

Produkcija tripleta Higgsovih bozona na Velikom hadronskom sudarivaču

Ina Moslavac*

Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet,
Sveučilište u Zagrebu, Bijenička cesta 32, 10000 Zagreb, Hrvatska

Mentor: dr. sc. Dinko Ferenček

Institut Ruder Bošković, Bijenička cesta 54, 10000 Zagreb, Hrvatska

(Dated: 21. siječnja 2025.)

Ispitali smo teorijski model proširenja Standardnog modela (SM) gdje je skalarni sektor proširen s dva dodatna skalarna bozona. Promatran je asimetričan raspodjeljeni masivni skalarne čestice X u dvije lakše skalarne čestice, Higgsov bozon SM-a H i srednji skalar Y gdje se konačno stanje sastoji od 6b kvarkova. Na temelju usporedbe efikasnosti selekcija signalnih dogadaja na razini generiranih čestica i razini rekonstruiranih hadronskih mlazova, uočili smo da selekcija dogadaja koja je dizajnirana za trijet topologiju ne daje zadovoljavajuće rezultate u dijelu faznog prostora ($m_X \gg m_H, m_Y \approx 2m_H$). Kreirali smo novu selekciju koja je bolje prilagođena dijet topologiji hadronskih mlazova te ona daje bolju efikasnost selekcije u tom dijelu faznog prostora za do jedan red veličine nego trijet selekcija. Izračunali smo očekivane gornje granice udarnih presjeka za dijet selekciju te su one poboljšane i do 45 puta u odnosu za trijet selekciju. Također, navodimo daljnje smjerove poboljšanja analize kao što je korištenje druge definicije invarijantne mase hadronskog mlaza.

UVOD

Higgsov bozon je najjednostavnija manifestacija Brout-Englert-Higgsovog mehanizma. Kompleksno skalarno polje, čije pobuđenje odgovara Higgsovom bozonu, generira masu kroz interakciju s drugim česticama. Proširenja skalarnog sektora Standardnog modela (SM) pružaju obećavajući put za istraživanja fizike izvan Standardnog modela (BSM). Mnogi teorijski modeli predlažu proširenja SM-a s dodatnim skalarnim poljima što rezultira bogatom fenomenologijom. Primjeri takvih modela su supersimetrični standardni model [1], model dva realna singleta (two real singlet model - TRSM) [2] i modeli s iskrivljenim dodatnim dimenzijama [3]. Sve do danas nisu pronađeni dokazi o fizici izvan SM-a.

Nakon otkrića Higgsovog bozona, jedna od glavnih svrha istraživačkog programa na Velikom hadronskom sudarivaču (LHC) bila je temeljita karakterizacija njegovih svojstava. Razlika između mjerena i odgovarajućih očekivanja SM-a bila bi jasan znak nove fizike. Među najosjetljivijim parametrima za novu fiziku, dostupnima na LHC-u, je i kvartično samosprezanje Higgsovog bozona koje se može izmjeriti iz produkcije tripleta Higgsovih bozona. Zbog vrlo malog udarnog presjeka od približno 0.08 fb pri energiji centra mase $\sqrt{s} = 13$ TeV, potraga za produkcijom tripleta Higgsovih bozona u okviru SM-a je izvan dosega LHC-a. TRSM [4] proširuje skalarni sektor SM-a s dva dodatna skalarna polja koja se transformiraju kao singleti s obzirom na baždarnu grupu SM-a. U tom modelu, udarni presjek procesa $pp \rightarrow HHH$ povećan je za do dva reda veličine zbog rezonantne produkcije dodatnih skalarnih bozona te je time povećana vjerojatnost opažanja produkcije tripleta Higgsovih bozona na LHC-u u skorijoj budućnosti.

Proton-proton sudari na LHC-u

Proton je složena čestica koja se sastoji od partona, tj. kvarkova i gluona. U sudaru dvaju protonskih snopova na fundamentalnoj razini dolazi do interakcije partona. Zbog toga što partoni u svakom sudaru protona imaju različit i unaprijed nepoznat udio ukupnog impulsa protona, može doći do produkcije čestica različitih masa.

Također, nije moguće poznavati ukupni longitudinalni impuls dva partona pa razlikujemo sustav mirovanja centra mase dva partona i sustav detektora. Fizikalne veličine u detektorskom sustavu i sustavu mirovanja dva partona povezane su Lorentzovim transformacijama. Kako mjerena ne smiju ovisiti o odabiru sustava, za kinematički izračun potrebno je koristiti veličine koje su Lorentz invariantne.

U sudarivačima kao što je LHC koristi se Kartezijev koordinatni sustav sa z osi u smjeru snopa (longitudinalni smjer), a x i y osi definiraju transverzalnu ravninu. Transverzalni impuls čestice p_T je projekcija impulsa čestice na $x - y$ ravninu. U transverzalnoj ravnini, u odnosu na x os definiran je azimutalni kut ϕ . Uz pomoć polarnog kuta θ (kut s obzirom na z os) definiran je pseudorapiditet, $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$. U ultrarelativističkom limesu $p \gg m$, pseudorapiditet η postaje aproksimacija rapiditeta y .

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \xrightarrow{p \gg m} \eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (1)$$

Pseudorapiditet i rapiditet za bezmasenu česticu su jenake veličine, što nije slučaj za masivnu česticu. Za individualne čestice i tipične impulse na LHC-u, pseudorapiditet je vrlo dobra aproksimacija rapiditeta.

