. 2.1 (b) iste. Osnovni rezultat ovog eksperimenta je anizotropija elektrona emitovanih u β^- raspadu ^{60}Co , odnosno dominantna emisija levo orijentisanih elektrona. Ovim je dokazano da u prirodi postoje procesi koji razlikuju „levo“ od „desnog“⁴, odnosno da transformacija parnosti nije simetrija prirode. Danas znamo da β^- procesi nisu jedini u kojima se parnost ne održava. Svi procesi koji se odvijaju pod uticajem slabe interakcije odlikuju se narušenjem parnosti P , u kojima se dominantno emituju čestice određenog heliciteta.



Sl. 2.1 Efekat operacije parnosti na raspad jezgara Co^{60} .

Jedan od najznačajnijih eksperimenata sa stanovišta neodržanja parnosti u slabim interakcijama bio je dokaz postojanja samo levo orijentisanih neutrina (*Goldhaber et. al*, 1958) [23]. Prema dvokomponentnoj teoriji neutrina (Lee, Young, Landau, Salam), talasna funkcija pridružena neutrinu⁵ izraz je principa maksimalnog narušenja parnosti u slabim interakcijama, kojima su neutriini jedino podložni, odnosno da stanja $\hat{P}|\nu_L\rangle = |\nu_R\rangle$ i $\hat{P}|\bar{\nu}_R\rangle = |\bar{\nu}_L\rangle$ ne egzistiraju.

2.2.2 Konjugacija naboja – C

Konjugacija naboja, ili C transformacija, je transformacija koja zamenjuje sve čestice njihovim antičesticama⁶, dok prostorne koordinate, vreme, impuls i spin ostaju

⁴ Razlika između „desno“ i „levo“ orijentisanog koordinatnog sistema.

⁵ $\nu = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \dots \\ \bar{\nu}_R \end{pmatrix}$.

⁶ Ekvivalentno, C transformacija menja znak naboja čestice, Q . Naboj se ovde koristi u opštem smislu, i odnosi se na naelektrisanje čestice, znak leptonskog i barionskog broja, stranost, znak treće projekcije izospina, kao i smer vektora magnetnog dipolnog momenta. Operacija C menja znak aditivnim kvantnim brojevima.

nepromenjeni. Elektromagnetna i jaka interakcija su invarijantne u odnosu na C transformaciju, dok se u slabim interakcijama C simetrija ne održava.

U kvantnoj mehanici transformacija konjugacije naboja dobija se na uobičajen način korišćenjem unitarnog operatora C , pod kojom operator naboja menja znak:

$$\hat{Q} \rightarrow \hat{Q}_C = \hat{C}^\dagger \hat{Q} \hat{C} = -\hat{Q} \quad \text{ili} \quad \{\hat{Q}, \hat{C}\} = 0 \quad (2.2)$$

Jedino čestice koje imaju neutralni naboj mogu da budu svojstvena stanja operatora konjugacije naboja $\hat{C}$, $\{Q\} = \{-Q\} = \{0\}$. Iz involucije operatora $\hat{C}$ sledi da, ako je $|\Psi\rangle$ svojstveno stanje operacije C , onda je $|\bar{\Psi}\rangle = C|\Psi\rangle = \eta_C |\Psi\rangle$, i njegove svojstvene vrednosti, odnosno C -parnosti imaju vrednosti $\eta_C = \pm 1$. Kaže se da je $|\Psi\rangle$ svoje sopstveno anti-stanje, odnosno za česticu da je svoja sopstvena antičestica, kao što su foton γ , π^0 , η -mezon. Svojstvena stanja operatora $\hat{C}$ mogu biti konstruisana od parova čestice i antičestice. U daljem tekstu će biti razmotreni različiti slučajevi vezanih stanja.

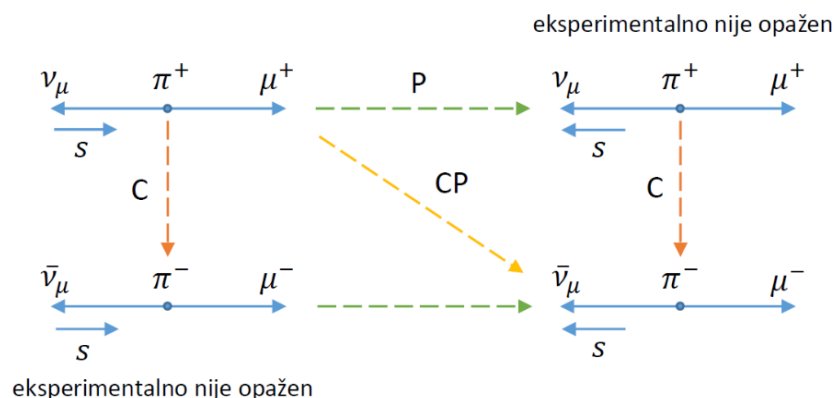
Kao primer vezanog stanja može se uzeti sistem mezon i anti-mezon, (m^+, m^-) , sa spinom nula $S = 0$, (par $\pi^+ \pi^-$), u stanju definisanog orbitalnog momenta impulsa L , kada $C|m^+, m^-; L\rangle = (-1)^L |m^+, m^-, L\rangle$, gde je $\eta_C = (-1)^L$ svojstvena vrednost. Isti faktor se javlja za spin-1/2 fermione f , kao što su kvarkovi i leptoni, zajedno sa još dva faktora: faktor $(-1)^{S+1}$ usled izmene spinskih stanja čestica i faktor (-1) koji proizilazi svaku put kada su izmenjeni fermion i anti-fermion. Dakle ukupan efekat operacije C za neutralni sistem fermion-antifermion je: $C|f\bar{f}; J, L, S\rangle = (-1)^{L+S} |f\bar{f}, J, L, S\rangle$, sa svojstvenom vrednošću $\eta_C = (-1)^{L+S}$, i gde su J, L i S kvantni brojevi ukupnog, orbitalnog i spinskog momenta impulsa, respektivno. Stoga ukoliko je π^0 stanje $1S_0$ od $u\bar{u}$ i $d\bar{d}$ kao što je predviđeno kvark modelom, onda je njegova C -parnost $C_{\pi^0} = 1$.

Kao što je već rečeno, u jakim i elektromagnetnim interakcijama invarijantnost u odnosu na C transformaciju se održava. Najjači test koji potvrđuje C simetriju u elektromagnetnim interakcijama je potvrda nepostojanja $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ raspada, gde je $\frac{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 3\gamma)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)} < 3.1 \times 10^{-8}$ [24]. U jakim interakcijama, ukoliko se razmatra na primer proces: $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, C invarijantnost može biti potvrđena u tzv. testovima *asimetrije*, gde ugaone raspodele i energetske spektri dva naelektrisana pion treba da budu identični, što je i potvrđeno eksperimentalno u okviru grešaka.

Sa druge strane, zakon očuvanja simetrije konjugacije naboja je narušen u slabim interakcijama. Većina eksperimenata u kojima je uočeno i izučavano narušenje parnosti, imala je implikacije na narušenje C simetrije [25]. Predloženo od strane T. D Lee-ja i C. N. Yang-a, narušenje simetrije konjugacije naboja ⁷ proučavano je u raspadima $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ i $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ ⁸, kao i u $\beta^\mp$ raspadima, gde je uočavanjem asimetrije u ugaonoj raspodeli miona (elektrona), odnosno razlici u longitudinalnoj polarizaciji između miona i anti-miona (pozitrona i elektrona), dokazano da je invarijantnost nad konjugacijom naboja narušena (*L. M. Lederman et al.*) [26], (*P. C. Macq et al.*) [27]. Dakle, u slabim interakcijama dominantno se emituju čestice određenog heliciteta, npr. levo orijentisani elektroni $|e_L^- \rangle$ ili desno orijentisani pozitroni $|e_R^+ \rangle$ u $\beta^\mp$ raspadima, dok odgovarajuća konjugovana stanja $|e_L^+ \rangle$ ili $|e_R^- \rangle$ nisu uočena. Ovo pokazuje da slabe interakcije, paralelno sa narušavanjem parnosti P , potpuno narušavaju i C simetriju.

2.2.3 CP transformacija

Nakon što je utvrđeno da slabi procesi kao što je raspad piona $\pi^\pm$ potpuno narušavaju P i C simetriju, predloženo je da bi kombinovana CP transformacija mogla da bude egzaktna simetrija prirode. Invarijantnost slabe interakcije u odnosu na CP transformaciju može se ilustrovati na primeru raspada $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ na Sl. 2.2.



Sl. 2.2 Rezultat C , P i CP transformacija u raspadu $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. U slučaju neutrina, na osnovu dosadašnjih eksperimentalnih činjenica, transform. koja neutrino prevodi u antineutrino je CP .

Ovo mišljenje se zadržalo sve do 1964. godine kada je u čuvenom eksperimentu *Christenson, Cronin, Fitch and Turlay* otkriveno narušenje CP simetrije u procesu

⁷ Kao i narušenje simetrije parnosti

⁸ Nema jakih interakcija finalnog stanja

raspada K^0 mezona⁹ [28], gde je uočeno da dugoživeća komponenta K^0 mezona, K_L^0 koja se raspada putem slabe interakcije u tri piona, sa svojstvenom CP vrednošću -1 , može povremeno da se raspadne u dva piona (sa udelom grananja reda 10^{-3}), sa $CP = +1$. Za razliku od narušenja C i P simetrije, uočeni efekat narušenja CP simetrije bio je mali. Mogućnost narušenja CP simetrije u slabim interakcijama anticipirano je od strane *Gell-Man-a* i *Pais-a*, u čijem je radu iz 1954. godine uočena mogućnost $K^0 - \bar{K}^0$ oscilovanja. Više od 40. godina, jedini kontekst u kojem je CP narušenje uočeno u laboratoriji bio je raspad K_L mezona. 1981. godine *Carter* i *Sanda* ukazali su da bi narušenje CP simetrije trebalo takođe da se javi i kod neutralnih B mezona. Kako bi se istražila ova mogućnost, izgrađene su *B-fabrike* u SLAC-u¹⁰ i KEK-u¹¹, specijalno dizajnirane da proizvedu veliki broj $B^0/\bar{B}^0$ parova. Do 2001. godine, njihovi detektori BaBar i Belle, respektivno, zabeležili su neosporni dokaz narušenja CP simetrije u raspadima neutralnih B mezona.

Da bi se objasnio fenomen narušenja CP simetrije u kontekstu Standardnog modela fizike čestica bilo je potrebno skoro deset godina. 1973. godine dva japanska fizičara, Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa, uspešno su objasnili efekat narušenja CP simetrije postulirajući postojanje treće familije kvarkova, za šta u to vreme nisu postojali eksperimentalni dokazi¹². Mehanizam narušenja CP simetrije u Standardnom modelu, kao i fenomenologija narušenja CP simetrije u sistemima neutralnih B mezona, biće opisani u tekstu kasnije. Jedan od najvažnijih rezultata kvantne teorije polja je tzv. CPT teorema, po kojoj je kombinovana operacija inverzije vremena, konjugacije naboja i parnosti (bilo kojim redosledom) egzaktna simetrija svih interakcija. U skladu sa ovom teoremom, i narušenjem CP simetrije, mora da postoji kompenzujuće narušenje simetrije inverzije vremena, T (*time reversal*). Iz tog razloga veoma je važno da se traga za nezavisnim dokazom narušenja T simetrije. Najosetljiviji eksperiment za to je postavljanje gornjih limita za električni dipolni moment neutrona i elektrona [29].

⁹ Za otkriće narušenja CP simetrije 1964. godine u raspadu neutralnih K-mezona, James Watson Cronin i Val Logsdon Fitch dobili su Nobelovu nagradu za fiziku 1980. godine.

¹⁰ SLAC -

¹¹ KEK -

¹² Za otkriće porekla narušene CP simetrije koje predviđa postojanje najmanje tri familije kvarkova u prirodi, Makoto Kobayashi i Toshihide Maskawa dobili su Nobelovu nagradu za fiziku 2008. godine.

2.3 NARUŠENJE CP SIMETRIJE U STANDARDNOM MODELU

2.3.1 Standardni model elementarnih čestica

Lagranžijan Standardnog modela.

Sve četiri osnovne interakcije među elementarnim česticama su gradijentne interakcije čiji su medijatori odgovarajući gradijentni bozoni. Standardni model precizno i u skladu sa brojnim eksperimentima opisuje tri od ove četiri interakcije: jaku i elektroslabu – ujedinjenu elektromagnetnu i slabu interakciju.

Standardni model je neabelova gradijentna teorija koja se bazira na Lijevoj grupi simetrija, G_{SM} :

$$G_{SM} = SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \quad (2.3)$$

Kompletan Lagranžijan teorije dat je sa:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{kinetic} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (2.4)$$

Interakcioni članovi dobijeni su postavljanjem uslova za održanja gradijentne invarijantnosti (npr. da teorija bude invarijantna u odnosu na transformacije slabog izospina, uvodi se vektorski potencijal W_μ^i), gde se običan izvod zamenjuje kovarijantnim izvodom¹³:

$$\mathcal{L}_{kinetic} = i\bar{\psi}(D_\mu\gamma^\mu)\psi \quad (2.5)$$

gde je kovarijantnin izvod definisan kao:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig_1 Y B_\mu - ig_2 T_a W_\mu^a - ig_3 T_b G_\mu^b \quad (2.6)$$

Drugi, treći i četvrti član predstavljaju lokalizovane $U(1)$, $SU(2)$ i $SU(3)$ simetrije, gde su B_μ , W_μ^a i G_μ^b vektorska polja gradijentnih bozona potrebna da bi se očuvala lokalna invarijantnost, po jedno za svaki generator transformacije. Generatori $SU_c(3)$ grupe simetrije su $T_b = \frac{1}{2}\lambda_b$, gde $\lambda_b, b = 1, \dots, 8$ označavaju 3×3 Gel-Manove matrice, T_a su generatori $SU_L(2)$ grupe simetrije, gde $\tau_a, a = 1, 2, 3$ označavaju 2×2 Paulijeve matrice, dok je Y generator $U_Y(1)$ grupe simetrije. Četiri spin-1 bozona

¹³ Zamenom običnog izvoda sa kovarijantnim mi lokalizujemo globalnu simetriju i na taj način uvodimo interakciju fermiona materije sa kvantima polja (čestice prenosioci interakcija, $S = 1$).

povezanih sa $SU_L(2) \times U_Y(1)$ odnose se na fizičke bozone koji prenose slabu interakciju, $W^\pm, Z^0$ i foton. Osam spin-1 čestica, gluoni, povezani su sa $SU_c(3)$ i prenose jaku interakciju. g_1, g_2 i g_3 su realni brojevi koji određuju jačinu elektromagnetne, elektroslabe i jake interakcije.

Pored gradijentnih bozona, Standardni model uključuje i fermione materije i Higsovo polje, u reprezentacijama gradijentne grupe, G_{SM} :

- ♦ Leptoni: $L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ e_i \end{pmatrix}_L : (\mathbf{1}, \mathbf{2})_{Y=-1}$; i $(e_i)_R : (\mathbf{1}, \mathbf{1})_{Y=-2}$
- ♦ Kvarkovi: $Q_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L : (\mathbf{3}, \mathbf{2})_{Y=1/3}$; $(U_i)_R : (\mathbf{3}, \mathbf{1})_{Y=4/3}$; i $(D_i)_R : (\mathbf{3}, \mathbf{1})_{Y=-2/3}$
- ♦ Higsovo polje: $\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}_L : (\mathbf{1}, \mathbf{2})_{Y=1}$

gde, na primer, $(\mathbf{3}, \mathbf{2})_{Y=1/3}$ označava kvarkove leve kiralnosti, tripleti $SU(3)_c$ i dubleti $SU(2)_L$ grupe, sa vrednošću slabog hipernaboja¹⁴, $Y = 1/3$, gde u_i označava sve gornje kvarkove, a d_i sve donje kvarkove, $i = 1, 2, 3$.

Interakcije između fermiona i naelektrisanih spin-1 čestica, $W_\mu^\pm$, nazivaju se interakcije *naelektrisanih struja* (*charged current*). Lagranžijan Standardnog modela koji opisuje interakcije naelektrisanih struja između kvarkova može se napisati kao:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{kinetic,w}}(Q_L) &= i \overline{Q}_{Li}^I \gamma^\mu \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g_2 W_\mu^a \tau_a \right) Q_{Li}^I \\
 &= i (\overline{u} \ d)_L^I \gamma^\mu \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g_2 W_\mu^a \tau_a \right) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_{Li}^I \\
 &= i \overline{u}_{Li}^I \gamma^\mu \partial_\mu u_{Li}^I + i \overline{d}_{Li}^I \gamma^\mu \partial_\mu d_{Li}^I - \frac{g}{\sqrt{2}} i \overline{u}_{Li}^I \gamma^\mu W_\mu^- d_{Li}^I \\
 &\quad - \frac{g}{\sqrt{2}} i \overline{d}_{Li}^I \gamma^\mu W_\mu^+ u_{Li}^I + \dots
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

koristeći $W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2)$ i $W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2)$.

¹⁴ Slabi hipernaboj, Y ili Y_W , je kvantni broj koji se opisuje grupom simetrije $U(1)_Y$, i predstavlja njen generator. Definisan je preko naelektrisanja: $Q = T_3 + \frac{Y_W}{2}$, gde je T_3 treća komponenta slabog izospina, $T_3 = \frac{\tau_3}{2}$, jednog od tri generatora $SU(2)_L$ grupe, a τ_3 Paulijeva matrica, odnosno observabla koja odgovara spinu duž treće koordinatne ose u trodimenzionalnom Euklidovom prostoru $\mathbb{R}^3$. Slabi hipernaboj, Y_W , može biti različit za polja različitih fermiona.

$W^\pm$ i Z^0 bozoni dobijaju masu kroz mehanizam spontanog narušenja simetrije – Higsov mehanizam [16, 30, 17]. U Lagranžijan Standardnog modela dodati su članovi za Higsovo skalarno polje i Higsov potencijal:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.8)$$

gde je $\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ izospin dublet. λ je konstanta samointerakcije Higsovog bozona, dok je μ^2 maseni član, i obe veličine su realne i pozitivne¹⁵. Uvođenje Higsovog polja dovodi do spontanog narušenja simetrije polazne grupe $G_{SM}: SU_L(2) \times U_Y(1) \rightarrow U_Q(1)$. Kao posledica tog mehanizma, neutralni bozoni hipernaboja i slabe interakcije, B_μ i W_μ^3 , se mešaju, gde se dobijaju bezmaseni foton, A_μ i maseni neutralni bozon, Z_μ :

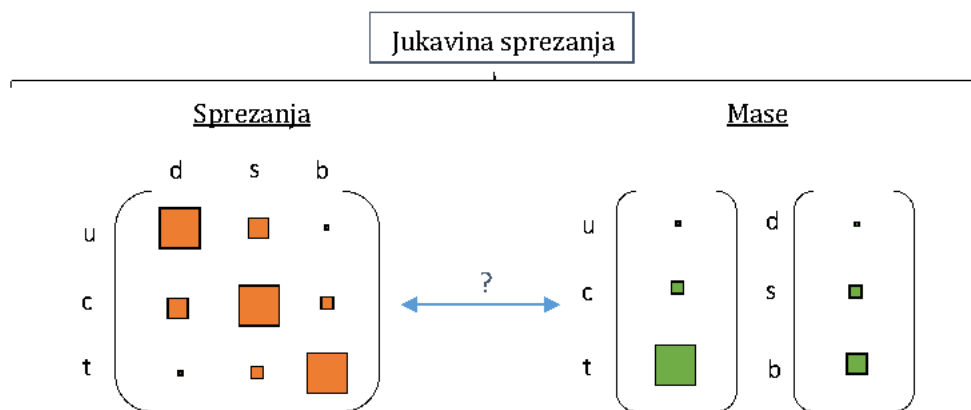
$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

gde je θ_W ugao slabog mešanja ili Vajnbergov ugao i predstavlja fundamentalan parametar Standardnog modela. Njegova vrednost određena je empirijski i iznosi $\sin \theta_W = 0.2314$. Koristeći ovaj ugao i relaciju koja povezuje mase W i Z bozona $m_Z = m_W / \cos \theta_W$, indirektno je predviđena vrednost odnosa masa gradijentnih bozona, koji prenose slabe interakcije u Standardnom modelu¹⁶. Maseni naelektrisani bozoni, $W_\mu^\pm$ dobijeni se kombinacijom polja vektorskih bozona W_μ^1 i W_μ^2 .

Sprezanje Higsovog polja sa gradijentnim poljima proizilazi iz kovarijantnog izvoda u kinetičkom članu. Međutim, jačina interakcije između Higsovog polja i fermiona, takozvana, *Jukavina sprezanja*, dodata su naknadno.

¹⁵ Očekivana vrednost vakuuma može se napisati kao $\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix}$, gde je $v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} = 246$ GeV.

¹⁶ Postojanja $W^\pm$ i Z^0 bozona eksperimentalno je potvrđeno u CERN-u, 1983. godine (U1 i U2 kolaboracije). Za ovo otkriće čestica polja, prenosioca slabe interakcije, Carlo Rubbia i Simon van der Meer, su 1984. godine dobili Nobelovu nagradu za fiziku.



Sl. 2.3 Jukavina sprezanja

Članovi Lagranžijana koji odgovaraju Jukavinim interakcijama su:

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} &= Y_{ij} \bar{\psi}_{Li} \phi \psi_{Rj} + h. c. \\
 &= Y_{ij}^d \bar{Q}_{Li}^T \phi d_{Rj}^I + Y_{ij}^u \bar{Q}_{Li}^T \tilde{\phi} u_{Rj}^I + Y_{ij}^l \bar{L}_{Li}^T \phi l_{Rj}^I + h. c.
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

sa $\tilde{\phi} = \begin{pmatrix} \phi^0 \\ -\phi^- \end{pmatrix}$. Matrice Y_{ij}^d , Y_{ij}^u i Y_{ij}^l predstavljaju Jukavina sprezanja predstavljena sa $n \times n$ kompleksnim matricama koje deluju u prostoru aromata, što dovodi do sprezanja između različitih familija fermiona. S obzirom da se ova teza bavi istraživanjem narušenja CP simetrije kroz raspad $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, u daljem tekstu sprezanja između različitih familija biće korišćeno u kontekstu mešanja kvarkova (*quark mixing*). U Standardnom modelu, *fizika aromata* (*flavour physics*) odnosi se na interakcije između različitih fermiona, kvarkova i leptona, i obuhvata slabe i Jukavine interakcije.

Nakon spontanog narušenja simetrije, dobijaju se sledeći maseni članovi za polja kvarkova¹⁷:

$$-\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{quarks}} = Y_{ij}^d \bar{d}_{Li}^I \frac{v}{\sqrt{2}} d_{Rj}^I + Y_{ij}^u \bar{u}_{Li}^I \frac{v}{\sqrt{2}} u_{Rj}^I = M_{ij}^d \bar{d}_{Li}^I d_{Rj}^I + M_{ij}^u \bar{u}_{Li}^I u_{Rj}^I \tag{2.11}$$

gde d i u članovi predstavljaju kvarkove donjeg i gornjeg tipa, respektivno. Za izvođenje svojstvenih stanja mase kvarkova, matrice mase M^d i M^u treba da budu dijagonalizovane. Ovo se izvodi korišćenjem unitarnih matrica V^d i V^u i kao rezultat dobijaju se sledeća svojstvena stanja mase kvarkova:

¹⁷ U (2.11) zanemareni su odgovarajući interakcioni članovi polja kvarkova sa Higsovim poljem, $\bar{q}qh(x)$ i hermitsko konjugovani članovi.

$$\begin{aligned} d_{Li} &= (V_L^d)_{ij} d_{Lj}^I & d_{Ri} &= (V_R^d)_{ij} d_{Rj}^I \\ u_{Li} &= (V_L^u)_{ij} u_{Lj}^I & u_{Ri} &= (V_R^u)_{ij} u_{Rj}^I \end{aligned} \quad (2.12)$$

Ukoliko se sada Lagranžijan (2.7) izrazi u odnosu na svojstvena stanja mase kvarkova d, u , umesto svojstvenih stanja aromata d^I, u^I , mešanje kvarkova pojavljuje se u interakciji naelektrisanih struja:

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{\text{kinetic,cc}}(Q_L) &= \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{iL} \gamma_\mu W^{-\mu} d_{iL}^I + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL}^I \gamma_\mu W^{+\mu} u_{iL}^I + \dots \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{iL} (V_L^u V_L^{d\dagger})_{ij} \gamma_\mu W^{-\mu} d_{jL} \\ &\quad + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL} (V_L^d V_L^{u\dagger})_{ij} \gamma_\mu W^{+\mu} u_{jL} + \dots \end{aligned} \quad (2.13)$$

2.3.2 CKM mehanizam

Kombinacija matrica $(V_L^d V_L^{u\dagger})_{ij}$ u (2.13) predstavlja unitarnu 3×3 matricu, čuvenu Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matricu mešanja kvarkova¹⁸, koja je data sa:

$$V_{\text{CKM}} \equiv (V_L^d V_L^{u\dagger})_{ij} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Dijagonalizacijom Jukavinih matrica dobijena su fizička stanja fermiona (kvarkova). Kao rezultat pojavljuju se elementi van glavne dijagonale u 3×3 kompleksnoj matrici između različitih generacija, odnosno dolazi do sprežavanja naelektrisanih $W^\pm$ struja sa fizičkim u_{Li} i d_{Lj} kvarkovima različitih generacija. U okviru Standardnog modela ovo je jedini način interakcije između kvarkova sa izmenom aromata (*flavour changing interactions*).

Po konvenciji, *rotirani* su donji kvarkovi, idući od interakcionog ka masenom bazu:

$$\begin{pmatrix} d^I \\ s^I \\ b^I \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

¹⁸ Posledica unitarnosti matrice mešanja kvarkova je odsustvo FCNC (*Flavour Changing Neutral Current*) procesa u SM na *tree* nivou. Članovi dijagonalni po kvarkovima su nepromenjeni unitarnom transformacijom kvarkova. Tako je sprežavanje sa fotonima ili Z^0 bozonima isto bilo da je izraženo po d', s' ili d, s kvarkovima, što znači da na primer Z^0 bozoni interaguju samo sa kvarkovima istog aromata. Ovaj efekat je takođe poznat kao GIM mehanizam [4], kojim je predviđeno postojanje c kvarka.

Generalno, $n \times n$ kompleksna matrica može da bude parametrizovana sa $2n^2$ realnih parametara. Uslovi unitarnosti ($V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1$) uvode $n^2 - n$ ograničenja za vandijagonalne elemente i n za dijagonalne elemente. Putem redefinicije polja kvarkova, $2n - 1$ relativnih faza kvarkova mogu biti uklonjene. Iz ovoga sledi da CKM matrica koja opisuje sprežanje aromata različitih generacija *gornjih* i *donjih* kvarkova ima $2n^2 - n - (n^2 - n) - (2n - 1) = (n - 1)^2$ slobodnih parametara. Za Standardni Model sa tri generacije kvarkova, CKM matrica može biti potpuno definisana sa 4 parametra: tri realna ugla rotacije i jedna kompleksna faza δ odgovorna za sve fenomene narušenja CP simetrije u procesima sa izmenom aromata. Ovo su slobodni parametri u Standardnom modelu i određuju se iz eksperimentalnih merenja.

Parametrizacija CKM matrice.

U literaturi postoji više načina da se parametrizuje CKM matrica. Standardna reprezentacija koristi Ojlerove uglove (θ_{ij}), gde su i, j oznake za generacije kvarkova. Standardna parametrizacija (C. Keung, 1984) [31], koja je usvojena od Particle Data Group [32], data je sa:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

gde su $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, θ_{ij} uglovi mešanja i -te i j -te generacije ($i < j = 1, 2, 3$), a δ_{13} je ireducibilna kompleksna ili Kobayashi-Maskawa faza odgovorna za fenomen narušenja CP simetrije u procesima sa izmenom aromata kvarkova, pri čemu faza može da se pojavi u različitim elementima CKM matrice. Eksperimentalna merenja pokazuju da prelazi između generacija kvarkova imaju veoma male amplitude verovatnoće, kao i da postoji hijerarhija između uglova mešanja $s_{13} \ll s_{23} \ll s_{12} \ll 1$, pa je opravdano koristiti aproksimaciju po malom uglu. Bolje predstavljanje hijerarhije među elementima CKM matrice omogućava Volfenštajnova parametrizacija (L. Wolfenstein, 1983) [33]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (2.17)$$

po stepenima parametra $\lambda \approx |V_{us}| \approx \sin\theta_{12}$. Parametri A, ρ i η su povezani sa Ojlerovim uglovima iz standarne parametrizacije na sledeći način:

$$s_{12} = \sin \theta_{12} = \lambda = \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}}$$

$$s_{23} = \sin \theta_{23} = A\lambda^2 = \lambda \left| \frac{V_{cb}}{V_{us}} \right| \quad (2.18)$$

$$s_{12}e^{-i\delta_{13}} = \sin \theta_{13} e^{-i\delta_{13}} = A\lambda^3(\rho - i\eta) = V_{ub}^*$$

gde imaginarni deo η odgovara fazi narušenja CP simetrije. Ovo predstavlja aproksimativnu parametrizaciju CKM matrice, $V_{CKM} \approx V_{CKM}^{(3)} + \mathcal{O}(\lambda^4)$. Vrednosti elemenata CKM matrice, dobijene iz globalnog CKM fita eksperimentalnih podataka, predstavljene su u Odeljku 2.3.3.

Vrednosti dijagonalnih elemenata CKM matrice su ≈ 1 (kao što se vidi iz (2.27)), što označava da su preferirani prelazi između kvarkova iste generacije. Prelazi između generacija opisani nedijagonalnim elementima matrice potisnuti su (sve do λ^3 za V_{ub} i V_{td}). Parametar η u V_{ub} i V_{td} definiše imaginarni deo elemenata u CKM matrici i opisuje narušenje CP simetrije u odgovarajućim prelazima između kvarkova. Volfenštajnova parametrizacija, posebno u sprezi sa unitarnim trouglom (videti pod unitarnost CKM matrice), daje veoma transparentnu geometrijsku reprezentaciju strukture CKM matrice i omogućava da se izvede nekoliko analitičkih rezultata o kojima će se diskutovati kasnije. Ispostavlja se da je ovo veoma korisno u fenomenologiji retkih procesa i narušenja CP simetrije. Kada se koristi Volfenštajnova parametrizacija treba znati da je ona samo aproksimativna i da u određenim slučajevima zanemarivanje $\mathcal{O}(\lambda^4)$ članova može dati pogrešne rezultate. Volfenštajnova parametrizacija sa članovima većima od $\mathcal{O}(\lambda^4)$ data je sa [34]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda + \frac{1}{2}A^5\lambda^5[1 - 2(\rho + i\eta)] & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 + \frac{1}{8}\lambda^4(1 - 4A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 + A\lambda^4\left(\frac{1}{2} - \rho - i\eta\right) & 1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^6) \quad (2.19)$$

Za sistem B mezona, korekcije na V_{td} , V_{ts} , postaju relevantne kada eksperimentalna osetljivost na merenje parametara narušenja CP simetrije ne dostigne vrednost od 10^{-2} ili manje. Takođe, članovi višeg reda od posebne su važnosti za B_s^0 sistem, s obzirom da je faza u $V_{ts} \sim \mathcal{O}(\lambda^4)$.

Unitarnost CKM matrice.

Unitarnost CKM matrice nameće sledeće uslove:

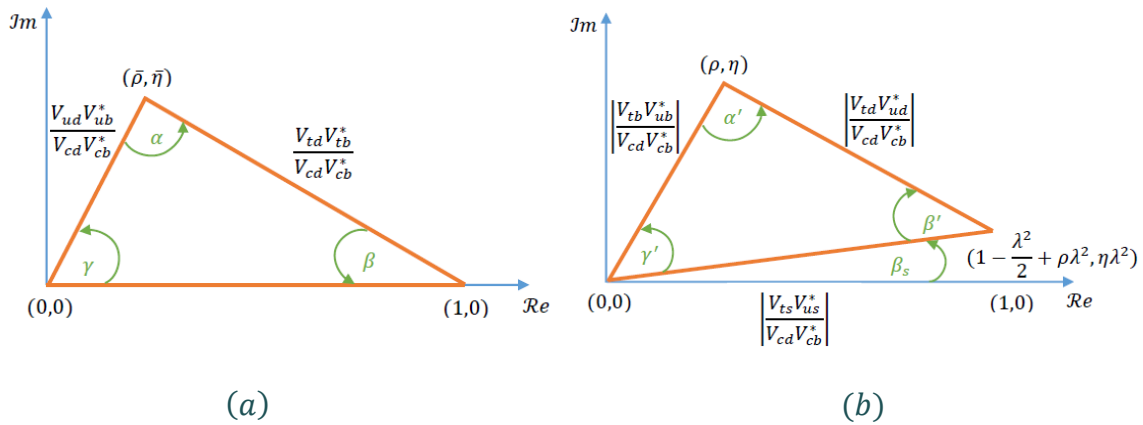
$$\begin{aligned} \sum_{\alpha} V_{\alpha i} V_{\alpha j}^* &= \delta_{ij} & i < j, \alpha = u, c, t \text{ kvark} \\ \sum_i V_{\alpha i} V_{\beta i}^* &= \delta_{\alpha\beta} & \alpha < \beta, i = d, s, b \text{ kvark} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Ukoliko je $i = j$, $\alpha = \beta$, sledi uslov $\delta_{ij} = \delta_{\alpha\beta} = 1$, odakle se dobijaju relacije koje predstavljaju *slabu ili leptonsku univerzalnost*. Ovaj uslov podrazumeva da je zbir svih sprezanja bilo kog gornjeg kvarka sa svim donjim kvarkovima isti za sve generacije. Na ove relacije i zakonitost prvi put je ukazao N. Cabibbo 1967. godine. Teorijski, ona je posledica činjenice da se svi dubleti $SU(2)$ grupe sprežu istom jačinom sa vektorskim bozonima slabih interakcija. Iz uslova (2.21) podrazumeva se ortogonalnost parova kolona ili redova matrice, što uz pretpostavku postojanja tri generacije kvarkova, daje šest ortogonalnih relacija:

$$\begin{aligned} 1) & V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = \delta_{db} = 0 \\ 2) & V_{us}^* V_{ub} + V_{cs}^* V_{cb} + V_{ts}^* V_{tb} = \delta_{sb} = 0 \\ 3) & V_{ud}^* V_{us} + V_{cd}^* V_{cs} + V_{td}^* V_{ts} = \delta_{ds} = 0 \\ 4) & V_{td} V_{ud}^* + V_{ts} V_{us}^* + V_{tb} V_{ub}^* = \delta_{ut} = 0 \\ 5) & V_{td} V_{cd}^* + V_{ts} V_{cs}^* + V_{tb} V_{cb}^* = \delta_{ct} = 0 \\ 6) & V_{ud} V_{cd}^* + V_{us} V_{cs}^* + V_{ub} V_{cb}^* = \delta_{uc} = 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

Ove relacije su od posebne važnosti zato što mogu biti geometrijski prikazane kao trouglovi u kompleksnoj ravni. Na osnovu (2.22) postoji ukupno šest nezavisnih trouglova, koji se nazivaju unitarni trouglovi i svi imaju jednaku površinu. Površina ovih trouglova (A_{Δ}) jednaka je polovini invarijante Jarlskog, $A_{\Delta} = 1/2 |J_{CP}|$ [35], definisane kao $J_{CP} = \text{Im}(V_{ij} V_{kl} V_{ij}^* V_{kl}^*)$, ($i \neq j, \alpha \neq \beta$) i predstavlja meru narušenja CP simetrije nezavisnu od izbora faze. U Volfenštajnovoj parametrizaciji invarijanta Jarlskog data je sa: $J_{CP} \approx A^2 \lambda^6 \eta$. Eksperimentalna merenja daju vrednost $J_{CP} \approx A^2 \lambda^6 \eta \sim 10^{-5}$ (Tab. 2.3), tako da je narušenje CP simetrije u Standardnom modelu mali efekat.

Za izučavanje narušenja CP simetrije veoma je važno precizno određivanje strana i uglova unitarnih trouglova. Uglovi trougla mogu se odrediti indirektno, merenjem dužina strana unitarnog trougla ili direktno, merenjem CP asimetrija. Ukoliko se uglovi određeni pomoću dve različite metode razlikuju, to bi ukazivalo na postojanje fizike izvan Standardnog modela. Od šest trouglova koji mogu biti predstavljeni iz uslova datih u (2.22), dva trougla predstavljena na Sl. 2.6 imaju približno jednake strane, $\mathcal{O}(\lambda^3)$, i relevantna su za sistem $B(\bar{B})$ mezona. Trougao koji proizilazi iz uslova 1) u (2.22), koji je od najvećeg interesa za eksperimentalna istraživanja u fizici B mezona, naziva se „ B_d^0 trougao“. Strane ovog trougla određene su apsolutnim vrednostima elemenata CKM matrice, a uglovi određuju asimetriju raspada B i $\bar{B}$ mezona. Kako trougao određuje tri strane, njihovim merenjem moguće je dobiti informaciju o uglovima. Na Sl. 2.6 (a) prikazan je „ B_d^0 trougao“ u kompleksnoj ravni čije strane su normirane sa $|V_{cd}V_{cb}^*| = A\lambda^3$ tako da su koordinate trougla $(0,0)$, $(1,0)$ i $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, gde su ρ i η Volfenštajnovi parametri.



Sl. 2.4 Normirani unitarni trouglovi u sistemu B mezona: „ B_d^0 trougao“ (a) i trougao koji odgovara uslovu 4) datom u (2.22) (b).

Vrednosti uglova „ B_d^0 trougala“ računaju se na sledeći način:

$$\begin{aligned}\alpha &\equiv \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \\ \beta &= \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \\ \gamma &= \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right)\end{aligned}\tag{2.22}$$

gde su $\alpha + \beta + \gamma = \pi$.

Vrh „ B_d^0 trougla“, $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, je:

$$\bar{\rho} + i\bar{\eta} = -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \quad (2.23)$$

gde su $\bar{\rho} = \rho \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) + \mathcal{O}(\lambda^4)$ i $\bar{\eta} = \eta \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) + \mathcal{O}(\lambda^4)$.

Na Sl. 2.6 (b) prikazan je trougao koji odgovara uslovu 4) datom u (2.22). Veza između uglova ovog i „ B_d^0 trougala“ data je sa: $\alpha' = \alpha, \beta' = \beta - \beta_s, \gamma' = \gamma + \beta_s$, gde je β_s ugao između realne ose i donje strane trougla, kao što je prikazano na Sl. 2.6 (b). Od posebne važnosti za ovu tezu je ugao β_s , koji je povezan je sa narušenjem CP simetrije u raspadu B_s^0 mezona, i definisan je sa:

$$\beta_s = \arg\left(-\frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*}\right) \quad (2.24)$$

Eksperimentalna vrednost ugla β_s data je u Tab. 2.3. Unitarni trougao relevantan za narušenje CP simetrije u sistemu B_s^0 mezona, odgovara relaciji 2) u (2.22) i poznat je kao „ B_s^0 trougao“ (Sl. 2.6 b). Ovaj trougao ima jednu stranu mnogo kraću od druge dve i normirani „ B_s^0 trougao“ dat je sa:

$$0 = \frac{V_{us}V_{ub}^*}{V_{cs}V_{cb}^*} + \frac{V_{cs}V_{cb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*} + \frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*} = \mathcal{O}(\lambda^2) + 1 + \mathcal{O}(1) \quad (2.25)$$

Koristeći Volfenštajnovu parametrizaciju sa preciznošću do $\mathcal{O}(\lambda^6)$, može se prikazati veza uglovi trouglova sa parametrom narušenja CP simetrije, η :

$$\begin{aligned} \beta_s &= \arg\left[1 - \lambda^2 \left(\frac{1}{2} - \rho - i\eta\right) + \mathcal{O}(\lambda^4)\right] \approx \eta\lambda^2, \\ \beta &= \arg[-1 + \rho + i\eta] \approx -\eta, \\ \gamma &= \arg[-1(\rho - i\eta)] \approx \eta. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Da bi se testirala unitarnost CKM matrice izveden je veliki broj različitih merenja kako bi se odredili elementi CKM matrice. Merenjem strana unitarnih trouglova mogu se dobiti informacije o uglovima koji su u direktnoj vezi sa elementima CKM matrice. Dužine strana unitarnih trouglova određene su merenjem apsolutnih vrednosti elemenata CKM matrice, dok su uglovi određeni u preciznim merenjima narušenja CP simetrije:

- Za određivanje leve strane „ B_d^0 trougla“, prikazanog na Sl. 2.6 (a) (kao i na Sl. 2.7 (a) i Sl. 2.7 (b)), potrebno je odrediti elemente matrice $|V_{ub}|$ i $|V_{cb}|$, s obzirom da V_{ud} opisuje prelaz između kvarkova iste generacije, zbog čega je $V_{ud} \approx 1$, dok matični element V_{cd} opisuje prelaze između prve i druge generacije i ima precizno izmerenu vrednost iz semileptonskih raspada K mezona i hiperona i $V_{cd} \approx -\lambda$. Vrednosti $|V_{ub}|$ i $|V_{cb}|$, date u (2.28), mogu biti određene merenjem udela grananja semileptonskih raspada B mezona; vrednost $|V_{ub}|$ može se odrediti iz semileptonskog raspada u lake mezone, na primer $B \rightarrow \pi l \nu$, dok se vrednost $|V_{cb}|$ može odrediti koristeći semileptonske raspade B mezona u D mezon, na primer $B \rightarrow D l \nu$.
- Desnu stranu „ B_d^0 trougla“ određuju elementi matrice $|V_{td}|$ i $|V_{cb}|$, s obzirom da V_{tb} opisuje prelaz između kvarkova iste generacije, zbog čega je $V_{tb} \approx 1$. Vrednost $|V_{td}|$ se određuje merenjem frekvence oscilovanja B_d^0 mezona (Δm_d).
- Ugao β određen je iz $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ oscilacija i merenje $\sin 2\beta$ bio je jedan od glavnih zadataka eksperimenata BaBar i Belle, u kojima je po prvi put potvrđeno postojanje narušenja CP simetrije u raspadima B mezona. Oba eksperimenta su odredila ugao β koristeći kanal raspada $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Cilj najnovijih instraživanja su vremenski zavisna merenja narušenja CP simetrije u $b \rightarrow c\bar{c}d$ prelazima, naročito u $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ i $B^0 \rightarrow D^{*\pm} D^\mp$ raspadima. Najnoviji kombinovani rezultat eksperimentalnih merenja za ugao β iznosi $\sin(2\beta)_{[c\bar{c}]} = 0.682 \pm 0.019$ [36]. Ovaj rezultat predstavlja najpreciznije ograničenje za ugao β koje ulazi u fit i dato je sa tamnijom plavom trakom na Sl. 2.7 (b).
- Ugao β_s određen je u $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mešanju u $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspadima, u kojima dolazi do interferencije između direktnog raspada i mešanja. Određivanje slabe faze narušenja CP simetrije $\phi_s^{c\bar{c}s} = -2\beta_s$ tema je ove teze. Najnoviji kombinovani rezultat eksperimentalnih merenja iznosi $\phi_s^{c\bar{c}s} = -0.015 \pm 0.035$ rad [36].

2.3.3 Globalni fit parametara CKM matrice

Standardni model ne predviđa vrednosti elemenata CKM matrice. Vrednosti elemenata, kao i testiranje unitarnosti CKM matrice, rezultat su mnogobrojnih merenja. Elementi CKM matrice najpreciznije su određeni primenjujući globalni CKM fit svih raspoloživih merenja uz postavljanje ograničenja Standardnog modela (kao što je unitarnost tri generacije). CKMfitter [37, 38, 39] i UT_{fit} [40, 41, 42] grupe, koje koriste različite metode za kombinovanje eksperimentalnih rezultata, daju slične rezultate.

Vrednosti za Volfenštajnovne parametre definisane u (2.18), dobijene primenom globalnog CKM fita [42], prikazane su u Tab. 2.2.

Tab. 2.2 Procenjene vrednosti za Volfenštajnovne parametre korišćenjem globalnog CKM fita eksperimentalnih rezultata dostupnih u leto 2015 godine. Prikazani su rezultati UT_{fit} grupe [42] i CKMfitter grupe [43].

Parametar	UT_{fit} Vrednost	CKMfitter vrednost
λ	0.22506 ± 0.00066	$0.22543^{+0.00042}_{-0.00031}$
A	0.8099 ± 0.0093	$0.8227^{+0.0066}_{-0.0136}$
$\bar{\rho}$	0.129 ± 0.017	$0.1504^{+0.0121}_{-0.0062}$
$\bar{\eta}$	0.360 ± 0.013	$0.3540^{+0.0069}_{-0.0076}$

Upotrebom globalnog fita najnovijih eksperimentalnih rezultata, CKMfitter grupa dobila je sledeće rezultate za svih devet elemenata CKM matrice [43]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.974254^{+0.000071}_{-0.000097} & 0.22542^{+0.00042}_{-0.00031} & 0.003714^{+0.000072}_{-0.000060} \\ 0.22529^{+0.00041}_{-0.00032} & 0.973394^{+0.000074}_{-0.000096} & 0.04180^{+0.00033}_{-0.00068} \\ 0.008676^{+0.000087}_{-0.000150} & 0.04107^{+0.00031}_{-0.00067} & 0.999118^{+0.000024}_{-0.000014} \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Rezultati globalnog CKM fita primenjenog od strane UT_{fit} i CKMfitter kolaboracija, za uglove unitarnih trouglova, prikazani su u Tab. 2.3.

Tab. 2.3 Procenjene vrednosti za uglove „ B_d^0 trougla“ i parametra Jarlskog korišćenjem globalnog CKM fita eksperimentalnih rezultata. Prikazani su rezultati UT_{fit} grupe [42] i CKMfitter grupe [43].

Parametar	Vrednost [UT_{fit}]	Vrednost [CKMfitter]
$\alpha[^\circ]$	92.0 ± 2.5	$90.4^{+2.0}_{-1.0}$
$\beta[^\circ]$	23.17 ± 0.78	$22.62^{+0.044}_{-0.042}$
$\gamma[^\circ]$	64.8 ± 2.5	$67.01^{+0.88}_{-1.99}$
$\beta_s[^\circ]$	1.071 ± 0.041	$1.0783^{+0.0206}_{-0.0241}$ ¹⁹
$\beta_s[\text{rad}]$	0.0187 ± 0.0007 ²⁰	$0.01882^{+0.00036}_{-0.00042}$
$J_{CP}[10^{-5}]$	3.116 ± 0.095	$3.140^{+0.069}_{-0.084}$

¹⁹ Vrednost izračunata iz $\beta_s[^\circ]$ i odgovara rezultatu UT_{fit} grupe objavljenih u 2014. godine.

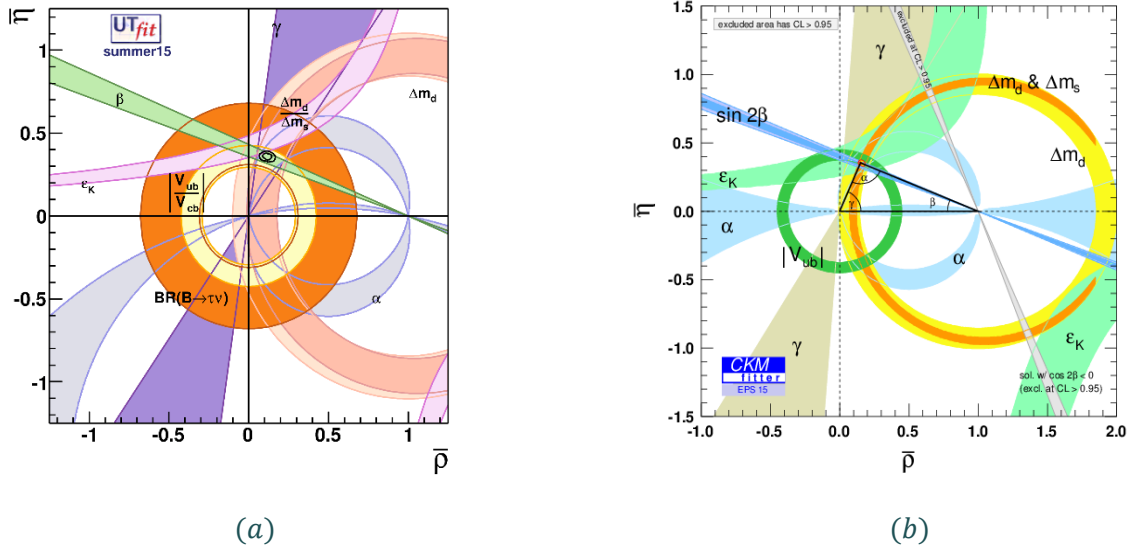
²⁰ Vrednost izračunata iz $\beta_s[\text{rad}]$. Sve vrednosti u tabeli CKMfitter grupe odgovaraju rezultatima iz 2015. godine.

Na osnovu rezultata prikazanih u Tab. 2.3, zbir uglova unitarnog trougla iznosi: $\alpha + \beta + \gamma = (179.97 \pm 3.62)^\circ$ UT_{fit} grupe i $\alpha + \beta + \gamma = (180.03 \pm 3.12)^\circ$ CKMfitter grupe. Merenjem modula CKM elemenata može da se proveriti unitarnost CKM matrice. Najnoviji rezultat Particle Data Group su [44]:

$$\begin{aligned} |V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 &= 0.9999 \pm 0.0006 \\ |V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 &= 1.024 \pm 0.032 \\ |V_{ud}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{td}|^2 &= 1.000 \pm 0.004 \\ |V_{us}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{ts}|^2 &= 1.025 \pm 0.032 \end{aligned} \quad (2.28)$$

i predstavljaju snažnu potvrdu unitarnosti CKM matrice u Standardnom modelu.

Rezultati globalnog fita parametara CKM matrice u $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ ravni primenjenog od UT_{fit} i CKMfitter grupa, prikazani su na Sl. 2.7. Obojene oblasti fita označavaju dozvoljene regione sa 95 % nivoom poverenja (u budućem tekstu C.L.). Spoljašnja kontura kombinovanog fita odgovara isključenju od 95 % C.L. Takođe, prikazani su regioni za individualna ograničenja koja ulaze u fit, sa 95 % C.L. (ograničenje $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ uključeno je u fit, iako na Sl. 2.7 (b) nije prikazano).



Sl. 2.5 Ograničenja na CKM $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ koordinate iz globalnog CKM fita Standardnog modela: (a) fit UT_{fit} grupe, (b) fit CKMfitter grupe. Regioni izvan obojenih područja imaju $1 - p > 95.45\%$. Za kombinovani fit područje opisano sa crnom (crvenom) konturnom linijom predstavlja tačke sa $1 - p < 95.45\%$. Oblast unutar ovog regiona predstavlja tačke sa $1 - p < 68.3\%$.

2.4 OSCILACIJE B_s MEZONA

Kod neutralnih mezona, K^0 , D^0 , $\bar{B}_d^0$ i B_s^0 , čestica i antičestica razlikuju se samo po kvantnim brojevima karakterističnim za tip kvarka – aromat, koji se ne održavaju u slabim interakcijama odgovornim za njihov raspad. U ovom odeljku biće ukratko opisana fenomenologija mešanja $B_q^0 - \bar{B}_q^0$, gde $q = \{d, s\}$ predstavlja kvarkova B mezona.

Raspadi neutralnih B_q^0 mezona i njihovih CP konjugovanih stanja $\bar{B}_q^0$ u konačna stanja f i $\bar{f}$ opisani su amplitudama raspada:

$$\begin{aligned} A_f &= \langle f | \mathcal{H}^{eff} | B_q \rangle, & \bar{A}_f &= \langle f | \mathcal{H}^{eff} | \bar{B}_q \rangle, \\ A_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H}^{eff} | B_q \rangle, & \bar{A}_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H}^{eff} | \bar{B}_q \rangle. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Vektori stanja slabih svojstvenih stanja²¹ B_q^0 mezona u trenutku $t = 0$ mogu biti označeni kao $|B_q\rangle = |\bar{b}q\rangle$ i $|\bar{B}_q\rangle = |b\bar{q}\rangle$, gde su slaba svojstvena stanja definisana kao:

$$F|B_q^0\rangle = +|B_q^0\rangle, \quad F|\bar{B}_q^0\rangle = -|B_q^0\rangle \quad (2.30)$$

gde je F operator aromata. Neutralni B mezoni transformišu se sa CP transformacijom kao:

$$\mathcal{CP}|B_q^0\rangle = -|B_q^0\rangle, \quad \mathcal{CP}|\bar{B}_q^0\rangle = -|\bar{B}_q^0\rangle \quad (2.31)$$

Ukoliko je konačno stanje f CP svojstveno stanje, onda su stanja f i $\bar{f}$ povezana putem CP operacije prema:

$$\mathcal{CP}|f\rangle = \eta_f|\bar{f}\rangle, \quad \mathcal{CP}|\bar{f}\rangle = \eta_f|f\rangle \quad (2.32)$$

gde je $\eta_f = \pm 1$ i označava CP svojstveno stanje konačnog stanja.

S obzirom da se u slabim interakcijama ne održavaju kvantni brojevi aromata, i da stoga F ne komutira sa sa kompletnim Hamiltonijanom sistema, $\mathcal{H}$, slaba svojstvena stanja nisu fizička svojstvena stanja sistema. Moguće je podeliti kompletan Hamiltonijan sistema na invarijantan u odnosu na aromat, $\mathcal{H}_0$, i Hamiltonijan koji nije invarijantan u odnosu na aromat, $\mathcal{H}_W$, koji dovodi do $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ mešanja.

Vremenska evolucija slabih svojstvenih stanja $|B_q^0(t)\rangle$ i $|\bar{B}_q^0(t)\rangle$ efektivno je opisana Šredingerovom jednačinom:

²¹ Slaba svojstvena stanja ili svojstvena stanja aromata -

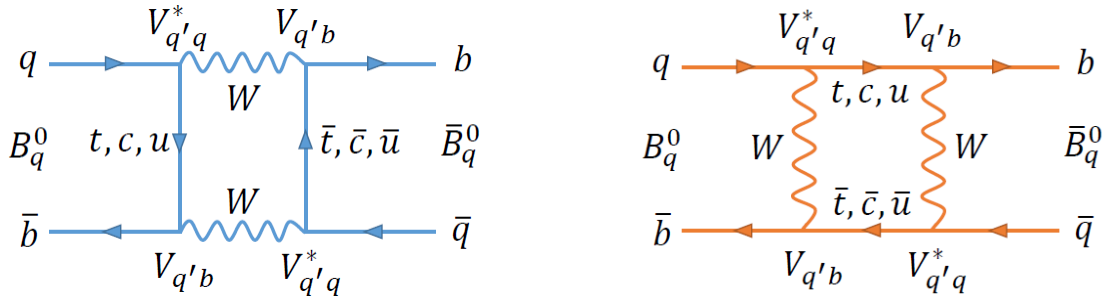
$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} |B_q^0(t)\rangle \\ |\bar{B}_q^0(t)\rangle \end{pmatrix} = \mathcal{H}_{eff} \begin{pmatrix} |B_q^0(t)\rangle \\ |\bar{B}_q^0(t)\rangle \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |B_q^0(t)\rangle \\ |\bar{B}_q^0(t)\rangle \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

gde je uveden efektivni Hamiltonijan, $\mathcal{H}_{eff}$ [45]. Vremenska evolucija vektora stanja, opisana je koristeći Wigner-Weisskopf formalizam, $|\psi(t)\rangle = a(t)|B_q^0\rangle + b(t)|\bar{B}_q^0\rangle$ [46]. Uobičajeno je da se $\mathcal{H}_{eff}$ podeli na hermitski i nehermitski deo, tako da je:

$$\mathcal{H}_{eff} = M - \frac{i}{2}\Gamma \quad (2.34)$$

gde su M (matrica mase) i Γ (matrica širine raspada) 2×2 hermitske matrice, $M = M^\dagger$, $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}^\dagger$. Efekti kratkog dometa opisani pomoću M_{12} su dominantni i stoga je $|M_{12}| \gg |\Gamma_{12}|$. U Standardnom Modelu nedijagonalni članovi M_{12} i $M_{12}^\dagger$ potiču od procesa $\Delta b = 2$ izmene aromata. Međustanja na koja se raspadaju B_q^0 i $\bar{B}_q^0$ koja doprinose nedijagonalnom članu hamiltonijana M_{12} su virtuelna, i u raspadu B_s^0 mezona ovim stanjima dominira izmena t kvarka kao što je prikazano na Sl. 2.8. Međustanja koja doprinose Γ_{12} su fizička, usled očuvanja energije delta funkcije. Kao posledica CPT teoreme dijagonalni elementi su identični: $M_{11} = M_{22} = M$ i $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$ (ili $H_{11} = H_{22}$), odnosno mase i vremena života su identične za čestice i antičestice. Ovo smanjuje broj parametara u $\mathcal{H}_{eff}$ što daje:

$$\mathcal{H}_{eff} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix} \quad (2.35)$$



Sl. 2.6 Fejnmanov box dijagram drugog reda koji doprinosi $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ mešanju, gde je $q = \{d, s\}$ i $q' \in \{t, c, u\}$, gde dominira t kvark usled GIM mehanizma.

Postojanje elemenata van glavne dijagonale takođe znači da svojstvena stanja mase B_q^0 mezona nisu identična svojstvenim stanjima aromata. Svojstvena stanja mase u $t = 0$ označena vektorima stanja $|B_L\rangle$ i $|B_H\rangle$, mogu se dobiti dijagonalizacijom

hamiltonijana u jednačini (2.34) i povezana su sa svojstvenim stanjima aromata relacijama:

$$|B_L^0\rangle = p|B_S^0\rangle + q|\bar{B}_S^0\rangle, \quad |B_H^0\rangle = p|B_S^0\rangle - q|\bar{B}_S^0\rangle \quad (2.36)$$

gde su p i q kompleksni koeficijenti koji zadovoljavaju uslov normalizacije $|p|^2 + |q|^2 = 1$ i predstavljaju iznos mešanja stanja mezona. Odnos između ovih parametara mešanja i elemenata matrice $\mathcal{H}_{eff}$ u svojstvenom bazu aromata može se izraziti kao:

$$\frac{q}{p} = e^{in\pi} \left(\frac{H_{21}}{H_{12}} \right)^{1/2} = \left(\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} \right)^{1/2} \quad (2.37)$$

gde n označava predznak kvadratnog korena.

Svojstvene vrednosti hamiltonijana $\mathcal{H}_{eff}$ su kompleksne $\lambda_{L,H} \equiv M_{L,H} - i\frac{\Gamma_{L,H}}{2}$ i određuju vremensku evoluciju svojstvenih stanja mase tako da je:

$$|B_{L,H}^0(t)\rangle = e^{-i(M_{L,H} + \frac{1}{2}\Gamma_{L,H})t} |B_{L,H}^0(0)\rangle \quad (2.38)$$

gde su $M_{L,H}, \Gamma_{L,H}$ mase i širine raspada odgovarajućih svojstvenih stanja mase. Moguće je povezati ove parametre sa parametrima u interakcionom svojstvenom bazu definisanjem promenljivih:

$$\begin{aligned} m &= \frac{M_H + M_L}{2}, & \Gamma &= \frac{\Gamma_H + \Gamma_L}{2}, \\ \Delta m &= M_H - M_L, & \Delta\Gamma &= \Gamma_L - \Gamma_H \end{aligned} \quad (2.39)$$

gde je Δm razlika mase, često se naziva frekvenca mešanja, a $\Delta\Gamma$ je razlika širine raspada između stanja $|B_L^0\rangle$ i $|B_H^0\rangle$.

Vremenska evolucija $|B_q^0\rangle$ i $|\bar{B}_q^0\rangle$ stanja mezona može se dobiti preuređivanjem jednačine (2.37), čime se dobijaju sledeći izrazi za vremensku evoluciju $|B_q^0\rangle$ i $|\bar{B}_q^0\rangle$ stanja:

$$\begin{aligned} |B_q^0(t)\rangle &= \frac{1}{2p} [|B_L^0(t)\rangle + |B_H^0(t)\rangle] \\ |\bar{B}_q^0(t)\rangle &= \frac{1}{2q} [|B_L^0(t)\rangle - |B_H^0(t)\rangle] \end{aligned} \quad (2.40)$$

Zamenom u vremenski zavisnim $|B_{L,H}^0\rangle$ u jednačini (2.39) dobijaju se sledeći izrazi:

$$\begin{aligned} |B_q^0(t)\rangle &= \frac{1}{2} \left[e^{-i(M_L - \frac{\Gamma_L}{2})t} + e^{-i(M_H - \frac{\Gamma_H}{2})t} \right] |B_q^0\rangle \\ &\quad + \frac{q}{2p} \left[e^{-i(M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L)t} - e^{-i(M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H)t} \right] |\bar{B}_q^0\rangle \\ |\bar{B}_q^0(t)\rangle &= \frac{p}{2q} \left[e^{-i(M_L - \frac{\Gamma_L}{2})t} + e^{-i(M_H - \frac{\Gamma_H}{2})t} \right] |B_q^0\rangle \\ &\quad + \frac{1}{2} \left[e^{-i(M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L)t} - e^{-i(M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H)t} \right] |\bar{B}_q^0\rangle \end{aligned} \quad (2.41)$$

Uvođenjem vremenski zavisnih funkcija:

$$g_{\pm}(t) = \frac{1}{2} \left[e^{-i(M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L)t} \pm e^{-i(M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H)t} \right] \quad (2.42)$$

vremenska evolucija fizičkih stanja za $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ sistem se pojednostavljaju:

$$\begin{aligned} |B_q^0(t)\rangle &= g_+(t)|B_q^0\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}_q^0\rangle \\ |\bar{B}_q^0(t)\rangle &= g_+(t)|\bar{B}_q^0\rangle + \frac{p}{q}g_-(t)|B_q^0\rangle \end{aligned} \quad (2.43)$$

Za izračunavanje vremenski zavisnih brzina raspada, pogodno je da se eksplicitno izračunaju neke kombinacije vremenski zavisnih funkcija, $g_{\pm}(t)$:

$$\begin{aligned} |g_+(t)|^2 &= \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \left(\cosh \frac{\Delta\Gamma}{2} t + \cos \Delta m t \right) \\ |g_-(t)|^2 &= \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \left(\cosh \frac{\Delta\Gamma}{2} t - \cos \Delta m t \right) \\ g_+(t)g_-^*(t) &= \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \left(-\sinh \frac{\Delta\Gamma}{2} t - i \sin \Delta m t \right) \\ g_+^*(t)g_-(t) &= \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \left(-\sinh \frac{\Delta\Gamma}{2} t + i \sin \Delta m t \right) \end{aligned} \quad (2.44)$$

Koristeći jednačinu (2.30), amplitude raspada neutralnih B_q^0 i $\bar{B}_q^0$ mezona mogu biti napisane kao:

$$\begin{aligned} A_{B_q(t) \rightarrow f} &= g_+(t)A_f + \frac{q}{p}g_-(t)\bar{A}_f \\ A_{\bar{B}_q(t) \rightarrow f} &= g_+(t)\bar{A}_f + \frac{p}{q}g_-(t)A_f \end{aligned} \quad (2.45)$$

Vremenski zavisna brzina raspada produkovanih B_q^0 mezona koji se raspadaju u konačno stanje f data je sa:

$$\frac{\Gamma(B_q^0(t) \rightarrow f)(t)}{dt} = \frac{1}{N_B} \frac{dN(B_q^0(t) \rightarrow f)}{dt} \propto |\langle f | B_q^0(t) \rangle|^2 \quad (2.46)$$

gde je N_B faktor normiranja koji daje ukupan broj produkovanih B_q^0 mezona. $N(B_q^0(t) \rightarrow f)$ je broj početno produkovanih B_q^0 mezona koji se raspadaju u konačno stanje f u trenutku t .

Koristeći jednačine iz (2.46), kao i kompleksne parametare λ_f definisane u (2.51), diferencijalne brzine raspada produkovanih B_q^0 i $\bar{B}_q^0$ mezona u trenutku $t = 0$ u konačno stanje f mogu biti napisane kao:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(B_q^0 \rightarrow f)}{dt} &\propto |\langle f | B_q^0(t) \rangle|^2 \\ &\propto |A_f|^2 \left[|g_+(t)|^2 + |\lambda_f|^2 |g_-(t)|^2 + \lambda_f^* g_+(t) g_-^*(t) + \lambda_f g_+^*(t) g_-(t) \right] \\ &\propto \frac{1}{2} |A_f|^2 e^{-\Gamma t} \left[\left(1 + |\lambda_f|^2 \right) \cosh \frac{\Delta\Gamma}{2} t + \left(1 - |\lambda_f|^2 \right) \cos \Delta m t \right. \\ &\quad \left. - 2 \sinh \left(\frac{\Delta\Gamma}{2} t \right) \Re \lambda_f - 2 \sin(\Delta m t) \Im \lambda_f \right] \end{aligned} \quad (2.47)$$

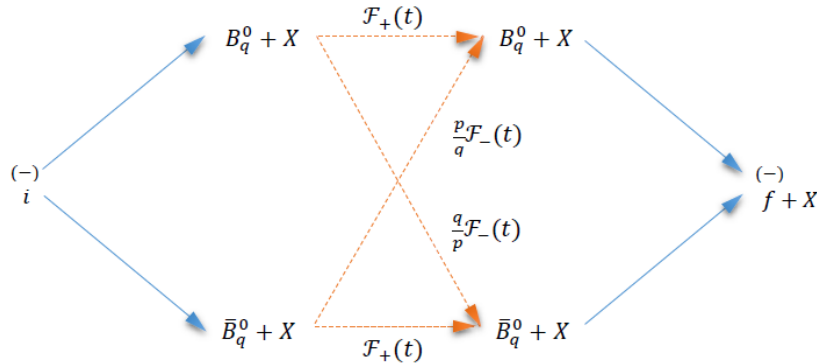
$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(\bar{B}_q^0 \rightarrow f)}{dt} &\propto |\langle f | \bar{B}_q^0(t) \rangle|^2 \\ &\propto |A_f|^2 \left| \frac{p}{q} \right|^2 \left[|g_-(t)|^2 + |\lambda_f|^2 |g_+(t)|^2 + \lambda_f^* g_+^*(t) g_-(t) + \lambda_f g_+(t) g_-^*(t) \right] \\ &\propto \frac{1}{2} \left| \frac{p}{q} \right|^2 |A_f|^2 e^{-\Gamma t} \left[\left(1 + |\lambda_f|^2 \right) \cosh \frac{\Delta\Gamma}{2} t - \left(1 - |\lambda_f|^2 \right) \cos \Delta m t \right. \\ &\quad \left. - 2 \sinh \left(\frac{\Delta\Gamma}{2} t \right) \Re \lambda_f + 2 \sin(\Delta m t) \Im \lambda_f \right] \end{aligned} \quad (2.48)$$

Kvadrati amplituda $|A_f|^2$ i $|\bar{A}_f|^2$ odgovaraju direktnim raspadima bez oscilacija. Članovi koji odgovaraju amplitudama sa faktorom q/p ili p/q pridruženi su raspadima nakon oscilacija. Delovi koji sadrže $\sinh(\Delta\Gamma t/2)$ ili $\sin \Delta m t$ članove pridruženi su interferenciji između direktnog raspada i raspada nakon oscilacija. Brzine raspada u CP konjugovana konačna stanja $\bar{f}$ dobijena su analogno zamenom $A_f \rightarrow A_{\bar{f}}$, $\bar{A}_f \rightarrow \bar{A}_{\bar{f}}$ i $\lambda_f \rightarrow \lambda_{\bar{f}}$. Ove opšte brzine raspada važe za sva stanja neutralnih mezona. Diferencijalna brzina raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ biće data u Odeljku 2.6.

2.5 NARUŠENJE CP SIMETRIJE U RASPADIMA NEUTRALNIH B MEZONA

Uzrok narušenja CP simetrije u Standardnom modelu elektroslabih interakcija je postojanje nereducibilne kompleksne faze u CKM matrici. U slabim raspadima neutralnih B mezona, narušenje CP simetrije može da se dešava na tri različita načina: u raspadu, u mešanju i interferenciji između direktnog raspada i raspada kroz mešanje. Da bi se kvantifikovali efekti narušenja CP simetrije, potrebno je pronaći parametre koji su nezavisni od izbora faze. U daljem tekstu biće opisana ova tri načina narušenja CP simetrije u raspadima neutralnih B mezona i parametri koji se koriste da bi se izmerili njihovi efekti.

Na Sl. 2.9 prikazan je lanac raspada $i \rightarrow B_q^0 + X \rightarrow f + X$, gde je sa i označeno početno stanje, iz koga potiče neutralni B mezon, koje uključuje produkciju putem jake ili slabe interakcije. Neutralni B mezon evoluiru u vremenu pre raspada u konačno stanje f . Sa X su označene čestice koje su produkovane zajedno sa neutralnim B mezonom.



Sl. 2.7 Šematski prikaz lanca raspada B_q^0 mezona: $i \rightarrow B_q^0 + X \rightarrow f + X$, gde je sa i označeno početno stanje iz koga se produkuje B_q^0 mezon, a sa f konačno stanje.

Amplituda ovog lanca raspada (kao i CP konjugovana), zavisi od amplitude početnog procesa, odnosno:

$$\begin{aligned} A_{i \rightarrow B_q^0} &= \langle B_q^0 | \mathcal{H}^{eff} | i \rangle, & A_{\bar{i} \rightarrow B_q^0} &= \langle B_q^0 | \mathcal{H}^{eff} | \bar{i} \rangle, \\ A_{i \rightarrow \bar{B}_q^0} &= \langle \bar{B}_q^0 | \mathcal{H}^{eff} | i \rangle, & A_{\bar{i} \rightarrow \bar{B}_q^0} &= \langle \bar{B}_q^0 | \mathcal{H}^{eff} | \bar{i} \rangle. \end{aligned} \quad (2.49)$$

kao i od parametara koji opisuju vremensku evoluciju neutralnog B_q^0 mezona. Ovo uključuje q/p , kao i amplitude raspada u konačna stanja, koje su prikazane u jednačini (2.30).

Sva ova stanja mogu biti redefinisana proizvoljnom faznom transformacijom, koja menja parametre mešanja i amplitude prelaza. S obzirom da su veličina amplitude prelaza i q/p invarijantni u odnosu na proizvoljnu faznu transformaciju, mogu se definisati veličine koje su nezavisne od izbora faze (i stoga fizičke), koje opisuju prelaze prikazane na Sl. 2.9:

$$\lambda_f \equiv (\pm) \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f}, \quad \lambda_{\bar{f}} \equiv (\pm) \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_{\bar{f}}}, \quad (2.50)$$

$$\eta_{i \rightarrow B_q^0} \equiv \frac{A_{i \rightarrow \bar{B}_q^0} p}{A_{i \rightarrow B_q^0} q}, \quad \eta_{\bar{i} \rightarrow \bar{B}_q^0} \equiv \frac{A_{\bar{i} \rightarrow B_q^0} p}{A_{\bar{i} \rightarrow \bar{B}_q^0} q}. \quad (2.51)$$

Parametri dati u jednačini (2.51) opisuju interferenciju između $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ mešanja i kasnijeg raspada u konačna stanja f i $\bar{f}$. Parametri dati u jednačini (2.52), opisuju interferenciju između produkcije i $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ mešanja.

