



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

Διπλωματική Εργασία

Αλμάδι Μικέλα

Μελέτη παρατηρησιμότητας της εξωτικής διάσπασης του μποζονίου Higgs σε δύο νέα σωματίδια με spin-0 σε τελικές καταστάσεις με τέσσερα b-κουάρκ σε συγκρούσεις πρωτονίου-πρωτονίου στον LHC

Sensitivity studies in the search for the exotic decays of the Higgs boson into two new spin-0 particles in the bbbb final state in proton-proton collisions at the LHC

Στην επιστημονική περιοχή:
Φυσική Στοιχειωδών Σωματιδίων

Επιβλέπουσα:

Γεωργία Καραποστόλη, Επίκουρη Καθηγήτρια, ΣΕΜΦΕ

Τριμελής Επιτροπή:

Γεωργία Καραποστόλη, Επίκουρη Καθηγήτρια, ΣΕΜΦΕ
Κωνσταντίνος Κουσουρής, Αναπληρωτής Καθηγητής, ΣΕΜΦΕ
Γεώργιος Τσιπολίτης, Καθηγητής, ΣΕΜΦΕ

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2024

Ευχαριστίες

Ευχαριστώ όλα τα άτομα που στάθηκαν δίπλα μου κατά την διάρκεια των σπουδών μου και όχι μόνο. Συγκεκριμένα, τους φίλους και συμφοιτητές Ματσαδές Παναγιώτη, Παπούλη Ηλιανή, Παρίση Μάγδα, Πλόχωρο Θεοτόκη, Ράγγο Βασίλη, Σεβαστόπουλο Ραφαήλ, Σταϊνχάουερ Λυδία, Τσούτσικου Γεωργία, Φύριο Εμμανουήλ. Εξαιτίας τους, τα τελευταία τρία έτη φοίτησης δεν ήταν ποτέ βαρετά, και δεν θα μπορούσα να τα φανταστώ διαφορετικά.

Επίσης ευχαριστώ την υπέροχη οικογένειά μου για την στήριξη που μου προσέφερε στις δύσκολες και στις όμορφες στιγμές των σπουδών μου. Ειδικότερα, τους Αλμάδι Άγγελο, Αλμάδι Μπουγιάρ, Λούζι Ελευθερία, Κουλούρα Φαίη, Κουλούρα Σοφία, και κυρίως την γιαγιά μου και αγαπημένο μου άνθρωπο, Κουλούρα Εριφύλη. Φυσικά, και τον καλύτερο σύντροφο, Μαντράχαλο Ανδρέα που με ενθάρρυνε συνεχώς.

Ευχαριστώ την ακαδημαϊκή κοινότητα του ΕΜΠ και κυρίως του καθηγητές και επιστήμονες Καραποστόλη Γεωργία, Κουσουρή Κωνσταντίνο και Τσιπολίτη Γεώργιο, που με συμβούλευαν σχετικά με την διπλωματική μου εργασία.

Τέλος ευχαριστώ των καθηγητή φυσικής Χαβιάρα Διαμαντή, του οποίου η διδασκαλία με έκανε να αγαπήσω την φυσική και να επιλέξω να ακολουθήσω τις σπουδές σε αυτό το αντικείμενο. Ήταν ίσως η καλύτερη επιλογή, και οφείλεται εξ ολοκλήρου σε εκείνον.

©(2024)Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο. All rights Reserved. Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς το συγγραφέα. Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σ' αυτό το έγγραφο εκφράζουν το συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευτεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία μελετά την εξωτική διάσπαση του μποζονίου Higgs σε ένα ζεύγος νέων ψευδοβαθμωτών σωματιδίων a , το κάθε ένα από τα οποία διασπάται σε ένα ζεύγος bottom κουάρκ - αντικουάρκ ($b\bar{b}$). Έχει επιλεγθεί το κανάλι παραγωγής του Higgs σε συσχέτιση με το μποζόνιο Z - το οποίο διασπάται λεπτονικά - καθώς τα λεπτόνια έχουν πολύ καθαρή “υπογραφή” στον ανιχνευτή. Το κινηματικά επιτρεπτό εύρος μάζας των νέων σωματιδίων a είναι 10–60 GeV. Η ανάλυση επικεντρώνεται στην περιοχή χαμηλής μάζας του a , και χρησιμοποιούμε ενδεικτικά τις υποθέσεις $M_a = 12, 15, 20, 25, 30$ GeV. Μελετάται η ανακατασκευή των b κουάρκ σε επίπεδο ανίχνευσης με την χρήση των κινηματικών τους χαρακτηριστικών (όπως είναι η μεταξύ τους γωνιακή απόσταση), και δίνεται έμφαση στα αποτελέσματα παρατηρησιμότητας (significance) για τις διάφορες υποθέσεις μάζας του a . Τα δείγματα δεδομένων που χρησιμοποιήθηκαν έχουν παραχθεί μέσω προσομοιώσεων Monte Carlo συγκρούσεων πρωτονίου-πρωτονίου ενέργειας κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 13$ TeV, και αντιστοιχούν σε αυτά από τον ανιχνευτή CMS στο Run II (2017), με ολοκληρωμένη φωτεινότητα 43.5 fb^{-1} .

Λέξεις κλειδιά

φυσική στοιχειωδών σωματιδίων, φυσική υψηλών ενεργειών, στοιχειώδη σωματίδια, μποζόνιο Higgs, μηχανισμός Higgs, εξωτικές διασπάσεις του μποζονίου Higgs, επιταχυντής LHC, ανιχνευτής CMS, προσομοίωση Monte Carlo, νέα φυσική, πολυμετάβλητη ανάλυση, μελέτη παρατηρησιμότητας

Abstract

This thesis studies the exotic decay of the Higgs boson into a pair of new pseudoscalar particles a , each of which decays into a pair of bottom quarks ($b\bar{b}$). The Higgs production channel in association with a Z boson - which decays leptonically - has been chosen, as leptons have a very clean signature in the detector. The kinematically allowed mass range for the new a particles is 10 – 60 GeV. The analysis focuses on the low mass region of a , and we use the benchmark mass hypothesis $M_a = 12, 15, 20, 25, 30$ GeV. The reconstruction of the b quarks at the detector level is studied using their kinematic characteristics (such as the angular separation between them) and emphasis is placed on the significance results for the various mass scenarios of a . The data samples used were produced through Monte Carlo simulations of proton-proton collisions with a center-of-mass energy $\sqrt{s} = 13$ TeV, corresponding to those from the CMS detector in Run II (2017), with an integrated luminosity of 43.5 fb^{-1} .

Keywords

elementary particle physics, high energy physics, Higgs boson, Higgs mechanism, exotic decays of the Higgs boson, LHC, CMS detector, Monte Carlo simulations, new physics, Multivariate Analysis (MVA), TMVA, Boosted Decision Trees (BDT), significance study

Περιεχόμενα

1	Θεωρητικό Υπόβαθρο	13
1.1	Η δομή του Καθιερωμένου Προτύπου	13
1.2	Η Lagrangian του Καθιερωμένου Προτύπου	14
1.3	Ο τομέας Higgs (Higgs sector)	15
1.3.1	Ο μηχανισμός Higgs στο Καθιερωμένο Πρότυπο	16
1.3.2	Το σωματίδιο Higgs	18
1.4	Ιδιότητες του σωματιδίου Higgs	19
1.4.1	Μηχανισμοί παραγωγής του μποζονίου Higgs	20
1.4.2	Μηχανισμοί διάσπασης του μποζονίου Higgs	23
1.5	Εξωτικές διασπάσεις του μποζονίου Higgs ($h \rightarrow BSM$)	26
1.5.1	Κίνητρο για έρευνα	26
1.5.2	Τρέχουσες αναζητήσεις	27
1.5.3	Two-Higgs Doublet Model	27
2	Πειραματικά στοιχεία	30
2.1	Large Hadron Collider (LHC)	30
2.2	Compact Muon Solenoid (CMS)	32
2.2.1	Το σύστημα συντεταγμένων του CMS	32
2.2.2	Γενικά στοιχεία της κατασκευής του CMS	33
2.2.3	Το σύστημα trigger του CMS	36
3	Φυσική συγκρούσεων στον LHC	38
3.1	Σχεδιάσεις μεταξύ πρωτονίων	38
3.1.1	Η δομή του πρωτονίου και σκληρή σκέδαση παρτονίων	38
3.1.2	Ενεργός διατομή	39
3.1.3	Φωτεινότητα (Luminosity)	40
3.2	Κινηματικές μεταβλητές	41
3.3	Αδρονικά jets (Hadronic jets)	44
3.3.1	Ανακατασκευή αδρονικών jets (Jet Reconstruction)	45
3.3.2	b-tagging: Ταυτοποίηση των b κουάρκ	46
4	Ανάλυση	48
4.1	Θεωρητικά Μοντέλα	48
4.1.1	2HDM+S	48
4.1.2	$h \rightarrow 4b$	50
4.2	Φυσικές διεργασίες	51
4.2.1	Διεργασία σήματος	51
4.2.2	Σωματίδια Monte Carlo	52
4.2.3	Οι διεργασίες υποβάθρου	55
4.3	Στρατηγική ανάλυσης	56
4.3.1	Generator Level	57