Može se pokazati da je razlika rapiditeta Lorentz invariantna na transformaciju potiska duž z osi iz jednog

inercijalnog sustava u drugi, dok je invarijantnost transverzalnog impulsa očita. Angularna udaljenost ΔR dviju čestica definirana je kao

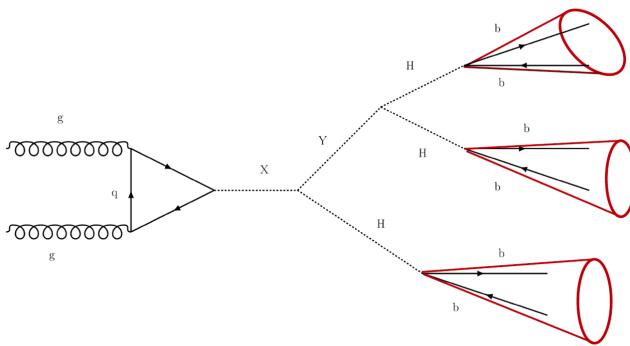
$$\Delta R = \sqrt{(\Delta y)^2 + (\Delta\phi)^2} \stackrel{\text{URL}}{=} \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (2)$$

gdje je $\Delta\phi = \phi_i - \phi_j$ razlika azimutalnih kuteva, a $\Delta y = y_i - y_j$ razlika rapiditeta i -te i j -te čestice. Angularna udaljenost između čestica je Lorentz invarijantna na potisak u z smjeru.

Kako u slobodnom stanju mogu postojati samo bojni singleti, partoni nastali u sudarima protona hadroniziraju i formiraju hadronske mlazove. Za rekonstrukciju hadronskih mlazova koristi se poseban algoritam koji grupira zajedno međusobno bliske hadrone čiji je smjer gibanja blizak smjeru gibanja inicijalnog partona. Za rekonstrukciju hadronskih mlazova koristit ćemo anti- k_T algoritam koji pripada skupini algoritama sekvensijalnog grupiranja.

STRATEGIJA POTRAGE

Ova analiza istražuje TRSM proširenje Standardnog modela koje predlaže dva dodatna skalarna bozona. Skalarni sektor SM-a, koji sadrži samo Higgsov bozon, proširen je s dvije BSM skalarnе čestice, naziva X i Y. Ispitati ćemo proizvodnju masivne skalarnе čestice X te njezin antisimetričan raspada u dvije skalarnе čestice Y i Higgsov bozon H. Srednji skalar Y raspada se u dva Higgsova bozona. Promatramo kanal raspada Higgsovog bozona u par $b\bar{b}$ kvarkova jer on ima najveći omjer grananja pa konačno stanje čine $3b$ i $3\bar{b}$ kvarka. Nadalje više nećemo radimo razliku između kvarka b i antikvarka \bar{b} pa govorimo da se konačno stanje sastoji od $6b$ kvarkova. Dakle, cilj ove analize je tražiti proces $pp \rightarrow X \rightarrow HY \rightarrow 6b$ koji je shematski prikazan na slici 1.



Slika 1. Shematski prikaz procesa $pp \rightarrow X \rightarrow HY \rightarrow 6b$.

Mase X i Y čestica su dva slobodna parametra modela, dok je masa Higgsovog bozona $m_H \approx 125$ GeV. Mase skalarnih čestica moraju zadovoljavati uvjet $2m_H <$

$m_Y < m_X - m_H$ kako bi promatrani proces bio kinematički dozvoljen. Promatrati ćemo raspone masa $m_X \in [1 \text{ TeV}, 4 \text{ TeV}]$ i $m_Y \in [300 \text{ GeV}, 3.8 \text{ TeV}]$.

Postoji snažna korelacija između impulsa čestice koja se raspada i angularne udaljenosti produkata raspada. Kada Higgsov bozon ima veliki impuls (ultrarelativistički režim), angularna udaljenost ΔR između b kvarkova manja je od radijusa stoša hadronskog mlaza. Tada će b kvarkovi biti klasterirani unutar istog hadronskog mlaza pa će se Higgsov bozon rekonstruirati koristeći jedan mlaz velike površine ("debeli" mlaz - fat jet), a ne dva manja mlaza. U analizi koristimo anti- k_T algoritam s radijusom stoša $R = 0.8$ (AK8 algoritam) za rekonstrukciju hadronskih mlazova.

Fokus analize je na Higgsovim bozonima u ultrarelativističkom režimu. Kao donju granicu ultrarelativističkog režima uzimamo uvjet za transverzalni impuls čestice $p_T > 250$ GeV. Razlog za promatranje procesa u ultrarelativističkom režimu nalazi se u činjenici da su pozadinski događaji u određenoj mjeri potisnuti unutar samog ultrarelativističkog režima.

PODACI I SIMULIRANI UZORCI

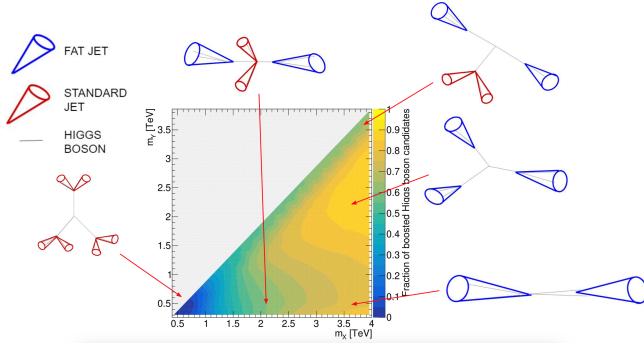
Podaci koji se koriste u analizi dobiveni su u LHC Run 2 fazi iz 2016., 2017. i 2018. godine. Imaju ukupni lumenozitet od 101 fb^{-1} i odgovaraju sudarima protona na energiji centra mase od $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Analizu podataka provesti ćemo neovisno, ali na sličan način za podatke iz 2016., 2017. i 2018. godine, a cijelokupni rezultat za Run 2 bit će zbroj neovisnih rezultata.

Generirano je 208 signalnih uzoraka za različite kombinacije masa X i Y čestica (m_X, m_Y) koristeći standardnu CMS simulacijsku proceduru. Signalni uzorci generirani su koristeći generator događaja MADGRAPH5_aMC@NLO [5] uz pretpostavku uskih rezonancija za skalarnе čestice X i Y iznosa 1 MeV. Za produkciju hadronskog mlaza generirani događaji procesirani su hadronizatorom PYTHIA 8 [6].

