

Studiul producerii bosonului Higgs în modele
dincolo de Modelul Standard al particulelor folosind
tehnici de învățare automată pentru analiza de date
în experimentul ATLAS de la LHC

Iulia-Ștefania TRANDAFIR

Universitatea din București



Facultatea de Fizică
Departamentul de Fizică Teoretică

Rezumatul tezei de doctorat

**Studiul producerii bosonului Higgs în modele
dincolo de Modelul Standard al particulelor
folosind tehnici de învățare automată pentru
analiza de date în experimentul ATLAS de la
LHC**

Iulia-Ștefania TRANDAFIR

- Supervizor* CS 1, Dr. Călin ALEXA
Institutul Național de Cercetare Dezvoltare pentru Fizică și Inginerie Nucleară „Horia Hulubei” (IFIN-HH)
- 1. Membru Comisie* Prof. Dr. Virgil BARAN
Universitatea din București
- 2. Membru Comisie* Prof. Dr. Gheorghe CĂȚA-DANIL
Universitatea Politehnica din București
- 3. Membru Comisie* Conf. Dr. Paul GRĂVILĂ
Universitatea de Vest din Timișoara

2022

Iulia-Ștefania TRANDAFIR

Studiul producerii bosonului Higgs în modele dincolo de Modelul Standard al particulelor folosind tehnici de învățare automată pentru analiza de date în experimentul ATLAS de la LHC

Rezumatul tezei de doctorat, 2022

Membrii Comisiei: Prof. Dr. Virgil BARAN , Prof. Dr. Gheorghe CĂȚA-DANIL, Conf. Dr. Paul GRĂVILĂ

Supervizor: CS 1, Dr. Călin ALEXA

Universitatea din București

Facultatea de Fizică

Departamentul de Fizică Teoretică

Abstract

Large Hadron Collider (LHC), cel mai mare accelerator de particule din lume, a repornit în iulie 2022 și va funcționa până la finalul anului 2025. Plasat la aproximativ 100 de metri sub pământ, la granița franco-elvețiană, acest accelerator măsoară aproximativ 27 km în diametru. Protonii sunt accelerați în fascicule și după ce se apropie de valoarea vitezei luminii în vid sunt ciocniți într-unul din cei patru detectori principali. Rezultatul acestei interacțiuni ne permite să studiem legile fundamentale ale universului. Această teză se concentrează pe datele achiziționate de detectorul ATLAS în decursul Run 2 (2015-2018), având energia centrului de masă de 13 TeV și o luminozitate nominală de 139 fb^{-1} .

Prima parte a tezei se concentrează asupra descrierii Modelului Standard (MS); acest model este alcătuit din particulele elementare (particule fără structură internă) și interacțiunile dintre ele (purătorii de forță). De asemenea, asigură un mecanism care permite particulelor să capete masă (singura excepție este *neutrino*) via ruperii spontane a simetriei. La fel ca majoritatea teoriilor, nici aceasta nu face excepție și are propriile sale limitări. Vestea bună este că numeroase extensii ale Modelului Standard au fost propuse astfel încât masa observată a particulei neutrino să fie explicată. O astfel de extensie este type-II seesaw model care reprezintă piatra de temelie a extensiei doublet-triplet.

Următorul capitol urmărește istoria detectorului ATLAS de la LHC și principalele sale descoperiri; capitolul începe cu descrierea detectorului ATLAS și a sub-detectorilor săi, precum și a upgrade-urilor făcute pentru Run 3, apoi se concentrează asupra metodelor de reconstrucție a particulelor.

Ultimele două capitole reprezintă contribuția personală; capitolul 4 descrie în prima parte performanțele ce vizează reconstrucția și identificarea electronilor necesare studiului pe care l-am efectuat. Aceste performanțe sunt extrem de importante când vine vorba de cuplajul bosonului Higgs cu alți bosoni. Ținând cont de aceste studii au fost făcute recomandări către diferite grupuri de analiză. După prezentarea fundalului teoretic este descrisă contribuția mea originală. Rezultatele și concluziile acestui studiu au condus la calificarea mea ca autor ATLAS [@1].

Ultimul capitol este concentrat asupra analizei de date la care am lucrat în ultimii ani, mai exact în canalul de 4 leptoni în stare finală; capitolul începe cu fenomenologia

modelului, modul de producere și dezintegrare a bosonului Higgs dublu încărcat în perechi de bosoni W . Din toate cele trei stări finale posibile, (doi leptoni de aceeași sarcină, trei și patru leptoni) eu m-am concentrat asupra ultimei. Analiza s-a desfășurat folosind întregul set de date achiziționate în decursul Run 2, având o valoare a luminozității totale de 139 fb^{-1} și energia centrului de masă de 13 TeV. Bosonul $H^{\pm\pm}$ este produs fie în pereche, fie în asociere cu un boson simplu încărcat. Ținând cont de rezultatele anterioare, am explorat intervalul de masă cuprins între 200 GeV și 600 GeV, iar rezultatele au fost publicate inițial într-o notă internă ([2]), pentru ca mai apoi să fie concretizate într-un articol ([3]).

Contents

1	Introducere în Modelul Standard al particulelor elementare și dincolo de acesta	1
1.1	Modelul Standard al particulelor elementare	1
1.1.1	Particulele elementare	1
1.1.2	Purtătorii de forță	1
1.2	Modelul seesaw de tipul II	3
2	Experimentul ATLAS de la LHC	5
2.1	Large Hadron Collider	5
2.2	Detectorul ATLAS	5
2.2.1	Prototip Machine Learning pentru triggerul Micromegas al NSW	6
3	Performanța electronilor	11
3.0.1	Selectarea evenimentelor folosind metoda Tag & Probe	11
3.1	Identificarea greșită a sarcinii electronilor	11
3.1.1	Electron Truth Information	12
3.1.2	Selectarea eşantionului	13
3.1.3	Proprietățile mis-id de sarcină a electronilor	15
3.1.4	Suprimarea mis-id-ului folosind ECIDS	15
4	Studiul bosonului Higgs dublu încărcat care se descompune în W^{\pm} W^{\pm} cu stare finală de 4 leptoni	25
4.0.1	Producția de H^{\pm} and $H^{\pm\pm}$	25
4.0.2	Modul de dezintegrare al $H^{\pm\pm}$	26

4.0.3	Constrângeri experimentale și stări finale ale dezintegrării bosonice	27
4.1	Date și mostre MC	29
4.1.1	Seturi de date	29
4.1.2	Mostre de semnal MC	29
4.1.3	Mostre de fundal MC	30
4.1.4	Electroni și muoni	31
4.2	Analiza în starea finală $4l$	31
4.2.1	Preselecția evenimentului	32
4.2.2	Clasificarea adevăratului lepton	32
4.2.3	Fondul de adevăr al leptonilor	33
4.2.4	Incertitudini	40
4.2.5	Validare de fundal	42
4.2.6	Optimizări ale regiunii semnalului	42
4.2.7	Limite	44
5	Concluzii	49
	Bibliography	53

Introducere în Modelul Standard al particulelor elementare și dincolo de acesta

1.1 Modelul Standard al particulelor elementare

Teoria modelului standard al particulelor elementare a fost introdusă în anii '60 de către S. Glashow [4], A. Salam [5] și S. Weinberg [6] și descrie particulele elementare și interacțiunile dintre ele, sumarizate în figura 1.1. Prin *particulă elementară* înțelegem o particulă subatomică fără structură internă, care nu este alcătuită din alte entități.

1.1.1 Particulele elementare

Așa cum poate fi observat în figura 1.1, o particulă este definită de următoarele proprietăți: masa m , sarcina electrică q_e și un moment unghiular intrinsec de spin notat cu s . În funcție de valoarea spinului, particulele sunt împărțite în două categorii: particulele cu valoare semi-întreagă a spinului ($1/2, 3/2, 5/2\dots$) sunt cunoscute drept *fermioni* și respectă statistica Fermi-Dirac [8]. De asemenea, se supun principiului de excluziune al lui Pauli, ceea ce înseamnă că doi fermioni identici nu pot ocupa aceeași stare energetică simultan [9]; particulele cu spin întreg sunt cunoscute drept *bosoni* și satisfac statistica Bose-Einstein [10]. În funcție de interacțiunea lor, fermionii sunt împărțiți în două categorii: leptoni și cuarci.

1.1.2 Purtătorii de forță

Interacțiunile dintre particulele elementare sunt posibile datorită bosonilor. Până în prezent au fost descoperiți cinci bosoni: patru bosoni vectoriali (cunoscuți generic drept bosoni gauge) și un boson scalar. Bosonii vectoriali determină tipul

Standard Model of Elementary Particles

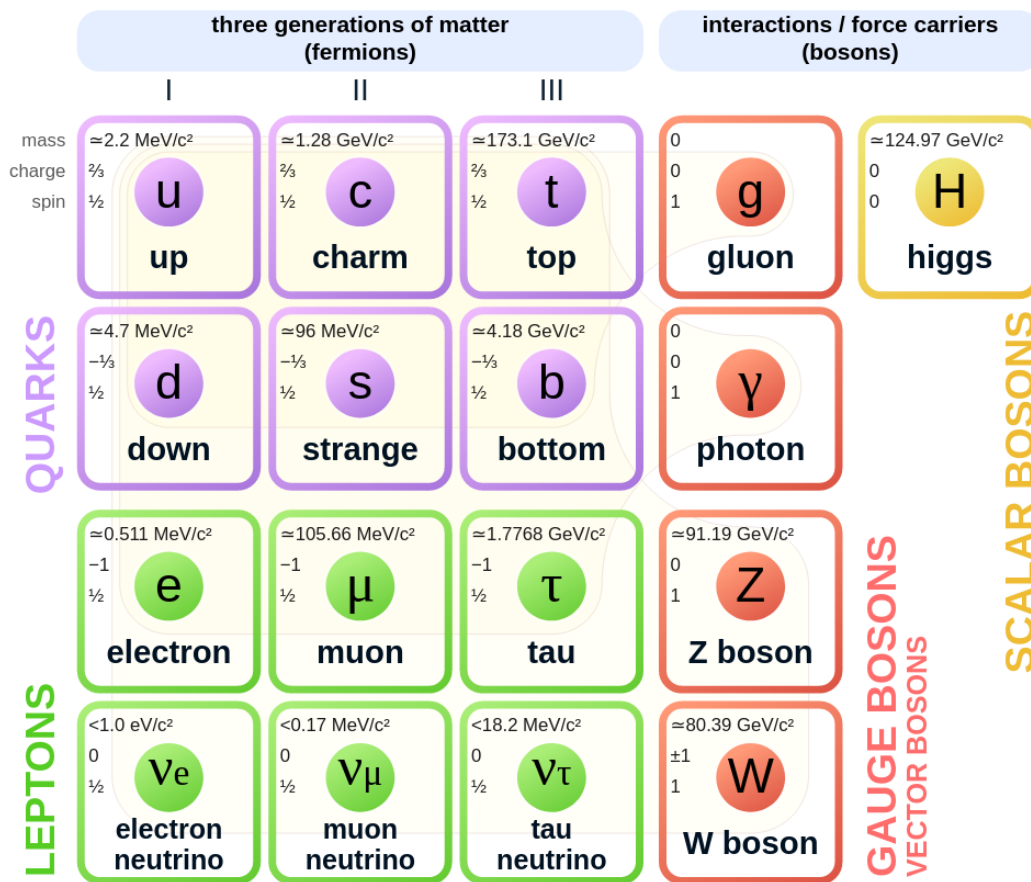


Fig. 1.1: Modelul standard al particulelor elementare: cei 12 fermioni fundamentali și 5 bozoni fundamentali (derivat din [7]/public domain).

interacțiunii: fotonul γ este responsabil de interacțiunile electromagnetice, gluonul g mediază interacțiunea nucleară tare (ține împreună protonii și neutronii în nucleu) și în cele din urmă bosonii W^\pm și Z care sunt responsabili de interacțiunea nucleară slabă (ei permit neutronului să se dezintereze într-un proton). Singurul boson scalar al Modelului Standard este bosonul Higgs, care asigură masă particulelor cu această proprietate.

Modelul Standard nu introduce niciun termen pentru câmpurile bosonilor gauge deoarece ar duce la o rupere de simetrii gauge. De asemenea, simetria chirală ar fi violată dacă ar fi prezent un termen de masă pentru fermioni. Această problemă a fost rezolvată cu ajutorul mecanismului Brout-Englert-Higgs [11–13] în anii '60 prin introducerea unei singure particule noi - bosonul Higgs. În fapt există patru câmpuri Higgs (h^0, h^-, h^+, H), însă trei dintre aceștia sunt lipsiți de masă și absorbiți de bosonii gauge ai interacțiunii slabe, așadar bosonii gauge ai interacțiunii slabe

capătă masă. Câmpurile încărcate Higgs (h^+ și h^-) dau naștere bosonilor W^+ și W^- , în timp ce al treilea boson Higgs neutru (h^0) generează masă bosonului Z . Cel din urmă, care este responsabil de ruperea spontană de simetrie, a fost descoperit de colaborările ATLAS [14] și CMS [15] la CERN pe 4 iulie 2012, având o masă în jurul valorii de $125 \text{ GeV}/c^2$.

1.2 Modelul seesaw de tipul II

Modelele seesaw au fost dezvoltate cu scopul de a explica masa particulei neutrino după cum a fost observată în numeroase experimente precum Super-Kamiokande [16] și Sudbury Neutrino Observatories [17]. Sunt cunoscute trei categorii de modele seesaw sub numele de tipul I, II și III. Teoria analizei descrise în capitolul 4 are la bază modelul seesaw de tipul II.

Câmpul scalar triplu are în plus față de caracteristicile modelului standard supersarcina $Y = 2$ cu scopul de a extinde sectorul bosonului Higgs. Cu ajutorul componente neutre a valorii expectative a vidului, neutrino capătă masă datorită interacțiunilor Yukawa.

Experimentul ATLAS de la LHC

Descoperirea bosonului Higgs nu ar fi fost posibilă fără un detector mare și de ultimă generație. În Geneva, la granița franco-suedeză, Organizația Europeană pentru Cercetare Nucleară (CERN) a început construcția unui laborator pentru cercetare nucleară în anii '50. Acesta s-a dovedit a fi Large Hadron Collider (LHC) [18], cel mai mare accelerator de particule din zilele noastre. În structura sa, acceleratorul folosește patru detectori principali: ATLAS, CMS, ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [19] and LHCb (Large Hadron Collider beauty) [20]. De asemenea, el este plasat în pământ și refolosește tunelul construit pentru experimentul anterior, LEP (Large Electron Positron collider), având 27 km în diametru. A fost conceput să ciocnească protoni având energia centrului de masă $\sqrt{s} = 14$ TeV și valoarea luminozității instantanee de $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Pentru a atinge aceste valori, LHC funcționează la temperaturi foarte scăzute (-271°C), așadar acceleratorul este răcit de un sistem criogenic ce folosește heliu lichid. Una dintre cele mai mari realizări a fost descoperirea bosonului Higgs pe 4 iulie 2012, însă nu trebuie să uităm nici de descoperirea bosonilor Z și W din anii '80. De asemenea, LHC a fost dezvoltat să valideze modelul standard al particulelor elementare și să faciliteze căutarea dincolo de acesta.

2.1 Large Hadron Collider

Ciclotronul LHC accelerează protoni în direcții diferite până la 99.9999991% din valoarea vitezei luminii în vid, iar apoi îi ciocnește în centrul unuia dintre cei patru detectori. O ilustrație a acceleratorului este prezentată în figura 2.1.

2.2 Detectorul ATLAS

La LHC grupuri de câte 10^{11} protoni se ciocnesc la fiecare 25 ns, la o energie a centrului de masă de $10^{34} \text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$. Pentru a măsura cu precizie rezultatele

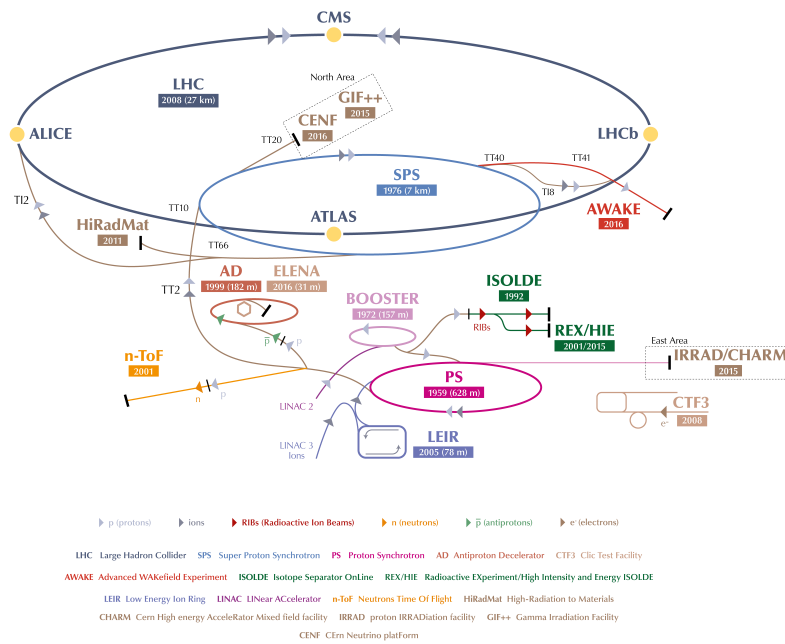


Fig. 2.1: Complexul CERN Accelerator [21]

interacțiunilor, detectorii au fost construiți cu forme particulare și satisfac criteriile rigide. Detectorul ATLAS [22] este unul dintre cei mai mari detectori ai zilelor noastre, construit pentru a măsura rezultatele interacțiunilor dintre protoni, precum sarcina, viteza, masa, energia și poziția în spațiu a particulelor. Așadar, permite identificarea stărilor finale ale particulelor, cum ar fi leptonii, mezonii, barionii și bosonii gauge. Structura detectorului este schematizată în figura 2.2.

2.2.1 Prototip Machine Learning pentru triggerul Micromegas al NSW

Deoarece precizia și luminozitatea detectorilor sunt într-o constantă îmbunătățire, sistemul de trigger și achiziție de date trebuie să fie și ele constant îmbunătățite. Am plecat de la premisa unui detector micromegas având opt plăci, care a fost folosit să identifice muoni venind din coliziunile dintre protoni. Pentru a identifica traiectoriile lăsate de muoni și a determina originea acestora, am antrenat o rețea neurală convoluțională folosind muoni simulați. Scopul acestui studiu a fost de a testa fezabilitatea algoritmilor de învățare automată aplicați pe FPGA-uri. Rezultatele

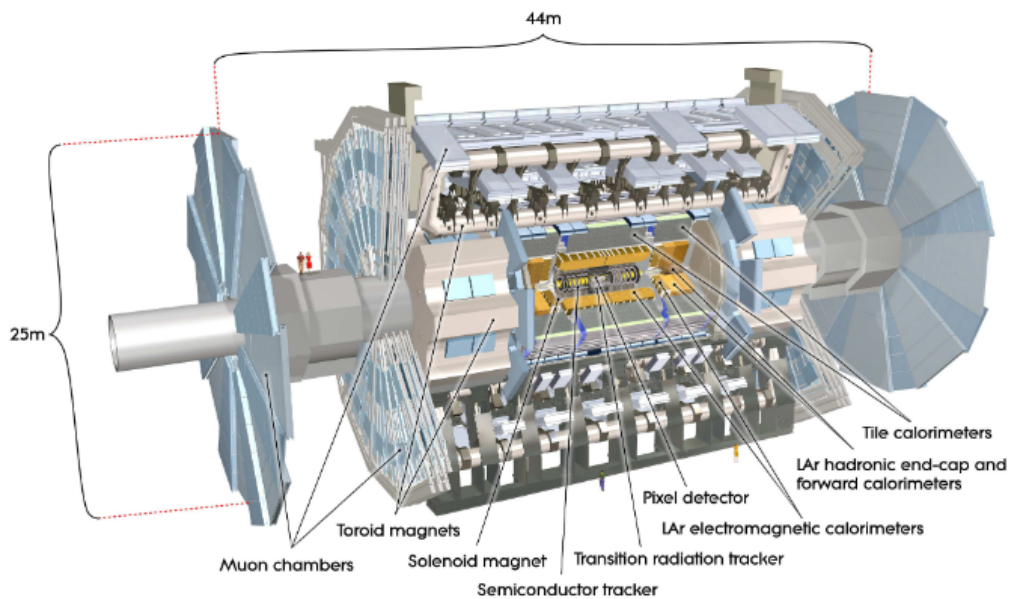


Fig. 2.2: Vedere tăiată a detectorului ATLAS [22]

arată că abordarea este potrivită și poate veni cu o precizie bună, iar rezultatele au fost publicate anul acesta într-un articol [23].