4.3.2	Detector Level	64
4.3.2.1	Κριτήρια Επιλογής Γεγονότων	64
4.3.2.2	Κατανομές μεταβλητών σε επίπεδο detector	69
4.4	Πολυμετάβλητη ανάλυση δεδομένων	74
4.4.1	Toolkit for Multivariate Analysis - TMVA	74
4.4.2	Training μεταβλητές	76
4.4.3	Απόκριση του BDT	78
4.4.4	Η καμπύλη Receiver Operating Characteristic	79
4.4.5	Γράφημα cut efficiencies	80
4.5	Πειραματικά αποτελέσματα	82
4.5.1	Αποτελεσματικότητα της στρατηγικής	82
4.5.2	Εύρεση της καλύτερης training μεταβλητής	85
4.5.3	BDT training για όλες τις υποθέσεις μάζας	86
4.5.4	Μελέτη παρατηρησιμότητας	90
5	Συμπεράσματα	91
A	Το θεωρητικό μοντέλο 2HDM + S	93
B	Τα 2D ιστογράμματα της ανάλυσης	95

Κατάλογος σχημάτων - εικόνων

1.1	Τα 17 στοιχειώδη σωματίδια, και μερικές από τις ιδιότητές τους: 12 φερμιόνια (6 κουάρκ and 6 λεπτόνια), 4 μποζόνια βαθμίδας, και το μποζόνιο Higgs. [1]	14
1.2	Το εύρος που είχε ορισθεί για τη μάζα του σωματιδίου Higgs, έως τον Μάρτιο του 2012. Η αριστερή πλευρά που έχει σκιασθεί με κίτρινο χρώμα αντιστοιχεί στο εύρος μάζας που είχε αποκλεισθεί ύστερα από πειράματα στον επιταχυντή LEP. Ομοίως, η δεξιά πλευρά αντιστοιχεί στο εύρος που απέκλεισαν τα πειράματα στους επιταχυντές Tevatron και LHC. Το γράφημα απεικονίζει και την στατιστική συνάρτηση χ^2 (μαύρη καμπύλη), συναρτήσει της μάζας του Higgs, M_h . Με τη συνάρτηση αυτή ποσοτικοποιείται η συμφωνία ανάμεσα στις θεωρητικές προβλέψεις του ΚΠ και στα πειραματικά δεδομένα που εξάχθηκαν από ηλεκτρωασθενείς μετρήσεις υψηλής ακρίβειας (precision electroweak measurements). Η αντίστοιχη θεωρητική αβεβαιότητα φαίνεται με γαλάζιο χρώμα [2].	20
1.3	Οι κυριότεροι μηχανισμοί παραγωγής του Higgs στον LHC: (α) gluon-gluon fusion (β) vector boson fusion (γ) associated production with vector bosons W/Z (ή Higgs-strahlung) (δ) associated production with top quarks	20
1.4	Η ενεργός διατομή των διάφορων μηχανισμών παραγωγής του Higgs ($M_h = 125$ GeV) συναρτήσει της ενέργειας κέντρου μάζας. Η χρωματισμένη περιοχή εκατέρωθεν κάθε καμπύλης αντιπροσωπεύει την θεωρητική αβεβαιότητα λόγω διορθώσεων διαταραχών υψηλής τάξεως (higher order perturbative corrections)[3].	21
1.5	Διάγραμμα Feynman loop level για την περίπτωση της παραγωγής του Higgs σε συσχέτιση με μποζόνιο Z	22
1.6	Τα διαγράμματα Feynman για τους κυριότερους μηχανισμούς διάσπασης του μποζονίου Higgs: (α) Διάσπαση σε φερμιόνια (β) Διάσπαση σε ασθενή μποζόνια (γ) Διάσπαση σε γκλουόνια μέσω βρόχου top κουάρκ (δ) Διάσπαση σε φωτόνια ή $Z\gamma$ μέσω βρόχου top κουάρκ (ε) Διάσπαση σε φωτόνια ή $Z\gamma$ μέσω βρόχου μποζονίου W	23
2.1	Διάγραμμα του συμπλέγματος επιταχυντών στο CERN, που απεικονίζει το δίκτυο των επιταχυντικών διατάξεων (LINAC2, BOOSTER, PS, SPS) και των κυριότερων πειραμάτων (CMS, ATLAS, ALICE, LHCb).	31
2.2	Το σύστημα συνενταγμένων που χρησιμοποιεί ο ανιχνευτής CMS [4].	33
2.3	Τρισδιάστατη σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή CMS.	34
2.4	Η εγκάρσια τομή του ανιχνευτή CMS, και τα σωματίδια που ανιχνεύονται από κάθε υποσύστημά του [5].	36
3.1	Ενεργές διατομές (nb) συναρτήσει της ενέργειας κέντρου μάζας (TeV), για μερικές από τις αλληλεπιδράσεις που προκύπτουν από συγκρούσεις pp	39
3.2	Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος συντεταγμένων του ανιχνευτή CMS, σε κυλινδρικές συντεταγμένες (IP: Interaction Point) [4].	41
3.3	Οι τιμές που λαμβάνει η ψευδοωκύτητα για τις διάφορες τιμές της πολικής γωνίας θ . Ο άξονας z αντιστοιχεί στον άξονα της δέσμης. [4]	42
3.4	Σχηματική αναπαράσταση της διαμόρφωσης αδρονικών jets, όπως προκύπτουν από την αρχική σύγκρουση πρωτονίων [6].	45