Koristeći ove invarijantne opservable klasifikovana su tri tipa narušenja CP simetrije koja se pojavljuju u sistemu neutralnog B mezona, koja su detaljnije opisana u sledećim odeljcima. Merenje narušenja CP simetrije moguće je jedino kroz interferenciju dve amplitude raspada, od kojih svaka sadrži kompleksnu fazu koja menja predznak sa CP transformacijom, koja se naziva *slaba* faza, i fazu koja ne menja predznak sa CP transformacijom, koja se naziva *jaka* faza. Slaba faza potiče od slabih interakcija i povezana je sa kompleksnom fazom u CKM matrici.

2.5.1 Narušenje CP simetrije u raspadu

Narušenje CP simetrije u raspadu javlja se kada je amplituda raspada $B_q^0 \rightarrow f$ različita od amplitude raspada CP konjugovanog procesa $\bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f}$, odnosno:

$$\left| \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f} \right| \neq 1 \quad (2.52)$$

Ovo narušenje CP simetrije naziva se *direktno*. U raspadima naelektrisanih mezona, gde nema efekata mešanja, ovo je jedino narušenje CP simetrije. Eksperimentalno, ovaj vid narušenja CP simetrije manifestuje se kao razlika u širinama raspada dva CP konjugovana procesa, $\Gamma(B_q^0 \rightarrow f) \neq \Gamma(\bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f})$. U slučaju raspada u svojstvena stanja aromata, eksperimentalna opservabla je vremenski-integrisana asimetrija:

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_{CP}^{dir} &= \frac{\Gamma(B_q^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B_q^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f})} = \frac{|\bar{A}_{\bar{f}}|^2 - |A_f|^2}{|\bar{A}_{\bar{f}}|^2 + |A_f|^2} \\ &= \frac{|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2 - 1}{|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2 + 1} \propto \sin \Delta\phi \sin \Delta\delta\end{aligned}\quad (2.53)$$

gde su $\Delta\phi$ i $\Delta\delta$ relativne slabe i jake faze²² amplituda koje doprinose raspadu, gde je neophodno da su $\Delta\phi, \Delta\delta \neq 0, \pi$.

Direktno narušenje CP simetrije od presudnog je značaja za određivanje ugla γ CKM matrice, može da obezbedi korisne testove teorijskih proračuna i ima potencijal za otkriće fizike izvan Standardnog modela. Direktno narušenje CP simetrije može biti mereno u raspadu $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$, gde se narušenje CP simetrije manifestuje značajnom interferencijom između osnovnih (*tree*) i potisnutih (*penguin*) amplituda ($\sim 10\%$).

2.5.2 Narušenje CP simetrije u mešanju

Narušenje CP simetrije u mešanju javlja se kada virtuelni prelazi, $B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0$, indukovani delom Hamiltonijana izmene aromata (M_{12} i Γ_{12}), imaju različite verovatnoće u odnosu na CP konjugovane prelaze $\bar{B}_q^0 \rightarrow B_q^0$ ²³. U pogledu širina raspada, ovo je ostvareno kada je $\Gamma(B_q^0 \rightarrow \bar{f}) \neq \Gamma(\bar{B}_q^0 \rightarrow f)$, što odgovara:

$$\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1 \quad (2.54)$$

Narušenje CP simetrije u mešanju može se eksperimentalno posmatrati merenjem vremenski integrisane asimetrije, pod pretpostvkom da nema direktnog narušenja CP simetrije, odnosno $A_f = \bar{A}_{\bar{f}}$, i $A_{\bar{f}} = \bar{A}_f = 0$, kada se proces $B_q^0 \rightarrow \bar{f}$ može dogoditi samo preko oscilacija $B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f}$:

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_{CP}^{mix} &= \frac{\Gamma(\bar{B}_q^0 \rightarrow f) - \Gamma(B_q^0 \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(\bar{B}_q^0 \rightarrow f) + \Gamma(B_q^0 \rightarrow \bar{f})} \\ &= \frac{\left| \frac{p}{q} g_-(t) A_f \right|^2 - \left| \frac{q}{p} g_-(t) \bar{A}_{\bar{f}} \right|^2}{\left| \frac{p}{q} g_-(t) A_f \right|^2 + \left| \frac{q}{p} g_-(t) \bar{A}_{\bar{f}} \right|^2} = \frac{1 - \left| \frac{q}{p} \right|^4}{1 + \left| \frac{q}{p} \right|^4}\end{aligned}\quad (2.55)$$

²² Slaba faza = CKM faza + faza jake interakcije u konačnom stanju.

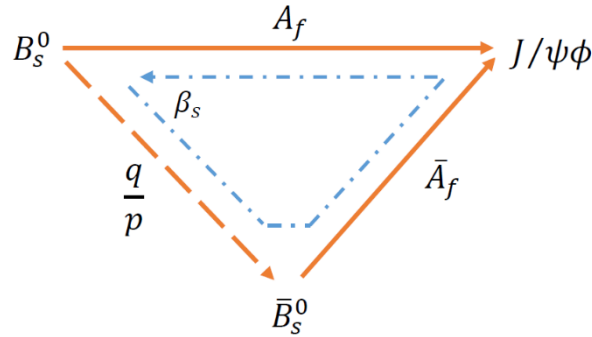
²³ Ovo znači da se fizička stanja ne poklapaju sa svojstvenim CP stanjima.

Primer raspada u kojem se može izučavati narušenje CP simetrije u mešanju je semileptonski raspad $B_q^0 \rightarrow X l^+ \nu$ (aromat specifičan raspad). Događaji u kojima se B_q^0 meša pre raspada rezultuje u „pogrešnom predznaku“ raspada koji sadrži l^- u konačnom stanju. Pod pretpostavkom jednakih produkcija B_q^0 i $\bar{B}_q^0$, $\mathcal{P}(B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0) \neq \mathcal{P}(\bar{B}_q^0 \rightarrow B_q^0)$ dovešće do asimetrije u posmatranom broju l^+ i l^- , date sa $\mathcal{A}_{CP}^{mix}$. Predviđanje Standardnog modela za asimetriju $B_q^0 \rightarrow X l^+ \nu$ raspada je mala, $\mathcal{O}(10^{-4})$ [47].

2.5.3 Narušenje CP simetrije u interferenciji između mešanja i raspada

Ovaj tip narušenja CP simetrije javlja se kada je konačno stanje f , CP svojstveno stanje f_{CP} za koje $CP|f_{CP}\rangle = \eta_{CP}|f_{CP}\rangle$, gde je $\eta_{CP} = \pm 1$, kada dolazi do interferencija između amplitude direktnog raspada $B_q^0 \rightarrow f_{CP}$ i amplitude raspada kroz mešanje $B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0 \rightarrow f_{CP}$. Ovaj proces ilustrovan je na Sl. 2.11 na primeru raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ od interesa za merenje predstavljeno u ovoj tezi, gde se meri $\sin(2\beta_s)$. Relativna faza između ovih amplituda kvantifikuje narušenje CP simetrije u interferenciji mešanja i raspada. U ovom slučaju narušenje CP simetrije javlja se ako je:

$$\Im(\lambda_f) \neq 0 \quad \text{sa} \quad \lambda_f = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} \quad (2.56)$$



Sl. 2.8 Šematski prikaz narušenja CP simetrije u interferenciji direktnog raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ i raspada kroz mešanje.

Ovaj tip narušenja koji se naziva još i mešanjem indukovano narušenje CP simetrije, karakteriše vremenski zavisna asimetrija $A_{f_{CP}}(t)$ neutralnih mezona koji se raspadaju u CP svojstvena stanja f_{CP} . Vremenski zavisna asimetrija definisana je kao:

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}_q^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B_q^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}_q^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B_q^0(t) \rightarrow f_{CP})} \quad (2.57)$$

Asimetrija izračunata koristeći vremenski zavisne brzine raspada date u jednačinama u (2.48) i (2.49) može biti izražena kao:

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = \frac{\mathcal{S}_{CP}^{mix} \sin(\Delta mt) - \mathcal{C}_{CP}^{dir} \cos(\Delta mt)}{\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) - \mathcal{D}_{\Delta\Gamma} \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right)} \quad (2.58)$$

gde su:

$$\mathcal{S}_{CP}^{mix} = \frac{2\Im(\lambda_{f_{CP}})}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2}, \quad \mathcal{C}_{CP}^{dir} = \frac{1 - |\lambda_{f_{CP}}|^2}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2}, \quad \mathcal{D}_{\Delta\Gamma} = \frac{2\Re(\lambda_{f_{CP}})}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2}, \quad (2.59)$$

$$|\mathcal{S}_{CP}^{mix}|^2 + |\mathcal{C}_{CP}^{dir}|^2 + |\mathcal{D}_{\Delta\Gamma}|^2 = 1.$$

Parametri $\mathcal{S}_{CP}^{mix}$ i $\mathcal{C}_{CP}^{dir}$ određuju narušenje CP simetrije mešanjem i direktno. Parametar $\mathcal{D}_{\Delta\Gamma}$ je još jedna opservabla koja se pojavljuje u sistemima neutralnih mezona sa značajnom razlikom širine raspada $\Delta\Gamma$.

U sistemima gde je $\Delta\Gamma$ zanemarljivo malo, vremenski zavisna asimetrija $\mathcal{A}_{f_{CP}}(t)$ u jednačini (2.59) može biti napisana kao:

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = \mathcal{S}_{CP}^{mix} \sin(\Delta mt) - \mathcal{C}_{CP}^{dir} \cos(\Delta mt) \quad (2.60)$$

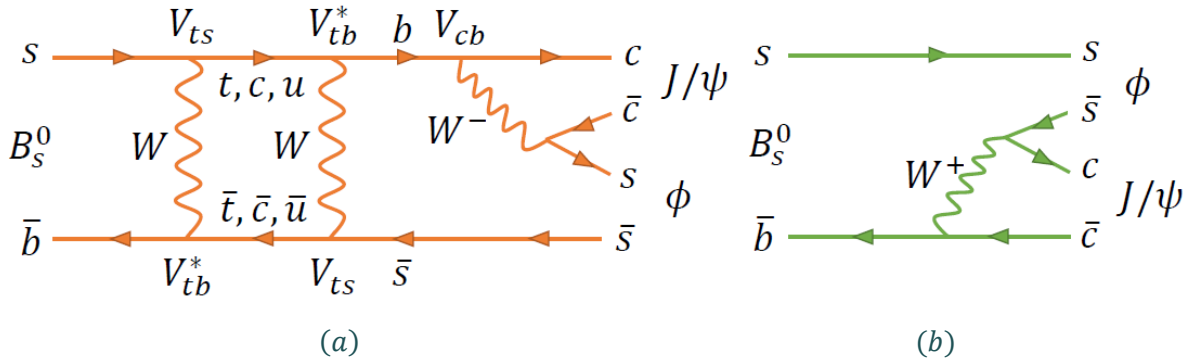
Parametri $\mathcal{S}_{CP}^{mix}$ i $\mathcal{C}_{CP}^{dir}$ eksperimentalno su dostupni iz amplituda sinusnih i kosinusnih oscilacija u sopstvenim vremenima raspada sa tagiranjem aromata (*flavour tagged*). Ukoliko amplitude koje doprinose raspadu sve imaju iste slabe faze, tada je $|\mathcal{A}_{f_{CP}}| = |\bar{\mathcal{A}}_{f_{CP}}|$ i $|\lambda_{f_{CP}}| = 1$. Kao posledica, ovaj vid narušenja CP simetrije, $\mathcal{S}_{CP}^{mix} = \Im(\lambda_f)$, direktno je povezano sa fazama elemenata CKM matrice koje su uključene u mešanje. Cilj analize predstavljene u ovoj tezi je merenje narušenja CP simetrije u $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspadima, koji predstavljaju $b \rightarrow c\bar{c}s$ prelaze. Fenomenologija narušenja CP simetrije u ovom raspadu biće detaljnije opisana u Odeljku 2.6.

Sve tri vrste narušenja CP simetrije mogu biti izražene preko kompleksne veličine λ_f . Ukoliko ne postoji narušenje CP simetrije u mešanju ili raspadu mezona pojedinačno, odnosno ako je $\left|\frac{q}{p}\right| = 1$ i $\left|\frac{\bar{A}_{f_{CP}}}{A_{f_{CP}}}\right| = 1$, relativna faza između mešanja i raspada može da uzrokuje narušenje CP simetrije, gde je:

$$\Im(\lambda_f) = \Im\left(\frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{f_{CP}}}{A_{f_{CP}}}\right) \neq 0 \quad (2.61)$$

2.6 NARUŠENJE CP SIMETRIJE U $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ RASPADU

U ovoj tezi predstavljeno je merenje narušenja CP simetrije u interferenciji između oscilacija B_s^0 mezona i raspada. U tu svrhu korišćen je raspad u konačno stanje $f = J/\psi K^+ K^-$, kroz $\phi(1020)$ rezonancu, sa $\phi \rightarrow K^+ K^-$. U cilju merenja narušenja CP simetrije u ovom raspadu, potrebno je da se razmotre faze koje se pojavljuju u ovom raspadu, i koje su zavisne od izbora konvencije (nemerljive) i faze koje su nezavisne od izbora konvencije (opservable). Faze koje su zavisne od izbora konvencije obuhvataju: $\arg(M_{12})$ fazu nedijagonalnog elementa M_{12} i fazu ϕ_T koja proizilazi iz granastog (*tree*) dijagrama $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada, kao što je prikazano na Sl. 2.11. Faza koja je nezavisna od izbora konvencije je β_s i predstavlja merljivu veličinu.



Sl. 2.9 Fejnmanovi dijagrami za $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ raspad: (a) kroz $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mešanje, (b) direktan raspad (granasti dijagram).

Ukupna amplituda za prelaz B_s^0 mezona u konačno stanje $J/\psi \phi$ data je sa [48]:

$$A_{J/\psi \phi} = V_{cs} V_{cb}^* (T + P_c - P_t) + V_{us} V_{ub}^* (P_u - P_t) \quad (2.62)$$

gde je sa T označena amplituda granastog dijagrama, prikazanog na Sl. 2.11 (b), dok su sa P_i , $i = u, c, t$ označene amplitude pingvin dijagrama. Članovi proporcionalni $V_{us} V_{ub}^*$ mogu biti zanemareni²⁴, i odnos amplituda $\bar{A}_{f_{CP}}/A_{f_{CP}}$ je dat sa:

$$\frac{\bar{A}_{f_{CP}}}{A_{f_{CP}}} \approx -\eta_{CP} \frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}} = -\eta_{CP} e^{-2i\phi_D} \quad (2.63)$$

²⁴ U Volfenštajnovoj parametrizaciji član $V_{us} V_{ub}^*$ potisnut je faktorom $\lambda^2 \approx 0.05$ u poređenju sa $V_{cs} V_{cb}^*$.

gde je $\phi_D = \arg(V_{cb}V_{cs}^*)$ ²⁵ faza raspada i η_{CP} svojstvena CP vrednost konačnog stanja f_{CP} . Isto konačno stanje dostiže se ukoliko B_s^0 prvo osciluje sa $\bar{B}_s^0$, a zatim raspada. Odnos q/p dat je sa:

$$\frac{q}{p} \approx \frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{ts}^*V_{tb}} = -e^{-i\phi_M} \quad (2.64)$$

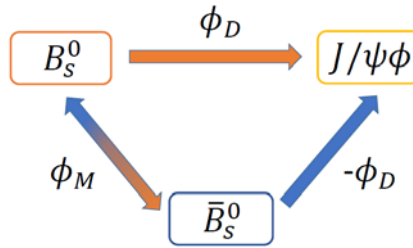
gde je $\phi_M = -2 \arg(V_{ts}V_{tb}^*) = \arg(M_{12})$ slaba faza $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ amplitude oscilovanja, data preko elemenata CKM matrice vodećeg *box* dijagrama, prikazanog na Sl. 2.8. Kombinujući $\bar{A}_{f_{CP}}/A_{f_{CP}}$ i q/p u $\lambda_{f_{CP}}$ dobija se:

$$\lambda_{f_{CP}} = \eta_{CP} \frac{V_{cb}V_{cs}^* V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cb}^*V_{cs} V_{ts}^*V_{tb}} = \eta_{CP} e^{+2i\phi_D - i\phi_M} = \eta_{CP} e^{-i\phi_s} \quad (2.65)$$

gde je $\phi_s = -\arg(\eta_{CP}\lambda_{f_{CP}})$ faza interferencije B_s^0 mešanja i raspada u konačno stanje $f_{CP} = J/\psi\phi$ i predstavlja merljivu fizičku veličinu, definisanu kao:

$$\begin{aligned} \phi_s &= \phi_M - 2\phi_D = -2 \arg(V_{ts}V_{tb}^*) - 2 \arg(V_{cs}V_{cb}^*) \\ &= -2 \arg\left(-\frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*}\right) = -2\beta_s \end{aligned} \quad (2.66)$$

sa $\beta_s = \arg(-V_{ts}V_{tb}^*/V_{cs}V_{cb}^*)$, odnosno kao što je definisano u jednačini (2.25). Na Sl. 2.12 dat je šematski prikaz amplituda i odgovarajućih faza koje daju doprinos $A_{J/\psi\phi}$ (2.63), pri narušenju CP simetrije u interferenciji između raspada i mešanja.



Sl. 2.10 Ilustracija amplituda i odgovarajućih faza koje doprinose narušenju CP simetrije u interferenciji između raspada i mešanja.

U okviru Standardnog modela, ugao β_s određen je indirektno iz globalnog fita eksperimentalnih rezultata, sa vrednošću $\phi_s^{SM} = -2\beta_s = -0.0365_{-0.0012}^{+0.0013}$ rad [38]. Precizno predviđanje Standardnog modela čini merenje faze ϕ_s osetljivim na doprinose

²⁵ Aproksimacija proizilazi zanemarivanjem dodatnih doprinosa pingvin dijagrama.

fizike izvan Standardnog modela, u kom slučaju faza narušenja CP simetrije u raspadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ može biti izražena kao:

$$\phi_s = \phi_s^{SM} + \phi_s^{NP} \quad (2.67)$$

gde je prisustvo nove fizike u nedijagonalnim elementima mešanja M_{12} parametrizovano članom ϕ_s^{NP} .

Nasuprot B_d^0 mezonu, B_s^0 mezon ima značajnu razliku širine raspada $\Delta\Gamma_s$. Predviđanje Standardnog modela iznosi $\Delta\Gamma_s = (0.087 \pm 0.021) \text{ ps}^{-1}$ [49], tako da se razlika širine raspada ne može zanemariti. Narušenje CP simetrije u interferenciji između amplituda mešanja i raspada može se meriti pomoću vremenski zavisne asimetrije raspada neutralnog mezona u konačna CP svojstvena stanja f_{CP} :

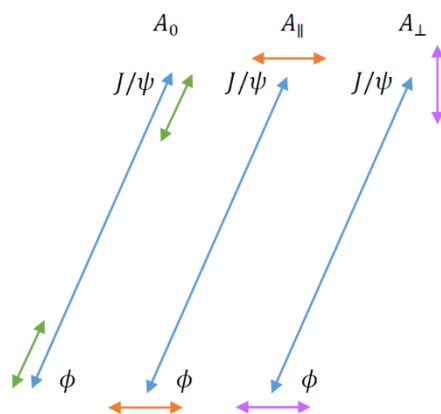
$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = \frac{-\eta_{J/\psi\phi} \sin(\phi_s) \sin(\Delta m_s t)}{\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \eta_{J/\psi\phi} \cos(\phi_s) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right)} \quad (2.68)$$

Fizički procesi izvan Standardnog modela mogu se manifestovati uvođenjem dodatnih doprinosa u $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mešanjima. Ovo bi uticalo na nedijagonalne elemente M_{12} u Hamiltonijanu u jednačini (2.36). Pogodno je da se parametrizuju mogući doprinosi nove fizike B_s^0 mešanju nezavisno od modela. U [50] uvedeni su kompleksni parametri Δ_s koji parametrizuju efekte na M_{12}^s kao: $M_{12}^s = M_{12}^{s,SM} \times \Delta_s$, $\Delta_s = |\Delta_s| e^{i\phi_s^{NP}}$. U Standardnom modelu je $\Delta_s = 1$. Ukoliko je faza ϕ_s^{NP} različita od nule to bi direktno uticalo na izmerenu vrednost ϕ_s , kao i druge veličine koje zavise od ϕ_s , kao na primer $\Delta\Gamma_s$: $\Delta\Gamma_s \simeq 2|\Gamma_{12}^s| \cos(\phi_s + \phi_s^{NP})$.

2.7 UGAONA ANALIZA U BAZISU TRANSVERZALITETA

U raspadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ pseudoskalarni mezon raspada se u konačno stanje sastavljeno od dva vektorska mezona. Pseudoskalar B_s^0 ima spin 0, dok vektorske čestice J/ψ ($J^{PC}(J/\psi) = 1^{--}$) i $\phi(1020)$ ($J^{PC}(\phi) = 1^{--}$), imaju spin 1. Zbog održanja ukupnog momenta impulsa, relativni orbitalni moment impulsa l između dva vektorska mezona može imati sledeće vrednosti $l = 0, 1, 2$. Ove različite vrednosti orbitalnog momenta impulsa dovode do različitih CP vrednosti konačnog stanja: $CP|J/\psi\phi\rangle_l = \eta_f |J/\psi\phi\rangle_l = (-1)^l |J/\psi\phi\rangle_l$, što rezultuje u mešavini CP parnog i CP neparnog stanja. Stanja sa ($l = 0, 2$) su CP parna ($\eta_f = 1$), dok su stanja ($l = 1$) CP neparna ($\eta_f = -1$). Da bi se statistički razdvojila mešavina stanja $J/\psi\phi$ sa orbitalnim ugaonim momentom

$l = 0, 1, 2$ analiziraju se uglovi čestica iz raspada. Umesto da se koriste stanja sa $l = 0, 1, 2$, kao bazis kako bi se razdvojila CP parna i CP neparna stanja, izabran je bazis *transverzaliteta*. Tri amplitude, $A_0, A_{\parallel}$ i $A_{\perp}$, opisuju relativnu linearnu polarizaciju vektorskih čestica i povezane su sa CP parnim i neparnim konačnim stanjima, kao što je prikazano na Sl. 2.13.

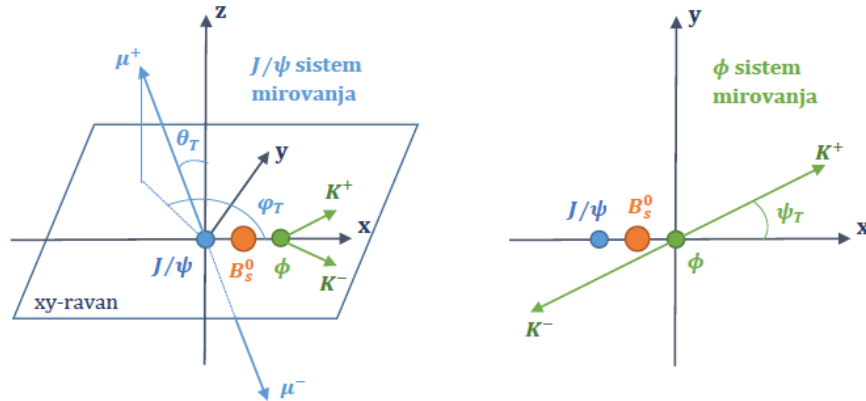


Sl. 2.11 Ilustracija tri amplitude polarizacije $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada. A_0 - longitudinalna polarizacija J/ψ i ϕ mezona. $A_{\parallel}$ i $A_{\perp}$ - transversalna (paralelna i normalna) polarizacija.

Za A_0 spinovi vektorskih čestica J/ψ i ϕ su polarizovani longitudinalno u odnosu na njihov impuls, dok su za $A_{\parallel}$ i $A_{\perp}$ spinovi polarizovani transversalno u odnosu na njihov impuls. Spinovi su paralelni jedan u odnosu na drugi za $A_{\parallel}$ i normalni jedan u odnosu na drugi za $A_{\perp}$. Dok $A_{\perp}$ predstavlja CP neparno stanje ($l = 1$), linearna kombinacija A_0 i $A_{\parallel}$ odgovara CP parnim stanjima ($l = 0, 2$).

Svaka od transversalnih amplituda ima pridruženu fazu: $\delta_0 = \arg A_0$, $\delta_{\parallel} = \arg A_{\parallel}$ i $\delta_{\perp} = \arg A_{\perp}$. S obzirom da se samo fazna razlika između amplituda pojavljuje u diferencijalnoj brzini raspada, prikazano u Tab. 2.5 i Tab. 2.7, odnosno gde samo fazne razlike mogu biti merene, jedna faza može po konvenciji uzimati vrednost nula: $\delta_0 = 0$. Ugaona analiza čestica konačnog stanja korišćena je kako bi se statistički razdvojile ove amplitude i faze, odnosno CP parni i CP neparni doprinosi u konačnom stanju [51, 52]. U ovoj tezi analiziran je raspad $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ gde se J/ψ raspada u $\mu^+ \mu^-$, a $\phi(1020)$ se raspada u $K^+ K^-$. Za četiri čestice u konačnom stanju dovoljna su tri ugla da se opiše topologija raspada. Zajednički izbor za ove uglove u raspadima pseudoskalarnih čestica u dve vektorske čestice je bazis transverzaliteta ili bazis heliciteta. Bazis transverzaliteta izabran je za ovu analizu i definiše ga skup od tri ugla (θ_T, ϕ_T i ψ_T)

između relativnog kretanja dva miona i dva kaona kako bi se opisale ugaone raspodele konačnog stanja kao što je prikazano na Sl. 2.14.



Sl. 2.12 Bazis transversaliteteta definisan sa tri ugla između čestica konačnog stanja. Uglovi θ_T i φ_T definisani su u sistemu mirovanja J/ψ mezona, ugao ψ_T definisan u sistemu mirovanja ϕ mezona.

Tri ugla $\Omega = (\theta_T, \varphi_T, \psi_T)$ u bazu transverzaliteta definisana su za sisteme mirovanja J/ψ i ϕ čestica. Pozitivna x osa dodeljena je ϕ mezonu u sistemu mirovanja J/ψ mezona i xy ravan definisana je impulsima K^+ i K^- mezona, gde pravac K^+ odgovara pozitivnoj y osi. Koristeći ovaj koordinatni sistem uglovi su definisani na sledeći način:

- θ_T je ugao između pravca impulsa pozitivno naelektrisanog miona i xy ravni u J/ψ sistemu mirovanja,
- φ_T je ugao između x ose i projekcije impulsa pozitivno naelektrisanog miona na xy ravan u sistemu mirovanja J/ψ ,
- ψ_T je ugao između impulsa K^+ mezona i negativnog pravca kretanja J/ψ u sistemu mirovanja ϕ mezona.

Koristeći definiciju koordinatnog sistema i transverzalnih uglova, jedinični vektor impulsa pozitivno naelektrisanog miona μ^+ je:

$$\hat{n} = (\sin \theta_T \cos \varphi_T, \sin \theta_T \sin \varphi_T, \cos \theta_T) \quad (2.69)$$

Vremenski zavisna diferencijalna brzina raspada u bazu transverzaliteta za B_s^0 mezona data je kao suma šest članova²⁶ [52]:

²⁶ Kada bi se događaji signala $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada rekonstruisali zanemarujući efekte detektora, jednačina (2.71) bila bi dovoljna da se odrede parametri od interesa.

$$P(t, \Omega; \vec{\alpha}) = \frac{d^4 \Gamma(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}{dt d \cos \theta_T d \varphi_T d \cos \psi_T} = \frac{\sum_{k=1}^6 h^{(k)}(t) g^{(k)}(\Omega)}{\iint \sum_{j=1}^6 h^{(j)}(t) g^{(j)}(\Omega) dt d\Omega} \quad (2.70)$$

gde je $\Omega = (\cos \theta_T, \varphi_T, \cos \psi_T)$. Vremenski zavisne amplitude su označene sa $h^{(k)}(t)$, dok su $g^{(k)}(\Omega)$ odgovarajuće ugaone funkcije, obe navedene u Tab. 2.4. Vremenski zavisne funkcije amplituda za $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspad predstavljene su u Tab. 2.5.

Tab. 2.4 Vremenski zavisne amplitude $h^{(k)}$ i njihove ugaone funkcije $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \varphi_T)$ [53, 54]. Članovi 1 – 6 odgovaraju raspadu signala $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, a članovi 7 – 10 odgovaraju S-wave raspadima $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0$ i nerezonantnom $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$.

k	$h^{(k)}(t)$	$g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$	$\int g^{(k)} d\Omega$
1	$ A_0(t) ^2$	$2 \cos^2 \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \varphi_T)$	$\frac{32}{9}\pi$
2	$ A_{\parallel}(t) ^2$	$\sin^2 \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \sin^2 \varphi_T)$	$\frac{32}{9}\pi$
3	$ A_{\perp}(t) ^2$	$\sin^2 \psi_T \sin^2 \theta_T$	$\frac{32}{9}\pi$
4	$\text{Im}(A_{\parallel}(t)A_{\perp}(t))$	$-\sin^2 \psi_T \sin 2\theta_T \sin \varphi_T$	0
5	$\text{Re}(A_0(t)A_{\parallel}(t))$	$\frac{1}{2}\sqrt{2} \sin 2\psi_T \sin^2 \theta_T \sin 2\theta_T$	0
6	$\text{Im}(A_0(t)A_{\perp}(t))$	$\frac{1}{2}\sqrt{2} \sin 2\psi_T \sin 2\theta_T \cos \varphi_T$	0
7	$ A_s(t) ^2$	$\frac{2}{3}(1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \varphi_T)$	$\frac{32}{9}\pi$
8	$\text{Re}(A_s(t)A_{\parallel}(t))$	$\frac{1}{3}\sqrt{6} \sin \psi_T \sin^2 \theta_T \sin 2\theta_T$	0
9	$\text{Im}(A_s(t)A_{\perp}(t))$	$\frac{1}{3}\sqrt{6} \sin 2\psi_T \sin^2 \theta_T \sin 2\theta_T$	0
10	$\text{Re}(A_s(t)A_0(t))$	$\frac{4}{3}\sqrt{3} \cos \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \theta_T)$	0

Fizički parametri $\vec{\alpha}$, odnosno parametri koje merimo u eksperimentu su sledeći: prosečna širine raspada Γ_s , razlika širina raspada $\Delta\Gamma_s$, magnitude i faze amplituda $|A_0|^2, \delta_0, |A_{\parallel}|^2, \delta_{\parallel}, |A_{\perp}|^2, \delta_{\perp}$, B_s^0 frekvenca oscilovanja Δm_s , i faza narušenja CP simetrije ϕ_s . Gornji predznak u članovima prikazanim u Tab. 2.5 i Tab. 2.7 odgovara B_s^0 mezonima u trenutku produkcije, dok donji predznak opisuje raspade mezona koji su proizvedeni kao $\bar{B}_s^0$. Određivanje aromata mezona, odnosno predznaka naelektrisanja B mezona u trenutku produkcije naziva se *tagiranje aromata (flavour tagging)* i biće opisano u Odeljku 2.8. U ovoj tezi predstavljeni su rezultati analize koja ne uključuje tagiranje aromata u početnom stanju (*flavour untagged analysis*) u Poglavlju 7, kao rezultati analize koja uključuje ovu metodu (*flavour tagged analysis*) u Poglavlju 8. U tagiranoj analizi, potrebno je pomnožiti vremenski zavisnu brzinu raspada sa odgovarajućim verovatnoćama produkcije $B_s^0(\bar{B}_s^0)$ mezona u početnom trenutku.

Ukoliko ne postoji informacija o vrsti aromata, dodeljuju se jednake verovatnoće ($P^\pm = 0.5$) za produkciju B_s^0 čestice, odnosno antičestice $\bar{B}_s^0$, što ima za posledicu da se članovi koji sadrže Δm_s u jednačinama $h^{(k)}(t)$ poništavaju. U slučaju netagirane analize koristi se pojednostavljena verzija vremenski zavisne brzine raspada poništavanjem članova koji sadrže Δm_s , što ima za posledicu da su jednačine jednake i za čestice i za antičestice. Tagirana analiza omogućava veću preciznost merenja faze narušenja CP simetrije ϕ_s , i razlike širine raspada $\Delta\Gamma_s$, i omogućava ukljanjanje neodređenosti predznaka za fazu ϕ_s za dato $\Delta\Gamma_s$.

Tab. 2.5 Vremenski zavisne amplitude za $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspad.

k	$h^{(k)}(t)$
1	$ A_0(t) ^2 = A_0 ^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) - \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) \pm \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right]$
2	$ A_{\parallel}(t) ^2 = A_{\parallel} ^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) - \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) \pm \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right]$
3	$ A_{\perp}(t) ^2 = A_{\perp} ^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) - \cos\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) \pm \sin\phi_s \sin(\Delta m_s t) \right]$
4	$\mathcal{I}m A_{\parallel}(t)A_{\perp}(t) = A_{\parallel}(t) A_{\perp}(t) e^{-\Gamma_s t} \left[-\cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \sin\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) \mp \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos\phi_s \sin(\Delta m_s t) \pm \sin(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos(\Delta m_s t) \right]$
5	$\mathcal{R}e A_{\parallel}(t)A_{\perp}(t) = A_{\parallel}(t) A_{\perp}(t) e^{-\Gamma_s t} \left[-\cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \sin\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) \mp \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos\phi_s \sin(\Delta m_s t) \pm \sin(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos(\Delta m_s t) \right]$
6	$\mathcal{I}m A_{\parallel}(t)A_{\perp}(t) = A_{\parallel}(t) A_{\perp}(t) e^{-\Gamma_s t} \left[-\cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \sin\phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) \mp \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos\phi_s \sin(\Delta m_s t) \pm \sin(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos(\Delta m_s t) \right]$

2.7.1 S-wave komponenta

Pored rezonantnog raspada $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$, B_s^0 mezon može da se raspadne u konačno stanje $J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+K^-$ i direktno. Rezonantni raspad $\phi \rightarrow K^+K^-$ odgovara konačnom stanju sa ugaonim momentom impulsa $l = 1$ (P-wave konfiguracija). Međutim, oko invarijantne mase $\phi(1020)$ rezonance isto tako su mogući doprinosi konačnih stanja sa $l = 0$ (S-wave komponenta) koji odgovaraju raspadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0(980)$ i nerezonantnom raspadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$. Oba ova raspada imaju isto konačno stanje kao i raspad signala, $\mu^+\mu^-K^+K^-$, i ne mogu biti identifikovani i

uklonjena primenom selekcionih kriterijuma na podatke u analizi, što ima za posledicu da amplitude P-wave i S-wave komponenti interferiraju. Udeo S-wave komponente u događajima $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada može biti do $\sim 10\%$ [Ref]. Iz tog razloga S-wave komponenta uključena je u analizu kako bi se razdvojili efekti ove komponente od $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada. Uključenje S-wave komponente uvodi novu amplitudu $A_s(t)$ i odgovarajuću fazu δ_s , koja interferira sa P-wave amplitudama, proširujući jednačinu (2.71) tako da se pojavljuju dodatna četiri člana predstavljeni u Tab. 2.6. Vremenski zavisne funkcije amplituda za ova četiri člana (7 – 10) date su u Tab. 2.7. Normirana funkcija gustine verovatnoće uključujući i S-wave članove je tada:

$$P(t, \Omega; \vec{\alpha}) = \frac{d\Gamma}{dt d\Omega} = \frac{\sum_{k=1}^{10} h^{(k)}(t) g^{(k)}(\Omega)}{\iint \sum_{j=1}^{10} h^{(j)}(t) g^{(j)}(\Omega) dt d\Omega} \quad (2.71)$$

Tab. 2.6 Dodatne komponente amplituda i ugaonih funkcija za S-wave interferencione članove koji proizilaze iz $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0(980)$ i nerezonantnog $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ raspada [54, 55].

k	$h^{(k)}(t)$	$g^{(k)}(\Omega(\cos \theta_T, \cos \psi_T \varphi_T))$	$\int g^{(k)} d\Omega$
7	$ A_s(t) ^2$	$\frac{2}{3}(1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \varphi_T)$	$\frac{32}{9} \pi$
8	$\text{Re}(A_s(t)A_{\parallel}(t))$	$\frac{1}{3}\sqrt{6} \sin \psi_T \sin^2 \theta_T \sin 2\varphi_T$	0
9	$\text{Im}(A_s(t)A_{\perp}(t))$	$\frac{1}{3}(1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \varphi_T)$	0
10	$\text{Re}(A_s(t)A_0(t))$	$\frac{4}{3}(1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \varphi_T)$	0

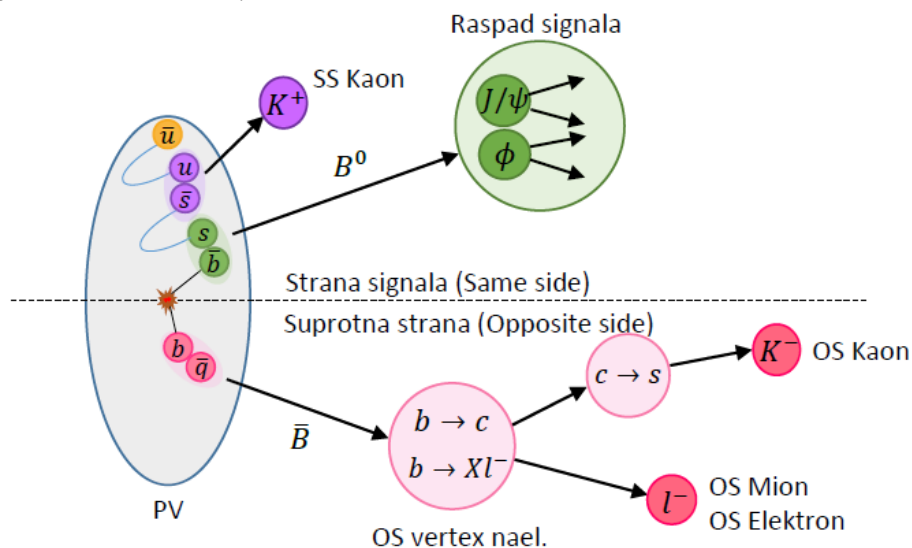
Tab. 2.7 Dodatne komponente amplituda koje odgovaraju S-wave interferencionim članovima.

k	$h^{(k)}(t)$
7	$ A_s(t) ^2 = A_s ^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) + \cos \phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) \mp \sin \phi_s \sin(\Delta m_s t) \right]$
8	$\text{Re} A_s(t)A_{\parallel}(t) = A_s(t) A_{\parallel}(t) e^{-\Gamma_s t} \left[-\sin(\delta_{\parallel} - \delta_s) \sin \phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) \mp \sin(\delta_{\parallel} - \delta_s) \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t) \pm \cos(\delta_{\parallel} - \delta_s) \cos(\Delta m_s t) \right]$
9	$\text{Im} A_s(t)A_{\perp}(t) = A_s(t) A_{\perp}(t) e^{-\Gamma_s t} \sin(\delta_{\perp} - \delta_s) \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) + \cos \phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) \mp \sin \phi_s \sin(\Delta m_s t) \right]$
10	$\text{Re} A_s(t)A_0(t) = A_s(t) A_0(t) e^{-\Gamma_s t} \left[-\sin(\delta_0 - \delta_s) \sin \phi_s \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2} t\right) \mp \sin(\delta_0 - \delta_s) \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t) \pm \cos(\delta_0 - \delta_s) \cos(\Delta m_s t) \right]$

2.8 PRINCIPI TAGIRANJA AROMATA

Uključivanje informacije o aromatu B_s^0 mezona u trenutku produkcije u $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ analizi, povećava osetljivost na merenje faze narušenja CP simetrije, ϕ_s . Zbog $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscilacija, produkti raspada obično nemaju odgovarajuću informaciju o aromatu B_s^0 mezona u trenutku produkcije. Veoma koristan metod koji omogućava određivanje aromata rekonstruisane čestice naziva se *tagiranje aromata* (*flavour tagging*) i u slučaju B_s^0 mezona on nam omogućava da odredimo da li je u trenutku produkcije B_s^0 mezon bio čestica ili antičestica. Postoje dve vrste metoda ili algoritama, koji se zovu *tageri*, i koji se koriste kako bi se odredio aromat B mezona u trenutku produkcije. To su *tageri* koji koriste istu stranu produkcije B mezona, kao signala, u odnosu na osu sudara (*same side taggers*, SST), i *tageri* koji koriste suprotnu stranu u odnosu na produkcije B mezona, kao signala (*opposite side taggers*, OST). Sve tehnike tagiranja početnog aromata B_s^0 koriste procese koje su povezane sa produkcijom B mezona i stoga je važno da se razumeju mehanizmi produkcije B mezona u eksperimentu. Detaljan opis za produkciju B mezona na LHC-u, raspad i vreme života B mezona, dat je u Poglavlju 3. Ovde ćemo samo napomenuti da su na LHC-u, B mezoni su produkovani „kao $b\bar{b}$ par“ i korelisani su po naelektrisanju. Jedan od njih je rekonstruisan kao raspad signala („signal B “ na Sl. 2.15), dok je drugi emitovan sa suprotne strane ose sudara nazvan tagirani B ili „opposite B “ na Sl. 2.15 i on se koristi za određivanje početnog aromata B mezona koji se raspada. Na Sl. 2.15 prikazana je ilustracija događaja u kome je produkovan $b\bar{b}$ par i koja se koristi za obe metode tagiranja, u produkciji i raspadu $b\bar{b}$ para.

SST metoda za tagiranje aromata B mezona koristi informaciju o česticama koje se proizvode tokom hadronizacije b -kvarka. U slučaju B_s^0 signala, s obzirom da se tokom hadronizaciji obično proizvodi kaon, identifikacija aromata s -kvarka u kaonu, odnosno aromata kaona (K^+ ili K^-) može se iskoristiti kako bi se odredio aromat B_s^0 mezona kao što je ilustrovano na Sl. 2.15.



Sl. 2.13 Ilustracija događaja sa produkcijom $b\bar{b}$ para, i SST i OST metoda za tagiranje aromata B mezona. SST metoda je obeležena zelenom bojom a OST plavom.

OST metoda koristi informaciju iz hadronizacije i raspada drugog b kvarka iz produkovanog $b\bar{b}$ para, odnosno drugog B hadrona (*opposite side B hadron*) koji je produkovan zajedno sa B mezonom od interesa. Produkti raspada, kao i dodatne čestice produkovane tokom hadronizacije *opposite side B hadrona*, mogu se iskoristiti kako bi se izveo zaključak o vrsti aromata B mezona. Ova metoda može da koristi semileptonski raspad na suprotnoj strani procesa signala i vrsta aromata mezona signala određuje se na osnovu naelektrisanja leptona. Na primer, ukoliko se *opposite side B hadron* raspada u negativan lepton, to podrazumeva da B hadron od interesa sadrži $\bar{b}$ u trenutku produkcije. Slično, u hadronskim raspadima *opposite B hadrona*, naelektrisanje b džeta identifikovanog da potiče iz raspada ovog hadrona može da označi (*taguje*) sadržaj kvarkova mezona koji se raspada, iz čega se može zaključiti aromat B kandidata. Algoritmi korišćeni za *B flavour tagging* u analizi predstavljenoj u ovoj tezi opisani su u Poglavlju 9.

2.9 PREGLED DOSADAŠNJIH EKSPERIMENTALNIH REZULTATA

Analiza $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada urađena je na CDF i DØ eksperimentima na Tevatronu, kao i na ATLAS, CMS i LHCb eksperimentima na LHC-u. Svi dobijeni rezultati za $\Delta\Gamma_s$ i ϕ_s veličine u saglasnosti su sa predviđanjima Standardnog modela. Rezultati ATLAS eksperimenta su tema ove teze i biće predstavljeni u Poglavljima 8 i 9. Najnoviji rezultati ostala četiri eksperimenta predstavljeni su u Tab. 2.8.

CDF kolaboracija objavila je rezultat koristeći tagiranu analizu sa podacima prikupljenim na Tevatronu tokom Run 1 i Run 2 perioda [56], što odgovara integralnoj luminoznosti od 9.6 fb^{-1} . U ovoj analizi upotrebljena je veštačka neuronska mreža za izdvajanje ~ 11000 raspada signala od fonskih procesa. Izmereni su prosečno vreme života τ_s i razlika širine raspada $\Delta\Gamma_s$ sa vrednošću faze ϕ_s fiksiranom na vrednost predviđenu u Standardnom modelu. Takođe koristeći $\Delta\Gamma_s$ kao *nuisance* parametar i određen predznak $\Delta\Gamma_s$, CDF je odredio da je $0.06 < \beta_s < 0.30$ sa 68% C.L. Krajnji rezultat tagirane analize DØ kolaboracije dobijen korišćenjem podataka koji odgovaraju integralnoj luminoznosti od 8.0 fb^{-1} dat je u Tab. 2.8 [57].

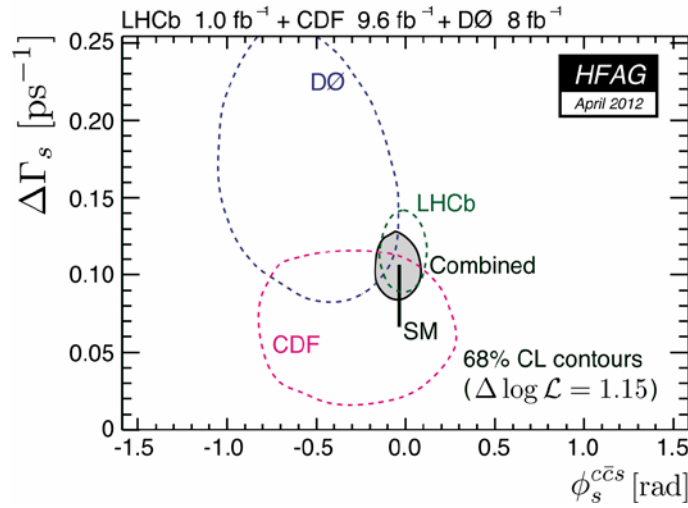
Najnoviji rezultat analize $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada koju je uradila CMS kolaboracija predstavljen je u [58]. Analizom 19.7 fb^{-1} podataka koji su prikupljeni tokom 2012. godine, izdvojeno je 49200 B_s^0 mezona. Korišćenjem tagirane analize dobijeni su sledeći rezultati: $\Delta\Gamma_s = 0.095 \pm 0.013 \text{ (stat.)} \pm 0.007 \text{ (syst.) ps}^{-1}$, $\phi_s = -0.075 \pm 0.097 \text{ (stat.)} \pm 0.031 \text{ (syst.) rad}$, $c\tau_s = 447.2 \pm 2.9 \text{ (stat.)} \pm 3.4 \text{ (syst.) } \mu\text{m}$.

Najpreciznije merenje u kanalu raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ do sada urađeno je na LHCb eksperimentu [59]. Sa integralnom luminoznošću od 3 fb^{-1} i upotrebom različitih metoda tagiranja aromata (SST, OST), izmerena vrednost za fazu narušenja CP simetrije je $\phi_s = -0.058 \pm 0.049 \text{ (stat.)} \pm 0.006 \text{ (syst.) rad}$. LHCb kolaboracija izvela je dodatnu analizu razmatrajući udeo S-wave raspada u B_s^0 podacima u zavisnosti od invarijantne K^+K^- mase, za određivanje predznaka $\Delta\Gamma_s$ [60].

Vrednost faze ϕ_s dobijena iz indirektnog merenja koristeći metod globalnog fita eksperimentalnih podataka, iznosi $(\phi_s^{c\bar{c}s})^{SM} = -2\beta_s = -0.0365_{-0.0012}^{+0.0013} \text{ rad}$ [38]. Srednja vrednost za ovu fazu dobijena kombinacijom različitih eksperimentalnih rezultata, iznosi $\phi_s^{c\bar{c}s} = -0.015 \pm 0.035 \text{ rad}$ [36]. Predviđena vrednost razlike širine raspada B_s^0 mezona u Standardnom modelu, iznosi $\Delta\Gamma_s = 0.087 \pm 0.021 \text{ ps}^{-1}$ [49], dok srednja vrednost dobijena kombinacijom različitih eksperimentalnih rezultata, iznosi

$\Delta\Gamma_s = 0.081 \pm 0.006 \text{ ps}^{-1}$ [36]. Može se zaključiti da su kombinovani rezultati za $\phi_s^{c\bar{c}s}$ i $\Delta\Gamma_s$ u skladu sa predviđanjima Standardnog modela, na nivou od 0.6σ i 0.85σ .

Na Sl. 2.16 prikazan je eksperimentalni rezultat merenja faze narušenja ϕ_s i razlike širine raspada u sistemu B_s^0 mezona, $\Delta\Gamma_s$, sa podacima koji su postojali u proleće 2012. godine. Na slici su prikazane konture u rani $(\phi_s, \Delta\Gamma_s)$ sa 68% C.L. Konture odgovaraju rezultatima pojedinačnih merenja CDF [56], DØ [57] i LHCb [61, 62] eksperimenata (isprekidane linije). Predstavljena je i njihova kombinovana kontura (osenčena oblast), kao i predviđanje Standardnog modela. Eksperimentalni rezultat koji uključuje i merenje ATLAS kolaboracije, predstavljeno u ovoj tezi, dat je u Poglavljima 8 i 9.



Sl. 2.14 Eksperimentalni rezultat faze narušenja CP simetrije ϕ_s i razlike širine raspada B_s^0 mezona, $\Delta\Gamma_s$, u proleće 2012. Isprekidane linije prikazuju rezultate pojedinačnih eksperimenata. Osenčeni region je kombinovana kontura sa nivoom poverenja 68% [63].

Tab. 2.8 Pregled rezultata tri glavna parametra analize $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ sa eksperimenata na Tevatron-u i LHC-u. Za svaki parameter data je centralna vrednost uz statističku neodređenost.

	CDF	DØ	LHCb	CMS
$\Delta\Gamma_s [ps^{-1}]$	$0.068^{+0.026}_{-0.009}$	$0.163^{+0.065}_{-0.064}$ 1	$0.0805^{+0.0091}_{-0.0032}$	$0.095^{+0.013}_{-0.007}$
$\Gamma_s [ps^{-1}]$	$0.654^{+0.0082}_{-0.004}$	$0.693^{+0.017}_{-0.018}$ 1,3	$0.6603^{+0.0027}_{-0.0015}$	$0.670^{+0.004}_{-0.005}$ 4
$\phi_s [rad]$	— 5	$-0.55^{+0.38}_{-0.36}$ 1	$-0.058^{+0.049}_{-0.006}$	$-0.075^{+0.097}_{-0.031}$

1 Uključuje statističku i sistematsku neodređenost; 2 Izvedeno iz $\tau_s = 1.528 \pm 0.019(stat.) \pm 0.009(syst.)$ ps [56]; 3. Izvedeno iz $\tau_s = 1.443^{+0.038}_{-0.036}$ ps [57]; 4. Izvedeno iz $c\tau_s = 447.2 \pm 2.9(stat.) \pm 3.4(syst.)$ μm [58]; 5. CDF daje 68 % CL za β_s kao $\beta_s \in [-\pi/2, -1.51] \cup [-0.06, 0.30] \cup [1.26, \pi/2]$ [56].

3 B HADRONI, PRODUKCIJA I RASPAD

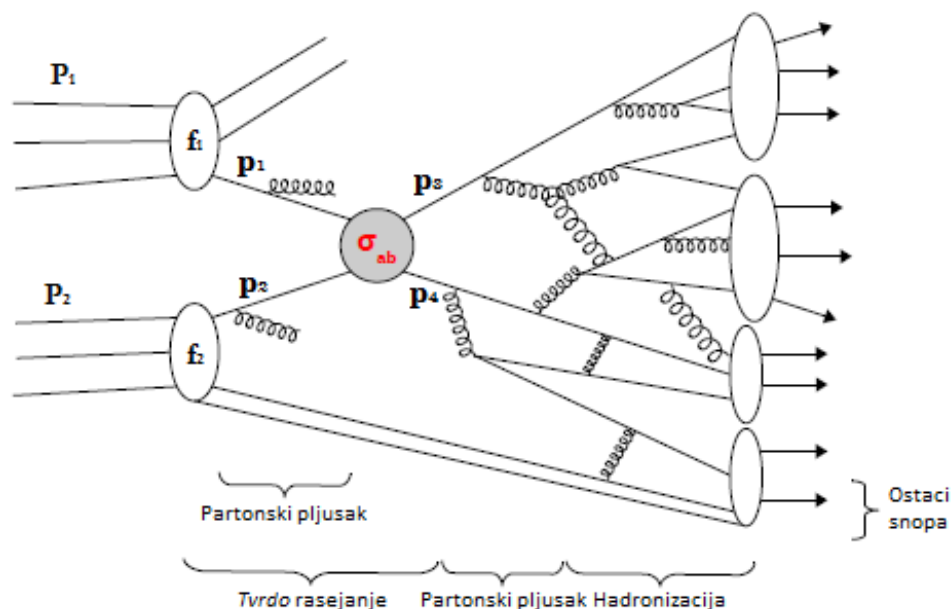
B hadroni su čestice koje sadrže b kvarkove i fizika koja se bavi izučavanjem svojstava ovih čestica kao što su masa, vreme života, i svojstva raspada naziva se B fizika. B mezoni se sastoje od b kvarka i u, d, s ili c antikvarka ili obrnuto za hermitski konjugovao stanje i klasifikuju se prema vrednosti spina i parnosti, J^P . Osnovna stanja B mezona sa $J^P = 0^-$ su neutralni $\bar{B}^0$ mezon koji se sastoji od $|b\bar{d}\rangle$ kvarkova, naelektrisani B^- mezoni koji se sastoje od $|b\bar{u}\rangle$, kao i $\bar{B}_s^0$ koji se sastoje od $|b\bar{s}\rangle$ kvarkova, i B_c^- koji sadrže $|b\bar{c}\rangle$ kvarkove. Dodatno postoje pobuđena vektorska stanja sa spinom-1, kao što su 1^- stanja $\bar{B}^{*0}, B^{*-}, \bar{B}_s^{*0}$ i 1^+ stanja $\bar{B}_1^0, \bar{B}_{s1}^0$ i $J^P = 2^+$ stanja $\bar{B}_2^{*0}, \bar{B}_{s2}^{*0}$. Takođe postoje i vezana stanja b kvark i b antikvark $|b\bar{b}\rangle$ koja se nazivaju botomonijumi ili Y resonance sa $J^P = 1^-, Y(1S), Y(2S), Y(3S)$ i $Y(4S)$ rezonanca koja je izvor $\bar{B}^0/B^-$ mezoni na KEKB i PEP-II $e^+e^- B$ fabrikama sa Belle i BaBar eksperimentima. Nedavno je otkriveno 0^- stanje $\eta_b(b\bar{b})$, na BaBar eksperimentu. Pored B mezonskih stanja postoje i barioni koji sadrže b kvark. Najniže barionsko stanje je Λ_b^0 sa sadržajem kvarkova $|bdu\rangle$. Druga stanja bariona koja sadrže b kvark sa $J^P = 1/2^+$ su $\Xi_b^-(|bdd\rangle), \Sigma_b^-(|bdd\rangle), \Sigma_b^+(|buu\rangle)$, kao i $\Omega_b^-(|bss\rangle)$ i njihova $3/2^+$ ekscitovana stanja $\Sigma_b^{*-}(|bdd\rangle)$ i $\Sigma_b^{*+}(|buu\rangle)$.

3.1 PRODUKCIJA I RASPAD B MEZONA

Akceleratori na kojima mogu da se proizvode hadroni koji sadrže b kvarkove, su ili e^+e^- sudarači ili hadronski sudarači. e^+e^- sudarači su KEKB sa eksperimentom Belle i PEP-II sudarač sa BaBar eksperimentom. Hadronski sudarač Tevatron sa eksperimentima CDF i DØ bio je takođe značajan za produkciju i izučavanje B mezona. Na LHC-u fizika B mezona se izučava na eksperimentima LHCb, ATLAS i CMS. e^+e^- sudarači bili su dizajnirani tako da im je energija sudara u sistemu centra masa bila jednaka masi $Y(4S)$ rezonance, koja je zbog toga bila proizvodna sa velikim efikasnim presekom. $Y(4S)$ rezonanca se u preko 95 % slučajeva raspada na par neutralnih ili naelektrisanih B mezona.

Na hadronskim sudaračima par $b\bar{b}$ kvarkova se proizvodi sa velikim presekom i na više načina, dok B mezoni nastaju dalje u procesu hadronizacije b kvarkova kada se formiraju bezbojna vezana stanja kvarkova, hadroni.

Šematski prikaz produkcije $b\bar{b}$ para dat je na Sl. 3.1. Polazeći od osnovnog svojstva QCD, proton-proton interakcija može biti razložena na različite komponente predstavljene na Sl. 3.1, koje mogu biti tretirane nezavisno jedna od druge. Komponenta interakcije koja se računa korišćenjem perturbativne QCD naziva se *tvrdi proces*. Ostale komponente interakcije su partonski pljusak (*Parton Shower, PS*), prateći događaji (*Underlying Event, UE*), ostaci snopa (*Beam remnant*) i hadronizacija (HAD). U *tvrdom* procesu interaguje po jedan parton (kvark/gluon) iz svakog od upadnih protona emitujući $b\bar{b}$ par kvarkova. Ovi kvarkovi nastavljaju da se razdvajaju iz tačke primarne interakcije ali zbog QCD *zarobljenosti* sa porastom razdvajanja, jaka interakcija između njih raste sve dok kvark-antikvark par ne bude emitovan iz vakuuma. Ovi kvarkovi mogu da izrače gluone koji se zatim cepaju u kvark-antikvark par. Tako nastaje kaskada procesa sa produkcijom kvarkova i gluona koja se naziva partonski pljusak i koji traje sve dok energija partona ne dostigne vrednost približno 1 GeV. Počev od te vrednosti partoni se kombinuju i formiraju vezana stanja – hadrone, koji se dalje raspadaju u lakše čestice kroz jake ili slabe interakcije. Proces koji se dešava neposredno posle izračivanja partonskog pljuska naziva se hadronizacija i opisuje se samo sa fenomenološkim modelima [64] [65].



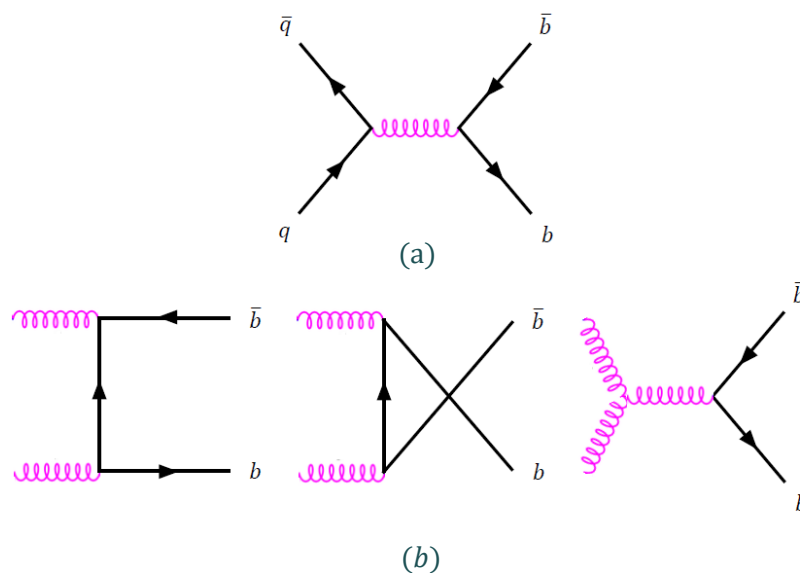
Sl. 3.1 Šematski prikaz osnovnih komponenti hadron-hadron interakcije na visokim energijama: tvrd QCD proces, partonski pljusak, hadronizacija, ostaci snopa.

U proton-proton sudarima na LHC-u, b kvarkovi se proizvode u $b\bar{b}$ parovima u jakim interakcijama sa presekom oko 300 μb kao što je pokazano na Sl. 3.7. Produkciji $b\bar{b}$ para doprinose tri procesa: kreacija aromata (*flavour creation, FCR*), ekscitacija aromata (*flavour excitation, FEX*) i cepanje gluona (*gluon splitting, GSP*). Efikasni preseki za produkciju $b\bar{b}$ para u sva tri procese dati su u Tab. 3.1. Kreacija aromata je osnovni proces tipa $2 \rightarrow 2$, iako ne i dominantan. Ovaj proces ilustriran je Fejnmanovim dijagramima na Sl. 3.2 i dešava se u kvark-antikvark anihilaciji, $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$, i gluon-gluon fuziji, $gg \rightarrow b\bar{b}$. Ekscitacija aromata i cepanje gluona su procesi višeg reda, tipa $2 \rightarrow 3$, opisani sa $g \rightarrow b\bar{b}$, u kojima nijedan od kvarkova iz $b\bar{b}$ para ne učestvuje u tvrdom QCD procesu. Ekscitacija aromata ilustrirana je na Sl. 3.3(a) i opisuje se dijagramima u kojima se inicijalni gluon cepa u $b\bar{b}$ par, pre interakcije sa partonom iz drugog sudarajućeg protona. Proces cepanje gluona opisuje se dijagramima gde se gluon cepa u $b\bar{b}$ par posle interakcije i prikazan je na Sl. 3.3(b). FEX i GSP procesi pojavljuju se kada se uključuju NLO korekcije i na LHC energijama to su dominantni procesi. Dok su FEX procesi u Monte Karlo generatorima uključeni u matrične elemente, GSP procesi se realizuju preko početnog i konačnog zračenja u partonskom pljusu.

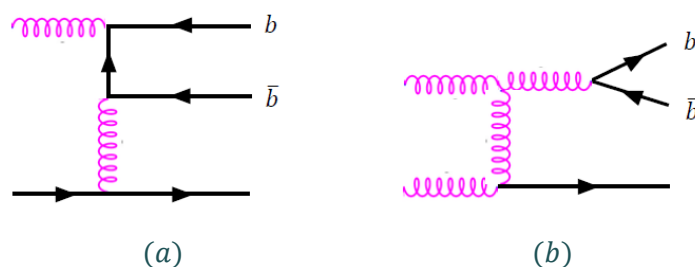
Tab. 3.1 Efikasni preseki za produkciju b kvarka za vrednosti $p_T > 10 \text{ GeV}$ i $\eta < 2.5$ i za različite energije sudara protona [66].

Proces	Efikasni presek [μb]	
	7 TeV	14 TeV
Kreacija aromata	15.0 ± 0.1	34.3 ± 0.1
Ekscitacija aromata	44.7 ± 0.2	104.6 ± 0.5
Cepanje gluona	19.4 ± 0.7	71.2 ± 2.5
Ukupno	79.1 ± 0.7	210.1 ± 2.6

Pošto je za b ili $\bar{b}$ kvark energetske povoljnije da se kombinuju sa drugim kvarkom iz vakuuma u 90 % slučajeva B mezoni ($B^0, \bar{B}^0, B^+, B^-$) proizvod su hadronizacije b kvarka. Za vreme partonskog pljuska, zbog velike mase, formiranje s i c kvarkova je relativno potisnuto u odnosu na lakše, d ili u , kvarkove. Verovatnoća sa kojom se proizvedeni b ili $\bar{b}$ kvarkovi hadronizuju u različite B hadrone data je u Tab. 3.2. Iz tabele se vidi da je udeo produkcije B_s^0 mezona među konačnim stanjima koja sadrže b aromati $\sim 10 \%$.



Sl. 3.2 Fejnmanovi dijagrami za LO procese produkcije $b\bar{b}$ parova u pp interakcijama na LHC-u: kvark-antikvark anihilacija (a) i gluonska fuzija (b).

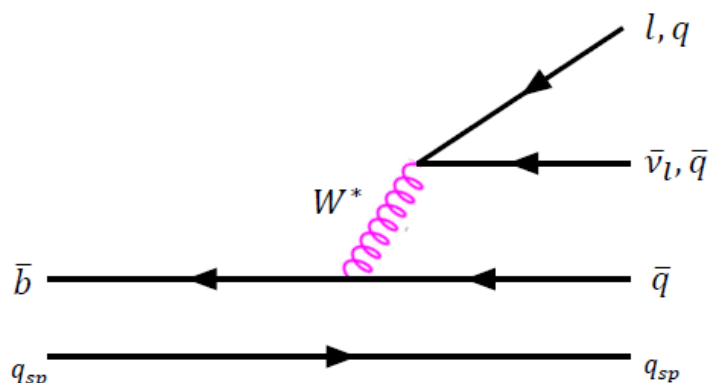


Sl. 3.3 Fejnmanovi dijagrami za NLO procese produkcije $b\bar{b}$ parova u pp interakcijama na LHC-u: ekscitacija aromata (a) i cepanje gluona (b).

Tab. 3.2 Udeli fragmentacije b kvarkova u B hadrone u $Z \rightarrow b\bar{b}$ raspadima i $p\bar{p}(pp)$ sudarima. Poslednja kolona uključuje merenja izvedena na LEP, Tevatron i LHCb eksperimentima [36].

Udeo	Z raspad	Tevatron	LHCb [67]	Svi
B^+ ili B^0	0.410 ± 0.007	0.350 ± 0.020	-	0.402 ± 0.007
B_s^0	0.100 ± 0.008	0.100 ± 0.010	-	0.105 ± 0.005
b -barion	0.080 ± 0.010	0.199 ± 0.044	-	0.083 ± 0.010
B_s^0/B^0	0.243 ± 0.023	0.286 ± 0.029	0.256 ± 0.020	0.259 ± 0.013

Osnovno stanje B hadrona se dalje raspada u lakše hadrone preko slabih interakcija izmenom naelektrisanih W bozona. Pošto b kvark u mezonu nosi značajan deo impulsa B mezona sasvim je prihvatljiva pretpostavka spektator modela da se on raspada nezavisno od lakšeg kvarka u hadronu, odnosno kao slobodna čestica. Ostali (anti) kvarkovi u hadronu se ponašaju kao spektatori i ne utiču na raspad b kvarka. Dominantna moda raspada b kvarka je $b \rightarrow cW^{*-}$ (označen kao *tree* ili spektatorski raspad) gde se virtuelni W bozon raspada ili u par leptona lv (semileptonski raspad) ili u par kvarkova koji se zatim hadronizuju, Sl. 3.4.



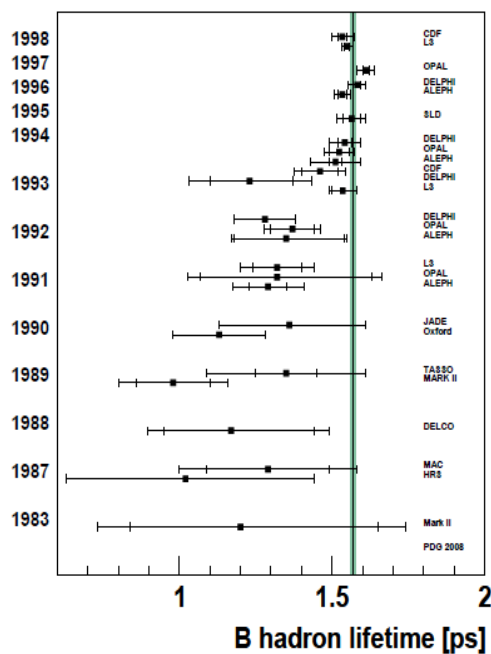
Sl. 3.4 Fejnmanov dijagram raspada B mezona.

Mnogi aspekti raspada B hadrona opisuju se efektivnom teorijom teških kvarkova (*Heavy quark effective theory*, HQET) [68, 69], koja je naročito uspešna za opisivanje semileptonskih raspada. Prelaz $b \rightarrow u$ je potisnut za $|V_{ub}/V_{cb}|^2 \sim (0.1)^2$ u odnosu na $b \rightarrow c$ prelaze. Prelaz $b \rightarrow s$ je proces koji se dešava sa izmenom aromata preko neutralnih struja (*Flavor changing neutral current*, FCNC) i iako je zabranjen u Standardnom modelu kao osnovni granasti (*tree*) proces, može se desiti preko kompleksnijih petljastih (*loop*) dijagrama (označenih kao *penguin* raspad). Verovatnoća ovih procesa uporediva je ili veća od CKM potisnutog $b \rightarrow u$ procesa. *Penguin* procesi koji uključuju $b \rightarrow d$ prelaze takođe su mogući i uočeni su na Belle [70] i BaBar [71] eksperimentima. Ostali procesi raspada B mezona uključuju izmenu W bozona (između inicijalnih kvarkova), *penguin* anihilaciju (gluon iz *penguin* petlje priključuje se spektator kvarku) i čistu anihilaciju (inicijalni kvark anihilira sa virtuelnim W bozonom koji se zatim raspada). Verovatnoća raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ koji se izučava u ovom radu je $(1.07 \pm 0.09) \times 10^{-3}$ [44].

3.2 VREME ŽIVOTA B HADRONA

Kao što je već rečeno u spektator modelu b kvark se raspada kao slobodna čestica. U tako pojednostavljenoj slici slabog raspada b kvarka, vremena života svih B hadrona trebalo bi da budu jednaka, ~ 1.5 ps (Sl. 3.5). Međutim, sprezanje gluona sa kvarkovima i interakcije u konačnom stanju utiču na slab raspad b kvarka. Zbog toga merenje vremena života B hadrona omogućava izučavanje uzajamnog dejstava između slabih i jakih interakcija. Predviđanja vremena života B hadrona slede iz razvoja u red inkluzivne širina raspada b kvarka po $1/m_b$ gde je m_b masa b kvarka (*Heavy quark expansion*, HQE) [72]:

$$\Gamma_B \sim |V_{CKM}|^2 \sum_n c_n(\mu) \left(\frac{1}{m_b}\right)^n \langle H_b | O_n | H_b \rangle \quad (3.1)$$



Sl. 3.5 Merenja vremena života B mezona kroz istoriju [73].