Cele opt planuri consecutive de detectori împreună cu muonii cu care acestea interacționează au fost simulate. Fiecare plan are o formă rectangulară de 2200 mm lățime, 3500 mm înălțime și o distanță de 0.4 mm între plăci. Pentru a putea măsura unghiul azimutal al traiectoriilor, două straturi au plăcile înclinate la 1.5° în raport cu axa x , iar alte două la -1.5° în raport cu axa x . În figura 2.3 este reprezentat modelul: plăcile albastre sunt orientate orizontal, plăcile portocalii sunt înclinate cu 1.5° , iar cele roz cu 1.5° .

Simularea datelor

Unealta folosită pentru a simula un milion de traiectorii ale muonilor în detectorul micromegas a fost creată și configurată de noi începând de la munca făcută de A. Wang [24]. Starea detectorului nostru a fost descrisă print-o imagine: traiectoria muonului a fost reprezentată de o matrice binară, $A_{8800 \times 8}$, unde $A_{i,j} = 1$ doar dacă stratul i al planului j a înregistrat ciocnire.

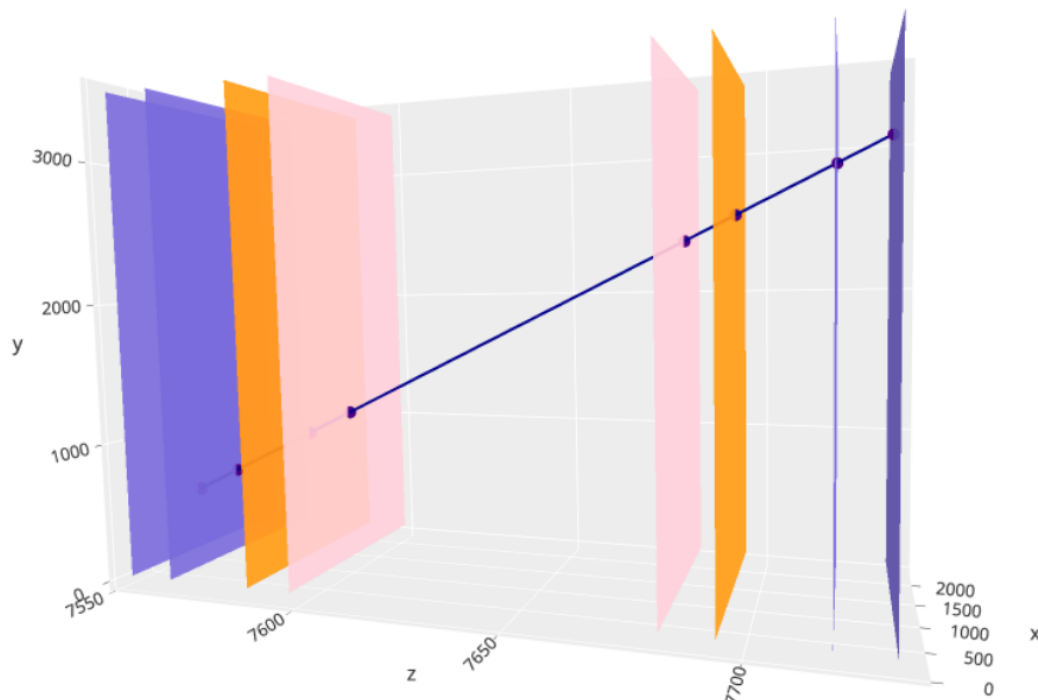


Fig. 2.3: Reprezentarea traiectoriei unui muon prin cele opt plăci micromegas [23].

Arhitectura neurală

Datorită numărului mare de benzi, inputul rețelei neurale este mare. Folosind o combinație între convoluții și comasări selective de-a lungul axei y , datele de intrare sunt reduse substanțial, iar în același timp nu se pierde multă informație. Modelul este ilustrat în tabelul 2.1. Putem identifica trei blocuri convoluționale consecutive fabricate dintr-un strat convoluțional, strat de comasare a informațiilor, iar o activare a unității de rectificare (ReLU) este aplicată asupra datelor de intrare după normalizarea lor. Obținem în acest fel un rezultat intermediar care reprezintă un tensor în trei dimensiuni având $34 \times 3 \times 32$; acest tensor este mai departe redus la un tensor unidimensional cu 3624 elemente. Stratul este redus astfel cu un factor de 10% și este conectat la un set de date de ieșire liniar. Activarea non-liniară este făcută de funcția sigmoidală. În cele din urmă, valoarea datelor de ieșire este rescalată cu scopul de a acoperi intervalul de unghiuri reprezentativ pentru noi: $[-0.0326 \text{ rad}, 0.0326 \text{ rad}]$.

Alegerea arhitecturii neurale a fost bazată pe constrângerile impuse de eventuala execuție pe FPGA: cu cât numărul parametrilor este mai mare, cu atât mai multe resurse hardware pentru calcul vor fi necesare, așadar timpul de execuție crește. Antrenarea datelor a fost făcută folosind Nvidia Tesla V100S GPU. Din totalul de un

Tip	Formă	Parametri
Strat de intrare	[(None, 8800, 8, 1)]	0
BatchNormalization	(None, 8800, 8, 1)	4
Conv2D	(None, 8800, 8, 8)	80
MaxPooling2D	(None, 2200, 8, 8)	0
ReLU	(None, 2200, 8, 8)	0
Conv2D	(None, 2200, 8, 16)	1168
MaxPooling2D	(None, 550, 8, 16)	0
ReLU	(None, 550, 8, 16)	0
Conv2D	(None, 548, 6, 32)	4640
ReLU	(None, 548, 6, 32)	0
MaxPooling2D	(None, 34, 3, 32)	0
Aplatizare	(None, 3264)	0
Dropout	(None, 3264)	0
Densitate	(None, 1)	3265
Rescalare	(None, 1)	0

Tab. 2.1: Arhitectura neurală convoluțională [23].

milion de evenimente, 80% au fost folosite în antrenarea datelor, în timp ce restul de 20% au fost împărțite între testarea și validarea seturilor de date.

Rezultate și concluzii

După ce antrenarea datelor a fost făcută, am calculat predicțiile date de variabila dependentă $\Delta\theta$ a modelului și apoi le-am comparat cu valorile reale obținute din simulările generării de evenimente. Rezultatele sunt ilustrate în figura 2.4. Valoarea absolută a predicției a fost aleasă să fie metrica performanței datorită intervalului natural al variabilei $\Delta\theta$.

Dacă analizăm figura 2.4 stânga, observăm că aproximativ jumătate dintre traiectoriile au valori absolute mai mici de 0.01 rad, ceea ce poate părea îngrijrător. De fapt, cu cât o traiectorie a variabilei $\Delta\theta$ este mai mică, cu atât are o toleranță mai mare a erorilor (asta se datorează rolului variabilei $\Delta\theta$ care este de a determina dacă traiectoria trece selecția trigger-ului, și cu cât traiectoriile $\Delta\theta$ sunt mai joase, cu atât crește probabilitatea să treacă selecția trigger-ului). În partea dreaptă a imaginii 2.4 este reprezentată o distribuție a predicțiilor erorilor absolute măsurată în radiani.

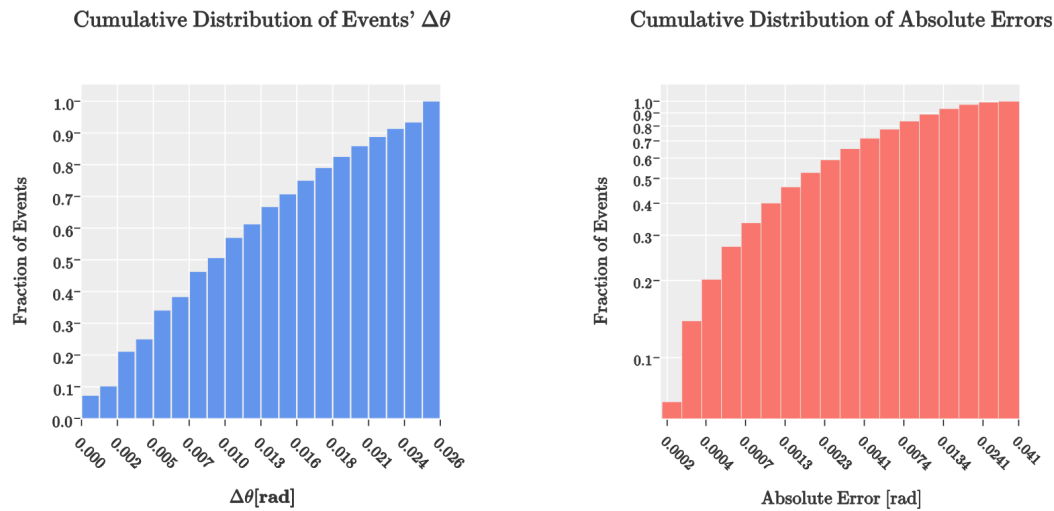


Fig. 2.4: Distribuția valorilor variabilei $\Delta\theta$ a seturilor de date de test alături de distribuția erorilor absolute prezise de model: distribuția cumulativă a valorii absolute de test a variabilei $\Delta\theta$ (stânga) și distribuția cumulativă a erorilor absolute de test pentru variabila $\Delta\theta$ (dreapta) [23].

După ce am comparat rezultatele obținute din setul de date de test cu valorile reale, am concluzionat că peste 90% din exemplele noastre au o predicție a erorilor absolute mai mici de 0.01 rad.

Statutul actual al studiului anticipează că metoda convoluțională poate genera o foarte bună precizie în ceea ce privește variabila $\Delta\theta$, și în același timp nu necesită un număr mare de parametri. Concluzia este că aceste rezultate sunt foarte promițătoare și viitoare studii mai detaliate în această direcție trebuie făcute în viitor.

Performanța electronilor

Performanța electronilor joacă un rol important atunci când vine vorba de cuplările Higgs la bozoni. După cum va fi descris în secțiunea următoare, stările finale care descriu bosonul Higgs cu încărcare dublă sunt modelate și prin aceste studii (în special starea finală a doi leptoni cu aceeași sarcină).

3.0.1 Selectarea evenimentelor folosind metoda Tag & Probe

Selecția evenimentului necesită cel puțin doi electroni candidați care trec un trigger specific. Evenimentele trebuie să aibă cel puțin un vertex primar cu minimum 3 traiectorii și să fie din regiunea centrală a detectorului ($|\eta| < 2,47$, regiunea de tranziție $1,37 < |\eta| < 1,52$). Pe lângă aceasta, se aplică mai multe cerințe privind electronii candidați. De exemplu, electronii tag trebuie să aibă energia transversală $E_T > 25$ GeV, pentru a trece de criteriul de identificare *strâns* și să fie potriviți pentru declanșarea trigger-ului. Electronii probe trebuie să aibă energia transversală $E_T > 10$ GeV. Dacă evenimentul probe are o traiectorie potrivită, atunci nu ar trebui să aibă jeturi ($p_T^{jet} > 20$ GeV) în jurul unghiului solid $\Delta R(sondă, jet) < 0,4$. Dacă particulele probe nu au traiectorii potrivite, atunci este interzis să existe vreun candidat electron în unghiul solid $\Delta R(sondă, e) < 0,15$ pentru a reduce contribuția venită din conversiile fotonilor.

3.1 Identificarea greșită a sarcinii electronilor

Sarcina electronilor este măsurată în ID și reconstruită pe baza curburii traiectoriei sale asociate. Chiar dacă reconstrucția greșită a electronilor este un fenomen rar, ea reprezintă o contribuție semnificativă de fond în analiza cu semnături dileptonice (bosonii Higgs cu încărcare dublă) sau în analizele sensibile la sarcinile leptonilor (Z asimetrie înainte-înapoi). Efectul este studiat și măsurat în date și evenimente MC folosind tehnica Machine Learning (ML) Toolkit for Multivariate Data Analysis (TMVA), cu metoda Boosted Decision Tree (BDT). Instrumentul folosit pentru a face acest studiu este Electron Charge ID Selector (ECIDS) și se bazează pe perioada

completă Run 2, care corespunde luminozității totale de $139 fb^{-1}$ și o energie a centrului de masă de $\sqrt{s} = 13$ TeV.

3.1.1 Electron Truth Information

Identificarea greșită a sarcinii (charge mis-id) este un efect al detectorului, deci nu o consecință a generatoarelor. Când vine vorba de informații despre truth, este obligatoriu să avem informații precise despre acestea, deoarece mostrele MC descriu procese similare cu mis-id. Mai mult, pentru a identifica sarcina mid-id trebuie să cunoaștem a priori sarcina adevărată a particulelor. Sarcina adevărată este sarcina electronului generat (simulare), care poate fi diferită de sarcina electronului reconstruit (date reale).

Mis-id-ul de sarcină se bazează pe *MCTruthClassifier* care atribuie steaguri (*TruthType* și *TruthOrigin*) electronilor simulați (electronul adevărat). Această analiză folosește *electroni izolați(2)* și *electroni de fundal(4)* *TruthTypes*. Electronii izolați provin din surse prompte de dezintegrare ($Z \rightarrow ee$, sau $H \rightarrow 4l$), în timp ce electronii de fundal provin din conversii de fotoni. După ce electronii obțin un steag, *TruthOrigin* îi împarte în două categorii în funcție de originea electronului: bosonul Z (13) sau conversia fotonului (5). *FirstEGMother* reprezintă ultima particulă a unui eveniment care provine din lanțul de dezintegrare a electronului adevărat potrivit cu electronul reconstruit.

MCTruthClassifier este folosit pentru a împărți *FirstEGMother* în *FirstEGMotherOrigin* și *FirstEGMotherType*. O altă cantitate importantă folosită aici este ID-ul PDG (Particle Data Group) al particulei, cunoscut sub numele de *FirstEGMotherPdgID*. Pentru a găsi *FirstEGMother*, ar trebui să trecem înapoi prin lanțul de dezintegrare pentru fiecare particulă de adevăr, până când este găsit primul părinte non-egamma (nici electron, nici foton). O schiță a acestui proces este prezentată în figura 3.1.

Cunoscând acestea, definiția electronilor de interes este dată de:

```
TruthType == 2 || (TruthOrigin == 5 && |FirstEgMotherPdgID| == 11)
```

și poate fi sintetizat astfel: electronii cu *TruthType* == 2 sunt electronii doriți proveniți din dezintegrări *W* sau *Z*; expresia *TruthOrigin* == 5 && |*FirstEgMotherPdgID*| == 11 indică electronii doriți cu *TruthType* == 4, adică electroni care provin din conversia fotonului, unde originea fotonului este bremsstrahlung de *TruthType* == 2 electroni. Un electron cu o sarcină greșită este definit ca *recoCharge* × *firstEGMotherPdgID* > 0 (pdgID-ul electronului este +11, în timp ce pentru pozitron este -11).

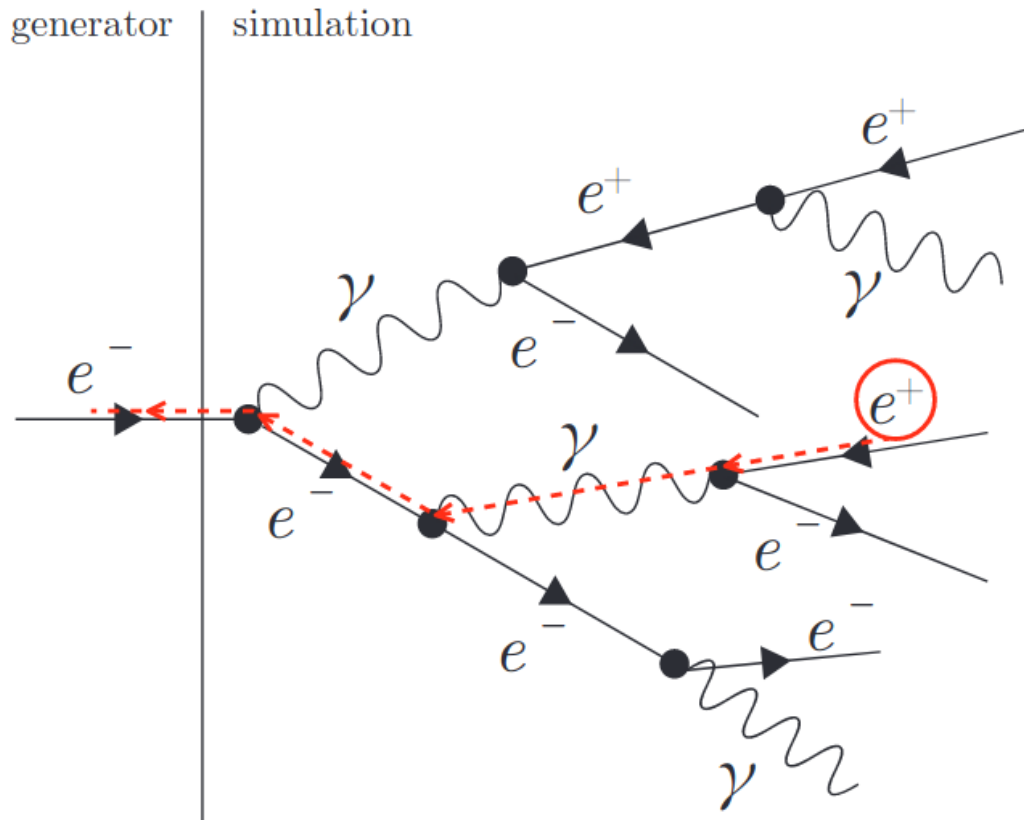


Fig. 3.1: Electronul încercuit este cel reconstruit și se potrivește cu electronul real. Sarcina reală este obținută prin bucla înapoi până când este găsit primul generator. [25]

Electronii cu sarcina reconstruită corect sunt împărțiți în *brem* și *prompt*. Electronii *Brem* sunt cei care provin din conversiile fotonilor bremsstrahlung, în timp ce electronii *prompt* se referă la cei cu sarcina reconstruită corect. În același mod sunt definite două tipuri de identificare greșită: *tip-2* și *tip-4*, care corespund TruthType-ului electronului reconstruit. În cazul electronilor de tip 2 cu sarcina identificată greșit (cunoscuți de acum înainte ca tipul de inversare a sarcinii-2), semnătura adevărului este aceeași ca și în cazul electronilor prompti, dar sarcina este reconstruită incorect. Pe de altă parte, electronii de tip 4 cu sarcina identificată greșit sunt similari cu electronii brem, dar cu o sarcină opusă față de cea adevărată (de exemplu: $e^- \rightarrow e^- \gamma \rightarrow e^- e^- e^+$). Clasificarea de adevăr a electronilor este rezumată în tabelul 3.1.

3.1.2 Selectarea eșantionului

După selectarea perechilor folosind cadrul *T&P*, fundalul și probele de semnal sunt definite între partea probe de același semn (SS) și respectiv semn opus (OS), folosind

Electron type	TruthType	TruthOrigin	firstEgMotherType	firstEgMotherOrigin	charge-flip
prompt	2	13	2	13	no
charge-flip type-2	2	13	2	13	yes
brem	4	5	2	13	no
charge-flip type-4	4	5	2	13	yes
FSR	4	5	15	40	-

Tab. 3.1: Clasificarea electronilor de adevăr pentru studiile mis-id. FSR înseamnă radiație de stare finală.