3.5	Σχηματική αναπαράσταση της κύριας αρχής για την ταυτοποίηση των jets που προέρχονται από b κουάρκ [7].	46
4.1	Τα διάφορα κλάσματα διάσπασης για ένα singlet-like ψευδοβαθμωτό σωματίδιο στον τύπο I συζεύξεων Yukawa, του μοντέλου 2HDM+S.	49
4.2	Τα διάφορα κλάσματα διάσπασης για ένα singlet-like ψευδοβαθμωτό σωματίδιο στον τύπο II συζεύξεων Yukawa, του μοντέλου 2HDM+S. $\tan \beta = 0.5$: ενισχύονται διασπάσεις σε up-type κουάρκ και λεπτόνια. $\tan \beta = 5$: ενισχύονται διασπάσεις σε down-type κουάρκ.	50
4.3	Τα διάφορα κλάσματα διάσπασης για ένα singlet-like ψευδοβαθμωτό σωματίδιο στον τύπο III συζεύξεων Yukawa, του μοντέλου 2HDM+S. $\tan \beta = 0.5$: ενισχύονται οι διασπάσεις σε κουάρκ. $\tan \beta = 5$: ενισχύονται οι διασπάσεις σε λεπτόνια.	50
4.4	Τα διάφορα κλάσματα διάσπασης για ένα singlet-like ψευδοβαθμωτό σωματίδιο στον τύπο IV συζεύξεων Yukawa, του μοντέλου 2HDM+S. $\tan \beta = 0.5$: ενισχύονται οι διασπάσεις σε up-type κουάρκ και λεπτόνια. $\tan \beta = 5$: ενισχύονται οι διασπάσεις σε down-type κουάρκ.	51
4.5	Το διάγραμμα Feynman του σήματος $hZ \rightarrow a(bb)a(bb)\ell\ell$ που μελετάται. Το Higgs παράγεται με τον μηχανισμό Zh , όπου το Z διασπάται λεπτονικά. Το Higgs διασπάται στα εξωτικά σωματίδια a , και το κάθε ένα διασπάται σε ζεύγος $b\bar{b}$	52
4.6	Η κινηματική του μποζονίου Higgs του σήματος: (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής (β) Κατανομή ψευδοωκότητας (γ) Κατανομή μάζας.	53
4.7	Η κινηματική του μποζονίου Z του σήματος: (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής (β) Κατανομή ψευδοωκότητας (γ) Κατανομή μάζας.	53
4.8	Η κινηματική του ενός μποζονίου a του σήματος: (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής (β) Κατανομή ψευδο-ωκότητας (γ) Κατανομή μάζας.	54
4.9	Η κινηματική ενός εκ των τεσσάρων b κουάρκ του σήματος: (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής (β) Κατανομή ψευδο-ωκότητας (γ) Κατανομή μάζας.	54
4.10	Η κινηματική του ενός λεπτονίου του σήματος: (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής (β) Κατανομή ψευδοωκότητας.	54
4.11	Το διάγραμμα Feynman της διαδικασίας Drell-Yan. Δύο παρτόνια εξαυλώνονται και παράγεται ζεύγος $\ell^- \ell^+$ μέσω της ανταλλαγής ενός εικονικού φωτονίου ή μποζονίου Z	55
4.12	Τα διαγράμματα Feynman για τις διεργασίες υποβάθρου $t\bar{t}$: (α) $t\bar{t}$ hadronic (β) $t\bar{t}$ semileptonic (γ) $t\bar{t}$ dileptonic.	56
4.13	Η πολλαπλότητα των κουάρκ/γκλουονίων πριν την εφαρμογή της συνθήκης $N_{q/g} \geq 3$ στο σήμα ($M_a = 20$ GeV) και στα υπόβαθρα Drell-Yan και $t\bar{t}$	58
4.14	Αδρονικό τελικό σύστημα αποτελούμενο από q/g : (α) κατανομή μάζας (β) κατανομή εγκάρσιας ορμής.	58
4.15	(α) Η κατανομή μάζας του λεπτονικού τελικού συστήματος (β) Η κατανομή εγκάρσιας ορμής του λεπτονικού τελικού συστήματος.	59
4.16	(α) Η απόλυτη αζιμουθιακή γωνιακή διαφορά για το αδρονικό και το λεπτονικό σύστημα (β) Το βαθμωτό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών των q/g	60
4.17	Η κατανομή p_T για (α) το πιο ενεργητικό q/g (β) το λιγότερο ενεργητικό q/g	60
4.18	(α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής για το πρωτεύον λεπτόνιο (leading lepton) (β) Κατανομή εγκάρσιας ορμής για το δευτερεύον λεπτόνιο (subleading lepton) (γ) Κατανομή γωνιακής απόστασης για τα δύο λεπτόνια.	60
4.19	Για το ζεύγος $b\bar{b}$ με ελάχιστη τιμή του ΔR : (α) Κατανομή ΔR (β) Κατανομή μάζας $M_{b\bar{b}}$ (γ) Κατανομή εγκάρσιας ορμής $p_T^{b\bar{b}}$	61
4.20	Για το άλλο ζεύγος $b\bar{b}$: (α) Κατανομή ΔR (β) Κατανομή μάζας $M_{b\bar{b}}$ (γ) Κατανομή εγκάρσιας ορμής $p_T^{b\bar{b}}$	61
4.21	Για ζεύγος $b\bar{b}$ όπου τα b κουάρκ προέρχονται από το ίδιο a (α) Κατανομή ΔR (β) Κατανομή μάζας $M_{b\bar{b}}$ (γ) Κατανομή εγκάρσιας ορμής $p_T^{b\bar{b}}$	62
4.22	Δισδιάστατα ιστογράμματα $p_T^{b\bar{b}} - M_{b\bar{b}}$ για την περίπτωση του σήματος (α) Όταν τα b του ζεύγους προέρχονται από το ίδιο a (truth) (β) Με την μέθοδο ανακατασκευής με βάση το ΔR του ζεύγους (global).	62
4.23	Δισδιάστατα ιστογράμματα $p_T^{b\bar{b}} - M_{b\bar{b}}$ για τα υπόβαθρα (α) Drell-Yan (β) $t\bar{t}$	63

4.24 Η κατανομή της διαφοράς μάζας $\Delta M(a_1, a_2)$ σε επίπεδο generator.	63
4.25 Η περιοχή κάλυψης ενός ανιχνευτή σε όρους ψευδοωκότητας. Ενδεικτικά, με κόκκινο χρώμα φαίνεται η περιοχή $ \eta < 2.5$	64
4.26 Κατανομή της αναλλοίωτης διλεπτονικής μάζας (α) πριν τον περιορισμό $80 \leq M_{\ell\ell} \leq 100$ GeV (β) μετά τον περιορισμό $80 \leq M_{\ell\ell} \leq 100$ GeV.	65
4.27 Πάνω: Πολλαπλότητα των jets (α) πριν τον περιορισμό $N_{jet} \geq 3$ (β) μετά τον περιορισμό $N_{jet} \geq 3$. Κάτω: Πολλαπλότητα των b-jets (γ) πριν τον περιορισμό $N_{b-jet} \geq 3$ (δ) μετά τον περιορισμό $N_{b-jet} \geq 3$	65
4.28 Η κατανομή του b-tag discriminator για (α) το πρώτο b-jet (με το μεγαλύτερο b-tag) (β) το δεύτερο b-jet (γ) το τρίτο b-jet (με το μικρότερο b-tag στο εύρος $[0.4941, 1]$) (δ) το τέταρτο jet το οποίο μπορεί να είναι είτε b-tagged (όταν b-tag > 0.4941) είτε untagged. Στην περίπτωση που είναι untagged, έχει την μεγαλύτερη τιμή του b-tag discriminator.	66
4.29 Πάνω: Αδρονικό τελικό σύστημα αποτελούμενο από jets (α) κατανομή μάζας (β) κατανομή εγκάρσιας ορμής. Κάτω: Λεπτονικό τελικό σύστημα (γ) κατανομή μάζας (δ) κατανομή εγκάρσιας ορμής.	70
4.30 (α) Η απόλυτη αζιμουθιακή γωνιακή διαφορά για το αδρονικό και το λεπτονικό σύστημα (β) Το βαθμωτό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών των jet.	70
4.31 Η εγκάρσια ορμή για το πιο ενεργητικό b-jet, με το μεγαλύτερο b-tag discriminator.	71
4.32 (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής για το πρωτεύον ανακατασκευασμένο λεπτόνιο (leading lepton) (β) Κατανομή εγκάρσιας ορμής για το δευτερεύον ανακατασκευασμένο λεπτόνιο (subleading lepton) (γ) Κατανομή γωνιακής απόστασης για τα δύο λεπτόνια.	71
4.33 Η κατανομή ελλειπούσας εγκάρσιας ενέργειας \cancel{E}_T για το σήμα $Zh \rightarrow a(bb)a(bb)\ell\ell$ και τα υπόβαθρα Drell-Yan και $t\bar{t}$	72
4.34 Για το ζεύγος jet $b\bar{b}$ με ελάχιστη τιμή του ΔR : (α) Κατανομή ΔR (β) Κατανομή μάζας $M_{b\bar{b}}$ (γ) Κατανομή εγκάρσιας ορμής $p_T^{b\bar{b}}$	72
4.35 Για το άλλο ζεύγος jet $b\bar{b}$: (α) Κατανομή ΔR (β) Κατανομή μάζας $M_{b\bar{b}}$ (γ) Κατανομή εγκάρσιας ορμής $p_T^{b\bar{b}}$	73
4.36 Διδιάστατα ιστογράμματα $p_T^{b\bar{b}} - M_{b\bar{b}}$ για (α) το σήμα (υπόθεση μάζας $M_a = 20$ GeV) (β) το υπόβαθρο Drell-Yan (γ) το υπόβαθρο $t\bar{t}$	73
4.37 Η κατανομή της διαφοράς μάζας $\Delta M(a_1, a_2)$ σε επίπεδο detector.	74
4.38 Διάγραμμα ροής των δύο φάσεων του TMVA: Training και Application	75
4.39 Διάγραμμα ενός Decision Tree. Τα φύλλα του δέντρου αντιστοιχούν σε καταστάσεις σήματος (S) και υποβάθρου (B).	76
4.40 Οι κατανομές των μεταβλητών που χρησιμοποιήθηκαν στο training. Με μπλε χρώμα απεικονίζεται το σήμα ($M_a = 20$ GeV), ενώ με κόκκινο το συνολικό υπόβαθρο.	77
4.41 Οι πίνακες συσχέτισης (correlation matrices) των μεταβλητών που χρησιμοποιήθηκαν στο training: (α) για το σήμα (β) για το συνολικό υπόβαθρο.	78
4.42 Η απόκριση (response) του BDT για την υπόθεση μάζας $M_a = 20$ GeV. Με μπλε χρώμα απεικονίζεται η κατανομή στην περίπτωση του σήματος, και με κόκκινο η κατανομή που αντιστοιχεί στο συνολικό υπόβαθρο. (α) Το δείγμα που χρησιμοποιήθηκε για την δοκιμή του μοντέλου (testing sample) (β) Υπέρθεση των δειγμάτων που χρησιμοποιήθηκαν για την εκπαίδευση του μοντέλου (training sample) και την αντίστοιχη δοκιμή. Οι σημειακές κουκκίδες της κατανομής αντιστοιχούν στο δείγμα training, ενώ η συνεχής κατανομή στο δείγμα testing.	79
4.43 Η καμπύλη ROC για το training με δεδομένα που αντιστοιχούν στην υπόθεση μάζας $M_a = 20$ GeV.	80
4.44 Το γράφημα cut efficiencies για το training με δεδομένα που αντιστοιχούν στην υπόθεση μάζας $M_a = 20$ GeV.	81
4.45 Γραφική αναπαράσταση του ποσοστού των ζευγών jets που ταυτοποιήθηκαν ως ζεύγη b κουάρκ του σήματος, για τις διάφορες υποθέσεις μάζας του σωματιδίου a	83
4.46 2D ιστόγραμμα της εγκάρσιας ορμής ενός true ζεύγους $b\bar{b}$, συναρτήσει της εγκάρσιας ορμής του jet στο οποίο έχει αντιστοιχηθεί.	85
4.47 Οι καμπύλες ROC όπως προέκυψαν για τα διαφορετικά training sessions του BDT.	85
4.48 Καμπύλες ROC για τις διάφορες ενδεικτικές υποθέσεις μάζας.	87