EFIKASNOSTI SELEKCIJA

Kombinacija tri Higgsova bozona s različitim energijama daje različite topologije konačnih stanja. Na slici 2 prikazan je udio generiranih ultrarelativističkih Higgsovih bozona te topologije konačnih stanja koje su koncentrirane u različitim dijelovima faznog prostora (m_X, m_Y). Udio generiranih ultrarelativističkih Higgsovih bozona definiran je kao $\epsilon_{\text{gen}} = N_{\text{boostedH}}^{\text{gen}} / N_{\text{Higgs}}^{\text{total}}$, gdje je $N_{\text{boostedH}}^{\text{gen}}$ broj generiranih ultrarelativističkih Higgsovih bozona, a $N_{\text{Higgs}}^{\text{total}}$ ukupni broj Higgsovih bozona.

Na slici 2 uočavamo masenu ravninu s dva karakteristična područja, kinematički dozvoljeno područje (zadovoljen je uvjet $2m_H < m_Y < m_X - m_H$) i kine-



Slika 2. Udio generiranih ultrarelativističkih Higgsovih bozona i topologije konačnih stanja.

matički zabranjeno područje. Razlog postojanja kinematički zabranjenog područja jest činjenica da se manje masivna čestica ne može raspasti u masivniju česticu. Ispod glavne dijagonalne nalazi se kinematički dozvoljeno područje s generiranim masenim uzorcima. Dvije ekstremne topologije konačnih stanja čine konačno stanje gdje svaki od $6b$ kvarkova stvara zasebni mlaz (nerelativistički režim s ukupno 6 hadronskih mlazova) i, u drugom ekstremu, konačno stanje gdje svaki par b kvarkova iz raspada Higgsovih bozona čini zaseban mlaz (ultrarelativistički režim s ukupno 3 hadronska mlaza čije su invrijantne mase bliske masi Higgsovog bozona). Bilo koja topologija između ta dva ekstrema je također moguća.

Efikasnost selekcije signalnog događaja može se promatrati na razini generiranih čestica, na razini rekonstruiranih hadronskih mlazova i na razini detektora. Promotrimo detaljnije razliku u efikasnosti selekcije na prve dvije razine. U tablici I prikazani su uvjeti koje mora zadovoljiti generirana čestica da bi se smatrala ultrarelativističkim Higgsovim kandidatom na razini generiranih čestica te razini rekonstruiranih hadronskih mlazova. Efikasnost selekcije na razini generiranih čestica je idealizacija koju eksperimentalno ne opažamo za razliku od efikasnosti selekcije na razini hadronskih mlazova koja odgovara realističnjem slučaju. Efikasnost selekcije na razini detektora ima jednake uvjete kao razina rekonstruiranih hadronskih mlazova, ali uključuje simulaciju odziva detektora, tj. višestruke neelastične sudare protona na LHC-u.

Razina generiranih čestica	Razina rekonstruiranih hadronskih mlazova
$ \eta < 2$ $\Delta R(b, \bar{b}) < 0.8$	$ \eta^{\text{jet}} < 2$ $p_T^{\text{jet}} > 250 \text{ GeV}$ $100 \text{ GeV} < m^{\text{jet}} < 150 \text{ GeV}$

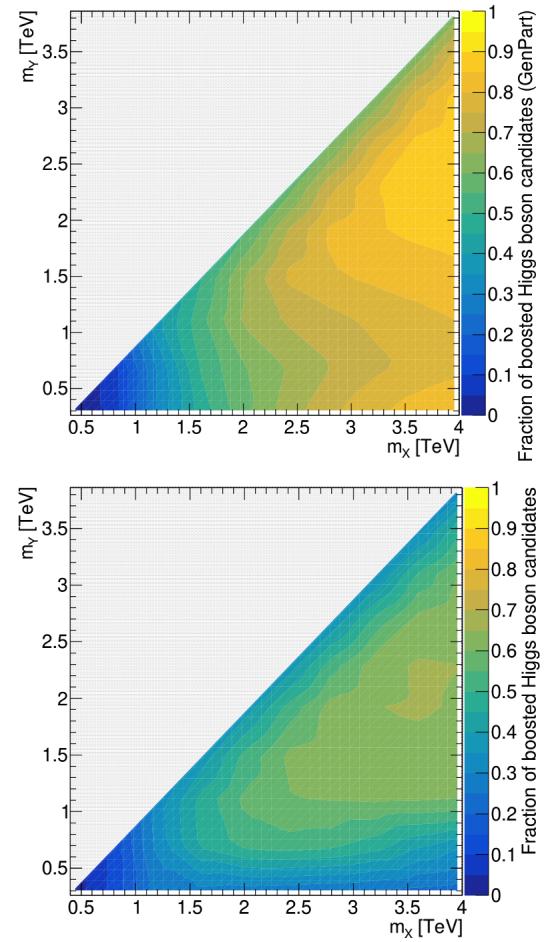
Tablica I. Uvjeti za ultrarelativističke Higgsove kandidate na razini generiranih čestica i razini rekonstruiranih hadronskih mlazova.

Efikasnost selekcije odgovara udjelu ultrarelativističkih

Higgsovih bozona koji su zadovoljili kriterije selekcije u odnosu na ukupan broj Higgsovih bozona te se računa prema izrazima

$$\varepsilon_{\text{gen}} = \frac{N_{\text{boostedH}}^{\text{gen}}}{N_{\text{Higgs}}^{\text{total}}} \quad \varepsilon_{\text{jet}} = \frac{N_{\text{boostedH}}^{\text{jet}}}{N_{\text{Higgs}}^{\text{total}}} \quad (3)$$

gdje su ε_{gen} efikasnost selekcije na razini generiranih čestica, ε_{jet} efikasnost selekcije na razini rekonstruiranih hadronskih mlazova, $N_{\text{Higgs}}^{\text{total}}$ ukupan broj generiranih Higgsovih bozona, $N_{\text{boostedH}}^{\text{gen}}$ broj ultrarelativističkih Higgsovih kandidata na razini generiranih čestica i $N_{\text{boostedH}}^{\text{jet}}$ broj ultrarelativističkih Higgsovih kandidata na razini rekonstruiranih hadronskih mlazova. Na slici 3 prikazane su efikasnosti selekcije signalnih događaja na razini generiranih čestica i razini rekonstruiranih hadronskih mlazova za sve Higgsove kandidate.