ChargeFlipKiller (CFK). CFK este un pachet de antrenament al ChargeFlipTagger (CFT), care cuprinde multe coduri pentru a permite efectuarea următoarelor elemente: ntuple-transform de la nivel de eveniment la nivel de electroni, antrenament și evaluare după antrenament. Deoarece discriminarea între semnal și fundal se bazează pe evenimentele OS și SS, contaminarea de încărcare-inversare a probelor de etichetă ar trebui redusă la minimum pe cât posibil. Pentru a face acest lucru, pe lângă selecția etichetei au fost adăugate încă două criterii:

- electronii tag trebuie să fie în intervalul central η ($|\eta| < 0,6$); această cerință este cerută din cauza naturii charge-flip, care se întâmplă mai des în intervalul forward- η ;
- punctul de lucru al studiului anterior se aplică pentru a reduce contaminarea în partea tag.

Cerințele menționate mai sus sunt aplicate doar în ultimul pas (adică rularea antrenamentului), nu și în așa-numitul pas „ntupleTransform”. În cazul în care ambii electroni trec de cerințele tag, se alege perechea cu electronul tag fiind cel de conducere. Pentru a fi compatibile cu cele mai multe dintre aplicațiile de identificare a particulelor (PID) și ECIDS, traiectoriile electronilor trebuie să aibă $|d_0/\sigma_{d0}| < 5$ (unde d_0 este parametrul de impact transversal relativ la linia fasciculului și $|d_0/\sigma_{d0}|$ este semnificația parametrului transversal definit ca raportul dintre d_0 și incertitudinea sa), $z_0 \sin\theta < 0,5$ mm (unde z_0 este parametrul de impact longitudinal și $\sin\theta$ este sinusul unghiului polar al pistei), și o lovitură în IBL. Mai mult, sunt permise ferestre de masă diferite din cauza deplasării în jos a vârfului m_{ee} al perechii SS, după cum urmează: $85 < m_{ee} < 95$ GeV pentru perechea OS și $83 < m_{ee} < 93$ GeV pentru perechea SS. Nu sunt necesare criterii de izolare suplimentare nici pentru semnal, nici pentru evenimentele de fundal.

3.1.3 Proprietățile mis-id de sarcină a electronilor

Particulele reconstruite au semnăturile lor proprii. De exemplu, particulele prompt și charge-flip tip-2 au doar o singură traiectorie, dar pentru brem și charge-flip tip-4 înregistrăm trei traiectorii. Aceasta este o altă dovadă că charge-flip tip-4 provine din dezintegrarea bremsstrahlung, în timp ce charge-flip tip-2 nu este legat la acest efect.

În ceea ce privește distribuțiile η , s-a observat că electronii brem și charge-flip de tip 4 au o distribuție similară cu cea a materialului din detector, în timp ce charge-flip tip-2 are o distribuție specială, cu un vârf specific la $|\eta| > 2,2$.

Mai mult, distribuțiile observate E/p au demonstrat că pentru electronii prompt energia cluster corespunde energiei traiectoriei, în timp ce pentru brem și charge-flip tip-4 distribuția este mai extinsă. Pe de altă parte, este mai probabil ca distribuția electronilor de tip 2 charge-flip să fie la $E/p = 0$.

Ultima distribuție analizată este cea de semnificație d_0 . S-a văzut că charge-flip tip-2 și charge-flip tip-4 arată similar și, de asemenea, distribuția d_0 pentru brem este similară cu electronii prompti.

3.1.4 Suprimarea mis-id-ului folosind ECIDS

În această secțiune este prezentat rezultatul studiului. S-a făcut pentru Run 2, pe perioade (seturi de date și simulări 2015-2016, 2017 și 2018). Rezultatele prezentate aici sunt pentru seturi de date și MC 2017, iar rezultatele pentru celelalte două perioade sunt prezentate în ??.

După ce selecția este făcută de T&P, ar trebui să se continue cu transformarea ntu-plului de la nivelul evenimentului la nivelul electronilor. Pentru a utiliza statisticile complete ale ratelor de încărcare în eșantionul de date, a fost utilizată metoda de validare încrucișată pentru instruirea ECIDS. ECIDS a fost dezvoltat pentru a respinge electronii cu sarcini reconstruite greșit. A fost implementat ca un discriminator BDT și funcționează prin luarea de electroni cu sarcini reconstruite corect ca evenimente semnal și electroni cu sarcina schimbată ca evenimente de fundal.

Pentru aceasta a fost ales parametrul de pliere $N = 2$ și evenimentele au fost împărțite în funcție de numărul lor de eveniment, după cum urmează: evenimentele cu număr de eveniment par ($event_number \% 2 == 0$) sunt clasificate în sample-0, în timp ce evenimentele cu număr de eveniment impar ($event_number \% 2 == 1$) sunt clasificate în sample-1. Folosind aceste două eșantioane, s-au făcut două

antrenamente individuale în paralel, iar rezultatul evaluării benchmark-ului este dat de combinarea evaluărilor din ambele eşantioane (proba-c). Ca ieşire, electronii de semnal (goodID) şi electronii de fundal (misID) sunt stocaţi în acei arbori. Variabilele de intrare necesare antrenamentului BDT sunt stocate în acest ntuplu de ieşire. O ilustraţie care rezumă acest pas este prezentată în figura 3.2. Rezultatele acestui pas pentru MC 2017 sunt prezentate în tabelul 3.2.

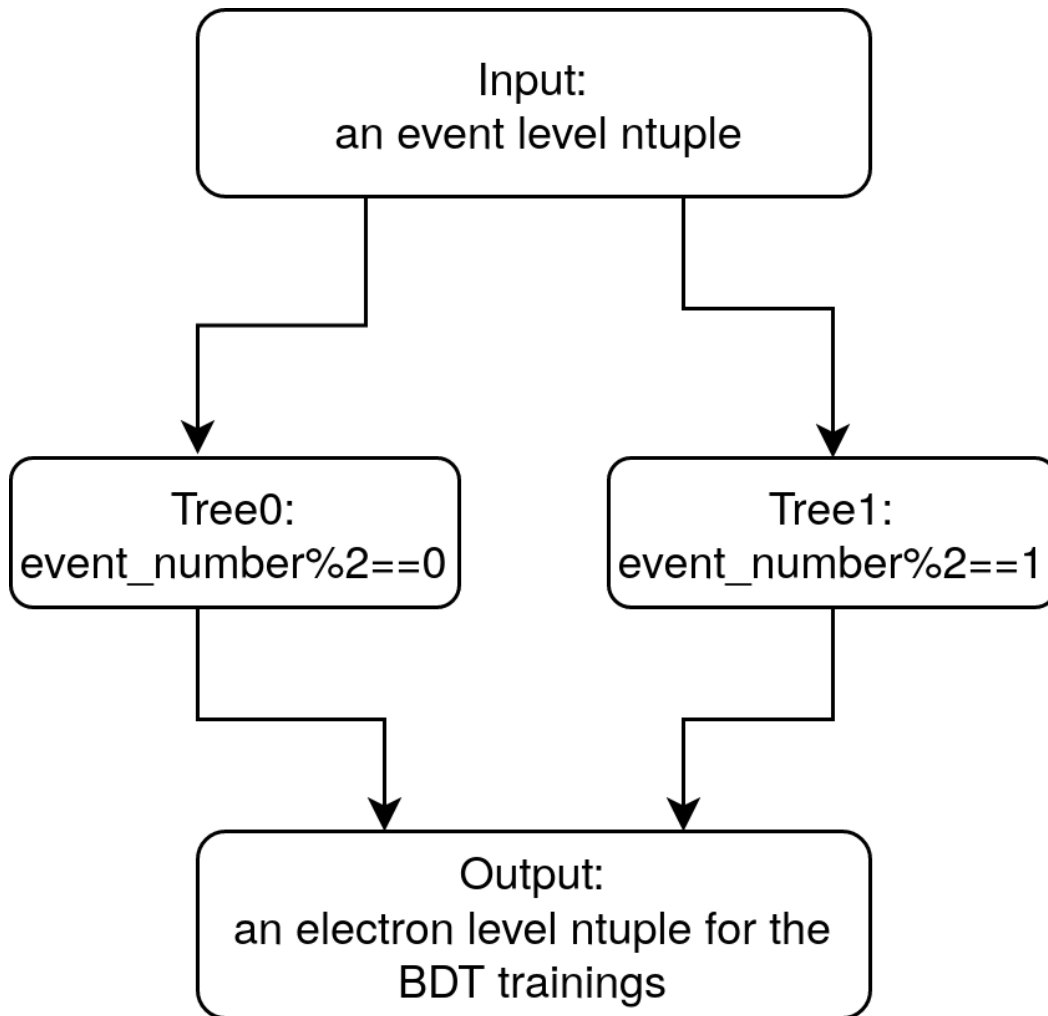


Fig. 3.2: O ilustraţie schematică a procesului de obţinere a rezultatelor pentru instruirea BDT

Pentru a fi etichetat ca „misID”, electronul tag trebuie să fie în intervalul eta așa cum este definit mai sus, iar evenimentele ar trebui să provină din simularea MC. Mai mult, în partea de sus a selecţiei `TruthType == 2 || (TruthOrigin == 5 && |FirstEgMotherPdgID| == 11)` folosit de instrumentul *MCTruthClassifier* impunem ca produsul dintre sarcină şi `FirstEgMotherPdgID` al electronului candidat să fie > 0 , astfel încât la sfârşitul acestei selecţiei să avem numărul de electroni misID

Output of the ntuple-transformation for MC 2017	
Events with tag_misID_fromSSpair	37.693
Events with tag_misID_fromOSpair	4.477
Events with tag_goodID_fromSSpair	439.607
Events with tag_goodID_fromOSpair	6.045.109
Events with probe_misID_fromSSpair	153.032
Events with probe_misID_fromOSpair	1.518
Events with probe_goodID_fromSSpair	37.558
Events with probe_goodID_fromOSpair	5.762.772

Tab. 3.2: Ieșirea transformării ntuplului pentru MC 2017 dintr-un număr total de intrări de arbore de 248.412.379

1. Pentru a eticheta un electron drept electron SS, particula ar trebui să treacă peste toate criteriile menționate mai sus condiția „isSameSign” (prin „isSameSign” ar trebui să înțelegem că sarcina ambilor electroni este aceeași). Dacă nu, electronul este etichetat ca fiind unul OS. Aceiași pași se efectuează pentru electronul 2. De exemplu, *Eventswithtag_misID_fromSSpair* este numărul de electroni 1 (tag) (*event_number%2 == 0*) mis -identificat ca un electron care provine din perechile SS, iar *Eventswithprobe_goodID_fromOSpair* este numărul de electroni identificați corect 2 (probe) (*event_number%2 == 1*) provenind din perechi de sisteme de operare.

Din tabelul 3.2 putem rezuma contribuția identificării greșite a sarcinei de la MC după cum urmează: sarcina electronului probe este 8% greșit identificată în evenimentele SS, mai puțin de 0,1% este misID în evenimentele OS, 80% din sarcinile probe’s sunt misID din evenimentele SS, iar mai puțin de 0,1% sunt misID în evenimentele OS.

După cum se poate vedea, de asemenea, fracția de probe care sunt identificate greșit din evenimentele SS și fracția de tag’s care sunt identificate greșit în evenimentele SS nu este de 100%. Se pare că evenimentele tag bine identificate care provin de la perechea SS sunt ~ 3 mai multe decât evenimentele de probe identificate greșit provenind din perechea SS. Sursa nepotrivirii ar putea fi aceea că, atunci când se numără datele pentru tabel, macro-ul *ntupleTransformer* aplică potrivirea adevărului electronului luat în considerare, dar nu și celui alt electron al perechii. Nicio reducere strânsă de m_{ee} nu a fost aplicată încă. Prin urmare, numerele pentru tag includ cu siguranță perechi în care celălalt electron este fals, în timp ce nu este cazul invers (numerele probe) din cauza selecției stricte a etichetei aplicate de cadrul *T&P*. Într-adevăr, numărul de perechi SS considerate din tabel este de peste două ori mai mare pentru tag ($37693 + 439607 = 447300$) decât pentru probe ($37558 + 153032 = 190590$).

Ca intrare pentru BDT, pentru acest antrenament au fost utilizate următoarele șase variabile și au fost optimizate în mostre de date. În versiunea ECIDS a instruirii anterioare au fost selectate 8 variabile din 23, cu două în plus în comparație cu versiunea actuală. Selectarea acestor variabile s-a bazat pe puterea lor de respingere a semnalului/fondului, a corelațiilor modeste dintre ele și a performanței BDT-ului. Lista finală a variabilelor de intrare este următoarea:

- SCT-weighted average charge care este definită folosind traiectoriile candidate și sarcinile acestora:

$$q^e \cdot \sum_{trk} (q^{trk} \cdot N_{SCT}^{trk}) / \sum_{trk} N_{SCT}^{trk}$$

- $\Delta\Phi_{Rescaled}$: reprezintă unghiul dintre depozitul de energie din al doilea strat al calorimetrului electromagnetic (EM) și traseul extrapolat din punctul de perigeu, cu impulsul traiectoriei redimensionat la energia depozitului înainte de extrapolare;
- $q \cdot d_0$: sarcina electronului înmulțită cu parametrul său de impact transversal;
- E/p : energia depusă în calorimetru împărțită la impulsul traiectoriei;
- p_T a electronului;
- $|\eta|$ a electronului.

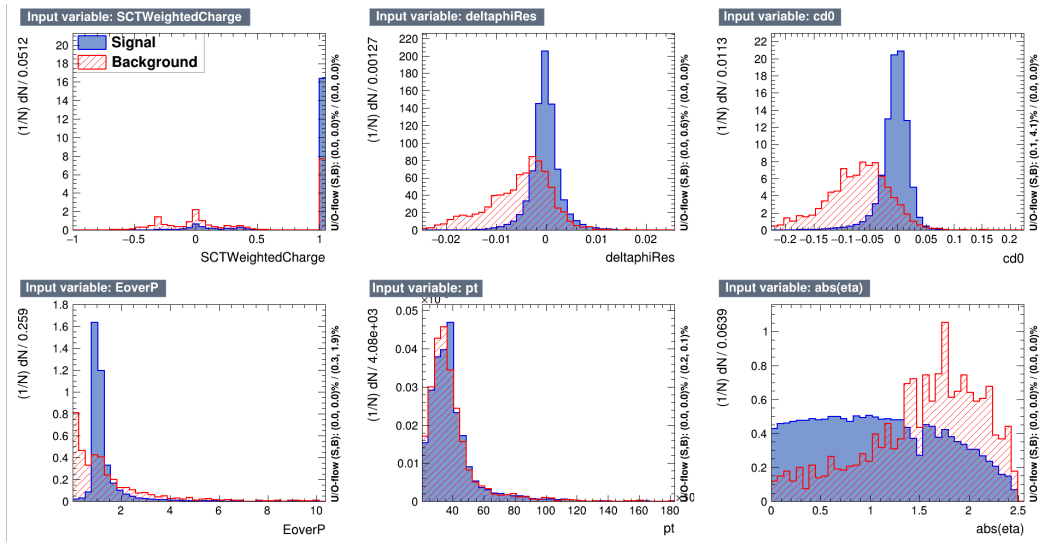


Fig. 3.3: Distribuțiile variabilelor de intrare utilizate în instruirea BDT pentru Data 2017. Variabilele sunt sarcina SCT-weighted average (stânga sus), $\Delta\Phi_{Rescaled}$ (sus mijloc), d_0 (dreapta sus), E/p (stânga jos), p_T (mijlocul jos) și η (dreapta jos)

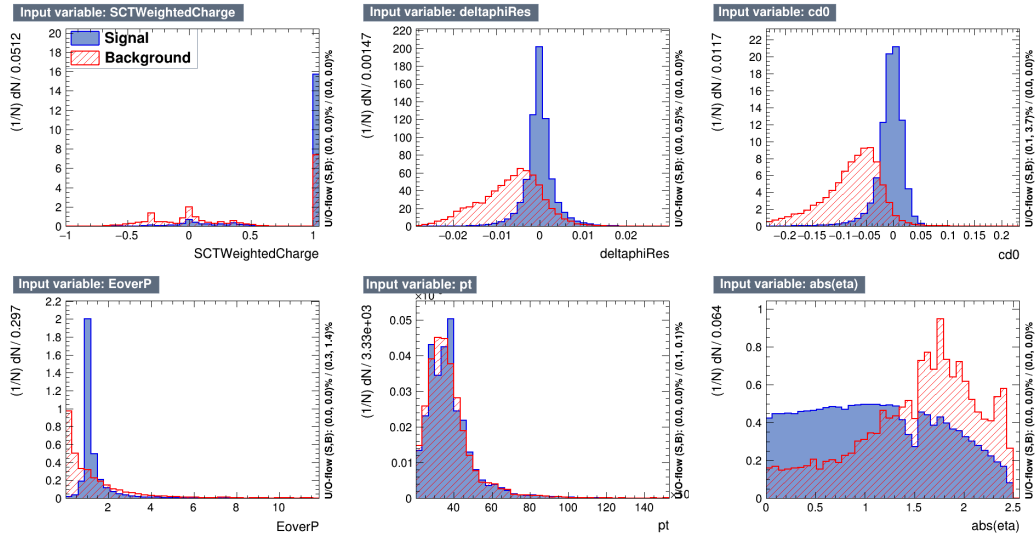


Fig. 3.4: Distribuțiile variabilelor de intrare utilizate în instruirea BDT pentru MC 2017. Variabilele sunt sarcina SCT-weighted average (stânga sus), $\Delta\Phi_{Rescaled}$ (sus mijloc), d_0 (dreapta sus), E/p (stânga jos), p_T (mijlocul jos) și η (dreapta jos)

Forma variabilelor de intrare selectate este prezentată în Figura 3.3 pentru Date și Figura 3.4 pentru MC. După cum se poate observa, particulele cu sarcină inversă tind să fie în regiunea înainte; acest lucru se datorează naturii acestor particule, care se întâmplă mai des în intervalul înainte- η , unde materialele trecute de electroni sunt mai mari decât regiunea centrală- η . Clasificatorul de structură include semnalul și fundalul și, folosind o secvență de decizii, separă evenimentele până când se ajunge la un semnal sau fundal pur. După cum se poate observa, distribuția p_T nu oferă nicio separare între semnal și fundal. Acest lucru se datorează faptului că, a priori, pentru a evita părtinirea distribuției p_T a electronilor selectați, evenimentele semnalului sunt reponderate pentru a se potrivi cu distribuția p_T de fundal. Chiar dacă la început BDT nu reduce distribuția p_T , mai târziu folosește această variabilă pentru a găsi corelații cu alte variabile de intrare. Dimpotrivă, η nu este ponderat deoarece apariția particulelor cu sarcină inversă depinde de aceasta, adică de distribuția materialului detectorului.

În Figura 3.5 (pentru date) și Figura 3.6 (pentru MC) se poate observa corelația dintre variabilele de intrare (de exemplu, în prompt între η și p_T , sau EoverP și d_0). După analizarea și investigarea variabilelor de intrare s-a ajuns la concluzia că cele mai discriminante dintre ele sunt cele alese pentru acest studiu, iar mai departe s-au optimizat configurația BDT. Au fost luați în considerare puțini parametri de configurare: numărul arborilor de decizie, numărul maxim de adâncime a arborelui și numărul minim de evenimente din ultimul nod din arbori. Acestea sunt prezentate în Tabelul ??.