4.49	Καμπύλες ROC για τις ενδεικτικές υποθέσεις μάζας $M_a = 12, 15, 20$ GeV όταν εφαρμόζεται η κύρια ανάλυση (γραμμοσκιασμένη περιοχή) και όταν εφαρμόζεται η ανάλυση χαμηλής μάζας.	88
4.50	Η απόκριση (response) του BDT για τα δείγματα testing και training σε υπέρθεση, για τις τρεις υποθέσεις χαμηλής μάζας, σε δύο περιπτώσεις. Αριστερά: Όταν εφαρμόζεται η κύρια ανάλυση. Δεξιά: Όταν εφαρμόζεται η ανάλυση χαμηλής μάζας.	89
4.51	Μελέτη παρατηρησιμότητας για τις υποθέσεις μάζας $M_a = 12, 15, 20, 25, 30$ GeV.	90
B.1	Ιστογράμματα 2D εγκάρσιας ορμής-μάζας για τα σωματίδια Monte Carlo, όπου τα b κουάρκ του κάθε ζεύγους προέρχονται από το ίδιο σωματίδιο a	95
B.2	Ιστογράμματα 2D εγκάρσιας ορμής-μάζας για το ζεύγος με ελάχιστο ΔR , σε generator level.	95
B.3	Ιστογράμματα 2D εγκάρσιας ορμής-μάζας για το άλλο ζεύγος, σε generator level.	96
B.4	Ιστογράμματα 2D εγκάρσιας ορμής-μάζας για το ζεύγος με ελάχιστο ΔR , σε detector level.	96
B.5	Ιστογράμματα 2D εγκάρσιας ορμής-μάζας για το άλλο ζεύγος, σε detector level.	96

Κατάλογος πινάκων

1.1	Οι τιμές των κλασμάτων διάσπασης και οι αντίστοιχες αβεβαιότητες για τα διάφορα κανάλια διάσπασης του μποζονίου Higgs. Με THU συμβολίζεται η θεωρητική αβεβαιότητα, και με PU η παραμετρική αβεβαιότητα. Η τελευταία αφορά το σφάλμα που οφείλεται σε παραμέτρους όπως είναι η μάζα των κουάρκ (m_q) και οι σταθερές σύζευξης της QCD (a_s) [8].	24
1.2	Οι διπλές με τις οποίες κάνουν σύζευξη οι διάφοροι τύποι φερμιονίων στους τέσσερις τύπους του 2HDM (χωρίς FCNCs, στην χαμηλότερη τάξη).	28
1.3	Ο λόγος των συζεύξεων Yukawa για το ψευδοβαμωτό μποζόνιο του 2HDM, σε σχέση με αυτές του μποζονίου Higgs στο ΚΠ (χωρίς FCNCs, στην χαμηλότερη τάξη).	28
2.1	Χαρακτηριστικά μεγέθη των πακέτων πρωτονίων. Η δεύτερη στήλη αντιστοιχεί στην τιμή του μεγέθους όπως προκύπτει από τον σχεδιασμό του LHC, και η τρίτη στήλη αντιστοιχεί στην μέτρηση του μεγέθους όπως προέκυψε από την λήψη δεδομένων στον LHC το 2016.	31
4.1	Ένα τυχαίο event για το σήμα $hZ \rightarrow a(b\bar{b})a(b\bar{b})\ell^-\ell^+$ όπως διαμορφώνεται από το λογισμικό PYTHIA. Τα σωματίδια που συμμετέχουν είναι 12: δύο κουάρκ από τα συγκρουόμενα πρωτόνια, τα συνολικά τέσσερα μποζόνια Z , h , a , δύο λεπτόνια, και τέσσερα b κουάρκ. Δίπλα από κάθε κωδικό, αναγράφεται το αντίστοιχο σωματίδιο.	53
4.2	Κριτήρια επιλογής γεγονότων	66
4.3	Event Flow Table	67
4.4	Η ενεργός διατομή, το βάρος, και ο αναμενόμενος αριθμός γεγονότων μετά τα κριτήρια επιλογής, για κάθε διεργασία.	68
4.5	Event flow table για το δείγμα DY + jets inclusive.	69
4.6	Λίστα από μεταβλητές που χρησιμοποιήθηκαν στην πολυμετάβλητη ανάλυση.	78
4.7	Σε κάθε περίπτωση υπόθεσης μάζας του a , δίνεται το ποσοστό των ζευγών jet με ελάχιστο ΔR που έχουν αντιστοιχηθεί σε true ζεύγη $b\bar{b}$. Ουσιαστικά πρόκειται για το ποσοστό ορθότητας της στρατηγικής.	82
4.8	Πίνακας ροής γεγονότων για την ανάλυση χαμηλής μάζας.	84
4.9	Πίνακας Expected Yield για την περίπτωση της ανάλυσης χαμηλής μάζας. Αναγράφεται ο αριθμός γεγονότων που αναμένεται να επιβιώσει μετά από την εφαρμογή όλων των κριτηρίων επιλογής, για κάθε διαδικασία.	84
4.10	Στις ενδεικτικές περιπτώσεις μάζας $M_a = 12, 15, 20$ GeV, δίνεται το ποσοστό των jets που ταίριαξαν με ζεύγη $b\bar{b}$, όπως προέκυψε από την ανάλυση χαμηλής μάζας.	84
4.11	Η κατάταξη των training μεταβλητών κατά φθίνουσα σειρά σημαντικότητας (από την καλύτερη προς την χειρότερη), με βάση το αποτέλεσμα του significance που προκύπτει από την αφαίρεση της κάθε μίας από το training.	86
4.12	Οι τιμές παρατηρησιμότητας και BDT cut για τις διάφορες ενδεικτικές υποθέσεις μάζας, με την εφαρμογή της κύριας ανάλυσης. Στην τρίτη στήλη αναφέρεται και ο αναμενόμενος τελικός αριθμός γεγονότων κάθε υπόθεσης. Για το υπόβαθρο έχουμε $N_{\text{exp,final}}^{\text{bg}} = 2221.88$	86
4.13	Λίστα από μεταβλητές που χρησιμοποιήθηκαν στο training, για την ανάλυση χαμηλής μάζας.	88
4.14	Οι τιμές παρατηρησιμότητας και BDT cut για τις ενδεικτικές υποθέσεις μάζας $M_a = 12, 15, 20$ GeV, με την εφαρμογή της ανάλυσης χαμηλής μάζας.	88