Iz ovih proračuna slede precizni teorijski proračuni vremena života B hadrona od kojih je većina data preko količnika [74, 75]:

$$\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = 1.06 \pm 0.02, \quad \frac{\tau_{B_s^0}}{\tau_{B^0}} = 1.00 \pm 0.01, \quad \frac{\tau_{\lambda_b^0}}{\tau_{B^0}} = 0.88 \pm 0.05 \quad (3.2)$$

Iz eksperimentalnih merenja su dobijene sledeće vrednosti [44]:

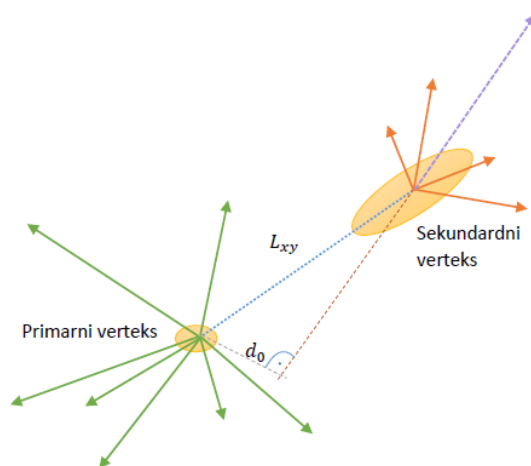
$$\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = 1.076 \pm 0.004, \frac{\tau_{B_s^0}}{\tau_{B^0}} = 0.995 \pm 0.006, \frac{\tau_{\lambda_b^0}}{\tau_{B^0}} = 0.955 \pm 0.009 \quad (3.3)$$

Merenje vremena života B_s^0 mezona je važna komponenta analize predstavljene u ovoj tezi. Pored faze narušenja ϕ_s , kao deo $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ analize, predstavljeno je merenje razlike u širini raspada $\Delta\Gamma_s$ između *teškog* i *lakog* svojstvenog stanja B_s^0 mezona, kao i srednja vrednost za širinu raspada, Γ_s . Širina raspada je povezana sa vremenom života sa $\Gamma_s = 1/\tau_s$. B_s^0 mezon ima prilično dugo vreme života od $\tau_s = 1.465 \pm 0.031$) ps [44], zbog b kvarka.

U ovoj analizi vreme života $\tau(B_s^0)$ određeno je iz fita maksimalne verodostojnosti, gde se kao promenljiva koristi sopstveno vreme svakog rekonstruisanog kandidat B_s^0 mezona na ATLAS-u. Sopstveno vreme B_s^0 kandidata izračunato je kao:

$$t = \frac{L_{xy} M_{B_s}}{p_T} \quad (3.4)$$

gde je L_{xy} dužina raspada B_s^0 mezona projektovana na transverzalnu ravan (Sl. 3.6), p_T je transverzalni impuls, a M_{B_s} prosečna vrednost mase: (5366.77 ± 0.24) GeV [44]. Dužina raspada B_s^0 mezona je rastojanje između njegovog produkcionog verteksa i verteksa raspada (sekundarni verteks), Sl. 3.6. Dok su koordinate verteksa raspada određene iz tragova produkata raspada, $\mu^+\mu^-K^+K^-$, položaj primarnog verteksa određen je iz drugih tragova u događaju. S obzirom da je vreme života B_s^0 hadrona precizno određeno u Standardnom modelu, ovo merenje predstavlja i važnu proveru primenjene metode fitovanja.



Sl. 3.6 Šema veze primarnog i sekundarnog verteksa.

3.3 PROGRAM B FIZIKE NA LHC-U

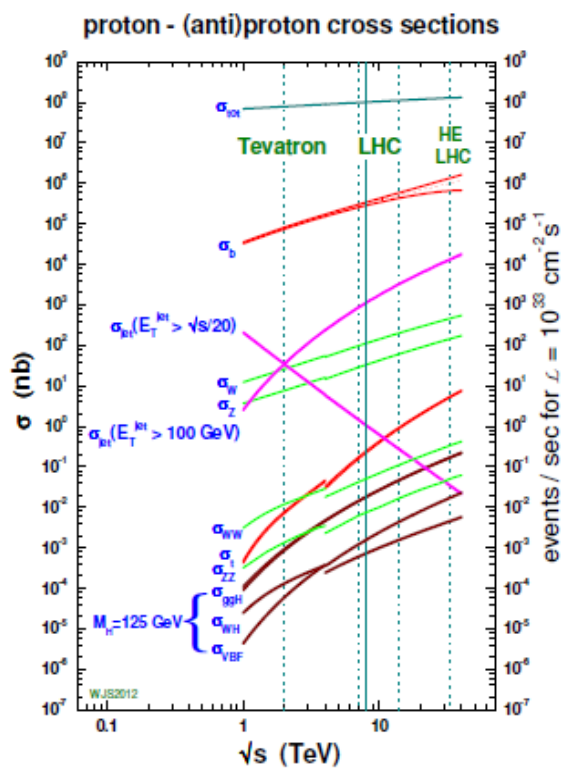
Na hadronskim sudaračima poput Tevatron-a i LHC-a istraživanja u oblasti B fizike mogu da izgledaju neobično i neočekivano s obzirom da za produkciju B hadrona nije potrebna tako visoka energija sudara dok je istovremeno visok multiplicitet čestica i fon, koji potiče od interakcija lakih kvarkova i gluona, izrazito nepovoljan za ovu vrstu istraživanja. Da bi se prevazišle ove teškoće, potrebni su namenski eksperimenti sa posebnim karakteristikama kao što su: sofisticirani trigger za selekciju produkovanih B hadrona, ekskluzivna rekonstrukcija svih produkata raspada B hadrona, kako naelektrisanih tako i neutralnih, precizna merenja trajektorija naelektrisanih čestica i njihova identifikacija. Ove zahteve, samo delimično ispunjavaju detektori opšte namene na hadronskim sudaračima, kao što su CDF, DØ, ATLAS i CMS eksperiment. Nasuprot tome, specijalizovani eksperimenti kao što su Belle²⁷ i BaBar²⁸, koji su bili operativni u toku rada Tevatrona, zadovoljavali su sve navedene kvalitete i radili su u mnogo čistijem okruženju e^+e^- sudara. Na LHC-u, LHCb eksperiment usko je specijalizovani za istraživanja u oblasti B fizike zahvaljujući svojoj specifičnoj, *forward*, geometriji.

Ipak, program B fizike na hadronskim sudaračima pruža nekoliko jedinstvenih mogućnosti koje nisu dostupne na drugim sudaračima. Na hadronskim sudaračima efikasni presek za $b\bar{b}$ produkciju znatno je veći nego na e^+e^- sudaračima što omogućava ogromnu statistiku događaja koji sadrže B hadrone (Sl. 3.7). Druga važna prednost hadronskih sudarača je produkcija svih vrsta B hadrona, dok se na b fabrikama izučavaj samo $B^\pm$ i B^0 mezoni koji se uglavnom kreiraju u raspadu $\Upsilon(4S)$ rezonanci. Ovo omogućava da se u eksperimentima na hadronskim sudaračima rade mnoga jedinstvena merenja, kao što su oscilacije B_s^0 mezona, vreme života i masa $B_c^\pm$ mezona, kao i da se traga za novim barionima koji sadrži b kvark. Treća prednost eksperimenata na hadronskim sudaračima je veliki *boost* impulsa B hadrona. Ovaj *boost* znatno uvećava njihovu srednju dužinu raspada u laboratorijskom sistemu. Zahvaljujući ovom *boost*-u, moguće je preciznije merenje sopstvenog vremena života B hadrona. Ova prednost postaje važna, npr. u studijama vremenske evolucije B_s^0 sistema. Nasuprot hadronskim sudaračima, na b -fabrikama B hadroni se proizvode na pragu mase i njihov impuls u laboratorijskom sistemu je relativno mali.

²⁷ Belle-2 eksperiment puštanje u rad planirano za 2015. godinu.

²⁸ Eksperimenti Belle i BaBar nazivaju se tzv. eksperimentni *B-fabrike*.

Istraživanja u oblasti B fizike na ATLAS i CMS eksperimentima, omogućavaju unutrašnji detektor pomoću koga se precizno određuju verteks i putanje tragova kao i specijalizovani B trigeri, koji omogućavaju redukciju leptonskog p_T praga na minimum ($4 - 6$ GeV). I ATLAS i CMS eksperiment u mogućnosti su da sa velikom efikasnošću identifikuju elektrone i mione i imaju veoma dobru rezoluciju verteksa, što im dalje omogućava da imaju veliku statistiku događaja sa raspadima kao što su $J/\psi K_S^0$ i $J/\psi \phi$. Oba eksperimenta nemaju mogućnost razdvajanja $p/K/\pi$ u relevantnom opsegu impulsa, iako se gubitak energije (dE/dx) može koristiti za identifikaciju čestica sa nižim vrednostima impulsa. I pored toga, merenja narušavanja CP simetrije na ATLAS i CMS eksperimentima u kanalima raspada kao što je $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ ²⁹ komplementarni su merenjima LHCb eksperimenta. Takođe, oba eksperimenta imaju veliku efikasnost selekcije za veoma retke B raspade poput $B_q \rightarrow \mu^+ \mu^-$.



Sl. 3.7 Efikasni preseki različitih procesa na hadronskim sudaračima u funkciji od energije u sistemu centra mase (W. J. Stirling) [76].

²⁹ Tzv. *Golden mode* u merenjima narušenja CP simetrije.

4 ATLAS EKSPERIMENT NA LHC-U

4.1 VELIKI HADRONSKI SUDARAČ U CERN-U

Veliki hadronski sudarač, LHC³⁰, u CERN³¹-u je proton-proton sinhrotron, izgrađen u već postojećem kružnom tunelu LEP³² sudarača. Tunel se nalazi ispod Francusko-Švajcarske granice u blizini Ženeve, na maksimalnoj dubini od 175 m, i ima ukupnu dužinu 26.659 km. Lanac unapređenih, već postojećih CERN-ovih akceleratora koristi se za formiranje i ubrzavanje protonskih snopova pre nego što budu ubrizgani u LHC. Da bi se ubrzali do radne energije LHC-a, snopovi protona prolaze kroz Linac2/PSB/PS/SPS³³ lanac gde energija snopov raste od 50 MeV u Linac2 akceleratoru do 450 GeV na izlazu iz SPS-a. Iz SPS akceleratora, snopovi protona prelaze u glavni LHC tunel gde se ubrzavaju do radne energije LHC-a. Kompletna šema akceleratorskog kompleksa prikazana je na Sl. 4.1. Da bi se obezbedilo savijanje protonskog snopa energije 7 TeV u tunelu poluprečnika 4.3 km, potrebno je obezbediti magnetno polje jačine 5.4 T duže celog prstena³⁴. Ovo se postiže pomoću 1232 dipolna superprovodna magnetna, dok se za fokusiranje snopa koristi 392 kvadrupolna superprovodna magnetna. Za hlađenje magnetna koristi se tečni helijum, na temperaturi od 1.9 K, koja je potrebna da bi se postigla superprovodljivost NbTi provodnika magnetna. Konačno ubrzavanje protona do željene energije postiže se pomoću osam superprovodnih radiofrekventnih uređaja koji treba da nadoknade energiju izgubljenu usled sinhrotronskog zračenja.

Snopovi protona koji kruže u akceleratoru nisu kontinualni fluksevi čestica, nego sistem tzv. *bunch*-eva, ili grupa protona, čija je dužina ~ 1 m i koji se sudaraju sa frekvencom od 40 MHz u interakcionim tačkama LHC eksperimenata, što odgovara vremenskom rastojanju između dva uzastopna *bunch*-a od 25 ns. Jedan od najvažnijih parametara koji kvantifikuje performanse sudarača je luminoznost mašine, $\mathcal{L}$, koja određuje broj sudara po jedinici površine (interakcionog regiona) i vremena. Takođe, luminoznost je u vezi sa brojem proton-proton ($p-p$) interakcija po svakom sudaru

³⁰ *Large Hadron Collider*

³¹ *Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire*

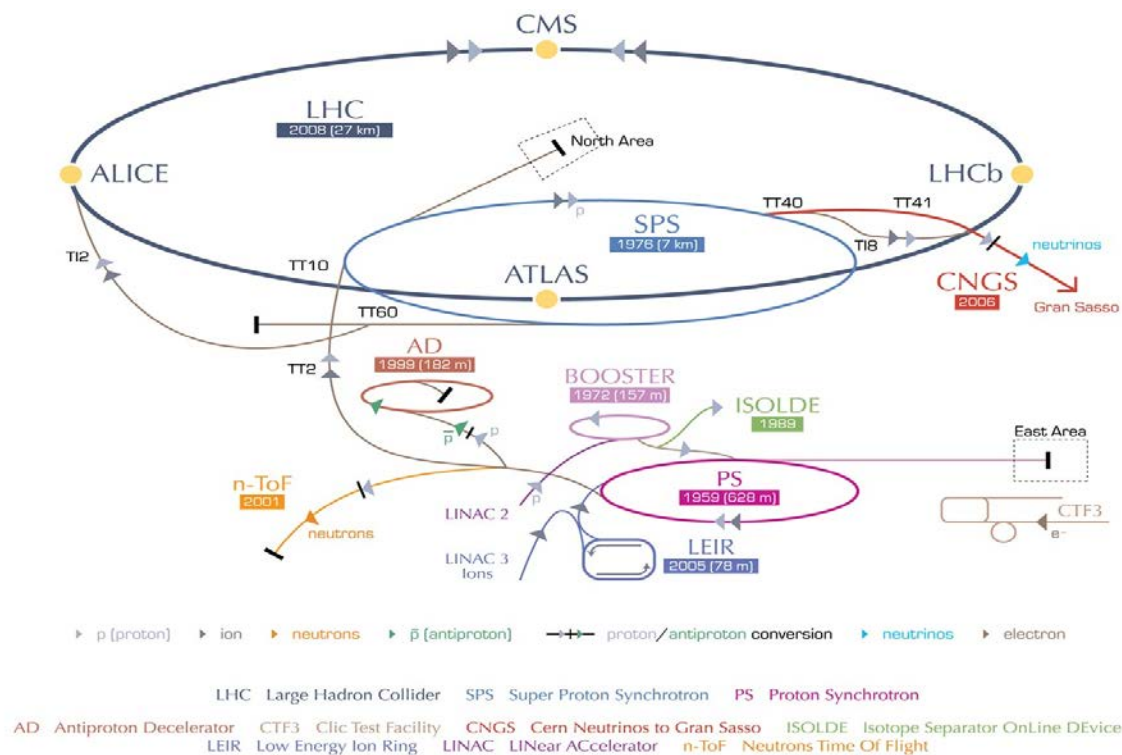
³² *Large Electron-Positron Collider*

³³ *Linac – Linear Accelerator; PSB – Proton Synchrotron Booster; PS – Proton Synchrotron; SPS – Super Proton Synchrotron*

³⁴ Jačina magnetnog polja potrebnog da se savije snop impulsa p [TeV] koji se kreće po krivini radijusa r [km], data je relacijom $B = p/(0.3r)$ [T]. Jačina magnetnog polja je jedan od glavnih limitirajućih faktora u dostizanju željene energije snopa. Polje treba da bude za 50% veće, s obzirom da je nemoguće postići da magneti budu raspoređeni kontinuirano duž prstena.

bunch-eva, odnosno sa *pile-up* događajima. Trenutna luminoznost definisana je kao: $\mathcal{L} = f n_b n_1 n_2 / 4\pi\rho$, gde je n_1 i n_2 broj čestica po *bunch*-evima koji se sudaraju sa frekvencom f , n_b je broj *bunch*-eva po snopu, a ρ profil snopa u ravni ortogonalnoj na pravac snopa. Broj događaja za dati proces sa udelom grananja B_f može biti izračunat kao: $dN_{obs}/dt = \mathcal{L} \sigma_P B_f \varepsilon_r$, gde je $\mathcal{L}$ luminoznost, σ_P je efikasni presek za produkciju čestice P , i ε_r je efikasnost rekonstrukcije datog kanala, što se određuje iz simulacija. Osnovni parametar koji se koristi da bi se izrazila statistika zabeležena na nekom od LHC eksperimenata je integralna luminoznost, $\int \mathcal{L} dt$, prikazana u [*barn*⁻¹]³⁵. Projektovana luminoznost LHC-a je $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, što odgovara frekvenciji ukrštanja *bunch*-eva od 40 MHz i prosečnom broju interakcija po ukrštanju *bunch*-eva od ~ 25 . Veća luminoznost je potrebna s obzirom da mnogi interesantni procesi na energiji LHC-a imaju veoma male efikasne preseke od ~ 1 pb ili manje. Međutim, u početnoj fazi rada LHC-a (uključujući i 2010.) luminoznost i energija protonskih snopova bile su na nižem nivou. U toku 2010. u energija sudara protona u sistemu centra masa bila je 7 TeV, dok je trenutna luminoznost dostizala vrednost do $\sim 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, što je bilo znatno niže od projektovane vrednosti. U poslednjoj godini Run 1 perioda, 2012. godini, energija sudara protona u sistemu centra mase iznosila je 8 TeV dok je trenutna luminoznost dostizala vrednost do $7.7 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, što je gotovo za red veličine bila veća vrednost od predviđene za prve tri godine rada LHC-a. Na Sl. 4.2 prikazano je kako su se menjale vrednosti trenutne luminoznosti tokom prve tri godine rada LHC-a, za date intenzitete *bunch*-eva. Ukupna isporučena integralna luminoznost LHC-a u 2011. i 2012. godini, integralna luminoznost zabeležena ATLAS detektorom, kao i luminoznost relevantna za fizičku analizu na ATLAS-u, koja odgovara podacima koji su prošli proveru kvaliteta prikazana je na Sl. 4.3.

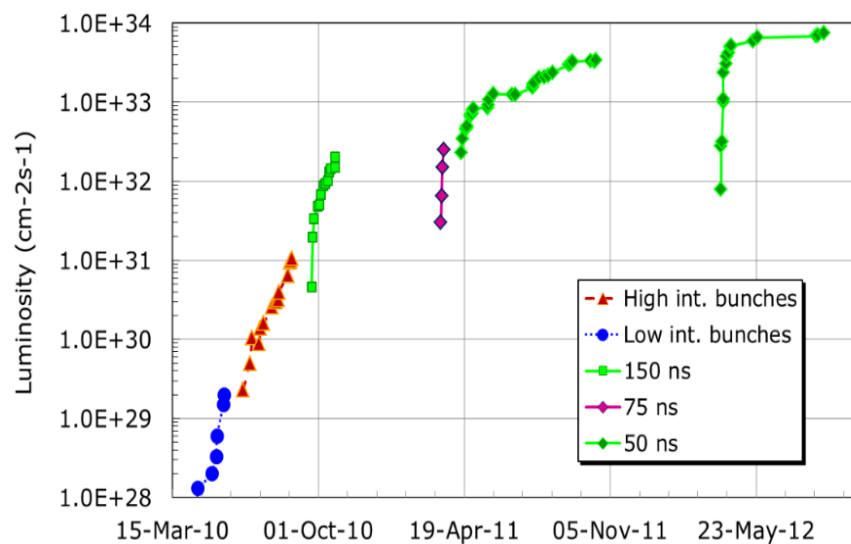
³⁵ 1 barn = 10^{-28} m^2 .



Sl. 4.1 CERN-ov akceleratori kompleks [77].

Vrednosti glavnih parametre LHC-a povezane sa luminoznošću tokom prve tri godine rada LHC-a prikazane su u Tab. 4.1. Radi poređenja, u poslednjoj koloni tabele date su projektovane vrednosti parametara LHC-a. Može se videti da je LHC dostigao ~ 77 % projektovane vrednosti za luminoznost, 4/7 projektovane vrednosti za energiju i 1/2 projektovanog broja *bunch*-eva. Jedan od glavnih razloga za dostignutu impresivnu luminozonost bio je odličan kvalitet isporučenih snopova protona od strane sistema za ubrizgavanje snopova u LHC (*injectors*). Ovaj sistem uspeo je da isporuči snopove sa značajno više protona po *bunch*-u sa nižom vrednošću za emisivnost³⁶ (*emmitance*), nego što je projektovano. Ovo je posebno značajno za snopove sa vremenskom razdvojenosti od 50 ns između *bunch*-eva.

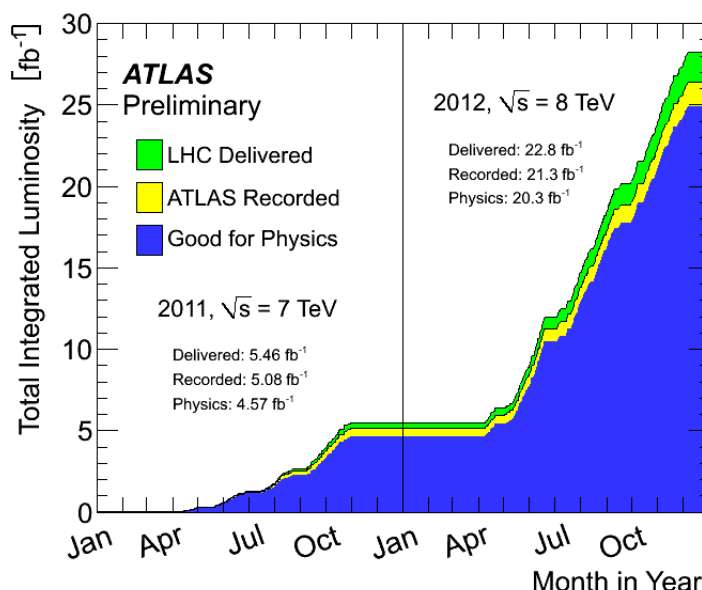
³⁶ Emisivnost snopa – definisana je kao oblast u faznom prostoru koja sadrži čestice (generalno elipsa). Normalizovana emisivnost je veličina koja se održava u odnosu na ubrzavanje snopa čestica, i stoga se koristi za merenje određivanja kvaliteta snopa. Povezana je sa intenzitetom emitovane svetlosne energije.



Sl. 4.2 Promena maksimalne luminoznosti za vreme rada LHC-a od 2010. do 2012. godine [78].

Tab. 4.1 Pregled parametara vezanih za performanse LHC-a tokom Run 1 perioda.

Parametar	2010	2011	2012	Proj. vred.
Energija snopa [TeV]	3.5	3.5	4	7
Maks. luminoznost [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	2.1×10^{32}	3.5×10^{33}	7.7×10^{33}	10^{34}
Broj <i>bunch</i> -eva u prstenu	368	1380	1380	2808
Vrem. rast. <i>bunch</i> -eva [ns]	150	75/50	50	25
Broj protona po <i>bunch</i> -u	1.2×10^{11}	1.45×10^{11}	1.7×10^{11}	1.15×10^{11}
Norm. emisivnost [mm · mrad]	≈ 2.0	≈ 2.4	≈ 2.5	3.75
Dep. energija po snopu [MJ]	≈ 28	≈ 112	≈ 140	≈ 362
Sr. broj događaja po ukrštanju	4	17	38	26



Sl. 4.3 Ukupna isporučena integralna luminoznost LHC-a (zeleno), zabeležena ATLAS detektorom (žuto) i luminoznost korišćena za analizu (plavo) na energiji sudara protona $\sqrt{s} = 7$ TeV i $\sqrt{s} = 8$ TeV, u 2011. i 2012. godini [79].

4.2 ATLAS DETEKTOR

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [80, 81] je detektor opšte namene na Velikom hadronskom sudaraču. Eksperiment je dizajniran na takav način da omogućiti merenje širokog spektra fizičkih procesa, od preciznih merenja parametara Standardnog modela do potrage za procesima nove fizike, i da radi u punom rasponu luminoznosti koju može da isporuči LHC.

ATLAS je najveći detektor na LHC-u i u fizici čestica koji je do sada konstruisan. Ima težinu od oko 7000 t, dužinu 44 m, visinu 25 m i simetričan je napred-nazad u odnosu na tačku interakcije. Širok program fizike na ATLAS-u obuhvata opservaciju Higsovog bozona, merenje njegovih svojstava i traganje za fenomenima izvan Standardnog modela. Program takođe obuhvata i precizna merenja parametara Standardnog modela, kao što su masa top kvarka i gradijentnih bozona, njihove jačine sprežanja, elementi CKM matrice i narušenje CP simetrije. Da bi uspešno odgovorio na sve ove izazove detektor mora da ispuni sledeće zahteve:

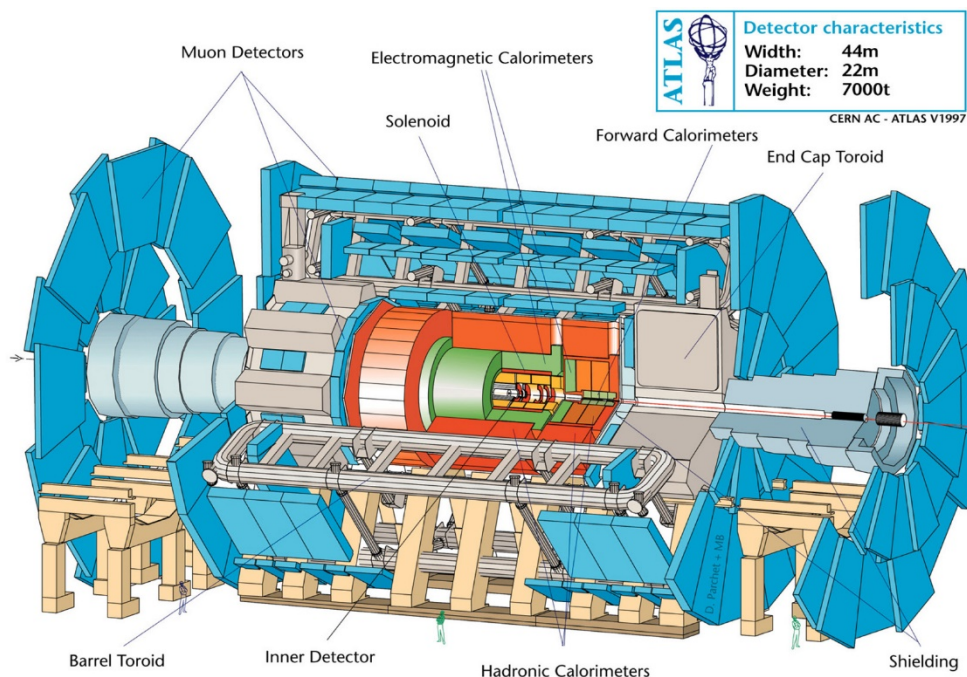
- brzu i na zračenje otpornu elektroniku i senzorske elemente da bi se nosio sa eksperimentalnim uslovima na LHC-u,

- da ima visoku granularnost da bi se upravljalo fluksevima čestica i *pile-up* događajima,
- da pokriva veliku oblast po pseudorapiditetu i da ima gotovo punu pokrivenost po azimutalnom uglu,
- da ima sistem za identifikaciju tragova sa dobrom rezolucijom impulsa naelektrisanih česticea i visoku efikasnost rekonstrukcije,
- veoma dobre elektromagnetne i hadronske kalorimetre,
- specijalizovani sistemi za efikasnu identifikaciju miona koji omogućava merenje njihovih impulsa sa visokom preciznoću,
- dobre verteks detektore kako bi bilo moguće precizno određivanje sekundarnih vertkisa,
- efikasan trigger sistem sa dovoljnim odbacivanjem fonskih procesa.

Da bi ispunio ove uslove ATLAS detektor konstruisan je od nekoliko slojeva komplementarnih podsistema, od kojih svaki ima drugačiji zadatak. Unutrašnji detektorski sistem za identifikaciju tragova nalazi se u centralnom delu ATLAS-a u blizini cevi snopa, i okružen je solenoidnim magnetom. Sledeći slojevi su elektromagnetni i hadronski kalorimetri, iza kojih sledi najudaljeniji poddetektor, mionski spektrometar sa toroidnim magnetnim sistemom sa vazдушnim jezgrima. ATLAS detektor ilustrovan je na Sl. 4.4, i Tab. 4.2 prikazuje koje čestice mogu biti detektovane u kojim podsistemima.

Tab. 4.2 Različite čestice mogu biti detektovane u različitim podsistemima, unutrašnji detektor (ID), elektromagnetni kalorimetar (ECAL), hadronski kalorimetar (HCAL) i mionski spektrometar (MS). Neutrini su detektovani indirektno pomoću drugih čestica u događaju i nedostajuće energije (E_T^{miss}) ili nedostajućeg transverznog impulse (missing transverse momentum – p_T^{miss}).

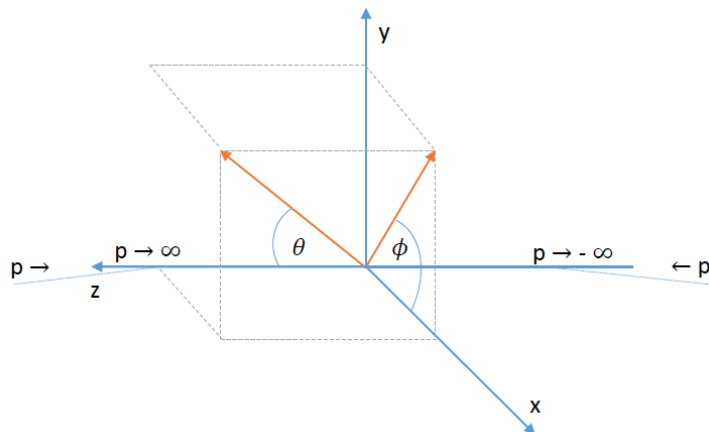
Čestica	ID	ECAL	HCAL	MS
Elektron	✓	✓		
Foton		✓		
Mion	✓			✓
Nalektrisani hadron	✓		✓	
Neutralni hadron			✓	
Neutrino				



Sl. 4.4 Šematski prikaz ATLAS detektora i njegovih podsistema [82].

4.2.1 Koordinatni sistem ATLAS detektora

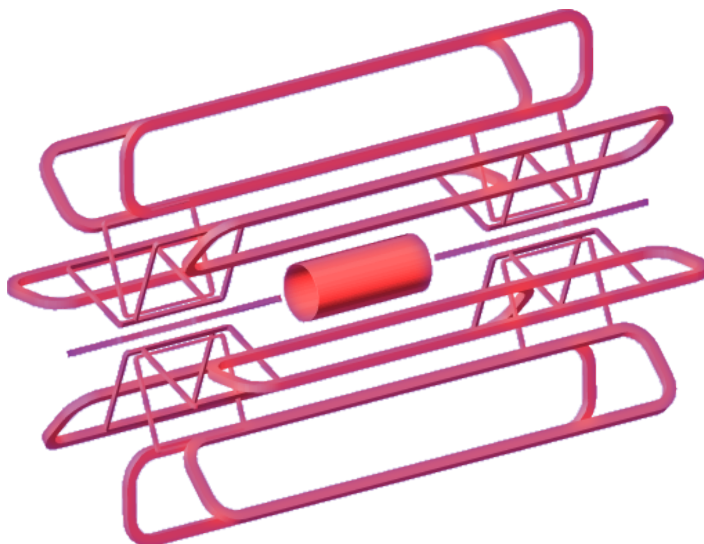
Za opis ATLAS detektora i putanja čestica proizvedenih u p - p sudarima koristi se desni Dekartov koordinatni sistem predstavljen na Sl. 4.5. Početak koordinatnog sistema zadat je sa nominalnom interakcionom tačkom (IP), a z - osa je definisana duž pravca snopa. xy ravan normalna je na pravac snopa, a pozitivna x - osa usmerena je ka centru LHC-a akceleratoriskog *prstena*, dok je y - osa usmerena na gore. Azimutalni ugao je ϕ je ugao oko ose snopa, a $\phi = 0$ označava pozitivnu x - osu. Polarni ugao θ je ugao meren od pozitivne z - ose: $\tan \theta = r/z$, sa $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. U hadron-hadron sudaračima kao što je LHC, obično se umesto θ ugla upotrebljava *pseudorapiditet* η , definisan kao $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$. Rastojanje ΔR definisano je sa $\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2}$. Transverzalni impuls p_T i transverzalna energija E_T definisani su u x - y ravni.



Sl. 4.5 Koordinatni sistem koji se koristi za ATLAS detektor.

4.2.2 Magnetni sistem

Da bi se identifikovale i merile putanje naelektrisanih čestica svaki detektor čestica treba da bude ugrađen u magnetno polje. Magnetni sistem ATLAS detektora [83] čine centralni solenoid koji generiše magnetno polje u oblasti unutrašnjeg detektora i sistem od tri velika toroidna magneta sa vazдушnim jezgrom (*air-core toroids*) koji generišu magnetno polje u oblasti mionskog spektrometra. Šematski prikaz magnetnog sistema ATLAS detektora prikazan je na Sl. 4.6.



Sl. 4.6 Magnetni sistem ATLAS detektora [84].

Centralni solenoid smešten je na prelazu između unutrašnjeg detektora i elektromagnetnog kalorimetra sa kojim deli isti kriostat za hlađenje, i generiše homogeno aksijalno magnetno polje jačine 2 T koje uzrokuje skretanje naelektrisanih čestica u x - y ravni. Toliko jako magnetno polje omogućava da su čak i veoma energične čestice dovoljno skrenute da bi im se izmerio impuls. Pri tome gotovo uniforman pravac i jačina magnetnog polja omogućavaju veoma precizna merenja.

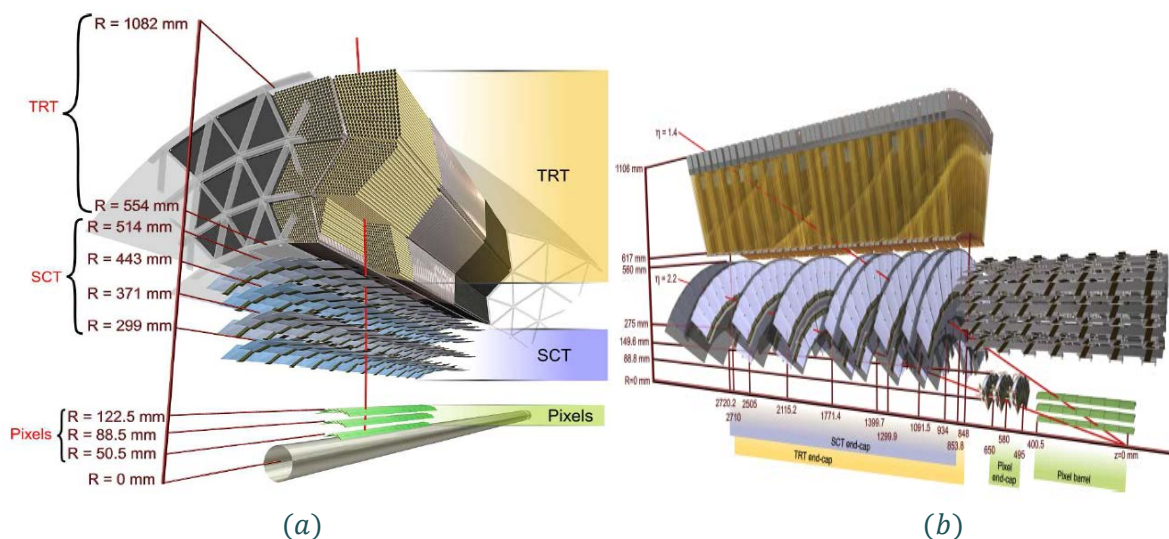
Spoljašnje magnetno polje sastoji se od tri toroidna magneta sa vazдушnim jezgri (*air-core toroids*), generišući tangencijalno magnetno polje u mionskom spektrometru: jedan u *barrel*-u i dva u *endcap*-ovima. Svaki od tri toroidna magneta sastoji se od osam superprovodnih kalemova. Jačina skretanja čestice u magnetnom polju iznosi od 1.5 do 5.5 Tm u *barrel*-u ($0 < |\eta| < 1.4$) i od 1 do 7.5 Tm u *end-cap*-u ($1.6 < |\eta| < 2.7$) . Celokupni superprovodni magnetni sistem hladi se tečnim helijumom na temperaturi od 4.5 K.

4.2.3 Unutrašnji detektor

Unutrašnji detektor (ID) ATLAS eksperimenta [85] postavljen je oko tačke interakcije unutar magnetnog polja solenoida, ima cilindričnu geometriju, dužine 7 m i prečnika 2.3 m i koristi se za identifikaciju tragova i merenje impulsa naelektrisanih čestica u oblasti pseudorapiditeta $|\eta| < 2.5$. Unutrašnji detektor se sastoji od tri nezavisna, ali komplementarna detektorska podsistema, prikazana na Sl. 4.7: poluprovodnički piksel detektor (*Pixel detector*), poluprovodnički sistem tračica (*Semiconductor tracker-SCT*) i sistem cevčica u spoljnoj oblasti unutrašnjeg detektora (*Transition Radiation Detector-TRT*).

Unutrašnji detektor je dizajniran da ima najbolju preciznost merenja u transverzalnoj ravni (s obzirom da su naelektrisane čestice uglavnom skrenute u XY ravni). Relativna rezolucija transverzalnog impulsa je $(\Delta p_T)/p_T = 0.04\% \times p_T \oplus 2\%$ (p_T u GeV), dok je rezolucija *parametra sudara*³⁷ $\sim 15 \mu\text{m}$ u transverzalnoj ravni. Kratak pregled osnovnih karakteristika za tri ATLAS-ova podsistema unutrašnjeg detektora prikazan je u Tab. 4.3.

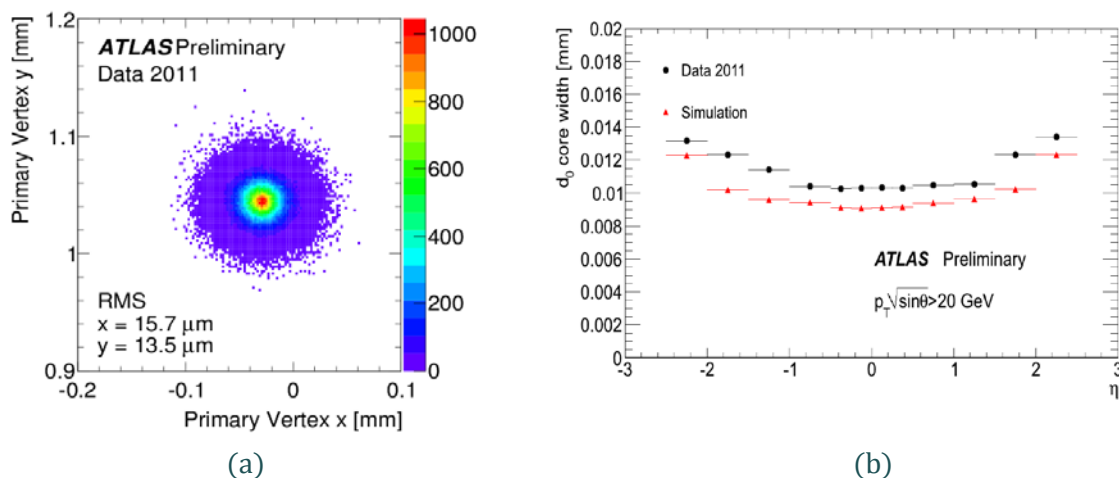
³⁷ Parametar sudara - Minimalno rastojanje



Sl. 4.7 Šematski prikaz ATLAS-ovog unutrašnjeg detektora: barrel deo sa prikazom senzora i strukturnih elemenata sa putanjom visokoenergetske čestice (a), endcap deo u kome su prikazane putanje dve visokoenergetske naelektrisane čestice (b) [80].

- Pixel detektor je detektorski sistem smešten najbliže tački interakcije i ima visoku granularnost sa oko 80 miliona tačkastih silikonskih objekata (piksel ćelije), što omogućava merenje tragova sa velikom preciznošću. Detektor se sastoji od 1744 silicijumskih piksel modula [86] raspoređenih u tri koncentrična barrel sloja i dva end-cap-a sa po tri diska u svakom (Sl. 4.7). Aktivna površina svakog modula je $16.4 \text{ mm} \times 60.8 \text{ mm}$, dok je veličina svakog piksela $50 \text{ } \mu\text{m} \times 400 \text{ } \mu\text{m}$. Rezolucija piksel modula je $\sim 10 \text{ } \mu\text{m}$ u $R-\phi$ pravcu i $115 \text{ } \mu\text{m}$ u z koordinati u barrel-u (odnosno R koordinati u end-cap-u). Prvi sloj detektora, nazvan B-sloj, nalazi se na samo 5 cm od ose snopa obezbeđujući veću preciznost rekonstrukcije primarnog verteksa ³⁸. Ovaj deo unutrašnjeg detektora omogućava detekciju čestica koje potiču iz sekundarnih verteksa, i iz tog razloga ima ključnu ulogu u identifikaciji (tagiranju) b -džetova i rekonstrukciji τ -leptona. Na Sl. 4.8 prikazana je rezolucija primarnog verteksa u $x-y$ ravni, i rezolucija transverznog parametra sudara.

³⁸ Primarni verteks -



Sl. 4.8 Raspodela rekonstruisanih primarnih verteksa u xy ravni (a) [87] i rezolucija transverznog parametra sudara traga u funkciji od pseudorapiditeta traga za $p_T\sqrt{\sin\theta} > 20 \text{ GeV}$ (b) [88].

- *Semiconductor tracker* (SCT) je smešten oko piksel detektora i sastoji se od četiri cilindrična sloja u *barrel*-u i devet diskova u dva *end-cap*-a. SCT čini oko 6.3 miliona silicijumskih tračica koje obezbeđuju još 8 preciznih merenja (4 prostorne tačke ili pogodaka) za svaki trag. Moduli SCT detektora sastoje se od dva para sensora silicijumskih tračica širine od $80 \mu\text{m}$ i dužine 12 cm. Mali stereo ugao od 40 mrad između slojeva sensora koristi se za merenje položaja duž trake, obezbeđujući tako merenje obe koordinate. Rezolucija SCT modula je $17 \mu\text{m}$ u $R-\phi$ pravcu i $580 \mu\text{m}$ u z pravcu u *barrel*-u (R u *endcap*-u).
- *Transition radiation tracker* (TRT) je najudaljeniji i najveći sistem unutrašnjeg detektora smešten oko SCT detektora. Dizajniran je tako što kombinuje driftne komore sa detektorom tranzicione radijacije, obezbeđujući na taj način važan doprinos preciznom merenju impulsa naelektrisanih čestica i identifikaciji elektrona u *standalone* režimu. Sastoji se od oko 300,000 proporcionalnih driftnih cevčica (*straws*) prečnika 4 mm koje imaju žicu u centru. Cevčice su grupisane u 176 modula. *Barrel* deo se sastoji od 96 modula, raspoređenih u tri *barrel* sloja sa 32 modula svaki [86] i 72 sloja cevčica. Svaki od TRT *end-cap*-ova sastoji se od 20 modula sa ukupno 160 ravni cevčica. U *barrel* delu cevčice su raspoređene paralelno osi snopa, dok su u *end-cap*-u radijalno raspoređene. Svojstvena rezolucija dobijena merenjem vremena drifta jonizacionog klastera iznosi $\sim 130 \mu\text{m}$. TRT obezbeđuje identifikaciju elektrona detekcijom fotona

emitovanih u radijacionom materijalu³⁹ (*transition radiation photons*) između cevčica.

Kombinacija detektora za precizna merenja parametara tragova u manjem poluprečniku i TRT u većem poluprečniku daje veoma snažan obrazac za prepoznavanje (*pattern recognition*) i veliku preciznost u obe $R-\phi$ i z koordinate. Iako TRT ima manju preciznost po pogodku (u poređenju sa dva silicijumska detektora), kombinacija izmerenog dužeg traga i relativno veliki broj pogodaka obezbeđuje značajan doprinos merenju impulsa.

Tab. 4.3 Pregled osnovnih karakteristika tri ATLAS-ova ID podsistema.

ID podsistem	Veličina elementa	Rezolucija [μm]	Pogodak u barrel-u	Poluprečnik sloja barrel-a [mm]
Pixel	$50\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$	10×115	3	50.5, 88.5, 122.5
SCT	$80\ \mu\text{m}$	17×580	8	299, 371, 443, 514
TRT	4 mm	130	~ 30	od 554 do 1082

Unutrašnji detektor uspešno je pušten u rad u 2008. godini, i od 2009. godine operisao je sa efikasnošću većom od 99% u toku prikupljanja podataka [88].

Unutrašnji detektor posebno je osetljiv na povećanje broja čestica sa *pile-up*-om. Povećanje zauzetosti detektora po događaju, odnosno deo kanala koji treba da bude očitao iz svakog podsistema, predstavlja izazov za elektroniku za očitavanje pojedinih podsistema. Piksela detektor, kao detektor najbliži tački interakcije, ima najviši fluks čestica, ali ima najnižu zauzetost sistema zbog visoke granularnosti. Trakice u SCT-u su veće od piksela tako da je najveća zauzetost u silicijumskim detektorima u prvom sloju SCT-a. TRT, koji ima manju granularnost od silicijumskih detektora, ima još veću zauzetost. Povećana zauzetost detektora čini rekonstrukciju tragova izazovnijom, što može dovesti do degradiranja rezolucije parametra traga, smanjene efikasnosti i lažnih tragova (*fake tracks*)⁴⁰ iz slučajnih kombinacija pogodaka. Degradacija kvaliteta u rekonstrukciji tragova utiče na rekonstrukciju verteksa što rezultuje u nižoj efikasnosti i povećanjem lažnih tragova: tj. verteksi rekonstruisani slučajnom kombinacijom

³⁹ Polipropilen vlakna barrel-u ili folije u *end-cap*-u

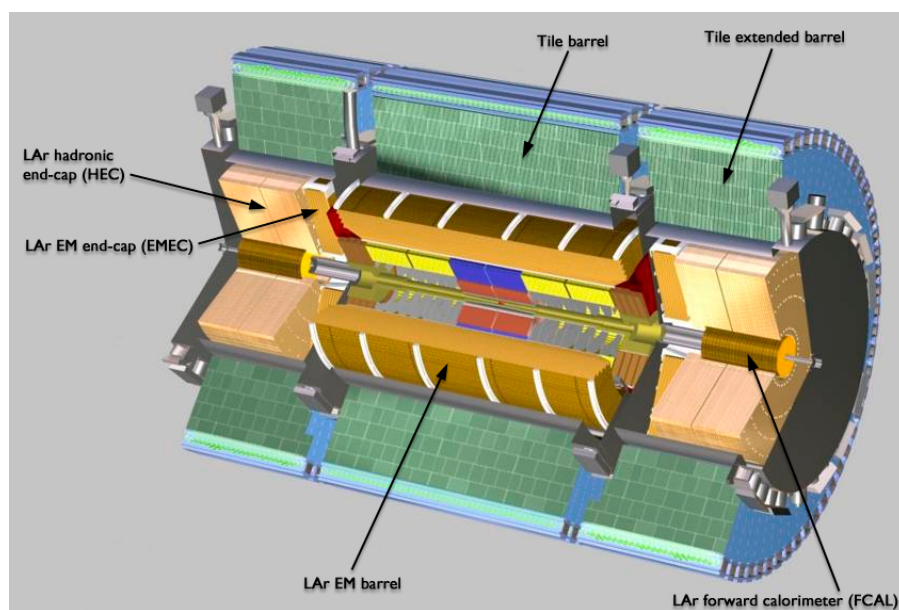
⁴⁰ *Fake tracks* – su tragovi koji nisu asocirani ni sa jednim tragom naelektrisane čestice iz simulacije. Sa povećanjem broja *pile-up* događaja, broj ovih tragova se povećava. Za dobre performanse unutrašnjeg detektora, broj *fake* tragova treba da se održava ispod broja tragova iz *pile-up* događaja.

tragova i/ili lažnih tragova. Sa povećanjem gustine sudara degradira se rezolucija verteksa kada je obližnji trag uključen u verteks ili su dva obližnja traga spojena u jedan rekonstruisani verteks. Algoritmi tragova i verteksa su stoga dizajnirani da minimiziraju uticaj takvih efekata iz okruženja velike gustine.

Preciznost merenja parametara traga utiče direktno na merenje rezolucije mase, vremena života, sekundarnih verteksa itd. dok je niska frekvenca *lažnih* tragova od suštinske važnosti da obezbedi pouzdan sistem za identifikaciju tragova.

4.2.4 Kalorimetarski sistem

ATLAS detektor, kao i većina detektora, ima dva različita kalorimetra, što uzima za prednost činjenica da elektroni i fotoni interaguju različito od hadrona sa materijom. Kalorimetarski sistem okružuje unutrašnji detektor i solenoidni magnet i čine ga elektromagnetni kalorimetar, dizajniran da meri pravac i energiju elektrona i fotona, i hadronski kalorimetar dizajniran da meri pravac i energiju džetova (hadrona), kao i nedostajuću transverzalnu energiju, E_T^{miss} .



Sl. 4.9 Kalorimetarski sistem ATLAS detektora [80].

Kalorimetarski sistem ATLAS detektora [89] prikazan je na Sl. 4.9. I elektromagnetni i hadronski kalorimetar podeljeni su na *barrel* i dve *end-cap* oblasti. Elektromagnetni *barrel* kalorimetar pokriva oblast pseudorapiditeta $|\eta| < 1.475$, dok

elektromagnetni *endcap* kalorimetri pokrivaju oblast od $1.375 < |\eta| < 3.2$. Hadronski *barrel* kalorimetar pokriva oblast pseudorapiditeta od $|\eta| < 1.7$, dok hadronski *endcap* kalorimetar pokriva oblast od $1.5 < |\eta| < 3.2$. *Forward* kalorimetri koji su deo hadronskog *endcap* kalorimetra pokrivaju oblast od $3.1 < |\eta| < 4.9$.

Elektromagnenti kalorimetar (ECAL) je *heterogeni*⁴¹ (*sampling*) kalorimetar, sa tečnim argonom (*liquid-argon*, LAr) kao aktivnom sredinom i olovom kao apsorberom. Karakteriše ga specifična geometrija, gde su slojevi (ploče) apsorbera i elektroda raspoređeni u obliku harmonike (*accordion*), koja omogućava brz⁴² i uniforman odgovor u smislu linearnosti i rezolucije u funkciji od ϕ . Tečni argon je izabran zbog karakterističnog linearnog ponašanja, stabilnosti odgovora tokom vremena, kao i visoke otpornosti na zračenje. ATLAS-ov EM kalorimetar odlikuje se i visokom granularnošću, koja za prvi sloj (od tri) iznosi $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.003 \times 0.1$, čime je obezbeđeno dobro razdvajanje fotona i π^0 , i elektrona i π , i omogućava precizno merenje položaja po η . Energetska rezolucija EM kalorimetra je $\sigma/E = 10\%/\sqrt{E}(\text{GeV})$, dok je rezolucija polarnog ugla pljuska čestica $\Delta\theta = 50 \text{ mrad}/\sqrt{E}(\text{GeV})$. Veličina EM pljuska za datu energiju elektrona/fotona dobro je poznata i zavisi linearno od *radijacione dužine*⁴³ materijala kalorimetra. Ukupna debljina EM kalorimetra je $> 24X_0$ (gde je X_0 radijaciona dužina) u barrel-u, dok je $> 26X_0$ u endcap-u. Debljina ploča apsorbera zavisi od η i optimizovana je da proizvede najbolju energetska rezoluciju. Ukupni materijal koji *vidi* čestica pre kalorimetra iznosi $2.3X_0$ u $\eta = 0$, i raste sa pseudorapiditetom u barrel-u zbog ugla čestice. Da bi se korigovao ovaj gubitak energije elektrona i fotona na putu do kalorimetra koristi se LAr *presampler* detektor, duž cele η oblasti ($\eta < 1.8$).

Hadronski kalorimetar (HCAL). *Barrel* region je heterogeni *tile* kalorimetar⁴⁴ u kome se koriste gvozdene ploče kao pasivna sredina, i scintilacione pločice (*tiles*) kao aktivna sredina. Primenjena je takva geometrija da su umesto normalno na pravac pljuska koji se razvija u hadronskoj kaskadi, ploče orijentisane paralelno sa njim, čime

⁴¹ Barrel i endcap moduli su podeljeni na tri longitudinalna uzdužna sloja (*samplings*).

⁴² Smanjeno vreme sakupljanja signala, što je kritičan parametar za rad u LHC okruženju.

⁴³ Jedna radijaciona dužina, X_0 – karakteristika materijala koja zavisi od rednog broja Z i gustine materijala, i definisana je kao rastojanje duž kojeg visokoenergetski elektron u proseku izgubi svu osim $1/e$ -tog dela energije putem zakročnog zračenja, i kao $7/9$ srednje dužine puta za kreaciju para visokoenergetskog fotona. To je takođe i odgovarajuća skala dužine za opisivanje elektromagnetnih kaskada.

⁴⁴ *Tile* kalorimetar sastavljen je iz tri dela: barrel-a i dva *produžena* barrel-a.

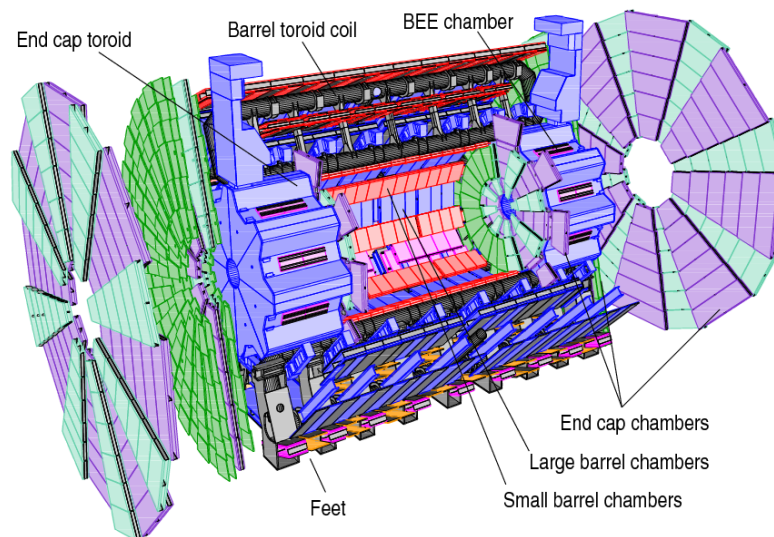
je naglašena longitudinalna i transverzalna segmentacija i omogućena odlična energetska rezolucija hadronskog kalorimetra. *End-cup* (HEC) i *forward* (FCal) kalorimetri su takođe heterogeni kalorimetri sa tečnim argonom kao aktivnom sredinom i bakar-volframom kao pasivnom sredinom.

Hadronski kalorimetar je mnogo manje segmentisan od EM kalorimetra pošto ne mora da obezbedi tako dobru prostornu separaciju (pljusak džetova je mnogo širi od pljuska elektrona ili fotona). Sa druge strane, hadronski kalorimetar je mnogo veći u poređenju sa EM kako bi sprečio proboj hadronskih pljuskova u mionski sistem.

Posebna odlika hadronskog kalorimetra je njegov *forward* deo, koji se proteže do $|\eta| < 4.9$, i podeljen je longitudinalno (uzdužno) na elektromagnetni odeljak i dva hadronska odeljka. Njime je omogućeno tagiranje, rekonstrukcija i (potencijalno) trigerovanje džetova u prednjoj (*forward*) oblasti. Ovaj kalorimetarski deo povećava i pokrivenost i hermetičnost ATLAS detektora i obezbeđuje tačno merenje nedostajuće transverzalne energije. Energetska rezolucija hadronskog kalorimetra ATLAS detektora je $\sigma/E \approx (0.42/\sqrt{E} + 0.018/E) \oplus 1.8/E$ (gde je E u GeV-ima), dok je segmentacija $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$.

4.2.5 Mionski sistem

Mionski spektrometar ATLAS detektora [90] dizajniran je za precizno merenje tragova i impulsa miona u oblasti pseudorapiditeta $|\eta| < 2.7$ i za trigerovanje miona u oblasti $|\eta| < 2.4$. Konceptualni izgled mionskog spektrometra prikazan je na Sl. 4.10.

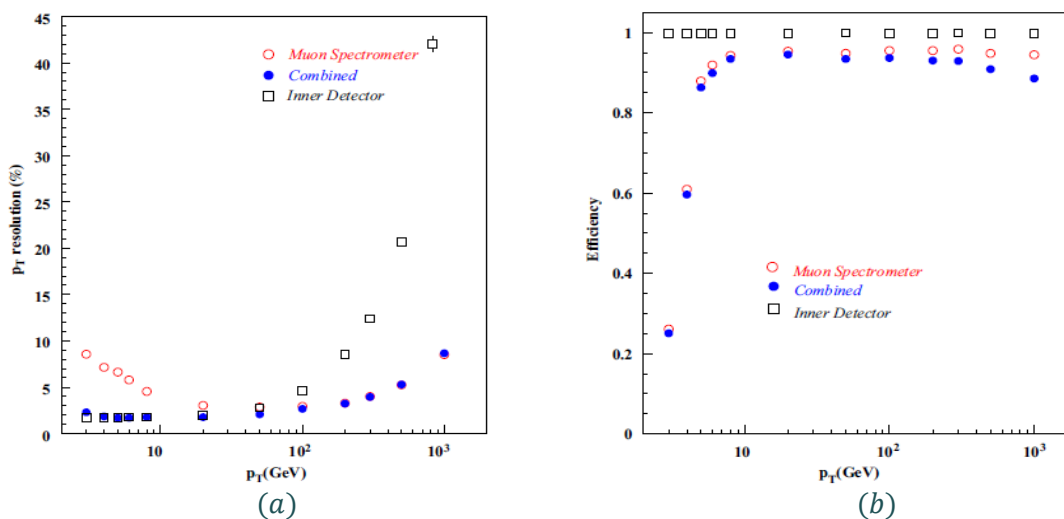


Sl. 4.10 Mionski sistem ATLAS detektora [91].

U *barrel* regionu ($|\eta| < 1.4$) merenje impulsa se obavlja u tri cilindrično raspoređena nivoa, tzv. stanice, u *end-cap*-ovima stanice su postavljene vertikalno u odnosu na z-osu. Precizno merenje impulsa odvija se u u MDT (*Monitored Drift Tubes*) i CSC (*Cathode Strip Chambers*) komorama. CSC komore se nalaze bliže tački interakcije i u oblasti $2 < |\eta| < 2.7$ i imaju veću granularnost zbog većeg broja tragova. Jako magnetno polje (0.5 – 2 T) koje generišu superprovodni *air-core* toroidni magneti smešteni između stanica, vrši skretanje miona u magnetnom polju i time omogućava merenje njihovog impulsa i znaka naelektrisanja.

Jedinstvenost mionskog spektrometra je u činjenici da on može da meri impulse miona nezavisno od unutrašnjeg detektora, u tzv. *standalone* režimu. Očekivana vrednost rezolucije impulsa miona u ovom režimu je 2–3 % za mione čiji je $p_T > 10$ GeV, dok rezolucija energičnih miona (od ~ 1 TeV) iznosi oko 10%. Za niskoenergetske mione ($p_T < 4$ GeV) rezolucija impulsa mionskog spektrometra je znatno lošija usled činjenice da mioni veliki deo svoje energije deponuju u materijalu ispred spektrometra. Na Sl. 4.11 prikazana je očekivana rezolucija transverzalnog impulsa rekonstruisanog traga u mionskom spektrometru i unutrašnjem detektoru u funkciji od p_T korišćenjem simuliranih događaja u ATLAS-u [92]. Može se videti da je za mione sa $p_T > 40$ GeV rezolucija impulsa u mionskom spektrometru bolja od rezolucije dobijene za unutrašnji detektor.

Zbog velikih dimenzija mionskog sistema, vreme preleta miona je uporedivo sa vremenskim periodom ukrštanja snopova. Zbog toga je od ključnog značaja veoma brz odgovor detektora za trigerovanje miona, i za to se koriste dva tipa detektora: RPC (*Resistive Plate Chambers*) u *barrel*-u, i TGC (*Thin Gap Chambers*) u *end-cap*-ovima, čija vremenska rezolucija iznosi 1 ns. Ovi detektori obezbeđuju merenje druge, azimutalne koordinate ϕ .

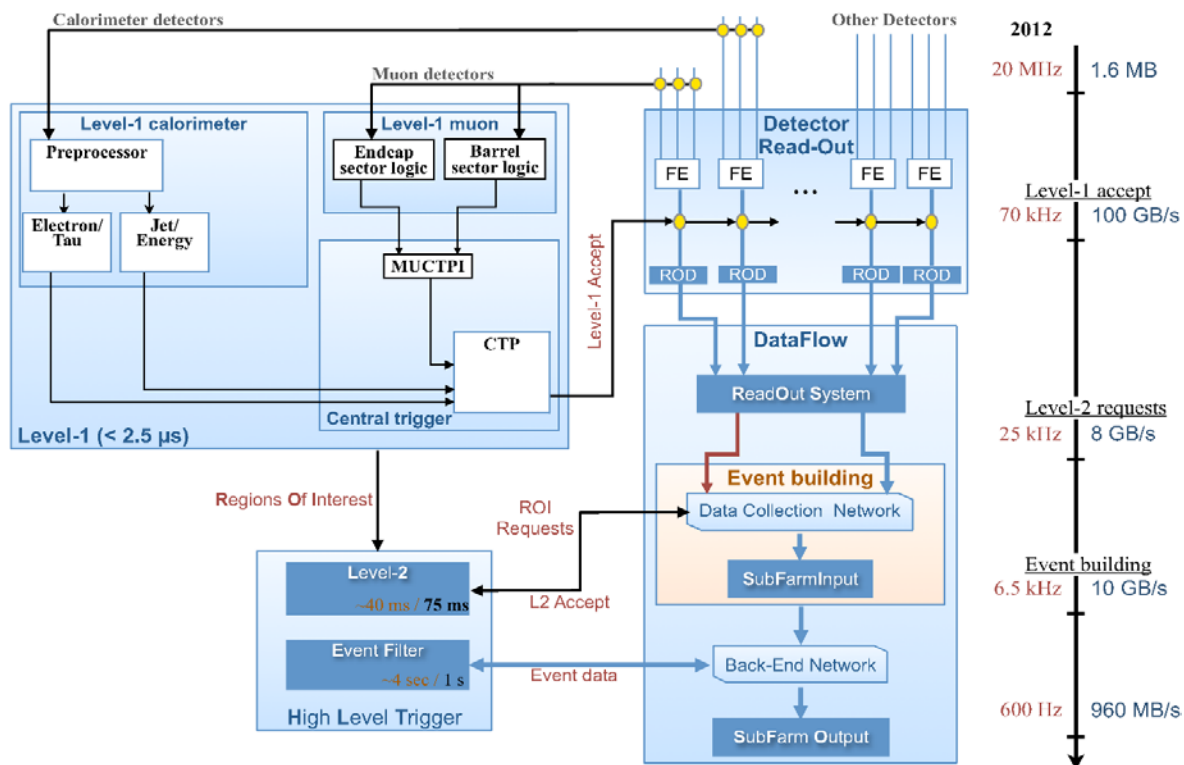


Sl. 4.11 Rezolucija transversalnog impulsa miona sa tragom rekonstruisanim u unutrašnjem detektoru i mionskom spektrometru [92].

4.2.6 Sistem za trigeroвање događaja na ATLAS eksperimentu

ATLAS-ov triger i DAQ (*Data Acquisition System*) sistem [81] zasnovan je na *online* selekciji događaja. Triger sistem sastoji se iz tri nivoa za selekciju događaja: L1 (*Level 1*) [93], L2 (*Level 2*) i EF (*Event Filter*). L2 i EF se nazivaju HLT trigerima (*High Level Trigger*) [94]. Svaki sledeći nivo redefiniše odluke koji donosi prethodni nivo i, gde je potrebno, primenjuje nove selekzione kriterijume.

Tokom rada na projektovanoj luminoznosti od $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, frekvencija ukrštanja snopova na LHC-u biće 40 MHz. Zadatak triger sistema je da ovu početnu frekvenciju svede na ~ 300 Hz, za *offline* skladištenje podataka i njihovo procesiranje, odnosno da početni broj događaja od $\approx 10^9$ proizvedenih svake sekunde svede na ~ 300 . Na Sl. 4.12 prikazan je šematski dijagram ATLAS triger i DAQ sistema. Može se videti da je u 2012. prosečna frekvencija snimanja podataka bila 1000 Hz.



Sl. 4.12 Funkcionalni dijagram ATLAS-ovog trigger sistema i sistema za akviziciju podataka (DAQ) tokom rada LHC-a u Run 1 periodu [95].

L1 trigger je prvi nivo identifikacije interesantnih događaja iz sudara, koji redukuje ulaznu frekvencu podataka od 40 MHz do maksimalne projektovane vrednosti od 75 kHz. Na L1 nivou izlazna frekvenca u 2011. bila je oko 60 kHz, dok je u 2012. bila oko 70 kHz, sa ulaznom frekvencom od 20 MHz. L1 trigger sistem baziran je na sofisticiranoj elektronici i brzom odgovoru, koji selektuje događaje na osnovu sirove informacije (detektorskih signala) iz specijalizovanih detektorskih trigger sistema u kalorimetru i mionskom spektrometru. U kalorimetarskom L1 triggeru (L1Calo) identifikuju se elektroni, fotoni, džetovi visokog p_T , kao i velika nedostajuća transversalna energija, dok se pomoću mionskog L1 triggera (L1Muon), odnosno RPC i TGC komora u mionskom spektrometru, identifikuju mioni visokog p_T . Informacija iz pod-trigger procesora prosleđuje se u *Central Trigger Logic* (CTL) koji kombinuje ove informacije kako bi doneo odluku da li da prihvati/odbaci zadrži informaciju o događaju, koja se tokom ovog vremena drži u *pipeline* memoriji. Ovu memoriju čine integrisana kola, i zbog toga se kaže da je LVL1 nivo hardverski trigger. Ukupno vreme za odgovor L1 nivoa triggera je $< 2.5 \mu s$, čime je informacija od interesa po ukrštanju snopova nedvosmisleno određena.

Kada događaj prođe L1 triger, on se zapisuje u *Readout Drivers* (ROD), a zatim u *Readout Buffers* (ROB), gde ostaje dok ne bude prihvaćen/odbačen od strane L2 nivoa. Koristeći tzv. oblasti od interesa, *Regions of Interest* (RoIs), koje uključuju informaciju o η , ϕ i p_T kandidata identifikovanih na L1 nivou sa interesantnim osobinama, kao što su EM klasteri (e, γ), džetovi i mioni visokog p_T , L2 nivo smanjuje frekvencu događaja na ~ 4 kHz (6.5 kHz u 2012.). L2 triger koristi preciznu informaciju iz kalorimetara, mionskog detektora, i iz unutrašnjeg detektora, kao i njihovu kombinaciju, za pronalaženje tragova i merenje njihovog p_T . Takođe na ovom nivou se koristi izolacija triger objekata⁴⁵ i eventualno povećavanje p_T praga. Očekivano vreme odlučivanja za L2 nivo treba da bude manje od 10 ms.

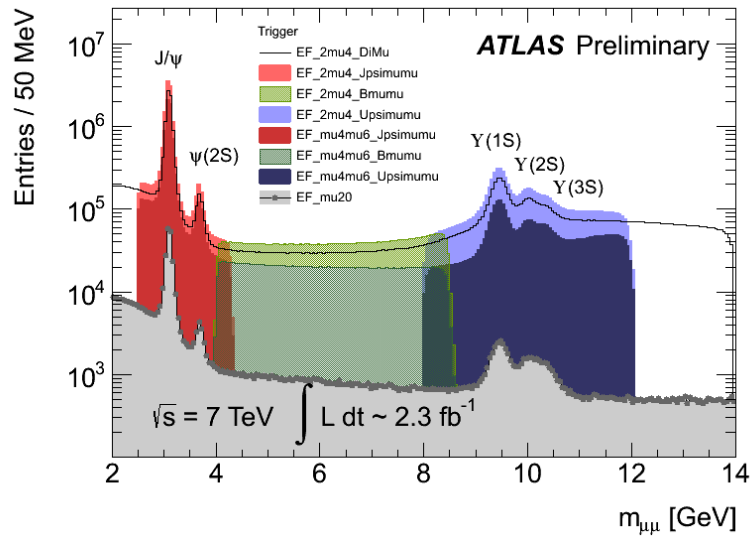
Event Builder (EB) prikuplja sve fragmente događaja iz ROB-a za događaje prihvaćene od L2 trigeru, obezbeđujući tako da kompletni podaci o događaju (~ 1.6 MB u 2012.) budu prosleđeni poslednjem nivou u *online* selekciji događaja, *Event Filter* trigeru (EF). Na ovom nivou moguća je kompletna rekonstrukcija događaja na procesorskim farmama, koristeći algoritme slične onima koji se koriste u *offline* analizi. EF takođe koristi informaciju o kalibraciji, poravnanju (*alignment*) detektorskih sistema i mapi magnetnog polja. EF donosi konačnu selekciju događaja sa prosečnim vremenom za procesiranje po događaju od ~ 4 s (~ 1 s u 2012.), redukujući frekvencu događaja do ~ 300 Hz (1000 Hz u 2012.). Događaji koji prolaze EF ostaju trajno zapisani u storidž sistemima, gde je očekivana veličina podataka po događaju ~ 100 MB/s (1.6 GB/s u 2012.).

U cilju smanjenja frekvence trigeru, kao i da bi se održala visoka efikasnost selekcije događaja za fizičku analizu na ATLAS-u, dizajniran je *trigger meni* (*trigger menu*), koji određuje koji trigeri se koriste tokom prikupljanja podataka (*data taking*) i kolika je frekvencija izdvojena po datom trigeru. Događajima se na kraju pristupa preko triger menija koji definiše skup uslova (*trigger items*), koji kada su zadovoljeni događaj je trajno zapisan.

⁴⁵ Triger objekat definisan je tipom čestice, energije i pravcom. Objekti su kombinovani kako bi testirali hipotezu topologije događaja i daju globalnu L2 triger odluku.

Trigeri za B-fiziku

Trigeri koji se koriste za istraživanja u B-fizici su *di-muon* trigeri niskog p_T praga sa dodatnim kriterijumom na opseg invarijantne mase dva miona kako bi se identifikovale specifične signature (kao što je J/ψ , $\psi(2S)$, Y) [81] [96]. Zbog porasta trenutne luminoznosti, najniži prag je reoptimizovan u septembru 2011. kako bi se održala visoka efikasnost bez smanjenja frekvence događaja (*unprescaled trigger*).



Sl. 4.13 Invarijantna masa parova miona selektovanih od strane različitih trigera [97].

Na Sl. 4.13 prikazan je broj prikupljenih događaja u 2011. godini korišćenjem *single-muon* trigera sa p_T pragom od 20 GeV na EF nivou (donja siva raspodela) i specifični trigeri za B-fiziku (prikazani različitim bojama), u funkciji invarijantne mase dva miona. Trigeri za B-fiziku zahtevaju dva miona, iznad 4 GeV na nivou EF u 2011. godini, iznad 4 i 6 GeV u prvim mesecima rada u 2012. godini, i oba iznad 6 GeV kasnije, kao i zahtev za opseg invarijantne mase koja je optimizovana da se poklapa sa masom J/ψ mezona (2.5 GeV – 4.3 GeV), B_s (4 GeV – 8.5 GeV) i Y (8 GeV – 12 GeV) ili kombinovani opseg (1.5 GeV – 14 GeV) za *DiMu* triger prikazan na Sl. 4.15.