Hyper-parameter	Range of values	Chosen value
Number of trees	100, 200, 300, 400, 500, 600	500
Maximum tree depth	3, 4, 5, 6, 7	5
Maximum node size (%)	0.5, 1.0, 1.5, 2.0	0.5

Tab. 3.3: Valori luate în considerare în optimizarea BDT

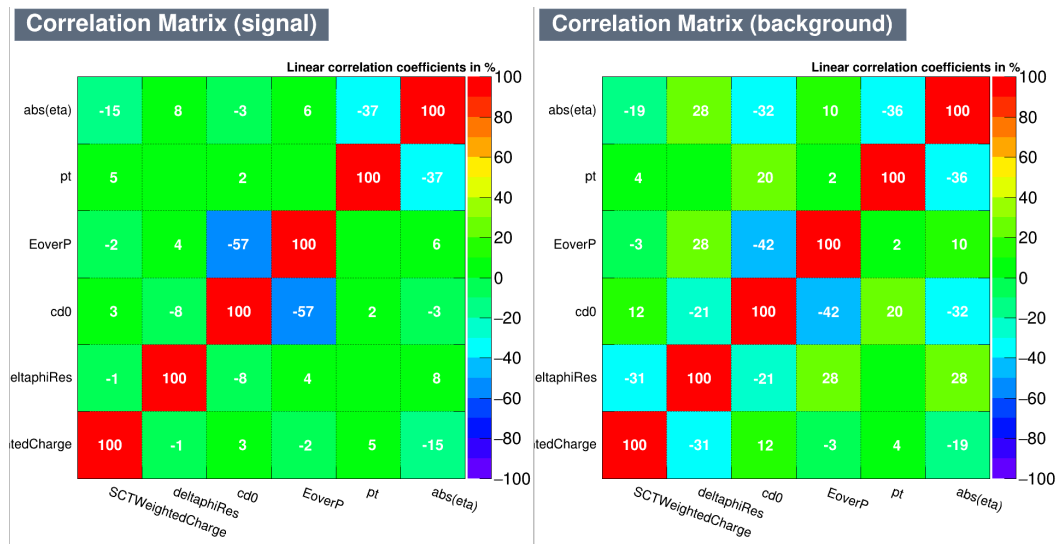


Fig. 3.5: Corelația dintre variabilele pentru electronii prompt (stânga) și charge-flip (dreapta) pentru Data 2017

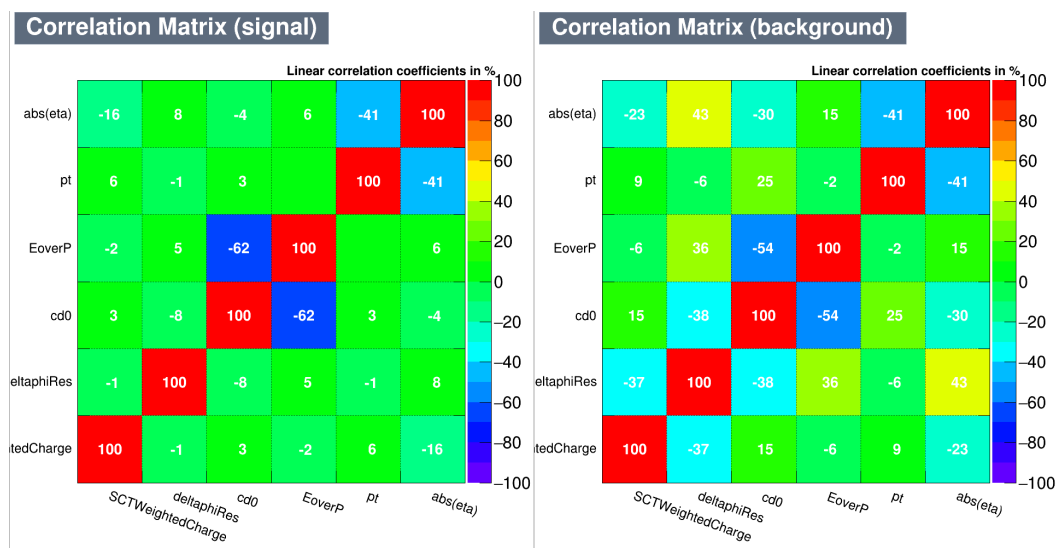


Fig. 3.6: Corelația dintre variabilele pentru electronii prompt (stânga) și charge-flip (dreapta) pentru MC 2017

Pentru a rula procesul de antrenament, în cadrul CFK a fost folosită următoarea comandă: `python run_xTrainings.py p2b mlBDT_bG_t500_d5_c200_m0p5 1 0x17000`, unde argumentele sunt după cum urmează:

- argumentul ponderat $p2b$: p_T în fundal;
- argumentul `mva mlBDT`: folosit pentru a decide metoda MVA utilizată pentru antrenament;
- argumentul opțiunii `bdt bG_t500_d5_c200_m0p5`: aceasta este folosită pentru a specifica hiper-parametrii BDT pentru antrenament, unde bG (tipul de creștere) este tipul schemei de creștere, t (arborele) este numărul de copaci din pădurea BDT, d (depth) reprezintă numărul de adâncime dintr-un singur arbore, c (tăiat) este numărul de tăieturi utilizate pentru a optimiza o tăietură la fiecare nod și, în final, m (MNS) este dimensiunea minimă a nodului (când diviziunea atinge o anumită fracțiune din întregul eșantion, arborele se oprește să crească la nod și etichetează sig sau bkg);
- argumentul PID: acest argument ar trebui să fie dat de numere întregi de la 0 la 3, unde 0 reprezintă niciun PID aplicat (toți electronii reconstruiți), 1 este pentru PID slab aplicat, 2 este pentru PID mediu aplicat și, în final, 3 reprezintă PID aplicat;
- HexNumber: aceasta este folosită pentru a comuta variabilele; în acest studiu fiecare cifră funcționează ca un comutator al variabilei corespunzătoare și a fost folosit `0x17000` HexNumber, care în binar reprezintă `101110000000000000`, care utilizează cele 6 variabile menționate mai sus.

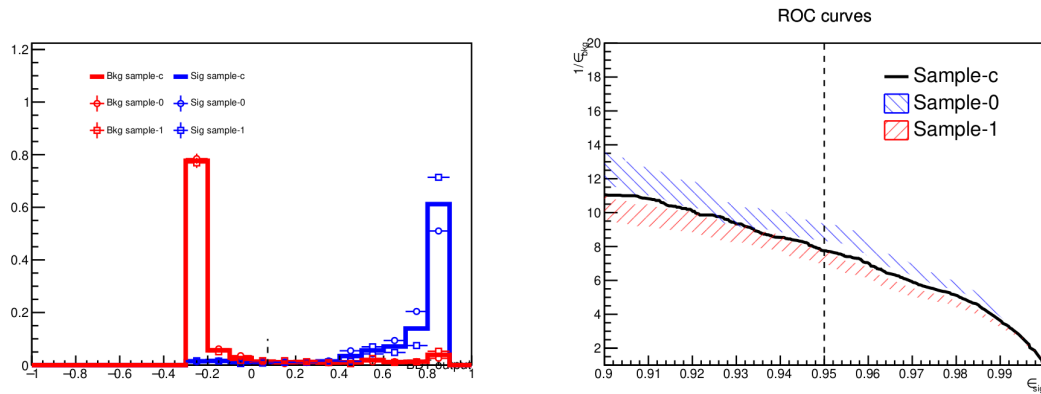


Fig. 3.7: Distribuțiile de ieșire BDT pentru semnal (albastru) și fundal (roșu) pentru setul de date Data 2017. Linia verticală întreruptă corespunde punctului de lucru al eficienței semnalului de 95%. Liniile întrerupte albastre corespund evenimentelor eșantion-0 ($event_number\%2 == 0$), în timp ce liniile roșii corespund evenimentelor eșantion-1 ($event_number\%2 == 1$); linia neagră corespunde tuturor evenimentelor, după rularea TMVA.

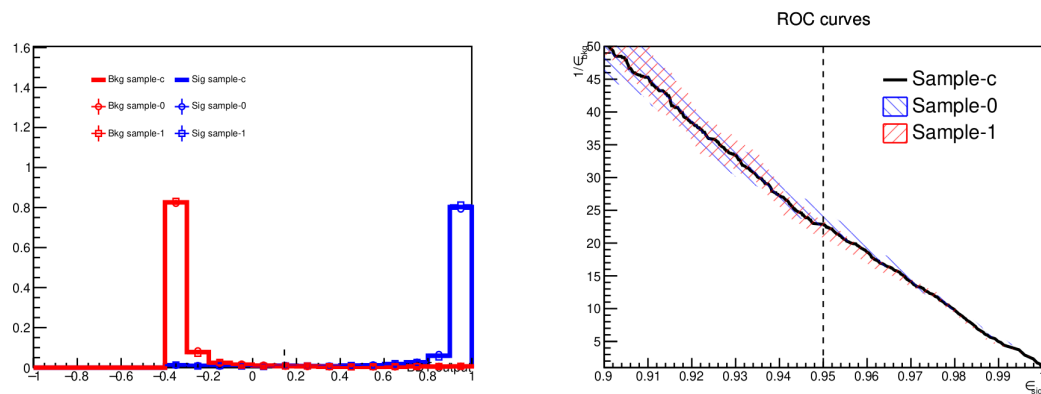


Fig. 3.8: Distribuțiile de ieșire BDT pentru semnal (albastru) și fundal (roșu) pentru setul de date MC 2017. Linia verticală întreruptă corespunde punctului de lucru al eficienței semnalului de 95%. Liniile întrerupte albastre corespund evenimentelor eșantion-0 ($event_number\%2 == 0$), în timp ce liniile roșii corespund evenimentelor eșantion-1 ($event_number\%2 == 1$); linia neagră corespunde tuturor evenimentelor, după rularea TMVA.

Ieșirea BDT pentru Data 2017 este prezentată în figura 3.7 (stânga), iar pentru MC 2017 în figura 3.8 (stânga). Se observă o bună discriminare între electronii prompti și cei cu încărcare inversă. $Bkgsample - 0$ (forma rotunjită-vid) și $Bkgsample - 1$ (forma dreptunghiulară-vid) sunt legate de parametrul de pliere, N , corespunzător evenimentelor cu număr de eveniment par ($event_number\%2 == 0$) și, respectiv, evenimente cu număr de eveniment impar ($event_number\%2 == 1$). Același argument se aplică și în cazul probelor de semnal. Rezultatele sunt obținute pentru cerințele Loose PID. Mai departe, în Figura 3.7 (dreapta) pentru Date și în Figura

3.8 (dreapta) pentru MC se poate observa eficiența semnalului față de respingerea de fundal pentru punctul de lucru de identificare a electronilor liberi.

După cum se poate nota, se observă diferențe între curba ROC a eșantioanelor de date și cea MC. Au fost efectuate mai multe verificări de sănătate pentru a fi siguri că seturile de date se comportă bine după selecția T&P: mai întâi, fluxul de tăiere a fost monitorizat și rezultatele au urmat comportamentul așteptat (numărul de evenimente a scăzut odată cu creșterea numărului de tăieturi). Nu s-a putut observa nicio abatere semnificativă de la ceea ce era de așteptat.

Mai departe, pentru că nu a putut fi văzută nicio cauză evidentă a acestui comportament, a fost făcut un alt studiu: mai întâi, a fost făcută o selecție pe perechea CFT pentru a fi siguri că ne uităm la perechile de încărcare-inversare; în al doilea rând, au fost adăugate câteva tăieturi suplimentare pentru a reduce puțin fundalul (tăieri pe variabilele E_{overP} , $d0Sig$, $z0s$ în theta și $nBLHits$); în al treilea rând, cu selecția și tăieturile aplicate, ne-am uitat în fereastra $80 \text{ GeV} < m_{ee} < 95 \text{ GeV}$. Rezultatele sunt sintetizate în secțiunea de apendice ??.

Ultimul studiu realizat pe această problemă s-a concentrat pe antrenamentul pe MC cu o selecție asemănătoare datelor (adică să nu se bazeze pe potrivirea adevărului pentru a identifica electronii cu sarcini corecte și greșite, ci să folosească tăieturile de pe tag) și după performanța a fost comparată cu ceea ce s-a văzut înainte de această abordare.

În ciuda tuturor acestor studii, nu este clar de ce curbele din figura 3.7 și din figura 3.8 arată atât de diferit. În primul rând, era de așteptat ca ieșirea BDT atât pentru Date, cât și pentru MC să arate similar (diferențe notabile pot fi observate în curba ROC). Mai mult decât atât, în comparație cu studiul anterior realizat în Data, respingerea de fundal asupra eficienței semnalului în acest studiu este mai puțin eficientă.

Studiul bosonului Higgs dublu încărcat care se descompune în $W^\pm W^\pm$ cu stare finală de 4 leptoni

Această secțiune descrie partea de analiză fizică. Studiul s-a concentrat asupra căutării bosonului Higgs dublu încărcat care se descompune într-o pereche de bosoni W . Există trei stări finale posibile: starea finală cu doi leptoni cu același semn, stările finale cu trei și patru leptoni. Am lucrat la starea finală a patru leptoni și lucrarea prezentată în paginile următoare se concentrează pe aceasta. Analiza a fost efectuată utilizând datele complete ale perioadei Run 2, cu o luminositate integrată totală de 139 fb^{-1} și 13 TeV de energie a centrului de masă. $H^{\pm\pm}$ poate fi produs fie în perechi, fie în asociere cu un singur boson încărcat. Luând în considerare rezultatele anterioare, a fost explorată gama de masă de la 200 la 600 GeV. Rezultatele analizei complete au fost rezumate mai întâi într-o notă internă [2] și apoi au fost publicate într-un articol [3].

4.0.1 Producția de H^\pm and $H^{\pm\pm}$

Pentru a explora căutarea Higgsului simplu și dublu încărcat, trebuie să înțelegem mecanismele de producere a acestora. Principalele mecanisme de producție pentru $H^{\pm\pm}$ sunt:

- **Producția în perechi:** $pp \rightarrow Z^*/\gamma^*, Z^* \rightarrow H^{\pm\pm}H^\mp$, figura 4.1, stânga. Secțiunea transversală este dată de cuplajele gauge și conduce la o limită de masă minimă de $m_{H^\pm} > 100 \text{ GeV}$.
- **Producția asociată:** $pp \rightarrow W^{*+} \rightarrow H^{\pm\pm}H^\mp$, figura 4.1, dreapta. Secțiunea transversală a acestei dezintegrări se bazează pe masele $H^{\pm\pm}$ și H^\pm . Când $H^{\pm\pm}$ este mult mai ușor decât H^\pm (diferență de 200-300 GeV), acest mod de dezintegrare este suprimat, așa că putem concluziona că în acest scenariu

secțiunea transversală devine comparabilă cu cea a modului de producție în pereche.

- **Producție unică:** $pp \rightarrow W^{\pm*}W^{\pm*} \rightarrow H^{\pm\pm}qq$. Secțiunea transversală în acest caz depinde de valoarea așteptată de vid a tripletului, v_t , deci este neglijabilă.

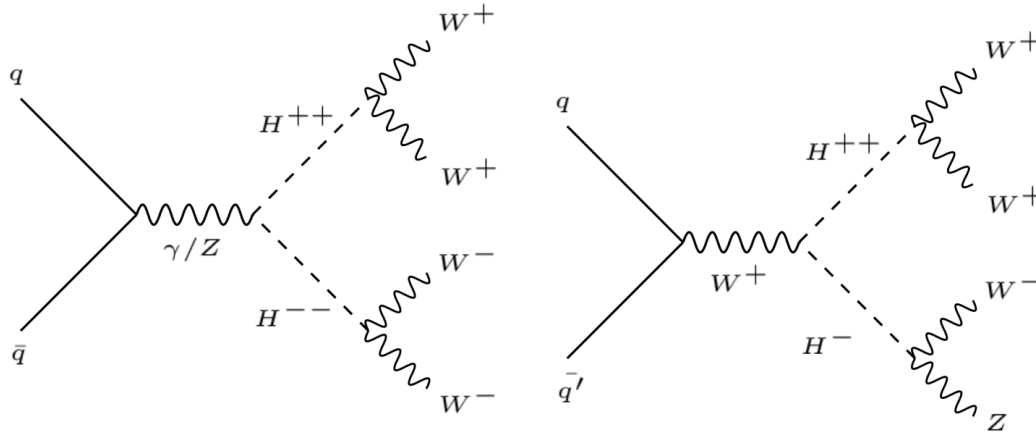


Fig. 4.1: Diagramele Feynman pentru cele mai dominante moduri de producție ale bosonilor Higgs cu încărcare dublă, $H^{\pm\pm}$: producția în pereche (stânga) și producția asociată (right) [2].

În această teză sunt investigate două scenarii:

1. $m_{H^{\pm\pm}} > 100$ GeV: în acest scenariu este luat în considerare doar mecanismul de producție în pereche, producția asociată este suprimată. Singurii bosoni din gama de masă observabilă sunt Higgs dublu încărcat, $H^{\pm\pm}$ și SM Higgs, h^0 .
2. $m_{H^{\pm}} \approx m_{H^{\pm\pm}}$: în acest scenariu este luată în considerare numai producția asociată și doar dezintegrarea bosonică a Higgs simplu încărcat cu valoarea de 60% a raportului de ramificare sunt luate în considerare: $H^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z$.

4.0.2 Modul de dezintegrare al $H^{\pm\pm}$

Modurile de dezintegrare sunt un factor important, deoarece acest lucru ne ajută să identificăm semnăturile bosonului Higgs dublu încărcat din detector. Putem distinge două canale de dezintegrare: canalul de dezintegrare leptonic ($H^{\pm\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\pm}$) și canalul de dezintegrare bosonic ($H^{\pm\pm} \rightarrow W^{\pm}W^{\pm}$). Ambele rații de dezintegrare depind de valoarea v_t . După cum se poate observa în figura 4.2, pentru valori mari de v_t dezintegrarea bosonică devine dominantă, în timp ce pentru valori mici de v_t dezintegrarea leptonică este favorizată.

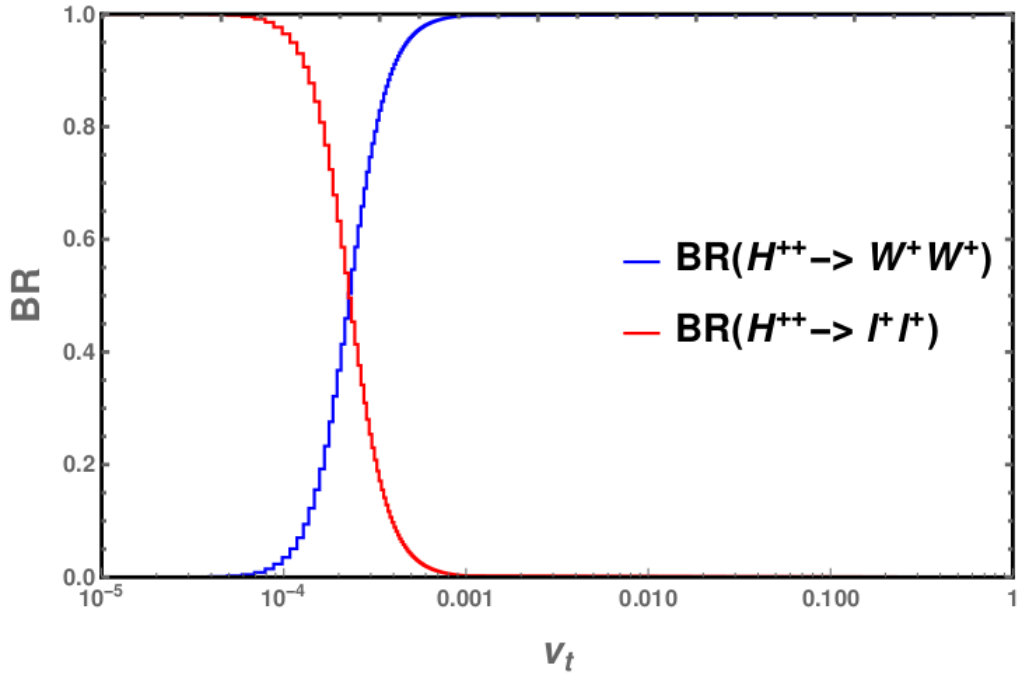


Fig. 4.2: Dependența raportului de dezintegrare (BR) al lui $H^{\pm\pm}$ în funcție de valoarea așteptată de vid a tripletului, v_t [26].