A.1	Συζεύξεις Yukawa για τους διάφορους τύπους 2HDM. Με u συμβολίζονται τα up-type κουάρκ, με d τα down-type κουάρκ και με ℓ τα λεπτόνια.	93
-----	--	----

Εισαγωγή

Το Καθιερωμένο Πρότυπο (ΚΠ) της σωματιδιακής φυσικής αποτελεί έως σήμερα την καλύτερη θεωρία για την περιγραφή των στοιχειωδών σωματιδίων και των μεταξύ τους αλληλεπιδράσεων (εξαιρώντας την βαρυτική αλληλεπίδραση). Πρόκειται για ένα εξαιρετικά δομημένο μαθηματικό πλαίσιο που περιλαμβάνει όλα τα γνωστά σωματίδια (λεπτόνια, κουάρκ, μποζόνια βαθμίδας, μποζόνιο Higgs), και έχει επιβεβαιωθεί πειραματικά σε μεγάλο βαθμό. Μάλιστα, η ανακάλυψη του μποζονίου Higgs το 2012 από τα πειράματα ATLAS [9] και CMS [10] στον Large Hadron Collider (LHC) αποτέλεσε ορόσημο στην επιστήμη των στοιχειωδών σωματιδίων καθώς οδήγησε στην επιβεβαίωση του μηχανισμού Higgs του ΚΠ.

Παρά την σημαντική επιτυχία της θεωρίας του ΚΠ, το εν λόγω μοντέλο δεν είναι πλήρες. Μερικά παραδείγματα που επιβεβαιώνουν τον ισχυρισμό αυτό είναι το γεγονός ότι δεν περιγράφει την βαρύτητα, και δεν εξηγεί φαινόμενα όπως είναι η σκοτεινή ύλη και η σκοτεινή ενέργεια. Η ανακάλυψη του μποζονίου Higgs - του σωματιδίου που αποδίδει μάζα στα στοιχειώδη σωματίδια μέσω του ομώνυμου μηχανισμού - έθεσε τα θεμέλια για την αναζήτηση νέας φυσικής, πέραν του καθιερωμένου προτύπου (Beyond Standard Model - BSM). Μία ενδιαφέρουσα περιοχή έρευνας είναι οι διασπάσεις του Higgs σε εξωτικά σωματίδια, τα οποία δεν προβλέπονται από το ΚΠ. Μάλιστα, τα τρέχοντα πειραματικά δεδομένα θέτουν για το κλάσμα διάσπασης του Higgs σε νέα σωματίδια, ένα ανώτατο όριο ίσο με 16% [11]. Τέτοιες μελέτες έχουν την δυνατότητα να επεκτείνουν το ΚΠ, διαμορφώνοντας μία νέα πιο πλήρη θεωρία.

Μάλιστα, πολλά είναι τα μοντέλα BSM που προβλέπουν extended Higgs sectors, ενώ χαρακτηριστικά παραδείγματα αποτελούν τα 2-Higgs-doublet models (2HDM), 2HDM+scalar singlet field (2HDM+S) και το μοντέλο next-to-minimal supersymmetric SM (NMSSM). Το μοντέλο 2HDM+S προβλέπει συνολικά επτά βαθμωτά και ψευδοβαθμωτά σωματίδια, και επιτρέπει την διάσπαση του Higgs σε δύο νέα ψευδοβαθμωτά σωματίδια a , εφόσον αυτή επιτρέπεται κινηματικά. Επιπλέον, το κυρίαρχο κανάλι διάσπασης του a , είναι το $a \rightarrow b\bar{b}$, εφόσον ικανοποιείται η συνθήκη $10 \lesssim M_a \lesssim 60$ GeV για την μάζα του a .

Η παρούσα εργασία επικεντρώνεται στο κανάλι εξωτικής διάσπασης του Higgs $h \rightarrow aa \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, όπου το Higgs παράγεται σε συσχέτιση με το μποζόνιο Z και το τελευταίο διασπάται λεπτονικά. Αποτελεί συνέχεια της μελέτης “*Search for the decay of the Higgs boson to a pair of light pseudoscalar bosons in the final state with four bottom quarks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*” [12], και εστιάζοντας στις περιοχές χαμηλής μάζας του σωματιδίου a , στοχεύει στην βελτίωση της παρατηρησιμότητας του εν λόγω καναλιού. Στο Κεφάλαιο 1 παρατίθενται τα θεωρητικά σημεία της εργασίας, τα οποία αφορούν την διαμόρφωση του ΚΠ, το σωματίδιο Higgs, τις ιδιότητές του, και θεωρητικά μοντέλα για τις εξωτικές διασπάσεις του. Στη συνέχεια, το Κεφάλαιο 2 επικεντρώνεται στον LHC και στα πειράματα που λειτουργούν, ενώ δίνεται μεγαλύτερη έμφαση στο πείραμα CMS. Το Κεφάλαιο 3 έχει αφιερωθεί στην φυσική συγκρούσεων πρωτονίου-πρωτονίου, και στις κινηματικές μεταβλητές που μας ενδιαφέρουν. Το Κεφάλαιο 4 αποτελεί την ανάλυση της εργασίας όπου περιγράφεται λεπτομερώς κάθε βήμα της, και τα αποτελέσματα που προέκυψαν. Τέλος, στο Κεφάλαιο 5 δίνεται μία σύνοψη της ανάλυσης και των συμπερασμάτων.

Κεφάλαιο 1

Θεωρητικό Υπόβαθρο

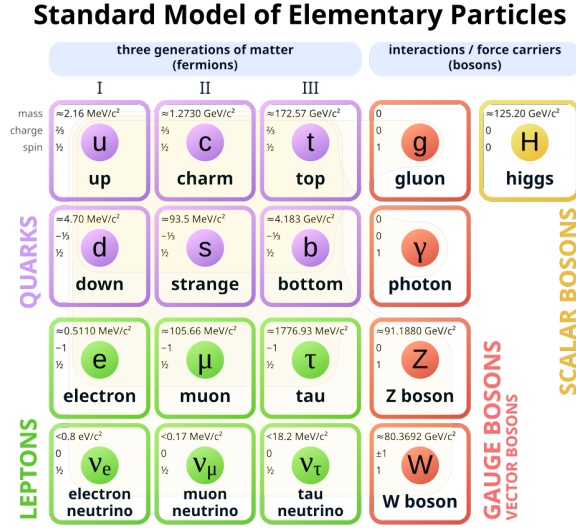
Το Καθιερωμένο Πρότυπο (ΚΠ) είναι ένα πλήρες μοντέλο που κατηγοριοποιεί όλα τα γνωστά στοιχειώδη σωματίδια και περιγράφει τις θεμελιώδεις δυνάμεις που χαρακτηρίζουν τις αλληλεπιδράσεις τους. Αναπτύχθηκε κατά τις δεκαετίες 1960-1970 και ενοποιεί δύο ζωτικές θεωρίες: την ηλεκτρασθενή θεωρία (Electroweak theory), που εξηγεί την ηλεκτρομαγνητική και την ασθενή πυρηνική δύναμη, και την κβαντική χρωμοδυναμική (Quantum Chromodynamics - QCD) που αντιστοιχεί στην ισχυρή πυρηνική δύναμη. Το παρόν κεφάλαιο εισάγει τη δομή του ΚΠ και την μαθηματική του διατύπωση, ενώ ακολουθεί ο μηχανισμός Higgs και η φυσική που περιγράφει το μποζόνιο Higgs.