Prag za EF nivo trigera ostao je isti u 2011. godini, ali je povećan u 2012. godini, od 4 do 6 GeV za oba miona, umanjujući donekle efikasnost za J/ψ (25%), B_s^0 (17%), i Y (12%). Dodatno, u 2012. novi L1 *di-muon* trigeri su uvedeni zahtevajući najmanje jedan mion ili oba miona u barrel-u, kako bi se nadoknadio određeni gubitak efikasnosti niskog p_T praga (4 – 6 GeV).

Di-muon trigeri.

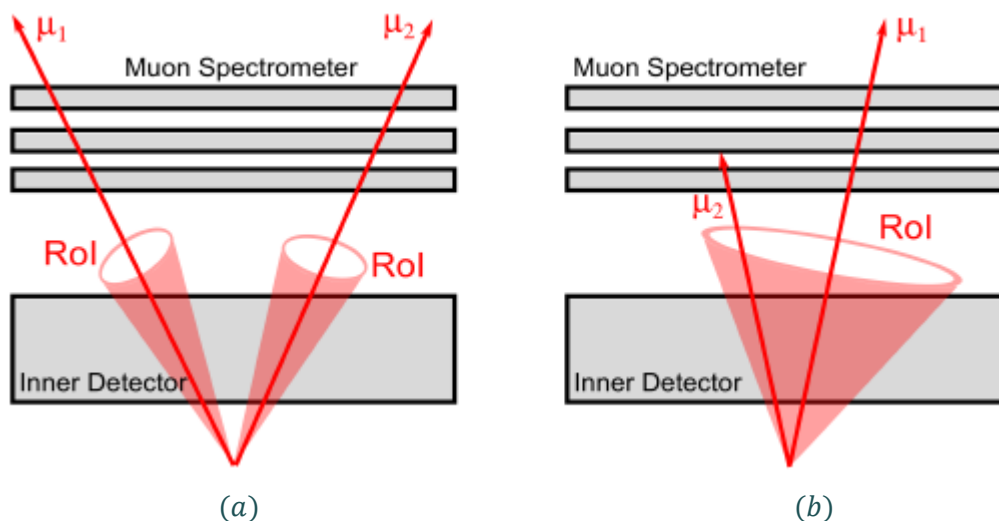
Kao što je već rečeno, ATLAS može trajno da zapisuje ~ 200 događaja u sekundi, i frekvenca trigera posvećenog B-fizici je tipično ~ 20 Hz. Program *B* fizike je fokusiran na kanale raspada koji mogu jasno da se razlikuju u ATLAS triger sistemu. *B* događaji su relativno niskog p_T u odnosu na pragove ATLAS-ovih detektorskih sistema i u poređenju sa drugim procesima koji se izučavaju na ATLAS-u. Tragovi čestica konačnog stanja raspada *B* hadrona imaju p_T od nekoliko GeV-a, tako da će informacijom iz kalorimetara dominirati fonski procesi. Trigerovanje raspada *B* hadrona u konačna hadronska stanja i/ili konačna stanja sa elektronima, je stoga moguće samo pri veoma niskoj luminoznosti, u početnoj fazi rada LHC-a. Program *B* fizike i *B* trigera na ATLAS-u se zato uglavnom oslanja na procese sa mionima u konačnom stanju, kao što je raspad $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Di-muon triger je glavni tip trigera za program B-fizike na ATLAS eksperimentu, koji zahteva da dva mionska kandidata sa određenim p_T pragom potiču iz istog verteksa. Postoje dve različite metode za implementaciju *di-muon* trigera niskog p_T , u zavisnosti od toga koji algoritam se koristi na nivou L2 za selekciju *di-muon* para. Trigeri B-fizike su tako svrstani u dve kategorije: *topološki di-muon triger* i *TrigDiMuon triger*. Jednostavna šema za ova dva algoritma prikazana je na Sl. 4.14.

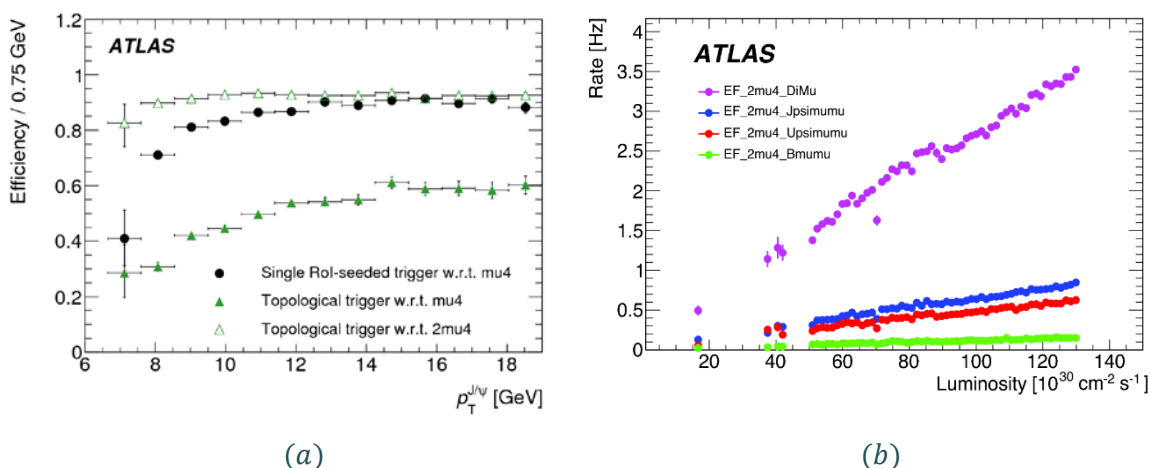
Topološki *di-muon* triger je osnovni algoritam za projektovanu luminoznost. Koristi dva odvojena RoIs kandidata miona na L1 nivou, gde je na L2 nivou svaki kandidat miona potvrđen odvojeno u svakom RoIs upotrebom preciznih mionskih komora (*MuFast* algoritam), tako da kada se kombinuju formiraju rezonancu sa odgovarajućim selekcionim kriterijum za masu. Drugi *TrigDiMuon* triger koristi RoI jednog kandidata miona na L1 nivou, a zatim traga u široj η, ϕ oblasti RoI za drugim kandidatom miona. Ovaj pristup započinje rekonstrukcijom tragova u unutrašnjem detektoru (*IDSCAN* algoritam) pre nego što se trag ekstrapolira do mionskog spektrometra. S obzirom da ovaj metod ne zahteva rekonstrukciju drugog miona na L1 nivou, ima prednost u rekonstrukciji J/ψ na niskim p_T .

$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ analiza oslanja se na *di-muon* trigere dizajnirane za J/ψ događaje. *Single-muon* trigeri mogu takođe da doprinesu analizi, ali u manjoj meri.

Na Sl. 4.15 prikazana je efikasnost *di-muon* trigerera EF_2mu4_Jpsimumu u odnosu na p_T i η miona (sa većim p_T) određena na kandidatima Jpsimumu događaja, u odnosu na *offline* kombinovanu rekonstrukciju miona.



Sl. 4.14 Šema di-muon triger algoritama u program B-fizike: topološki (a), TrigDiMuon (b).



Sl. 4.15 Zavisnost efikasnost di-muon trigerera, EF2mu4 Jpsimumu, od p_T miona određena za Jpsimumu događajima, u odnosu na *offline* combined rekonstrukciju miona [98].

4.2.7 ATLAS-ov Computing model

Za vreme rada LHC-a od 2010. do 2012. (Run 1 period), ATLAS eksperiment prikupio je više od 140 PB podataka. Skladištenje i obrada tolike količine podataka (oko 140000 istovremeno poslatih zadataka na izvršenje) zahtevali su da se razvije kompjuterski model zasnovan na distribuiranim resursima (*Distributed Computing*

System). Ovaj sistem upravlja obradom podataka i analizom puštenih zadataka na preko 100000 računarskih logičkih procesora, kao i prenosom podataka do ~ 50 PB disk storidža i ~ 30 PB storidža baziranih na trakama, na oko 130 lokacija ili sajtova širom sveta (*data centres*). Sajtovi su organizovani po rangiranim (*tiered*) „regionalnim centrima“, pod nazivom Tier-0, Tier-1 i Tier-2, sa različitim zadacima i zahtevima za resursima. Tier-0 sajt nalazi se u CERN-u i koristi se za snimanje sirovih podataka (*raw data*) ATLAS eksperimenta i početnu obradu podataka (*first-pass processing*) sa brzom kalibracijom. Tier-1 centri kojih ima 10, se prvensteno koriste za čuvanje replika sirovih podataka na trakama (za dugoročnu zaštitu od mogućeg gubitaka), za repozitorijum obrađenih podataka na disku, kao i za dalju obradu sirovih podataka (*reprocessing*). Tier-2 centri se koriste za grupne analize i analize krajnjih korisnika kao i za čuvanje podatke na diskovima za poslove analize. „Regionalni centar“ može da bude skup više sajtova i 38 Tier-2 centara može da se sastoji od oko 80 sajtova. Produkcija podataka sa Monte Karlo simulacijama radi se na Tier-1 i Tier-2 sajtovima.

ATLAS-ov *computing* model [99] definiše broj replika, kao i odgovarajuće polise za distribuciju obrađenih podataka za analizu od strane radnih grupa i krajnjih korisnika. Model definiše sledeće tipove podataka:

- RDO podaci (*Raw Data Objects*) – su izlazni podaci nakon faze digitalizacije, odnosno iz EF trigger nivoa, zabeleženi u *byte-stream* formatu. Svaki događaja je veličine od ~ 1.6 MB. Ovi podaci se produkuju u fazi rekonstrukcije.
- ESD podaci (*Event Summary Data*) – su podaci koji slede iz rekonstrukcije i imaju objektno-orijentisanu reprezentaciju. Veličina ovih podataka po događaju je ~ 1 MB. Njihov sadržaj i način zapisa je takav da omoguće sve ostale analize osim kalibracije i ponovne rekonstrukcije, za šta je potreban pristup RAW podacima.
- AOD podaci (*Analysis Object Data*) – su podaci koji se dobijaju na osnovu ESD podataka i sadrže manje informacija o događajima. Ovi podaci sadrže sve fizičke objekte i podatke potrebne za analizu. Prosečna veličina ovih podataka iznosi 100 kB po događaju.
- TAG podaci (*Tag Data*) – sadrže samo događaje koji su prošli selekzione kriterijume karakteristične za specifične analize. Njihova veličina je oko 1 kB po događaju.

- DPD podaci (*Derived Physics Data*) – su podaci dobijeni iz AOD podataka i obično su namenjeni za analize u okviru jedne definisane problematike.

U toku prve tri godine rada LHC-a, ATLAS *computing* model je podešavan prema uslovima rada LHC-a. Tako je u 2011. odlučeno da se na ATLAS-u smanji frekvencija filtriranja događaja i da se prikupi što je više moguće događaja, povećavajući frekvenciju zapisivanja događaja od projektovanih 200 Hz do maksimalnih 400 Hz. Pored toga odlučeno je da se RAW podaci smeste na diskove u Tier-1 centrima. U cilju održavanja iskorišćenja diska i propusnu moć podataka u okviru raspoloživih resursa, RAW podaci su kompresovani na Tier-0 za oko faktor 2 u veličini, Tab. 4.4.

Tab. 4.4 Frekvencija trigerovanja i veličina podataka po događaju od 2010. godine na ATLAS eksperimentu.

	2010	2011	2012
Trigger Rate	< 200 Hz	< 400 Hz	< 400 Hz
RAW	1.7 MB	1.1 MB	1.2 MB
Compressed	-	0.66 MB	0.73 MB
ESD	1.05 MB	1.21 MB	1.86 MB
AOD	0.09 MB	0.16 MB	0.19 MB

Tokom Run 2 perioda rada LHC će povećati energiju protona u c.m. sistemu na 13 TeV tako da će uslovi sakupljanja podataka biti znatno različiti od Run 1 perioda. Rastojanje između *bunch*-eva biće 25ns, što odgovara projektovanoj vrednosti LHC, dok će trenutna luminoznost biti znatno viša od projektovane tako da će ATLAS eksperiment registrovati do 40 interakcija po ukrštanju bančeva. Ovi uslovi nametnuće nove izazove za sistem trigerovanja događaja u *online* rekunstrukciji i analizu podataka na ATLAS eksperimentu.

4.3 ATLAS PODACI I MONTE KARLO SIMULACIJE

U ovom odeljku dat je kratak opis *realnih* podataka prikupljenih ATLAS detektorom, kao i podataka iz Monte Karlo simulacija, koji su korišćeni za potrebe analize predstavljene u ovoj tezi.

4.3.1 Podaci ATLAS eksperimenta

Za analizu predstavljenu u ovoj tezi korišćeni su podaci iz proton-proton sudara prikupljeni ATLAS detektorom tokom rada LHC-a, u 2011. i 2012. godini, u c.m. $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ i $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Na Sl. 4.3 prikazana je integralna luminoznost isporučena od LHC-a i prikupljena ATLAS detektorom za vreme *stabilnih snopova* u 2011. i 2012. godini. Za $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ analizu korišćeni su samo podaci gde su mionski spektrometar i unutrašnji detektor radili ispravno, što odgovara integralnoj luminoznosti od $\mathcal{L} = 4.9 \text{ fb}^{-1}$ (2011. godine) i $\mathcal{L} = 14.3 \text{ fb}^{-1}$ (2012. godine). Podaci prikupljeni početkom 2012. godine nisu uključeni u ovu analizu zbog problema sa algoritmom za trigerovanje tragova koji je prouzrokovao smanjenje efikasnosti u funkciji od transverzalnog parametra sudara miona. Triger je naknadno zamenjen da koristi drugačiji algoritam za selekciju tragova koji je od tada funkcionisao bez problema. U ovom radu predstavljeni su rezultati koji odgovaraju podacima iz 2012., kao i kombinaciji podataka prikupljenih tokom 2011. i 2012., odnosno u Run 1 periodu.

Iz ovih podataka sledeći kanali raspada su rekonstruisani i korišćeni u merenju:

- Raspad $B_s^0 \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) \phi (K^+ K^-)$, kao i raspad anti- B_s^0 mezona su signal u ovoj analizi korišćen za merenje faze narušenja CP simetrije, ϕ_s .
- Raspad $B^\pm \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) K^\pm$ je korišćen za kalibraciju i validaciju metoda za identifikaciju predznaka naelektrisanja aromata B_s^0 mezona (*flavour charge tagging*), odnosno identifikaciju b kvarka ili b antikvarka u trenutku produkcije (*Opposite Side Tagging* metoda - OST, opisana u Odeljku 2.8).

Online selekcija objekata od interesa za ovu analizu izvedena je upotrebom *dimuon* trigeru, koji odabira sve događaje koji prolaze selekzione kriterijume na nivou ID trigeru za mione za događaje koji potiču od $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Ovo omogućava da bude selektovan veliki broj događaja koji ne potiču od raspada B mezona, kao što su direktno produkovani J/ψ mezoni. Mnogi od ovih događaja biće odbačeno u *offline* rekonstrukciji i selekciji, ali će ipak veliki broj biti prisutan u konačnim podacima, i treba da budu uzeti u obzir u modelu za fitovanje. Ovi događaji su fonski događaji u

analizi, dok se $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ događaji odnose na signal. Dodatni doprinosi fonskih procesa analiziranim podacima potiču od raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0$ i nerezonantnog $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ raspada, koji ne mogu da se razlikuju od signala jer imaju isto konačno stanje. Primarni fonski proces ove analize je raspad $B_d^0 \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) K^* (K^+ \pi^-)$ koji ima veoma sličnu topologiju kao proces signal. S obzirom da ATLAS detektor nema mogućnost da efikasno razlikuje pione i kaone, pion u konačnom stanju može da bude identifikovan kao kaon. Kontaminacija $B_s^0 \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) \phi (K^+ K^-)$ podataka sa fonskim procesom $B_d^0 \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) K^* (K^+ \pi^-)$ uračunata je u metod maksimalne verodostojnosti (*maximum likelihood*) koji se koristi u ovoj analizi za određivanje vrednosti parametara $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada, što je detaljnije opisano u Odeljku 6.1. Detalji *offline* rekonstrukcije i selekcije B_s^0 i B_d^0 kandidata dati su u Poglavlju 5.

4.3.2 Monte Karlo simulacije

Veoma važan aspekt istraživanja eksperimenata u oblasti fizike visokih energija su simulirani ili Monte Karlo⁴⁶ podaci zato što mogu da se koriste za testiranje našeg poznavanje trenutnih teorijskih modela, kao i za pripremu strategije analize koja bi trebalo da se koristi na realnim podacima. Simulacija Monte Karlo podataka je kompleksan proces koji se odvija u nekoliko faza. Prva faza u simulaciji događaja je da se generisanje procesa od interesa. U sledećoj fazi, modeluje se odziv detektora na čestice koje prolaze kroz detektor, što rezultuje skupom digitalnih signala, kao što bi se videlo u pravim sudarima. Nakon ove faze, tretman realnih i simuliranih događaja je isti, osim što je svaki događaj simuliranih podataka povezan sa prvobitno generisanim fizičkim procesom. U $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ analizi simulirani događaji, odnosno Monte Karlo podaci, neophodni su da bi se odredili efekti detektora, procenio udeo fonskih procesa kao i za modeliranje sistematskih efekata.

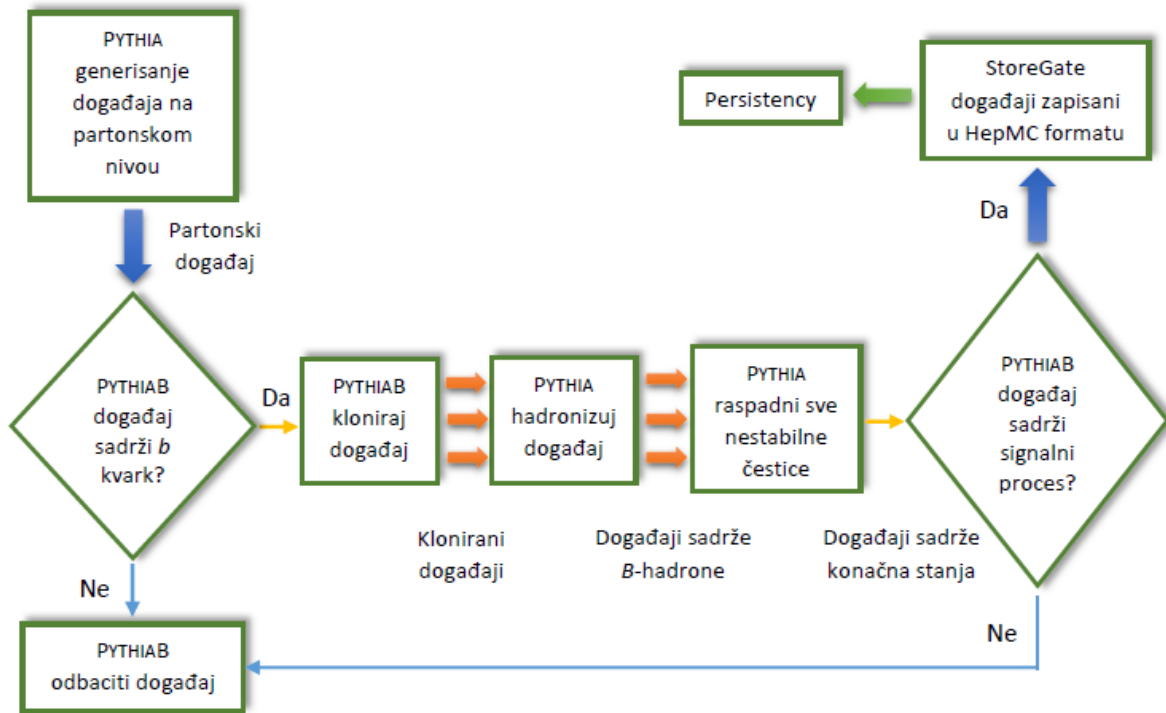
Osnovni program koji se koristi za generisanje procesa od interesa u oblasti B-fizike na ATLAS eksperimentu je PYTHIA [100]. U PYTHIA programu $b\bar{b}$ parovi generisani su u procesima opisanim u Odeljku 3.1. Kako je efikasni presek za ove događaje veoma mali, očekuje se da samo mali broj proton-proton sudara na LHC-u produkuje $b\bar{b}$ par (1%) i mali deo ovih kvarkova hadronizovaće se u određenu česticu od interesa. Ovo za posledicu ima neprihvatljivo procesorsko vreme za generisanje procesa B-fizike. Zbog toga se u mnogim studijama B-fizike koristi specijalizovani PYTHIAB interfejs [101] koji

⁴⁶ Monte Karlo (MC) metode su numeričke metode za rešavanje matematičkih problema pomoću modeliranja slučajnih veličina i statističkog ocenjivanja karakteristika tih veličina.

ubrzava proces korišćenjem algoritma ponovljene hadronizacije. On koristi činjenicu da je najveći deo potrošnje procesorskog vremena potrebno za simulacije na partonskom nivou. Sl. 4.16 je dijagram koji prikazuje različite faze generisanja događaja za proces B-fizike i kako PYTHIA i PYTHIAB uzajamno interaguju. Prvo, PYTHIA generiše događaj na partonskom nivou. PYTHIAB zatim proverava da li generisani događaj sadrži $b\bar{b}$ par. Ukoliko ovo nije slučaj proces generisanja se zaustavlja kako bi se uštedelo procesorsko vreme. Ukoliko događaj sadrži neophodan b kvark tada PYTHIAB klonira ovaj događaj n puta (n je navedeno od strane korisnika). Kloniranim događajima je zatim omogućeno da se hadronizuju u B hadrone kao da su potpuno nezavisni događaji. Broj kloniranih događaja n treba da bude izabran na način da je u proseku jedan događaj koji prolazi konačnu selekciju prihvaćen, čime se izbegava otklon (*bias*) u Monte Karlo podacima. PYTHIA zatim simulira raspade svih nestabilnih čestica što omogućava generisanje specifičnih kanala B-fizike. U PYTHIAB je takođe uveden i jednostavan mehanizam kojim se omogućava generisanje ekskluzivnog konačnog stanja B -hadrona od interesa, dok svi drugi B -hadroni u događaju mogu da se raspadaju slobodno. PYTHIAB interfejs tako u velikoj meri poboljšavaju efikasnost generisanja događaja. Svi Monte Karlo podaci signalnih i fonskih procesa upotrebljeni u ovoj tezi generisani su korišćenjem PYTHIAB interfejsa.

Nakon što su generisani odgovarajući događaji sledeći korak u procesu simulacije je modelovanje događaja nakon prolaska kroz detektor. Za potpunu simulaciju odziva ATLAS detektora koristi se GEANT4 paket [102]. Simulacija detektora izvodi se u dve faze. U prvoj fazi GEANT4 uzima u obzir detaljnu geometriju detektora i simulira efekte detektora na prolazak čestica kroz detektorski materijal kao što su gubitak energije, jonizacija, zakočno zračenje i višestruko rasejanje. Ova faza simulacije obuhvata i rezoluciju i efikasnost detekcije pojedinih detektorskih sistema, poravnanje i kalibraciju detektora. Nakon što su ovi efekti uzeti u obzir GEANT4 konvertuje putanje ovih naelektrisanih čestica u pogodke unutar detektorskih podsistema kroz koji prolaze.

Sledeća faza je simulacija elektronike detektora kao odziv na energetske depozite u osetljivim delovima detektora (*hits*). Ova faza se naziva *digitalizacija*, tokom koje se pogodci u aktivnoj zapremini detektora konvertuju u detektorski odziv kao što su naponi ili vremena na predpojačavačkim izlazima. Efekti *pile-up-a* takođe mogu biti simulirani u ovoj fazi. Izlaz iz ovog procesa je identičan kao izlaz zabeležen pravim detektorom u toku prikupljanja podataka. Produkt digitalizacije je kolekcija digitalnih signala⁴⁷ (*digits*). Realni podaci iz ATLAS detektora dolaze u *bytestream* formatu veoma sličnom G4 izlaznim signalima i oba formata podataka se zatim konvertuju u *sirove* podatke (RDO) nakon čega sledi faza rekonstrukcije.

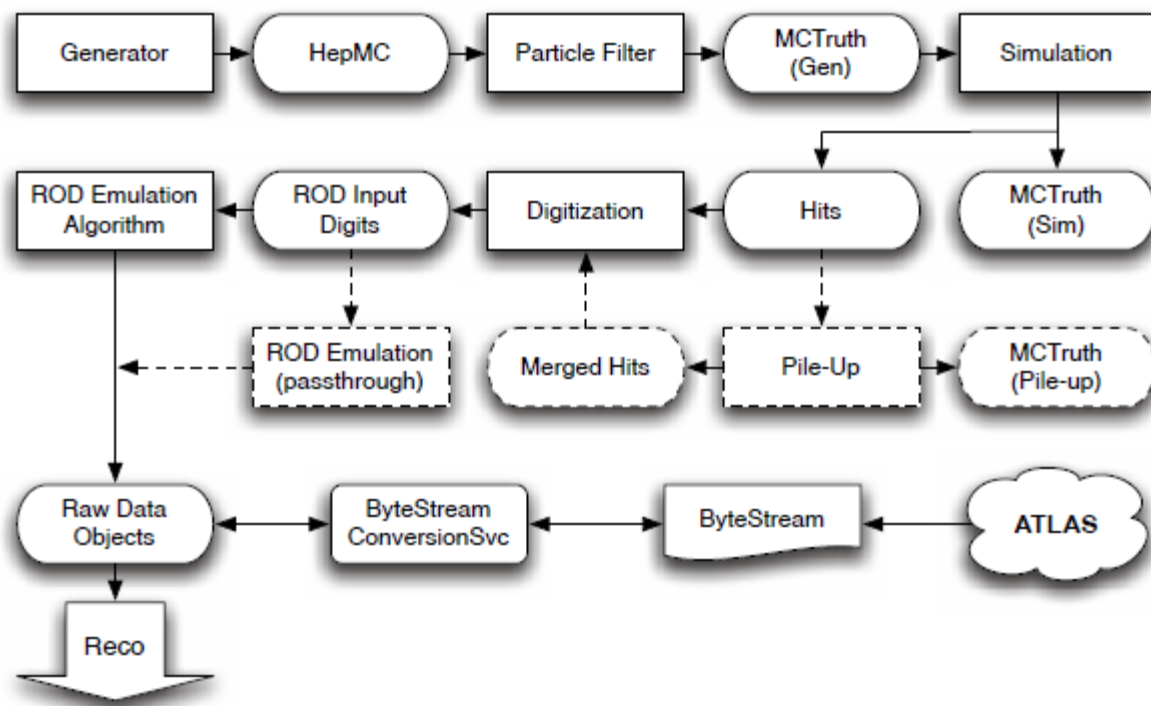


Sl. 4.16 Šematski prikaz rada PYTHIAB generatora.

S obzirom da je izlaz iz procesa digitalizacije identičan izlazu zabeleženom realnim detektorom prilikom prikupljanja podataka, svi naredni koraci mogu da koriste softver identičan onom koji se koristi prilikom prikupljanja realnih podataka. Osim toga

⁴⁷ Izlazni signal binarnog/dekadnog tipa

što je ovo pogodno može da pomogne i u identifikovanju softverskih grešaka. Ovaj proces je ilustrovan na Sl. 4.17.



Sl. 4.17 Lanac toka podataka u ATLAS eksperimentu: od generisanja događaja do prikupljanja realnih podataka [103].

Poslednja faza pre fizičke analize je rekonstrukcija RDO podataka, u kojoj se dobija relativno mali broj fizičkih objekata kao što su elektroni, mioni, fotoni, džetovi i njihovi parametri – četvoroimpulsi, kao i druge pomoćne informacije, nedostajuća transversalna energija, podaci iz kalorimetra, tragovi, verteksi itd., koji se koriste u krajnjoj fizičkoj analizi. Rekonstrukcija objekata uključuje različite algoritme koji preuzimaju podatke iz različitih detektorskih pod-sistema. Analiza predstavljena u ovoj tezi i program *B-fizike* na ATLAS eksperimentu generalno najviše zavise od unutrašnjeg i mionskog detektora. Rezultat rekonstrukcije zapisuju se u *Event Summary Data* – ESD fajlove koji sadrže kompletnu informaciju iz rekonstrukcije i celokupnu Monte Karlo informaciju o svakom generisanom događaju (*truth*). Zbog velike količine podataka u svakom događaju, ESD podaci su zato konvertovani u mnogo manji format podataka *Analysis Object Data* – AOD koji se koristi kao osnova za većinu fizičkih analiza. Različiti tipovi podataka opisani su Odeljku 4.2.7.

Na ATLAS eksperimentu, postoje dva tipa simulacija: brza (*fast*) i potpuna (*full*) simulacija. Za brzu simulaciju koristi se ATLFAST program [104] koja zamenjuje potpunu simulaciju, digitalizaciju i rekonstrukciju *razmazivanjem* Monte Karlo podataka na osnovu modela izvedenih iz studija procesa potpune simulacije. Brza simulacija stoga obezbeđuje aproksimaciju potpune simulacije, koristeći manje resursa.

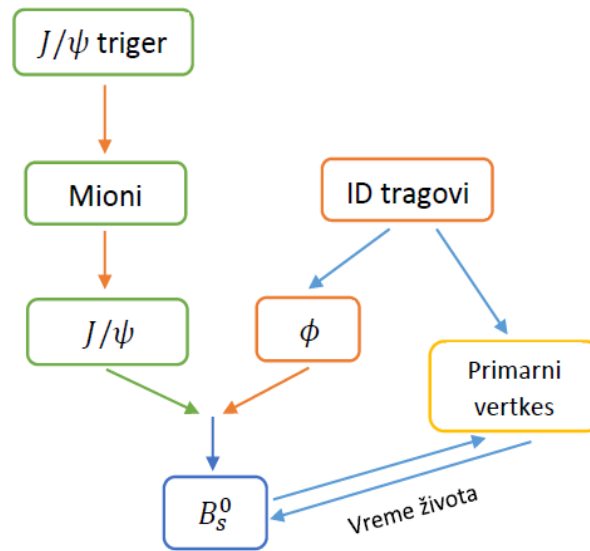
Za $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ analizu korišćeni su sledeći simulirani podaci:

- 12 miliona $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ Monte Karlo događaja za proučavanje odgovora detektora, procenu fona i modeliranje sistematskih efekata, u analizi sa podacima iz 2012. Ovi događaji su generisani pomoću PYTHIA 8 [105] koji je usklađen sa prethodnim ATLAS-ovim podacima [106]. Na nivou generatora nisu primenjeni selekcionni kriterijumi za transversalni impuls, kao ni za *fiducial* zapreminu/opseg.
- 400.000 $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ Monte Karlo događaja sa realističnim ugaonim raspodelama kako bi se ispitali efekti rezidualnog neporavnanja unutrašnjeg detektora. Ovi podaci su takođe korišćeni za verifikaciju modela signala u metodi fitovanja i za određivanje otklona uzrokovanog mionskim triggerom (pogledati Odeljak 6.1.6).
- $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$, $bb \rightarrow J/\psi X$, i $pp \rightarrow J/\psi X$ za izučavanje fonskih procesa (pogledati Odeljak 5.3) i za određivanje udela specifičnog fona uključenog u fit (pogledati Odeljak 6.1.5).

Algoritmi za rekonstrukciju i analizu u osnovi rade na isti način za realne i simulirane podatke. Međutim, Monte Karlo simulacija omogućava da se odredi koji signali iz detektora odgovaraju početno generisanim česticama. Ovo omogućava da se testiraju algoritmi za analizu. Monte Karlo simulacije koriste se takođe za određivanje efikasnosti selekcije i za proučavanje sastava fonskih događaja od interesa za analizu.

5 ANALIZA $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ RASPADA

U ovom odeljku biće opisan proces rekonstrukcije $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada, koristeći podatke prikupljene ATLAS detektorom. Prvi korak u rekonstrukciji je upotreba trigerera za selekciju događaja koji sadrže moguće B_s^0 kandidate. Zatim se od čestica u konačnom stanju $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $\phi \rightarrow K^+ K^-$ rekonstruišu procesi $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada na osnovu usvojenih kinematičkih kriterijuma. Pregled svih koraka u rekonstrukciji događaja signala ilustrovan je na Sl. 5.1, i njihovi detalji dati su narednom tekstu.



Sl. 5.1 Pregled koraka u rekonstrukciji raspada B_s^0 mezona.

5.1 SELEKCIJA DOGAĐAJA KROZ TRIGER MENI

Prva faza u procesu rekonstrukcije je upotreba trigerera za selekciju događaja od interesa za analizu. Za $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ analizu, izbor trigerera zasnovan je na identifikaciji karakterističnog $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ raspada, odnosno na dvomionskim (*di-muon*) trigerima koji su detaljnije opisani u Odeljku 4.2.6. Za ove trigere korišćen je najniži prag p_T miona, u rasponu od 4 GeV do 20 GeV. Pored selekcije događaja koji sadrže dva miona, trigeri koriste tzv. verteks algoritme koji proveravaju da li dva kandidata miona potiču iz zajedničkog verteksa.

Svaki od dvomionskih trigerera postoji u nekoliko konfiguracija koji se razlikuju na osnovu selekcionih kriterijuma. Osnovna konfiguracija je p_T prag traga miona na L1

nivou trigeru. Za trigere B fizike korišćeni pragovi p_T miona tokom prikupljanja podataka u 2011. i 2012. godini, bili su 4 GeV i 6 GeV (ili njihova kombinacija u slučaju topoloških trigeru). Za selekciju na nivou L2 trigeru izabran je interval invarijantne mase dva miona od 2.5 GeV do 4.3 GeV (oko J/ψ mase). U Tab. 5.1 prikazane su topologije trigeru korišćene tokom perioda prikupljanja podataka u 2012. godini. Imena triger lanaca ukazuju na p_T prag miona, kao i na selekzione kriterijume primenjene na tragove u unutrašnjem detektoru. Detaljniji opis trigeru specijalizovanih za program B fizike koji se koriste na ATLAS-u, dat je u [80] [107].

Tab. 5.1 Toplogije trigeru upotrebljene za selekciju kandidata signala tokom prikupljanja podataka u 2012. godini.

Ime trigeru	Broj selektovanih kandidata
EF_2mu4T_Jpsimumu_L2StarB	209336
EF_2mu4T_Jpsimumu_Barrel_L2StarB	149306
EF_2mu4T_Jpsimumu_BarrelOnly_L2StarB	143470
EF_mu4Tmu6_Jpsimumu_L2StarB	190473
EF_mu4Tmu6_Jpsimumu_Barrel_L2StarB	114880
EF_2mu6_Jpsimumu_L2StarB	81864

5.2 REKONSTRUKCIJA $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ RASPADA

Nakon selekcije događaja koji su prošli proveru kvaliteta podatka i triger sa dva miona, B_s^0 kandidati su dalje rekonstruisani u *offline* analizi. Procedura rekonstrukcije B_s^0 kandidata podrazumeva fitovanje tragova i verteksa, rekonstrukciju raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, i primenu selekcionih kriterijuma kako bi se umanjio doprinos fonskih procesa.

Dodatni kriterijumi u rekonstrukciji događaja koji se koriste u $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ analizi bili su:

- svaki događaj mora da sadrži bar jedan rekonstruisani primarni verteks od najmanje četiri traga iz unutrašnjeg detektora ;
- tragovi moraju da imaju bar jedan pogodak u piksel detektoru i najmanje četiri pogodaka u trakastom detektoru;
- događaj mora da sadrži bar jedan par suprotno naelektrisanih kandidata za mione, koji su rekonstruisani kombinovanjem informacije iz unutrašnjeg

detektora i mionskog spektrometra. Parametri mionskih tragova (p_T, θ, ϕ) određeni su samo na osnovu merenja iz unutrašnjeg detektora, zbog veće preciznosti ovih merenja u p_T opsegu miona od interesa za ovu analizu.

Prvi korak u rekonstrukciji $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada je selekcija J/ψ kandidata. Parovi suprotno naelektrisanih miona formirani su od svih kandidata miona u događaju. U ovoj analizi, mioni su rekonstruisani sa ATLAS-ovim softverskim paketom [81]:

- *Segment tagged* mioni (ST) – imaju tragove rekonstruisane u unutrašnjem detektoru i uparene sa barem jednim lokalnim segmentom traga u mionskom spektrometru i pokrivaju oblast pseudorapiditeta $|\eta| < 2.2$.
- *Combined* mioni (CB) – imaju tragove rekonstruisane u unutrašnjem detektoru i mionskom spektrometru nezavisno, koji su kasnije upareni. Oblast pseudorapiditeta za ovaj tip miona je $|\eta| < 2.5$.

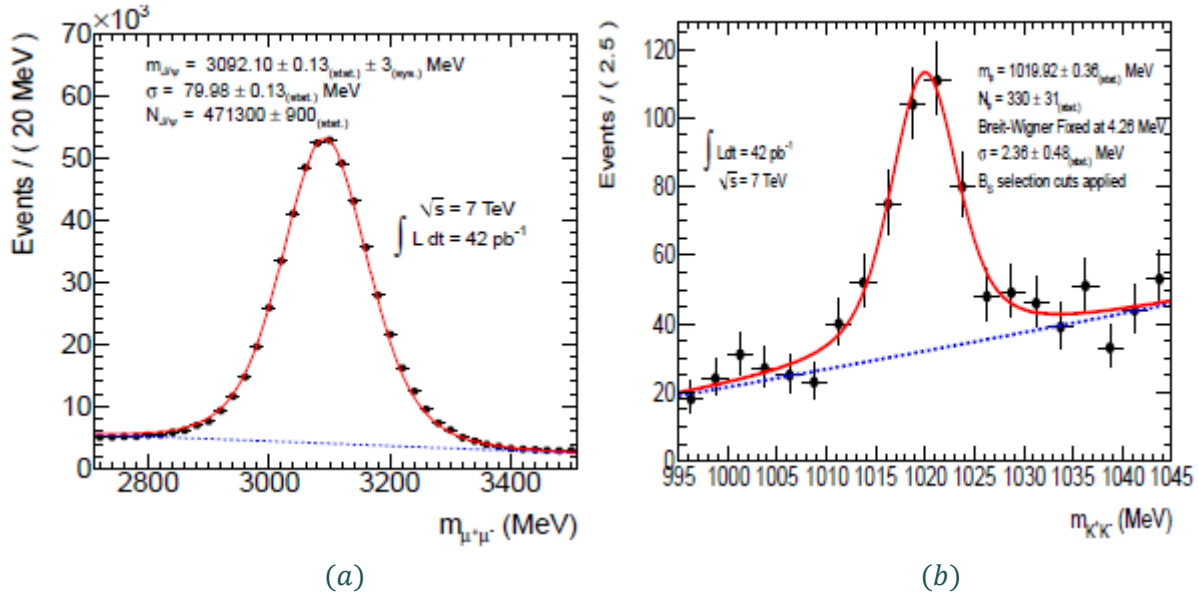
Sve kombinacije parova suprotno naelektrisanih tragova miona su ponovo fitovane na zajednički verteks i prihvaćene za dalju analizu ukoliko kvalitet fita zadovoljava kriterijum $\chi^2/\text{n. d. o. f.} < 10$. Korišćenjem novo dobijenih parametara tragova miona izračunata je invarijantna masa para miona, i zadržani samo oni parovi sa invarijantnom masom najbližom PDG masi J/ψ mezona, $M(J/\psi) = (3096.916 \pm 0.011) \text{ MeV}$ [44].

Da bi bila uračunata različita rezolucija mase u različitim delovima detektora, J/ψ kandidati podeljeni su u tri podgrupe prema pseudorapiditetu miona kao što je prikazano u Tab. 5.2. Primenom metode opisane u [108] određena je masa J/ψ kandidata kao i odgovarajuća rezolucija za ove tri podgrupe. Za svaki od ova tri slučaja oblast signala definisana je na takav način da sadrži 99.8 % identifikovanih J/ψ kandidata. Dobijeni intervali masa J/ψ koji su simetrični oko srednje fitovane vrednosti prikazani su u Tab. 5.2.

Tab. 5.2 Intervali za masu $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ kandidata u zavisnosti od pseudorapiditeta miona.

Kombinacija	Mion 1	Mion 2	Intervali mase za J/ψ
barrel / barrel	$ \eta < 1.05$	$ \eta < 1.05$	(2.959 – 3.229) GeV
barrel / end-cap	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 2.5$	(2.913 – 3.273) GeV
end-cap / end-cap	$1.05 < \eta < 2.5$	$1.05 < \eta < 2.5$	(2.852 – 3.332) GeV

Parovi miona prihvaćeni su za kandidate koji potiču iz raspada J/ψ rezonance ukoliko je njihova invarijantna masa u odgovarajućem intervalu masa. Na Sl. 5.2 (a) prikazana je raspodela po invarijantnoj masi rekonstruisanih $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ kandidata, koja je dobijena sa podacima koji su prošli kriterijume za selekciju B_s^0 kandidata.



Sl. 5.2 Raspodele po invarijantnoj masi za $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (a) i $\phi \rightarrow K^+ K^-$ (b) rezonance dobijene sa podacima prikupljenim 2010. godine, koji su prošli kriterijume za selekciju B_s^0 kandidata.

Sledeći korak je rekonstrukcija $\phi \rightarrow K^+ K^-$ kandidata koji potiču iz $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada, koja je slična kao za J/ψ kandidate. Za rekonstrukciju ϕ rezonance korišćeni su svi parovi suprotno naelektrisanih tragova iz unutrašnjeg detektora sa $p_T > 0.5 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.5$ koji nisu identifikovani kao mioni. Invarijantna masa dva traga izračunata je pod pretpostavkom da su oni kaoni, i da im je invarijantna masa u intervalu $1.0085 \text{ GeV} < m(K^+ K^-) < 1.0305 \text{ GeV}$. Raspodela invarijantne mase tragova koji su korišćeni za rekonstrukciju ϕ rezonance prikazana je na Sl. 5.2 (b).

Za rekonstrukciju $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-)\phi(K^+ K^-)$ kandidata kombinovana su četiri traga od selektovanih J/ψ i ϕ kandidata u svakom događaju i fitovana na zajednički verteks. Invarijantna masa dva miona u ovom fitu fiksirana je na vrednost koja odgovara srednjoj (PDG) vrednosti J/ψ mase. Ova četiri traga prihvaćena su kao B_s^0 kandidati ukoliko je $\chi^2/ndf < 3$, p_T tragova iz $\phi \rightarrow K^+ K^-$ veći od 1 GeV. Ukoliko u događaju postoji više od jednog prihvaćenog kandidata, odabran je kandidat sa najmanjim χ^2/ndf . U analizi sa podacima prikupljenim u 2011. (4.9 fb^{-1}) i 2012. (14.3

fb^{-1}) selektovano je ukupno 131513 i 375987 B_s^0 kandidata unutar intervala mase (5.150 – 5.650) GeV.

U poslednjoj fazi rekonstrukcije, procenjeno je vreme života B_s^0 kandidata na osnovu formule:

$$t = \frac{L_{xy} M_{B_s}}{p_T} \quad (5.1)$$

gde je p_T rekonstruisani transverzalni impuls kandidata za B_s^0 mezon, M_{B_s} je PDG vrednost mase, a L_{xy} rastojanje u transverzalnoj ravni između primarnog verteksa i verteksa raspada B_s^0 mezona projektovanog na pravac transverzalnog impulsa B_s^0 . Na Sl. 3.6 šematski je prikazano L_{xy} rastojanje, odnosno dužina raspada B_s^0 mezona koja predstavlja rastojanje između njegovog produkcionog verteksa i verteksa raspada.

Zbog visoke luminoznosti na LHC-u u 2012. godini, za selektovane događaje prosečan broj p - p sudara po ukrštanju snopova (*pile-up*) iznosio je ~ 20.7 . Zbog toga je bilo potrebno izabrati najboljeg kandidata za primarni verteks iz kojeg je produkovan B_s^0 mezon. Kako bi se odredio najbolji primarni verteks, koristi se trodimenzionalni parametar sudara d_0 , izračunat kao rastojanje između putanje preleta⁴⁸ B_s^0 mezona do svakog kandidata za primarni verteks. Verteks koji ima najmanju vrednost d_0 izabran je za primarni verteks u analizi. Proračuni urađeni sa Monte Karlo podacima pokazuju da rekonstruisano vreme raspada B_s^0 mezona ostaje stabilno za sve *pile-up* vrednosti tokom prikupljanja podataka u 2012. godini [109]. U daljoj analizi nisu primenjena nikakva ograničenja na sopstveno vreme raspada B_s^0 mezona.

5.3 FONSKIH PROCESI ZA RASPAD $B_s \rightarrow J/\psi \phi$

Podaci dobijeni rekonstrukcijom B_s^0 kandidata, osim $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada sadrže i doprinose različitih fonskih procesa koji takođe prolaze kriterijume selekcije. Sastav fonskih procesa određen je pomoću Monte Karlo podataka koji su prošli simulaciju ATLAS detektora kao i trigger i kriterijume za selekciju B_s^0 kandidata. Fonski procesi razmatrani u analizi su sledeći: $pp \rightarrow J/\psi X$, $bb \rightarrow J/\psi X$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$.

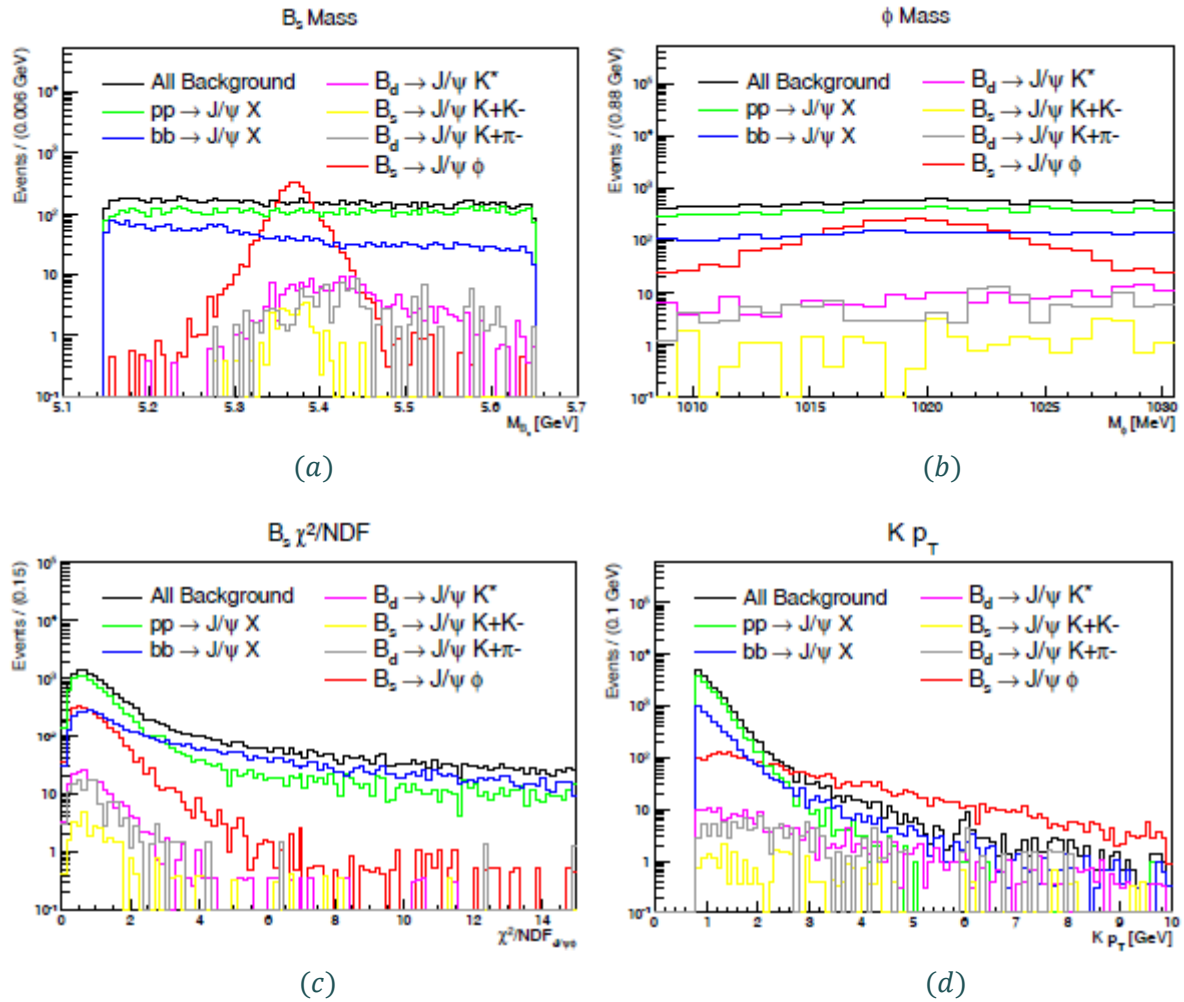
Doprinos fona označen sa $pp \rightarrow J/\psi X$ odgovara direktnoj produkciji J/ψ mezona u p - p sudarima. U ovom slučaju B_s^0 kandidati su rekonstruisani od direktno

⁴⁸ Putanja preleta B_s^0 mezona je linija ekstrapolirana od B_s^0 verteksa raspada u pravcu B_s^0 impulsa.

produkovanih J/ψ mezona i dva dodatna traga u događaju, koji zadovoljavaju kriterijume selekcije. Ovaj proces doprinosi tzv. kombinatornom fonu i ne utiče značajno na raspodelu sopstvenog vremena raspada B_s^0 kandidata. Dodatan izvor fona su procesi $bb \rightarrow J/\psi X$ koji uključuju sve b hadrone koji se raspadaju na J/ψ mezone (izuzev signala, odnosno raspada B_s^0 mezona, i specifičnih raspada B_d^0 mezona koji će biti detaljnije opisani u narednim poglavljima). U ovom slučaju, B_s^0 kandidati su rekonstruisani od J/ψ mezona i dva hadronska traga koji se povezuju sa istim primarnim verteksom kao i mioni iz raspada J/ψ mezona. Ovaj fon odgovora realnim raspadima b hadrona za koje se očekuje da doprinose vremenu raspada signala.

Specifični doprinos fonskim procesima daju rezonantni $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(K^+\pi^-)$ i nerezonantni $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$ raspad, kao i raspad odgovarajućih antičestica. S obzirom da ATLAS detektor ne omogućava efikasno razlikovanje kaona i piona, pionima je pridružena masa kaona u rekonstrukciji rezonantnog i nerezonantnog B_d^0 raspada pomoću Monte Karlo podataka. Pokazano je da na taj način rekonstruisana invarijantna masa B_d^0 mezona ima veći doprinos u masenom intervalu B_s^0 mezona nego intervalu B_d^0 mezona, kao što se vidi sa Sl. 5.3 (a). Zbog toga, ovi procesi ne mogu biti odbačeni ograničenjem na masu B_s^0 kandidata i uzrokuju tzv. lažan vrh u oblasti signala. Ovi specifični fonski procesi se zbog toga nazivaju i B_d^0 *refleksije*. Masa, vreme i uglovi raspada B_d^0 refleksija proučavani su sa simuliranim Monte Karlo podacima, i biće detaljnije opisani u narednim poglavljima.

Na Sl. 5.3 prikazane su raspodele signala i glavnih fonskih procesa ($pp \rightarrow J/\psi X, bb \rightarrow J/\psi X, B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}, B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-, B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$), po promenljivim od interesa za selekciju B_s^0 kandidata: invarijantna masa kandidata za B_s^0 i ϕ mezone, χ^2/ndf (B_s^0) za četiri traga koji potiču iz raspada selektovanih J/ψ i ϕ kandidata, p_T tragova koji potiču iz raspada ϕ mezona. Raspodele su dobijene sa Monte Karlo podacima iz 2011. godine. U Tab. 5.3 prikazan je udeo događaja za signal i različite fonske procese, koji prolaze selekcione kriterijume za rekonstrukciju B_s^0 kandidata. Najveće smanjenje fona postiže se zahtevom da invarijantna masa K^+K^- ima vrednosti koje odgovaraju uskoj oblasti oko mase ϕ mezona od (1.0085 – 1.0305) GeV.



Sl. 5.3 Raspodele signala i glavnih fonskih procesa po: invarijantnoj masi B_s^0 mezona (a), ϕ mezona (b), χ^2/ndf B_s^0 mezona (c), p_T tragova iz raspada ϕ mezona (d). Raspodele su dobijene iz Monte Karlo podataka iz 2011. godine i odgovaraju sledećim procesima od interesa za analizu: $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, $pp \rightarrow J/\psi X$, $bb \rightarrow J/\psi X$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$.

Tab. 5.3 Udeo događaja signala i različitih fonskih procesa koji prolaze kriterijume za fit verteksa B_s^0 mezona, ograničenje na p_T za kaone i ograničenje na invarijantnu masu $K^+ K^-$.

Kanal raspada	$\chi^2/\text{ndf} (B_s^0) < 3$	$p_T(K^\pm) > 1 \text{ GeV}$	$m(\phi): (1.0085 - 1.0305) \text{ GeV}$
$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$	96.0 %	93.7 %	94.4 %
$bb \rightarrow J/\psi X$	57.7 %	64.6 %	8.5 %
$pp \rightarrow J/\psi X$	86.6 %	57.0 %	10.1 %
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	94.7 %	91.1 %	6.4 %
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$	93.0 %	94.3 %	1.8 %

6 MERENJE NARUŠENJA CP SIMETRIJE U $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ RASPADU

U raspadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ mezona interferencija između direktnog raspada i raspada posle mešanja $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ dovodi do vremenski zavisne CP asimetrije koju karakteriše faza ϕ_s , razlika širine raspada $\Delta\Gamma_s = \Gamma_L - \Gamma_H$ i razlika mase Δm_s lakog (L) i teškog (H) svojstvenog stanja mase B_s^0 . Pošto su J/ψ i ϕ vektorski mezoni, raspad $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ je prelaz pseudoskalar u vektor-vektor ($PS \rightarrow VV$). Zbog toga je konačno stanje $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada mešavina CP parnih stanja sa orbitalnim momentom impulsa $l = 0$ ili 2 i CP neparnih stanja sa orbitalnim momentom impulsa $l = 0$. Da bismo razdvojili ta stanja statistički, potrebno je uraditi ugaonu analizu produkata raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$. Vremenska i ugaona zavisnost diferencijalne brzine raspada data je formulom:

$$\frac{d^4\Gamma}{dt d\Omega} = \sum_{k=1}^{10} h^{(k)}(t) g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \varphi_T) \quad (6.1)$$

gde uglovi $\theta_T, \psi_T, \varphi_T$ opisuju kinematiku produkata raspada $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ i $\phi \rightarrow K^+K^-$, u bazu transverzaliteta, $h^{(k)}(t)$ su funkcije koje opisuju vremensku zavisnost amplituda raspada, a $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \varphi_T)$ su njihove odgovarajuće funkcije uglova. Funkcije $h^{(k)}(t)$ predstavljaju realni ili imaginarni deo bilinerne kombinacije amplituda raspada. U slučaju raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ pogodno je uvesti amplitude linearne polarizacije $A_0(t)$, $A_{\parallel}(t)$ i $A_{\perp}(t)$, gde $A_0(t)$ i $A_{\parallel}(t)$ opisuju CP parne konfiguracije konačnog stanja, dok $A_{\perp}(t)$ opisuje CP neparnu konfiguraciju konačnog stanja. Analitički izrazi za amplitude i odgovarajuće funkcije uglova, koji uključuju i S-wave komponentu dati su u Tab. 2.5 i Tab. 2.7 Odeljka 2.7. Uglovi koji opisuju kinematiku produkata raspada, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ i $\phi \rightarrow K^+K^-$, definisani su u Odeljku 2.7 (Sl. 2.14). Jednačina (6.1) sadrži dvanaest parametara, od kojih devet određujemo eksperimentalno⁴⁹. Prvih šest parametara su inteziteti i faze tri kompleksne amplitude definisane u bazu transverzaliteta, $|A_0(0)|^2$, $|A_{\parallel}(0)|^2$, $|A_{\perp}(0)|^2$, $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp}$, $\delta_{\perp} - \delta_s$. Preostala tri parametra su $\Delta\Gamma_s$, $\Gamma_s = 1/\tau_s$ i ϕ_s , i opisuju $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mešanje, raspad $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, i interferenciju između direktnog raspada i mešanja. Ovakva parametrizacija pogodna je za analizu eksperimentalnih opservabli pošto ne zavisi od fenomenoloških modela koji opisuju fiziku izvan Standardnog modela.

⁴⁹ Parametar Δm_s ne određuje se merenjem prikazanim u ovoj tezi, parametar $|A_{\perp}(0)|^2$ određuje se iz uslova normiranja, dok je jaka faza δ_0 proizvoljna i postavljena na vrednost nula.

Merenje parametara narušenja CP simetrije u $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspadu urađeno je sa podacima koje je ATLAS eksperiment sakupio tokom rada LHC-a 2011. i 2012 godine. Sa podacima koji su sakupljeni 2011., na energiji sudara protona $\sqrt{s} = 7$ TeV, koji odgovaraju integralnoj luminoznosti od 4.9 fb^{-1} , prvo je urađena tzv. netagirana analiza raspada B_s^0 . U svim eksperimentima koji su analizirali ovaj raspad, obično su prvo publikovani rezultati netagirane analize pre tagirane. Osnovna razlika između ove dve analize je da u netagiranoj analizi ne razlikujemo da li se u trenutku produkcije raspao B_s^0 ili $\bar{B}_s^0$ mezon, zbog čega je dodeljena verovatnaća 50 % da svaki B_s^0 kandidat u početnom stanju bude čestica ili antičestica. U tagiranoj analizi koriste se različite metode za tagiranje aromata B_s^0 mezona u trenutku produkcije i time se omogućava odvojeno analiziranje diferencijalnih brzina raspada B_s^0 i $\bar{B}_s^0$ mezona.

Da bi smo odredili parametre koji karakterišu vremenski zavisnu CP asimetriju ϕ_s i $\Delta\Gamma_s$, eksperimentalno izmereno vreme raspada i ugaone raspodele rekonstruisanih $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada fitovane su sa teorijski izvedenom diferencijalnom brzinom raspada (6.1). Za fitovanje se koristi metod maksimalne verodostojnosti pomoću koga se procenjuju parametri iz eksperimentalno merenih raspodela maksimiziranjem funkcije verodostojnosti. Teorijska funkcija za diferencijalnu brzinu raspada treba da bude korigovana na efekte akseptanse i efekte ograničene rezolucije detektora. Efekti akseptanse potiču od geometrije detektora, selekcionih kriterijuma i trigera. Pre određivanja parametara fita potrebno je identifikovati sve komponente fona koje takođe prolaze selekzione kriterijume $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada ali imaju različito vreme raspada i ugaone raspodele. Sve navedene efekte i identifikovane komponente fona potrebno je modelovati u fitu. Osnovni koncept metoda maksimalne verodostojnosti i njegova specifična implementacija u ovoj analizi biće opisani u tekstu koji sledi.

6.1 METOD MAKSIMALNE VERODOSTOJNOSTI

Za određivanje parametara raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ koristi se simultani *nebinovan fit maksimalne verodostojnosti* (*unbinned maximum likelihood fit*) takođe poznat kao metod maksimalne verodostojnosti. Za primenu ovog metoda potrebno je konstruisati funkciju verodostojnosti:

$$\mathcal{L}(\alpha) = \prod_{i=1}^N P(X_i|\alpha) \quad (6.2)$$

gde $P(X_i|\alpha)$ predstavlja verovatnoću merenja X_i u datom događaju, pri čemu X može da predstavlja više opservabli. Pretpostavlja se da ova verovatnoća može da zavisi od jednog ili više parametara označenih sa α . Funkcija verodostojnosti onda je proizvod verovatnoća od N merenja. Vrednosti parametara α određene su traženjem maksimuma funkcije verodostojnosti. Obično je jednostavnije da se pronađe maksimum od $\ln \mathcal{L}$:

$$\ln \mathcal{L}(\alpha) = \sum_{i=1}^N \ln P(X_i|\alpha) \quad (6.3)$$

U slučaju raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ metod maksimalne verodostojnosti koristi informaciju o: rekonstruisanoj masi m , izmerenom sopstvenom vremenu raspada t , neodređenostima izmerene mase i sopstvenog vremena raspada σ_m i σ_t , kao i informaciju o izmerenim uglovima, $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada u bazu transversaliteteta $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \varphi_T)$, koji su definisani u Odeljku 2.7. Dodatno, tagirana analiza koristi informaciju o verovatnoći identifikacije aromata B_s^0 mezona (čestica /antičestica) u trenutku produkcije (*flavour tagging*).

Informacija o rekonstruisanoj masi omogućava razdvajanje signala od fona, dok informacija o uglovima raspada čestica u konačnom stanju omogućava da se razdvoje CP parna od CP neparnih stanja. Sopstveno vreme raspada omogućava da se odrede parametri od interesa, ϕ_s , Γ_s i $\Delta\Gamma_s$, koji opisuju vremensku zavisnost raspada B_s^0 mezona. U modelu fita pored fizičkih parametara pojavljuju se i dodatni parametri sa kojima se opisuju eksperimentalni podaci za raspad $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Zbog toga se parametri mogu podeliti na $\alpha = \{\alpha_{phys}, \alpha_{nuis}\}$, gde α_{phys} označava parametre koji opisuju fizičke opservable, dok α_{nuis} predstavlja dodatne parametre (*nuisance* parametre), koji se pojavljuju u funkcijama sa kojima se modeluju efekti ograničene rezolucije detektora ili fonski procesi, na primer.

Funkcija verodostojnosti definisana je kao kombinacija funkcija gustine verovatnoće signala i fona na sledeći način:

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \{ & w_i \cdot \ln(f_s \cdot \mathcal{F}_s(m_i, t_i, \Omega_i) + f_s \cdot f_{B^0} \cdot \mathcal{F}_{B^0}(m_i, t_i, \Omega_i) + \\ & + (1 - f_s \cdot (1 + f_{B^0})) \cdot \mathcal{F}_{bkg}(m_i, t_i, \Omega_i)) \} \end{aligned} \quad (6.4)$$

gde je N broj selektovanih događaja, a w_i težina koja uračunava vremensku zavisnost za efikasnost trigera. Izmerene veličine za svaki i -ti događaj su: m_i masa, t_i sopstveno vreme raspada, i Ω_i uglovi raspada. f_s je udeo signala, B_s^0 , f_{B^0} je udeo B_d^0 mezona koji su pogrešno identifikovani kao B_s^0 kandidati. Udeo f_{B^0} izračunat je relativno u odnosu na broj događaja signala i fiksiran je u fitu na vrednost dobijenu iz Monte Karlo simulacija. $\mathcal{F}_s$, $\mathcal{F}_{B^0}$ i $\mathcal{F}_{bkg}$ su funkcije gustine verovatnoće (u daljem tekstu: gustina verovatnoće ili PDF⁵⁰) koje opisuju raspodele verovatnoće za signal, specifični B_d^0 fon i ostale fonske procese. Za razliku od netagirane analize, u tagiranoj analizi pojavljuje se dodatni član koji predstavlja verovatnoću tagiranja B_s^0 kandidata, $P(B|Q)$, koji je opisan u Poglavlju 8.

Gustina verovatnoće koja opisuje signal, $\mathcal{F}_s$, proizvod je gustina verovatnoće za svaku veličinu određenu iz podataka:

$$\mathcal{F}_s(m_i, t_i, \Omega_i) = P_s(m_i | \sigma_{m_i}) \cdot P_s(\sigma_{m_i}) \cdot P_s(\Omega_i, t_i | \sigma_{t_i}) \cdot P_s(\sigma_{t_i}) \cdot A(\Omega_i, p_{Ti}) \cdot P_s(p_{Ti}) \quad (6.5)$$

gde je:

- ♦ $P_s(m_i)$ – gustina verovatnoće mase B_s^0 kandidata,
- ♦ $P_s(\sigma_{m_i})$ – gustina verovatnoće neodređenosti merenja mase,
- ♦ $P_s(\Omega_i, t_i)$ – gustina verovatnoće sopstvenog vremena raspada i uglova raspada B_s^0 kandidata,
- ♦ $P_s(\sigma_{t_i})$ – gustina verovatnoće neodređenosti sopstvenog vremena raspada,
- ♦ $A(\Omega_i, p_{Ti})$ – gustina verovatnoće efikasnosti selekcije i akseptanse detektora,
- ♦ $P_s(p_{Ti})$ – gustina verovatnoće transverzalnog impulsa B_s^0 kandidata.

Ukupna PDF koja opisuje fon, $\mathcal{F}_{bkg}$, definisana je kao:

$$\mathcal{F}_{bkg}(m_i, t_i, \Omega_i) = P_b(m_i) \cdot P_b(\sigma_{m_i}) \cdot P_b(t_i | \sigma_{t_i}) \cdot P_b(\sigma_{t_i}) \cdot P_b(\theta_T) \cdot P_b(\varphi_T) \cdot P_b(\psi_T) \cdot P_b(p_{Ti}) \quad (6.6)$$

gde je:

- ♦ $P_b(m_i)$ – gustina verovatnoće mase fona,
- ♦ $P_b(t_i, \sigma_{t_i})$ – gustina verovatnoće sopstvenog vremena raspada fona,
- ♦ $P_b(\sigma_{t_i})$ – gustina verovatnoće neodređenosti vremena raspada,

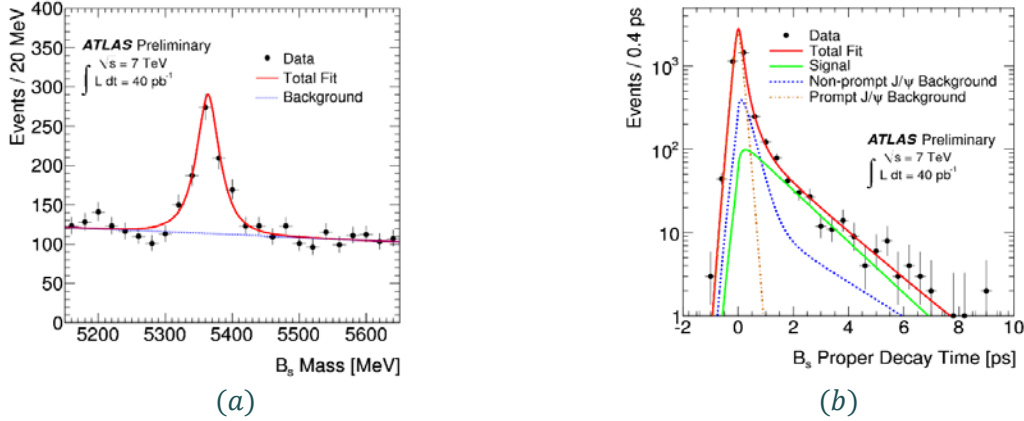
⁵⁰ PDF – probability density function

- ◇ $P_b(\theta_T), P_b(\phi_T), P_b(\psi_T)$ – gustina verovatnoće uglova raspada fona,
- ◇ $P_b(p_{T_i})$ – gustina verovatnoće transverzalnog impulsa fona.

U daljem tekstu biće opisane različite komponente funkcije verodostojnosti za $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ analizu. Ukoliko nije drugačije rečeno iste funkcije gustine verovatnoće, koriste se i u netagiranoj i tagiranoj analizi.

6.1.1 Gustina verovatnoće mase signala i fona, $P_s(m_i)$ i $P_b(m_i)$

Raspodela po rekonstruisanoj masi B_s^0 mezona ima jasno izražen pik, Sl. 6.1 (a), i zato se koristi za razdvajanje signala od fona. U principu ova raspodela trebala bi da bude opisana sa Brajt-Vignerovom funkcijom.



Sl. 6.1 Raspodele invarijantne mase (a) i sopstvenog vremena raspada (b) rekonstruisanih kandidata raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ [108].

Međutim, širina B_s^0 rezonance mnogo je manja od stvarne rezolucije detektora. Efekti rezolucije detektora utiču na raspodelu mase B_s^0 i najbolje su modelovani sa Gausovom raspodelom razmazanom za svaki događaj sa neodređenošću merenja mase σ_{m_i} :

$$P_s(m|\sigma_m) = \frac{\frac{1}{\sqrt{2\pi}s_m\sigma_m} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-M}{s_m\sigma_m}\right)^2}}{\frac{1}{2} \left[\text{erf}\left(\frac{M_{max}-M}{\sqrt{2}s_m\sigma_m}\right) - \text{erf}\left(\frac{M_{min}-M}{\sqrt{2}s_m\sigma_m}\right) \right]} \quad (6.7)$$

gde je M pozicija B_s^0 pika, s_{m_i} faktor skaliranja koji uračunava pogrešnu procenu neodređenosti merenja mase σ_{m_i} , erf je funkcija greške definisana kao $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$, dok M_{max} i M_{min} definišu opseg mase. Gausova raspodela normirana je u opsegu $5.15 \text{ GeV} < m(B_s^0) < 5.65 \text{ GeV}$. Ovakva gustina verovatnoće korišćena je u

netagiranoj analizi urađenoj sa podacima ATLAS eksperimenta iz 2011 godine. Alternativno, u analizi podataka iz 2012. godine (tagiranoj analizi) funkcija mase modelovana je sumom tri gausijana i normirana u opsegu $5.15 \text{ GeV} < m(B_s^0) < 5.65 \text{ GeV}$:

$$P_s(m) = f_{\sigma_{12}} \cdot \left(f_{\sigma_1} \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m-M)^2}{2\sigma_1^2}} + (1 - f_{\sigma_1}) \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m-M)^2}{2\sigma_2^2}} \right) + (1 - f_{\sigma_{12}}) \frac{1}{\sigma_3 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m-M)^2}{2\sigma_3^2}} \quad (6.8)$$

gde je M očekivana vrednost B_s^0 mase, σ_1 , σ_2 i σ_3 su standardne devijacije za svaku od tri Gausove raspodele, dok $f_{\sigma_{12}}$, f_{σ_1} , $(1 - f_{\sigma_1})$ i $(1 - f_{\sigma_{12}})$ predstavljaju udeo svakog od Gausijana.