4.0.3 Constrângeri experimentale și stări finale ale dezintegrării bosonice

Pentru modul de producție în perechi încărcat dublu, bosonul SM Higgs, h_0 , trebuie să aibă o masă de 125 GeV, în timp ce amestecul dintre scalarii CP-pari este de 10^{-4} . Celelalte cinci cuplări sunt acomodată pentru a obține o anumită valoare pentru $H^{\pm\pm}$. Pentru scenariul de producție asociată sunt utilizate setări similare. Punctele de referință $m_{H^{\pm\pm}}$ sunt luate între 200 GeV și 700 GeV cu pași de 100 GeV.

Rapoartele de dezintegrare (BR) ale tuturor stărilor finale posibile sunt rezumate în tabelele 4.1 și 4.2. După cum se poate observa, cele mai mari valori ale BR-urilor sunt pentru canalele cu 0 și 1 leptoni, dar sunt dominate și de fondul QCD (jeturi). Pentru a suprima jeturile, se impun cerințe stricte asupra variabilelor cinematice. Pe de altă parte, stările finale cu mai mulți leptoni sunt mai curate, atât de cruciale pentru analiză, în ciuda BR-urilor lor scăzute.

$H^{\pm\pm} H^{\mp\mp} \rightarrow 4W$	BR (in %)
$\rightarrow 0l + 8 \text{ jets}$	20.1
$\rightarrow 1l + E_T^{miss} + 6 \text{ jets}$	39.7
$\rightarrow 2l + E_T^{miss} + 4 \text{ jets}$	29.3 (same-sign: 14.7)
$\rightarrow 3l + E_T^{miss} + 2 \text{ jets}$	9.6
$\rightarrow 4l + E_T^{miss} + 0 \text{ jets}$	1.2

Tab. 4.1: Canalele de dezintegrare ale producției de perechi de $H^{\pm\pm}$ și BR-urile acestora.

$H^{\pm\pm} H^{\mp} \rightarrow WWWZ$	BR (in %)
$\rightarrow 0l + 8 \text{ jets}$	22.0
$\rightarrow 0l + E_T^{miss} + 6 \text{ jets}$	6.3
$\rightarrow 1l + E_T^{miss} + 6 \text{ jets}$	31.1
$\rightarrow 1l + E_T^{miss} + 4 \text{ jets}$	8.9
$\rightarrow 2l + 6 \text{ jets}$	3.1 (same-sign: 0)
$\rightarrow 2l + E_T^{miss} + 4 \text{ jets}$	14.6 (same-sign: 4.7)
$\rightarrow 2l + E_T^{miss} + 2 \text{ jets}$	4.2 (same-sign: 1.4)
$\rightarrow 3l + E_T^{miss} + 4 \text{ jets}$	4.4
$\rightarrow 3l + E_T^{miss} + 2 \text{ jets}$	2.3
$\rightarrow 3l + E_T^{miss}$	0.7
$\rightarrow 4l + E_T^{miss} + \text{jets}$	2.1
$\rightarrow 5l + E_T^{miss} + 0 \text{ jets}$	0.3

Tab. 4.2: Canalele de dezintegrare ale producției perechi de $H^{\pm\pm}$ și BR-urile acestora.

Semnăturile experimentale luate în considerare în această analiză se concentrează pe stările finale multi-leptoni, unde leptonii pot fi doar electroni sau muoni. Semnăturile luate în considerare pentru modul de producție perechi sunt:

$$\begin{aligned}
H^{\pm\pm}H^{\mp\mp} &\rightarrow 4W \rightarrow l^{\pm}l^{\pm} + E_T^{miss} + 4jets \\
&\rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\mp} + E_T^{miss} + 2jets \\
&\rightarrow l^{\pm}l^{\pm}l^{\mp}l^{\mp} + E_T^{miss}
\end{aligned} \tag{4.1}$$

și pentru producția asociată sunt similare în modul de producție pereche:

$$\begin{aligned}
H^{\pm\pm}H^{\mp} &\rightarrow WWWZ \rightarrow l^{\pm}l^{\pm} + E_T^{miss} + 4jets \\
&\rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\mp} + E_T^{miss} + 2jets \\
&\rightarrow l^{\pm}l^{\pm}l^{\mp}l^{\mp} + E_T^{miss}
\end{aligned} \tag{4.2}$$

unde 2_l^{SS} reprezintă starea finală a doi leptoni cu aceeași sarcină electrică/același semn. Partea analizei prezentată în această teză se concentrează pe starea finală a 4 leptoni doar pentru modurile de dezintegrare a producției de perechi și a producției asociate.

4.1 Date și mostre MC

4.1.1 Seturi de date

Analiza prezentată a fost efectuată folosind datele de $139fb^{-1}$ colectate de detectorul ATLAS din 2015 până în 2018. Datele sunt rezultatul coliziunilor proton-proton la o energie a centrului de masă de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Spațiul dintre coliziuni a fost de 25 ns, iar datele îndeplinesc cerințele menționate în Lista Good Run care poate fi găsită [Aici](#).

4.1.2 Mostre de semnal MC

Generatorul atât pentru producția de perechi $H^{\pm\pm}H^{\mp\mp}$ cât și pentru producția asociată $H^{\pm\pm}H^{\mp}$ a fost MG5_AMC (Matrix Element Leading Order, sau ME LO),

cu funcția de distribuție a partonilor NNLOPDF30 (PDF). Evenimentele generate sunt apoi introduse folosind PYTHIA8 și trecute prin simularea și reconstrucția detectorului oficial ATLAS (algoritmul AtlFast II sau AFII). După aceasta, digitizarea s-a făcut folosind o spațiere de 25 ns, iar configurația pe baza perioadei de date colectate: MC16a pentru datele colectate între 2015 și 2016, MC16d pentru datele colectate în 2017 și MC16e pentru seturile de date 2018.

Pentru probele de semnal au fost utilizate cinci puncte pentru simulare: $m_{H^{\pm\pm}} = 200, 300, 400, 500$ și 600 GeV. Pentru producția asociată, valoarea lui m_{H^\pm} a fost aleasă în jurul $m_{H^{\pm\pm}} \pm 5$ GeV pentru a-și maximiza secțiunea transversală. Doi leptoni ușori (un electron și un muon fără tau vito impus) au fost selectați printr-un filtru. La nivel de adevăr atât pentru producția de perechi, cât și pentru producția asociată, sunt impuse cerințele $p_T > 10$ GeV și $|\eta| < 10$. În tabelul 4.3 și tabelul 4.4 sunt prezentate secțiunile transversale și eficiența pentru producția de perechi și respectiv asociată. Factorul k a fost luat din [27].

H^{++} mass (GeV)	200	300	400	500	600
cross section (fb)	81.04	16.48	4.883	1.766	0.726
filter efficiency	0.1089	0.1161	0.1198	0.1249	0.1237

Tab. 4.3: Secțiunile transversale și eficiența filtrului pentru probele de semnal de producție de perechi. Factorul $k = 1,25$ a fost aplicat pentru corecția NLO.

H^{++} mass (GeV)	200	300	400	500	600
H^+ mass (GeV)	196	295	395	496	602
cross section (fb)	81.04	16.48	4.883	1.766	0.726
filter efficiency	0.1089	0.1161	0.1198	0.1249	0.1237

Tab. 4.4: Secțiunile transversale și eficiența filtrului pentru mostrele de semnal de producție asociate. Factorul $k = 1,25$ a fost aplicat pentru corecția NLO.

4.1.3 Mostre de fundal MC

Folosind generatorul PYTHIA 8, acumularea (interacțiunile cu prejudiciu minim pp) este simulată și apoi adăugată la evenimentele simulate. Contribuția principală vine de la WZ, ZZ și $t\bar{t}V$ cu doi sau mai mulți leptoni adevărați. O contribuție mai mică la fundal este dată de procese ca $t\bar{t}, VH$ sau $t\bar{t}WW$. Procesele $Z + jets$ și $t\bar{t}$ oferă o contribuție de fundal a leptonilor identificați greșit, prin urmare se folosește o simulare pentru a distinge între falsuri și evenimente reale.

4.1.4 Electroni și muoni

În această analiză sunt folosite patru definiții de lepton: "baseline", "candidate", "candidate*" și "signal" leptoni. Cerințele de calitate sunt diferite pentru fiecare tip. Selectarea tuturor se bazează pe criteriile comune: p_T ar trebui să fie > 10 GeV pentru toți leptonii, z_0 trebuie să satisfacă $|z_0 \sin\theta| < 0,5$ mm. Valoarea parametrului de impact transversal este diferită de la un lepton la altul: $|d_0/\sigma(d_0)|$ este < 5 pentru electroni, < 3 pentru muoni și pentru $baseline < 10$. Mai mult, electronii au să fie în regiunea $\eta < 2,47$, dar nu în regiunea crack-ului $1,37 < \eta < 1,52$, în timp ce muonii ar trebui să satisfacă $\eta < 2,5$.

Selecția *baseline* se referă doar la reconstrucția lui E_T^{miss} , cu cerințe minime.

Pentru a studia contribuția de la leptonii non-prompt se folosește selecția *candidate*. Aici se aplică cerințele de identificare LOOSE (MEDIUM) pentru electroni (muoni), și niciun criteriu de izolare.

Diferența dintre selecția *candidate* și *candidate** se bazează pe criteriile de izolare: niciunul pentru primul, Loose pentru al doilea. Această selecție este specifică canalului $4l$ pentru a ne asigura că lucrăm doar cu candidați puri de lepton.

Selecția *signal* lepton este specifică pentru $2l^{SC}$ și doi leptoni cu aceeași sarcină ai canalului $3l$. În acest caz, cerințele de identificare TIGHT (MEDIU) și izolarea promptă a leptonilor BDT sunt aplicate pentru electroni (muoni). În plus, electronii trebuie să satisfacă selecția ECIDS. Electronii de semnal nu ar trebui să aibă un vârf care provine dintr-o conversie fonică reconstruită asociată. Pentru a reduce și mai mult evenimentele false de la conversia fotonilor, în canalul $2l^{SC}$ se aplică veto-ul de conversie a fotonului. Aceasta înseamnă că electronul candidat nu ar trebui să aibă un vârf deplasat reconstruit cu o rază $r > 20$ mm a cărui reconstrucție se bazează pe traseul asociat al candidatului lepton și pe masa invariantă a pistei asociate cu electronul și cea mai apropiată cale a unui vârf primar sau de conversie ar trebui să fie > 100 MeV.

4.2 Analiza în starea finală $4l$

Contribuția cu patru canale de leptoni are o rată de semnal de cinci ori mai mică decât starea finală de trei leptoni, dar, în același timp, contribuția de fundal este de așteptat să fie mai mică. Se așteaptă ca semnalul care vine de la acest canal să nu aibă jeturi extra tari, E_T^{miss} mari și o topologie specifică. Principala contribuție

SM provine din contribuția ZZ , care se descompune în di-leptoni ai fiecărui boson Z . Contribuții mai mici provin din procese rare, cum ar fi ttZ , ttH sau patru bosoni top.

4.2.1 Preselecția evenimentului

Analiza datelor specifice canalului $4l$ se desfășoară în mai multe etape, după cum urmează:

1. *O preselecție* este definită acolo unde sunt selectați leptonii. Ei sunt indexați pe baza celui mai mare p_T : leptonul cu cel mai mare p_T va fi leptonul unu, iar cel cu cel mai mic p_T va fi leptonul 4.
2. *Descrierea* variabilelor importante pentru discriminarea semnalului și contribuția de fond este investigată.
3. *Optimizarea* semnalului asupra contribuției de fundal se realizează folosind o analiză multivariabilă bazată pe tăieturi.

Preselecția evenimentului este rezumată în tabelul 4.5. Prima cerință este să avem patru leptoni în starea finală, cu o sarcină totală de ± 2 sau 0. Mai mult, leptonii trebuie să treacă cerințele `looseWithIso`. Pentru a suprima contribuția de fundal $Z + jets$, se impune un veto asupra evenimentelor cu cel puțin un lepton cu încărcare opusă de aceeași aromă în jurul masei bosonului Z ($M_Z = 91,2$ GeV) într-o fereastră de ± 10 GeV. Contribuția provenită de la di-leptoni cu masă mică este suprimată prin necesitatea unei mase invariante > 15 GeV pentru orice pereche de leptoni cu aceeași aromă cu semn opus. Pentru a reduce și mai mult fundalul $Z + jets$, se cere $E_T^{miss} > 30$ GeV; pentru a suprima contribuția $t\bar{t}$ este impus un veto $b - jet$. În cele din urmă, pentru a minimiza pe cât posibil fondul, masa totală a celor patru leptoni trebuie să depășească 100 GeV ($M_{4l} > 100$ GeV). După preselecție avem două contribuții de fundal prompte care provin de la evenimentele ZZ și ttX (unde contribuția principală în canalul ttX provine de la evenimentele ttV și ttH). Pe de altă parte, contribuția falsă este dată de procesele $t\bar{t}$ și $Z + jets$.

4.2.2 Clasificarea adevăratului lepton

Clasificarea leptonilor de adevăr se face folosind `IFFtruthClassifier`. Rezultatul este prezentat în figura 4.3 pentru electroni și în figura 4.4 pentru muoni. După cum se poate observa, cei mai mulți electroni sunt prompti. Dezintegrările B-hadron

Cut name	4l channel
N_{lep}	4
total charge	± 2 or 0
p_T^l	$> 10/30$ GeV
N_{b-jets}	0
Z-veto	$ M_{ll}^{OC} - M_Z > 10$ GeV
M_{ll}^{OC}	> 15 GeV
E_T^{miss}	> 30 GeV
M_{4l}	> 100 GeV

Tab. 4.5: Preselecția evenimentului pentru canalul 4l.

sunt cele mai predominante surse atunci când vine vorba de fundal fals/neprompt. Electronii au particularitatea prezenței surselor de aromă ușoară, în timp ce în cazul muonilor aproape toate contribuțiile în termeni de fals provin din descompunerea b-hadronului.

4.2.3 Fondul de adevăr al leptonilor

Din cauza statisticilor reduse, pe canalul 4l s-a folosit metoda „Fake Scale Factor”. Această metodă este condusă de o tehnică semi-data deoarece profită atât de simularea Monte Carlo, cât și de validarea din alte analize, cum ar fi $ttZ \rightarrow 4l$. Principiul acestei metode este de a corecta simulările MC pe rate false ținând cont de sursa și aroma leptonului fals candidat. Pentru a face acest lucru, statisticile trebuie mărite și acest fapt se obține prin utilizarea stării finale de 3l. Au fost definite două regiuni de control și au fost utilizate informațiile false de adevăr de la IFFTruthClassifier.

1. $Z + jets$ (ZR) regiune de control îmbogățită:
 - 3 leptoni cu cerințe WithIso libere de $p_T > 10$ GeV. Leptonul care se potrivește declanșatorului ar trebui să treacă cerințele stricte pentru lepton cu un $p_T > 30$ GeV.
 - Sarcina totală ar trebui să fie ± 1 ($Q_{3l} = \pm 1$).
 - Doar o pereche de leptoni SFOC cu masa invariantă M_{l+l-} în fereastra de masă a bosonului Z.
 - Fie 1, fie 2 jeturi cu impuls transversal > 25 GeV.
 - $E_T^{miss} < 50$ GeV și masa transversală $M_T < 50$ GeV pentru a reduce contribuțiile WZ .

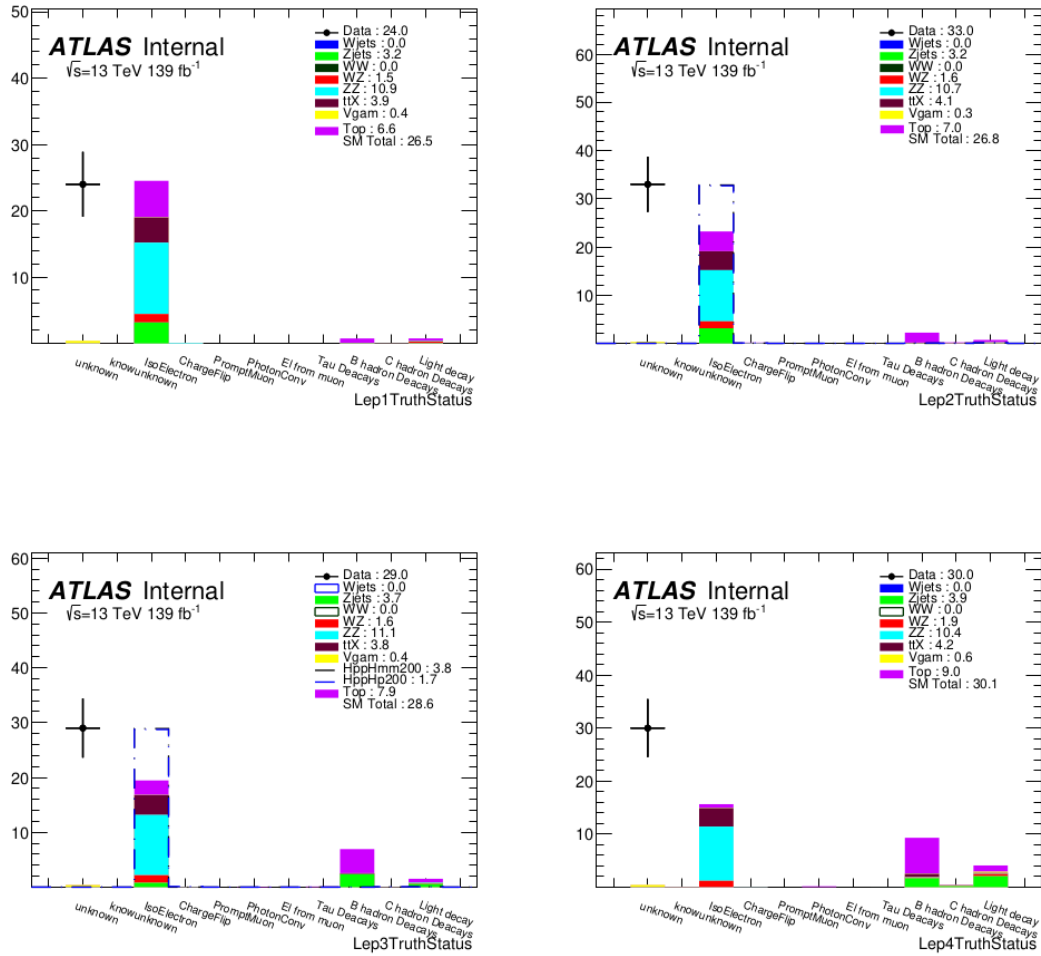


Fig. 4.3: Starea de adevăr a electronilor în regiunea de preselecție pentru canalul $4l$. Leptonii sunt numerotați de la 1 la 4 pe baza valorii lor p_T (primul are cea mai mare valoare de p_T). Primii doi electroni au o puritate bună în ceea ce privește contribuțiile prompte, în timp ce ultimii doi sunt dominați în principal de surse de aromă grele/ușoare (V +jet și procese de top). Semnalul este scalat la aceeași integrală ca și datele și sunt afișate doar incertitudinile statistice.

2. Regiunea îmbogățită top (TR):

- 3 leptoni cu cerințe WithIso libere de $p_T > 10$ GeV. Leptonul care se potrivește declanșatorului ar trebui să treacă cerințele stricte pentru lepton cu un $p_T > 30$ GeV.
- Sarcina totală ar trebui să fie ± 1 ($Q_{3l} = \pm 1$ (este necesară cel puțin o pereche de leptoni cu sarcini opuse)).
- Pentru a evita contribuția bosonului Z , nu ar trebui să existe o pereche de leptoni SFOC.