1.1 Η δομή του Καθιερωμένου Προτύπου

Τα στοιχειώδη σωματίδια που αποτελούν το ΚΠ, είναι: 12 φερμιόνια, 4 μποζόνια βαθμίδας (gauge bosons) και ένα βαθμωτό μποζόνιο. Τα φερμιόνια αποτελούν τους “δομικούς λίθους της ύλης” και κατηγοριοποιούνται σε κουάρκ και λεπτόνια. Τα μποζόνια βαθμίδας είναι οι φορείς των θεμελιωδών δυνάμεων που χαρακτηρίζουν τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ των σωματιδίων: την ηλεκτρομαγνητική, την ασθενή και την ισχυρή αλληλεπίδραση. Το μοντέλο αυτό δεν θα ήταν ολοκληρωμένο χωρίς το μποζόνιο Higgs, το βαθμωτό μποζόνιο που “δίνει μάζα” στα μποζόνια βαθμίδας και τα φερμιόνια. Τα 17 αυτά σωματίδια φαίνονται στην Εικόνα 1.1.

Τα 12 φερμιόνια κατατάσσονται σε τέσσερις διαφορετικές ομάδες των τριών σωματιδίων, βάσει του ηλεκτρικού τους φορτίου. Η ιδιότητα που διαφοροποιεί τα τρία σωματίδια κάθε ομάδας είναι η μάζα, η οποία τα τοποθετεί σε τρεις γενιές, με τα βαρύτερα σωματίδια να ανήκουν στην τελευταία γενιά. Επιπλέον, σε κάθε φερμιόνιο αντιστοιχεί ένα αντισωματίδιο με αντίθετο ηλεκτρικό φορτίο, και πανομοιότυπο ως προς τις λοιπές ιδιότητες. Τα νετρίνα είναι ηλεκτρικά ουδέτερα, και επομένως διαφοροποιούνται από τα αντι-νετρίνα από μία ιδιότητα που σχετίζεται με το spin τους. Όσον αφορά τις συζεύξεις των φερμιονίων, τα λεπτόνια δεν σχηματίζουν δεσμούς μεταξύ τους στη φύση. Αντιθέτως, τα κουάρκ είναι αδύνατο να βρεθούν ελεύθερα και συζευγνύονται με άλλα κουάρκ για να σχηματίσουν είτε μεσόνια (ζεύγη κουάρκ-αντικουάρκ) είτε βαρυόνια (τρία κουάρκ) [13].

Τα 4 μποζόνια βαθμίδας του ΚΠ αποτελούν τους φορείς των αλληλεπιδράσεων. Το γκλουόνιο - άμαζο και ηλεκτρικά ουδέτερο - “φέρει” την ισχυρή δύναμη, η οποία επηρεάζει αποκλειστικώς τα κουάρκ. Παρομοίως άμαζο και ηλεκτρικά ουδέτερο, το φωτόνιο μεσολαβεί στις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις, επιδρώντας σε όλα τα φορτισμένα φερμιόνια (τα νετρίνα δεν “αντιλαμβάνονται” την ηλεκτρομαγνητική δύναμη). Αντίθετα, τα διανυσματικά μποζόνια W^\pm και Z , έχουν μάζα. Τα μποζόνια W^\pm συμμετέχουν στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις τύπου “charged-current”, ενώ το Z στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις τύπου “neutral-current”. Την ασθενή δύναμη που περιγράφει αυτές τις αλληλεπιδράσεις, την “αντιλαμβάνονται” όλα τα φερμιόνια [13]. Τέλος, το μποζόνιο Higgs (αναλυτικά στο 1.3) είναι ένα βαθμωτό μποζόνιο που έχει μάζα, και περιγράφει τις αλληλεπιδράσεις εντός του πεδίου Higgs.



Εικόνα 1.1: Τα 17 στοιχειώδη σωματίδια, και μερικές από τις ιδιότητές τους: 12 φερμιόνια (6 κουάρκ and 6 λεπτόνια), 4 μποζόνια βαθμίδας, και το μποζόνιο Higgs. [1]

1.2 Η Lagrangian του Καθιερωμένου Προτύπου

Η ηλεκτρασθενής θεωρία προτάθηκε το 1968 από τους Sheldon Lee Glashow, Steven Weinberg και Abdus Salam, και τους οδήγησε στην απόκτηση του βραβείου Nobel φυσικής το 1979 [14]. Η θεωρία βασίζεται στην ομάδα συμμετρίας βαθμίδας (gauge symmetry group) $SU(2)_L \times U(1)_Y$ του ασθενούς αριστερόστροφου ισοσπίν και υπερφορτίου (weak left-handed isospin and hypercharge). Η θεωρία της κβαντικής χρωμοδυναμικής (QCD), βασίζεται στην ομάδα συμμετρίας χρώματος $SU(3)_C$. Παρακάτω φαίνεται η Lagrangian του ΚΠ, η οποία χαρακτηρίζεται από συμμετρία $SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C$ [15]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + i\bar{L}_i D_\mu \gamma^\mu L_i + i\bar{e}_{Ri} D_\mu \gamma^\mu e_{Ri} + i\bar{Q}_i D_\mu \gamma^\mu Q_i \\ & + i\bar{u}_{Ri} D_\mu \gamma^\mu u_{Ri} + i\bar{d}_{Ri} D_\mu \gamma^\mu d_{Ri} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Οι τρεις πρώτοι όροι της Lagrangian που περιγράφουν την δυναμική των πεδίων βαθμίδας, αποτελούν το μέρος “Yang - Mills”. Φυσικά, τα $\mu, \nu = 0, \dots, 3$ είναι οι χωροχρονικοί δείκτες. Οι ταχυστες πεδίου για αυτά τα πεδία βαθμίδας, είναι οι παρακάτω [15][16]:

- Ο ταχυστής για τα 8 πεδία γκλουονίων $G_\mu^{1,\dots,8}$ που αντιστοιχούν στους γεννήτορες T^a της ομάδας χρώματος $SU(3)_C$:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.2)$$

όπου $a, b, c = 1, \dots, 8$ και g_s : η σταθερά σύζευξης για την ομάδα $SU(3)_C$.

- Ο ταχυστής για το πεδίο βαθμίδας B_μ που σχετίζεται με τον γεννήτορα Y της ομάδας $U(1)_Y$ του ασθενούς υπερφορτίου (σταθερά σύζευξης: g):

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.3)$$

- Ο ταχυστής για τα πεδία βαθμίδας $W_\mu^{1,2,3}$, που σχετίζονται με τους γεννήτορες $I^i = \tau^i/2$ της ομάδας $SU(2)_L$ ασθενούς ισοσπίν, όπου το σύμβολο τ_i αναφέρεται στον πίνακα Pauli:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g' \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (1.4)$$

όπου $i, j, k = 1, 2, 3$ και g' : η σταθερά σύζευξης της ομάδας $SU(2)_L$.