Slika 3. Efikasnosti selekcija na razini generiranih čestica (gore) i na razini rekonstruiranih hadronskih mlazova (dolje).

Na slici 3 kvalitativan opis oba grafička prikaza je jednak. Usporedbom grafova uočavamo da se konture u velikom dijelu kinematički dozvoljenog prostora poklapaju. Postoji značajna razlika u numeričkim iznosima efikasnosti selekcija te možemo zaključiti da je efikasnost se-

lekcijske znatno bolja na razini generiranih čestica u odnosu na razinu rekonstruiranih hadronskih mlazova. U donjem lijevom kutu ne postoji niti jedan Higgsov kandidat koji se nalazi u ultrarelativističkom režimu jer je masa čestice X malena pa je efikasnost selekcija niska. Uočavamo da je za mase $m_X \approx 3.7$ TeV i $m_Y \approx 2.2$ TeV efikasnost selekcije veća od 80% na razini generiranih čestica dok na razini hadronskih mlazova ne prelazi 70%. To odgovara fizikalnoj situaciji u kojoj se vrlo masivna čestica X raspada u Higgsov bozon i masivnu česticu Y. Higgsov bozon iz raspada čestice X nalazit će se u ultrarelativističkom režimu kao i dva Higgsova bozona iz raspada čestice Y.

Najveća razlika u konturama vidljiva je u donjem desnom kutu gdje dolazi do većeg smanjenja efikasnosti selekcije u odnosu na druge dijelove faznog prostora. Razlog tome je specifičnost topologije u kojoj nemamo tri "debela" mlaza koja odgovaraju trima Higgsovim bozonom, već se detektiraju samo dva "debela" mlaza. Taj dio faznog prostora odgovara situaciji u kojoj je čestica X vrlo masivna, ali masa čestice Y je na granici da raspad $Y \rightarrow HH$ bude kinematički dozvoljen. Zbog toga što je masa čestice Y mala u usporedbi s masom čestice X, aproksimativno vrijedi da su mase Higgsovog bozona i čestice Y slične. Čestice Y i H koje nastanu raspadom čestice X imaju "back-to-back" konfiguraciju u sustavu mirovanja čestice X i veliki transverzalni impuls. "Back-to-back" konfiguracija može se karakterizirati tako da je razlika azimutalnih kuteva ϕ između mlazova čestice Y i Higgsovog bozona iznosi približno π . Prilikom raspada čestice Y na dva Higgsova bozona, zbog velikog transverzalnog impulsa čestice Y i njezine male mase, dva Higgsova bozona će se detektirati kao jedan "debeli" mlaz. Iz ove rasprave je vidljivo zašto je efikasnost selekcije na razini rekonstruiranih hadronskih mlazova manja u odnosu na razinu generiranih čestica. Iako na razini generiranih čestica znamo da su nastala tri Higgsova bozona, na razini hadronskih mlazova detektiraju se samo dva mlaza te je zbog toga smanjena efikasnost selekcije.

Ova analiza fokusira se na dvije topologije, koje smo nazvali trijet i dijet topologije. Prva, trijet topologija, uključuje tri ultrarelativistička Higgsova bozona, pri čemu se svaki Higgsov bozon rekonstruira kao AK8 mlaz koji sadrži dva b kvarka. Za signalno područje, zahtijevamo najmanje tri AK8 mlaza s $p_T > 250$ GeV, $|\eta| < 2.5$ i $m_{SD} \in [100, 150]$ GeV. Ovdje je m_{SD} soft-drop masa mlaza koja se dobije nakon uklanjanja neperturbativnih doprinosa QCD-a unutar hadronskih mlazova. Seleksijski kriteriji za trijet topologiju za signalno područje prikazani su u tablici II. Za validacijsko područje blisko signalnom području faznog prostora, primjenjujemo iste kriterije osim što zahtijevamo da dva AK8 mlaza s najvišim p_T budu izvan Higgsova masenog prozora s $60 \text{ GeV} < m_{SD} < 100 \text{ GeV}$ ili $150 \text{ GeV} < m_{SD} < 250 \text{ GeV}$. Događaje osim na signalno i validacijsko područje dijelimo i u kategorije prolaz (pass) i pad (fail)

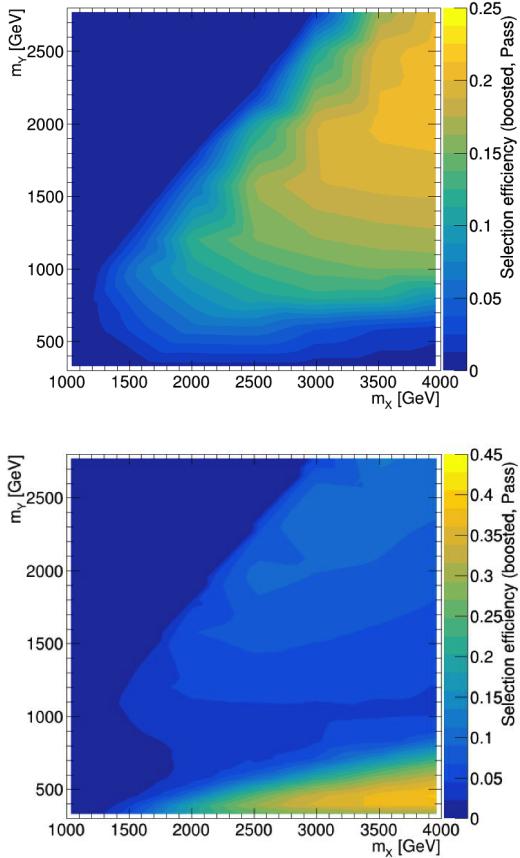
prema ParticleNet XbbvsQCD ocjeni, što kasnije koristimo kod procjene pozadine. ParticleNet XbbvsQCD ocjena je indikator b kvarka unutar rekonstruiranog hadronskog mlaza Higgsovog bozona. Ako je ParticleNet XbbvsQCD ocjena za jedan ili više AK8 mlazova veća od 0.9105, događaj pripada kategoriji prolaz. Ako nijedan mlaz ne zadovolji taj kriterij, događaj pripada kategoriji pad što odgovara situaciji da se ni jedan Higgsov bozon nije raspao na par b kvarkova.