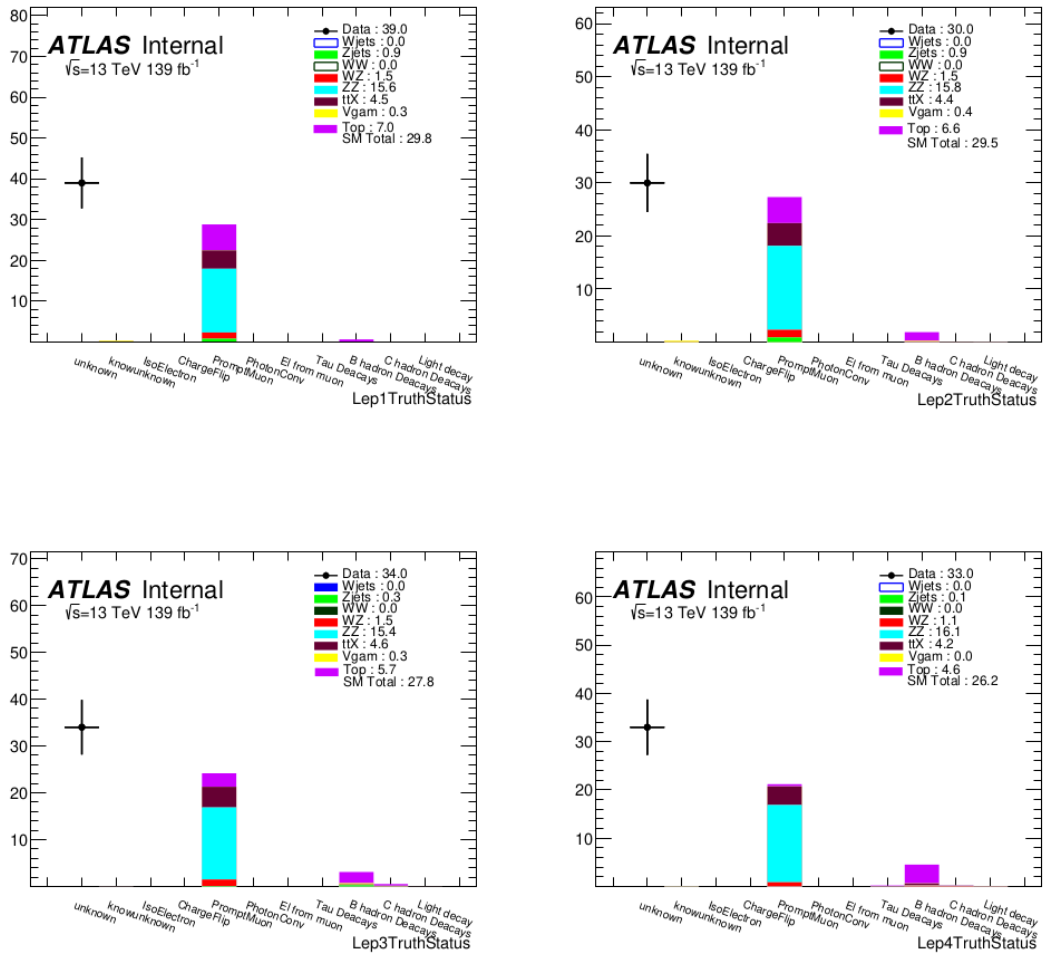


Fig. 4.4: Starea de adevăr a muonilor în regiunea de preselecție pentru canalul 4l. Leptonii sunt numerotați de la 1 la 4 pe baza valorii lor p_T (primul are cea mai mare valoare de p_T). Primii doi electroni au o puritate bună în ceea ce privește contribuțiile prompte, în timp ce ultimii doi sunt dominați în principal de surse grele de aromă (V+jet și procese de top). Semnalul este scalat la aceeași integrală ca și datele și sunt afișate doar incertitudinile statistice.

- Fie 1, fie 2 jeturi cu $p_T^{1,(2)} > 30(25)$ GeV.
- Leptonul secundar din perechea de leptoni cu aceeași sarcină este considerat un candidat „fals”.

Aceste două regiuni de control nu sunt ortogonale, dar au fost verificate și nu s-a observat nicio suprapunere între ele.

Doar contribuția de aromă grea în cazul muonului este luată în considerare deoarece contribuția de aromă ușoară poate fi neglijată. În figura 4.5, se poate distinge contribuția surselor false/non-prompte în TR.

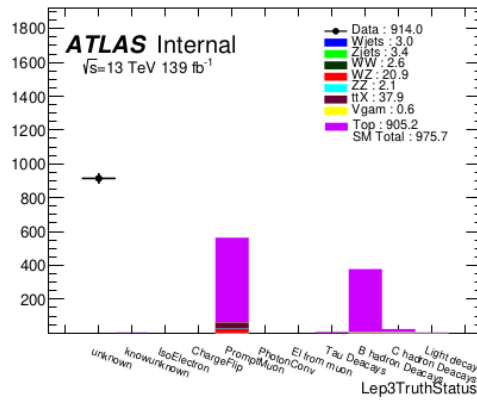
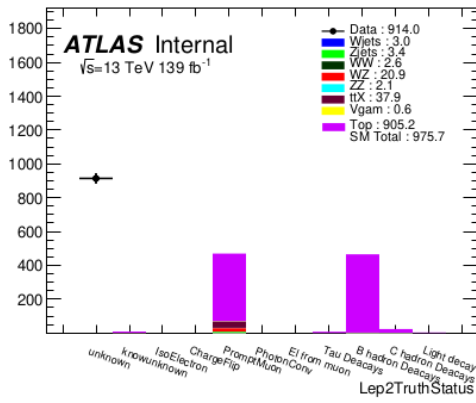
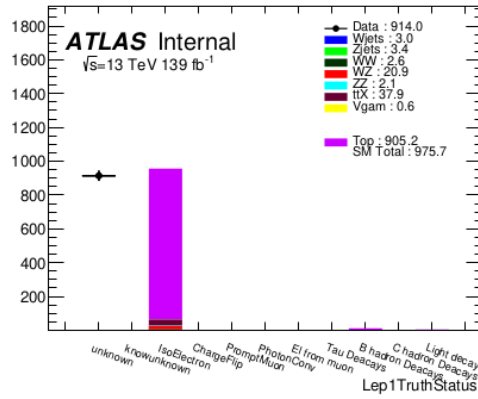


Fig. 4.5: Starea adevărului în canalul $4l$ folosind IFFTruthClassifier, când leptonul 1 este un electron. Din cauza definiției TR, ceilalți doi leptoni sunt muoni cu aceeași sarcină. Rezultatele prezentate sunt pentru regiunea TR. Electronul cu sarcină opusă este prompt în majoritatea cazurilor. S-a constatat că muonii cu aceeași sarcină sunt falși, iar originea lor este în cea mai mare parte dezintegrarea aromei grele. Semnalul este scalat la aceeași integrală ca și datele și sunt afișate doar incertitudinile statistice.

Factorul de scară a aromei grele în cazul muonilor este dat de:

$$\lambda_H^\mu = (N_{data} - N_{prompt} - N_{tight})/N_{heavy} \quad (4.3)$$

Pentru electroni am luat în considerare ambele regiuni de control; sursa falsurilor în regiunile ZR (TR) sunt prezentate în figura 4.6 (figura 4.7). Falsurile provin în principal din dezintegrarea aromelor grele și ușoare.

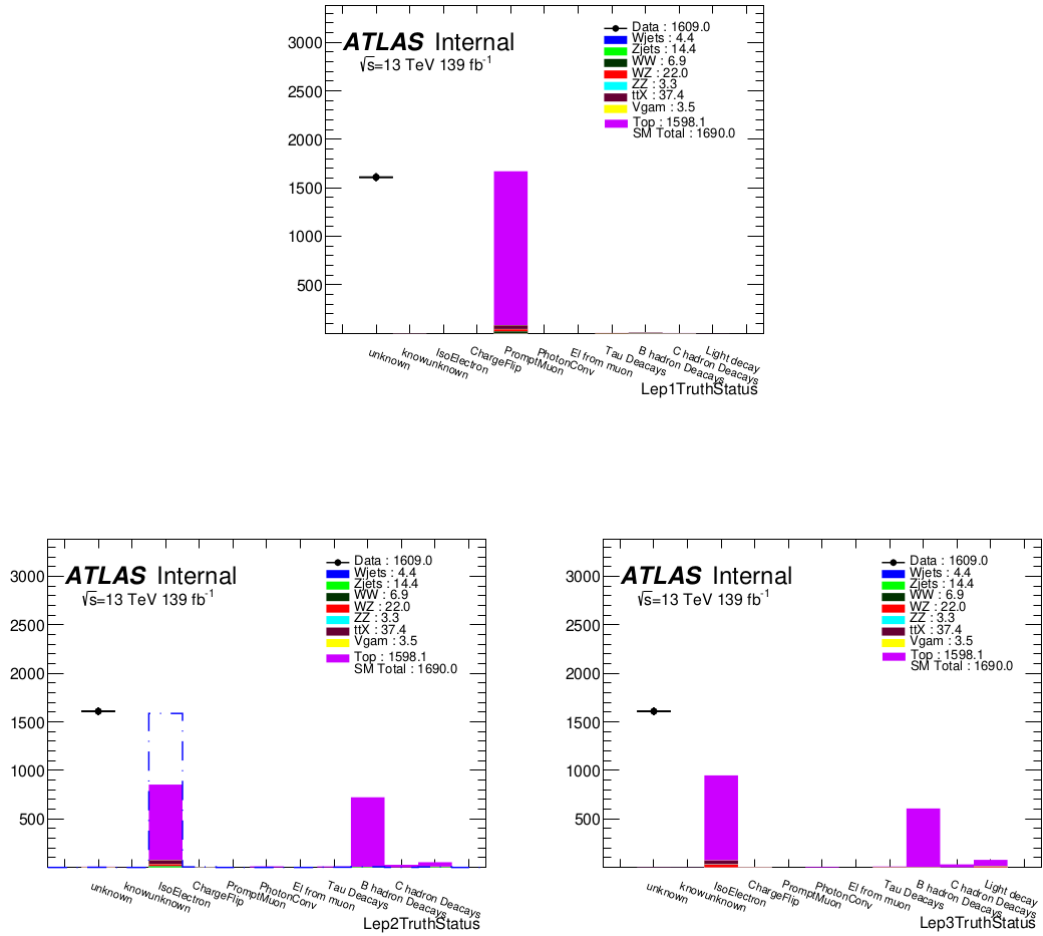


Fig. 4.6: Starea adevărului în canalul $4l$ folosind IFFTruthClassifier, când leptonul 1 este un muon. Din cauza definiției TR, ceilalți doi leptoni sunt electroni cu aceeași sarcină. Rezultatele prezentate sunt pentru regiunea TR. Muonul cu sarcină opusă este prompt în majoritatea cazurilor. Electronii cu aceeași sarcină s-au dovedit a fi falși, iar originea lor este în cea mai mare parte veștită din descompuneri grele de aromă. Semnalul este scalat la aceeași integrală ca și datele și sunt afișate doar incertitudinile statistice.

Pe baza celor două surse false/neprompte de lepton au fost definiți doi factori de scară falși (FSF) diferiți: λ_L^e și λ_H^e , unde L și H reprezintă *light* și, respectiv, aromă *heavy*. Ele sunt definite ca:

$$N_{Data-Prompt}^{e,ZR} = \lambda_H^e N_{Heavy}^{e,ZR} + \lambda_L^e N_{Light}^{e,ZR} \quad (4.4)$$

$$N_{Data-Prompt}^{e,TR} = \lambda_H^e N_{Heavy}^{e,TR} + \lambda_L^e N_{Light}^{e,TR} \quad (4.5)$$

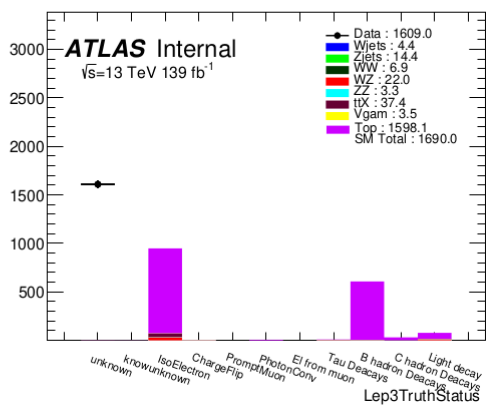
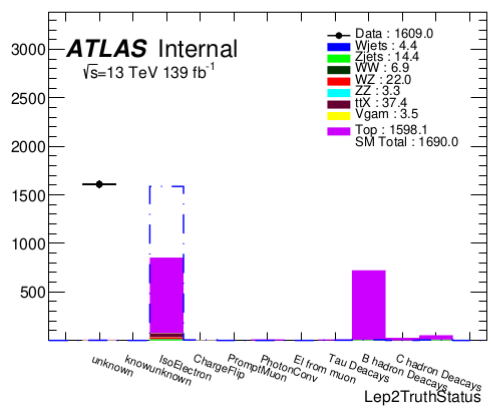
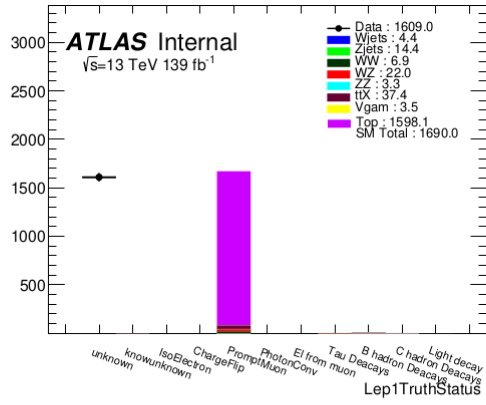


Fig. 4.7: Starea adevărului în canalul $4l$ folosind IFFTruthClassifier, când leptonul 1 este un muon. Din cauza definiției TR, ceilalți doi leptoni rămași sunt electroni. Rezultatele prezentate sunt pentru regiunea TR. Muonul cu sarcină opusă este prompt în majoritatea cazurilor. Electronul perechii cu aceeași sarcină s-a dovedit a fi fals, iar originea lui este în mare parte datorată de dezintegrarea aromei grele sau ușoară. Semnalul este scalat la aceeași integrală ca și datele și sunt afișate doar incertitudinile statistice.

Rezolvând ecuațiile 4.4 și 4.5, se obțin factorii λ_L^e și λ_H^e care au forma:

$$\lambda_H^e = \frac{N_{Data-Prompt}^{e,ZR} \times N_{Light}^{e,TR} - N_{Data-Prompt}^{e,TR} \times N_{Light}^{e,ZR}}{Determinant} \quad (4.6)$$

$$\lambda_L^e = \frac{-N_{Data-Prompt}^{e,ZR} \times N_{Heavy}^{e,TR} + N_{Data-Prompt}^{e,TR} \times N_{Heavy}^{e,ZR}}{Determinant} \quad (4.7)$$

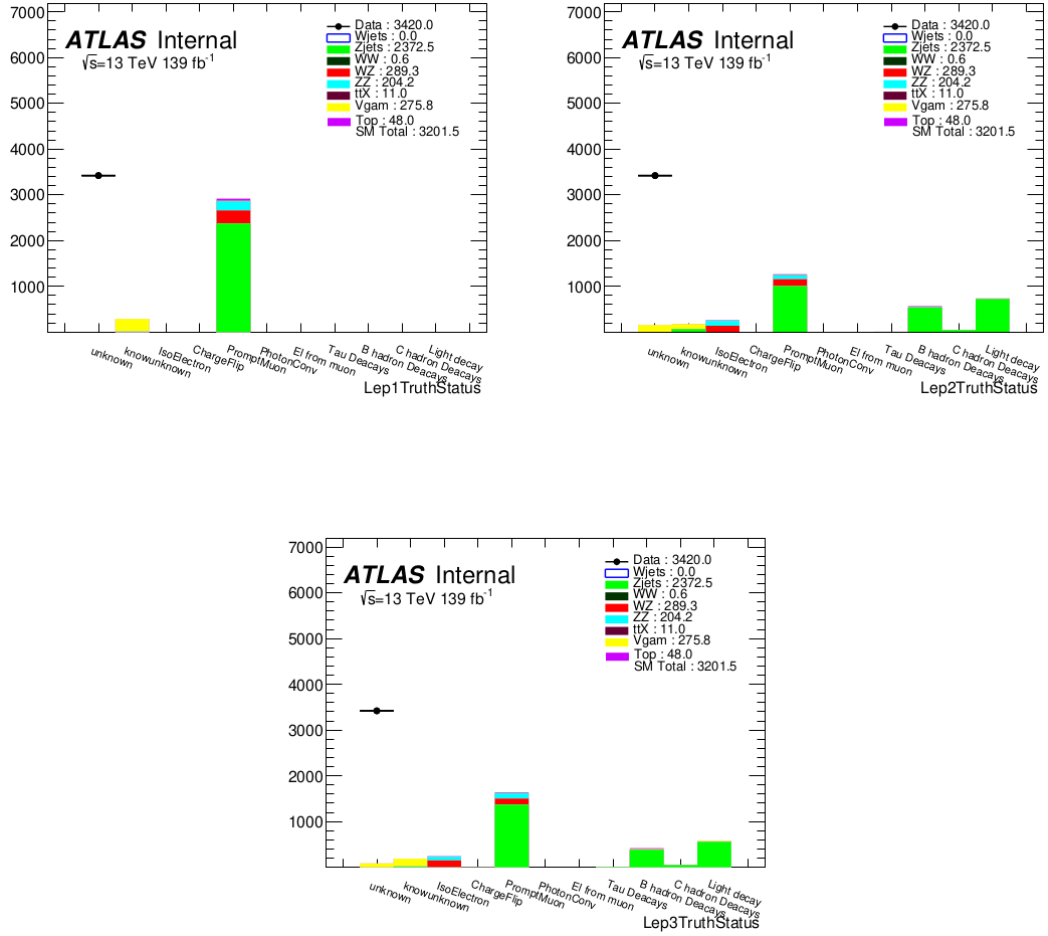


Fig. 4.8: Starea adevărului în canalul $4l$ folosind IFFTruthClassifier, când leptonul 1 este un muon. Din cauza definiției ZR, unul dintre cei doi leptoni rămași este un electron, iar celălalt este un muon. Rezultatele prezentate sunt pentru regiunea ZR. Muonul cu sarcină opusă este prompt în majoritatea cazurilor. Electronul perechii cu aceeași sarcină s-a dovedit a fi fals, iar originea lui este în mare parte degradarea aromei grele sau ușoară. Semnalul este scalat la aceeași integrală ca și datele și sunt afișate doar incertitudinile statistice.

unde

$$Determinant = N_{Heavy}^{e,ZR} \times N_{Light}^{e,TR} - N_{Light}^{e,ZR} \times N_{Heavy}^{e,TR} \quad (4.8)$$

Tabelul 4.6 se referă la predicțiile proceselor din CR-uri îmbogățite cu leptoni grei/ușori. Aceste informații împreună cu ecuațiile 4.6, 4.7 și 4.8 conduc la valorile factorilor de scară λ .

Region	Data	Prompt	Heavy flavor fake l	Light flavor fake l
Electrons, ZR	3420	781.82 ± 16.41	948.65 ± 39.48	1281.07 ± 135.24
Electrons, TR	1609	83.38 ± 2.84	1321.5 ± 13.57	176.36 ± 5.62
Muons, TR	914	74.6 ± 1.15	838.99 ± 11.14	48.8 ± 3.07
Scaling factors:				
$\lambda_H^e = 0.98 \pm 0.18$ (stat)				
$\lambda_L^e = 1.34 \pm 0.17$ (stat)				
$\lambda_H^\mu = 0.94 \pm 0.04$ (stat)				

Tab. 4.6: Randamentele din regiunile de control ZR și TR, împreună cu factorii de scalare λ . Sunt luate în considerare doar erorile statistice.

4.2.4 Incertitudini

În această analiză luăm în considerare trei surse de incertitudini. Toate sunt rezumate în tabelul 4.7.