Έχοντας τώρα εισάγει τους γεννήτορες κάθε ομάδας, είναι σημαντικό να αναφερθεί η συναλλοίωτη παράγωγος (covariant derivative) [15][16]:

$$D_\mu = \partial_\mu - igI^i W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu - ig_s T^a G_\mu^a \quad (1.5)$$

η οποία περιγράφει τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ των πεδίων. Οι λοιποί όροι στην Εξίσωση (1.1), συνιστούν το φερμιονικό μέρος της Lagrangian, το οποίο αποτελείται από τα παρακάτω στοιχεία [16]:

- Αριστερόστροφες SU(2) διπλέτες (left-handed SU(2) doublets) για τα φορτισμένα λεπτόνια και τα νετρίνα:

$$L = (\nu_{eL} \quad e_L)^T \quad (1.6)$$

όπου $e = e, \mu, \tau$ και $\nu_e = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$

- Αριστερόστροφες SU(2) διπλέτες των up-type και down-type κουάρκ:

$$Q = (u_L \quad d_L)^T \quad (1.7)$$

όπου $u = u, c, t$ και $d = d, s, b$

- Δεξιόστροφες SU(2) singlets (right-handed singlets): u_R, d_R, ℓ_R

Στην Lagrangian (1.1), δεν έχουν ληφθεί υπόψιν οι όροι μάζας για τα μποζόνια βαθμίδας και τα φερμιόνια. Για τον τομέα QCD, όροι μάζας της μορφής $-m_q q\bar{q}$ μπορούν να εισαχθούν για τα κουάρκ χωρίς να επηρεάζεται η SU(3) συμμετρία βαθμίδας, ενώ τα γκλουόνια παραμένουν άμαζα. Αντιθέτως, στην περίπτωση των ηλεκτρασθενών αλληλεπιδράσεων η κατάσταση δεν είναι τόσο απλή. Η απλή πρόσθεση όρων μάζας ($\sim \frac{1}{2} m_V^2 W_\mu W^\mu$ για τα μποζόνια και $\sim m_f \bar{f} f$ για τα φερμιόνια) παραβιάζει την τοπική συμμετρία βαθμίδας SU(2)_L × U(1)_Y. Για παράδειγμα, ένας όρος μάζας της μορφής $-m \bar{f} f = m(\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L)$ είναι αδύνατο να προστεθεί, καθώς οι συνιστώσες f_L (μέλος διπλέτας) και f_R (μέλος singlet) μετασχηματίζονται διαφορετικά υπό την συμμετρία SU(2)_L, παραβιάζοντάς την [15].

Για την ολοκλήρωση του KΠ, απαιτείται η παραβίαση της συμμετρίας SU(2)_L × U(1)_Y των ηλεκτρασθενών αλληλεπιδράσεων, ώστε τα μποζόνια βαθμίδας W^\pm και Z , καθώς και τα φερμιόνια να αποκτήσουν μάζα. Αυτό επιτυγχάνεται με την αυθόρμητη θραύση συμμετρίας (Spontaneous Symmetry Breaking - SSB) και τον μηχανισμό Higgs, ο οποίος φέρνει στο προσκήνιο το μποζόνιο Higgs.

1.3 Ο τομέας Higgs (Higgs sector)

Όπως συζητήθηκε στο προηγούμενο τμήμα, οι εξισώσεις της ενοποιημένης θεωρίας των Glashow, Weinberg και Salam περιγράφουν επιτυχώς την ηλεκτρασθενή δύναμη και τους φορείς της. Ωστόσο, αναδύεται ένα μεγάλο πρόβλημα: τα αντίστοιχα σωματίδια παραμένουν άμαζα. Αν και αυτό είναι αληθές για το φωτόνιο, τα μποζόνια βαθμίδας και τα φερμιόνια στην πραγματικότητα έχουν μάζα. Το 1964, αναπτύχθηκαν τρία ανεξάρτητα μοντέλα με σκοπό να παρέχουν μία λύση στο εν λόγω εμπόδιο: ένα από τους Robert Brout και François Englert [17], ένα από τον Peter Higgs [18], και ένα τρίτο από τους Gerard Guralnik, C.R. Hagen και Tom Kibble [19]. Ο μηχανισμός Brout - Englert - Higgs - Guralnik - Hagen - Kibble, ή μηχανισμός Higgs για συντομία, βασίζεται στις ιδέες του μοντέλου Goldstone. Χρησιμοποιώντας την αυθόρμητη θραύση συμμετρίας¹, ο μηχανισμός Higgs παράγει όρους μάζας για τα μποζόνια W^\pm και Z καθώς και τα φερμιόνια. Σύμφωνα με την θεωρία αυτή, κάθε σωματίδιο που αλληλεπιδρά με το πεδίο Higgs αποκτά μάζα. Αντιθέτως τα φωτόνια - που δεν αλληλεπιδρούν με το πεδίο - παραμένουν άμαζα [21]. Η ανακάλυψη του μποζονίου Higgs το 2012 από τα πειράματα CMS [10] και ATLAS [9] στο CERN επιβεβαίωσε το εν λόγω θεωρητικό πλαίσιο, σημειώνοντας ένα σημαντικό ορόσημο όσον αφορά την κατανόησή μας για την σωματιδιακή φυσική.

¹Γενικά, η αυθόρμητη θραύση συμμετρίας προκύπτει όταν οι εξισώσεις κίνησης και η Lagrangian μιας θεωρίας είναι συμμετρικές υπό ορισμένους μετασχηματισμούς, ενώ η κατάσταση κενού (vacuum state) δεν υπακούει στην συμμετρία αυτή. Αντιθέτως, αυτή "αυθόρμητα" επιλέγει μία κατάσταση που σπάει την συμμετρία των εξισώσεων [20]. Το φαινόμενο χαρακτηρίζεται ως αυθόρμητο διότι εμφανίζεται χωρίς κάποια εξωτερική παρέμβαση.

1.3.1 Ο μηχανισμός Higgs στο Καθιερωμένο Πρότυπο

Παρπανω (βλ. 1.2) εισάχθηκε η Lagrangian του ΚΠ πριν από την αυθόρμητη θραύση συμμετρίας. Στην παρούσα παράγραφο, θα αγνοηθεί το κομμάτι των ισχυρών αλληλεπιδράσεων στην Εξίσωση (1.1), και θα επικεντρωθούμε στη απλουστευμένη Lagrangian:

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + i\bar{L}_i D_\mu \gamma^\mu L_i + i\bar{\ell}_{Ri} D_\mu \gamma^\mu \ell_{Ri} + \dots \quad (1.8)$$

Στην περίπτωση αυτή, η συναλλοίωτη παράγωγος έχει τη μορφή:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig' \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i - ig \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.9)$$

Για να παράγουμε όρους μάζας για τα τρία μποζόνια βαθμίδας W^\pm και Z εξασφαλίζοντας ταυτόχρονα ότι το φωτόνιο θα παραμείνει άμαζο, είναι απαραίτητο να σπάσει η συμμετρία $SU(2)_L$, ενώ η συμμετρία $U(1)_Y$ πρέπει να παραμείνει άθικτη. Για την θραύση της συμμετρίας αυτής, είναι απαραίτητη μία διαμόρφωση βαθμωτών πεδίων με τουλάχιστον τρεις βαθμούς ελευθερίας. Η πιο απλή προσέγγιση του προβλήματος είναι η εισαγωγή μίας $SU(2)_L$ διπλέτας βαθμωτών πεδίων Φ , με 4 βαθμούς ελευθερίας:

$$\Phi = \begin{bmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{bmatrix}, \quad \text{με υπερφορτίο } Y_\Phi = +1 \quad (1.10)$$

όπου ϕ_i είναι τα 4 πραγματικά βαθμωτά πεδία. Στην Lagrangian (1.8) πρέπει να προστεθεί η σχετική αναλλοίωτη βαθμωτή Lagrangian:

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi), \quad \text{με } V(\Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.11)$$