Trijet topologija	Dijet topologija
≥ 3 AK8 mlaza s	≥ 2 AK8 mlaza s
$p_T > 250$ GeV	$p_T > 250$ GeV
$ \eta < 2.5$	$ \eta < 2.5$
$100 \text{ GeV} < m_{SD} < 150 \text{ GeV}$	$100 \text{ GeV} < m_{1,SD} < 150 \text{ GeV}$
	$m_{2,SD} > 250$ GeV
	$\Delta\phi > 2$

Tablica II. Seleksijski kriteriji za trijet i dijet topologiju u signalnom području.

Kako bi poboljšali efikasnost selekcije u donjem desnom dijelu faznog prostora, definirali smo nove seleksijske kriterije prilagođene za dijet topologiju. Za signalno područje, zahtijevamo najmanje 2 AK8 mlaza s $p_T > 250$ GeV, $|\eta| < 2.5$. Jedan mlaz odgovara Higgsovom kandidatu i mora imati masu $m_{SD} \in [100, 150]$ GeV, dok drugi mlaz odgovara Y kandidatu s masom $m_{SD} > 250$ GeV. Seleksijski kriteriji za dijet topologiju za signalno područje prikazani su u tablici II. Za validacijsko područje primjenjujemo iste kriterije osim što zahtijevamo da masa jednog mlaza bude izvan Higgsova masenog prozora s $60 \text{ GeV} < m_{SD} < 100 \text{ GeV}$ ili $150 \text{ GeV} < m_{SD} < 250 \text{ GeV}$ dok masa drugog mlaza zadovoljava kriterij za Y kandidata $m_{SD} > 250$ GeV. Signalno i validacijsko područje na jednak način dijelimo u kategorije prolaz i pad kao i za trijet selekciju.

Efikasnosti trijet i dijet selekcije na razini detektora u kategoriji prolaz prikazane su na slici 4. Efikasnost selekcije na razini detektora za trijet topologiju je slična kao efikasnost selekcije na razini rekonstruiranih hadronskih mlazova (slika 3 dolje) te ima isti problem sa smanjenom efikasnosti selekcije u donjem desnom kutu faznog prostora. Na slici 4 dolje vidljivo je da je efikasnost dijet selekcije značajno veća nego efikasnost trijet selekcije. Potpuna selekcija događaja trebala bi biti kombinacija trijet i dijet selekcije u odgovarajućim dijelovima faznog prostora. Vidljivo je da je efikasnost dijet selekcije veća za jedan red veličine u relevantnom dijelu faznog prostora u odnosu na trijet selekciju što dovodi do puno većeg broja selektiranih događaja.



Slika 4. Efikasnost trijet (gore) i dijet (dolje) selekcija u kategoriji prolaz.

PROCJENA POZADINE

Otkriće Higgsovog bozona dogodilo se kada je primijećena izbočina (bump) u broju događaja u ovisnosti o invarijantnoj masi produkata raspada [7]. Na temelju položaja izbočine određena je masa Higgsovog bozona $m_H = 125$ GeV. Na sličan način bi se odredila masa BMS skalarnih bozona X i Y. Kako se sada radi o dvije nepoznate mase, izbočina će biti u dvodimenzionalnom prostoru masa.

Distribucije signalnih i pozadinskih događaja prikazuju su kao funkcije M_{jjj} , što odgovara rekonstruiranoj masi čestice X, i M_{jj} – rekonstruiranoj masi čestice Y. Pripisnost izbočine u 2D distribuciji ukazuje na postojanje signala. Nakon selekcije događaja, biramo tri kandidata za Higgsove bozone kao čestice s najvišim p_T koje su prošle selekciju. Invarijantna masa svih triju Higgsovih kandidata daje rekonstruiranu masu čestice X - M_{jjj} . Čestica Y raspada se na dva Higgsova bozona. Od tri rekonstruirana Higgsova kandidata moguće je formirati tri para Higgsovih bozona. Ne postoji općenit način za odabir točne kombinacije para Higgsovih kandidata koji su nastali raspalom čestice Y. Kako bi se taj problem prev-

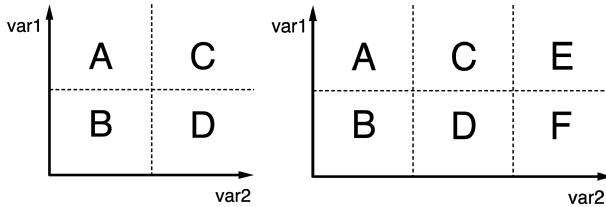
ladao, razmatramo sve tri moguće kombinacije parova Higgsovih kandidata, a za raspodjelu mase M_{jj} postoje tri vrijednosti po događaju. I dalje očekujemo pojavu izbočine na masi m_Y .

Jedan od najvećih izazova u ovoj analizi je procjena pozadinskih događaja, od kojih je najvažniji višestruka proizvodja hadronskih mlazova u kvantnoj kromodinamici (QCD) i proizvodnja parova t kvarkova ($t\bar{t}$). Monte Carlo (MC) simulacije QCD događaja su precizne samo do vodećeg reda računa smetnje i stoga su obično netočne, što potiče razvoj metoda temeljenih na podacima (data-driven methods) za točno modeliranje oblika pozadine i broja događaja.