1. Incertitudine statistică:

- $\lambda_H^e = 0.98 \pm 0.18$ (stat)
- $\lambda_L^e = 1.34 \pm 0.17$ (stat)
- $\lambda_H^\mu = 0.94 \pm 0.04$ (stat)

Incertitudinile statistice privind factorul de corecție al electronilor sunt mai mari decât cel al muonului, deoarece definiția electronului semnal este mai mare decât cea a muonului. Mai mult, contribuția de electroni falși este împărțită în „aromă ușoară/grea”, spre deosebire de cea de muon fals care este doar contribuție de „aromă grea”.

2. Incertitudinile teoriei care sunt propagate în calculul factorului de scară λ sunt asociate contribuțiilor Diboson, ttX și $V\gamma$.

3. Variații de compoziție: mostrele $t\bar{t}$ și $Z + jets$ sunt împărțite în funcție de multiplicitatea $b - jets$. Definim două regiuni otogonale după cum urmează:

Top + B veto: $N_{b-jets} = 0$ pentru $Z + jets$ CR (ZR) și $N_{b-jets} = 0$ pentru $t\bar{t}$ CR (TR);

Top + B selec: $N_{b-jets} = 0$ pentru $Z + jets$ CR (ZR) și $N_{b-jets} > 0$ pentru $t\bar{t}$ CR (TR).

Factorii de corecție obținuți aici sunt în concordanță cu cei nominali. Incertitudinea conservatoare pentru λ_H^e este 2%, pentru λ_L^e este 1% și 3% pentru λ_H^μ .

4. Dependența p_T a factorilor de scalare; litera „U” (sus) indică selecția p_T ridicată, în timp ce „D” (jos) indică selecția p_T scăzută:

UZUT $p_T^{l,fake} > 18$ GeV pentru $Z + jets$ CR (ZR) și $p_T^{l,fake} > 18$ GeV pentru $t\bar{t}$ CR (TR);

UZDT $p_T^{l,fake} > 18$ GeV pentru $Z + jets$ CR (ZR) și $p_T^{l,fake} < 18$ GeV pentru $t\bar{t}$ CR (TR);

DZUT $p_T^{l,fake} < 18$ GeV pentru $Z + jets$ CR (ZR) și $p_T^{l,fake} > 18$ GeV pentru $t\bar{t}$ CR (TR);

DZDT $p_T^{l,fake} < 18$ GeV pentru $Z + jets$ CR (ZR) și $p_T^{l,fake} < 18$ GeV pentru $t\bar{t}$ CR (TR);

Din nou, factorii de corecție obținuți în aceste regiuni sunt în concordanță cu cei nominali. Incertitudinea conservatoare pentru λ_H^e este 5%, pentru λ_L^e este 4% și 2% pentru λ_H^μ .

Incertitudinea sistematică atribuită factorului de scară λ este de 6% pentru λ_H^e , 15% pentru λ_L^e și 4% pentru λ_H^μ . În final, expresia finală a factorilor de scară este dată de:

- $\lambda_H^e = 0.98 \pm 0.18$ (stat) ± 0.06 (syst)
- $\lambda_L^e = 1.34 \pm 0.17$ (stat) ± 0.20 (syst)
- $\lambda_H^\mu = 0.94 \pm 0.04$ (stat) \pm (syst)

Variation Type	λ_H^e	λ_L^e	λ_H^{μ}
Nominal	0.98 ± 0.18	1.34 ± 0.17	0.94 ± 0.04
Prompt Theory Uncert. (%)	<1	14	<1
Samples stability			
Top + B veto	0.96 ± 0.19	1.35 ± 0.18	0.96 ± 0.05
Top + B selec	1.00 ± 0.19	1.33 ± 0.18	0.92 ± 0.05
Assigned uncert. (%)	2	1	3
p_T stability			
UZUT	0.94 ± 0.17	1.37 ± 0.19	0.93 ± 0.06
UZDT	1.01 ± 0.19	1.34 ± 0.19	0.95 ± 0.05
DZUT	0.94 ± 0.24	1.36 ± 0.24	0.93 ± 0.06
DZDT	1.01 ± 0.19	1.30 ± 0.24	0.95 ± 0.05
Assigned uncert. (%)	5	4	2

Tab. 4.7: Variațiile factorilor de scară falși (λ). Incertitudinile teoriei care provin din procese prompte au ca sursă variațiile randamentelor.

4.2.5 Validare de fundal

Având factorii de corecție, putem efectua în continuare estimarea fundalului lepton fals. Aceasta se realizează prin aplicarea factorilor de corecție în funcție de natura și originea leptonilor falși/neprompti (din probele MC false: $t\bar{t}$, $V + jets$ și single top), după cum urmează:

- Un lepton *fals* este reconstruit ca lepton neprompt sau un jet care falsifică un electron (deci nu provine din bosonul Higgs, t , Z , W sau τ). Mai departe, leptonul este identificat folosind IFFTruthClassifier și împărțit în „greu” (dacă starea de adevăr == 8) sau „ușoară” (dacă starea de adevăr este > 8);
- Factorii de scară λ sunt aplicați evenimentelor false în funcție de natura lor („grele” sau „ușoare”) și de aromă (electroni sau muoni);
- Evenimentele cu N falsuri așteptate sunt reponderate cu $\prod_{i=1}^N F_i$. Este necesară o sumă peste i , deoarece în eveniment poate fi mai mult de un lepton fals, unde cu i este notat indicele leptonului fals.

Acordul dintre date și MC la nivelul de preselectie folosind instrumentul bazat pe semi-date poate fi văzut în figura 4.10 și în figura 4.10. Se poate observa un acord bun între date și MC. Datele observate și randamentele de fond la nivelul de preselectie sunt prezentate în tabelul 4.8.

	Data	Prompt MC	Fake leptons	Total background
Preselection	63	41.8 ± 5.38	24.75 ± 4.86	66.55 ± 7.25
MC composition	WZ	WW, ZZ, VH, VVV	ttX	V γ
Yield	2.9 ± 0.47	31.02 ± 3.66	7.23 ± 1.12	0.66 ± 0.39

Tab. 4.8: Datele și predicția de fond SM după ce am aplicat criteriile de preselectie. Background-ul provenit de la falsuri este calculat folosind metoda factorului de scară fals. Sunt incluse atât sursele statistice, cât și cele sistematice de incertitudine.

4.2.6 Optimizări ale regiunii semnalului

După cum am văzut în secțiunea anterioară, unele dintre variabilele cinematice au potențialul de a discrimina semnalul de fundal. Aceasta se realizează prin extragerea semnalului utilizând optimizarea tăierilor dreptunghiulare. Optimizarea se face ca o funcție a masei Higgs cu încărcare dublă, variind de la 200 GeV până la 500 GeV în pași de 100 GeV. Pentru punctul de masă de 600 GeV au fost utilizate aceleași regiuni de semnal ca și în cazul punctului de masă de 500 GeV.

Optimizarea se bazează pe 5 variabile discriminante, așa cum este ilustrat în tabelul 4.9. Acestea au fost alese pentru că oferă cea mai bună discriminare între semnal și fundal, așa cum s-a văzut deja în rezultatele analizei anterioare.

Rank	Variable	Separation
1	$\Delta_{l\pm l\pm}^{max}$	2.750 e-01
2	$\Delta_{l\pm l\pm}^{min}$	1.435 e-01
3	$M_{\{4l\}}$	9.250 e-02
4	$p_T^{\{l_1\}}$	8.511 e-02
5	$E_T^{\{miss\}}$	6.107 e-02

Tab. 4.9: Cele mai discriminante variabile din canalul $4l$ și puterea de separare dintre ele.

Etapele procesului de optimizare sunt următoarele:

- Selectăm cele mai discriminante 5 variabile: energia transversală lipsă E_T^{miss} , masa invariantă a leptonilor M_{4l} , impulsul transversal $p_T^{l_0}$ al leptonului cu cel mai mare p_T , distanța minimă și maximă în plan $\eta - \phi$ între perechile de leptoni cu aceeași sarcină ale fiecărui eveniment $\Delta R_{l\pm l\pm}^{min}$, $\Delta R_{l\pm l\pm}^{max}$. Distribuțiile lor sunt ilustrate în figura ?? și figura ?. Matricele de corelație pentru ambele semnale de producție (asociate) pe fundalul SM sunt prezentate în figura 4.11 (figura 4.12). După cum se poate observa, corelația dintre p_T a leptonului conducător și masa invariantă a celor patru leptoni este mai mare în comparație cu alte corelații, dar nu suficient de mare pentru a elimina aceste variabile discriminante.
- Pornind de la regiunea de preselecție, pachetul TMVA (se folosește opțiunea CutsSA) scanează tăieturile.
- Generăm graficele semnificației asupra eficienței semnalului (figura 4.13) pentru a alege punctul de lucru (WP).
- Definim „temperatura pentru netezire” care este folosită ca barometru al stabilității semnificației. Această noțiune ne ajută, de asemenea, să evităm punctele de lucru în care semnificația este instabilă din cauza statisticilor scăzute ale fondului.
- Procedura se face pentru toate punctele de masă ($M_{H^{\pm\pm}} = 200, 300, 400, 500$ GeV). Scanarea semnificației este prezentată în figura .

4.2.7 Limite

Limitele așteptate și observate atât pentru secțiunile transversale de pereche, cât și pentru producția asociată, cu rapoartele de ramificare la 95% CL sunt prezentate în figura 4.14. Rezultatele au fost obținute după ce toate canalele au fost combinate (2LSS, 3l și 4l). S-a observat că pentru producția de perechi limita inferioară este de 350 GeV, în timp ce pentru producția asociată este de 230 GeV, 95% CL. Pentru a fi conservator în ceea ce privește alegerea limitei finale, $m_{H^{\pm\pm}} < 350$ GeV este impus pentru producția de perechi și $m_{H^{\pm\pm}} < 220$ GeV pentru producția asociată. Pentru a testa limitele superioare, a fost impus un punct de masă de 450 GeV pentru producția de perechi și un punct de masă de 550 GeV pentru producția asociată.

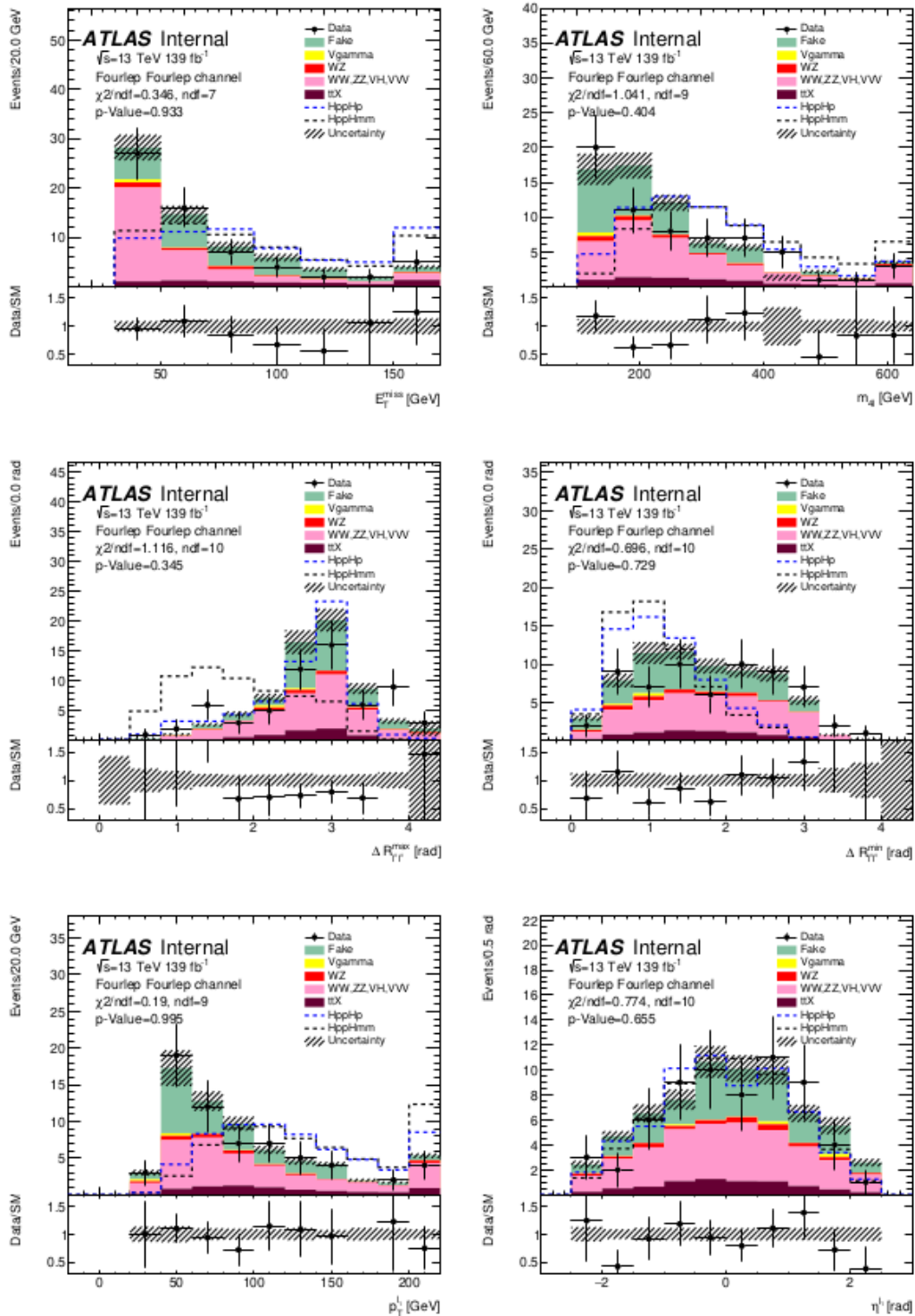


Fig. 4.9: Distribuirea evenimentelor pe canalul 4l la nivel de preselecție. Este prezentată doar incertitudinea statistică. Pentru o mai bună înțelegere, semnalul este scalat pe fundal. Panourile de jos ilustrează raportul dintre date și predicția SM (sunt incluse atât contribuțiile MC, cât și cele false ale leptonului). Banda de eroare ia în considerare atât estimarea falsă, cât și eroarea totală obținută prin adăugarea în cuadratura a statisticilor MC. Sunt prezentate două puncte de semnal cu o masă de 200 GeV.

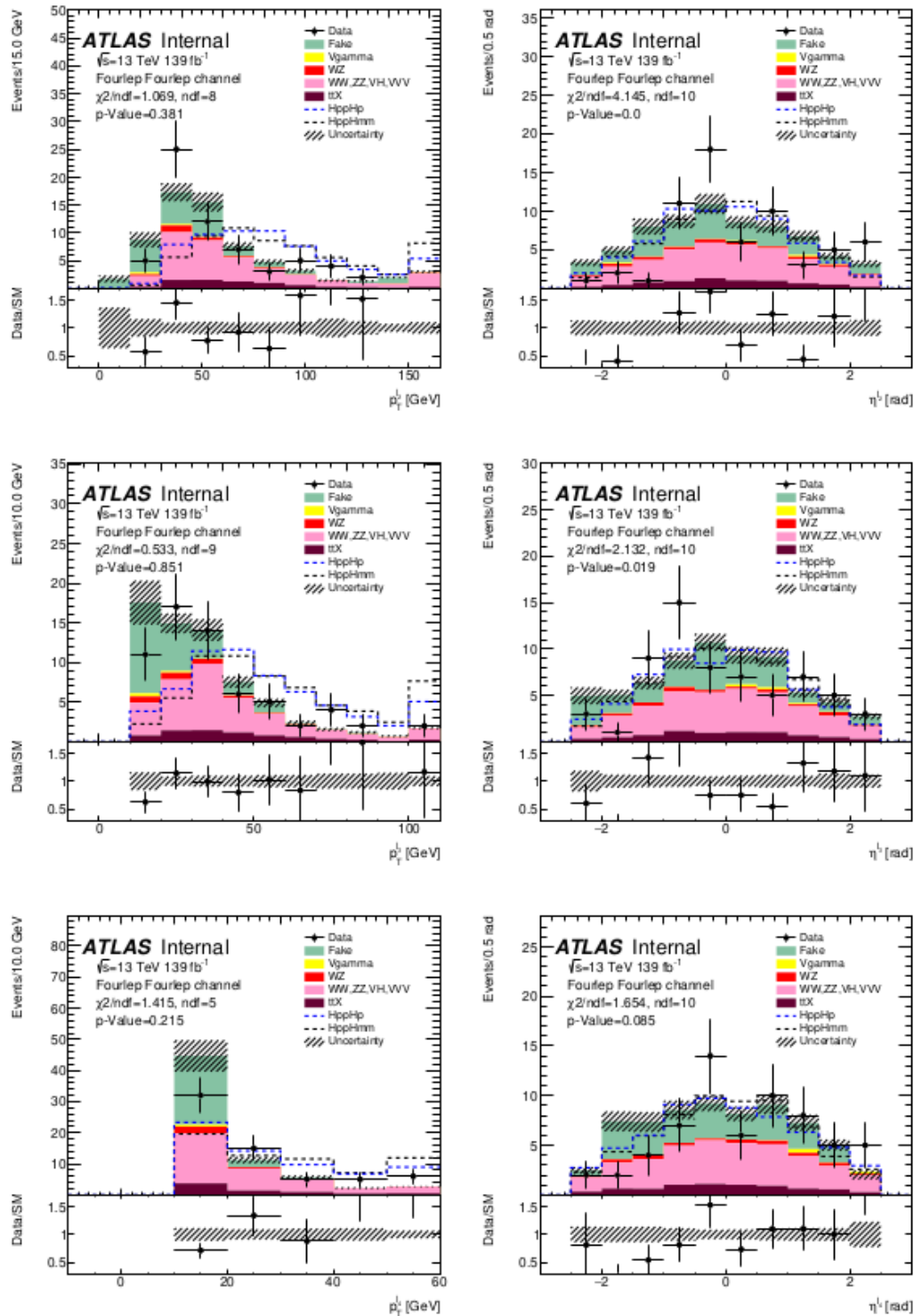


Fig. 4.10: Distribuția evenimentelor pe canalul $4l$ la nivel de preselecție. Este prezentată doar incertitudinea statistică. Pentru o mai bună înțelegere, semnalul este scalat pe fundal. Panourile de jos ilustrează raportul dintre date și predicția SM (sunt incluse atât contribuțiile MC, cât și cele false ale leptonului). Banda de eroare ia în considerare atât estimarea falsă, cât și eroarea totală obținută prin adăugarea în cuadratura a statisticilor MC. Sunt prezentate două puncte de semnal cu o masă de 200 GeV.

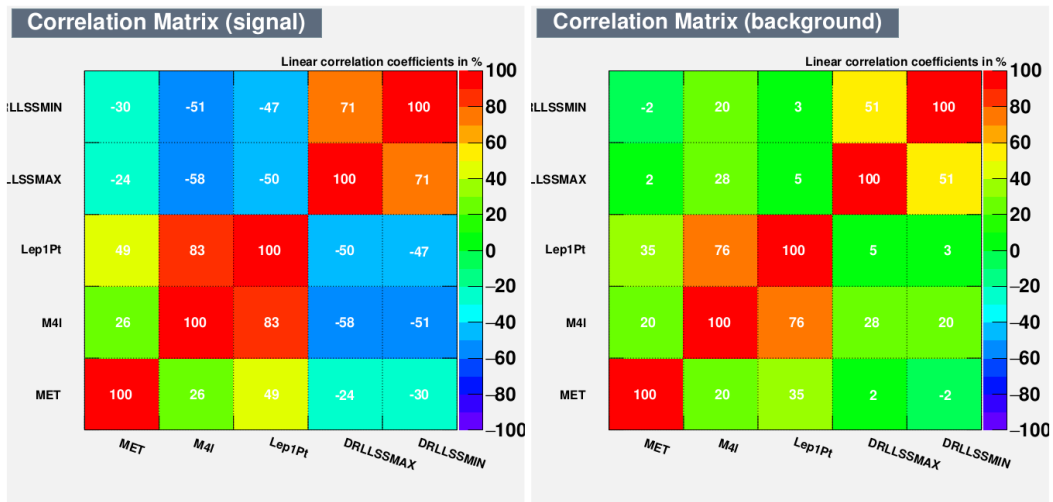


Fig. 4.11: Matricea de corelație a variabilelor cele mai discriminatorii din canalul $4l$ pentru regiunea semnalului de producție pereche (stânga) și fundal (dreapta).