Raspodela mase fona $P_b(m)$, opisana je kombinovanjem eksponencijalne funkcije i konstante. Na taj način je aproksimirana ravna raspodela mase fona u desnom bočnom delu i rastuća u levom bočnom delu (Sl. 6.1 (a)) oko centralne vrednosti mase B_s^0 mezona:

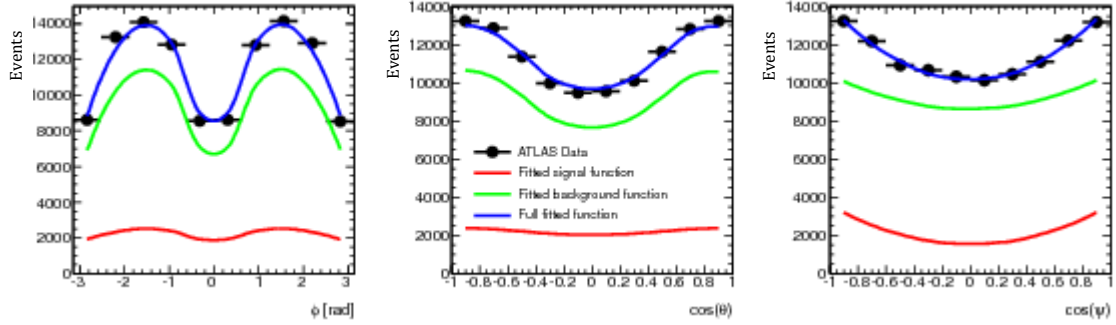
$$P_b(m) = \frac{1 + d_{exp} \cdot e^{-\frac{(m-m_c)}{m_{sl}}}}{\int_{m_{min}}^{m_{max}} \left(1 + d_{exp} \cdot e^{-\frac{(m-m_c)}{m_{sl}}} \right) dm_i} \quad (6.9)$$

gde je $m_c = (m_{max} + m_{min})/2$, a parametri fita m_{sl} i d_{exp} odgovaraju eksponencijalnom nagibu, i relativnom udelu eksponencijalnog i linearnog člana. Vrednosti koje definišu opseg mase B_s^0 kandidata su $m_{min} = 5150 \text{ MeV}$ i $m_{max} = 5650 \text{ MeV}$.

6.1.2 Gustina verovatnoće vremena i uglova raspada signala, $P_s(\Omega_i, t_i | \sigma_i)$

Vremenski i ugaono zavisna diferencijalna brzina raspada B_s^0 i $\bar{B}_s^0$ u konačno stanje $J/\psi \phi$ predviđena je teorijski (7.1) i zavisi pre svega od fizičkih parametara $\alpha_{phys} = \{\phi_s, \Delta\Gamma_s, \Gamma_s, |A_0(0)|^2, |A_{||}(0)|^2, |A_s(0)|^2, \delta_{||}, \delta_{\perp}, \delta_{\perp} - \delta_s\}$. Određivanje ovih parametara, a naročito vrednosti ϕ_s i $\Delta\Gamma_s$, glavni je cilj ove analize. Sa perfektnim poznavanjem aromata B_s^0 u trenutku produkcije, bilo bi dovoljno da se koristi jednačina (6.1) za raspad B_s^0 (i odgovarajuća za $\bar{B}_s^0$ sa promenjenim znakom ispred članova $\sin(\Delta m_s t)$ i $\cos(\Delta m_s t)$) kao PDF, nakon odgovarajućeg normiranja.

Ukoliko bi podatke zabeležio savršen detektor, vremenski zavisna brzina raspada (6.1) mogla bi direktno biti korišćena u fitu maksimalne verodostojnosti, kao $P_s(\Omega_i, t_i | \sigma_i)$. Međutim, u fitu realnih podatka, kao što je prikazano na Sl. 6.1 (b) i Sl. 6.2, moraju biti uzeti u obzir efekti detektora, kao što su ograničena rezolucija detektora i efikasnost detektora, odnosno izobličenje ugaonih raspodela zbog efikasnosti trigera, efikasnosti rekonstrukcije i selekcionih kriterijuma.



Sl. 6.2 Ugaone raspodele $\cos(\theta)$, $\cos(\psi)$, ϕ ($\cos \theta_T$, $\cos \psi_T$, ϕ_T) rekonstruisanih B_s^0 kandidata. Ukupni podaci prikazani su crnim tačkama, dok su podaci signala i fona u bočnim oblastima B_s^0 mase prikazani zelenom i crvenom krivom.

Ovi efekti utiču da raspodele transversalnih uglova Ω_i ne budu više ravne, već trpe određeno izobličenje (*sculpting*) detektora. Takođe, gustine verovatnoće računavaju efekte ograničene vremenske rezolucije detektora na merenja vremena raspada B_s^0 mezona. Matematički, razmazivanje je urađeno konvolucijom vremenski zavisnog člana sa Gausijanom čija je očekivana vrednost nula, a širina raspodele odgovara neodređenosti vremena raspada.

U netagiranoj analizi vremenska zavisnost u diferencijalnoj brzini raspada (6.1) izražena je eksponencijalnim funkcijama B_s^H i B_s^L mezona (Sl. 7.11 (b)). Konvolucija eksponencijalne i Gausove raspodele daje:

$$e^{-\Gamma t} * \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} = \frac{1}{2} e^{\frac{\Gamma^2 \sigma^2}{2} - \Gamma t} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{t}{\sqrt{2}\sigma} - \frac{\Gamma\sigma}{\sqrt{2}} \right) \right) \quad (6.10)$$

gde je $\sigma = s_t \sigma_t$, a σ_t neodređenost sopstvenog vremena raspada pomnožena sa faktorom skaliranja, s_t . U tagiranoj analizi, brzina raspada pored proizvoda vremenski zavisnih eksponencijalnih funkcija, sadrži i trigonometrijske funkcije. Konvolucija ovih članova može takođe da bude urađena analitički što daje:

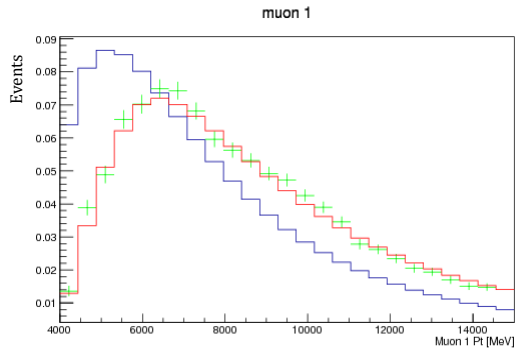
$$\begin{aligned}
 & e^{-\Gamma t} \sin(\Delta M t) * \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} = \\
 & = \frac{1}{2} e^{\frac{(\Gamma^2 - \Delta M^2)\sigma^2}{2} - \Gamma t} \left(\sin(b) (1 + \operatorname{Re}(a)) + \cos(b) \operatorname{Im}(a) \right)
 \end{aligned} \tag{6.11}$$

i

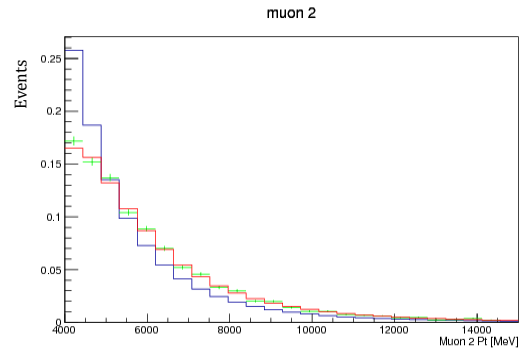
$$\begin{aligned}
 & e^{-\Gamma t} \cos(\Delta M t) * \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} = \\
 & = \frac{1}{2} e^{\frac{(\Gamma^2 - \Delta M^2)\sigma^2}{2} - \Gamma t} \cdot \left(\cos(b) (1 + \operatorname{Re}(a)) - \sin(b) \operatorname{Im}(a) \right)
 \end{aligned} \tag{6.12}$$

gde je $b = \Delta M(t - \Gamma\sigma^2)$, dok a predstavlja kompleksnu funkciju greške [110], datu sa $a = \operatorname{erf}\left(\frac{t - \Gamma\sigma^2}{\sqrt{2}\sigma} + i\frac{\Delta M\sigma^2}{\sqrt{2}}\right)$.

Uvođenjem člana $A(\Omega_i, p_{T_i})$ koji je pomnožen sa vremenskim i ugaonim delom, $P_s(\Omega_i, t_i | \sigma_{t_i})$, u funkciji signala $\mathcal{F}_s$, uračunato je izobličenje ugaonih raspodela signala zbog efekata detektora. Zbog toga, oba člana treba da budu normirana zajedno. $A(\Omega_i, p_{T_i})$ je izračunat korišćenjem 4-dimenzionalne matrice, gde su tri dimenzije uglovi $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \varphi_T)$, dok je četvrta p_T B_s^0 mezona. Član $A(\Omega_i, p_{T_i})$ izračunat je korišćenjem 12 miliona simuliranih $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ događaja, generisanih sa ravnim ugaonim raspodelama. Nakon simulacije detektora, trigger selekcije, i rekonstrukcije, ugaone raspodele preostalih događaja nisu više ravne i njihov oblik zavisi od p_T B_s^0 mezona. Efikasnost u svakom binu izračunata je kao broj preostalih B_s^0 kandidata u odnosu na broj generisanih B_s^0 mezona. Binovi ugaonih raspodela, $\cos \theta_T, \cos \psi_T, \varphi_T$, normirani su za svaki p_T bin i na taj način kreirana je 4-D mapa sa težinama događaja. Da bi smo proverili koliko dobro simulirani događaji opisuju efikasnost detektora na Sl. 6.3 i Sl. 6.4 su upoređene raspodele p_T i η miona Monte Karlo i realnih podataka, kao i raspodele uglova θ_T, ψ_T i φ_T gustine verovatnoće signala na Sl. 6.5. Može se uočiti veoma dobro slaganje između simuliranih i realnih podataka, što potvrđuje prediktivnu moć simuliranih događaja za određivanje efikasnosti detektora.

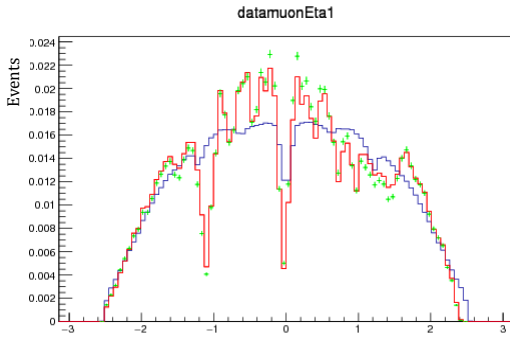


(a)

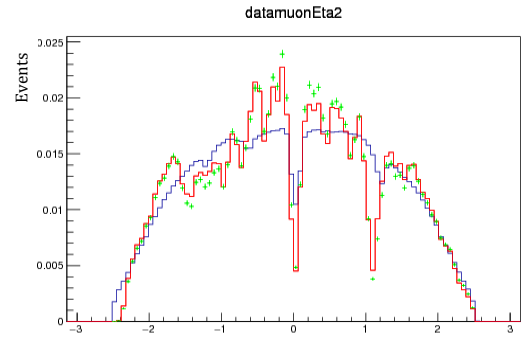


(b)

Sl. 6.3 Poređenje Monte Karlo i realnih podataka za p_T miona: (a) za mion većeg p_T u događaju, (b) za mion manjeg p_T u događaju. Zelene tačke: raspodele realnih podataka iz oblasti signala nakon oduzimanja bočnih oblasti B_s^0 mase; Monte Karlo događaji: plava linija - nakon rekonstrukcije; crvena linija - nakon uključujućeg trigera.

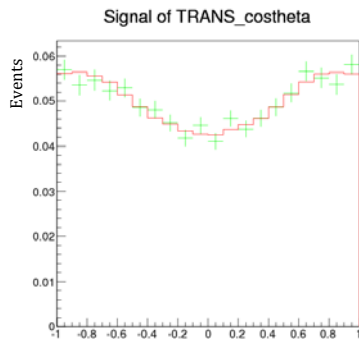


(a)

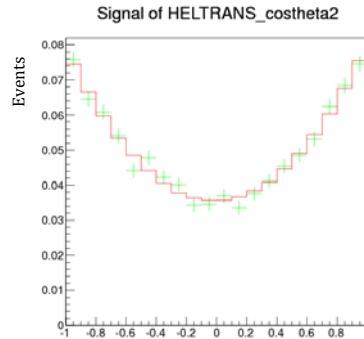


(b)

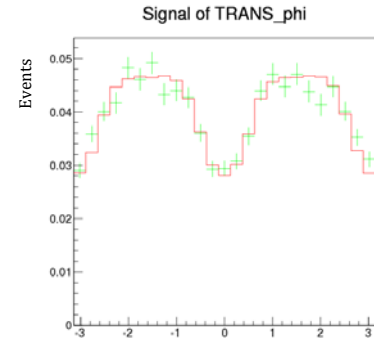
Sl. 6.4 Poređenje Monte Karlo i realnih podataka za η miona: (a) za mion većeg p_T u događaju, (b) za mion manjeg p_T u događaju. Zelene tačke: raspodele realnih podataka iz oblasti signala nakon oduzimanja bočnih oblasti B_s^0 mase; Monte Karlo događaji: plava linija - nakon rekonstrukcije; crvena linija - nakon uključujućeg trigera.



(a)



(b)



(c)

Sl. 6.5 Poređenje Monte Karlo i realnih podataka uglova PDF signala: (a) $\cos \theta_T$, (b) $\cos \psi_T$ i (c) φ_T . Zelene tačke su realni podaci nakon oduzimanja bočnih oblasti B_s^0 mase; Monte Karlo događaji: crvena linija - nakon rekonstrukcije i uključenog trigera.

6.1.3 Gustina verovatnoće vremena i uglova raspada fonskih procesa, $P_b(\Omega_i, t_i | \sigma_i)$

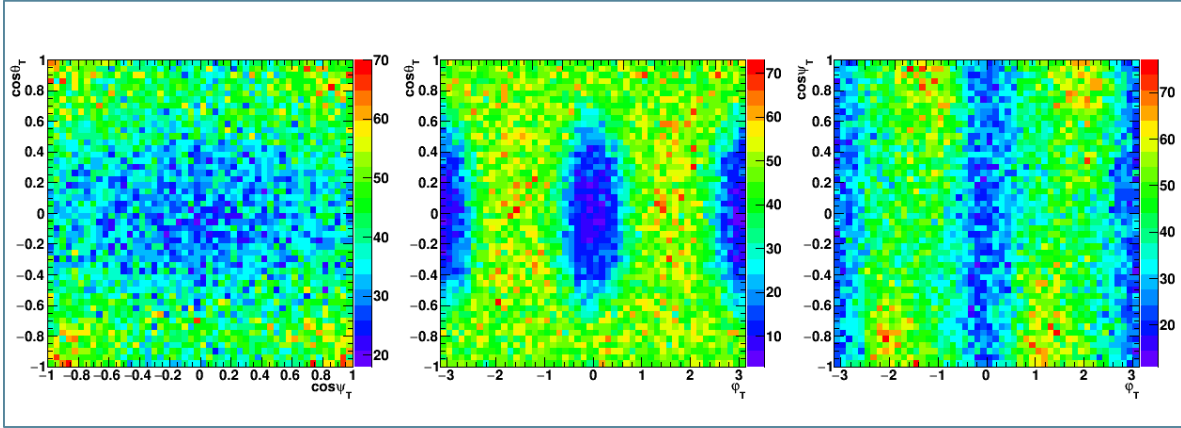
Sopstveno vreme raspada fona, koje opisuje $P_b(t_i | \sigma_{t_i})$, ima četiri komponente. Prva je kratkoživeća (*prompt*) komponenta, koja se odnosi na kombinatorni fon i modelovana je Gausovom raspodelom sa očekivanom vrednošću oko nule, s obzirom da se ne očekuje da ima značajno vreme života. Dve dugoživeće komponente fona čine rekonstruisani (*non-prompt*) J/ψ mezoni i hadroni iz primarnog verteksa. Ove komponente daju manji doprinos fonu i opisuju se sa dve pozitivne eksponencijalne funkcije. Četvrtu komponentu fona čine događaji sa lošom rezolucijom verteksa, koji doprinose negativnim vrednostima merenja vremena raspada. Ova komponenta opisana je sa negativnom eksponencijalnom funkcijom. Rezolucija detektora uračunata je konvolucijom sa Gausijanom neodređenosti za svaki događaj. Matematički oblik funkcije koja modeluje vreme raspada fonskih procesa je:

$$P_b(t | \sigma_t) = \left\{ f_g + (1 - f_g) \left[f_- \frac{1}{\tau_-} e^{-\frac{t}{\tau_-}} + (1 - f_-) \cdot \right. \right. \\ \left. \left. \cdot \left(f_+ \frac{1}{\tau_+} e^{-\frac{t}{\tau_+}} + (1 - f_+) \frac{1}{\tau_{++}} e^{-\frac{t}{\tau_{++}}} \right) \right] \right\} * \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} \quad (6.13)$$

gde su f_g, f_- i f_+ relativni doprinosi navedenih fonskih procesa, a $\sigma = s_t \sigma_t$ je neodređenost vremena raspada po kandidatu pomnožena sa istim faktorom skaliranja kao u modelu signala.

Oblik ugaonih raspodela fona $P_b(\theta_T), P_b(\psi_T)$ i $P_b(\phi_T)$ nije ravan, zbog efekata detektora i selekcionih kriterijuma. Na Sl. 6.6 prikazani su 2-D histogrami ugaonih raspodela u bočnim intervalima raspodele mase B_s^0 mezona ($5.150 \text{ GeV} < m(B_s^0) < 5.317 \text{ GeV}$ i $5.417 \text{ GeV} < m(B_s^0) < 5.650 \text{ GeV}$), kako bi postale uočljive korelacije između uglova Ω_i .

Na levom i desnom histogramu Sl. 6.6 vidi se da je $\cos \psi$ skoro nekorelisan sa $\cos \theta$ i ϕ , dok srednji histogram ukazuje na postojanje male korelaciju između $\cos \theta$ i ϕ . Zbog toga je u modelu fitovanja podataka, pretpostavljeno da su korelacije između uglova fona zanemarljive, i stoga je gustina verovatnoće ugaonih raspodela fona modelovana kao proizvod nezavisnih funkcija za svaki ugao u bazu transversalitetu. Ovaj metod faktorizacije usvojen je na osnovu analize CDF eksperimenta [111]. Procena sistematskih neodređenosti usled korelacija između $\cos \theta$ i ϕ data je u Poglavlju 7.



Sl. 6.6 Korelacije ugaonih raspodela $\cos \theta_T$, $\cos \psi_T$ i ϕ_T u bočnim intervalima mase B_s^0 mezona, dobijene sa podacima iz 2011. godine.

Ugaone raspodele fona određene su empirijskim putem i opisane su Ležandrovim polinomima:

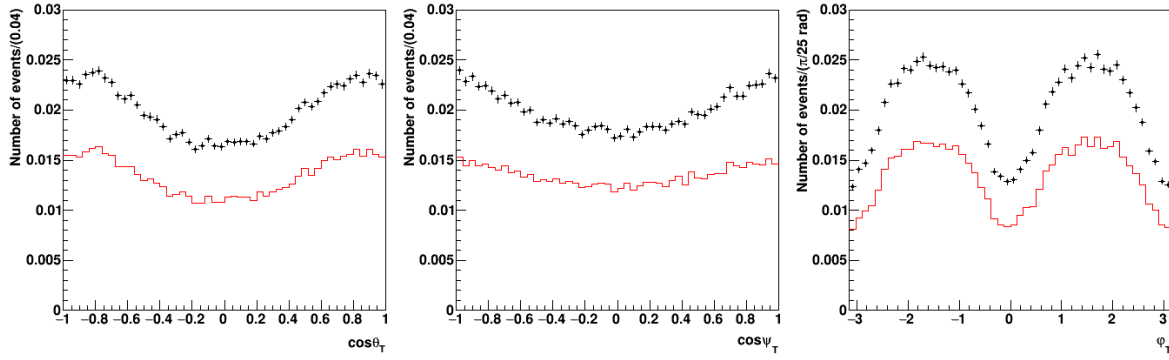
$$Y_l^m(\cos \theta_T) = \sqrt{2l+1/4\pi} \sqrt{(l-m)!(l+m)!} P_l^m(\cos \theta)$$

$$P_k(x) = \frac{1}{2^k k!} \frac{d^k}{dx^k} (x^2 - 1)^k \quad (6.14)$$

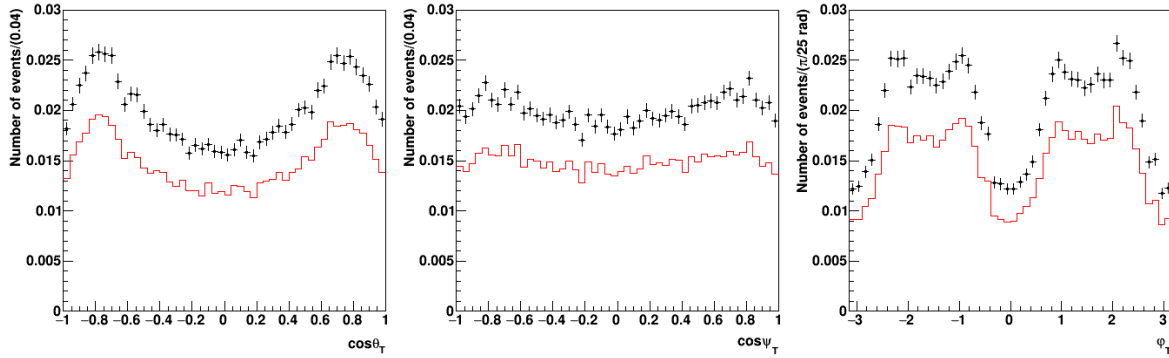
$$\mathcal{P}_b(\theta_T, \psi_T, \phi_T) = \sum_{k=0}^6 \sum_{l=0}^6 \sum_{m=-l}^l \begin{cases} a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^m(\theta_T) \cos(m\phi_T) P_k(\cos \psi_T) & \text{gde je } m > 0 \\ a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^{-m}(\theta_T) \sin(m\phi_T) P_k(\cos \psi_T) & \text{gde je } m < 0 \\ a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^0(\theta_T) P_k(\cos \psi_T) & \text{gde je } m = 0 \end{cases}$$

gde su parametri $a_{k,l,m}$ podešeni tako da daju najbolji fit ugaonih raspodela za događaje u bočnim intervalima mase B_s^0 kandidata. Ovi parametri su zatim fiksirani u konačnom fitovanju podataka. Normiranje ovih funkcija izvršeno je za interval uglova: $-1 \leq \cos \theta \leq 1$, $-1 \leq \cos \psi \leq 1$ i $-\pi \leq \phi \leq \pi$. Interval B_s^0 mase korišćen za fitovanje fona je $5150 - 5650$ MeV, izuzimajući region mase signala $|m(B_s^0) - 5366| < 110$ MeV.

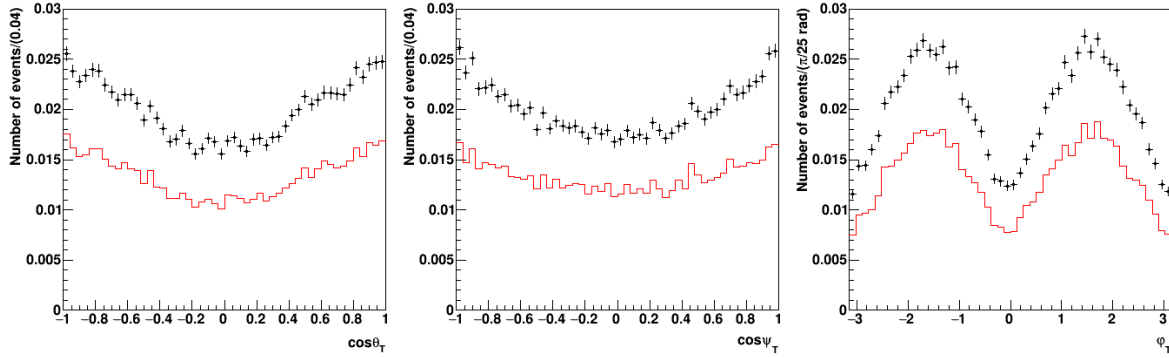
Na Sl. 6.7 prikazane su ugaone raspodele B_s^0 kandidata u bočnim intervalima mase B_s^0 mezona korišćenjem podataka iz 2011. godine. Na slici je prikazana zavisnost ugaonih raspodela od transversalnog impulsa B_s^0 mezona, koja je relativno mala i zanemarena u analizi. Na Sl. 6.7 (a) prikazane su ugaone raspodele za ceo interval vrednosti transversalnog impulsa B_s^0 mezona od $p_T(B_s^0) < 14$ GeV, na Sl. 6.7 (b) za interval $p_T(B_s^0) < 14$ GeV, i na Sl. 6.7 (c) za interval $14 \text{ GeV} < p_T(B_s^0) < 21$ GeV.



(a)



(b)



(c)

Sl. 6.7 Zavisnost ugaonih raspodela $\cos \theta_T$, $\cos \psi_T$ i ϕ_T , B_s^0 kandidata od $p_T(B_s^0)$ u podacima iz 2011. g. Svi podaci prikazani su crnim tačkama, dok su podaci iz bočnih intervala B_s^0 mase ($5.150 \text{ GeV} - 5.317 \text{ GeV}$ i $5.417 \text{ GeV} - 5.650 \text{ GeV}$) predstavljeni crvenim histogramima.

6.1.4 Gustina verovatnoće neodređenosti mase vremena i p_T zavisnost, $P_{s,b}(\sigma_m, \sigma_t | p_T)$

S obzirom da se raspodele za grešku merenja mase i vremena raspada, σ_m i σ_t , značajno razlikuju za signal i fon, ove raspodele se tretiraju odvojeno u funkciji verodostojnosti. Kao što je već rečeno, u analizi koja koristi podatke prikupljene tokom 2011. godine, modeli koji opisuju masu i sopstveno vreme raspada signala računali su

ove neodređenosti za svaki događaj. U analizi koja koristi podatke prikupljene tokom 2012. godine, gustine verovatnoća za masu su pojednostavljene, i za signal i za fon, gde nije uračunata neodređenost mase po selektovanom događaju.

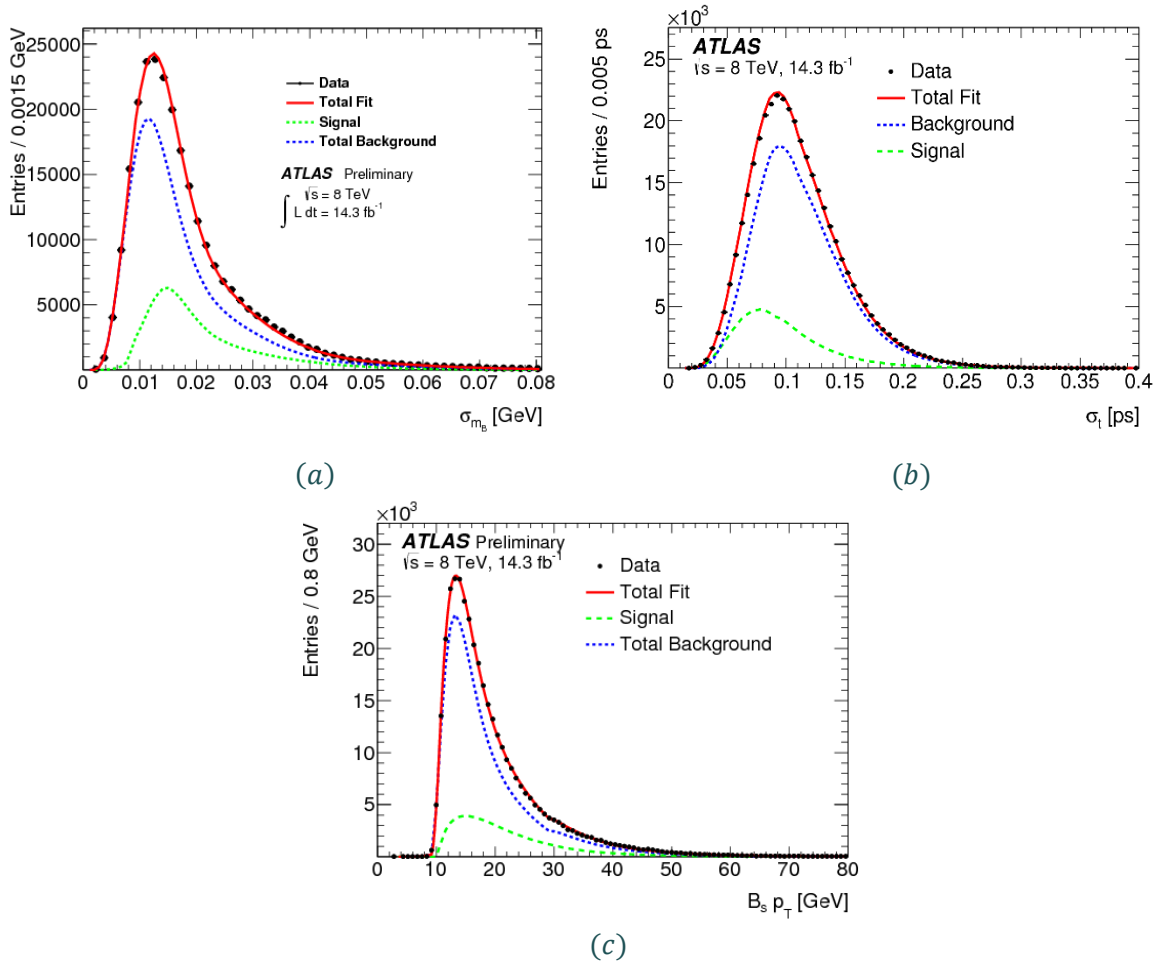
Odgovarajuće gustine verovatnoće za neodređenosti mase i sopstvenog vremena raspada, $P_s(\sigma_m), P_s(\sigma_t), P_b(\sigma_m)$ i $P_b(\sigma_t)$, dobijene su korišćenjem Gama funkcije:

$$P(x) = \frac{x^{a_{s,b}} e^{-\frac{x}{b_{s,b}}}}{b_{s,b}^{a_{s,b}+1} \Gamma(a_{s,b} + 1)} \quad (6.15)$$

gde su $a_{s/b}$ i $b_{s/b}$ konstante dobijene fitovanjem u bočnim intervalima mase B_s^0 mezona (označeno sa b) i u regionu signala oduzimanjem bočnih intervala (označeno sa s). Dobijene vrednosti fiksirane su u fitu verodostojnosti.

Raspodele za fon dobijene su iz bočnih intervala raspodele B_s^0 mase, dok su raspodele za signal dobijene oduzimanjem raspodela u bočnim intervalima. S obzirom da oblik raspodela σ_m i σ_t zavisi od transversalnog impulsa B_s^0 mezona, one su određene za šest p_T binova, koji su izabrani tako da odražavaju zavisnost rezolucije detektora od transversalnog impulsa. Na Sl. 6.8 (a) i Sl. 6.8 (b) prikazane su raspodele neodređenosti mase i sopstvenog vremena raspada, za signal i fon posebno, kao i njihov zbir koji se poklapa sa raspodelom podataka za ceo p_T opseg.

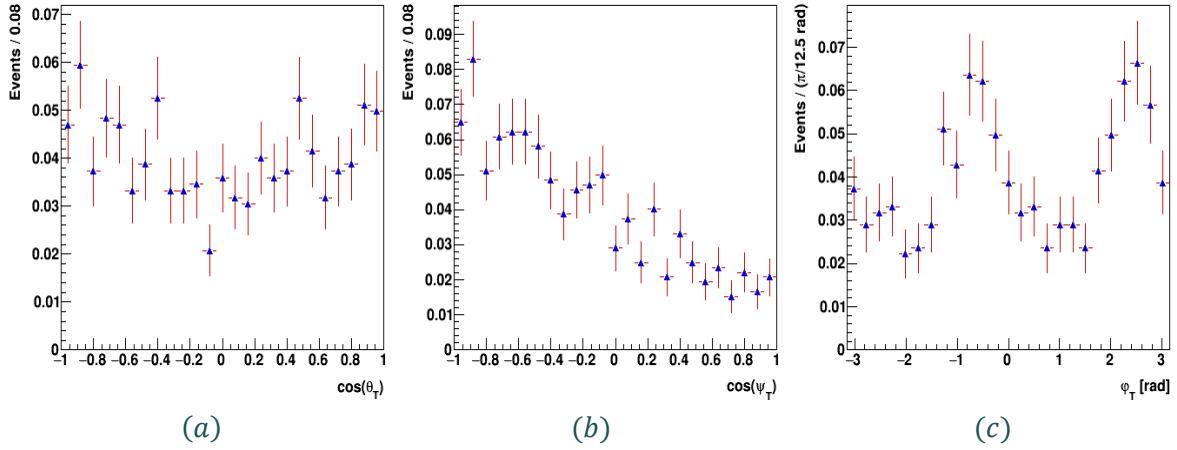
S obzirom da gustine verovatnoće za neodređenosti mase i sopstvenog vremena raspada, kao i efikasnost u modelu signala, zavise od transversalnog impulsa B_s^0 mezona, pri čemu je p_T raspodela različita za signal i fon, uvode se dodatne gustine verovatnoće, $P_s(p_T)$ i $P_b(p_T)$, koje modeluju p_T . Ove p_T raspodele takođe su opisane koristeći Gama funkcije, a parametri su određeni koristeći isti metod kao i za gustine verovatnoće koje opisuju neodređenosti mase i vremena života. Na Sl. 6.8 (c) prikazana je raspodela transversalnog impulsa, za signal i fona posebno, kao i njihov zbir koji se poklapa sa raspodelom podataka za ceo p_T opseg.



Sl. 6.8 Raspodele neodređenosti mase (a), vremena raspada (b) i transverznog impulsa p_T (c). Zeleno je raspodela signala, plavo raspodela fona, dok crveno predstavlja njihov zbir, koji se poklapa sa podacima predstavljenim crnim tačkama.

6.1.5 Gustina verovatnoće specifičnih fonskih procesa B_d mezona

Raspadi $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^{*0}(K^+\pi^-)$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+\pi^-$, predstavljaju fon koji nije moguće ukloniti iz podataka. Ove događaje nije moguće razlikovati od događaja signala primenom selekcionih kriterijuma, i predstavljaju tzv. nereducibilni fon u analizi. Topologija ovih fonskih raspada ista je kao i za B_s^0 raspade ($PS \rightarrow VV$), što doprinosi njihovoj sličnoj ugaonoj strukturi. U procesu rekonstrukcije B_d^0 fonskih procesa, B_d^0 kandidati rekonstruisani su kao B_s^0 kandidati, pretpostavljajući da obe hadronske čestice u konačnom stanju imaju masu kaona. Ovo utiče da *lažna* rekonstruisana masa B_d^0 mezona leži u oblasti mase B_s^0 mezona, zbog čega se ovi fonski događaji nazivaju i B_d^0 *refleksijama*.



Sl. 6.9 Ugaone raspodele $\cos\theta_T$ (a), $\cos\psi_T$ (b), ϕ_T (c) simuliranih $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada u Monte Karlo produkciji iz 2011. godine.

Kontaminacija događaja signala događajima fona koji potiču od rezonantnog i nerezonantnog B_d^0 raspada, tretirana je u funkciji verodostojnosti (6.4), modelovanjem gustine verovatnoće $\mathcal{F}_{B^0}$ na sledeći način:

$$\mathcal{F}_{B^0}(m_i, t_i, \Omega_i) = P_{B^0}(m_i) \cdot P_S(\sigma_{m_i}) \cdot P_{B^0}(t_i | \sigma_{t_i}) \cdot P_S(\sigma_{t_i}) \cdot P_{B^0}(\theta_T) \cdot P_{B^0}(\psi_T) \cdot P_{B^0}(\phi_T) \cdot P_{B^0}(p_{T_i}) \quad (6.16)$$

Da bi doprinos ovog fona bio uračunat u fit on mora biti nezavisno opisan. Korišćenjem PYTHIA generatora simulirani su raspad B_d^0 mezona sa vrednostima parametara datim u Tab. 6.1 [112, 113]. Primenjeni su isti kriterijumi selekcije kao za rekonstrukciju B_s^0 raspada, uz zamenu hipoteze mase: pion $\rightarrow$ kaon. Rezultujuće raspodele prikazane su na Sl. 6.9.

Tab. 6.1 Parametri korišćeni za generisanje događaja $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada.

Par.	$ A_0(t) ^2$	$ A_{\parallel}(t) ^2$	$\Delta\Gamma_d$ [ps ⁻¹]	Γ_d [ps ⁻¹]	ΔM [MeV]	ϕ_d [rad]	$\delta_{\parallel}$ [rad]	$\delta_{\perp}$ [rad]	M_{B^0} [MeV]
Vr.	0.587	0.252	0.0	0.659	0.507	0.0	-2.87	3.02	5279.5

Za fitovanje ugaonih raspodela rekonstruisanih $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada, kao i konjugovanih raspada, u podacima iz 2012. godine korišćeni su Ležandrovi polinomi. U podacima iz 2011. godine, za modelovanje ugaonih raspodela nereducibilnih fonskih procesa, korišćene su polinomne funkcije višeg reda. Detaljnji opis parametrizacije

ugaonih funkcija B_d^0 fona u funkciji verodostojnosti, kao i rezultati dobijeni korišćenjem Monte Karlo podataka $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada, predstavljeni su u Odeljcima 7.1.3 i 8.2.4.

Neodređenosti mase, vremena raspada, kao i transverzalnog impulsa B_d^0 fona, modelovane su na sličan način kao i u modelu signala. Zbog pogrešno rekonstruisane mase B_d^0 mezona, masa B_d^0 kandidata umesto Gausove raspodele, modelovana je korišćenjem Landauove raspodele, gde je Landauova funkcija data kao:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\left(\frac{x-m}{\sigma} + e^{-\frac{x-m}{\sigma}}\right)^2}{2}} \quad (6.17)$$

gde su m, σ parametri funkcije i predstavljaju očekivanu vrednost i širinu raspodele. Raspodela mase B_d^0 kandidata i odgovarajuća funkcija fitovanja prikazana je na Sl. 7.6 u Odeljku 7.1.4. Odgovarajući član kojim se opisuje masa B_d^0 kandidata u modelu maksimalne verodostojnosti označene je sa $P_{B_d^0}(m)$.

U funkciji verodostojnosti, sopstveno vreme raspada B_d^0 fona modelovano je konvolucijom eksponencijalne i Gausove funkcije:

$$P_{B_d^0}(t|\sigma_t) = \frac{1}{\tau_d^*} e^{-\frac{t}{\tau_d^*}} * \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} \quad (6.18)$$

gde je $\sigma = s_t \sigma_t$ neodređenost vremena raspada po događaju, i s_t faktor skaliranja koji je korišćen i u modelu signala. τ_d^* je vreme života pogrešno rekonstruisanih B_d^0 mezona, izračunato kao $\tau_d^* = \tau_{B_d}(m_{B_s}/m_{B_d}) = 1.5441$ ps, sa vrednostima navedenim u [113].

Svi parametri funkcija modelovanja mase, sopstvenog vremena raspada i uglova raspada B_d^0 refleksija, određeni su u Monte Karlo simulacijama. Nakon fitovanja raspodela ovih veličina dobijenih u postupku rekonstrukcije Monte Karlo podataka, odgovarajući parametri fiksirani su u funkciji verodostojnosti.

Relativni udeo nereducibilnog B_d^0 fona u podacima iz 2012. godine izračunat je korišćenjem sledećih veličina: relativnih odnosa udela fragmentacija u B_d^0 i B_s^0 mezona (Tab. 3.2) [67], specifičnih faktora grananja [114], kao i efikasnosti rekonstrukcije i selekcije koje su određene iz Monte Karlo podataka. Udeo nereducibilnog fona u podacima iz 2011. godine izračunat je korišćenjem vrednosti dobijenih u simuliranim Monte Karlo podacima. Dobijeni rezultat za udeo B_d^0 fona u oblasti B_s^0 signala fiksiran je u funkciji verodostojnosti. Detaljniji opis metode za određivanje udela B_d^0 fona dat je

u Odeljcima 7.1.5 i 8.2.5. Neodređenosti udela B_d^0 fona u oblasti B_s^0 signala korišćene su za procenu sistematskih efekata u analizi, Odeljci 7.2.4 i 8.3.7.

6.1.6 Vremenski zavisna efikasnost mionskog trigeru

U funkciju verodostojnosti uveden je težinski faktor w , kako bi bio uračunat otklon (*bias*) prema višim vrednostima transverzalnog parametra sudara miona, d_0 , uzrokovano mionskim triggerima. Ovaj otklon utiče na merenje vremena života B_s^0 mezona, s obzirom da se parametar sudara miona koristi za određivanje verteksa B_s^0 raspada. Zbog toga se pojavljuje manja neefikasnost u merenju viših vrednosti sopstvenog vremena raspada. Vremenska zavisnost efikasnosti trigeru, u podacima iz 2011. i 2012. godine, fitovana je funkcijama koje su date u jednačinama (7.8) i (8.13). Fitovanje je urađeno za svaki od trigeru koji su korišćeni u analizama, kao i za njihovu kombinaciju. Određivanje sistematskih neodređenosti usled vremenski zavisne efikasnosti mionskog trigeru, prikazano je u Odeljcima 7.2.3 i 8.3.3.

7 NETAGIRANA $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ ANALIZA

U netagiranoj analizi ne razlikujemo da li je u početnom trenutku produkovan B_s^0 ili $\bar{B}_s^0$ mezon. Zbog toga se pretpostavlja da je verovatnaća 50 % da svaki kandidat B_s^0 mezona u početnom stanju bude čestica ili antičestica. Ova pretpostavka pojednostavljuje jednačinu diferencijalne brzine raspada B_s^0 ($\bar{B}_s^0$) mezona (6.1), gde se u formulama poništavaju svi članovi u kojima se pojavljuje razlika mase, Δm_s . Međutim ovo pojednostavljenje smanjuje osetljivost na merenje parametra ϕ_s , dok korelacije rastu. Analitički izrazi za vremenski zavisne amplitude raspada u netagiranoj analizi dati su u Tab. 7.1.

Tab. 7.1 Vremenski zavisne amplitude $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada u netagiranoj analizi gde ne razlikujemo da li je u početnom trenutku produkovan B_s^0 ili $\bar{B}_s^0$ mezon.

k	$h^{(k)}(t)$
1	$ A_0(t) ^2 = \frac{1}{2} A_0(0) ^2[(1 + \cos \phi_s)e^{-\Gamma_L t} + (1 - \cos \phi_s)e^{-\Gamma_H t}]$
2	$ A_{\parallel}(t) ^2 = \frac{1}{2} A_{\parallel}(0) ^2[(1 + \cos \phi_s)e^{-\Gamma_L t} + (1 - \cos \phi_s)e^{-\Gamma_H t}]$
3	$ A_{\perp}(t) ^2 = \frac{1}{2} A_{\perp}(0) ^2[(1 - \cos \phi_s)e^{-\Gamma_L t} + (1 + \cos \phi_s)e^{-\Gamma_H t}]$
4	$\text{Im} A_0(t)A_{\parallel}(t) = \frac{1}{2} A_0(0) A_{\parallel}(0) \cos \delta_{\parallel}[(1 + \cos \phi_s)e^{-\Gamma_L t} + (1 - \cos \phi_s)e^{-\Gamma_H t}]$
5	$\text{Re} A_{\parallel}(t)A_{\perp}(t) = \frac{1}{2} A_{\parallel}(0) A_{\perp}(0) [(e^{-\Gamma_L t} - e^{-\Gamma_H t})\cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel})\sin \phi_s]$
6	$\text{Im} A_0(t)A_{\perp}(t) = \frac{1}{2} A_0(0) A_{\perp}(0) [(e^{-\Gamma_L t} - e^{-\Gamma_H t})\cos \delta_{\perp}\sin \phi_s]$
7	$ A_S(t) ^2 = \frac{1}{2} A_S(0) ^2[(1 + \cos \phi_s)e^{-\Gamma_L t} + (1 - \cos \phi_s)e^{-\Gamma_H t}]$
8	$\text{Re} A_S(t)A_{\parallel}(t) = \frac{1}{2} A_S(0) A_{\parallel}(0) [(e^{-\Gamma_L t} - e^{-\Gamma_H t})\sin(\delta_{\parallel} - \delta_S)\sin \phi_s]$
9	$\text{Im} A_S(t)A_{\perp}(t) = \frac{1}{2} A_S(0) A_{\perp}(0) \sin(\delta_{\perp} - \delta_S)[(1 - \cos \phi_s)e^{-\Gamma_L t} + (1 + \cos \phi_s)e^{-\Gamma_H t}]$
10	$\text{Re} A_S(t)A_0(t) = \frac{1}{2} A_S(0) A_0(0) [(e^{-\Gamma_H t} - e^{-\Gamma_L t})\sin \delta_S\sin \phi_s]$

Amplitude $A_0(t)$ i $A_{\parallel}(t)$ opisuju CP-parne konfiguracije konačnog stanja $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada, dok $A_{\perp}(t)$ opisuje CP-neparnu konfiguraciju. Prvih šest članova u Tab. 7.1 opisuju P-wave doprinose, dok preostala četiri člana, $k = 7-10$, opisuju S-wave stanje. Amplituda $A_S(t)$ uključuje doprinose nerezonantnog $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ i rezonantnog $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0(980)$ raspada (CP-neparne konfiguracije). Amplitude su parametrizovane sa $|A_i|e^{i\delta_i}$, gde je $i = \{0, \parallel, \perp, S\}$ i normalizovane tako da je $|A_{\perp}(0)|^2 + |A_0(0)|^2 + |A_{\parallel}(0)|^2 = 1$. $|A_{\perp}(0)|^2$ je određena iz uslova normiranja, dok su ostale tri amplitude

parametri fita. Vrednost faze δ_0 po konvenciji postavljena je na nulu, dok je umesto faze δ_s , izabrana razlika $\delta_\perp - \delta_s$, za parametar koji se meri u analizi. Pojednostavljene jednačine koje opisuju netagiran $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspad zavise od osam fizičkih parametara: $\Delta\Gamma_s, \Gamma_s, \phi_s, |A_0(0)|^2, |A_\parallel(0)|^2, \delta_\parallel, |A_s(0)|^2$ i δ_s .

U jednačinama koje odgovaraju članovima $k = 5, 6$ u Tab. 7.1 pojavljuje se proizvod faza, $\delta_\perp$ i ϕ_s . Prema predviđanjima Standardnog modela vrednost faze ϕ_s bliska je nuli, što je potvrđeno eksperimentalno, zbog čega je netagirana analiza neosetljiva na merenje faze $\delta_\perp$. Kako bi u analizi bila uračunata neosetljivost na merenje ovog parametra, za $\delta_\perp$ uzeta je najbolja izmerena vrednost: $\delta_\perp = \mu_{\delta_\perp} \pm \sigma_{\delta_\perp} = (2.95 \pm 0.39)$ rad [115], dok je u funkciji verodostojnosti $\mathcal{L}$ (7.4) dodat član parametrizovan Gausovom funkcijom: $P(\delta_\perp) = e^{-(\delta_\perp - \mu_{\delta_\perp})^2 / (2\sigma_{\delta_\perp}^2)}$ (8.5).

Fit maksimalne verodostojnosti u netagiranoj analizi ima ukupno 24 parametra. Pored već pomenutih fizičkih parametara, postoje parametri koji opisuju raspodelu mase B_s^0 kandidata, sopstveno vreme raspada i ugaone raspodele fona, udeo B_s^0 signala i dva faktora skaliranja za neodređenost merenja mase i vremena raspada.

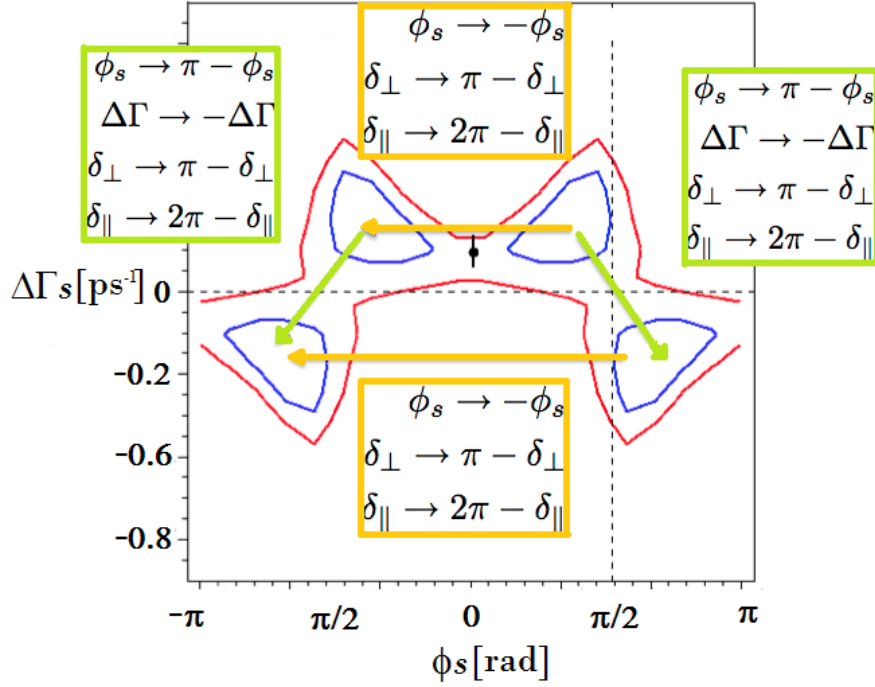
Vremenski zavisne amplitude i funkcije uglova $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada invarijantne su u odnosu na određene simultane transformacije parametara, što je karakteristika i netagirane i tagirane analize:

$$\{\phi_s, \Delta\Gamma_s, \delta_\perp, \delta_\parallel, \delta_s\} \rightarrow \{\pi - \phi_s, -\Delta\Gamma_s, \pi - \delta_\perp, -\delta_\parallel, -\delta_s\} \quad (7.1)$$

Ukoliko nema *tagiranja* početnog stanja, važi invarijantnost u odnosu na sledeće transformacije:

$$\{\phi_s, \Delta\Gamma_s, \delta_\perp, \delta_\parallel, \delta_s\} \rightarrow \{-\phi_s, \Delta\Gamma_s, \pi - \delta_\perp, -\delta_\parallel, -\delta_s\} \quad (7.2)$$

Ovo dovodi do četverostruke neodređenosti u merenju parametra ϕ_s . U ovom merenju razmotrena su samo dva minimuma funkcije verodostojnosti koja daju pozitivno ϕ_s , s obzirom da je u LHCb eksperimentu, čiji je rezultat korišćen za ograničenje vrednosti parametra $\delta_\perp$, izvedeno tagirano merenje. Takođe, koristeći pozitivan predznak za $\Delta\Gamma_s$ [60], što je takođe rezultat LHCb eksperimenta, dobija se jedno rešenje za fazu ϕ_s . Na Sl. 7.1 prikazane su konture u $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ ravni, koje odražavaju četverostruku neodređenost rezultata kao posledica kombinovanih transformacija parametara u (7.1) i (7.2).



Sl. 7.1 Konture sa 68 % CL. i 95 % C.L. u $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ ravni koje prikazuju postojanje četverostruke neodređenosti u merenju ϕ_s usled invarijantnosti PDF B_s^0 signala u odnosu na transformacije (7.1) i (7.2) u netagiranoj analizi.

7.1 FIT MAKSIMALNE VERODOSTOJNOSTI U NETAGIRANOJ ANALIZI

Za netagiranu analizu funkcija verodostojnosti je definisana kao kombinacija PDF B_s^0 signala i fona [116]:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \{w_i \cdot \ln(f_s \cdot \mathcal{F}_s(m_i, t_i, \Omega_i) + f_s \cdot f_{B^0} \cdot \mathcal{F}_{B^0}(m_i, t_i, \Omega_i) + (1 - f_s \cdot (1 + f_{B^0})) \cdot \mathcal{F}_{bkg}(m_i, t_i, \Omega_i))\} + \ln P(\delta_\perp) \quad (7.3)$$

gde je N broj selektovanih događaja $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada, w_i težinski faktor koji uračunava vremensku zavisnost efikasnosti trigeru, f_s udeo signala, f_{B^0} relativni udeo specifičnog fona koji potiče od B_d^0 mezona, $\mathcal{F}_s$, $\mathcal{F}_{B^0}$ i $\mathcal{F}_{bkg}$ gustine verovatnoće kojima se modeluje signal, specifični B_d^0 fon i ostali fonski procesi. Veličine merene iz podataka za svaki događaj i su: masa m_i , sopstveno vreme raspada t_i i uglovi raspada Ω_i . Gustine verovatnoće koje opisuju događaje signala $\mathcal{F}_s$, specifični B_d^0 fon $\mathcal{F}_{B^0}$, i ostale fonske procese $\mathcal{F}_{bkg}$, predstavljene su u jednačinama (6.5), (6.6) i (6.16). Pojedinačne gustine verovatnoće ranije su detaljno opisane u Odeljcima 6.1.1-6.1.5.

7.1.1 Gustina verovatnoće signala

Gustina verovatnoće vremena i uglova raspada signala $P_s(\Omega, t|\sigma_t)$ u $\mathcal{F}_s(m_i, t_i, \Omega_i)$ uračunava vremensku rezoluciju zbog čega je svaki vremenski zavisani član u jednačinama iz Tab. 7.1 *razmazan* sa Gausovom funkcijom. Matematički, razmazivanje urađeno je konvolucijom vremenski zavisnog člana sa gausijanom čija je očekivana vrednost nula, a širinu u svakom događaju predstavlja greška merenja vremena raspada σ_t , koja je pomnožena faktorom skaliranja s_t , kako bi bila uračunata razlika između greške vremena raspada po kandidatu i ukupne vremenske rezolucije. Član $A(\Omega_i, p_{Ti})$ u funkciji signala $\mathcal{F}_s$, koji uračunava izobličenje ugaonih raspodela signala zbog efekata detektora i selekcionih kriterijuma, izračunat je na način opisan u Odeljku 7.1, korišćenjem 4-dimenzionalne matrice, gde su 3 dimenzije uglovi u bazu transverzaliteta, a četvrta je p_T signala na simuliranim događajima.

Gustina verovatnoće za masu signala $P_s(m_i)$ modelovana je sa Gausovom funkcijom razmazanom po događaju sa rezolucijom mase σ_m , koja je skalirana sa faktorom koji uračunava pogrešnu procenu neodređenosti mase. Gustina verovatnoće normirana je u intervalu mase: $5.15 \text{ GeV} < m(B_s^0) < 5.65 \text{ GeV}$.

7.1.2 Gustina verovatnoće specifičnog B_d fona

$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspadu predstavljaju specifični deo fona u $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ analizi. Ovi raspadu rekonstruisani su koristeći kriterijume selekcije B_s^0 kandidata i uvod u modelovanje funkcija mase, uglova i vremena raspada dat je u 6.1.5. Vrednosti parametara odgovarajućih funkcija modelovanja dobijene su u Monte Karlo podacima, i fiksirane u fitu maksimalne verodostojnosti. Kao što je već rečeno, vrednosti relativnog udela B_d^0 fona u oblasti signala u podacima iz 2011. godine izračunate su koršćenjem vrednosti dobijenih u Monte Karlo podacima kojima su simulirani B_s^0 i B_d^0 raspadu. Dobijeni rezultat za udeo B_d^0 fona u oblasti B_s^0 signala fiksiran je u funkciji verodostojnosti. Detaljniji opis za procenu specifičnog B_d^0 fona u oblasti signala dat je u Odeljku 7.1.5.

7.1.3 Modelovanje uglova B_d fona

U proceduri modelovanja specifičnog B_d^0 fona korišćeni su Monte Karlo podaci iz 2011. godine. U procesu rekonstrukcije $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ događaja, primenjeni su isti kriterijumi korišćeni za selekciju i rekonstrukciju $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

dogadaja. Empirijski je utvrđeno da sledeće funkcije najbolje opisuju ugaone raspodele $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ fona:

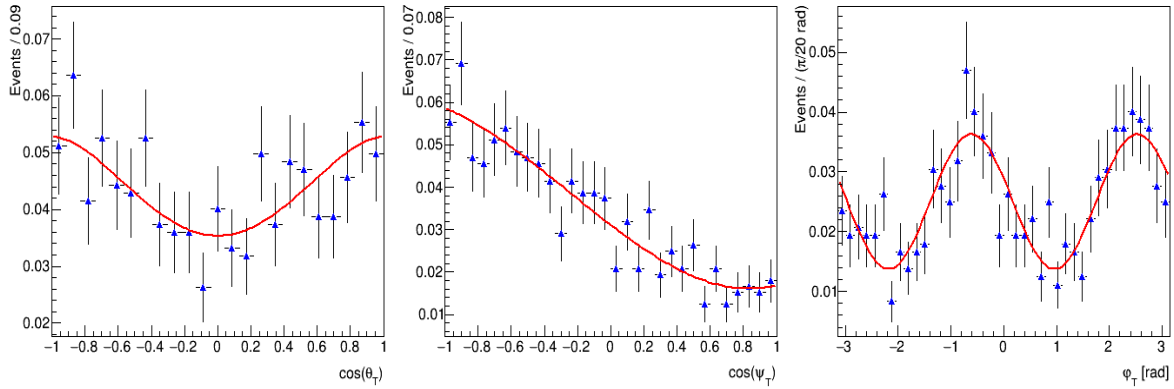
$$P_{B_d^0}(\theta_T) = \frac{a_0 - a_1 \cos^2 \theta_T - \cos^4 \theta_T}{2a_0 - \frac{2}{3}a_1 - \frac{2}{5}a_2}$$

$$P_{B_d^0}(\psi_T) = \frac{b_0 - b_1 \cos \psi_T + b_2 \cos^2 \psi_T + b_3 \cos^3 \psi_T}{2b_0 + \frac{2}{3}b_2} \quad (7.4)$$

$$P_{B_d^0}(\varphi_T) = \frac{1 - c_1 \cos(2\varphi_T + c_0)}{2\pi}$$

Parametri a_i , b_i i c_i uneti su u konačnu funkciju verodostojnosti, gde su fiksirani. Vrednosti ovih parametara dobijene su u procesu minimizacije (χ^2), koristeći programski paket MINUIT [117].

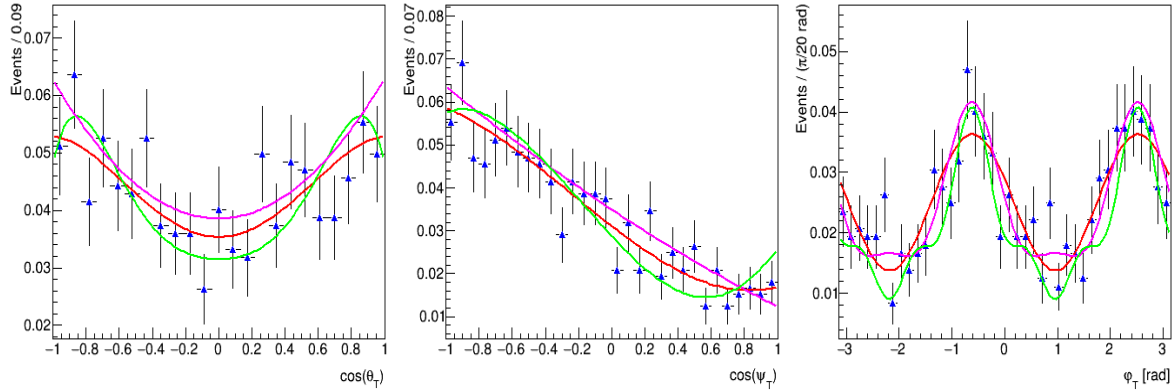
Na Sl. 7.2 prikazane su ugaone raspodele simuliranih $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada. Takođe, prikazane su funkcije koje parametrizuju uglove $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada.



Sl. 7.2 Ugaone raspodele simuliranih $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada, dobijene sa Monte Karlo podacima iz 2011. godine. Rezultati fita prikazani su crvenim krivama.

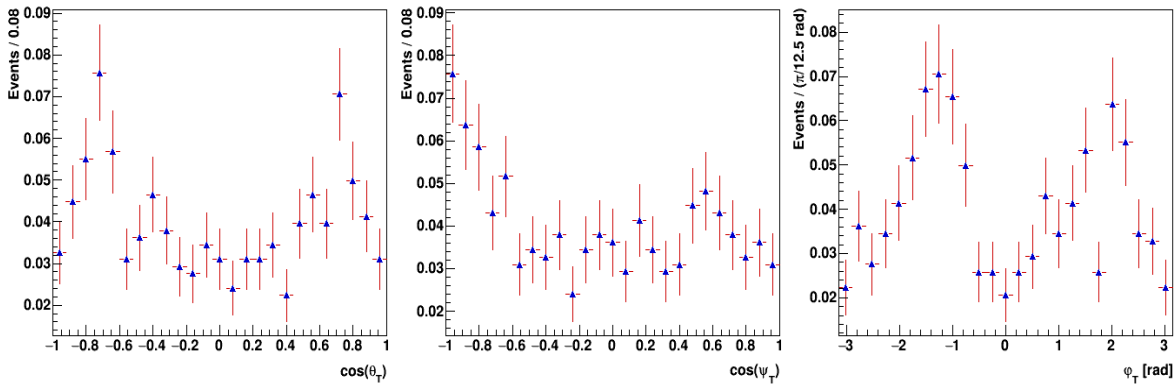
Na Sl. 7.3 prikazane su ugaone raspodele simuliranih $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada fitovane sa različitim funkcijama koje su korišćene u procesu parametrizacije, kako bi se odredile one koje najbolje opisuju ugaone raspodele konačnih produkata $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada. Ove funkcije do kojih se došlo empirijskim putem predstavljaju različite polinomne funkcije višeg reda, kao i trigonometrijske funkcije višeg reda. Funkcije koje najbolje opisuju ugaone raspodele $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada, i koje su

primenjene u fitu maksimalne verodostojnosti, prikazane su crvenim krivama na Sl. 7.2 i Sl. 7.3, i predstavljene su u jednačini (7.4). Alternativne funkcije, koje nisu upotrebljene u fitu maksimalne verodostojnosti za opis uglova $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada, prikazane su ljubičastim i zelenim krivama.



Sl. 7.3 Uglovi $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada u bazu transverzaliziteta dobijeni sa Monte Karlo podacima iz 2011. godine. Funkcije parametrizacije uglova upotrebljene u fitu maksimalne verodostojnosti prikazane su crvenim, dok su alternativne funkcije prikazane ljubičastim i zelenim krivama.

Za opisivanje ugaonih raspodela nerezonantnih raspada $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ primenjene su iste funkcije prikazane u jednačini (7.4), kao i parametri koji su dobijeni u postupku fitovanja. Kao i u slučaju modelovanja $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada, ovi parametri kasnije su fiksirani na iste vrednosti u fitu maksimalne verodostojnosti. Razlog za primenu iste parametrizacije za opis uglova $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspada je nedovoljan broj rekonstruisanih događaja nakon primene kriterijuma za selekciju događaja B_s^0 signala u analizi, sa Monte Karlo podacima iz 2011. godine.

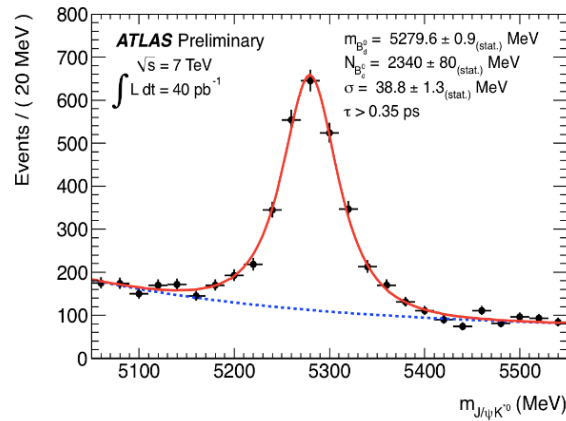


Sl. 7.4 Ugaone raspodele generisanih $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ događaja nakon primene selekcionih kriterijuma za događaje B_s^0 signala, dobijene sa Monte Karlo podacima iz 2011. godine.

Na Sl. 7.4 dat je primer ugaonih raspodela dobijenih sa generisanim $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ događajima nakon primene kriterijuma selekcije za događaje B_s^0 signala. Može se uočiti sličnost sa ugaonim raspodelama rekonstruisanih $B_d^0 \rightarrow J/\psi \phi$ događaja, koje su prikazane na Sl. 7.2.

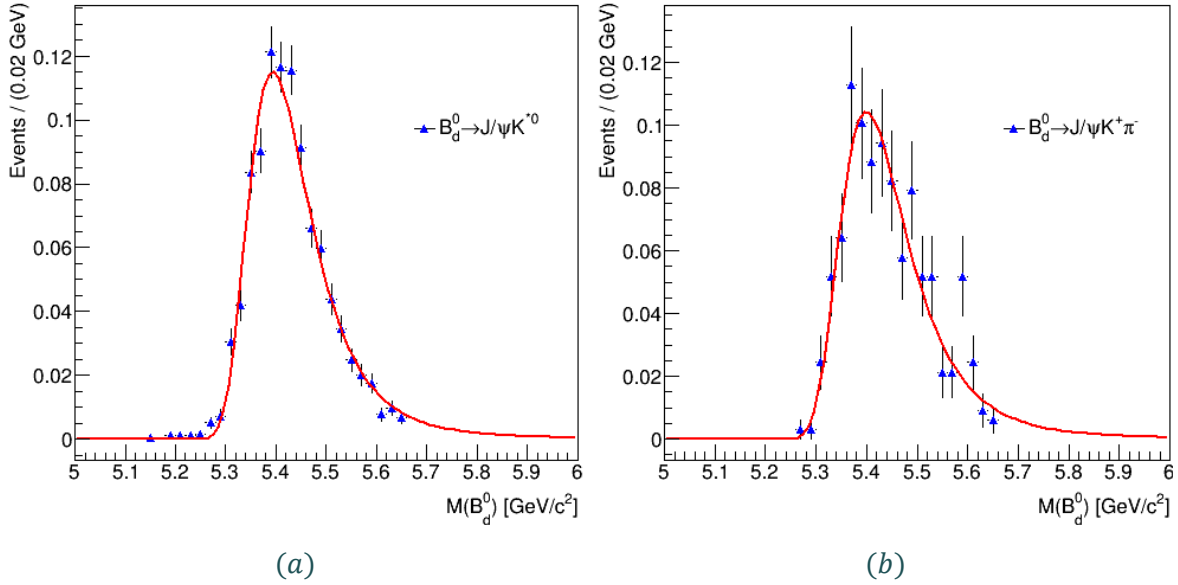
7.1.4 Modelovanje mase B_d fona

Masa B_d^0 fona u $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ analizi modelovana je pomoću Landauove funkcije u članu $P_{B^0}(m_i)$, koja je data u jednačini (6.17). Raspodela mase rekonstruisanog $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada dobijena u realnim podacima i projekcija fita, prikazana je na Sl. 7.5. Ova raspodela (preuzeta iz rada [118]), prikazana je da bi se uporedilo kako se uz primenu pogrešne hipoteze o masi piona, menja oblik raspodele mase B_d^0 mezona i kako se pomera maksimum raspodele tako da dobrim delom zahvata oblast mase B_s^0 mezona. Raspodela mase rekonstruisanih $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ događaja nakon primene selekcionih kriterijuma za B_s^0 signal i pogrešne hipoteze o masi piona, u Monte Karlo podacima iz 2011. godine, prikazane su na Sl. 7.6 (a) i Sl. 7.6 (b). Na ovim slikama, funkcija koja parametrizuje oblik mase B_d^0 fona, Landauova funkcija, prikazana je crvenim krivama. Dobijene vrednosti za parametre funkcije unete su u fit maksimalne verodostojnosti, gde su fiksirane.



Sl. 7.5 Raspodela invarijantne mase rekonstruisanih događaja $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada, dobijena sa podacima prikupljenim tokom 2010. godine [118].

Za opis nerezonantnog $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspada korišćena je ista funkcionalna zavisnost i parametri koji su dobijeni modelovanjem mase $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada, u Monte Karlo podacima iz 2011. godine. Vrednosti parametara funkcije koja parametrizuje raspodelu invarijantne mase $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspada, fiksirane su u fitu maksimalne verodostojnosti.

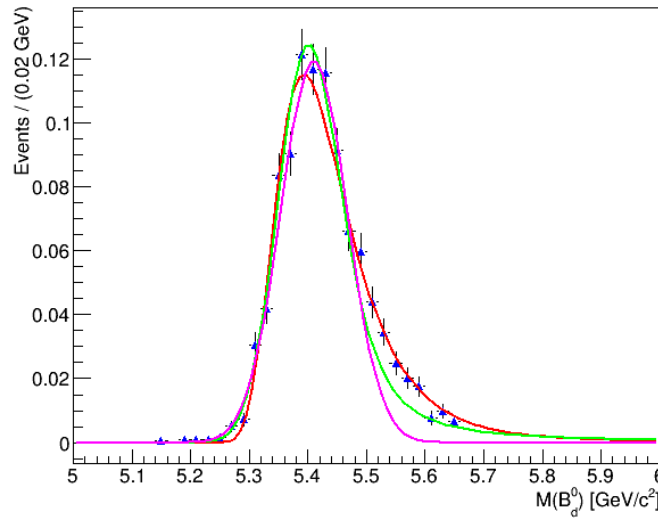


Sl. 7.6 Invarijantna masa simuliranih: $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada (a) i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspada (b), nakon primene selekcionih kriterijuma B_s^0 signala i pogrešne hipoteze mase piona. Funkcija koja parametrizuje masu B_d^0 fona u fitu maksimalne verodostojnosti prikazana je crvenom krivom.

Na Sl. 7.7 prikazana je raspodela invarijantne mase $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada dobijena sa Monte Karlo podacima iz 2011. godine. Raspodela je fitovana sa različitim funkcijama koje su korišćene u procesu parametrizacije B_d^0 mase. U postupku određivanja funkcije koja najbolje opisuje raspodelu invarijantne mase za generisane $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ događaje, primenjene su i sledeće funkcije do kojih se došlo empirijskim putem: Gausova funkcija, prikazana ljubičastom krivom i konvolucija Gausove i Landauove funkcije, prikazana zelenom krivom, na Sl. 7.7.

Alternativne funkcije nisu upotrebljene u fitu maksimalne verodostojnosti za opis invarijantne mase B_d^0 fona. Funkcija koje najbolje opisuju raspodelu invarijantne mase $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspada, i koja je primenjena u fitu maksimalne verodostojnosti za oba fonska procesa, prikazana je crvenom krivom na Sl. 7.6 i Sl. 7.7, predstavljenu u jednačini (6.17).

Modeliranje vremena života B_d^0 kandidata opisano je u Odeljku 6.1, koristeći funkciju datu u jednačini (6.18).



Sl. 7.7 Invarijantna masa simuliranih $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada. Alternativne funkcije prikazane su ljubičastom i zelenom krivom, dok je crvenom prikazana funkcija korišćena u osnovnom fitu.