Metoda procjene pozadine temeljena na podacima koristi analitičku prijenosnu funkciju kako bi se doprinos pozadine u validacijskom području prenio u signalno područje. Jedan primjer takve procjene pozadine je ABCD metoda koja procjenjuje pozadinu u signalnom području C, na temelju poznavanje raspodjele podataka u područjima A, B i D koji su obogaćeni pozadinom i osiromašeni signalom. Na slici 5, $var1$ i $var2$ su odabrane varijable, dok se raspodjele po intervalima kreiraju za treću varijablu $var3$ za svako od četiri područja. Omjeri A/B i C/D smatraju se jednakima, tako da vrijedi $A/B \cdot D = C$. Ovdje, A predstavlja broj događaja u nekom intervalu varijable $var3$ u području A, dok A/B predstavlja prijenosnu funkciju. Ako su oblici raspodjela pozadine u validacijskom i signalnom području identični, tada je prijenosna funkcija samo konstantan faktor.

Iako je ova metoda bila uspješna u prošlosti, ima nedostatak jer ekstrapolira oblik raspodjele pozadine u regiju C prepostavljajući da su A/B i C/D jednaki. Ako se može odabrati druga varijabla $var2$ tako da signal leži na sredini osi, umjesto ekstrapolacije može se koristiti interpolacija pozadine s bočnih strana varijable $var2$, što je često robusnije. Nazivanje ove metode ABCDEF bilo bi nezgodno, pa se naziva Alphabet. Slika 5 prikazuje ilustraciju Alphabet metode gdje je regija C bogata signalom. Omjer broja događaja po intervalima duž varijable $var2$ dobije se dijeljenjem broja događaja u histogramu za gornje i donje područje. Iz tih vrijednosti može se prilagodbom dobiti funkcija koja će interpolirati kroz srednju regiju signala. Pri tome $var2$ nije mjerena varijabla već je to $var3$, a $var2$ je varijabla u kojoj mjerimo prijenosnu funkciju. Tehnički aspekt kreiranja procjene pozadine u regiji C isti je kao kod ABCD metode, ali omjer A/B , koji je bio funkcija $var3$, zamjenjuje se funkcijom $f(var2)$, koja je neovisna o varijabli $var3$. Proširenje na 2D Alphabet metodu [8] postiže se traženjem da funkcija f ima ovisnost i o varijabli $var3$, tj. $f(var2, var3)$.

Za ovu analizu događaje smo podijelili u signalno (SR) i validacijsko područje (VR). Područja smo dodatno podijelili u dvije kategorije: prolaz (bogata signalom) i pad (osiromašena signalom). To daje četiri odvojena područja faznog prostora koja se sastoje od tri osiromašena signalom i jednog područja bogatog signalom (signalno



Slika 5. Ilustracija ABCD (lijevo) i Alphabet (desno) metode.

područje u kategoriji prolaz).

Analitička prijenosna funkcija $R_{P/F}$ povezuje broj događaja komponenti pozadine u kategorijama prolaz i pad. Za QCD pozadinu, broj događaja u i -tom intervalu za kategoriju pad može se izraziti kao

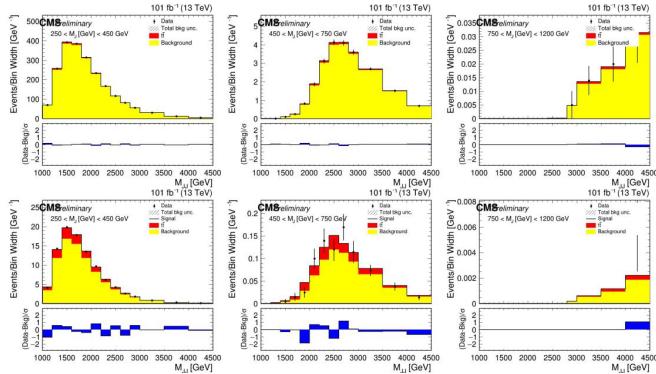
$$n_{\text{fail}}^{\text{QCD}}(i) = n_{\text{fail}}^{\text{data}}(i) - n_{\text{fail}}^{\text{bkg, MC}}(i) \quad (4)$$

gdje je zadnji član dobro modelirana komponenta pozadine koja nije QCD, dobivena iz MC simulacije (u slučaju ove analize, produkcija $t\bar{t}$ kvarkova). Prijenosna funkcija se računa iz omjera komponenti pozadine u kategorijama prolaz i pad

$$n_{\text{pass}}^{\text{QCD}}(i) = n_{\text{fail}}^{\text{QCD}}(i) \cdot R_{P/F}(i). \quad (5)$$

Ovdje je $R_{P/F}$ analitička prijenosna funkcija modelirana kao jednostavan 2D polinom niskog reda.

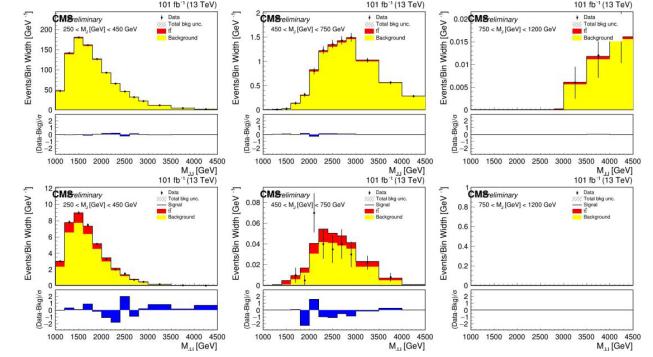
Nakon selekcije događaja imamo signalno i validacijsko područje podijeljene u kategorije prolaz i pad. Prvi korak u procjeni pozadine je izračun prijenosne funkcije u validacijskom području. Slika 6 prikazuju prilagodbu samo za pozadinu 2D-Alphabet metodom za kategorije prolaz i pad u validacijskom području koristeći podatke iz Run 2.



Slika 6. 2D Alphabet prilagodba samo za pozadinu za kategorije pad (gore) i prolaz (dolje) u validacijskom području.