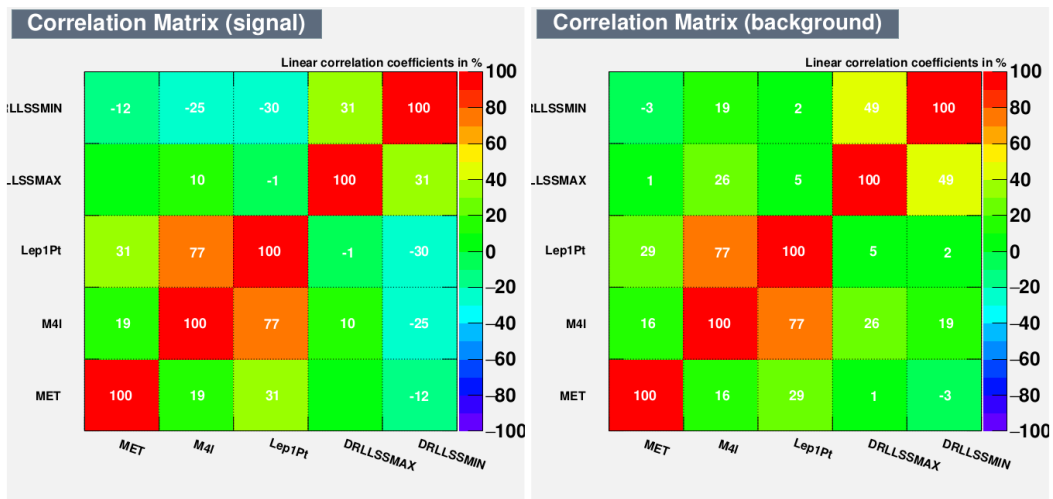


Fig. 4.12: Matricea de corelație a variabilelor cele mai discriminatorii din canalul $4l$ pentru regiunea de semnal de producție asociată (stânga) și fundal (dreapta).

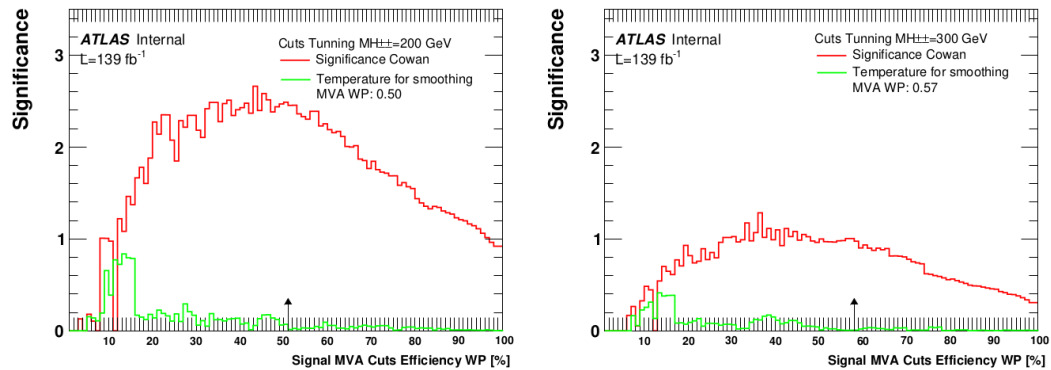


Fig. 4.13: Scanarea semnificației asupra eficienței semnalului pentru două puncte de masă $M_{H^{\pm\pm}} = 200$ GeV (stânga) și $M_{H^{\pm\pm}} = 300$ GeV (dreapta). Săgeata indică punctul de lucru, iar curba verde reprezintă „temperatura pentru netezire”.

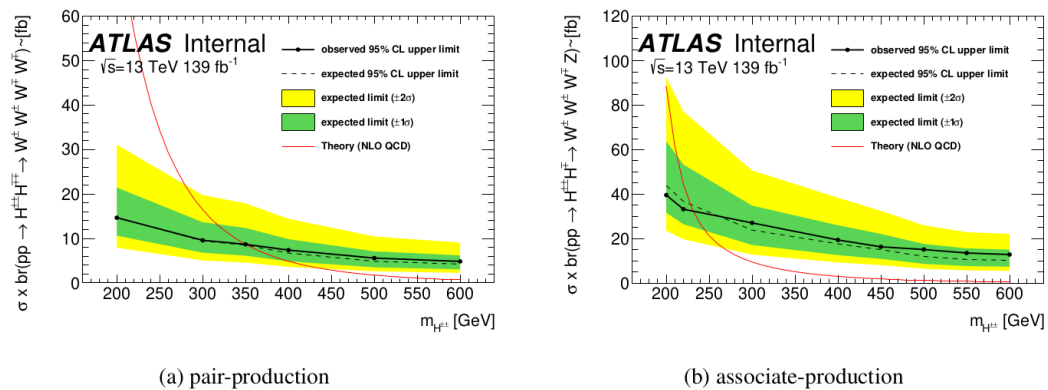


Fig. 4.14: Limitele așteptate și observate pentru toate canalele combinate. Modelul de referință este exclus pentru o masă $m_{H^{\pm\pm}} < 350$ GeV pentru producția de perechi și $m_{H^{\pm\pm}} < 220$ GeV pentru producția asociată.

Concluzii

SM al fizicii particulelor este o teorie de mare succes, în ciuda limitărilor sale. Descrie particulele fundamentale și interacțiunile dintre ele și oferă un mecanism care permite particulelor să dobândească masă. Până acum, predicțiile acestei teorii au fost confirmate la LHC cu o precizie remarcabilă. După descoperirea bosonului Higgs în 2012 de către colaborările ATLAS și CMS, accentul s-a mutat pe noi căutări de fizică. Acesta a fost subiectul capitolului 1 prezentat în această teză.

Descoperirea bosonului Higgs nu ar fi fost posibilă fără un detector foarte precis; acesta a fost construit de CERN la Geneva, la granița franco-elvețiană. Dimensiunile și designul special au permis oamenilor de știință să-și demonstreze teoriile și au deschis o fereastră pentru o nouă fizică. Descrierea LHC împreună cu fiecare parte a detectorului ATLAS au fost descrise în capitolul 2. Mai mult, a fost realizat un studiu de învățare automată pentru detectorul de micromegas, iar rezultatele s-au încheiat într-un articol ([23]). În final, capitolul descrie reconstrucția particulelor.

O altă contribuție personală printre articolul publicat este studiul pe care l-am făcut asupra performanței electronilor pentru a putea fi calificat ca autor ATLAS. Performanța electronilor este crucială atunci când vine vorba de cuplările Higgs la bozoni, așa cum s-a văzut și în analiza fizică descrisă. Contextul și contribuția originală sunt descrise în capitolul 3.

Contribuția finală a fost în analiza fizică a modelului dincolo de modelul standard descris în capitolul 4. Studiul s-a concentrat pe căutarea bosonului Higgs cu încărcare dublă care se descompune într-o pereche de bosoni W . Există trei stări finale posibile, iar contribuția mea inițială a fost în canalul de stare finală cu patru leptoni. Analiza a folosit setul complet de date Run 2, cu un total de 139 fb^{-1} luminozitate totală integrată și 13 TeV energia centrului de masă. Rezultatele au fost sintetizate inițial într-o notă internă ([2]), apoi au fost publicate într-un articol ([3]).

După ce oprirea îndelungată a fost încheiată (2019-2021) și s-au făcut upgrade-urile la detector, a început perioada Run 3. Scopul opririi a fost înlocuirea detectorilor deteriorați ca urmare a radiațiilor intense cu alții noi, mai performanți. În cele din urmă, luminozitatea va fi crescută și acumularea va ajunge la $\langle \mu \rangle = 200$. În cele din urmă, a luat naștere o nouă oportunitate de a testa limitele SM cu o

mai bună precizie, împreună cu noua fereastră deschisă pentru descoperirea de noi particule.

Publicații

1. **Contribuție la nota internă a analizei:** Hanlin Xu et al. *Supporting Note: Search for doubly charged scalar bosons decaying to $W^\pm W^\pm$ at LHC*. tech. rep. Geneva: CERN, 2019
2. **Nota internă pentru calificarea ca autor ATLAS:** Iulia-Stefania Trandafir. *A study on ECIDS discriminant and its training procedure*. 2021. URL: https://gitlab.cern.ch/ATLAS-EGamma/Publications/electronidnotes/mvadevelopments/ecids-studies-2020/-/blob/master/QT_Iulia_TRANDAFIR.pdf
3. **Prezentare poster:** Iulia-Stefania Trandafir. “Search for charged Higgs bosons decaying to W^+W^+ or W^+Z in 139fb^{-1} of $\sqrt{s}=13\text{TeV}$ pp collisions with the ATLAS detector”. In: *PoS LHCP2021* (2021), p. 346
4. **Prezentare orală la 20th International Balkan Workshop on Applied Physics (IBWAP 2022):** I. S. Trandafir M. Renda. *Effects of gas temperature on Monte-Carlo simulations of charged particles drift in gaseous medium*. 2022. URL: http://ibwap.ro/wp-content/uploads/2022/07/program_extins.pdf
5. **Articol:** C. Alexa I.-M. Dinu I. S. Trandafir. “A machine learning based muon trigger algorithm for an assembly of micromegas detectors”. In: *Romanian Journal of Physics* 67, 401 (May 22, 2022)

Alte Publicații

1. Georges Aad et al. “Search for neutral long-lived particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV that decay into displaced hadronic jets in the ATLAS calorimeter”. In: *JHEP* 06 (2022), p. 005. arXiv: 2203.01009 [hep-ex]
2. Georges Aad et al. “Measurements of differential cross-sections in top-quark pair events with a high transverse momentum top quark and limits on beyond the Standard Model contributions to top-quark pair production with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. in: *JHEP* 06 (2022), p. 063. arXiv: 2202.12134 [hep-ex]
3. Georges Aad et al. “Search for invisible Higgs-boson decays in events with vector-boson fusion signatures using 139 fb^{-1} of proton-proton data recorded by the ATLAS experiment”. In: *JHEP* 08 (2022), p. 104. arXiv: 2202.07953 [hep-ex]
4. G. Aad et al. “Observation of WWW production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”. In: *Phys. Rev. Lett.* 129.6 (2022), p. 061803. arXiv: 2201.13045 [hep-ex]
5. Georges Aad et al. “Direct constraint on the Higgs-charm coupling from a search for Higgs boson decays into charm quarks with the ATLAS detector”. In: *Eur. Phys. J. C* 82 (2022), p. 717. arXiv: 2201.11428 [hep-ex]
6. Georges Aad et al. “Search for single production of a vector-like T quark decaying into a Higgs boson and top quark with fully hadronic final states using the ATLAS detector”. In: *Phys. Rev. D* 105 (2022), p. 092012. arXiv: 2201.07045 [hep-ex]
7. Georges Aad et al. “Determination of the parton distribution functions of the proton using diverse ATLAS data from pp collisions at $\sqrt{s} = 7, 8$ and 13 TeV”. in: *Eur. Phys. J. C* 82.5 (2022), p. 438. arXiv: 2112.11266 [hep-ex]
8. Georges Aad et al. “Modelling and computational improvements to the simulation of single vector-boson plus jet processes for the ATLAS experiment”. In: *JHEP* 08 (2022), p. 089. arXiv: 2112.09588 [hep-ex]
9. Georges Aad et al. “Measurements of azimuthal anisotropies of jet production in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector”. In: *Phys. Rev. C* 105 (2022), p. 064903. arXiv: 2111.06606 [nucl-ex]

Bibliography

- [2] Hanlin Xu, Emmanuel Monnier, Ana Elena Dumitriu, et al. *Supporting Note: Search for doubly charged scalar bosons decaying to $W^\pm W^\pm$ at LHC*. Tech. rep. Geneva: CERN, 2019 (cit. on pp. vi, 25, 26, 49, 50).
- [3] Cristinel Diaconu, Otilia Anamaria Ducu, Ana Elena Dumitriu, et al. *Search for charged Higgs bosons decaying to vector bosons in final states with multi-leptons with the ATLAS detector using proton-proton collisions at 139 fb^{-1}* . Tech. rep. Geneva: CERN, 2020 (cit. on pp. vi, 25, 49).
- [4] Sheldon L. Glashow. “Partial-symmetries of weak interactions”. In: *Nuclear Physics* 22.4 (1961), pp. 579–588 (cit. on p. 1).
- [5] Abdus Salam. “Weak and Electromagnetic Interactions”. In: *Elementary particle theory. Relativistic groups and analyticity. Proceedings of the Eighth Nobel Symposium held May 19-25. 1968*, pp. 367–377 (cit. on p. 1).
- [6] Steven Weinberg. “A model of leptons”. In: *Physical review letters* 19.21 (1967), p. 1264 (cit. on p. 1).
- [7] Wikimedia Commons. *File:Standard Model of Elementary Particles.svg* — *Wikimedia Commons, the free media repository*. [Online; accessed 4-January-2022]. 2021 (cit. on p. 2).
- [8] Simon Saunders. “Fermi-Dirac Statistics”. In: *Compendium of Quantum Physics*. Ed. by Daniel Greenberger, Klaus Hentschel, and Friedel Weinert. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009, pp. 230–235 (cit. on p. 1).
- [9] Wolfgang Pauli. “Exclusion Principle and Quantum Mechanics”. In: *Writings on Physics and Philosophy*. Ed. by Charles P. Enz and Karl von Meyenn. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1994, pp. 165–181 (cit. on p. 1).
- [10] Arianna Borrelli. “Bose—Einstein Statistics”. In: *Compendium of Quantum Physics*. Ed. by Daniel Greenberger, Klaus Hentschel, and Friedel Weinert. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009, pp. 74–78 (cit. on p. 1).
- [11] F. Englert and R. Brout. “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (9 1964), pp. 321–323 (cit. on p. 2).
- [12] P.W. Higgs. “Broken symmetries, massless particles and gauge fields”. In: *Physics Letters* 12.2 (1964), pp. 132–133 (cit. on p. 2).
- [13] Peter W. Higgs. “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (16 1964), pp. 508–509 (cit. on p. 2).

- [14]G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott, et al. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. In: *Physics Letters B* 716.1 (2012), 1–29 (cit. on p. 3).
- [15]S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A.M. Sirunyan, et al. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. In: *Physics Letters B* 716.1 (2012), 30–61 (cit. on p. 3).
- [16]Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, et al. “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (8 1998), pp. 1562–1567 (cit. on p. 3).
- [17]Q. R. Ahmad, R. C. Allen, T. C. Andersen, et al. “Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (1 2002), p. 011301 (cit. on p. 3).
- [18]Lyndon Evans and Philip Bryant. “LHC Machine”. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08001–S08001 (cit. on p. 5).
- [19]The ALICE Collaboration, K Aamodt, A Abrahantes Quintana, et al. “The ALICE experiment at the CERN LHC”. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08002–S08002 (cit. on p. 5).
- [20]The LHCb Collaboration, A Augusto Alves, L M Andrade Filho, et al. “The LHCb Detector at the LHC”. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08005–S08005 (cit. on p. 5).
- [21]Esma Mobs. “The CERN accelerator complex. Complexe des accélérateurs du CERN”. In: (2016). General Photo (cit. on p. 6).
- [22]The ATLAS Collaboration, G Aad, E Abat, et al. “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08003–S08003 (cit. on pp. 6, 7).
- [23]C. Alexa I.-M. Dinu I. S. Trandafir. “A machine learning based muon trigger algorithm for an assembly of micromegas detectors”. In: *Romanian Journal of Physics* 67, 401 (May 22, 2022) (cit. on pp. 7–10, 49, 50).
- [24]Ann Wang. *Quick simulation for the MMTP trigger*. https://github.com/annmwang/oct_sim. [Online; accessed 15-September-2022]. 2017 (cit. on p. 7).
- [25]Jean-Francois Arguin, Jerome Claude, Giulia Gonella, et al. *Support Note for Electron ID: charge mis-identification*. Tech. rep. Geneva: CERN, 2017 (cit. on p. 13).
- [26]Ana Elena Dumitriu. “Study of the Higgs boson production in association with a top quark pair with the ATLAS experiment at the LHC”. Presented 18 Sep 2018. 2018 (cit. on p. 27).
- [27]Margarete Mühlleitner and Michael Spira. “Note on doubly charged Higgs boson pair production at hadron colliders”. In: *Phys. Rev. D* 68 (11 2003), p. 117701 (cit. on p. 30).
- [28]Iulia-Stefania Trandafir. “Search for charged Higgs bosons decaying to W^+W^+ or W^+Z in 139fb^{-1} of $\sqrt{s}=13\text{TeV}$ pp collisions with the ATLAS detector”. In: *PoS LHCP2021* (2021), p. 346 (cit. on p. 50).

- [30] Georges Aad et al. “Search for neutral long-lived particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV that decay into displaced hadronic jets in the ATLAS calorimeter”. In: *JHEP* 06 (2022), p. 005. arXiv: 2203.01009 [hep-ex] (cit. on p. 51).
- [31] Georges Aad et al. “Measurements of differential cross-sections in top-quark pair events with a high transverse momentum top quark and limits on beyond the Standard Model contributions to top-quark pair production with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. In: *JHEP* 06 (2022), p. 063. arXiv: 2202.12134 [hep-ex] (cit. on p. 51).
- [32] Georges Aad et al. “Search for invisible Higgs-boson decays in events with vector-boson fusion signatures using 139 fb^{-1} of proton-proton data recorded by the ATLAS experiment”. In: *JHEP* 08 (2022), p. 104. arXiv: 2202.07953 [hep-ex] (cit. on p. 51).
- [33] G. Aad et al. “Observation of WWW production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”. In: *Phys. Rev. Lett.* 129.6 (2022), p. 061803. arXiv: 2201.13045 [hep-ex] (cit. on p. 51).
- [34] Georges Aad et al. “Direct constraint on the Higgs-charm coupling from a search for Higgs boson decays into charm quarks with the ATLAS detector”. In: *Eur. Phys. J. C* 82 (2022), p. 717. arXiv: 2201.11428 [hep-ex] (cit. on p. 51).
- [35] Georges Aad et al. “Search for single production of a vector-like T quark decaying into a Higgs boson and top quark with fully hadronic final states using the ATLAS detector”. In: *Phys. Rev. D* 105 (2022), p. 092012. arXiv: 2201.07045 [hep-ex] (cit. on p. 51).
- [36] Georges Aad et al. “Determination of the parton distribution functions of the proton using diverse ATLAS data from pp collisions at $\sqrt{s} = 7, 8$ and 13 TeV”. In: *Eur. Phys. J. C* 82.5 (2022), p. 438. arXiv: 2112.11266 [hep-ex] (cit. on p. 51).
- [37] Georges Aad et al. “Modelling and computational improvements to the simulation of single vector-boson plus jet processes for the ATLAS experiment”. In: *JHEP* 08 (2022), p. 089. arXiv: 2112.09588 [hep-ex] (cit. on p. 51).
- [38] Georges Aad et al. “Measurements of azimuthal anisotropies of jet production in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector”. In: *Phys. Rev. C* 105 (2022), p. 064903. arXiv: 2111.06606 [nucl-ex] (cit. on p. 51).

Webpages

- [@1] Iulia-Stefania Trandafir. *A study on ECIDS discriminant and its training procedure*. 2021. URL: https://gitlab.cern.ch/ATLAS-EGamma/Publications/electronidnotes/mvadevelopments/ecids-studies-2020/-/blob/master/QT_Iulia_TRANDAFIR.pdf (cit. on pp. v, 50).
- [@29] I. S. Trandafir M. Renda. *Effects of gas temperature on Monte-Carlo simulations of charged particles drift in gaseous medium*. 2022. URL: http://ibwap.ro/wp-content/uploads/2022/07/program_extins.pdf (cit. on p. 50).