7.1.5 Određivanje ukupnog doprinosa B_d fona u oblasti signala

Vrednost udela specifičnog B_d^0 fona u oblasti B_s^0 signala uključena je u funkciju verodostojnosti (6.4), gde je označena sa f_{B_d} . Da bi procenili relativni udeo B_d^0 fona korišćeni su simulirani Monte Karlo podaci $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspada. Generisanjem $bb \rightarrow J/\psi X$ događaja, fonski B_d^0 procesi rekonstruisani su primenom istih kriterijuma selekcije kao i za događaje B_s^0 signala, uz zamenu mase piona u konačnom stanju. Koristeći ove Monte Karlo podatke, određene su relativne vrednosti za efikasnost selekcije i rekonstrukcije događaja fona i signala, koje su kako je navedeno u 6.1.5 upotrebljene za procenu doprinosa B_d^0 fona u oblasti signala. Vrednosti za relativne faktore grananja preuzete su iz [113]. Procenjene vrednosti udela specifičnog B_d^0 fona u oblasti signala date su u Tab. 7.2. U tabeli je, pored dva B_d^0 fonska procesa, prikazana vrednost udela u oblasti B_s^0 signala i za $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ događaje. Metod određivanja udela B_d^0 fona u oblasti signala biće detaljnije opisan u Poglavlju 8.

Tab. 7.2 Udeli specifičnog fona u oblasti B_s^0 signala.

Specifični fon	Fon/Signal
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$(6.5 \pm 2.4) \%$
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$	$(4.5 \pm 2.8) \%$
$B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$	$(1.0 \pm 0.7) \%$

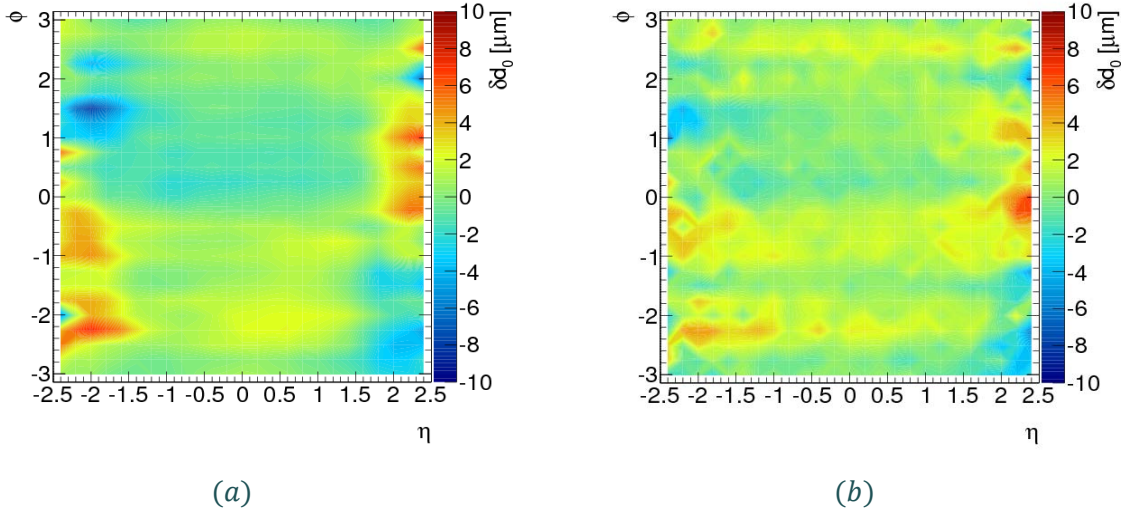
7.2 PROCENA SISTEMATSKIH NEODREĐENOSTI

Iako je skoro svaki poznat aspekt merenja $B \rightarrow J/\psi\phi$ raspada uračunat u funkciju verodostojnosti, važno je da se procene i ostale neodređenosti koje mogu da nastanu u procesu merenja, odnosno koje nisu obuhvaćene metodom fitovanja. U tekstu koji sledi, biće razmotreni potencijalni izvori sistematskih grešaka koji odražavaju nesavršenosti u fit proceduri, kao i njihovi efekti.

7.2.1 Poravnanje unutrašnjeg detektora

Neprecizno poravnanje osetljivih elemenata unutrašnjeg detektora utiče na raspodelu transversalnog parametra sudara d_0 u odnosu na primarni verteks. Efekat poravnanja detektora na merenje procenjen je koristeći simulirane događaje sa savršenom i deformisanom geometrijom ATLAS-ovog unutrašnjeg detektora (4.2.3). Pri tome je promenjena samo geometrija piksel detektora, koji dominira u merenju d_0 . U tu svrhu koristi se raspodela transversalnog parametra sudara d_0 u odnosu na primarni verteks u funkciji od η i ϕ (4.2.1), dobijenu iz podataka. Srednja vrednost raspodele sa perfektnim poravnanjem detektora trebala bi da bude oko nule, za svaki η, ϕ bin, dok je u podacima uočeno odstupanje.

Na Sl. 7.8 prikazani su dvodimenzionalni histogrami odstupanja srednje vrednosti parametra sudara d_0 u funkciji od η i ϕ , dobijeni u realnim i simuliranim podacima. Histogram prikazan na Sl. 7.8 (a) dobijen je sa podacima prikupljenim tokom različitih perioda rada ATLAS detektora u 2011. godini (A-F). Ne postoje značajnije razlike tokom različitih perioda, što je u skladu sa stabilnošću rada ATLAS-ovog unutrašnjeg detektora. Na slici se vidi da je maksimalno odstupanje manje od 10 μm . Histogram prikazan na Sl. 7.8 (b) dobijen je iz simuliranih podataka, i može se videti da reprodukuje η, ϕ zavisnost i vrednost δd_0 dobijenu u realnim podacima. Detaljan opis ovog postupka dat je u [119].



Sl. 7.8 Srednje odstupanje za parametar transverznog sudara u funkciji η i ϕ , dobijeno iz podatka (a) i Monte Karlo simulacija (b).

Sistematska neodređenost koja kvantifikuje efekte neporavnanja unutrašnjeg detektora određena je primenom metode maksimalne verodostojnosti korišćenjem simuliranih podataka sa savršenom i deformisanom geometrijom. Tako dobijena razlika u fitovanim vrednostima B_s^0 parametara kvantifikuje sistematsku neodređenost usled neporavnanja unutrašnjeg detektora.

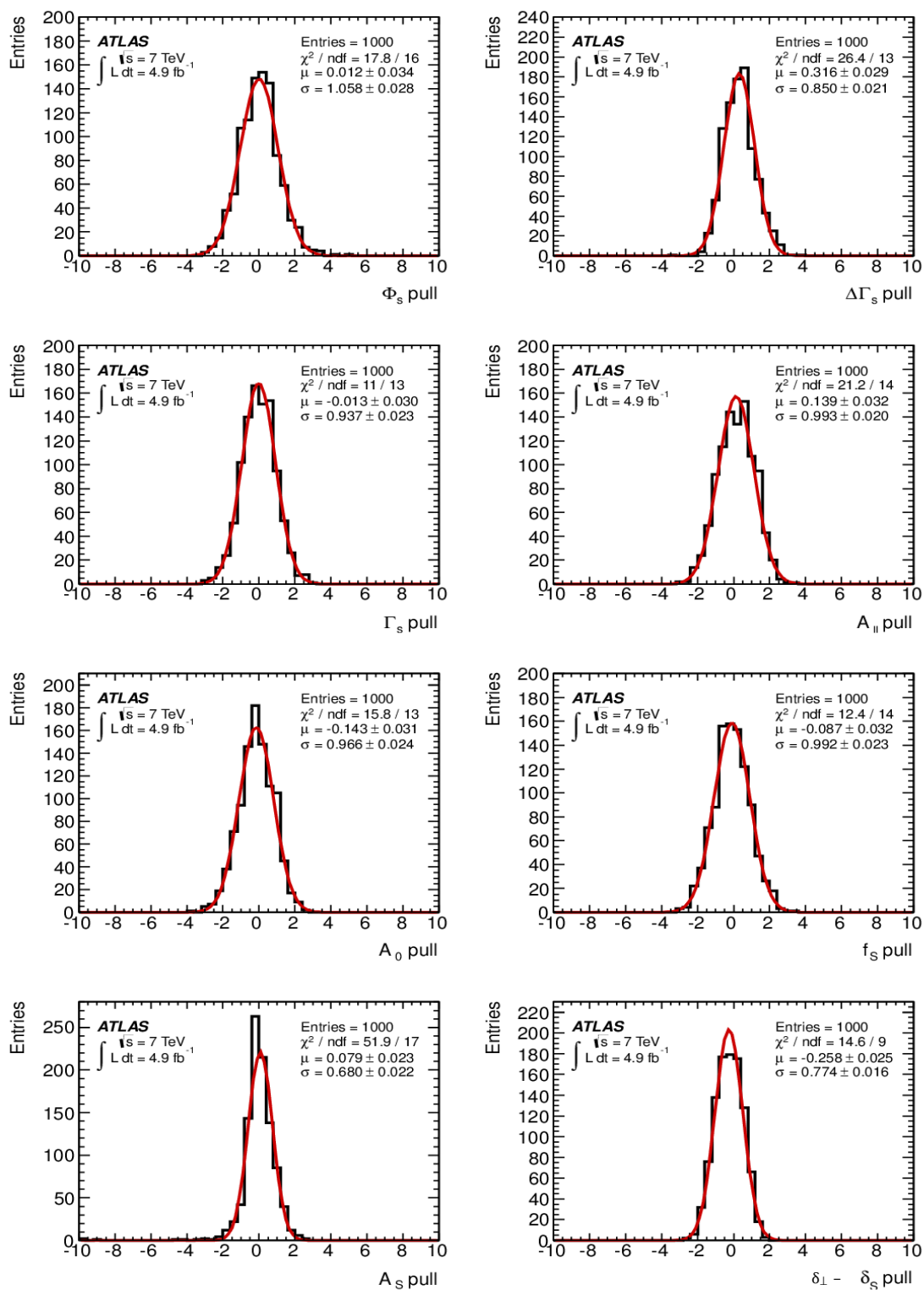
7.2.2 Metod fitovanja

Da bi se utvrdio mogući otklon u metodi fitovanja izučavane su *pull* raspodele osnovnih parametara fita. U tu svrhu generisano je 580 pseudo-eksperimenata u kojima su korišćene gustine verovatnoće primenjene za modelovanje merenih veličina u netagiranoj analizi, opisanim u Odeljku 6.1. Ulazne vrednosti za generisanje pseudo-eksperimenata postavljene su na vrednosti parametara dobijene iz fita realnih podataka. Za svaki pseudo-eksperiment generisano je više od 121×10^3 događaja što odgovara broju B_s^0 kandidata u realnim podacima. Svaki pseudo-eksperiment je zatim fitovan osnovnim modelom fita, gde je *pull* veličina za svaki parametar izračunata kao: (fitovana vrednost - generisana vrednost)/(greška fitovane vrednosti).

Na Sl. 7.9 prikazane su dobijene *pull* raspodele osnovnih parametara, fitovane Gausovom funkcijom. U modelu fita bez otklona, parametri Gausove raspodela trebali bi da imaju vrednosti $\mu = 0$ i $\sigma = 1$, što i jeste slučaj za sve parametre fita, osim za $\Delta\Gamma_s$ i jake faze $\delta_\perp - \delta_s$. Otklon od 0.32 za $\Delta\Gamma_s$ i od -0.26 za $\delta_\perp - \delta_s$ uračunat je u sistematsku neodređenost za ova dva parametra.

Parametrizacije u funkciji verodostojnosti.

Za procenu sistematskih neodređenosti usled eventualnih grešaka u parametrizaciji merenih veličina u funkciji verodostojnosti, generisani su pseudo-eksperimenti korišćenjem alternativnih gustina verovatnoće, koji su zatim fitovani osnovnim modelom fita. Sistematska neodređenost predstavljena je razlikom srednjih vrednosti parametara fita 1000 pseudo-eksperimenata generisanih osnovnim modelom fita i alternativnim modelom fita. Srednja vrednost određena je iz Gausove funkcije koja je korišćena za fitovanje rezultata pseudo-eksperimenata. Primer raspodela za masu, vreme i uglove raspada B_s^0 kandidata, za *Toy Monte Karlo* i realne podatke, dat je na Sl. 7.10. Na slici se vidi saglasnost dobijenih raspodela korišćenjem podataka pseudo-eksperimenta i realnih podataka.



Sl. 7.9 Pull raspodele glavnih parametara u netagiranoj analizi (histogram), fitovane Gausovim funkcijama (crvena kriva).

Da bi se procenila sistematska neodređenost eventualne pogrešne parametrizacije u funkciji verodostojnosti razmotreno je pet varijanti fita. Srednje vrednosti rezultata fita za svaki parametar i model prikazane su u Tab. 7.3. Razlika između alternativnog i osnovnog modela fita daje odgovarajuću sistematsku neodređenost.

Variranje modela mase signala.

Da bi se testirao efekat parametrizacije mase B_s^0 signala generisani su pseudo-eksperimenti sa modelom mase B_s^0 signala koji koristi dve Gausove funkcije, sa istim očekivanim vrednostima, ali različitim širinama, kao što je prikazano u jednačini (7.5). Dakle, u osnovnom modelu fita za opis mase B_s^0 signala koristi se jedan faktor skaliranja neodređenosti mase, dok se u alternativnom modelu koriste dva faktora. Alternativni model mase B_s^0 signala parametrizovan je funkcijom:

$$f(m) = f_{\sigma_1} \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m-M)^2}{2\sigma_1^2}} + (1 - f_{\sigma_1}) \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m-M)^2}{2\sigma_2^2}} \quad (7.5)$$

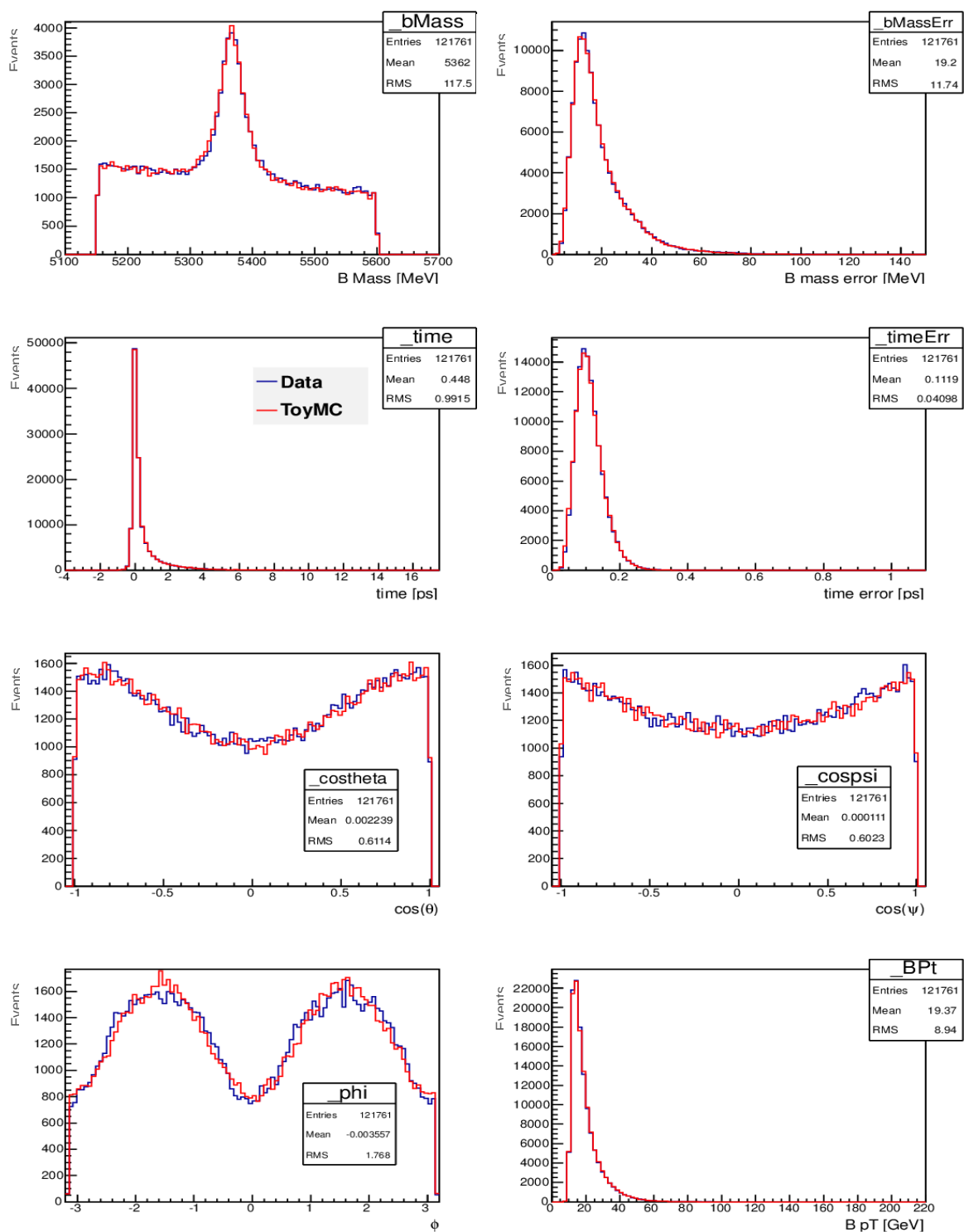
Fitovanjem realnih podataka sa funkcijom (7.5), dobijene su sledeće vrednosti za parametre alternativnog modela mase: $M = 5.367$ GeV, $\sigma_1 = 0.0201$ GeV, $\sigma_2 = 0.0697$ GeV i $f_{\sigma_1} = 0.7528$. Nakon generisanja, svaki pseudo-eksperiment fitovan je modelom osnovnog fita, kako bi se simulirao efekat pogrešne parametrizacije mase B_s^0 signala u fit modelu.

Variranje modela mase fona.

Kako bi se procenio sistematski efekat parametrizacije mase generisani su pseudo-eksperimenti sa eksponencijalnom funkcijom kao alternativnom funkcijom za masu fona, dok se u osnovnom fitu koristi polinomna funkciju prvog reda. Dobijeni podaci zatim su fitovani koristeći osnovni fit model. Alternativni model za masu fona dat je funkcijom:

$$f(m) = \frac{\frac{1}{M_{max} - M_{min}} \left(1 + a \cdot e^{-\frac{m-M_c}{b}} \right)}{1 - \frac{ab}{M_{max} - M_{min}} \left(e^{-\frac{M_{max}-M_{min}}{2b}} - e^{-\frac{M_{max}-M_{min}}{2b}} \right)} \quad (7.6)$$

gde su: $M_{max} = 5.65$ GeV, $M_{min} = 5.15$ GeV i $M_c = \frac{M_{max}+M_{min}}{2} = 5.4$ GeV. Parametri funkcije, a i b , dobijeni su fitovanjem realnih podataka, koristeći funkciju (7.6). Dobijene su sledeće vrednosti za ove parametre: $a = 0.6329$ i $b = 0.4387$.



Sl. 7.10 Raspodele ulaznih promenljivih u B_s^0 fit: masa, neodređenost mase, vreme raspada, neodređenost vremena raspada, transversalni uglovi $\cos \theta_T, \cos \psi_T, \phi_T$ i transversalni impuls p_T . Realni podaci prikazani su plavim histogramima, a podaci pseudo-eksperimenta crvenim.

Variranje modela vremenske rezolucije.

U osnovnom modelu fita, vremenska rezolucija za događaje signala modelovana je konvolucijom eksponencijalnih članova vremena raspada Gausovom funkcijom, gde je vremenska neodređenost svakog B_s^0 kandidata skalirana jednim faktorom skaliranja, s_t . U alternativnom modelu pseudo-eksperimentata, vremenska rezolucija modelovana je koristeći dve Gausove funkcije i dva faktora skaliranja:

$$R(t|\sigma_t) = f_{s_{m_1}} \frac{1}{s_{m_1} \sigma_t \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2(s_{m_1} \sigma_t)^2}} + (1 - f_{s_{m_1}}) \frac{1}{s_{m_2} \sigma_t \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2(s_{m_2} \sigma_t)^2}} \quad (7.7)$$

Vrednosti parametara za alternativni model procenjene su iz realnih podataka i iznose: $f_{s_{m_1}} = 0.8$, $f_{s_{m_2}} = 0.96$ i $s_{m_2} = 1.1$. Pseudo-eksperimenti su zatim fitovani osnovnim modelom fita.

Variranje modela vremena raspada fona.

Za testiranje opisa vremena života fona, generisani su pseudo-eksperimenti koristeći histograme vremena života fona iz bočnih intervala mase realnih podataka, umesto modela korišćenog u osnovnom fitu.

Variranje modela ugaonih raspodela fona.

Kako bi se procenila sistematska neodređenost parametrizacije uglova fona u fitu, generisani su pseudo-eksperimenti u kojima su korišćene ugaone raspodele fona iz bočnih intervala B_s^0 mase, a zatim fitovani koristeći osnovni model fita. Kako bi se uračunale korelacije u ugaonim raspodelama fona, prvo je generisan ugao θ_T , a zatim je izabran ugao φ_T , iz jednog od četiri histograma ugla φ_T , u bočnim intervalima mase, u funkciji od θ_T .

Tab. 7.3 Pregled rezultata srednjih vrednosti glavnih parametara fita iz 1000 pseudo-eksperimentata generisani koristeći različite modele fita.

Model	$\phi_s[\text{rad}]$	$\Delta\Gamma_s[\text{ps}^{-1}]$	$\Gamma_s[\text{ps}^{-1}]$	$ A_{\parallel}(0) ^2$	$ A_0(0) ^2$	$ A_S(0) ^2$
Osnovni	0.226	0.0572	0.677	0.221	0.528	0.0202
Masa signala	0.242	0.0565	0.677	0.221	0.527	0.0186
Masa fona	0.249	0.0579	0.675	0.222	0.528	0.021
Rezolucija	0.224	0.0585	0.677	0.221	0.528	0.0203
Vreme života fona	0.236	0.0586	0.676	0.222	0.528	0.0207
Uglovi fona	0.165	0.0633	0.678	0.215	0.535	0.0342

7.2.3 Efikasnost trigera

Kao što je rečeno u Odeljku 6.1.6, u funkciju verodostojnosti uveden je težinski faktor w_i kako bi se uračunao uočen otklon u merenju vremena života B_s^0 mezona koji je uzrokovan mionskim triggerima. Efikasnost selekcije trigera izmerena je koristeći metod opisan u [120]. Iz tog razloga, događaji u podacima prikupljeni tokom 2011. godine otežinjeni su koristeći faktor w_i , na sledeći način:

$$w_i = \frac{e^{-\frac{|t_i|}{\tau_{sing} + \epsilon}}}{e^{-\frac{|t_i|}{\tau_{sing}}}} \quad (7.8)$$

gde je τ_{sing} vreme života B_s^0 mezona izmereno pre korekcije. Faktor ϵ predstavlja razliku u raspodeli vremena života B_s^0 mezona između događaja u Monte Karlo podacima koji ne uključuju otklon i onih koji uključuju zavisnost efikasnosti trigera izmerenu u realnim podacima, i iznosi $\epsilon = 0.013 \pm 0.004$ ps. Neodređenost ovog faktora upotrebljena je za procenu sistematske neodređenosti usled ove korekcije. Fitovanje podataka izvedeno je koristeći vrednosti za $\epsilon \pm 1\sigma$. Veće odstupanje od rezultata osnovnog fita za svaki parametar uzima se za sistematsku neodređenost.

7.2.4 Doprinos B_d^0 fona

Doprinos B_d^0 fona koji potiče od $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(K\pi)$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ događaja, uključen je u osnovni model fita sa odgovarajućim gustinama verovatnoće. Odgovarajući parametri koji opisuju masu, vreme i uglove raspada B_d^0 fona fiksirani su u fitu maksimalne verodostojnosti, kao i relativni udeo koji definiše broj događaja B_d^0 fona u odnosu na broj događaja B_s^0 signala. Da bi se procenila sistematska neodređenost usled nepreciznosti u određivanju udela B_d^0 fona, osnovni model fit variran je na način: $f_{B^0} \pm 1\sigma$. Relativne vrednosti udela B_d^0 fona i B_s^0 signala i njihove neodređenosti predstavljene su u Tab. 7.2. Veće odstupanje od rezultata osnovnog fita za svaki parametar uzima se za sistematsku neodređenost usled procene udela B_d^0 refleksija. Rezultati su prikazani u Tab. 7.4.

Tab. 7.4 Sistematska neodređenost usled variranja udela B_d^0 fona.

Par.	$B_s^0 + B_d^0$	Udeo $B_d^0 - 1\sigma$	Aps. razlika	Udeo $B_d^0 + 1\sigma$	Aps. razlika
$ A_0(0) ^2$	0.528 ± 0.005	0.523 ± 0.005	0.004	0.532 ± 0.005	0.004
$ A_{\parallel}(0) ^2$	0.220 ± 0.007	0.220 ± 0.007	0.0002	0.220 ± 0.007	0.0003
$ A_S(0) ^2$	0.019 ± 0.008	0.020 ± 0.008	0.0007	0.018 ± 0.008	0.001
$\Delta\Gamma_s$	0.054 ± 0.015	0.053 ± 0.015	0.0003	0.054 ± 0.015	0.0003
Γ_s	0.680 ± 0.005	0.681 ± 0.005	0.0002	0.680 ± 0.005	0.0004
ϕ_s	-0.101 ± 0.206	-0.116 ± 0.213	0.015	-0.090 ± 0.202	0.011

7.2.5 Efikasnost selekcije

U procesu fitovanja događaja signala primenjene su korekcije usled efekata akseptanse detektora, kao što je opisano u Odeljku 6.1.2. Korekcije se uvode samo u gustinu verovatnoće signala, s obzirom da su događaji fona fitovani na osnovu empirijski izabranih funkcija određenih sa Monte Karlo podacima.

Za modelovanje signala u fitu maksimalne verodostojnosti koristi se četvorodimenzionalna mapa korekcija usled efekata akseptanse detektora. Zbog velikog broja događaja u Monte Karlo podacima, u svakom binu korekcione mape, statistička neodređenost manja je od 1 %. Dodatne analize pokazuju da su sistematske neodređenosti koje proizilaze iz modelovanja detektora u simulaciji i rekonstrukciji događaja takođe na nivou od 1 % [121]. Korekcije usled efekata akseptanse detektora su $p_T(B_s^0)$ zavisne i konstruisane su za nekoliko $p_T(B_s^0)$ binova. Da bi se testirala moguća zavisnost rezultata od izbora binova, kreirane su alternativne korekcione funkcije sa različitim širinama p_T binova i centralnim vrednostima. S obzirom da fit koji koristi alternativne korekcione funkcije nema merljiv uticaj na rezultate fita, sistematska neodređenost usled efikasnosti selekcije je zanemarena.

7.2.6 Rezime sistematskih neodređenosti

Pregled rezultata sistematskih neodređenosti razmotrenih u prethodnom tekstu i njihov doprinos fizičkim parametrima fita dati su u Tab. 7.5. Može se videti da dominantna sistematska neodređenost za većinu parametara potiče od parametrizacije ugaonih raspodela fona. Vrednost ukupne sistematske neodređenosti za svaki parametar izračunata je kao kvadratni koren zbira kvadrata pojedinačnih neodređenosti.

Tab. 7.5 Pregled sistematskih neodređenosti dodeljenih fizičkim parametrima.

Sistematika	ϕ_s [rad]	$\Delta\Gamma_s$ [ps ⁻¹]	Γ_s [ps ⁻¹]	$ A_{\parallel}(0) ^2$	$ A_0(0) ^2$	$ A_S(0) ^2$
Neporavnanje un. detektora	0.04	< 0.001	0.001	< 0.001	< 0.001	< 0.01
Efikasnost trigera	< 0.01	< 0.001	0.002	< 0.001	< 0.001	< 0.01
Osnovni fit	< 0.01	0.006	< 0.001	< 0.001	0.001	< 0.01
Masa signala	0.02	0.001	0.001	0.001	0.001	< 0.01
Masa fona	0.02	0.001	0.001	0.001	0.001	< 0.01
Vremenska rezolucija	< 0.01	0.001	0.001	0.001	0.001	< 0.01
Vreme fona	0.01	0.001	0.001	0.001	< 0.001	< 0.01
Uglovi fona	0.06	0.006	0.002	0.006	0.007	0.02
B_d^0 refleksije	0.05	< 0.001	< 0.001	< 0.001	0.005	< 0.01
Ukupno	0.09	0.009	0.004	0.006	0.009	0.02

7.3 PREGLED REZULTATA NETAGIRANE $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ ANALIZE

U ovom odeljku predstavljeni su rezultati merenja narušenja CP simetrije u $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspadu dobijeni sa podacima prikupljenim ATLAS detektorom iz proton-proton sudara tokom 2011. godine, koji odgovaraju integralnoj luminoznosti od 4.9 fb⁻¹. Izmereni su parametri koji karakterišu raspad i mešanje $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mezona.

Kompletni fit maksimalne verodostojnosti sadrži 26 slobodna parametra, od kojih osam parametara, $\Delta\Gamma_s, \phi_s, \Gamma_s, |A_0(0)|^2, |A_{\parallel}(0)|^2, \delta_{\parallel}, |A_S(0)|^2, \delta_S$ opisuje $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspad, slabu fazu CP narušenja ϕ_s i razliku širina raspada $\Delta\Gamma_s$, dok je jaka faza $\delta_{\perp}$ ograničena na vrednost izmerenu u [115]. Ostali slobodni parametri u funkciji verodostojnosti su: udeo B_s^0 signala f_s , parametri koji opisuju raspodelu $J/\psi\phi$ mase, parametri koji opisuju vreme raspada i ugaone raspodele fona, parametri koji opisuju neodređenosti vremena raspada signala i fona, i faktore skaliranja neodređenosti vremena raspada i mase B_s^0 kandidata. Kao što je već rečeno jaka faza $\delta_{\perp}$ ograničena je na vrednost iz drugog eksperimenta, s obzirom da fit u netagiranoj analizi nije dovoljno osetljiv na ovu vrednost. Druga jaka faza, $\delta_{\parallel}$, fitovana je veoma blizu njene tačke simetrije, π . Analize sa pseudo-eksperimentima, koji koriste ulazne vrednosti parametara određenih fitovanjem realnih podataka, ne pokazuju Gausovu raspodelu za

ovaj parametar. Zbog toga je rezultat za jaku fazu $\delta_{\parallel}$ dat na nivou intervala poverenja od 1σ : $[3.04 - 3.24]$ rad. Vrednost jake faze S-wave komponente, δ_s , data je u odnosu na $\delta_{\perp}$, kao $\delta_{\perp} - \delta_s$.

Broj kandidata B_s^0 mezona dobijen iz fita je 22690 ± 160 . Dobijeni rezultati fita i korelacije za izmerene parametre dati su u Tab. 7.6 i Tab. 7.7. Projekcije fita za masu i sopstveno vreme raspada B_s^0 kandidata prikazane su na Sl. 7.11 (a) i Sl. 7.11 (b). Projekcije fita za uglove raspada u bazu transverzaliteta B_s^0 kandidata u intervalu mase B_s^0 mezona ($5.317 - 5.417$) GeV prikazane su na Sl. 7.12.

Tab. 7.6 Izmerene vrednosti parametara koji karakterišu $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspad, sa statističkim i sistematskim greškama.

Parametar	Vrednost	Statistička greška	Sistematska greška
ϕ_s [rad]	0.22	0.41	0.10
$\Delta\Gamma_s$ [ps^{-1}]	0.053	0.021	0.010
Γ_s [ps^{-1}]	0.677	0.007	0.004
$ A_0(0) ^2$	0.528	0.006	0.009
$ A_{\parallel}(0) ^2$	0.220	0.008	0.007
$ A_s(0) ^2$	0.02	0.02	0.02

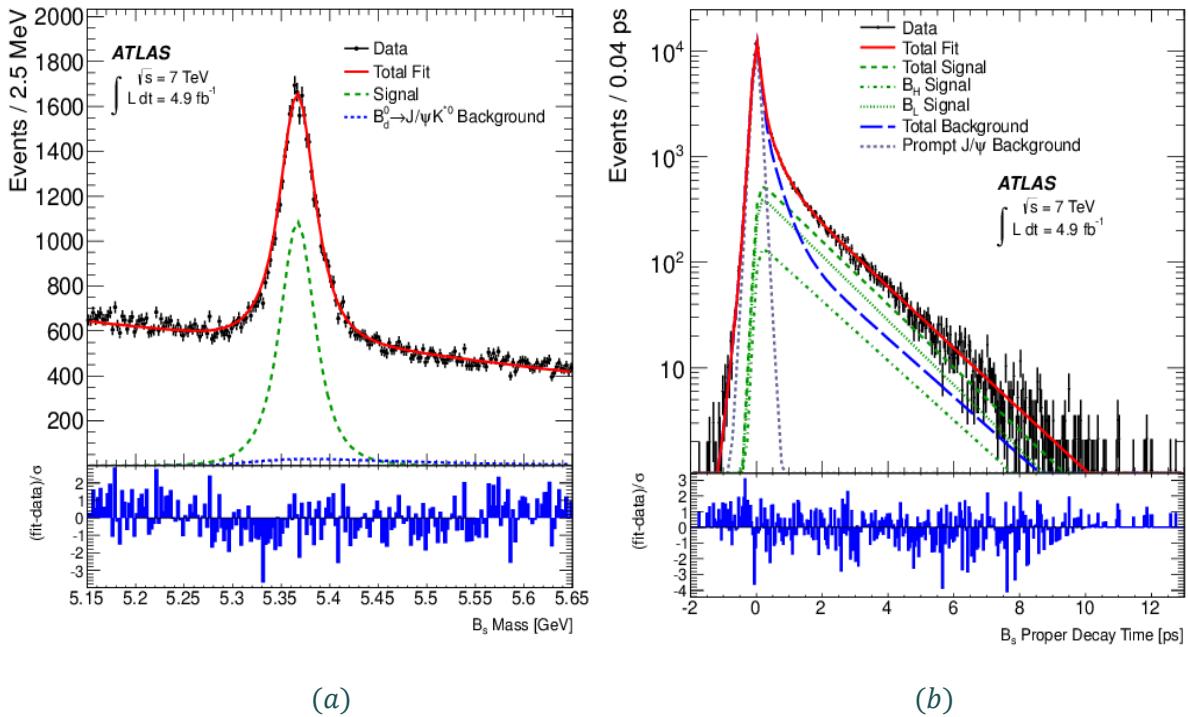
Tab. 7.7 Korelacije između parametara koji karakterišu $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspad.

	ϕ_s	$\Delta\Gamma_s$	Γ_s	$ A_0(0) ^2$	$ A_{\parallel}(0) ^2$	$ A_s(0) ^2$
ϕ_s	1.00	- 0.13	0.38	- 0.03	-0.04	0.02
$\Delta\Gamma_s$		1.00	- 0.60	0.12	0.11	0.10
Γ_s			1.00	- 0.06	- 0.10	0.04
$ A_0(0) ^2$				1.00	- 0.30	0.35
$ A_{\parallel}(0) ^2$					1.00	0.09
$ A_s(0) ^2$						1.00

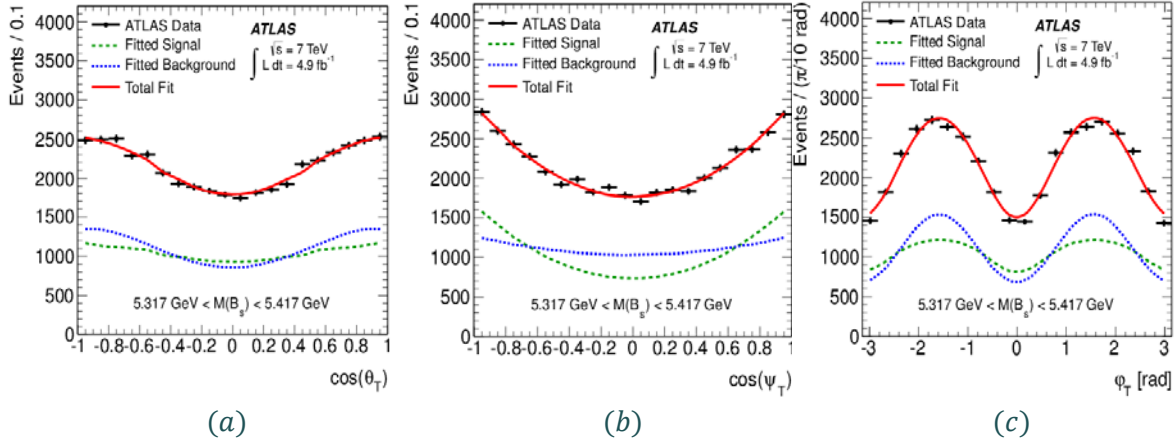
Dobijena vrednost za slabu fazu narušenja CP simetrije ϕ_s u saglasnosti je sa predviđanjem Standardnog modela [38] u okviru 1σ , kao i sa merenjima iz drugih eksperimenata. Dobijena vrednost za $\Delta\Gamma_s$ je nešto malo niža od predviđanja

Standardnog modela [49], ali postoji saglasnost u okviru 1.5σ , gde je $\sigma = \sqrt{\sigma_{stat}^2 + \sigma_{sist}^2}$. Dobijena vrednost za Γ_s odgovara srednjoj vrednosti vremena života B_s^0 mezona, $\tau_{B_s} = 1.477 \pm 0.015 (stat.) \pm 0.009 (sist.)$ ps, što je saglasno sa srednjom PDG vrednošću, $\tau_{B_s} = 1.479 \pm 0.012$ ps [44]. Dobijena vrednost za udeo S-wave komponente iznosi $|A_s(0)|^2 = 0.02 \pm 0.02 (stat.) \pm 0.02 (sist.)$, i u okviru greške konzistentna je sa nulom.

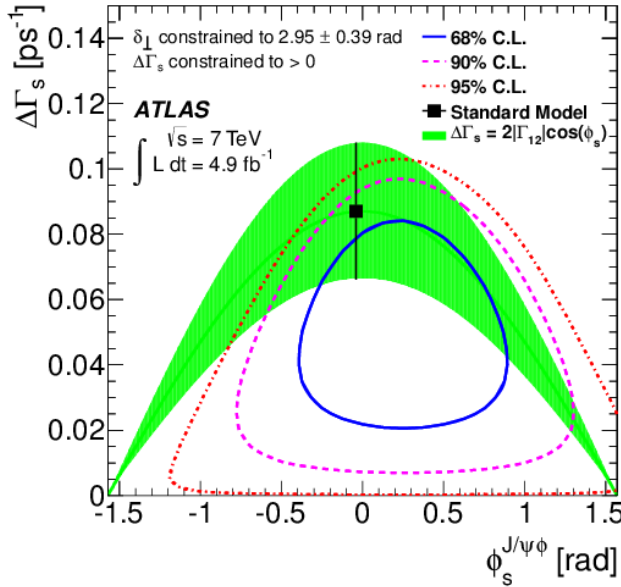
Kao što se vidi iz Tab. 7.7 u kojoj su prikazane korelacije između fizičkih parametara, postoji velika korelacija između $\Delta\Gamma_s$ i Γ_s od -0.617 što je očekivano. Takođe, postoji i korelacija od 0.38 između Γ_s i ϕ_s , dok su korelacije između ostalih parametara male.



Sl. 7.11 Rezultati fita mase (a) i sopstvenog vremena raspada (b) B_s^0 kandidata. Podaci su predstavljeni ispunjenim crnim krugovima, signal isprekidanom zelenom krivom, a fon isprekidanom plavom krivom, B_H i B_L komponente signala prikazane su pojedinačno na slici pod (b). Rezultat ukupnog fita (signal+fon) prikazan je crvenom krivom. Donji histogrami prikazuju razliku između podataka i fita, normiranu greškama podataka.



Sl. 7.12 Rezultati fita za uglove raspada iz $B_s^0 \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) \phi (K^+ K^-)$ podataka: $\cos \theta_T$ (a), $\cos \psi_T$ (b) i ϕ_T (c). Uglovi raspada određeni su za interval mase B_s^0 kandidata: (5.317 – 5.417) GeV. Podaci su predstavljeni ispunjenim crnim krugovima, signal isprekidanom zelenom krivom, a fon isprekidanom plavom krivom. Rezultat ukupnog fita (signal+fon) predstavljen je punom crvenom krivom.

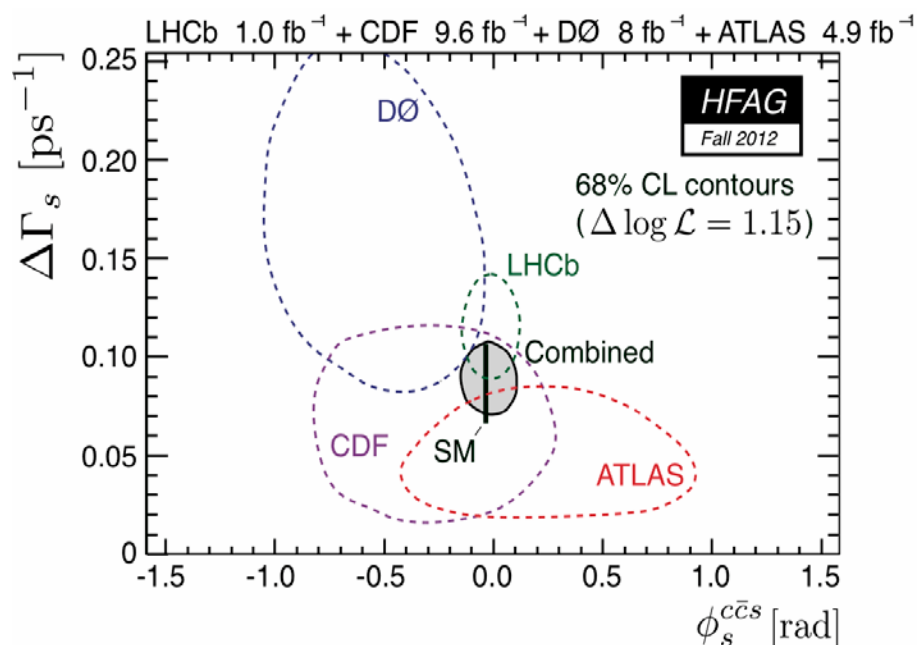


Sl. 7.13 Konture u $\phi_s - \Delta \Gamma_s$ ravni sa 68 % C.L. (plava linija), 90 % C.L. (ljubičasta isprekidana) i 95 % C.L. (crvena tačkasta), dobijene sa uračunatom statističkom greškom. Zelena oblast predstavlja teorijsko predviđanje za narušenje CP simetrije usled $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mešanja ($\Delta \Gamma_s = 2|\Gamma_{12}|\cos(\phi_s)$). Predviđanje Standardnog modela označeno je crnim kvadratom. Prikazano je samo jedno od četiri rešenja dok su ostala tri isključena od strane LHCb eksperimenta.

Na Sl. 7.13 prikazan je dvodimenzionalni histogram u $\phi_s - \Delta \Gamma_s$ ravni za rešenje koje nije isključeno merenjem LHCb eksperimenta [60, 115]. Konture su izračunate pomoću fita maksimalne verodostojnosti za niz fiksiranih ϕ_s i $\Delta \Gamma_s$ vrednosti, dok svi

drugi parametri mogu da variraju unutar njihovih dozvoljenih vrednosti. Uzete su u obzir samo statističke greške, koje dominiraju u ovom merenju, kao što se vidi iz Tab. 7.6.

Na Sl. 7.14 prikazano je poređenje rezultata dobijenih u analizi $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada u različitim eksperimentima. U ATLAS eksperimentu prikazani rezultat odgovara netagiranoj analizi. Može se videti da je rezultat LHCb eksperimenta najprecizniji, iako je dobijen sa najmanjom statistikom analiziranih podataka, što je i za očekivati jer je LHCb eksperiment specijalno dizajniran za izučavanja u oblasti fizike B hadrona. Dobijeni rezultat LHCb eksperimenta odgovara tagiranoj analizi.



Sl. 7.14 Konture u $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ ravni, dobijene merenjem $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada u DØ, CDF, LHCb i ATLAS eksperimentima. Kontura ATLAS eksperimenta dobijena je u netagiranoj analizi sa podacima iz 2011. godine koji odgovaraju integralnoj luminoznosti od 4.9 fb^{-1} [122].

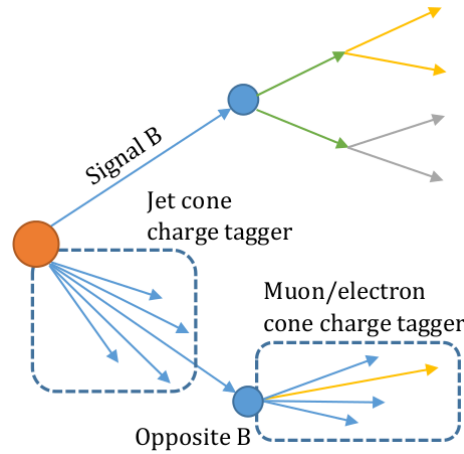
8 TAGIRANA $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ ANALIZA

Merenje CP asimetrije u interferenciji mešanja i raspada zahteva poznavanje aromata B_s^0 mezona u trenutku produkcije da bi se razlikovale diferencijalne brzine raspada B_s^0 i $\bar{B}_s^0$ mezona. Procedura određivanja aromata B_s^0 naziva se *tagiranje aromata* i od suštinskog značaja je za precizno merenje slabe faze ϕ_s . U ovom odeljku biće opisana tagirana analiza i predstavljeni rezultati koji su dobijeni korišćenjem ove analiza sa podacima na energiji sudara protona od 8 TeV. Ovi podaci prikupljeni su tokom rada LHC-a 2012. godine i odgovaraju integralnoj luminoznosti od 14.3 fb^{-1} . Takođe, biće predstavljena i kombinacija rezultata tagiranih analiza sa podacima iz 2011. i 2012. godine. Rezultati tagirane analize dobijeni sa podacima prikupljenim u 2011. godini, na energiji sudara protona od 7 TeV, koji odgovaraju integralnoj luminoznosti od 4.9 fb^{-1} , objavljeni su u [123].

8.1 TAGIRANJE AROMATA

Aromat neutralnog B_s^0 mezona u početnom stanju može biti određen korišćenjem informacije o drugom B mezonu (b -kvarku) produkovanom u istom događaju, pošto se b kvarkovi uvek produkuju u paru ($b\bar{b}$). To se obično označava kao *tagiranje suprotne strane* (*opposite side tagging*, OST). Šematski prikaz OST prikazan je na Sl. 8.1. Posle rekonstrukcije raspada B_s^0 mezona sve preostale naelektrisane čestice u događaju koriste se za određivanje aromata b kvarka drugog B mezona. Na taj način se događaji koji sadrže raspad $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ i raspad $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$, mogu koristiti za izučavanje i kalibraciju OST metoda pošto je aromat $B^\pm$ mesona u trenutku produkcije određen naelektrisanjem kaona, $K^\pm$.

U analizi predstavljenoj u ovom radu korišćene su tri OST metode, gde su dve metode zasnovane na semi-leptonskim raspadima B mezona ($b \rightarrow cl^+\nu_l$) koji sadrže mion ili elektron, dok treća metoda određuje aromat proračunom naelektrisanja džeta (*jet charge*). Šematski prikaz ove tri OST metode dat je na Sl. 8.1.



Sl. 8.1 Šematski prikaz tri OST metode tagiranja: tager naelektrisanja džet konusa i mionskog konusa (levo) i tager naelektrisanja elektronskog konusa (desno).

Kako metod tagiranja ne mogu da odrede aromat B mezona u svakom događaju uvode se veličine koje karakterišu performanse algoritma tagiranja. To su *efikasnost tagiranja* (*tagging efficiency*) ϵ_{tag} i *razblaženost* (*dilution*) D_{tag} koje su definisane na sledeći način:

$$\epsilon_{tag} = \frac{N_r + N_w}{N_t} \quad i \quad D_{tag} = \frac{N_r - N_w}{N_r + N_w} \quad (8.1)$$

gde je N_r broj ispravno tagiranih, N_w je broj pogrešno tagiranih B mezona i N_t je ukupni broj rekonstruisanih B mezona. Razblaženost D_{tag} , povezana je sa *frakcijom pogrešnog tagiranja* (*wrong tag fraction*), $w_{tag} = N_w / (N_w + N_r)$, tako da je $D_{tag} = 1 - 2w_{tag}$. Metod tagiranja aromata koji ima verovatnoću 0.5, ima razblaženost 0, tako da dobar tager ima visoku efikasnost i razblaženost blisku 1. Veličine w_{tag} i D_{tag} , kombinovane su u veličinu $\epsilon_{tag}^{eff} = \epsilon_{tag} D_{tag}^2$, koja se naziva *efektivna efikasnost tagiranja* (*effective tagging efficiency*), i ona određuje statističku moć podataka za tagiranjem aromata.

Performanse algoritma tagiranja aromata određene su korišćenjem kalibracionog kanala raspada B mezona, koji omogućava tagiranje pomoću čestica u konačnom stanju. U B_s^0 analizi metode tagiranja aromata kalibrisane su pomoću raspada $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$, pošto $B^\pm$ mezon ne osciluje, tako da naelektrisanje kaona odgovara aromatu B_s^0 mezona u trenutku produkcije.

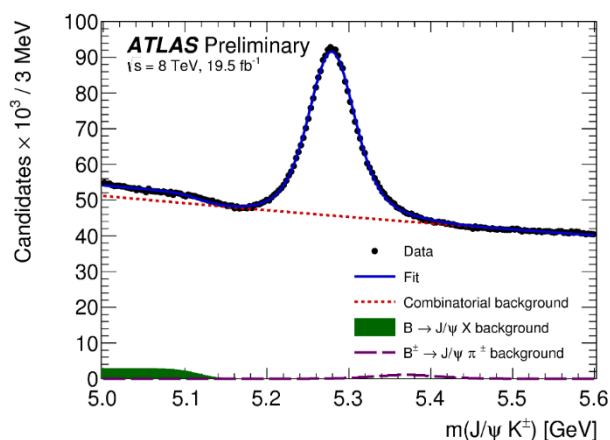
8.1.1 Selekcija $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ događaja

Raspad $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ koji se koristi za određivanje performansi i kalibraciju OST metoda tagiranja, rekonstruisan je sa podacima prikupljenim 2012. godine. Ovi podaci zadovoljavaju iste kriterijume selekcije i kvaliteta koji su opisani u Odeljku 5.1.

Za rekonstrukciju $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ raspada izdvojeni su događaji koji su prošli trigger sa jednim ili dva miona sa $p_T > 4$ GeV. Za trigere sa dva miona dodatno je zahtevano da mioni imaju suprotno naelektrisanje i da im je invarijantna masa u opsegu oko mase J/ψ mezona. U procesu rekonstrukcije $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ raspada najpre je selektovan J/ψ mezon kombinovanjem dva miona suprotnog naelektrisanja koji potiču iz istog verteksa. Mioni treba da imaju $p_T > 4$ GeV i $|\eta| < 2.5$ i invarijantnu masu u intervalu $2.8 < m(\mu\mu) < 3.4$ GeV. Za rekonstruisanje $B^\pm$ kandidata, sa selektovanim J/ψ mezonom kombinovan je dodatni trag hadrona, sa $p_T > 1$ GeV i $|\eta| < 2.5$, kome je pripisana mase naelektrisanog kaona i dodatno je primenjen χ^2 fit verteksa. Za umanjeње direktne komponente kombinatornog fona, postavljeno je ograničenje da transverzalna dužina raspada, $B^\pm$ kandidata, zadovoljava $L_{xy} > 0.1$ mm.

S obzirom da metode tagiranja aromata treba da budu izučavane samo za komponentu signala, odnosno za $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ događaje, primenjen je metod oduzimanja bočnih intervala u raspodeli mase $B^\pm$ kandidata. Događaji su podeljeni na pet jednakih intervala rapiditeta $|y(B^\pm)|$, $B^\pm$ mezona⁵¹, od 0 do 2.5, i tri interval mase. Intervali masa izabrani su tako, da je oblast signala definisana oko vrha $\mu \pm 2\sigma$ u raspodeli masa, dok su bočne intervali određeni kao $[\mu - 5\sigma, \mu - 3\sigma]$ i $[\mu + 3\sigma, \mu + 5\sigma]$. μ i σ su srednja vrednost i širina Gausijana koji opisuje masu $B^\pm$ signala za svaku oblast rapiditeta za koju je fitovana raspodela invarijantne mase, s obzirom da rezolucija impulsa u unutrašnjem detektoru zavisi od $|y|$. Fon je modelovan sa eksponencijalnom funkcijom koja opisuje kombinatorni fon i funkcijom hiperboličkog tangensa koja treba da opiše doprinos nepravilno ili delimično rekonstruisanih $B^\pm$ raspada za male vrednosti mase u raspodeli. Nađeno je da doprinos nekombinatornog fona ima zanemarljive efekte u proceduri tagiranja. Na Sl. 8.2 prikazana je rekonstruisana invarijantna masa $B^\pm$ mezona u celoj oblasti rapiditeta sa rezultatima fita kombinovanih podataka. Ukupan broj kandidata $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ raspada koji je dobijen fitovanjem iznosi $(194 \pm 1) \cdot 10^3$.

⁵¹ Rapiditet čestice definisan je kao $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_L}{E-p_L} \right)$, gde je E energija, a p_L longitudinalna komponenta impulsa čestice.



Sl. 8.2 Raspodela po invarijantnoj masi za kandidate raspada $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$, u događajima koji su prošli kriterijume selekcije. Podaci su prikazani punim krugovima, a rezultat fita plavom linijom. Doprinos komponente kombinatornog fona označen je crvenom tačkastom linijom. Delimično rekonstruisani $B^\pm$ raspadi predstavljeni su zelenom zasenčenom oblašću, dok su raspadi $B^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm$ u kojima je pionima pogrešno dodeljena masa kaona, predstavljeni ljubičastom isprekidanom linijom.

8.1.2 Metode tagiranja aromata

Postoji nekoliko metoda koje omogućavaju izvođenje zaključka o aromatu b kvarka emitovanog na suprotnoj strani od signala, kako je prikazano na Sl. 8.1. Ove metode razlikuju se po efikasnosti i moći diskriminacije. Određivanje naelektrisanja miona ili elektrona u semi-leptonskom raspadu B mezona ($b \rightarrow \mu/e$) ima jaku moć diskriminacije, ali malu efikasnost, zato što verovatnoća semi-leptonskog raspada B mezona iznosi samo $\approx 11\%$ [44]. Moć da se pravilno taguje aromat signala sa leptonskim tagerom umanjena je zbog oscilacija neutralnog B mezona na suprotnoj strani, kao i kaskadnim raspadima $b \rightarrow c \rightarrow l$ koji mogu da promene predznak naelektrisanja leptona (miona ili elektrona) u odnosu na onaj koji sledi iz direktnih semi-leptonskih raspada $b \rightarrow l$. Moć diskriminacije tagiranih leptona može biti poboljšana uzimajući u obzir otežinjenu sumu naelektrisanja tragova u konusu oko miona. U odsustvu leptona, otežinjena suma naelektrisanja tragova povezanih sa raspadom B mezona, na suprotnoj strani, može da obezbedi određenu diskriminaciju. Različite metode tagiranja aromata biće detaljnije opisane u nastavku teksta.

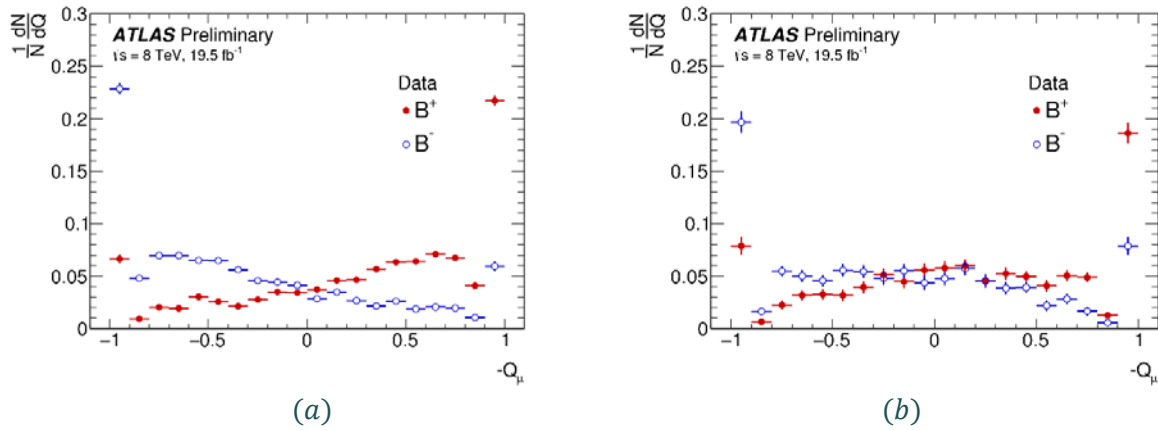
Tager naelektrisanja mionskog konusa.

Za tagiranje zasnovano na mionima, u događaju se zahteva prisustvo dodatnog miona sa $p_T > 2.5$ GeV, $|\eta| < 2.5$ i sa $|\Delta z| < 5$ mm od primarnog verteksa. Dodatno se

zahteva da mionski trag iz unutrašnjeg detektora nije asociran ni sa jednim tragom iz B_s^0 mezona, i da rekonstruisani mioni treba da budu *combined* i *segment-tagged*. U slučaju da selekzione kriterijume zadovoljava više od jednog miona, izabran je mion sa najvećim transverzalnim impulsom. Da bi se povećale performanse tagiranja, umesto naelektrisanja samo jednog miona koristi se *naelektrisanje mionskog konusa*. Veličina koja odlučuje o tagiranju je naelektrisanje mionskog konusa (*muon-cone charge*) i predstavlja naelektrisanje miona i tragova u konusu oko ose pravca impulsa miona, otežinjeno impulsom. Razmatrani su svi tragovi koji ispunjavaju sledeće selekzione kriterijume: $p_T > 0.5 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.5$, $|\Delta z| < 5 \text{ mm}$. Dodatno tragovi treba da budu u konusu $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0.5$, oko pravca miona. Naelektrisanje mionskog konusa izračunato je kao:

$$Q_\mu = \frac{\sum_i^N q^i \cdot (p_T^i)^\kappa}{\sum_i^N (p_T^i)^\kappa} \quad (8.2)$$

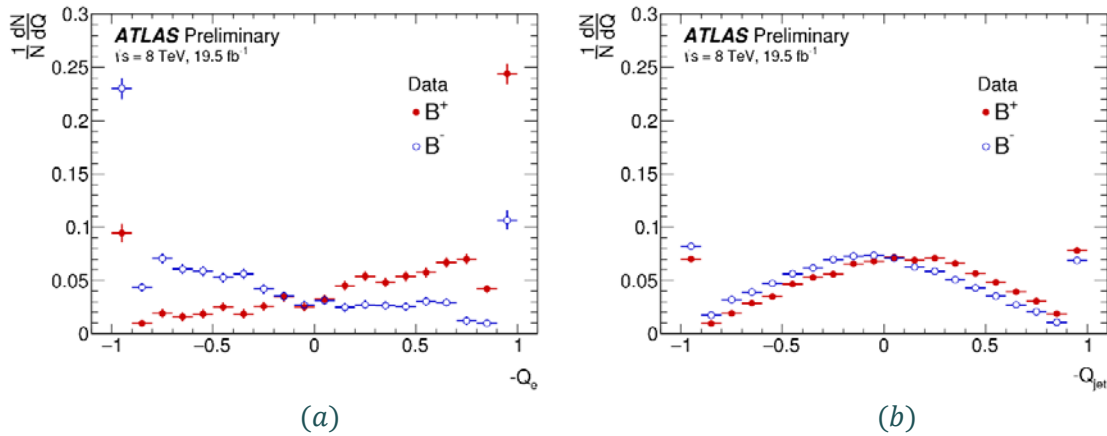
gde je q^i naelektrisanje i p_T^i transverzalni impuls rekonstruisanog traga iz unutrašnjeg detektora, i N ukupan broj tragova u konusu uključujući i mion. κ je parametar koji optimizuje performanse tagiranja, odnosno moć tagiranja, gde su najbolje performanse postignute za $\kappa = 1.1$. S obzirom da performanse tagera sa naelektrisanjem mionskog konusa zavise od algoritma za rekonstrukciju miona, ovaj tager je kalibrisan posebno za *combined* i *segment-tagged* mione. Na Sl. 8.3 prikazana je raspodela naelektrisanja mionskog konusa za kandidate iz raspada signala $B^\pm$ za različite rekonstrukcije miona: *combined* i *segment-tagged* mione. Binovi u raspodeli po Q_μ , sa vrednostima $Q_\mu = \pm 1$ odgovaraju događajima gde sve čestice u mionskom konusu imaju isto naelektrisanje. Pri tome su tragovi koji su asocirani sa raspadom signala isključeni iz sume.



Sl. 8.3 Raspodela naelektrisanja mionskog konusa $B^\pm$ signala za *combined* (a) i *segment-tagged* mione (b).

Tager naelektrisanja elektronskog konusa.

Za tagiranje zasnovano na elektronima, elektron je identifikovan koristeći informaciju iz unutrašnjeg detektora i kalorimetra, pri čemu su bili zadovoljeni kriterijumi kvaliteta tzv. *tight* elektrona [124]. Trag asociran sa elektronom iz unutrašnjeg detektora treba da ima: $p_T > 500$ MeV i $|\eta| < 2.5$, i $|\Delta z| < 5$ mm od primarnog verteksa. U slučaju da ove kriterijume zadovoljava više od jednog elektrona, uzima se elektron sa najvećim transverzalnim impulsom. Kao i u slučaju mionskog tagiranja, razmatraju se dodatni tragovi, unutar konusa $\Delta R < 0.5$ oko pravca elektrona, za određivanje naelektrisanja elektronskog konus Q_e , koristeći $\kappa = 1.0$. Rezultujuća raspodela naelektrisanja *opposite-side* elektronskog konusa prikazana je na Sl. 8.4 (a) za B^+ i B^- kandidate signala.



Sl. 8.4 Raspodela naelektrisanja elektronskog konusa (a) i konusa džeta (b) za $B^\pm$ kandidate.

Tager naelektrisanja džeta.

Ukoliko nije moguće dobiti odluku tagiranja koristeći mione ili elektrone, zbog nedostatka dodatnog miona ili elektrona u događaju, koristi se tager naelektrisanja džeta kako bi bila određena verovatnoća tagiranja B_s^0 mezona. Osnova ovog algoritma je prisustvo *b*-tagiranog džeta formiranog od klastera u kalorimetru sa minimalnom energijom od 10 GeV i minimalnom težinom tagiranja *b* džeta 0.5, koji se sastoji od tragova koji potiču iz istog primarnog verteksa, kao i raspad signala $B^\pm$, pri čemu su isključeni svi tragovi signala. *b* džetovi nastaju hadronizacijom *b* kvarka i rekonstruisani su koristeći anti- k_T algoritam [125] sa konusom $\Delta R = 0.6$. U slučaju da je identifikovano više od jednog džeta, koristi se džet sa najvećom težinom *b*-tagiranja, koja određuje verovatnoću da džet potiče od *b* kvarka. Od tragova asociranih sa selektovanim džetom, naelektrisanje džeta izračunato je kao:

$$Q_{jet} = \frac{\sum_i^N q^i \cdot (p_T^i)^\kappa}{\sum_i^N (p_T^i)^\kappa} \quad (8.3)$$

gde je $\kappa = 1.1$, a sumiranje se vrši po tragovima koji su asocirani sa džetom. Na Sl. 8.4 (b) prikazana je raspodela naelektrisanja konusa džeta za b tagirane džetove za događaje sa $B^\pm$ raspadom. U raspodeli po naelektrisanju džeta vrednosti na $Q_{jet} = \pm 1$ odgovaraju događajima gde sve čestice u džetu imaju isto naelektrisanje.

8.1.3 Informacija tagiranja u fitu

Kao informacija o tagiranju u fit unosi se verovatnoća da je B_s^0 mezon u trenutku produkcije čestica ili antičestica. *Verovatnoća tagiranja* izvedena je pomoću promenljive diskriminacije u $B^\pm$ raspadu, $Q_{\mu,e,jet}$. Verovatnoća $P(B|Q)$ da određeni događaj signala sadrži $\bar{b}$ kvark, konstruisana je pomoću kalibracionih procesa, i to za B^+ i B^- posebno, sa kojima su definisane: $P(Q|B^+)$ i $P(Q|B^-)$. Stoga je verovatnoća da se tagira događaj signala koji sadrži $\bar{b}$ kvark:

$$P(B|Q) = P(\bar{b}|Q) = \frac{P(Q|\bar{b})}{P(Q|\bar{b}) + P(Q|b)} = \frac{P(Q|B^+)}{P(Q|B^+) + P(Q|B^-)} \quad (8.4)$$

dok je verovatnoća da se tagira događaj signala koji sadrži b kvark: $P(\bar{B}|Q) = 1 - P(B|Q)$. Moguće je definisati razređenost $D_{tag} = 2P_i(B|Q_i) - 1$, koja predstavlja jačinu određene metode tagiranja. Verovatnoća $P_i(B|Q_i)$ izračunata je za svaki bin na Sl. 8.3 i Sl. 8.4. *Moć tagiranja (tagging power)* definisana je kao:

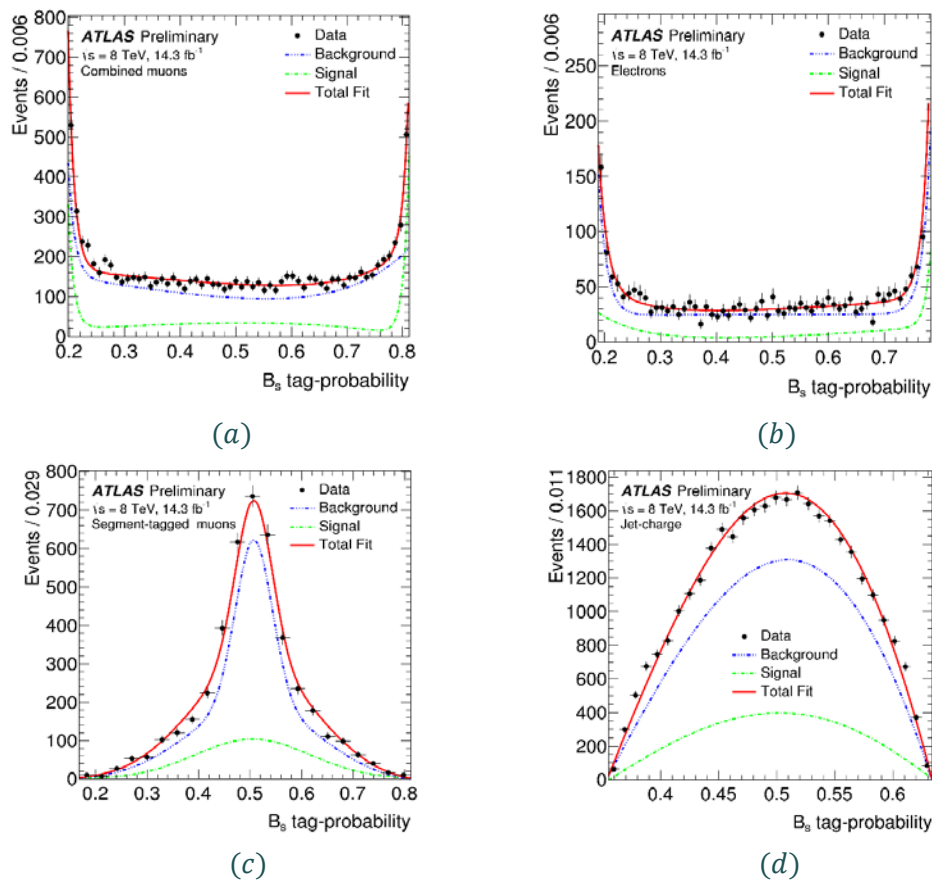
$$T = \epsilon D_{tag}^2 = \sum_i \epsilon_i (2P_i(B|Q_i) - 1)^2 \quad (8.5)$$

gde se po binovima sumira raspodela verovatnoća kao funkcija naelektrisanja. ϵ_i je efikasnost tagiranja u svakom binu definisana kao količnik broja tagiranih događaja prema ukupnom broju događaja. Performanse metoda tagiranja aromata prikazane se u Tab. 8.1.

Tab. 8.1 Performanse za različite metode tagiranja aromata.

Tag metod	Efikasnost [%]	Razblaženje [%]	Moć tagiranja [%]
Kombinovani μ	4.12 ± 0.02	47.4 ± 0.2	0.92 ± 0.02
Elektron	1.19 ± 0.01	49.2 ± 0.3	0.29 ± 0.01
Segment tagiran μ	1.20 ± 0.01	28.6 ± 0.2	0.10 ± 0.01
Džet	13.15 ± 0.03	11.85 ± 0.03	0.19 ± 0.01
Ukupno	19.7 ± 0.04	27.6 ± 0.06	1.49 ± 0.02

Prema hijerarhiji performansi uvek je primenjena kombinacija metoda tagiranja pri čemu je kao osnovna veličina uzeta razređenost. Uzima se uvek jedno merenje sa najboljim performansama prema sledećem redu: naelektrisanje konusa *combined* miona, naelektrisanje konusa elektrona, naelektrisanje konusa *segment-tagged* miona, naelektrisanje konusa džeta. Ako nijedna od metoda ne uspe da izvede informaciju o tagu, B_s^0 kandidatu dodeljuje se verovatnoća tagiranja od 0.5. Pored verovatnoće tagiranja svakog B_s^0 kandidata u fitu se pojavljuju gustine verovatnoća signala $P_s(P(B|Q))$ i fona $P_b(P(B|Q))$ koje su različite, kao i relativni udeli signala i fona određeni iz raspodela verovatnoća tagiranja. Raspodele verovatnoće tagiranja za B_s^0 kandidate sastoje se od kontinualnih i diskretnih delova (maksimumi na ± 1) za svaki metod tagiranja, koji su tretirani odvojeno u analizi. Na Sl. 8.5 prikazane su raspodele verovatnoće tagiranja B_s^0 događaja.



Sl. 8.5 Raspodele verovatnoća tagiranja za kontinualne delove za četiri metode tagiranje: kombinovani mioni (a), elektroni (b), segment-tagged mioni (c) i džetovi (d). Crni krugovi predstavljaju podatke nakon uklanjanja maksimuma, plave krive predstavljaju fit iz bočnih intervala, zelene krive predstavljaju fit kandidata signala, dok crvene predstavljaju zbir oba fita.

8.2 FIT MAKSIMALNE VERODOSTOJNOSTI U TAGIRANOJ ANALIZI

Kao i u slučaju netagirane analize i u tagiranoj analizi korišćen je *nebinovani* fit maksimalne verodostojnosti za određivanje parametara $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada. Za svaki $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspad, fit koristi informaciju o rekonstruisanoj masi m , sopstvenom vremenu raspada t i neodređenosti σ_t , verovatnoći tagiranja $P(B|Q)$, kao i informaciju o uglovima u bazu transverzaliziteta, Ω .