Nakon što smo izračunali prijenosnu funkciju u validacijskom području, 2D-Alphabet metoda formalno zahitjava gledanje podataka iz signalnog područja kako bi se omogućilo računanje prijenosne funkcije u signalnom području. Prije toga, signalom osiromašena kategorija

pad signalnog područja i prijenosna funkcija $R_{P/F}$ validacijskog područja mogu se koristiti za dobivanje pokusnih podataka (toy data) u kategoriji prolaz signalnog područja, pod pretpostavkom da je prijenosna funkcija ista za validacijsko i signalno područje. Slika 7 prikazuju prilagodbu samo za pozadinu 2D-Alphabet metodom za kategorije prolaz i pad u signalnom području (koristeći generirane pokusne podatke za prolaz kategoriju) koristeći podatke iz Run 2.



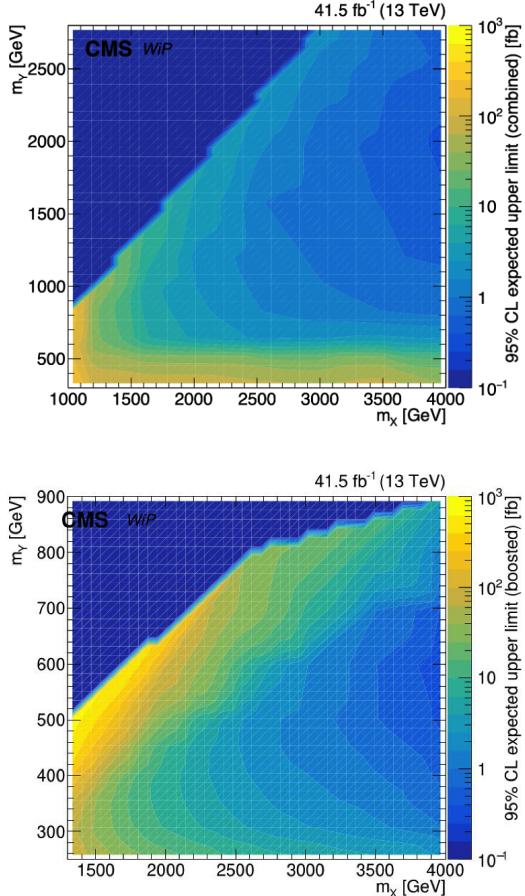
Slika 7. 2D Alphabet prilagodba samo za pozadinu za kategorije pad (gore) i prolaz (dolje, koristeći pokusne podatke) u signalnom području.

OEČEKIVANE GORNJE GRANICE UDARNIH PRESJEKA

Glavni rezultat ove analize su očekivane gornje granice udarnih presjeka. Kako bi bolje razumjeli što one fizikalno predstavljaju, promotrimo eksperiment koji se sastoji od događaja koji dolaze od signala i pozadine. Ako su raspodjele signala i pozadine opisane Poissonovom distribucijom s očekivanjima s i b , tada za ukupnu očekivanu vrijednost događaja vrijedi $n = s + b$. Pretpostavlja se da je b poznat, a s je parametar koji se treba odrediti iz eksperimenta. Standardni postupak za određivanje gornje granice za s ako je rezultat eksperimenta n^* sastoji se od isključivanja vrijednosti s za koje je $P(n^* \geq n) \leq \alpha$. Ovdje je $P(n^* \geq n)$ vjerojatnost da rezultat eksperimenta bude n^* ako Poissonova raspodjela događaja ima očekivanu vrijednost n , a $1 - \alpha$ je željena razina pouzdanosti.

Očekivane gornje granice udarnih presjeka nam govore da možemo s određenom razinom pouzdanosti isključiti postojanje procesa u podacima iz simulacije. Izmjerene gornje granice udarnih presjeka definiraju se na analogan način, ali podaci ne dolaze iz simulacija nego iz eksperimenta. Na primjer, ako 95% pouzdana očekivana gornja granica udarnog presjeka iznosi 50 fb, tada s razinom pouzdanosti od 95% možemo isključiti da u podacima iz simulacije postoji proces koji ima udarni presjek od 50 fb. Dakle, što je niža očekivana gornja granica udarnog presjeka to je analiza bolja.

Na slici 8 prikazane su očekivane gornje granice udarnih presjeka s razinom pouzdanosti od 95% za trijet i dijet selekciju za podatke iz 2017. godine. Vidljivo je da su očekivane gornje granice udarnih presjeka u relevantnom dijelu faznog prostora i do 45 puta manje za dijet selekciju u odnosu na trijet selekciju.

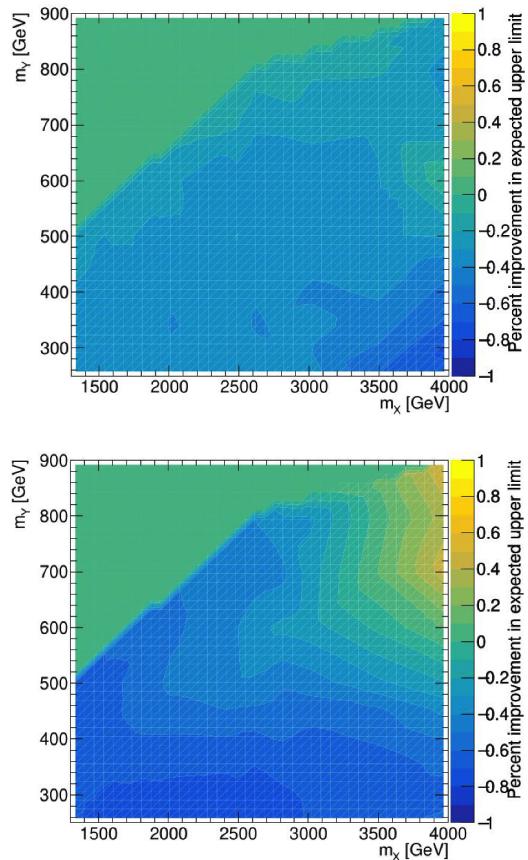


Slika 8. Očekivane gornje granice za udarne presjeke s razinom pouzdanosti od 95% za trijet (gore [9]) i dijet (dolje) selekciju za podatke iz 2017. godine.