Kao i u slučaju netagirane analize i za tagiranu analizu funkcija verodostojnosti definisana je kao kombinacija gustina verovatnoće signala i fona:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \left\{ w_i \cdot \ln(f_s \cdot \mathcal{F}_s(m_i, t_i, \Omega_i, P(B|Q))) + f_s \cdot f_{B^0} \cdot \mathcal{F}_{B^0}(m_i, t_i, \Omega_i, P(B|Q)) \right. \\ \left. + (1 - f_s \cdot (1 + f_{B^0})) \cdot \mathcal{F}_{bkg}(m_i, t_i, \Omega_i, P(B|Q)) \right\} \quad (8.6)$$

gde je N broj selektovanih kandidata $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, w_i težinski faktor koji uračunava efikasnost trigera, f_s udeo signala, f_{B^0} udeo specifičnog fona koji potiče od raspada B_d^0 mezona koji su pogrešno identifikovani kao $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspadi, $\mathcal{F}_s$, $\mathcal{F}_{B^0}$ i $\mathcal{F}_{bkg}$ gustine verovatnoće koje modeluju raspodele signala, specifičnog B_d^0 fona i ostalih fonskih procesa. Gustina verovatnoće koja opisuje događaje signala $\mathcal{F}_s$, specifični fon $\mathcal{F}_{B_d}$, i ostale fonske procese $\mathcal{F}_{bkg}$, proizvod je pojedinačnih gustina verovatnoće za svaku merenu veličinu: m , t , σ_t , $\Omega(\theta_T, \psi_T, \varphi_T)$, $P(B|Q)$. Detaljan opis pojedinačnih gustina verovatnoće signala u $\mathcal{F}_s$ biće dat u tekstu koji sledi, dok su funkcije fona $\mathcal{F}_{B^0}$ i $\mathcal{F}_{bkg}$, nepromenjene u odnosu na netagiranu analizu sa izuzetkom zavisnosti od novog člana, verovatnoće tagiranja $P(B|Q)$. Za parametre fona pretpostavlja se da su nekorelisani izuzev vremena raspada i njegove greške.

8.2.1 Gustina verovatnoće signala

Gustina verovatnoće koja opisuje događaje signala $\mathcal{F}_s$, proizvod je gustina verovatnoće za svaku veličinu merenu iz podataka:

$$\mathcal{F}_s(m_i, t_i, \Omega_i, P(B|Q)) = P_s(m, \sigma_{m_i}) \cdot P_s(\sigma_{m_i}) \cdot P_s(\Omega_i, t_i, P(B|Q), \sigma_{t_i}) \cdot \\ \cdot P_s(\sigma_{t_i}) \cdot P_s(P(B|Q)) \cdot A(\Omega_i, p_{Ti}) \cdot P_s(p_{Ti}) \quad (8.7)$$

Ako se zanemare efekti detektora koji se opisuju funkcijom $A(\Omega_i, p_{Ti})$ zajedničke raspodele za vreme raspada t i uglove u bazu transverzaliziteta

$\Omega(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$, opisane su diferencijalnom brzinom raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ datom u jednačini (6.1), gde su $h^{(k)}(t)$ vremenski zavisne amplitude, koje su date u Tab. 2.5 i Tab. 2.7. $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$ su odgovarajuće funkcije uglova i date su u Tab. 2.4 i Tab. 2.6. Formule za vremenski zavisne amplitude imaju istu strukturu za B_s^0 i $\bar{B}_s^0$, ali sa suprotnim znakom u članovima koji sadrže Δm_s . Uvođenje tagiranja aromata u analizu znači da se članovi koji sadrže Δm_s više ne poništavaju tako da u fitu postoji više članova koji sadrže slabu fazu ϕ_s . Dodatno, dostupna je i jaka faza $\delta_\perp$ i jedna od simetrija u netagiranoj analizi je uklonjena. Isto kao u netagiranoj analizi, amplitude $A_0(t)$ i $A_\parallel(t)$ opisuju CP parne konfiguracije konačnog stanja $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada, dok $A_\perp(t)$ opisuje CP neparnu konfiguraciju. Amplitude sadrže odgovarajuće jake faze $\delta_0, \delta_\parallel$ i $\delta_\perp$, gde je vrednost faze δ_0 po konvenciji postavljena na nulu. Amplituda $A_S(t)$ opisuje CP neparno nerezonantno, $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$, S-wave stanje, kao i $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0$ raspad. Jednačine su normirane tako da je suma kvadrata amplituda jednaka jedinici, zbog čega su tri od četiri amplitude parametri fita dok je četvrta $A_\perp(t)$ određena iz normiranja. Jednačine koje opisuju tagiran $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspad zavise od devet fizičkih parametara: $\Delta\Gamma_s, \Gamma_s, \phi_s, |A_0(0)|^2, |A_\parallel(0)|^2, \delta_\parallel, \delta_\perp, |A_S(0)|^2$ i δ_S .

Gustina verovatnoće signala, $P_s(\Omega_i, t_i, P(B|Q), \sigma_{t_i})$, računa vremensku rezoluciju tako da je svaki član koji zavisi od vremena *razmazan* Gausovom raspodelom. Ovo *razmazivanje* urađeno je numerički događaj po događaj, gde je širina Gausijana neodređenost sopstvenog vremena raspada, merena za svaki događaj i pomnožena faktorom skaliranja s_t , koji računa pogrešno merenje.

Korišćenje informacije o tagiranju u fitu.

Verovatnoća tagiranja svakog B_s^0 kandidata određena je sumom otežinjenih naelektrisanih tragova u konusu oko miona, elektrona i u konusu džeta. Raspodele verovatnoće tagiranja za signal i fon su različite, i dodatni članovi, $P_s(P(B|Q))$ i $P(P(B|Q))$, za signal i fon, uvedeni su u fit kako bi se računala ova razlika. Rezultati fitovanja za verovatnoće tagiranja B_s^0 kandidata za različite metode tagiranja, prikazani su na Sl. 8.5.

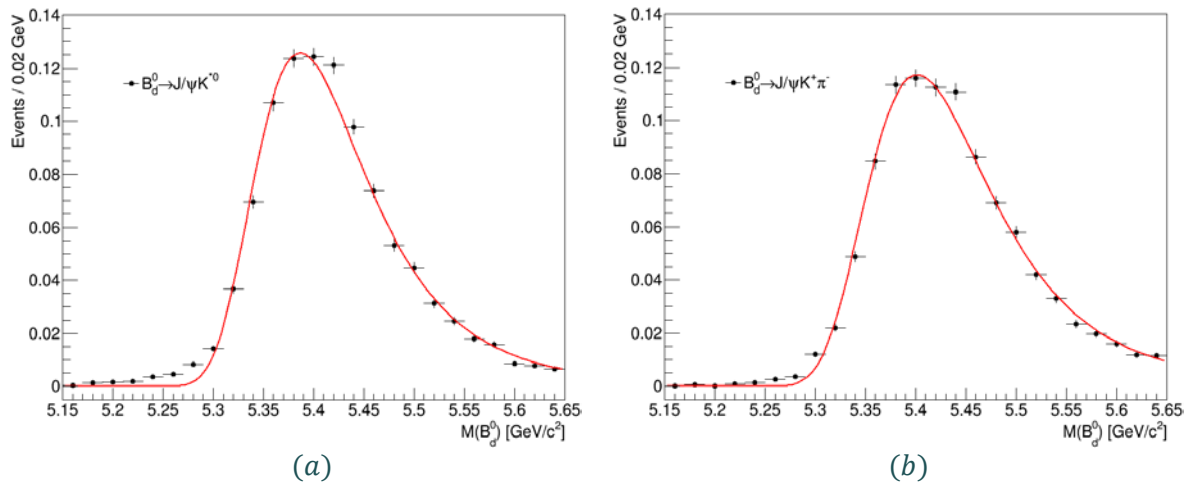
8.2.2 Gustina verovatnoće specifičnog B_d fona

Doprinosi događaja $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$ pogrešno identifikovanih kao $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ (nereducibilni fon), računati su u glavni B_s^0 fit tagirane analize. Udeo ovih doprinosa u oblasti signala procenjen je sa događajima iz MC12 ATLAS produkcije,

koristeći produkcione i faktore grananja iz [44, 126, 114] Ovi događaji takođe su korišćeni i za određivanje raspodela mase i uglova u bazu transverzaliziteta. Odgovarajući parametri funkcija sa kojima su fitovane ove raspodele fiksirani su u fitu maksimalne verodostojnosti. Vreme života B_d^0 mezona modelovano je koristeći jednačinu (6.18), što je detaljnije objašnjeno u Odeljku 6.1. Utvrđeno je da je doprinos $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ fona zanemarljiv. Sistematske neodređenosti uzrokovane modelovanjem i procenom udela B_d^0 fona u $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ analizi sa podacima iz 2012. godine, diskutovane su u Odeljku 8.3.

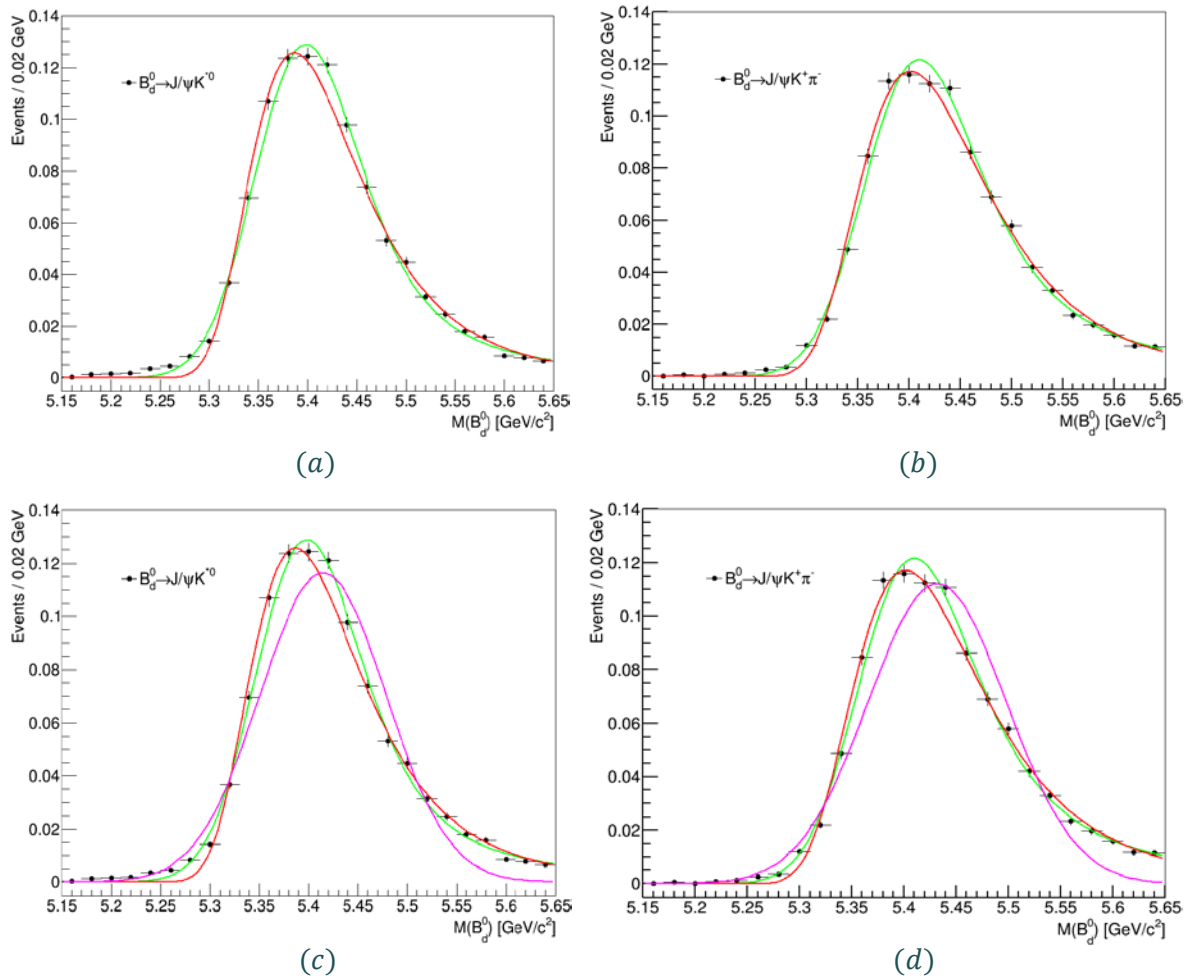
8.2.3 Modelovanje mase B_d fona

Za modelovanje specifičnih fonskih procesa u fitu maksimalne verodostojnosti, korišćeni su Monte Karlo podaci u potpunosti simuliranih $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspada, kao i konjugovani raspadi $\bar{B}_d^0$. Ovi događaji su zatim pogrešno rekonstruisani kao $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspadi, primenjujući pogrešnu hipotezu mase, odnosno zamenu piona iz raspada K^{*0} mezona, sa kaonom. Na događaje su zatim primenjeni konačni selekcionni kriterijumi $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ analize. Raspodela masa B_d^0 kandidata modelovana je Landauovom funkcijom. Rezultati fitovanja projektovani na histograme invarijantne mase rekonstruisanih $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspada, prikazani na Sl. 8.6. Parametri Landauove funkcije, uneti su u konačnu funkciju verodostojnosti, gde su fiksirani.



Sl. 8.6 Raspodela po invarijantnoj mase $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ (a) i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ (b) raspada nakon primene B_s^0 selekcionnih kriterijuma. Crvene krive predstavljaju funkcije parametrizacije mase B_d^0 fona upotrebljene u funkciji verodostojnosti.

Na Sl. 8.7 prikazane su raspodele invarijantne mase rekonstruisanih događaja $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspada u Monte Karlo podacima iz 2012. godine, sa različitim funkcijama koje su korišćene u procesu parametrizacije B_d^0 mase. Na Sl. 8.7 (a) i Sl. 8.7 (b) prikazane su raspodele invarijantne mase rekonstruisanih $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspada sa dve različite funkcije do kojih se došlo empirijskim putem: konvolucija Gausove i Landauove funkcije, prikazane zelenom krivom i Landauova funkcija, prikazana cvrenom krivom. U početnom modelu fita, za parametrizaciju mase B_d^0 fona, korišćena je konvolucija Gausove i Landauove funkcije, dok je u konačnom fit modelu upotrebljena Landauova funkcija.



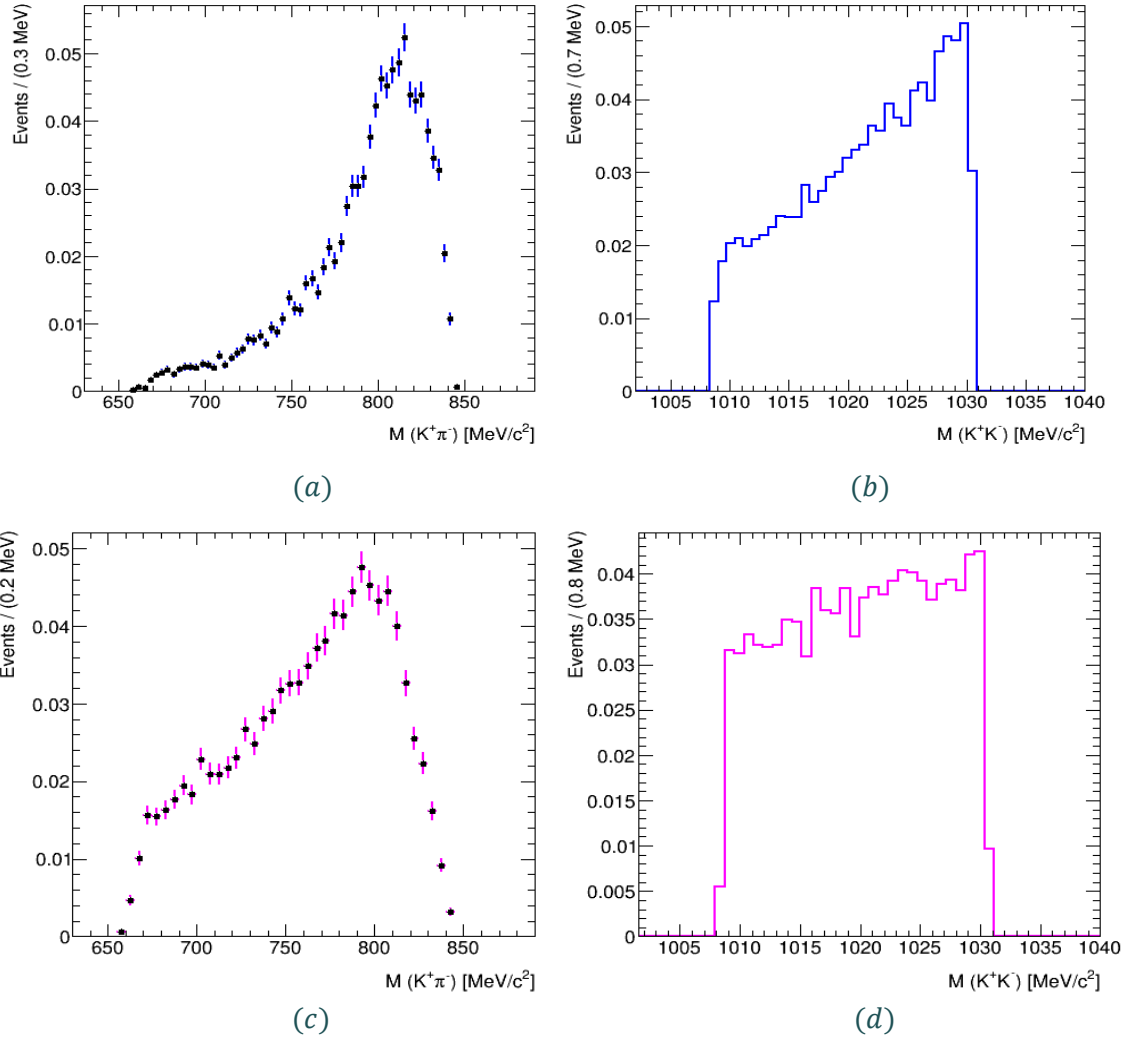
Sl. 8.7 Raspodela po invarijantnoj mase $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ (a, c) i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ (b, d) raspada nakon primene B_s^0 selekcionih kriterijuma. Crvene krive predstavljaju funkcije parametrizacije mase B_d^0 fona upotrebljene u funkciji verodostojnosti, dok su sa zelenom i ljubičastom prikazane alternativne funkcije, određene empirijski u postupku parametrizacije mase B_d^0 fona.

Iako, kao što može da se vidi na Sl. 8.7, konvolucija Gausove i Landauove funkcije malo bolje opisuje raspodele invarijantne mase rekonstruisanih $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspada, parametrizacija primenjena u fitu maksimalne verodostojnosti, a koja koristi samo Landauovu funkciju, izabrana je kako bi se pojednostavila procedura fitovanja, i ukupno vreme izvršavanja programa. Izabrana parametrizacija mase B_d^0 fona, koristeći samo Landauovu funkciju, nije uzrokovala povećanje statističkih neodređenosti fizičkih parametara. Dodatno, na Sl. 8.7 (c) i Sl. 8.7 (d), prikazana je uporedo i Gausova funkcija, označena ljubičastom bojom. Landauova funkcija koja je upotrebljena za opis invarijantne mase u rekonstruisanih događaja B_d^0 fonskih procesa, u fitu maksimalne verodostojnosti, prikazana je crvenom krivom, na Sl. 8.6 i Sl. 8.7.

8.2.4 Modelovanje uglova B_d fona

Dok je za raspodelu invarijantne mase B_d^0 fona statistika simuliranih događaja bila dovoljna, za komplikovanije – ugaone raspodele – generisani su dodatni B_d^0 raspadi uz primenu odgovarajućih trigerata, B_s^0 selekcionih kriterijuma i zamenu mase piona sa masom kaona. Gustine verovatnoće za amplitude raspada u bazu transverzaliziteta sadrže šest članova koje odgovaraju P-wave komponenti, dok je S-wave komponenta generisana bez interferencija. Razlog je što nakon primene B_s^0 selekcionih kriterijuma na događaje B_d^0 fona, inavrijantna masa $K^+ \pi^-$ pokriva interval 660-845 MeV, pogledati Sl. 8.8.

S obzirom da merenje LHCb eksperimenta pokriva interval mase 826-966 MeV, za većinu naših događaja interferencija nije izmerena. Usled malog udela u oblasti signala, gde je iz dodatnih analiza utvrđeno da nerezonantni raspad $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ nema uticaj na konačne rezultate analize, naknadno je odlučeno da se doprinos ovog fonskog procesa ne uvede u osnovni B_s^0 fit, dok je S-wave član B_d^0 fona i interferencija između S-wave i P-wave uračunata u sistematsku grešku (pogledati Odeljak 8.3.7).



Sl. 8.8 Raspodela invarijantne mase $K^+ \pi^-$ parova iz simuliranih raspada $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ (a, b) i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ (c, d) nakon B_s^0 selekcionih kriterijuma. Slike pod (a, c) prikazuju ispravnu hipotezu mase, dok slike pod (b, d) predstavljaju pogrešnu hipotezu mase, $K^+ K^-$.

Ugaone raspodele $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i konjugovanih raspada opisane su koristeći Ležandrove polinome:

$$Y_l^m(\cos \theta_T) = \sqrt{2l+1} \sqrt{4\pi} \sqrt{(l-m)!(l+m)!} P_l^m(\cos \theta)$$

$$P_k(x) = \frac{1}{2^k k!} \frac{d^k}{dx^k} (x^2 - 1)^k \quad (8.8)$$

$$\mathcal{P}_b(\theta_T, \psi_T, \phi_T) = \sum_{k=0}^{10} \sum_{l=0}^{10} \sum_{m=-l}^l \begin{cases} a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^m(\theta_T) \cos(m\phi_T) P_k(\cos \psi_T) & \text{where } m > 0 \\ a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^{-m}(\theta_T) \sin(m\phi_T) P_k(\cos \psi_T) & \text{where } m < 0 \\ a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^0(\theta_T) P_k(\cos \psi_T) & \text{where } m = 0 \end{cases}$$

gde su $a_{k,l,m}$ slobodni parametri. Vrednosti parametara sa kojima se najbolje opisuju ugaone raspodele fiksirane su u osnovnom B_s^0 fitu. Dvodimenzionalne raspodele uglova iz $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ raspada u bazu transverzaliteta prikazane su na Sl. 8.9, uporedo sa njihovim jednodimenzionalnim raspodelama.

8.2.5 Procena udela B_d fona u oblasti signala

Procena udela $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ fona u oblasti signala izračunata je sa Monte Karlo podacima iz 2012. godine. Relativni udeli procenjeni su koristeći efikasnost selekcije u Monte Karlo podacima, referentne vrednosti za produkcione faktore, kao i vrednosti za faktore grananja:

$$\frac{B}{S} = \frac{f_d(\bar{b} \rightarrow B_d^0)}{f_s(\bar{b} \rightarrow B_s^0)} \times \frac{BF_{total}^{spec}}{BF_{total}^{signal}} \times \frac{\epsilon_{sel}^{bkg}}{\epsilon_{sel}^{signal}} \quad (8.9)$$

gde je: $f_d(\bar{b} \rightarrow B_d^0)$ – faktor hadronizacije $\bar{b}$ kvarka u specifičan tip hadrona (u ovom slučaju B_d^0); $f_s(\bar{b} \rightarrow B_s^0)$ – $\bar{b} \rightarrow B_s^0$ produkcionni faktor; BF_{total}^{spec} – ukupan faktor grananja specifičnog kanala raspada; $\epsilon_{sel}^{bkg} = \frac{N_{sel}^{spec}}{N_{gen}^{spec}} = 2.09 \times 10^{-3}$ – efikasnost selekcije fona (MC12), gde je N_{sel}^{spec} broj selektovanih B_d^0 fonskih događaja i N_{gen}^{spec} broj generisanih B_d^0 događaja; $\epsilon_{sel}^{signal} = \frac{N_{sel}^{signal}}{N_{gen}^{signal}} = 0.37$ – efikasnost selekcije događaja signala (MC12), gde je N_{sel}^{signal} broj selektovanih događaja signala i N_{gen}^{signal} broj generisanih događaja signala u fiducijalnoj zapremini.

Korišćene su sledeće vrednosti za faktore grananja fona i signala:

$$BF_{B_d \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) K^{*0}}^{spec} = BF(B_d \rightarrow J/(\psi K^{*0})) = (7.93 \pm 0.11) \times 10^{-4} [114]$$

$$BF_{B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) \phi}^{signal} = BF(B_s \rightarrow J/\psi \phi) \times BF(\phi \rightarrow K^+ K^-) = (5.243 \pm 0.446) \times 10^{-4}$$

$$BF(B_s \rightarrow J/\psi \phi) = (1.07 \pm 0.09) \times 10^{-3} [44],$$

$$BF(\phi \rightarrow K^+ K^-) = (49.0 \pm 0.6) \times 10^{-2};$$

Relativni odnos faktora hadronizacije B_d^0 i B_s^0 mezona, upotrebljen u proračunu (9.11), je [126]:

$$\frac{f_s}{f_d} = (0.259 \pm 0.015)$$

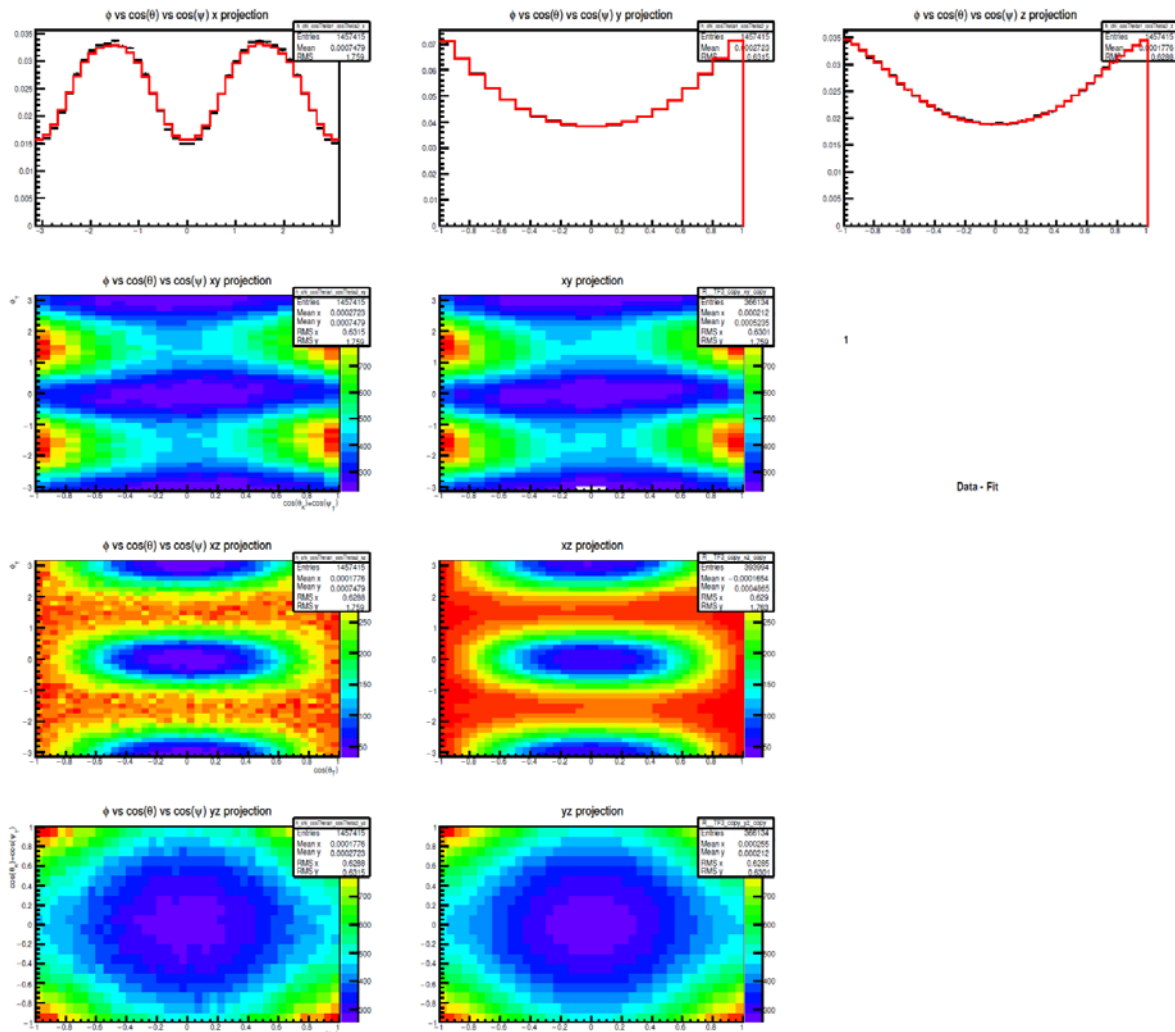
Koristeći gore navedene vrednosti dobijenih efikasnosti selekcija fona i signala,

kao i relevantnih vrednosti za faktore fragmentacije i faktore grananja, dobijena je sledeća vrednost za udeo fonskog procesa $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ u oblasti signala $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$:

$$\frac{B}{S} = \frac{f_d(\bar{b} \rightarrow B_d^0)}{f_s(\bar{b} \rightarrow B_s^0)} \times \frac{BF_{total}^{spec}}{BF_{total}^{signal}} \times \frac{\varepsilon_{sel}^{bkg}}{\varepsilon_{sel}^{signal}} = \frac{1}{0.259} \times \frac{7.93 \times 10^{-4}}{5.243 \times 10^{-4}} \times \frac{2.09 \times 10^{-3}}{0.37} = 0.03299$$

$$\frac{B}{S}(\%) \approx (3.3 \pm 0.5)$$

Dobijena vrednost relativnog udela B_d^0 fona fiksirana je u osnovnom fitu.



Sl. 8.9 Uglovi : ϕ_T (gore levo), θ_T (gore sredina) i ψ_T (gore desno) iz $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i konjugovanih raspada u bazu transverzaliziteta. Monte Karlo događaji (levo), projekcije fit funkcija (desno).

8.2.6 Vremenska zavisnost efikasnosti mionskog trigerera

U odeljku 6.1, rečeno je da mionski triger unosi otklon u merenju transverzalnog parametra sudara miona prema većim vrednostima, što uzrokuje manje neefikasnosti merenja većih vrednosti vremena života B_s^0 mezona. U podacima iz 2012. godine ta neefikasnost određena je sa Monte Karlo podacima upoređivanjem raspodele za vreme raspada B_s^0 mezona sa isključenim i uključenim trigerom. Da bi neefikasnost trigerera bila uračunata u fit događajima je dodeljena težina w :

$$w = p_0 \cdot [1 - p_1(\text{Erf}(t - p_3)/p_2)] \quad (8.10)$$

gde su p_0, p_1, p_2 i p_3 parametri fita određeni fitovanjem Monte Karlo podataka.

8.3 PROCENA SISTEMATSKIH NEODREĐENOSTI

Pored sistematskih neodređenosti koje su razmatrane u netagiranoj analizi, u tagiranoj $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ analizi, urađenoj sa podacima iz 2012. godine, dodatno su razmatrane sistematske neodređenosti koje potiču od tagiranja aromata B_s^0 mezona i doprinosa $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ događaja fona, kao i njihove interferencije sa $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ događajima. Procena sistematskih neodređenosti opisana je u tekstu koji sledi.

8.3.1 Procedura tagiranja aromata

Neodređenostima parametara fita usled procedure tagiranja aromata B_s^0 mezona doprinose statistička i sistematska komponenta. Statistička komponenta potiče od raspoloživog broja događaja kalibracionog kanala $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ raspada i uključena je u ukupnu statističku grešku. Sistematska komponenta potiče od preciznosti kalibracije tagiranja i procenjena je variranjem modela koji se koristi za parametrizaciju raspodele verovatnoće tagiranja aromata B mezona, $P(B|Q)$, u funkciji od naelektrisanja konusa (Odeljak 8.1). Umesto polinoma trećeg stepena koji se koristi za parametrizaciju raspodele verovatnoće tagiranja u osnovnom fitu, za procenu sistematske neodređenosti, analizirane su alternativne funkcije: linearna funkcija, polinom petog stepena ili dva polinoma trećeg stepena. B_s^0 fit ponovljen je koristeći ove alternativne modele, i najveća razlika dodeljena je kao sistematska neodređenost.

Kako bi se procenio uticaj efekata *pile-up*-a na metode tagiranja, $B^\pm$ podaci podeljeni su u tri intervala zavisno od broja rekonstruisanih primarnih verteksa (nPV),

i tagiranje je urađeno za svaki od intervala. Zatim je svakom B_s^0 kandidatu dodeljena verovatnoća tagiranja koristeći odgovarajuću kalibraciju za dati nPV.

Kako bi se proverila i procenila zavisnost metoda tagiranja od efekata selekcije trigera, $B^\pm$ podaci selektovani su koristeći samo trigere upotrebljene za selekciju B_s^0 događaja.

Utvrđeno je da je doprinos sistematskoj neodređenosti usled netačne parametrizacije raspodela verovatnoće tagiranja, za događaje B_s^0 signala i fona, zanemarljiv. Sistematska neodređenost koja se pripisuje članovima verovatnoće tagiranja u gustinama verovatnoće za signal i fon, određena je poređenjem osnovnog i modifikovanog fita koji nema članove verovatnoće tagiranja ("no tag Punzi default" fit) i variranjem fitovanih funkcija verovatnoće.

U Tab. 8.4 predstavljeni doprinosi statističkoj i sistematskoj neodređenosti fizičkih parametara, uzrokovanih variranjem procedure tagiranja.

Tab. 8.2 Statističke i sistematske neodređenosti fizičkih parametara uzrokovane variranjem procedure tagiranja.

Parametar	Statistička greška <i>Kalibracija – statistika</i>	<i>Kalibracija – sistematska</i>	Sistematska <i>nPV</i>	greška <i>Trigger</i>	Članovi <i>verovatnoće</i>
ϕ_s [rad]	0.0055	0.0127	0.0206	0.0060	0.0035
$ A_0(0) ^2$	0.0000	0.0000	0.0001	0.0000	0.0000
$ A_{ }(0) ^2$	0.0000	0.0001	0.0002	0.0000	0.0001
$ A_s(0) ^2$	0.0002	0.0002	0.0007	0.0002	0.0004
$\Delta\Gamma_s$ [ps^{-1}]	0.0000	0.0001	0.0002	0.0000	0.0002
Γ_s [ps^{-1}]	0.0001	0.0003	0.0027	0.0002	0.0002
$\delta_{ }$	0.0048	0.0123	0.0023	0.0049	0.0024
$\delta_{\perp}$	0.0832	0.1973	0.0446	0.0866	0.0358
δ_s	0.0003	0.0002	0.0041	0.0003	0.0004

8.3.2 Modelovanje mape efikasnosti detektora

Izobličenja ugaonih raspodela usled efekata geometrije detektora (Odeljak 6.1) izračunata su sa Monte Karlo događajima (iz MC12 produkcije) koji su prošli trigger,

rekonstrukciju i selekciju. Sa PYTHIA generatorom dobijene su ravne ugaone raspodele, koje postaju izobličene posle simulacije trigera, rekonstrukcije i selekcionih kriterijuma, pri čemu oblik raspodela zavisi od izbora $p_T(B_s^0)$ intervala. Zbog toga je uticaj efikasnosti detektora na ugaone raspodele računat za različite $p_T(B_s^0)$ binove. Sistematske neodređenosti koje potiču od konstrukcije 4D mape efikasnosti detektora procenjena je konstrukcijom alternativne 4D mape sa različitim izborom intervala po p_T i centralnih vrednosti. Utvrđeno je da je razlika vrednosti parametara fita sa alternativnim intervalima p_T binova, u odnosu na vrednosti dobijene iz osnovnog fita, minimalna pa su ovi efekti na sistematsku neodređenost merenja zanemareni.

8.3.3 Korekcije efikasnosti mionskog trigera

Kako bi se procenila sistematska neodređenost koja potiče od neefikasnosti mionskog trigera, osnovni fit ponovljen je variranjem parametara p_0, p_1, p_2 i p_3 (jednačina (8.12)), u okviru njihovih neodređenosti. Pokazano je da su svi rezultati fita sa promenjenim vrednostima parametara konzistentni sa osnovnim fitom, tako da je doprinos ovih efekata sistematskim neodređenostima zanemaren.

8.3.4 Poravnanje unutrašnjeg detektora

Neporavnanje unutrašnjeg detektora utiče na raspodelu parametra sudara d_0 , u odnosu na primarni verteks. Efekat radijalne ekspanzije na merenje d_0 određen je iz podataka prikupljenih tokom 2012. godine, zahtevajući na nivou trigera, postojanje bar jednog miona sa $p_T \geq 4$ GeV. Neodređenost koja potiče od radijalne ekspanzije iznosi, 0.14 % za $|\eta| < 1.5$ i 0.55 % za $1.5 < |\eta| < 2.5$. Ove vrednosti korišćene su da bi se procenio njihov uticaj na vrednosti osnovnih parametara fita. Za pojedine parametre uočena su mala odstupanja, i ona su dodeljena kao sistematska neodređenost.

8.3.5 Izbor p_T binova na modelovanje ugaone raspodel fona

Oblik ugaonih raspodela fona, $P_b(\theta_T)$, $P_b(\psi_T)$ i $P_b(\phi_T)$, opisan je Ležandrovim polinomima datim u jednačini (6.14). Na oblike ugaonih raspodela najviše utiče geometrija detektora, selekциони kriterijumi i p_T kandidata B_s^0 mezona. Zbog toga je parametrizacija uglova fona sa Ležandrovim polinomima urađena za četiri p_T intervala: (0 – 13) GeV, (13 – 18) GeV, (18 – 25) GeV i $p_T > 25$ GeV. Sistematska neodređenost zbog izbora p_T intervala procenjena je ponavljanjem osnovnog B_s^0 fita, za svaki od navedenih intervala. Najveće odstupanje od rezultata osnovnog fita, dodeljeno je za sistematsku neodređenost.

8.3.6 Izbor bočnih intervala B_s mase na modelovanje uglova fona

Parametri tri Ležandrove funkcije sa kojima se opisuje oblik ugaonih raspodela fona, određeni su za događaje fona iz bočnih intervala B_s^0 mase. Za testiranje osetljivosti rezultata fita na izbor bočnih intervala B_s^0 mase, fit je ponovljen sa alternativnim izborom intervala za masu signala: $|m(B_s^0) - 5366| > 85 \text{ MeV}$ i $|m(B_s^0) - 5366| > 140 \text{ MeV}$, umesto standardnog: $|m(B_s^0) - 5366| > 110 \text{ MeV}$. Razlika u rezultatima fita dodeljena je kao sistematska neodređenost.

8.3.7 B_d fon: doprinos i parametrizacija mase i uglova

U tagiranoj analizi procenjene su sistematske neodređenosti rezultata B_s^0 fita usled doprinosa $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ raspada, koji su pogrešno rekonstruisani kao $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspadi. Analizirani su uzroci mogućih sistematskih neodređenosti koji potiču od procenjenog relativnog udela B_d^0 događaja u oblasti signala i neodređenosti koje potiču od modeliranja raspodele B_d^0 mase i parametrizacije oblika raspodele uglova.

Sistematika usled procene relativnog udela B_d^0 fona.

Za procenu sistematskih efekata najpre su analizirani $J/\psi K^+ \pi^-$ raspadi koji imaju manji udeo u signalu. Pokazano je da se vrednosti parametara fita ne menjaju čak i kada je pretpostavljeno da je udeo $J/\psi K^+ \pi^-$ događaja nula. Udeo raspada $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ variran je u fitu za $\pm 1\sigma$ i rezultati su upoređeni sa osnovnim fitom, i predstavljeni u Tab. 8.5. Promene vrednosti parametara fita uslovljene ovim variranjem su zanemarljive, tako da je sistematska neodređenost usled procene relativnog udela B_d^0 fona zanemarena. Sistematski efekti usled statističke neodređenosti parametrizacije mase $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ fona su zanemarljivi, i rezultati su predstavljeni u Tab. 8.6. Doprinos $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ fona izostavljen je u osnovnom fitu, ali su S-wave član kao i S-P interferencija uračunati u sistematiku, što je predstavljeno u narednom tekstu.

Tab. 8.3 Uticaj relativnog udela $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ fona na sistemske neodređenosti glavnih parametara fita.

	Udeo ($B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$) $\pm 1\sigma$	
Parametar	Razlika	Razlika/greška
$ A_0(0) ^2$	0.0001	0.0285
$ A_{\parallel}(0) ^2$	0.0001	0.0207
$ A_S(0) ^2$	0.0018	0.2146
Γ_s	0.0002	0.0564
$\Delta\Gamma_s$	0.0002	0.0151
ϕ_s	0.0018	0.0202
$\delta_{\parallel}$	0.0004	0.0032
$\delta_{\perp}$	0.0001	0.0002
$\delta_{\perp} - \delta_S$	0.0004	0.0115

Tab. 8.4 Uticaj greške mase $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ na sistemske neodređenosti glavnih parametara fita.

	Masa ($B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$) $- 1\sigma$		Masa ($B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$) $+ 1\sigma$	
Parametar	Razlika	Razlika/greška	Razlika	Razlika/greška
$ A_0(0) ^2$	$< 10^{-4}$	—	$< 10^{-4}$	—
$ A_{\parallel}(0) ^2$	$< 10^{-4}$	—	$< 10^{-4}$	—
$ A_S(0) ^2$	0.0001	0.0119	$< 10^{-4}$	—
Γ_s	$< 10^{-4}$	—	$< 10^{-4}$	—
$\Delta\Gamma_s$	$< 10^{-4}$	—	$< 10^{-4}$	—
ϕ_s	0.0001	0.0011	$< 10^{-4}$	—
$\delta_{\parallel}$	0.0002	0.0016	0.0003	0.1868
$\delta_{\perp}$	0.0005	0.0010	0.0004	0.3837
$\delta_{\perp} - \delta_S$	$< 10^{-4}$	—	$< 10^{-4}$	—

Sistematika usled modelovanja $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ uglova i B_d^0, K^{*0} masa.

Sistematiski efekti usled parametrizacije ugaonih raspodela $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ fona, procenjeni su zamenom polinoma desetog stepena sa polinomom devetog stepena. Dobijeni rezultati za fizičke parametre su stabilni, i predstavljeni u Tab. 8.7, gde je pokazano da je uticaj ovih neodređenosti zanemarljiv. Izvedena su dodatna testiranja

kako bi se uračunale neodređenosti iz merenja $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ parametara dobijenih u LHCb eksperimentu, ponavljanjem fita sa variranjem vrednosti $\pm 1\sigma$. Oba testa pokazala su zanemarljive efekte na vrednosti parametara dobijenih u ovoj analizi, što je predstavljeno u Tab. 8.8.

Tab. 8.5 Uticaj modelovanja uglova $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ fona na sistematske neodređenosti glavnih parametara fita, variranjem funkcije parametrizacije.

Parametar	Razlika	Razlika/greška
$ A_0(0) ^2$	- 0.0003	- 0.0994
$ A_{\parallel}(0) ^2$	0.0002	0.0486
$ A_S(0) ^2$	- 0.0025	- 0.3005
Γ_s	0.0000	- 0.0023
$\Delta\Gamma_s$	- 0.0005	- 0.0348
ϕ_s	0.0004	0.0048
$\delta_{\parallel}$	- 0.0052	- 0.0392
$\delta_{\perp}$	- 0.0443	- 0.0886
$\delta_{\perp} - \delta_S$	- 0.0039	- 0.1135

Tab. 8.6 Uticaj modelovanja uglova $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ fona na sistematske neodređenosti glavnih parametara fita, variranjem LHCb parametara.

	$+1\sigma$		-1σ	
Parametar	Razlika	Razlika/greška	Razlika	Razlika/greška
$ A_0(0) ^2$	0.0001	0.0263	0.0000	0.0000
$ A_{\parallel}(0) ^2$	- 0.0001	- 0.0159	0.0002	0.0319
$ A_S(0) ^2$	0.0005	0.0597	0.0005	0.0552
Γ_s	0.0000	0.0037	0.0000	0.0003
$\Delta\Gamma_s$	0.0002	0.0134	0.0002	0.0148
ϕ_s	0.0038	0.0432	0.0035	0.0398
$\delta_{\parallel}$	- 0.0032	- 0.0248	- 0.0033	- 0.0254
$\delta_{\perp}$	- 0.0114	- 0.0233	0.0138	- 0.0282
$\delta_{\perp} - \delta_S$	0.0001	0.0024	0.0001	- 0.0030

Sistematski efekti usled modela mase K^{*0} mezona u Monte Karlo podacima određeni su korišćenjem procenjenih faktora grananja specifičnih B_d^0 fonskih procesa korišćenih u analizi sa podacima iz 2012. godine. Rezultati su prikazani u Tab. 8.9.

*Tab. 8.7 Uticaj neodređenosti udela $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ fona usled modeliranja mase K^{*0} u Monte Karlo podacima na sistematske neodređenosti glavnih parametara fita.*

Parametar	Razlika	Razlika/greška
$ A_0(0) ^2$	- 0.0012	- 0.3425
$ A_{\parallel}(0) ^2$	0.0008	0.1689
$ A_S(0) ^2$	- 0.0078	- 0.9190
Γ_s	0.0002	0.0607
$\Delta\Gamma_s$	0.0012	0.0880
ϕ_s	- 0.0161	- 0.1743
$\delta_{\parallel}$	- 0.0046	- 0.0371
$\delta_{\perp}$	- 0.0242	- 0.0518
$\delta_{\perp} - \delta_s$	0.0023	0.0617

Sistematika usled procene B_d^0 S-P wave interferencije.

Kao što je ranije rečeno, S-P wave interferencija nije uključena u B_d^0 fon, koji je samo predstavljen P-wave komponentom raspada $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Da bi se testirao potencijalni efekat dodavanja S-wave komponente, uključujući i S-P interferenciju, korišćeno je merenje LHCb eksperimenta [127], gde je izmerena S-P interferencija za različite $K\pi$ intervale mase, sa najnižim intervalom od (826 – 861) MeV. Merenje ATLAS eksperimenta prikazano na Sl. 8.9, pokazuje da $K^+\pi^-$ parovi iz raspada $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ i $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$ pokrivaju oblast mase (650 – 840) MeV, što je uglavnom niže od najnižeg LHCb intervala mase. Pošto ne postoji merenje koje pokriva ovu oblast, korišćen je najniži opseg iz merenja LHCb eksperimenta kako bi se modelirala S-P interferencija. U tu svrhu, u simulirane B_d^0 događaje uključeno je svih deset članova gustina verovatnoće merenih od strane LHCb-a. Ukupan razmatran udeo B_d^0 fona je 4 %, što je u saglasnosti sa procenom ukupnog B_d^0 fona u ovoj analizi. U saglasnosti sa ovim modeliranjem B_d^0 fona, pripremljen je odgovarajući alternativni opis 3D uglova i izveden alternativan B_s^0 fit. U poređenju sa glavnim B_s^0 fitom u ovoj analizi,

ustanovljeno je nekoliko razlika, sve unutar 1σ , koje su uključene u sistematske neodređenosti. Rezultati ovih testiranja prikazani su u Tab. 8.10.

Tab. 8.8 Uticaj S-wave i P-wave komponente i njihove interferencije na modeliranje B_d^0 fona i sistematske neodređenosti glavnih parametara fita.

Parametar	Razlika	Razlika/greška
$ A_0(0) ^2$	- 0.0021	- 0.6019
$ A_{\parallel}(0) ^2$	0.0015	0.3062
$ A_S(0) ^2$	- 0.0150	- 1.7700
Γ_S	- 0.0001	- 0.0369
$\Delta\Gamma_S$	0.0002	0.0175
ϕ_S	- 0.0165	- 0.1717
$\delta_{\parallel}$	- 0.0089	- 0.0720
$\delta_{\perp}$	- 0.0741	- 0.1578
$\delta_{\perp} - \delta_S$	- 0.0074	- 0.1937

8.3.8 Model fita

Za procenu sistematske neodređenosti koja potiče od pretpostavki u modelu fita, varijacije osnovnog modela fita testirane su u pseudo-eksperimentima. Prvo su fitovani realni podaci osnovnim modelom, a zatim sa njegovim varijacijama. Rezultati ovih fitovanja iskorišćeni su zatim kao ulazne veličine u ToyMC generatoru. Setovi pseudo-eksperimenta generisani su za osnovni model, kao i za svaku razmatranu varijaciju modela, i zatim fitovani osnovnim modelom. Sistematska greška za svaki efekat izračunata je kao razlika između srednjeg odstupanja fitovane vrednosti svakog parametra od njegove ulazne vrednosti. U modelu fita variran je model mase signala i model mase fona. Neodređenosti koje su rezultovale iz ovih testova uključene su u sistematske neodređenosti i sumirane u Tab. 8.12.

Sistematika usled modeliranja vremenske rezolucije.

Raspodele za neodređenost sopstvenog vremena raspada za signal i fon $P_{s,b}(\sigma_{t_i})$, opisane su Gama funkcijama (6.15). S obzirom da $P_{s,b}(\sigma_{t_i})$ zavise od transversalnog impulsa B_S^0 mezona, one su određene u šest različitih $p_T(B_S^0)$ intervala, čiji izbor odražava p_T zavisnost rezolucije detektora. Da bi se proverilo da li izbor i broj p_T

intervala uvodi otklon za vrednosti osnovnih parametara, fit je ponovljen za alternativan izbor p_T intervala koji se koristi u određivanju članova, $P_{s,b}(\sigma_{t_i})$:

- $p_T(B_s^0)$ intervali u osnovnom fitu: (0 – 14.5) GeV, (14.5 – 17) GeV, (17 – 21) GeV, (21 – 35) GeV, (35 – 45) GeV i > 45 GeV;
- $p_T(B_s^0)$ intervali u alternativnom fitu: (0 – 14.5) GeV, (14.5 – 16) GeV, (16 – 17) GeV, (17 – 18) GeV, (18 – 20) GeV, (20 – 35) GeV, (35 – 45) GeV i > 45 GeV;

Rezultati fita sa alternativnim izborom $p_T(B_s^0)$ intervala upoređeni su sa rezultatim osnovnog fita, i predstavljeni u Tab. 8.11. Kao što se vidi, sve razlike manje su od statističkih neodređenosti. Rezultati ovog testa uključeni su u obračun sistematskih grešaka.

Tab. 8.9 Rezultati poređenja osnovnog fita i fita koji koristi veći broj p_T intervala, kako bi se odredili signal/fon faktori otežinjavanja $P_{s,b}(\sigma_{t_i})$ za neodređenosti vremenske rezolucije σ_{t_i} .

	Osnovni fit		Alternativni – osnovni fit
Parametar	Vrednost	Stat. greška	Razlika
ϕ_s	-0.123	0.089	0.0052
$\Delta\Gamma_s$	0.096	0.013	-0.0014
Γ_s	0.678	0.004	$< 10^{-3}$
$ A_{\parallel}(0) ^2$	0.230	0.005	$< 10^{-3}$
$ A_0(0) ^2$	0.514	0.004	$< 10^{-3}$
$ A_S(0) ^2$	0.090	0.008	0.001
$\delta_{\perp}$	4.46	0.48	-0.0245
$\delta_{\parallel}$	3.15	0.13	0.005
$\delta_{\perp} - \delta_S$	-0.08	0.04	0.001

Drugi aspekt modela vremenske rezolucije koji je izučavan odnosi se na vremenski zavisnu funkciju gustine verovatnoće, $P_s(\Omega, t, \sigma_t)$, koja uzima u obzir vremensku rezoluciju, tako da je svaki put element u Tab. 2.5 i Tab. 2.7 razmazan Gausovom funkcijom. Ovo razmazivanje izvedeno je numerički po svakom događaju, gde širina Gausove raspodele predstavlja neodređenost sopstvenog vremena raspada, merenu za svaki događaj, i pomnoženu za faktor skaliranja s_t , kako bi se uzele u obzir nepreciznosti merenja. Za alternativni model vremenske rezolucije, Monte Karlo podaci fitovani su pomoću dve Gausove funkcije sa dva različita faktora skaliranja, koji su

zatim korišćeni za generisanje ToyMC događaja. Ovi događaji fitovani su osnovnim fit modelom koji koristi jednu Gausovu funkciju i jedan faktor skaliranja za modelovanje vremenske rezolucije. Eksperimenti su ponovljeni 2700 puta. Rezultati ovog testa uključeni su u obračun sistematskih grešaka.

Pregled sistematskih neodređenosti dat je u Tab. 8.12. Za svaki parametar izračunate su ukupne sistematske nedoređenosti kao kvadratni koren zbira kvadrata pojedinačnih neodređenosti.

Tab. 8.10 Pregled sistematskih neodređenost za fizičke parametre.

Sistematika	ϕ_s [rad]	$\Delta\Gamma_s$ [ps ⁻¹]	Γ_s [ps ⁻¹]	$ A_{\parallel}(0) ^2$	$ A_0(0) ^2$	$ A_S(0) ^2$
Tagiranje aromata	0.025	0.003	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	0.04
Efikasnost selekcije	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	0.003	$< 10^{-3}$	0.001
Poravnanje detektora	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	0.001
Uglovi fona:						
Izbor p_T intervala	0.02	0.006	0.003	0.003	$< 10^{-3}$	0.008
Izbor intervala mase	0.008	0.001	0.001	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	0.002
B_d^0 fon	0.023	0.001	$< 10^{-3}$	0.002	0.002	0.017
Fit model:	< 0.01	0.006	< 0.001	< 0.001	0.001	< 0.01
Standardni fit	0.001	0.002	$< 10^{-3}$	0.002	$< 10^{-3}$	0.002
Masa signala	0.004	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	0.002	$< 10^{-3}$	0.001
Masa fona	$< 10^{-3}$	0.002	$< 10^{-3}$	0.002	$< 10^{-3}$	0.002
Vremenska rezolucije	0.003	$< 10^{-3}$	0.001	0.002	$< 10^{-3}$	0.002
Ukupno	0.041	0.007	0.003	0.006	0.002	0.020

8.4 REZULTATI TAGIRANE $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ ANALIZE

Kompletan fit maksimalne verodostojnosti u tagiranoj $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ analizi sadrži 25 slobodnih parametara, koji uključuje devet fizičkih parametara: $\Delta\Gamma_s$, ϕ_s , Γ_s , $|A_0(0)|^2$, $|A_{\parallel}(0)|^2$, $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp}$, $|A_S(0)|^2$, δ_S . Drugi parametri u funkciji verodostojnosti su udeo kandidata B_s^0 signala f_s , parametri koji opisuju raspodelu $J/\psi \phi$ mase i neodređenost merenja mase, parametri koji opisuju raspodelu sopstvenog vremena raspada B_s^0 mezona, zatim ugaone raspodele događaja fona, parametri koji opisuju procenjene raspodele neodređenosti vremena raspada za događaje signala i fona, i

faktori skaliranja između procenjenih neodređenosti vremena raspada po događaju i ukupne vremenske neodređenosti. Pored ovih postoji takođe i 353 nefizička parametara koji opisuju funkcije efikasnosti selekcije za događaje fona, i koji su fiksirani u fitu.

Rezultati fizičkih parametara dobijeni u tagiranoj $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ analizi primenom nebinovanog fita maksimalne verodostojnosti prikazani su u Tab. 8.13. Prednost tagirane analize u odnosu na netagiranu je povećana preciznost merenja slabe faze narušenja CP simetrije, ϕ_s . Kao što je razmotreno u Odeljku 7.1, gustine verovatnoće koje opisuju $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspad invarijantne su u odnosu na simultane transformacije prikazane u (7.2). S obzirom da je potvrđeno da $\Delta\Gamma_s$ ima pozitivnu vrednost [60], razmatran je samo slučaj za $\Delta\Gamma_s > 0$ za koji postoji jedinstveno rešenje. U Dodatku A predstavljen je kompletan set rezultata tagirane analize sa podacima na energiji sudara protona od 8 TeV prikupljeni ATLAS detektorom u 2012. godini. Korelacije između parametara fita prikazane su u Tab. 8.14. U poređenju sa netagiranom analizom, u tagiranoj analizi korelacija između ϕ_s i Γ_s parametara je smanjena, s obzirom da brzina raspada u tagiranoj analizi sadrži dodatne članove koji zavise od oba parametara⁵². Pored toga, korelacija između ϕ_s i $\Delta\Gamma_s$ parametara je promenila znak od -0.13 u netagiranom fitu do 0.107 u tagiranom fitu (sa podacima iz 2011. i 2012. godine), što je takođe uzrokovano dodatnim članovima za tagiranje u funkciji verodostojnosti.

Tab. 8.11 Vrednosti fizičkih parametara zajedno sa njihovim statističkim i sistematskim neodređenostima.

Parametar	Vrednost	Statistička greška	Sistematska greška
ϕ_s [rad]	-0.123	0.089	0.041
$\Delta\Gamma_s$ [ps^{-1}]	0.096	0.013	0.007
Γ_s [ps^{-1}]	0.678	0.004	0.003
$ A_{\parallel}(0) ^2$	0.230	0.005	0.006
$ A_0(0) ^2$	0.514	0.004	0.002
$ A_S(0) ^2$	0.090	0.008	0.020
$\delta_{\perp}$ [rad]	4.46	0.48	0.28
$\delta_{\parallel}$ [rad]	4.46	0.13	0.05
$\delta_{\perp} - \delta_S$ [rad]	-0.08	0.04	0.01

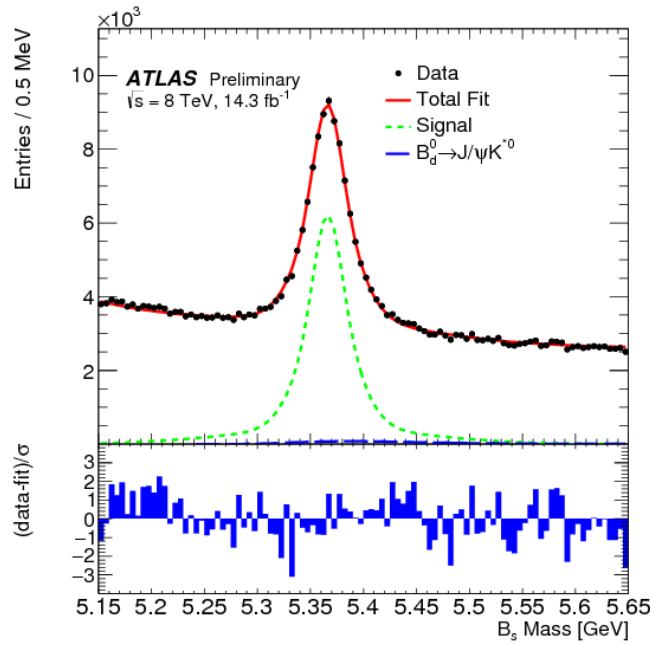
⁵² U netagiranoj analizi sa podacima iz 2011. godine korelacija između ϕ_s i $\Delta\Gamma_s$ parametara iznosila je 0.38 (Tab. 7.7), dok je ova korelacija u tagiranoj analizi sa podacima iz 2011. godine iznosila 0.026 .

Ukupan broj događaja dobijen u fitu u masenom opsegu (5.150 – 5.650) GeV je 375987, od čega je 74863 ± 379 događaja signala B_s^0 . Projekcije fita za B_s^0 masu i sopstveno vreme života prikazane su na Sl. 8.10 i Sl. 8.11. Na Sl. 8.12 prikazane su projekcije uglova u bazu transverzaliteta u intervalu mase signala ($5.150 < B_s^0 < 5.650$) GeV.

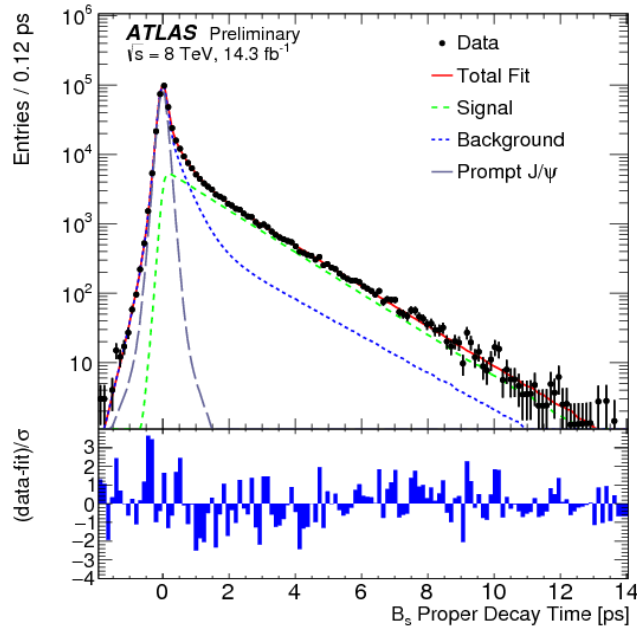
Tab. 8.12 Korelacije između fizičkih parametara fita.

	ϕ_s	$\Delta\Gamma_s$	Γ_s	$ A_{\parallel}(0) ^2$	$ A_0(0) ^2$	$ A_S(0) ^2$	$\delta_{\parallel}$	$\delta_{\perp}$	$\delta_{\perp} - \delta_S$
ϕ_s	1.00	0.107	-0.098	0.041	0.031	0.050	0.094	0.049	-0.010
$\Delta\Gamma_s$		1.00	-0.426	0.102	0.138	0.051	0.015	0.009	-0.011
Γ_s			1.00	-0.122	-0.047	0.154	-0.043	-0.015	0.019
$ A_{\parallel}(0) ^2$				1.00	-0.331	0.062	0.173	0.050	-0.018
$ A_0(0) ^2$					1.00	0.216	-0.016	0.005	0.014
$ A_S(0) ^2$						1.00	-0.078	-0.007	0.057
$\delta_{\parallel}$							1.00	0.226	-0.012
$\delta_{\perp}$								1.00	0.011
$\delta_{\perp} - \delta_S$									1.00

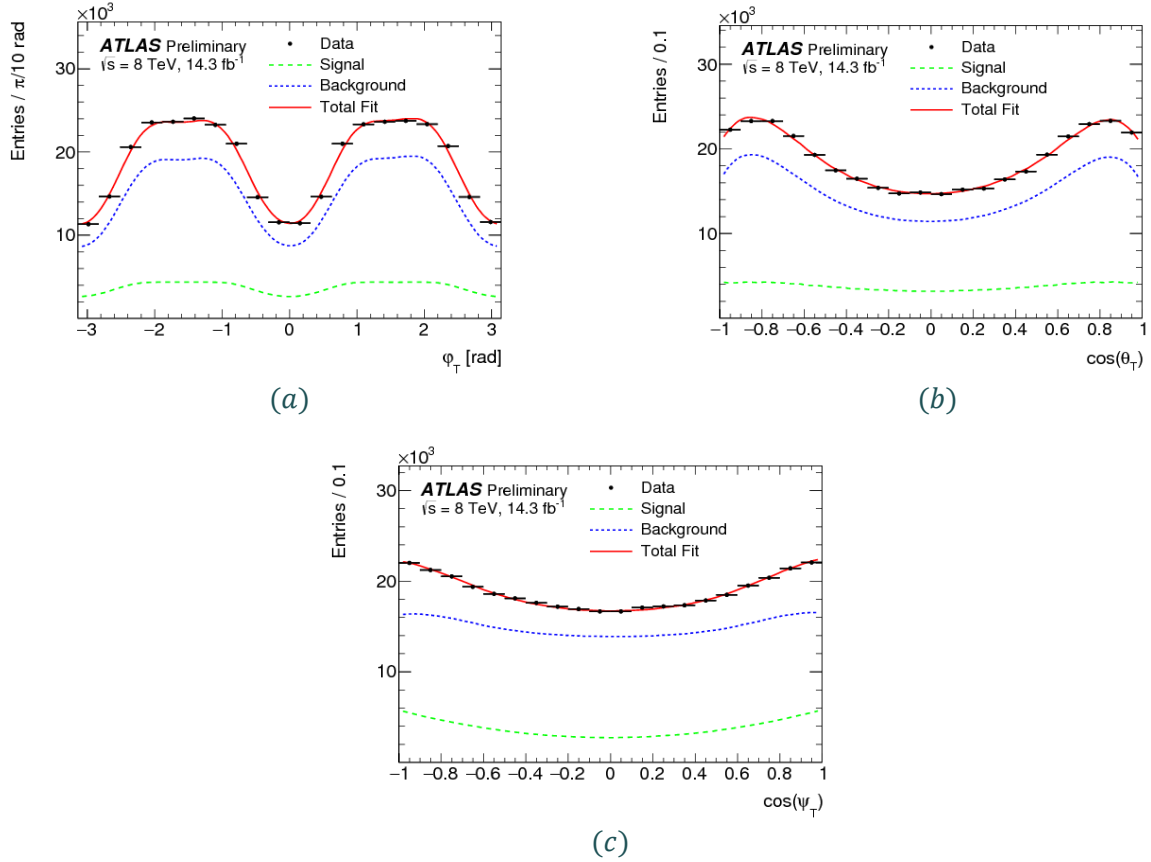
Neodređenosti pojedinih parametara detaljno su proučavane korišćenjem jednodimenzionalnog skeniranja funkcije verodostojnosti oko minimuma (*likelihood scan*). Izabrani parametar postepeno je povećavan od minimalne do maksimalne vrednosti dozvoljenog opsega, gde je fit izveden za svaku vrednost sa fiksiranom vrednošću parametra. Na Sl. 8.13 prikazani su rezultati skeniranja funkcije verodostojnosti za ϕ_s , $\Delta\Gamma_s$ i za tri jake faze $\delta_{\perp}$, $\delta_{\parallel}$ i $\delta_{\perp} - \delta_S$. Postoji mala asimetrija na prikazanim histogramima, međutim na nivou od 1σ , one su manje u poređenju sa odgovarajućim statističkim neodređenostima fizičkih promenljivih, za koje je sken izveden, i stoga su navedene samo simetrične statističke neodređenosti.



Sl. 8.10 Projekcija fita mase za $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Crvena linija označava ukupni fit, isprekidana zelena linija označava komponentu signala, dok tačkasta plava linija prikazuje doprinos od $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ događaja.

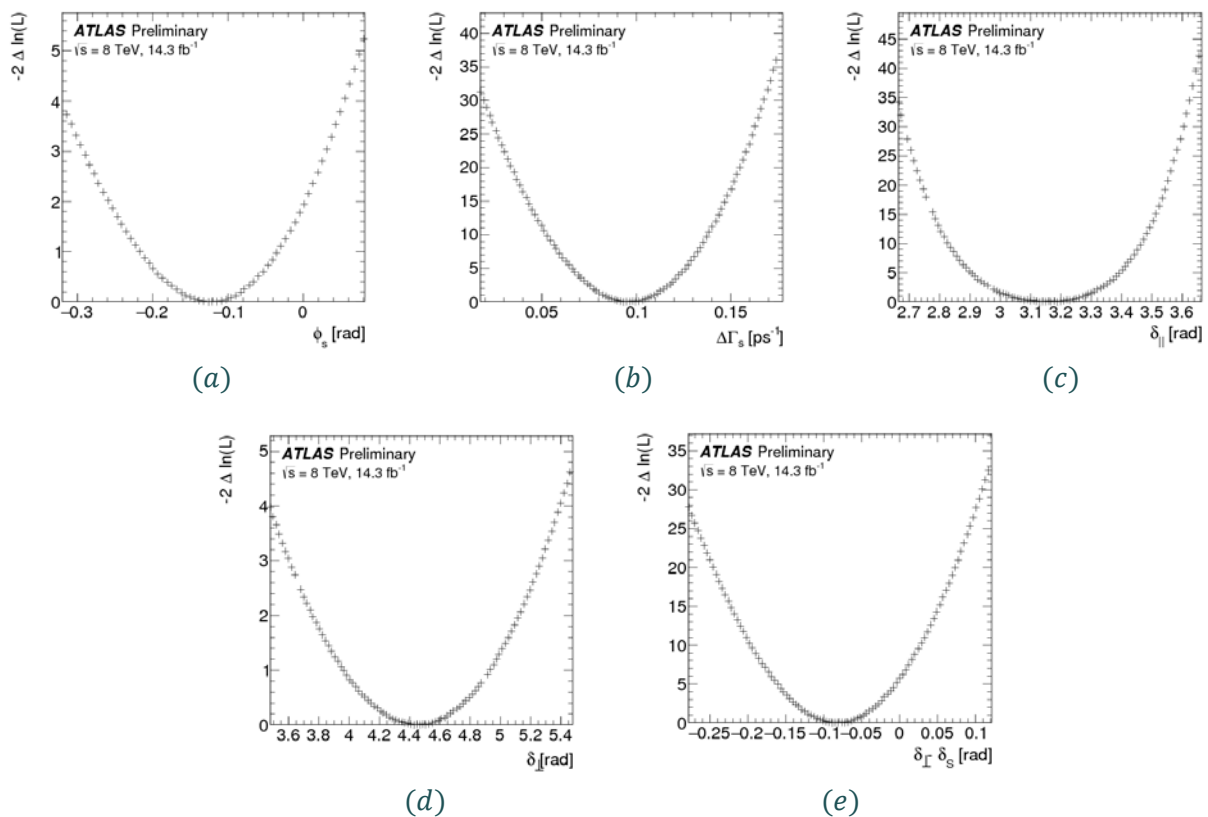


Sl. 8.11 Projekcija fita sopstvenog vremena života za $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Crvena linija označava ukupan fit, dok zelena isprekidana linija označava komponentu signala. Ukupan fon prikazan je kao plava isprekidana linija sa sivom tačkastom linijom koja označava promptni J/ψ fona. Ispod svake slike prikazana je razlika između podataka i ukupnog fita podeljene sa statističkom greškom podataka.

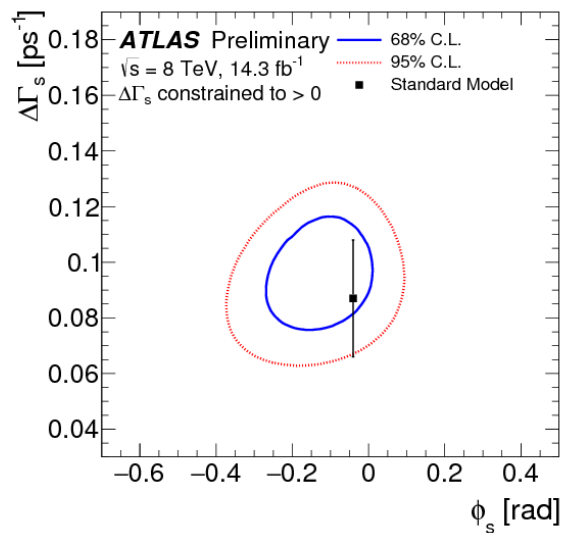


Sl. 8.12 Projekcije fita za uglove u bazu transversalitetu: ϕ_T (a), $\cos \theta_T$ (b) i $\cos \psi_T$ (c). Crvena kriva označava ukupna fit, isprekidana zelena kriva označava komponentu signala i tačkasta plava kriva označava doprinos fona.

Vrednosti parametara $\phi_s, \Delta\Gamma_s, \Gamma_s$, izmerene u tagiranoj $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ analizi na ATLAS eksperimentu, kao i amplituda $|A_0(0)|^2$ i $|A_{\parallel}(0)|^2$, saglasne su sa rezultatima CDF, $D\phi$, CMS i LHCb eksperimenata (Odeljak 2.9). Sl. 8.14 prikazuje konture u $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ ravni sa 68% C.L., koje pokazuju saglasnost rezultata ATLAS eksperimenta, dobijenih sa podacima prikupljenim na energiji sudara protona od 8 TeV, sa predviđanjima Standardnog modela.



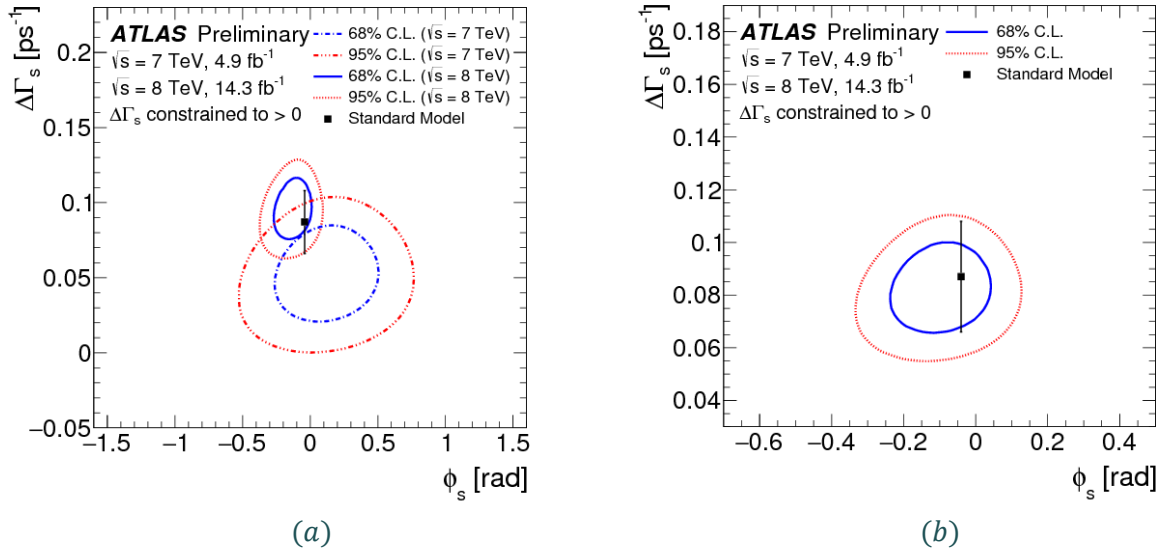
Sl. 8.13 Jednodimenzionalni prikaz rezultata skeniranja funkcije verodostojnosti za parameter: ϕ_s (a), $\Delta\Gamma_s$ (b), $\delta_{||}$ (c), $\delta_{\perp}$ (d) i $\delta_{\perp} - \delta_s$ (e).



Sl. 8.14 Konture u $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ ravni sa C.L. 68% (plava kriva) i C.L. 95% (crvena tačkasta kriva) za podatke ATLAS eksperimenta na energiji sudara protona od 8 TeV.

8.5 REZULTATI SA KOMBINOVANIM 7 TeV I 8 TeV – RUN 1 PODACIMA

Vrednosti parametara $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada izmerene sa podacima proton-proton sudarima na energiji $\sqrt{s} = 8$ TeV, saglasne su sa onim koje su dobijene na energiji $\sqrt{s} = 7$ TeV. Ovu saglasnost potvrđuje poređenje kontura verodostojnosti u $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ ravni, prikazanih na Sl. 8.15. Da bismo predstavili rezultat sa podacima prikupljenim tokom Run 1 perioda, upotrebljena je BLUE metoda [128] za kombinovanje rezultata 7 TeV i 8 TeV merenja. Ovaj metod zahteva izmerene vrednosti razmatranih parametara, njihove neodređenosti, i korelacije, što je obezbeđeno odvojenim fitovanjima u merenjima sa podacima na 7 TeV i 8 TeV. Statistička korelacija između ova dva merenja je nula, s obzirom da su događaji različiti. Korelacije sistematskih neodređenosti između ova dva merenja procenjene su podelom neodređenosti u nekoliko kategorija.



Sl. 8.15 Konture u $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ ravni za rezultate sa podacima na 7 TeV i 8 TeV (a) i statistička kombinacija rezultata sa podacima na 7 TeV i 8 TeV (b). Plava kriva prikazuje 68 % C.L. konturui, dok crvena tačkasta kriva prikazuje 95 % C.L. konturu (statističke greške).

U prvu spadaju sistematske neodređenosti koje ne utiču na kombinovan rezultat jer nema korelacija između dva merenja. To su poravnanje unutrašnjeg detektora, efikasnost trigera i doprinos B_d^0 fona koji su uključeni u sistematske neodređenosti samo u merenje iz 2011. godine tako da nema korelacije sa merenjima iz 2012. godine. Na sličan način sistematske neodređenosti koje potiču od izbora p_T intervala i izbora bočnih intervala u raspodeli mase pri modeliranju uglova fona, uključene su samo u

merenje iz 2012. godine tako da nema korelacija sa merenjima iz 2011. godine. Ove sistematske neodređenosti su iz tog razloga tretirane kao nekorelisane. Sistematske nedoređenosti za tagiranje aromata, efikasnost selekcije, model fita, uključene su u oba merenja. Za model fita postoji nekoliko varijacija modela od kojih svaka ima svoju neodređenost. Tako da su sabrani kvadrati neodređenosti za svaku godinu, da bismo dobili jednu sistematsku neodređenost modela fita. Na sličan način je urađeno i za ostale sistematske neodređenosti merene i u 2011. i 2012. godini.

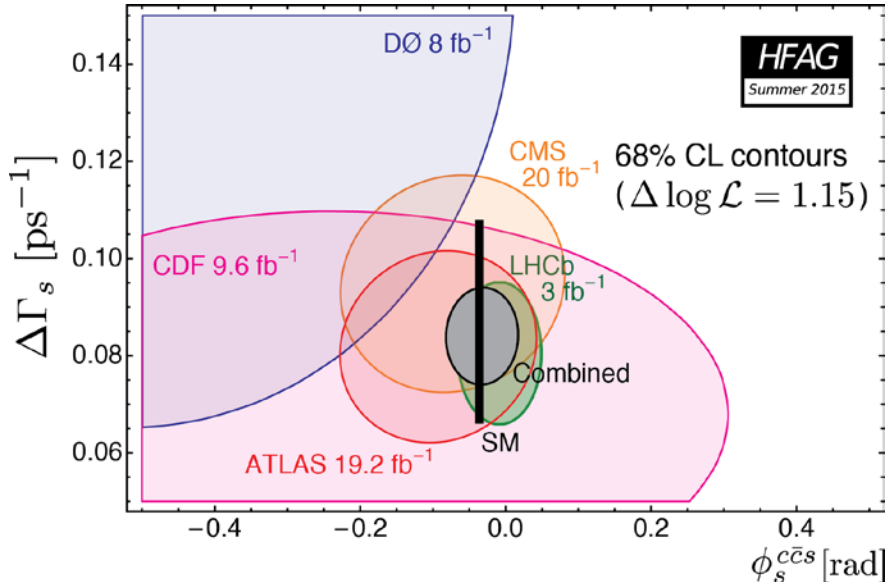
Vrednosti za fizičke parametre fita i njihove neodređenosti dobijene kombinovanjem podataka sakupljenih tokom Run 1 perioda (2011. i 2012.), date su u Tab. 8.15. Konture verodostojnosti u $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ ravni, sa C.L. 68% i 95%, dobijene sa podacima iz 2011. i 2012. godine, kao i kombinovanjem ovih podataka prikazane su na Sl. 8.15. Sa slike se može videti veoma dobro slaganje sa vrednostima za ϕ_s i $\Delta\Gamma_s$ predviđenim u Standardnom modelu.

Tab. 8.13 Vrednosti fizičkih parametara i njihove statističke i sistematske greške. Vrednosti parametara su dobijene sa podacima iz 2011. , 2012. i kombinovanjem ovih podataka.

	8 TeV podaci			7 TeV podaci			Run 1 kombinacija		
Param.	Vrednost	Stat.	Sist.	Vrednost	Stat.	Sist.	Vrednost	Stat.	Sist.
ϕ_s	-0.123	0.089	0.041	0.12	0.25	0.05	-0.096	0.084	0.038
$\Delta\Gamma_s$	0.096	0.013	0.007	0.053	0.021	0.010	0.082	0.011	0.007
Γ_s	0.678	0.004	0.003	0.677	0.007	0.004	0.677	0.003	0.003
$ A_{\parallel}(0) ^2$	0.230	0.005	0.006	0.220	0.008	0.009	0.227	0.004	0.006
$ A_0(0) ^2$	0.514	0.004	0.002	0.529	0.006	0.012	0.515	0.004	0.003
$ A_S(0) ^2$	0.090	0.008	0.020	0.024	0.014	0.028	0.070	0.007	0.017
$\delta_{\parallel}$	4.46	0.48	0.28	3.89	0.47	0.11	4.13	0.33	0.15
$\delta_{\perp}$	3.15	0.13	0.05	[3.04, 3.23]		0.09	3.15	0.13	0.05
$\delta_{\perp} - \delta_s$	-0.08	0.04	0.01	[3.02, 3.25]		0.04	-0.08	0.04	0.01

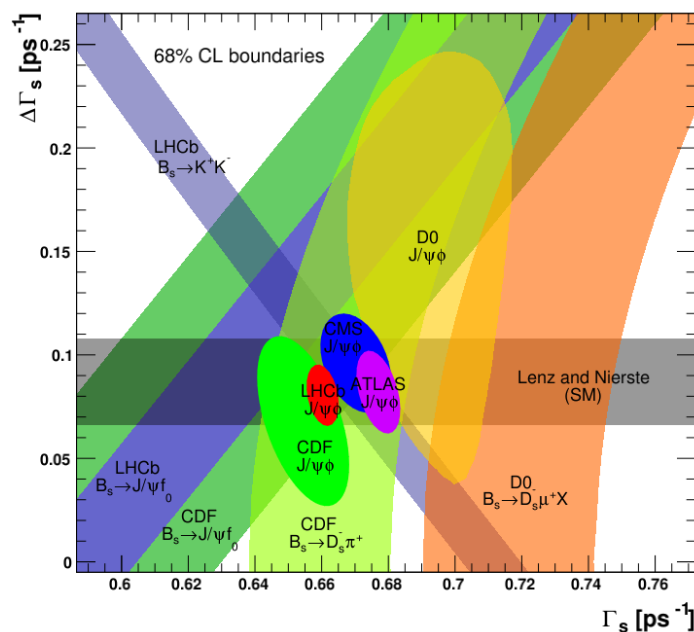
Pregled rezultata merenja za ϕ_s i $\Delta\Gamma_s$ u $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspadu dobijenih u različitim eksperimentima prikazan je na Sl. 8.16. Predstavljene su konture u $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ ravni sa C.L. 68 % za CDF [56], $D\phi$ [57], CMS [58], LHCb [59, 129, 130], i ATLAS [123, 131] eksperimente. Rezultati ATLAS eksperimenta, dobijeni sa podacima iz Run 1 perioda, prikazani su crvenom konturom koja je centrirana na fitovanoj vrednosti i sa

neodređenošću koja odgovara velikoj poluosi, zakrivljenoj za ugao koji odgovara vrednosti korelacije između ϕ_s i $\Delta\Gamma_s$ parametara od 0.107. Na slici je takođe prikazana kombinovana vrednost pet rezultata (osim ATLAS Run 1 rezultat), koja se vrlo dobro slaže sa vrednostim predviđenim u Standardnom modelu ($\phi_s = -0.0363^{+0.0014}_{-0.0012}$ rad; $\Delta\Gamma_s = 0.087 \pm 0.021$ ps⁻¹).

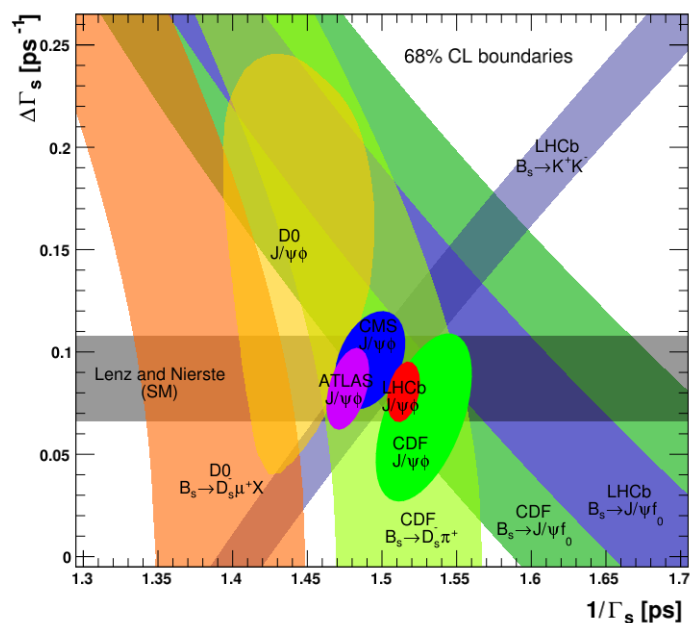


Sl. 8.16 Konture u $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ ravni sa C.L. 68 % za $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspad dobijene na CDF [56], DØ [57], LHCb [59, 129, 130], CMS [58] i ATLAS [123, 131] eksperimentima. Crna široka linija označava predviđanja Standardnog modela za ϕ_s i $\Delta\Gamma_s$ parametre uključujući njihove teorijske neodređenosti. Siva obojena površina prikazuje kombinovani rezultat pet eksperimenata (osim ATLAS Run 1 rezultata) koji uračunava korelacije između ϕ_s i $\Delta\Gamma_s$. Ova slika preuzeta je iz [132].

Na Sl. 8.17 prikazane su konture fita verodostojnosti u $\Gamma_s - \Delta\Gamma_s$ ravni, sa 68% C.L. Histogram sumira rezultate merenja razlike širina raspada $\Delta\Gamma_s$ i širine raspada Γ_s neutralnog $B_s^0 / \bar{B}_s^0$ mezona [133]. Rezultati merenja u $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspadu predstavljeni su za četiri različita eksperimenta, paralelno sa rezultatima dobijenim analizom u drugim kanalima raspada: $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0$, $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$, $B_s^0 \rightarrow D_s \pi$ i $B_s^0 \rightarrow D_s \mu X$. Elipse ilustruju rezultate $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ raspada konstruisane su sabiranjem kvadrata statističkih i sistematskih neodređenosti i korišćenjem koeficijenta korelacije iz multidimenzionalnog fita. Sl. 8.18 prikazuje da merenja u različitim kanalima raspada B_s^0 mezona daju rezultate u istoj oblasti u $\Gamma_s - \Delta\Gamma_s$ ravni, što se dosta dobro poklapa sa predviđanjem Standardnog modela za $\Delta\Gamma_s$.



(a)



(b)

Sl. 8.17 Pregled eksperimentalnih rezultata i predviđanje Standardnog modela za Γ_s i $\Delta\Gamma_s$ sa 68 % C.L. Elipse odgovaraju $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ merenjima: ATLAS (crvena) [134], LHCb (plava) [59], CDF (zelena) [56], DØ (žuta) [57]. Trake odgovaraju merenjima u raspadima: $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0$ na LHCb [135] i CDF [136]; $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$ na LHCb [137]; $B_s^0 \rightarrow D_s \pi$ na CDF [138] in a LHCb [139]; $B_s^0 \rightarrow D_s \mu X$ na DØ [140]. Siva traka predstavlja predviđanje Standardnog modela [49].

9 ZAKLJUČAK

U tezi je predstavljeno merenje slabe faze narušenja CP simetrije ϕ_s u raspadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, koja potpotiće od interferencije između direktnih raspada B_s^0 mezona u CP svojstveno stanje $c\bar{c}s$ i raspada kroz $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mešanje u isto svojstveno stanje. Izmereni su i drugi parametri koji karakterišu vremenski zavisnu evoluciju raspada: razlika širine raspada $\Delta\Gamma_s$, širina raspada Γ_s , amplitude raspada u bazu transverzaliteta i njihove odgovarajuće jake faze. Korišćeni su podaci ATLAS eksperimenta sakupljeni tokom rada Velikog hadronskog sudarača u CERN-u 2011. i 2012. godine (tzv. Run 1 perioda) na energiji sudara protona $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ i $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$.

Sa podacima iz 2011. i 2012. godine koji odgovaraju integralnoj luminoznosti od 4.9 fb^{-1} i 14.3 fb^{-1} selektovano je 131513 i 375987 B_s^0 kandidata unutar intervala mase (5.150–5.650) GeV. B_s^0 kandidati selektovani su pomoću trigera čiji je izbor omogućio identifikaciju karakterističnog $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ raspada, i informacije iz unutrašnjeg detektora i mionskog spektrometra. Na sve događaje koji su prošli selekciju primenjen je nebinovani fit maksimalne verodostojnosti i određeni su parametri koji karakterišu vremenski zavisnu CP asimetriju u raspadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Fit maksimalne verodostojnosti koristi informaciju o rekonstruisanoj masi B_s^0 kandidata, izmerenom sopstvenom vremenu raspada B_s^0 , o neodređenosti izmerene mase i sopstvenog vremena raspada σ_m i σ_t , kao i informaciju o izmerenim uglovima produkata raspada $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ u bazu transverzaliteta. Informacija o rekonstruisanoj masi omogućava razdvajanje signala od fona, dok informacija o uglovima raspada čestica omogućava da se razdvoje CP parna od CP neparnih stanja. Sopstveno vreme raspada omogućava da se ekstrahuju parametri od interesa, ϕ_s , $\Delta\Gamma_s$ i Γ_s , koji opisuju vremensku zavisnost raspada B_s^0 mezona. Dodatno, tagirana analiza koristi informaciju o verovatnoći identifikacije aromata B_s^0 mezona pri produkciji (čestica/antičestica). U fitu maksimalne verodostojnosti funkcija verodostojnosti definisana je kao kombinacija funkcija gustine verovatnoće signala i fona i specifičnog fona B_d^0 (koji potiče od rezonantnih i nerozanantnih raspada B_d^0 mezona kod kojih je pion pogrešno identifikovan kao kaon). Pri tome su funkcija gustine verovatnoće signala i fona date kao proizvod funkcija gustine verovatnoće za svaku veličinu merenu iz podataka. Za komponentu signla, funkcija gustine verovatnoće modelirane su na

osnovu eksperimentalnih raspodela, dok su za fon određene empirijski, sa simuliranim podacima, koristeći sofisticiranu parametrizaciju osnovnih raspodela u fitu.

Sa podacima iz 2011. godine, prvo je urađena tzv. netagirana analiza $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada u kojoj ne razlikujemo da li se u trenutku produkcije raspao B_s^0 ili $\bar{B}_s^0$ mezon. Zbog toga je dodeljena verovatnaća 0.5 da svaki B_s^0 kandidat u početnom stanju bude čestica ili antičestica. Ova pretpostavka pojednostavljuje jednačinu diferencijalne brzine $B_s^0/\bar{B}_s^0$ raspada, ali istovremeno smanjuje osetljivost za merenje parametra ϕ_s . Rezultati merenja parametara $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mešanja, u raspadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ na ATLAS eksperimentu u netagiranoj analizi na 7 TeV su:

$$\begin{aligned}\phi_s &= -0.22 \pm 0.41 \text{ (stat.)} \pm 0.10 \text{ (syst.) rad} \\ \Delta\Gamma_s &= 0.053 \pm 0.021 \text{ (stat.)} \pm 0.010 \text{ (syst.) ps}^{-1} \\ \Gamma_s &= 0.677 \pm 0.007 \text{ (stat.)} \pm 0.004 \text{ (syst.) ps}^{-1}\end{aligned}$$

gde su prvo navedene statističke a zatim sistematske greške. Za procenu sistematskih neodređenosti razmotreni su različiti izvori koje potiču od poravnanja unutrašnjeg detektora, modela fitovanja, efikasnosti trigera, doprinosa specifičnog B_d^0 fona i efikasnosti selekcije. U netagiranoj analizi dobijena vrednost za slabu fazu ϕ_s narušenja CP simetrije, se u okviru 1σ , slaže sa predviđanjem Standardnog modela. Vrednost koju daje fit za $\Delta\Gamma_s$ je nešto malo niža od predviđanja Standardnog modela, ali postoji saglasnost u okviru 1.5σ . Ovi rezultati publikovani su u [116].

Tagirana analiza $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ raspada urađena je sa podacima ATLAS eksperimenta iz 2011. i 2012. godine na energiji sudara protona 7 TeV [123] i 8 TeV [134]. U tagiranoj analizi korišćene su različite metode za određivanje aromata B_s^0 mezona pri produkciji, čime je omogućeno odvojeno analiziranje diferencijalnih brzina raspada B_s^0 i $\bar{B}_s^0$ mezona. Verovatnoće tagiranja aromata i raspodele verovatnoće tagiranja implementirane su u fit maksimalne verodostojnosti. Vrednosti parametara izmerene u tagiranoj analizi na 7 TeV i 8 TeV statistički su kombinovane tako da su konačni rezultati sa podacima iz Run 1 perioda sledeći:

$$\begin{aligned}\phi_s &= -0.096 \pm 0.084 \text{ (stat.)} \pm 0.038 \text{ (syst.) rad} \\ \Delta\Gamma_s &= 0.082 \pm 0.011 \text{ (stat.)} \pm 0.007 \text{ (syst.) ps}^{-1} \\ \Gamma_s &= 0.677 \pm 0.003 \text{ (stat.)} \pm 0.003 \text{ (syst.) ps}^{-1}\end{aligned}$$

$$|A_{\parallel}(0)|^2 = 0.227 \pm 0.004 \text{ (stat.)} \pm 0.006 \text{ (syst.)}$$

$$|A_0(0)|^2 = 0.515 \pm 0.004 \text{ (stat.)} \pm 0.003 \text{ (syst.)}$$

$$|A_S(0)|^2 = 0.070 \pm 0.007 \text{ (stat.)} \pm 0.017 \text{ (syst.)}$$

$$\delta_{\perp} = 4.13 \pm 0.33 \text{ (stat.)} \pm 0.15 \text{ (syst.) rad}$$

$$\delta_{\parallel} = 3.15 \pm 0.13 \text{ (stat.)} \pm 0.05 \text{ (syst.) rad}$$

$$\delta_{\perp} - \delta_S = 0.08 \pm 0.04 \text{ (stat.)} \pm 0.01 \text{ (syst.) rad}$$

Rezultat su dobijeni uz ograničenje da je vrednost parametra $\Delta\Gamma_s$ pozitivna. Takođe, za ϕ_s i $\Delta\Gamma_s$ rezultati su predstavljeni u $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ ravni kao konture verodostojnosti sa 68 % C.L. i 95% C.L, radi boljeg poređenja sa drugim ekseprimentima. Rezultati ATLAS eksperimenta pokazuju dobro slaganje sa merenjima drugih LHC eksperimenata, LHCb i CMS, i u saglasnosti su sa predviđanjima Standardnog modela: $\phi_s = -0.0363^{+0.0014}_{-0.0012}$ rad i $\Delta\Gamma_s = 0.087 \pm 0.021 \text{ ps}^{-1}$. Rezultati ATLAS i drugih LHC eksperimenata takođe pokazuju da je statistika eksperimentalnih podataka još uvek limitirajući faktor u merenju slabe faze narušenja CP simetrije i očekuje se da će u Run 2 periodu rada LHC-a biti povećanja preciznost merenja.

DODATAK A

Parameter	Starting Value	Fitted Value	Range	Step	Constraint
$ A_0(0) ^2$	0.5	0.5135 ± 0.0035	$(0 \rightarrow 1)$	1e-06	
$ A_{ }(0) ^2$	0.25	0.2303 ± 0.0048	$(0 \rightarrow 1)$	1e-06	
$ A_S(0) ^2$	0.000315377	0.0898 ± 0.0084	$(0 \rightarrow 1)$	1e-06	
Γ_s [ps ⁻¹]	0.6686	0.6783 ± 0.0035	$(0.4 \rightarrow 0.9)$	1e-06	
$\Delta\Gamma$ [ps ⁻¹]	0.09	0.096 ± 0.013	$(0.01 \rightarrow 0.6)$	1e-06	
ΔM [fs ⁻¹]	17.77	17.77	fixed	0	
ϕ_s	0	-0.123 ± 0.089	$(-20 \rightarrow 20)$	1e-06	
$\delta_{ }$ [rad]	2.8	3.15 ± 0.12	$(-10 \rightarrow 10)$	1e-06	
$\delta_{\perp}$ [rad]	2.95	4.46 ± 0.48	$(-6 \rightarrow 7.9)$	1e-06	
$\delta_{\perp} - \delta_S$ [rad]	0	-0.082 ± 0.035	$(-10 \rightarrow 10)$	1e-06	
m_{B_s} [GeV]	5.3	5.36647 ± 0.00012	$(5 \rightarrow 6)$	1e-06	
SF τ_{B_s}	1	1.0332 ± 0.0029	$(0.8 \rightarrow 1.2)$	1e-06	
f_{sig}	0.25	0.1991 ± 0.0010	$(0 \rightarrow 1)$	1e-06	
σ_{1B_s} [GeV]	0.02	0.02577 ± 0.00053	$(0 \rightarrow 0.3)$	1e-06	
$\sigma_{1\text{frac}B_s}$	0.61	0.6654 ± 0.0097	$(0 \rightarrow 1)$	1e-06	
σ_{2B_s} [GeV]	0.05	0.0885 ± 0.0010	$(0 \rightarrow 0.3)$	1e-06	
$\sigma_{12\text{frac}B_s}$	0.9	0.756 ± 0.020	$(0 \rightarrow 1)$	1e-06	
σ_{3B_s} [GeV]	0.005	0.01272 ± 0.00040	$(0 \rightarrow 0.3)$	1e-06	
a	0.1	0.129 ± 0.010	$(0 \rightarrow 1000)$	1e-06	
m_0 [MeV]	0.1	0.1796 ± 0.0090	$(0 \rightarrow 1000)$	1e-06	
f_{prompt}	0.6	0.6650 ± 0.0026	$(0 \rightarrow 1)$	1e-06	
f_{indirect}	0.16	0.1378 ± 0.0052	$(0 \rightarrow 1)$	1e-06	
f_{tails}	0.11	0.0784 ± 0.0034	$(0 \rightarrow 1)$	1e-06	
τ_{fast} [ps]	0.28	0.3458 ± 0.0037	$(0.01 \rightarrow 10)$	1e-06	
τ_{slow} [ps]	1.6	1.641 ± 0.038	$(0.01 \rightarrow 10)$	1e-06	
τ_{tails} [ps]	0.16	0.1851 ± 0.0048	$(0.01 \rightarrow 10)$	1e-06	
$f_{B_d K^*}$	0.0331341	0.0331341	$(0 \rightarrow 1)$	0	
$\tau_{B_d B_s}$ [ps]	1.5441	1.5441	$(0.5 \rightarrow 2)$	0	
$\text{mpv}_{B_d K^*}$ [GeV]	5.38647	5.38647	$(5 \rightarrow 6)$	0	
$\text{area}_{B_d K^*}$	0.512802	0.512802	$(0.5 \rightarrow 2)$	0	
$\sigma L_{B_d K^*}$ [GeV]	0.0515447	0.0515447	$(0.01 \rightarrow 1)$	0	
TagMethod _{sig} = 0	0.798255	0.798255	$(0 \rightarrow 1)$	0	
TagMethod _{sig} = 1	0.041655	0.041655	$(0 \rightarrow 1)$	0	
TagMethod _{sig} = 2	0.0123787	0.0123787	$(0 \rightarrow 1)$	0	
TagMethod _{sig} = 3	0.135108	0.135108	$(0 \rightarrow 1)$	0	
TagMethod _{bck} = 4	0	0	$(0 \rightarrow 1)$	0	
TagMethod _{sig} = 5	0.0126038	0.0126038	$(0 \rightarrow 1)$	0	
TagMethod _{bck} = 0	0.849518	0.849518	$(0 \rightarrow 1)$	0	

Parameter	Starting Value	Fitted Value	Range	Step	Constraint
TagMethod _{bck} = 1	0.03135	0.03135	(0 → 1)	0	
TagMethod _{bck} = 2	0.014129	0.014129	(0 → 1)	0	
TagMethod _{bck} = 3	0.0971405	0.0971405	(0 → 1)	0	
TagMethod _{bck} = 4	0	0	(0 → 1)	0	
TagMethod _{bck} = 5	0.00786244	0.00786244	(0 → 1)	0	
TagMethod = 1 f_{sig} (tag = +1)	0.124019	0.124019	(0 → 1)	0	
TagMethod = 1 f_{sig} (tag = -1)	0.126703	0.126703	(0 → 1)	0	
TagMethod = 2 f_{sig} (tag = +1)	0.147006	0.147006	(0 → 1)	0	
TagMethod = 2 f_{sig} (tag = -1)	0.117878	0.117878	(0 → 1)	0	
TagMethod = 3 f_{sig} (tag = +1)	0.0711536	0.0711536	(0 → 1)	0	
TagMethod = 3 f_{sig} (tag = -1)	0.0685515	0.0685515	(0 → 1)	0	
TagMethod = 5 f_{sig} (tag = +1)	0.104984	0.104984	(0 → 1)	0	
TagMethod = 5 f_{sig} (tag = -1)	0.138891	0.138891	(0 → 1)	0	
TagMethod = 1 f_{bck} (tag = +1)	0.0929785	0.0929785	(0 → 1)	0	
TagMethod = 1 f_{bck} (tag = -1)	0.09541	0.09541	(0 → 1)	0	
TagMethod = 2 f_{bck} (tag = +1)	0.0826027	0.0826027	(0 → 1)	0	
TagMethod = 2 f_{bck} (tag = -1)	0.0836742	0.0836742	(0 → 1)	0	
TagMethod = 3 f_{bck} (tag = +1)	0.068367	0.068367	(0 → 1)	0	
TagMethod = 3 f_{bck} (tag = -1)	0.0686527	0.0686527	(0 → 1)	0	
TagMethod = 5 f_{bck} (tag = +1)	0.110016	0.110016	(0 → 1)	0	
TagMethod = 5 f_{bck} (tag = -1)	0.109969	0.109969	(0 → 1)	0	
tag1Sig _{exp} 1	-100	-100	(-100 → 0)	0	
tag1Sig _{exp} 2	100	100	(0 → 100)	0	
tag1Sig _p 1	21.243	21.243	(-200 → 200)	0	
tag1Sig _p 2	6.4717	6.4717	(-200 → 200)	0	
tag1Sig _p 3	2.651	2.651	(-200 → 200)	0	
tag1Sig _p 4	-55.168	-55.168	(-200 → 200)	0	
tag1Sig _{Fraction} 1	0.13282	0.13282	(0 → 1)	0	
tag1Sig _{Fraction} 2	0.67343	0.67343	(0 → 1)	0	
tag1Sig _{min}	0.198	0.198	(0 → 1)	0	
tag1Sig _{max}	0.812	0.812	(0 → 1)	0	
tag2Sig _{Mu}	0.50468	0.50468	(0 → 1)	0	
tag2Sig _{Sigma}	0.11181	0.11181	(0 → 0.25)	0	
tag2Sig _{min}	0.168	0.168	(0 → 1)	0	
tag2Sig _{max}	0.812	0.812	(0 → 1)	0	
tag3Sig _p 1	-38.341	-38.341	(-200 → 200)	0	
tag3Sig _p 2	132.53	132.53	(-200 → 200)	0	
tag3Sig _p 3	-37.928	-37.928	(-200 → 200)	0	
tag3Sig _p 4	-167.79	-167.79	(-200 → 200)	0	
tag3Sig _p 5	65.057	65.057	(-200 → 200)	0	
tag3Sig _p 6	-87.404	-87.404	(-200 → 200)	0	
tag3Sig _p 7	49.66	49.66	(-200 → 200)	0	
tag3Sig _p 8	145.49	145.49	(-200 → 200)	0	
tag3Sig _{min}	0.355	0.355	(0 → 1)	0	
tag3Sig _{max}	0.634	0.634	(0 → 1)	0	

Parameter	Starting Value	Fitted Value	Range	Step	Constraint
tag5Sig _{exp} 1	-13.123	-13.123	(-100 → 0)	0	
tag5Sig _{exp} 2	100	100	(0 → 100)	0	
tag5Sig _p 1	-19.129	-19.129	(-200 → 200)	0	
tag5Sig _p 2	73.832	73.832	(-200 → 200)	0	
tag5Sig _f Fraction1	0.35141	0.35141	(0 → 1)	0	
tag5Sig _f Fraction2	0.5215	0.5215	(0 → 1)	0	
tag5Sig _{min}	0.189	0.189	(0 → 1)	0	
tag5Sig _{max}	0.783	0.783	(0 → 1)	0	
tag1Bck _{exp} 1	-84.83	-84.83	(-100 → 0)	0	
tag1Bck _{exp} 2	7.5762	7.5762	(0 → 100)	0	
tag1Bck _p 1	-1.1687	-1.1687	(-200 → 200)	0	
tag1Bck _p 2	-0.041088	-0.041088	(-200 → 200)	0	
tag1Bck _p 3	-0.065095	-0.065095	(-200 → 200)	0	
tag1Bck _p 4	0.022548	0.022548	(-200 → 200)	0	
tag1Bck _f Fraction1	0.043334	0.043334	(0 → 1)	0	
tag1Bck _f Fraction2	0.58537	0.58537	(0 → 1)	0	
tag1Bck _{min}	0.198	0.198	(0 → 1)	0	
tag1Bck _{max}	0.812	0.812	(0 → 1)	0	
tag2Bck _{Mu} 1	0.50722	0.50722	(0 → 1)	0	
tag2Bck _{Sigma} 1	0.035478	0.035478	(0 → 0.25)	0	
tag2Bck _{Mu} 2	0.50687	0.50687	(0 → 1)	0	
tag2Bck _{Sigma} 2	0.12629	0.12629	(0.01 → 10)	0	
tag2Bck _{Mu} 3	0.9999	0.9999	(0 → 1)	0	
tag2Bck _{Sigma} 3	0.5	0.5	(0.5 → 100)	0	
tag2Bck _f Fraction1	0.39912	0.39912	(0 → 1)	0	
tag2Bck _f Fraction2	0.65336	0.65336	(0 → 1)	0	
tag2Bck _{min}	0.168	0.168	(0 → 1)	0	
tag2Bck _{max}	0.812	0.812	(0 → 1)	0	
tag3Bck _p 1	-34.902	-34.902	(-200 → 200)	0	
tag3Bck _p 2	109.61	109.61	(-200 → 200)	0	
tag3Bck _p 3	4.1549	4.1549	(-200 → 200)	0	
tag3Bck _p 4	-170.51	-170.51	(-200 → 200)	0	
tag3Bck _p 5	54.422	54.422	(-200 → 200)	0	
tag3Bck _p 6	-154.97	-154.97	(-200 → 200)	0	
tag3Bck _p 7	176.48	176.48	(-200 → 200)	0	
tag3Bck _p 8	29.52	29.52	(-200 → 200)	0	
tag3Bck _{min}	0.355	0.355	(0 → 1)	0	
tag3Bck _{max}	0.634	0.634	(0 → 1)	0	
tag5Bck _{exp} 1	-67.844	-67.844	(-100 → 0)	0	
tag5Bck _{exp} 2	70.356	70.356	(0 → 100)	0	
tag5Bck _p 1	0.085027	0.085027	(-200 → 200)	0	
tag5Bck _p 2	0.0038507	0.0038507	(-200 → 200)	0	
tag5Bck _f Fraction1	0.098771	0.098771	(0 → 1)	0	
tag5Bck _f Fraction2	0.77421	0.77421	(0 → 1)	0	
tag5Bck _{min}	0.189	0.189	(0 → 1)	0	
tag5Bck _{max}	0.783	0.783	(0 → 1)	0	

Correlations	$ A_0(0) ^2$	$ A_1(0) ^2$	$ A_S(0) ^2$	Γ_s	$\Delta\Gamma$	ϕ_s	$\delta_{ }$	$\delta_{\perp}$	$\delta_1 - \delta_S$	m_{B_s}	$SF \tau_{B_s}$	f_{B_s}	$\sigma^1_{B_s}$	$\sigma^1 f_{B_s}$	$\sigma^2_{B_s}$	$\sigma^2 f_{B_s}$	$\sigma^3_{B_s}$	a	m_0	f_{prompt}	$f_{indirect}$	f_{B_s}	τ_{B_s}	$\tau_{B_s}^{low}$	$\tau_{B_s}^{high}$
$ A_0(0) ^2$	1.000	-0.331	0.216	-0.047	0.138	0.031	-0.016	0.005	0.014	-0.001	-0.000	0.013	-0.008	-0.005	0.004	0.004	-0.002	-0.004	-0.004	0.003	0.009	0.002	-0.004	-0.010	-0.001
$ A_1(0) ^2$	-0.331	1.000	0.062	-0.122	0.102	0.041	0.173	0.050	-0.018	0.001	0.000	-0.002	0.004	0.000	-0.003	0.004	0.002	0.000	-0.004	-0.001	0.010	-0.001	-0.003	-0.012	0.000
$ A_S(0) ^2$	0.216	0.062	1.000	0.154	0.051	0.050	-0.078	-0.007	0.057	-0.013	0.005	0.150	-0.028	-0.072	0.039	0.022	-0.008	-0.047	-0.046	0.057	-0.063	0.012	-0.008	0.007	0.002
Γ_s	-0.047	-0.122	0.154	1.000	-0.426	-0.098	-0.043	-0.015	0.019	-0.004	0.008	0.185	-0.004	-0.044	-0.020	0.012	-0.001	-0.088	-0.094	0.068	-0.030	0.013	0.011	0.181	0.003
$\Delta\Gamma$	0.138	0.102	0.051	-0.426	1.000	0.107	0.015	0.009	-0.011	-0.003	0.001	0.052	-0.005	-0.018	-0.005	0.005	-0.001	-0.023	-0.024	0.010	0.051	0.005	-0.024	-0.073	-0.001
ϕ_s	0.031	0.041	0.050	-0.098	0.107	1.000	0.094	0.049	-0.010	-0.001	0.003	0.012	-0.001	-0.005	0.002	0.001	-0.000	-0.004	-0.004	0.005	0.002	-0.001	-0.002	-0.010	0.001
$\delta_{ }$	-0.016	0.173	-0.078	-0.043	0.015	0.094	1.000	0.226	-0.012	-0.000	-0.001	0.004	0.000	-0.003	-0.002	-0.000	0.001	-0.002	-0.002	0.001	-0.000	0.001	-0.000	-0.000	-0.000
$\delta_{\perp}$	0.005	0.050	-0.007	-0.015	0.009	0.049	0.226	1.000	0.011	-0.001	0.002	-0.003	0.002	-0.001	-0.008	-0.002	0.001	-0.001	-0.001	-0.000	0.004	-0.002	-0.001	-0.002	0.001
$\delta_1 - \delta_S$	0.014	-0.018	0.057	0.019	-0.011	-0.010	-0.012	0.011	1.000	-0.002	-0.000	0.011	-0.001	-0.005	0.002	0.000	0.000	-0.004	-0.004	0.004	-0.005	0.001	0.001	0.002	-0.000
m_{B_s}	-0.001	0.001	-0.013	-0.004	-0.003	-0.001	-0.000	-0.001	-0.002	1.000	-0.001	-0.050	0.028	0.046	0.030	0.004	0.001	-0.000	-0.004	-0.004	0.004	-0.005	0.001	0.002	-0.000
$SF \tau_{B_s}$	-0.000	0.000	0.005	0.008	0.001	0.003	-0.001	0.002	-0.000	-0.001	1.000	0.013	-0.002	-0.007	0.004	0.001	-0.000	-0.004	-0.004	0.500	-0.015	-0.600	0.196	0.053	0.445
f_{B_s}	0.013	-0.002	0.150	0.185	0.052	0.012	0.004	-0.003	0.011	-0.050	0.013	1.000	-0.077	-0.282	0.154	0.074	-0.019	-0.191	-0.188	0.213	-0.229	0.050	-0.020	0.071	0.003
$\sigma^1_{B_s}$	-0.008	0.004	-0.028	-0.004	-0.005	-0.001	0.000	0.002	-0.001	0.028	-0.002	-0.077	1.000	-0.258	0.314	-0.867	0.643	0.009	0.003	-0.029	0.054	-0.006	-0.001	-0.013	-0.001
$\sigma^1 f_{B_s}$	-0.005	0.000	-0.072	-0.044	-0.018	-0.005	-0.003	-0.001	-0.005	0.046	-0.007	-0.282	-0.258	1.000	0.160	0.569	-0.595	0.076	0.069	-0.105	0.141	-0.023	0.015	-0.032	-0.003
$\sigma^2_{B_s}$	0.004	-0.003	0.039	-0.020	-0.005	0.002	-0.002	-0.008	0.002	0.030	0.004	0.154	0.314	0.160	1.000	-0.167	0.109	0.048	0.062	0.059	-0.144	0.012	0.015	0.030	0.002
$\sigma^2 f_{B_s}$	0.004	-0.003	0.022	0.012	0.005	0.001	-0.000	-0.002	0.000	-0.019	0.001	0.074	-0.867	0.569	-0.167	1.000	-0.865	-0.013	-0.010	0.028	-0.041	0.006	-0.001	0.011	0.001
$\sigma^3_{B_s}$	-0.002	0.002	-0.008	-0.001	-0.001	-0.000	0.001	0.001	0.000	0.005	-0.000	-0.019	0.643	-0.595	0.109	-0.865	1.000	0.000	-0.002	-0.007	0.014	-0.002	-0.000	-0.004	-0.000
a	-0.004	0.000	-0.047	-0.088	-0.023	-0.004	-0.002	-0.001	-0.004	0.040	-0.004	-0.191	0.009	0.076	0.048	-0.013	0.000	1.000	0.969	-0.064	0.041	-0.016	0.011	-0.019	-0.000
m_0	-0.004	-0.000	-0.046	-0.094	-0.024	-0.004	-0.002	-0.001	-0.004	0.029	0.004	-0.188	0.003	0.069	0.062	-0.105	-0.007	0.969	1.000	-0.062	0.032	-0.016	0.011	-0.019	-0.000
f_{prompt}	0.003	-0.001	0.057	0.068	0.010	0.005	0.001	-0.000	-0.004	-0.018	0.590	0.213	-0.029	-0.105	0.059	0.028	-0.007	-0.064	-0.062	1.000	-0.196	-0.622	0.478	0.182	0.574
$f_{indirect}$	0.009	0.010	-0.063	-0.030	0.051	0.002	-0.000	0.004	-0.005	0.028	-0.015	-0.229	0.054	0.141	-0.144	-0.144	0.014	0.041	0.032	-0.196	1.000	-0.013	-0.615	-0.758	-0.021
f_{B_s}	0.002	-0.001	0.012	0.013	0.005	-0.001	0.001	-0.002	0.001	-0.004	-0.000	0.050	-0.006	-0.023	0.012	0.006	-0.002	-0.016	-0.016	-0.622	-0.013	1.000	-0.130	-0.027	-0.800
τ_{B_s}	-0.004	-0.003	-0.008	0.011	-0.024	-0.002	-0.000	-0.001	0.001	0.003	0.196	-0.020	-0.001	0.015	0.015	-0.001	-0.000	0.011	0.011	0.478	-0.615	-0.130	1.000	0.556	0.147
$\tau_{B_s}^{low}$	-0.010	-0.012	0.007	0.181	-0.073	-0.010	-0.000	-0.002	0.002	-0.003	0.053	0.071	-0.013	-0.032	0.030	0.011	-0.004	-0.019	-0.019	0.182	-0.758	-0.027	0.556	1.000	0.043
$\tau_{B_s}^{high}$	-0.001	0.000	0.002	0.003	-0.001	0.001	-0.000	0.001	-0.000	-0.000	0.445	0.003	-0.001	-0.003	0.002	0.001	-0.000	-0.000	-0.000	0.574	-0.021	-0.800	0.147	0.043	1.000

REFERENCE

- [1] S. L. Glashow, "Partial Symmetries of Weak Interaction," *Nuclear Physics*, vol. 22, no. 4, pp. 579-588, 1961.
- [2] S. Weinberg, "A Model of Leptons," *Physical Review Letters*, vol. 19, no. 21, pp. 1264-1266, 1967.
- [3] A. Salam, "Weak and Electromagnetic Interactions," in *8th Nobel Symposium, Conf.Proc. C680519 (1968) 367-377*, Lerum, Sweden, 1968.
- [4] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, "Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry," *Physical Review D*, vol. 2, no. 7, pp. 1285-1292, 1970.
- [5] UA1 Collaboration, G. Arnison et al., "Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s=540$ GeV," *Physics Letters B*, vol. 122, no. 1, pp. 103-116, 1983.
- [6] UA1 Collaboration, G. Arnison et al., "Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider," *Physics Letters B*, vol. 126, no. 5, pp. 398-410, 1983.
- [7] UA2 Collaboration, Banner, M. et al., "Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN anti-p p collider," *Physics Letters B*, vol. 122, no. 5-6, pp. 476-485, 1983.
- [8] UA2 Collaboration, P. Bagnaia et al., "Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN anti-p p collider," *Physics Letters B*, vol. 129, no. 1-2, pp. 130-140, 1983.
- [9] PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al., "Evidence for gluon bremsstrahlung in e^+e^- annihilations at high energies," *Physics Letters B*, vol. 86, no. 3-4, pp. 418-425, 1979.
- [10] CDF Collaboration, F. Abe et al., "Observation of Top Quark Production in anti-p p Collisions with the Collider Detector at Fermilab," *Physical Review Letters*, vol. 74, no. 14, pp. 2626-2631, 1995.
- [11] D0 Collaboration, S. Abachi et al., "Search for High Mass Top Quark Production in anti-p p Collisions at $s^{1/2}=1.8$ TeV," *Physical Review Letters*, vol. 74, no. 13, pp. 2422-2426, 1995.
- [12] Lederman, L. M. et al., "Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions," *Physical Review Letters*, vol. 39, no. 5, pp. 252-255, 1977.
- [13] J.-E. Augustin, B. Richter et al., "Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation," *Physical Review Letters*, vol. 33, no. 23, pp. 1406-1408, 1974.

- [14] J. J. Aubert, Samuel C. C. Ting et al., "Experimental Observation of a Heavy Particle J," *Physical Review Letters*, vol. 33, no. 23, pp. 1404-1406, 1974.
- [15] P. W. Higgs, "Broken symmetries, massless particles and gauge fields," *Physics Letters*, vol. 12, no. 2, pp. 132-133, 1964.
- [16] F. Englert and R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons," *Physical Review Letters*, vol. 13, no. 9, pp. 321-323, 1964.
- [17] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, "Global Conservation Laws and Massless Particles," *Physical Review Letters*, vol. 13, no. 20, pp. 585-587, 1964.
- [18] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC," *Physics Letters B*, vol. 716, no. 1, pp. 1-29, 2012.
- [19] S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC," *Physics Letters B*, vol. 716, no. 1, pp. 30-61, 2012.
- [20] N. Tanner, "Parity in Nuclear Reactions," *Physical Review*, vol. 107, no. 4, pp. 1203-1204, 1957.
- [21] T. D. Lee and C. N. Yang, "Question of Parity Conservation in Weak Interactions," *APS Journals*, vol. 104, no. 1, pp. 254-258, 1956.
- [22] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson, "Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay," *APS Journals*, vol. 105, no. 4, pp. 1413-1415, 1957.
- [23] M. Goldhaber et al. , "Helicity of Neutrinos," *Physical Review*, vol. 109, no. 3, pp. 1015-1017, 1958.
- [24] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
- [25] Lee, T. D. and Oehme, Reinhard and Yang, C. N., "Remarks on Possible Noninvariance under Time Reversal and Charge Conjugation," *Physical Review*, vol. 106, no. 2, pp. 340-345, 1957.
- [26] Garwin, Richard L. and Lederman, Leon M. and Weinrich, Marcel, "Observations of the Failure of Conservation of Parity and Charge Conjugation in Meson Decays: the Magnetic Moment of the Free Muon," *Physical Review*, vol. 105, no. 4, pp. 1415-1417, 1957.
- [27] Macq, Pierre C. and Crowe, Kenneth M. and Haddock, Roy P., "Helicity of the Electron and Positron in Muon Decay," *Physical Review*, vol. 112, no. 6, pp. 2061-2071, 1958.
- [28] Christenson, J. H. and Cronin, J. W. and Fitch, V. L. and Turlay, R., "Evidence for the 2 Pion Decay of the K2 Meson," *Physical Review Letters*, vol. 13, no. 4, pp. 138-140, 1964.

- [29] B. D. Winstein, Kaon Physics, Chicago: University of Chicago Press, 2001.
- [30] P. W. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons," *Physical Review Letter*, vol. 13, no. 16, pp. 508-509, 1964.
- [31] L. L. Chau and W. Y. Keung, "Comments on the Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix," *Physical Review Letters*, vol. 53, no. 19, pp. 1802-1805, 1984.
- [32] J. Beringer et al. [Particle Data Group], "2014 Review of Particle Physics," *Phys. Rev. D*, vol. 86, no. 010001, 2014.
- [33] L. Wolfenstein, "Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 51, no. 21, pp. 1945-1947, 1983.
- [34] A. J. Buras and M. Lindner, Heavy Flavours II, Singapore: World Scientific, 1998.
- [35] C. Jarlskog, "Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Violation," *Physical Review Letters*, vol. 55, no. 10, pp. 1039-1042, 1985.
- [36] Y. Amhis et al. [HFAG Collaboration], "Averages of b-hadron, c-hadron, and τ -lepton properties as of summer 2014," *arXiv*, vol. 1412.7515, p. 436 pp, 2014.
- [37] CKMfitter Group, "CKM fitter," [Online]. Available: <http://ckmfitter.in2p3.fr/>.
- [38] J. Charles et al. [CKMfitter Group], "Current status of the standard model CKM fit and constraints on $\Delta F=2$ new physics," *Physical Review D*, vol. 91, no. 7, p. 073007, 2015.
- [39] J. Charles et al. [CKMfitter Group], "CP violation and the CKM matrix: Assessing the impact of the asymmetric B factories," *The European Physical Journal C*, vol. 41, no. 1, pp. 1-131, 2005.
- [40] M. Bona et al. [UTfit Collaboration], "Model-independent constraints on $\Delta F = 2$ operators and the scale of new physics," *Journal of High Energy Physics*, vol. 08, no. 03, p. 049, 2008.
- [41] M. Bona et al. [UTfit Collaboration], "The 2004 UTfit Collaboration Report on the Status of the Unitarity Triangle in the Standard Model," *Journal of High Energy Physics*, vol. 05, no. 07, p. 028, 2005.
- [42] UTfit Collaboration, "Unitary Triangle Fit," [Online]. Available: <http://www.utfit.org/UTfit/WebHome>.
- [43] J. Charles et al. [CKMfitter Collaboration], "Updated results on the CKM matrix," 01 July 2015. [Online]. Available: http://ckmfitter.in2p3.fr/www/results/plots_eps15/num/ckmEval_results_eps15.pdf.

- [44] K.A. Olive et al. [PDG Collaboration], "Review of Particle Physics," *Chinese Physics C*, vol. 38, no. 9, p. 090001, 2014 .
- [45] A. J. Buras and R. Fleischer, "Limitations in measuring the angle β by using SU(3) relations for B-meson decay-amplitudes," *Physics Letters B*, vol. 341, no. 3-4, p. 379–385, 1995.
- [46] V. F. Weisskopf and E. P. Wigner, "Berechnung der natürlichen Linienbreite auf Grund der Diracschen Lichttheorie," *Zeitschrift für Physik*, vol. 63, no. 1-2, pp. 54-73, 1930.
- [47] I. C. Brock, T. Schörner-Sadenius, Physics at the Terascale, Weinheim, Germany: WILEY-VCH Verlag, 2011.
- [48] S. Faller, R. Fleischer and T. Mannel, "Precision Physics with $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ at the LHC: The Quest for New Physics," *Physical Review D*, vol. 79, no. 1, p. 014005, 2009.
- [49] A. Lenz, U. Nierste, "Numerical updates of lifetimes and mixing parameters of B mesons," in *Proceedings of the CKM workshop 2010*, Warwick, 2011.
- [50] A. Lenz, U. Nierste, J. Charles, S. Descotes-Genon, H. Lacker, S. Monteil, V. Niess, and S. T'Jampens [CKMfitter Group], "Constraints on new physics in B-Bbar mixing in the light of recent LHCb data," *Physical Review D*, vol. 86, no. 3, p. 033008, 2012.
- [51] A.S. Dighe, I. Dunietz and R. Fleischer, "Extracting CKM Phases and $B_s - B_s^*$ Mixing Parameters from Angular Distributions of Non-Leptonic B Decays," *The European Physical Journal C*, vol. 6, no. 4, pp. 647-662, 1999.
- [52] A. S. Dighe, I. Dunietz, H. J. Lipkin and J. L. Rosner, "Angular distributions and lifetime differences in $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ decays," *Physics Letters B*, vol. 369, no. 2, p. 144–150, 1996.
- [53] I. Dunietz, R. Fleischer, U. Nierste, "In pursuit of new physics with B_s decays," *Physical Review D*, vol. 63, no. 11, p. 114015, 2001.
- [54] Y. Xie, P. Clarke, G. Cowan, F. Muheim, "Determination of $2\beta_s$ in $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ decays in the presence of a $K^+ K^-$ S-wave contribution," *Journal of High Energy Physics*, vol. 2009, no. 09, p. 074, 2009.
- [55] F. Azfar et al., "Formulae for the analysis of the flavor-tagged decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$," *Journal of High Energy Physics*, vol. 2010, no. 11, p. 158, 2010.
- [56] T. Aaltonen et al. [CDF Collaboration], "Measurement of the Bottom-Strange Meson Mixing Phase in the Full CDF Data Set," *Physical Review Letters*, vol. 109, no. 17, p. 171802, 2012.
- [57] V. M. Abazov et al. [The D0 Collaboration], "Measurement of the CP-violating phase ϕ_s using the flavor-tagged decay $B^0 \rightarrow J/\psi \phi$ in 8 fb⁻¹ of pp collisions," *Physical Review D*, vol. 85, no. 3, p. 032006, 2012.

- [58] V. Khachatryan et al. [CMS Collaboration], "Measurement of the CP-violating weak phase ϕ_s and the decay width difference $\Delta\Gamma$'s using the $B^0_s \rightarrow J/\psi\phi(1020)$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV," arXiv:1507.07527 [hep-ex], 2015.
- [59] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Precision Measurement of CP Violation in $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ Decays," *Physical Review Letters*, vol. 114, no. 4, p. 041801, 2015.
- [60] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Determination of the Sign of the Decay Width Difference in the B^0 s System," *Physical Review Letters*, vol. 108, no. 24, p. 241801, 2012.
- [61] R. Aaij et al. [LHCb collaboration], „Tagged time-dependent angular analysis of $B^0 \rightarrow J/\psi\phi$ decays at LHCb," u *LHCb-CONF-2012-002*, CERN, Geneva, 2012.
- [62] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Measurement of the CP-violating phase ϕ_s in $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ decays," *Physics Letters B*, vol. 713, no. 4-5, p. 378–386, 2012.
- [63] Y. Amhis et al. [HFAG Collaboration], "Averages of b-hadron, c-hadron, and tau-lepton properties as of early 2012," Cornell University Library, Ithaca, NY, 2012.
- [64] G. Marchesini, B.R. Webber, "Simulation of QCD jets including soft gluon interference," *Nuclear Physics B*, vol. 238, no. 1, pp. 1-29, 1984.
- [65] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, "Parton fragmentation and string dynamics," *Physics Reports*, vol. 97, no. 2-3, pp. 31-145, 1983.
- [66] A. S. Boldyrev, A. A. Martynov, S. Yu. Sivoklokov, L. N. Smirnova, S. M. Turchikhin, "Production and correlations of b quarks at the LHC energies," *Physics of Atomic Nuclei*, vol. 74, no. 12, pp. 1676-1683, 2011.
- [67] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Measurement of the fragmentation fraction ratio f_s/f_d and its dependence on B meson kinematics," *Journal of High Energy Physics*, vol. 2013, no. 4, p. 12, 2013.
- [68] N. Isgur, M. B. Wise, "Weak decays of heavy mesons in the static quark approximation," *Physics Letters B*, vol. 232, no. 1, pp. 113-117, 1989.
- [69] M. A. Shifman, M. B. Voloshin, "On Annihilation of Mesons Built from Heavy and Light Quark and anti- $B^0 \leftrightarrow B^0$ Oscillations," *Soviet Journal of Nuclear Physics (Yadernaya fizika)*, vol. 45, p. 292, 1987.
- [70] N. Taniguchi et al. [Belle Collaboration], "Measurement of Branching Fractions, Isospin, and CP -Violating Asymmetries for Exclusive $b \rightarrow d\gamma$ Modes," *Physical Review Letters*, vol. 101, no. 11, p. 111801, 2008.
- [71] B. Aubert et al. [BABAR Collaboration], "Measurements of branching fractions for $B^+ \rightarrow \rho^+ \gamma$, $B^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$, and $B^0 \rightarrow \omega \gamma$," *Physical Review D*, vol. 78, no. 11, p. 112001, 2008.

- [72] M. Neubert, "B decays and the heavy quark expansion," in *Advanced Series on Directions in High Energy Physics*, vol. 15, Singapore, World Scientific, 1998, pp. 239-293.
- [73] M. Paulini, "Properties of heavy B hadrons," *International Journal of Modern Physics A*, vol. 24, no. 24, p. 4413, 2009.
- [74] C. Tarantino, "Beauty hadron lifetimes and B-meson CP-violation parameters from lattice QCD," *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, vol. 33, no. 1, pp. s895-s899, 2004.
- [75] S. Sheldon, B decays, 2nd edition, Singapore: World Scientific, 1994.
- [76] W. J. Stirling, "Parton luminosity and cross sections plots," [Online]. Available: <http://www.hep.ph.ic.ac.uk/~wstirlin/plots/plots.html>.
- [77] M. Fabienne, "CERN's Accelerator Complex," 28 October 2013. [Online]. Available: <https://cds.cern.ch/record/1621583>.
- [78] J. Wenninger, "LHC status after the long shutdown and prospects for run 2," 01 09 2014. [Online]. Available: http://irfu.cea.fr/Spp/Phoce/Vie_des_labos/Seminaires/index.php?id=3304.
- [79] "LuminosityPublicResults," ATLAS experiment - Public Results, [Online]. Available: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>.
- [80] Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration], "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider," *JINST*, vol. 3, p. S08003, 2008.
- [81] A. Airapetian et al. [ATLAS Collaboration], "ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1," CERN, Geneva, 1999.
- [82] CERN AC , "Layout of ATLAS," 03 10 1997. [Online]. Available: <https://cds.cern.ch/record/39038>.
- [83] ATLAS Magnet Project Collaboration [ATLAS Collaboration], "ATLAS magnet system : Technical Design Report, 1," CERN, Geneva, 1997.
- [84] A. P. C.-A. Team, "ATLAS Magnet System - Technical Design Report," 30 April 1997. [Online]. Available: <http://atlas-magnet.web.cern.ch/atlas-magnet/project/>.
- [85] ATLAS Inner Detector Community [ATLAS Collaboration], "ATLAS inner detector : Technical Design Report, 1," CERN, Geneva, 1997.
- [86] G. Aad et al. [The ATLAS Collaboration], "Study of alignment-related systematic effects on the ATLAS Inner Detector tracking," 2012.

- [87] G. Aad et al. [The ATLAS Collaboration], "Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV in the ATLAS experiment".
- [88] G. Aad et al. [The ATLAS Collaboration], "Alignment of the ATLAS Inner Detector and its Performance in 2012," 2014.
- [89] A. Airapetian et al. [ATLAS Collaboration], "ATLAS Calorimeter Performance : Technical Design Report," CERN, Geneva, 1996.
- [90] ATLAS Muon Collaboration [ATLAS Collaboration], "ATLAS Muon Spectrometer : Technical Design Report," CERN, Geneva, 1997.
- [91] G. Aad et al. [The ATLAS Collaboration], "Muon reconstruction efficiency and momentum resolution of the ATLAS experiment in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in 2010," *The European Physical Journal C*, vol. 74, no. 9, p. 3034, 2014.
- [92] S. Hassani et al., "A muon identification and combined reconstruction procedure for the ATLAS detector at the LHC using the (MUONBOY, STACO, MuTag) reconstruction packages," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 572, no. 1, pp. 77-79, 2007.
- [93] ATLAS Level-1 Trigger Group [ATLAS Collaboration], "ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report," 1998.
- [94] P. Jenni, M. Nelli, M. Nordberg, K. Smith et al. [ATLAS Collaboration], "ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls : Technical Design Report," CERN, Geneva, 2003.
- [95] D. Francis et al. [ATLAS Collaboration], "Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System," CERN, Geneva, 2013.
- [96] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "Expected Performance of the ATLAS Experiment : Detector, Trigger and Physics - Volume 2," CERN, Geneva, 2009.
- [97] "ATLAS Experiment - Public results B-physics public results," [Online]. Available: https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/BPhysPublicResults#Stand_alone_plots.
- [98] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "Performance of the ATLAS Trigger System in 2010," *The European Physical Journal C*, vol. 72, no. 1, p. 49, 2012.
- [99] ATLAS Computing Group [ATLAS Collaboration], "ATLAS Computing - Technical Design Report," CERN, Geneva, 2005.
- [100] T. Sjöstrand, S. Mrenna, S. Prestel, P. Skands, "PYTHIA Generator," [Online]. Available: <http://home.thep.lu.se/Pythia/>.

- [101] M. Smizanska, *PythiaB an interface to Pythia6 dedicated to simulation of beauty events*, CERN, Geneva: ATL-COM-PHYS-2003-038, 2003.
- [102] S. Agostinelli et al. [GEANT4 Collaboration], "Geant4 - a simulation toolkit," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, vol. 506, no. 3, pp. 250-303, 2003.
- [103] ATLAS Computing Group [ATLAS Collaboration], "ATLAS Computing Technical Design Report," in *ATLAS-TDR-17 ; CERN-LHCC-2005-022*, CERN, Geneva, 2005.
- [104] E. Richter-Was, D. Froidevaux, L. Poggioli, "ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS," in *ATL-PHYS-98-131*, CERN, Geneva, 1998.
- [105] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands, "A brief introduction to PYTHIA 8.1," *Computer Physics Communications*, vol. 178, no. 11, pp. 852-867, 2008.
- [106] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "ATLAS tunes of PYTHIA 6 and Pythia 8 for MC11," in *Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2011-009*, CERN, Geneva, Jul, 2011.
- [107] P. Řezníček, *Measurement of the B_d Meson Lifetime at ATLAS Detector*, Charles University, Prague, 2012.
- [108] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "Measurement of the B_0^d and B_0^s lifetimes in the decay modes $B_0^d \rightarrow J/\psi K^{*0}$ and $B_0^s \rightarrow J/\psi \phi$ in ATLAS," in *ATLAS-CONF-2011-092*, Geneva, CERN, 2011.
- [109] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "ATLAS B-physics studies at increased LHC luminosity, potential for CP-violation measurement in the $B_0^s \rightarrow J/\psi \phi$ decay," in *Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2013-010*, CERN, Geneva, 2013.
- [110] J. A. C. Weideman, "Computation of the Complex Error Function," *SIAM Journal on Numerical Analysis*, vol. 31, no. 5, pp. 1497-1518, 1994.
- [111] T. Aaltonen et al. [CDF Collaboration], "Measurement of the CP -violating phase $\beta_{J/\psi \phi}$ in $B_0^s \rightarrow J/\psi \phi$ decays with the CDF II detector," *Physical Review D*, vol. 85, no. 7, p. 072002, 2012.
- [112] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Flavor-untagged angular analysis of $B_0^d \rightarrow J/\psi K^{*0}$ and $B_0^s \rightarrow J/\psi \phi$ decays," LHCb-CONF-2011-002 ; CERN-LHCb-CONF-2011-002, Geneva, 2011.
- [113] K. Nakamura et al. [PDG Collaboration], "Review of Particle Physics," *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 37, no. 7A, p. 075021 (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition, 2010.
- [114] B. Aubert et al. [BABAR Collaboration], "Search for the $Z(4430)$ at BABAR," *Physical Review D*, vol. 79, no. 11, p. 112001, 2009, arXiv:0811.0564 [hep-ex].

- [115] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Measurement of the CP-Violating Phase ϕ_s in the Decay $B_0^s \rightarrow J/\psi\phi$," *Physical Review Letters*, vol. 108, no. 10, p. 101803, 2012.
- [116] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "Time-dependent angular analysis of the decay $B_0^s \rightarrow J/\psi\phi$ and extraction of $\Delta\Gamma$'s and the CP-violating weak phase ϕ_s by ATLAS," *Journal of High Energy Physics*, vol. 2012, no. 12, p. 072, 2012.
- [117] F. James, M. Roos, "Minuit: A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations," *Computer Physics Communications*, vol. 10, no. 6, pp. 343-367, 1975.
- [118] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "Observation of the B_0^d and B_0^s mesons in the decays $B_0^d \rightarrow J/\psi K^0$ and $B_0^s \rightarrow J/\psi\phi$ in ATLAS," in *ATLAS-CONF-2011-050*, CERN, Geneva, 2011.
- [119] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "Study of alignment-related systematic effects on the ATLAS Inner Detector tracking," in *ATLAS-CONF-2012-141*, CERN, Geneva, 2012.
- [120] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "Measurement of the Λ_0^b lifetime and mass in the ATLAS experiment," *Physical Review D*, vol. 87, no. 3, p. 032002, 2013.
- [121] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "Charged-particle multiplicities in p-p interactions measured with the ATLAS detector at the LHC," *New Journal of Physics*, vol. 13, no. 5, p. 053033, 2011.
- [122] Y. Amhis et al. [HFAG Collaboration], "Results for the PDG 2013 web update," 31 March 2013. [Online]. Available: http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/osc/PDG_2013/#DG.
- [123] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "Flavor tagged time-dependent angular analysis of the $B_0^s \rightarrow J/\psi\phi$ decay and extraction of $\Delta\Gamma$'s and the weak phase ϕ_s in ATLAS," *Physical Review D*, vol. 90, no. 5, p. 052007, 2014, arXiv:1407.1796 [hep-ex].
- [124] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data," *The European Physical Journal C*, vol. 72, no. 3, p. 1909, 2012.
- [125] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, "The anti-kt jet clustering algorithm," *Journal of High Energy Physics*, vol. 2008, no. 04, p. 063, 2008.
- [126] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Updated average f_s/f_d b-hadron production fraction ratio for 7 TeV pp collisions," in *LHCb-CONF-2013-011*, CERN, Geneva, <https://cdsweb.cern.ch/record/1559262>, 2013.
- [127] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Measurement of the polarization amplitudes in $B_0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$ decays," *Physical Review D*, vol. 88, no. 5, p. 052002, 2013, arXiv:1307.2782 [hep-ex].

- [128] R. Nisius, "On the combination of correlated estimates of a physics observable," *The European Physical Journal C*, vol. 74, no. 8, p. 3004, 2014.
- [129] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Measurement of the CP-violating phase ϕ_s in $B^{\pm} \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ decays," *Physics Letters B*, vol. 736, pp. 186-195, 2014.
- [130] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Measurement of the CP-Violating Phase ϕ_s in $B^0 \rightarrow D^+ D^- s$ Decays," *Physical Review Letters*, vol. 113, no. 21, p. 211801, 2014.
- [131] J. W. Walder [on behalf of ATLAS Collaboration], "B-physics and quarkonium highlights and recent results from ATLAS," LHC Seminar, CERN, Geneva, 2015, <http://indico.cern.ch/event/388146>.
- [132] Y. Amhis et al. [HFAG Collaboration], "B lifetimes and oscillation parameters - Summer 2015 averages," Results available publicly by the 2015 HEP-EPS conference, 2015. [Online]. Available: http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/osc/summer_2015.
- [133] C. Heller, "Summary of measurements of B_s lifetime and decay width difference," in *ATL-COM-PHYS-2012-1303*, CERN, Geneva, 2012, ATLAS members access only.
- [134] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], "Measurement of the CP-violating phase ϕ_s and the B^0 meson decay width difference with $B^0 \rightarrow J/\psi \phi$ decays in ATLAS," *submitted to JHEP*, p. 26, 2016, arXiv:1601.03297 [hep-ex].
- [135] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Measurement of the B^0 Effective Lifetime in the $J/\psi f_0(980)$ Final State," *Physical Review Letters*, vol. 109, no. 15, p. 152002, 2012.
- [136] T. Aaltonen et al. [CDF Collaboration], "Measurement of branching ratio and B^0 lifetime in the decay $B^0 \rightarrow J/\psi f_0(980)$ at CDF," *Physical Review D*, vol. 84, no. 5, p. 052012, 2011.
- [137] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Effective lifetime measurements in the $B^0 \rightarrow K^+ K^-$, $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ and $B^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ decays," *Physics Letters B*, vol. 736, pp. 446-454, 2014.
- [138] T. Aaltonen et al. [CDF Collaboration], "Measurement of the B^0 Lifetime in Fully and Partially Reconstructed $B^0 \rightarrow D^- s(\phi \pi^-) X$ Decays in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV," *Physical Review Letters*, vol. 107, no. 27, p. 272001, 2011.
- [139] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Measurement of the B^0 Meson Lifetime in $D^+ \pi^-$ Decays," *Physical Review Letters*, vol. 113, no. 17, p. 172001, 2014.
- [140] V. M. Abazov et al. [D0 Collaboration], "Measurement of the B^0 Lifetime Using Semileptonic Decays," *Physical Review Letters*, vol. 97, no. 24, p. 241801, 2006.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Татјана Агатоновић Јовин

број уписа 032/2008

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Прецизно мерење нарушења CP симетрије
у распаду $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ у ATLAS експерименту

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 14.03.2016.

Татјана Агатоновић Јовин

Прилог 2.

**Изјава о истоветности штампане и електронске
верзије докторског рада**

Име и презиме аутора Татјана Аратонович Јовин
Број уписа 032/2008
Студијски програм Физика језгара честица и поља
Наслов рада Прецизно мерење нарушења CP симетрије
у распаду $B_s^0 \rightarrow J/\psi f$ у ATLAS експерименту
Ментор др Љиљана Симић

Потписани Татјана Аратонович Јовин

изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 14.03.2016.

Татјана Аратонович Јовин

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Прецизно мерење нарушене CP симетрије
у распаду $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ у ATLAS експерименту

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
- ☒ 3. Ауторство – некомерцијално – без прераде
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прераде
6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 14.03.2016

Петар Станковић Јовић

1. Ауторство - Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прераде. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.