POBOLJŠANJA ANALIZE

Prvo očito poboljšanje rezultata analize je uzimanje u obzir više podataka. Na slici 8 dolje prikazan je glavni rezultat analize - očekivane gornje granice udarnih presjeka gdje su uzeti u obzir samo podaci iz 2017. godine. Na slici 9 prikazan je postotak poboljšanja očekivanih gornjih granica udarnih presjeka za dijet selekciju s podacima iz Run 2 u odnosu na podatke iz 2017. godine. Postotak poboljšanja bilo koje varijable računa se prema formuli

$$\text{poboljšanje} = \frac{\text{nova vrijednost} - \text{stara vrijednost}}{\text{stara vrijednost}} \quad (6)$$



Slika 9. Postotak poboljšanja očekivanih gornjih granica udarnih presjeka za dijet selekciju. Na gornjoj slici prikazano je poboljšanje za veću količinu podataka, podaci za cijeli Run 2 u odnosu na podatke iz 2017. godine. Na donjoj slici prikazano je poboljšanje za drukčiju definiciju mase, ParticleNet masu u odnosu na soft-drop masu hadronskog mlaza.

Na slici je vidljivo da je poboljšanje negativno u cijelom promatranom području što znači da su se očekivane gornje granice udarnih presjeka smanjile. To dovodi do zaključka da veća količina podataka uvijek poboljšava rezultate analize.

Rezultati analize mogu se poboljšati i poboljšanjem selekcije. U seleksijskim kriterijima možemo iskoristiti ParticleNet masu umjesto soft-drop mase hadronskog mlaza. ParticleNet algoritam je napredna neuralna mreža za određivanje invarijantne mase hadronskog mlaza. Trenirana je za mase u blizini mase Higgsovog bozona gdje pokazuje najveću preciznost. Razlika u seleksijskim kriterijima za dijet topologiju pri različitim definicijama invarijantne mase hadronskog mlaza prikazana je u tablici III.

Na slici 9 prikazan je postotak poboljšanja očekivanih gornjih granica udarnih presjeka za dijet selekciju za podatke iz Run 2 s ParticleNet masom u odnosu na soft-drop masu hadronskog mlaza. Vidljivo je da načelno dolazi do većeg poboljšanja nego zbog veću količinu poda-

Soft-drop masa	ParticleNet masa
$100 \text{ GeV} < m_{1,SD} < 150 \text{ GeV}$ $m_{2,SD} > 250 \text{ GeV}$	$100 \text{ GeV} < m_{1,PN} < 150 \text{ GeV}$ $m_{2,SD} > 250 \text{ GeV}$ $m_{2,PN} > 150 \text{ GeV}$

Tablica III. Seleksijski kriteriji za dijet topologiju u signalnom području za različite definicije invarijantne mase hadronskog mlaza, soft-drop i ParticleNet mase.

taka, ali dolazi i do povećanja očekivanih gornjih granica udarnih presjeka u određenim dijelovima faznog prostora što analizu čini lošjom. Zaključujemo da poboljšanje seleksijskih kriterija može dovesti do većih poboljšanja selekcije nego veća količina podataka, ali može se dogoditi i da analiza daje lošije rezultate u određenim dijelovima faznog prostora.

ZAKLJUČAK

Ispitali smo teorijski model proširenja Standardnog modela (SM) gdje je skalarni sektor proširen s dva dodatna skalarna bozona. Promatran je asimetričan raspad masivne skalarne čestice X u dvije lakše skalarne čestice, Higgsov bozon SM-a H i srednji skalar Y gdje se konačno stanje sastoji od $6b$ kvarkova. Na temelju usporedbe efikasnosti selekcija signalnih događaja na razini generiranih čestica i razini rekonstruiranih hadronskih mlazova, uočili smo da selekcija događaja koja je dizajnirana za trijet topologiju ne daje zadovoljavajuće rezultate u dijelu faznog prostora ($m_X \gg m_H, m_Y \approx 2m_H$). Kreirali smo novu selekciju koja je bolje prilagođena dijet topologiji hadronskih mlazova te ona daje bolju efikasnost selekcije u tom dijelu faznog prostora za do jedan red veličine nego

trijet selekcija. Izračunali smo očekivane gornje granice udarnih presjeka za dijet selekciju te su one poboljšane i do 45 puta u odnosu za trijet selekciju. Također, navodimo daljnje smjerove poboljšanja analize kao što je korištenje druge definicije invarijantne mase hadronskog mlaza.

* imoslava.phy@pmf.hr

- [1] U. Ellwanger, C. Hugonie, and A. M. Teixeira, Physics Reports **496**, 1 (2010).
- [2] A. Papaefstathiou, T. Robens, and G. Tetlalmatz-Xolocotzi, Journal of High Energy Physics **2021**, 10.1007/jhep05(2021)193 (2021).
- [3] A. Carvalho, Gravity particles from warped extra dimensions, predictions for lhc (2018), arXiv:1404.0102 [hep-ph].
- [4] T. Robens, T. Stefaniak, and J. Wittbrodt, The European Physical Journal C **80**, 10.1140/epjc/s10052-020-7655-x (2020).
- [5] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro, Journal of High Energy Physics **2014**, 10.1007/jhep07(2014)079 (2014).
- [6] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, Computer Physics Communications **191**, 159 (2015).
- [7] A. Collaboration, Physics Letters B **716**, 1–29 (2012).
- [8] L. Corcodilos, *The 2D Alphabet background modeling method and its use in the search for an excited bottom quark*, Ph.D. thesis, The Johns Hopkins University (2021).
- [9] B. K. Chitroda, *Search for multiple Higgs boson production in hadronic final states at the Large Hadron Collider*, Ph.D. thesis, Faculty of Science, University of Zagreb (2024).