Το δυναμικό $V(\Phi)$ παραμένει αναλλοίωτο υπό τοπικούς μετασχηματισμούς βαθμίδας:

$$\Phi \rightarrow e^{i\frac{\tau^i}{2} a_i(x)} \Phi \quad (1.12)$$

Ο συμβολισμός τ_i αντιστοιχεί στους πίνακες Pauli και τα $a_i(x)$ είναι παράμετροι των μετασχηματισμών. Για να εξασφαλισθεί η σταθερότητα της θεωρίας, θα πρέπει η ενέργεια του δυναμικού να είναι φραγμένη στο κάτω όριο (bounded from below) [13], και επομένως θα πρέπει $\lambda > 0$. Για $\mu^2 < 0$, το δυναμικό $V(\Phi)$ παρουσιάζει ελάχιστο στο:

$$\Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad (1.13)$$

Για την διατήρηση του ηλεκτρικού φορτίου ($U(1)$ QED συμμετρία) επιλέγουμε τις τιμές $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ για τα βαθμωτά πεδία. Ως αποτέλεσμα, η ουδέτερη συνιστώσα ϕ_3 του Φ αναπτύσσει μία μη μηδενική αναμενόμενη τιμή του κενού (vacuum expectation value - vev), v :

$$\Phi_0 = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad \text{όπου } v = \left(-\frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{1/2}. \quad (1.14)$$

Η τιμή αυτή διατηρεί την συμμετρία $U(1)_Q$ αναλλοίωτη:

$$e^{i\alpha Q} \Phi_0 = \begin{pmatrix} e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \Phi_0, \quad (1.15)$$

όπου ο πίνακας $Q = \begin{pmatrix} +1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ δηλώνει την δράση του γεννήτορα ηλεκτρικού φορτίου στο Φ_0 .

Παραγωγή όρων μάζας για τα μποζόνια W^\pm και Z

Προκειμένου να παραχθούν όροι μάζας για τα μποζόνια βαθμίδας, είναι απαραίτητα τα παρακάτω βήματα:

- i) Η εκμετάλλευση της συμμετρίας βαθμίδας που παρουσιάζεται στην Εξίσωση (1.12), και η έκφραση του Φ σε εκθετική μορφή μέσω των πραγματικών πεδίων $\theta_{1,2,3}(x)$ και $h(x)$:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\theta_a(x)\tau^a(x)/v} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

- ii) Η εφαρμογή μετασχηματισμού βαθμίδας (μεταφορά στο unitary gauge), ώστε να αφαιρεθούν τα μη-φυσικά πεδία $\theta_a(x)$:

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi'(x) = e^{-i\theta_a(x)\tau^a(x)/v} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Το τελικό πεδίο εκφράζεται χρησιμοποιώντας μόνο ένα φυσικό πεδίο $h(x)$ το οποίο αντιστοιχεί στο βαθμωτό πεδίο Higgs. Στα επόμενα βήματα, θα συμβολίζουμε το πεδίο $\Phi'(x)$ στο unitary gauge, με τον προηγούμενο συμβολισμό $\Phi(x)$.

- iii) Ανάπτυξη του κινητικού όρου $(D^\mu\Phi)^\dagger(D_\mu\Phi) = |D_\mu\Phi|^2$ στην Lagrangian (1.11):

$$|D_\mu\Phi|^2 = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + \frac{1}{8}g'^2v^2(W_\mu^1 - iW_\mu^2)(W_\mu^1 + iW_\mu^2) + \frac{1}{8}v^2(g'W_\mu^3 - gY_\Phi B^\mu)^2 + \dots \quad (1.18)$$

Μπορούμε πλέον να ορίσουμε τα νέα πεδία:

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad Z_\mu = \frac{g'W_\mu^3 - gB_\mu}{\sqrt{g'^2 + g^2}}, \quad A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (1.19)$$

Ο δεύτερος όρος στην Εξίσωση (1.18) είναι ο **όρος μάζας** $M_W^2 W_\mu^+ W_\mu^-$ για το φορτισμένο πεδίο W_μ , με:

$$M_W = \frac{1}{2}vg' \quad (1.20)$$

Είναι τώρα δυνατή η συσχέτιση της αναμενόμενης τιμής κενού v και της σταθεράς Fermi G_F . Ειδικότερα, η μελέτη της διάσπασης μιονίου όπου μεσολαβεί ένα μποζόνιο W οδηγεί στη σχέση [22]:

$$G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \left(\frac{g'}{M_W} \right)^2 \quad (1.21)$$

Συνδυάζοντας τις Εξισώσεις (1.21) και (1.20) λαμβάνουμε το παρακάτω αποτέλεσμα για την τιμή του v :

$$v = \frac{1}{(\sqrt{2}G_F)^{1/2}} \Rightarrow v \cong 246\text{GeV} \quad (1.22)$$

Ο τρίτος όρος στην Εξίσωση (1.18) (όπου χρησιμοποιήθηκε το $Y_\Phi = +1$) ερμηνεύεται ως ο **όρος μάζας** $\frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$ για το ουδέτερο πεδίο Z_μ , με:

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g'^2 + g^2} \quad (1.23)$$

Είναι σημαντικό να αναφέρουμε ότι δεν εμφανίζεται όρος μάζας για το ουδέτερο πεδίο A_μ το οποίο είναι ορθογώνιο στο Z_μ και αντιστοιχεί στο φωτόνιο.

Η αυθόρμητη θραύση της συμμετρίας $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ έχει ως αποτέλεσμα την απόκτηση μάζας για τα διανυσματικά μποζόνια W^\pm και Z . Ταυτοχρόνως, η συμμετρία $U(1)_Q$ παραμένει άθραυστη, εξασφαλίζοντας ότι το φωτόνιο παραμένει χωρίς μάζα. Επιπρόσθετα, ο μηχανισμός αυτός αφήνει πίσω του το πεδίο $h(x)$ το οποίο σχετίζεται με το ηλεκτρικά ουδέτερο βαθμωτό μποζόνιο Higgs το οποίο έχει μάζα όπως θα δούμε παρακάτω.

Πασραγωγή όρων μάζας για τα φερμιόνια

Οι φερμιονικές μάζες μπορούν να παραχθούν χρησιμοποιώντας τη ίδια διάταξη πεδίων Φ με υπερφορτίο $Y_{\Phi} = +1$, καθώς και την isodoublet² $\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^*$, με υπερφορτίο $Y_{\tilde{\Phi}} = -1$. Με την σύζευξη των Φ , $\tilde{\Phi}$ με τα φερμιονικά πεδία οδηγούμαστε σε μία Yukawa Lagrangian με συμμετρία $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$\mathcal{L}_F = -\lambda_e(\bar{L}\Phi e_R + \Phi^\dagger \bar{e}_R L) - \lambda_d(\bar{Q}\Phi d_R + \Phi^\dagger \bar{d}_R Q) - \lambda_u(\bar{Q}\tilde{\Phi} u_R + \tilde{\Phi}^\dagger \bar{u}_R Q) \quad (1.24)$$

όπου τα λ_e, λ_d και λ_u είναι σταθερές σύζευξης. Οι όροι που περιλαμβάνουν τα λ_e και λ_d απαντούν σε λεπτόνια και down-type κουάρκ αντιστοίχως. Σε αυτό το τμήμα της (1.24) κάθε όρος έχει ολικό υπερφορτίο ίσο με το μηδέν³. Ο τελευταίος όρος - με λ_u - σχετίζεται με τις αλληλεπιδράσεις των up-type κουάρκ. Προκειμένου να διατηρείται το υπερφορτίο και στην περίπτωση των up-type κουάρκ (όπου $Y_{u_{R_i}} = 4/3$), χρησιμοποιείται η isodoublet $\tilde{\Phi}$ με $Y_{\tilde{\Phi}} = -1$. Η επιλογή αυτή εξασφαλίζει την διατήρηση της $U(1)_Y$ συμμετρίας στις αλληλεπιδράσεις τύπου Yukawa [23].

Τώρα, αντικαθιστώντας την μορφή (1.14) για το βαθμωτό πεδίο Φ στην Lagrangian (1.24) προκύπτει το αποτέλεσμα:

$$\mathcal{L}_F = -\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_e(v+h)\bar{e}e - \frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_d(v+h)\bar{d}d - \frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_u(v+h)\bar{u}u, \quad (1.25)$$

όπου χρησιμοποιήθηκε ότι $\bar{\psi}\psi = \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L$. Οι όροι μάζας για τα φερμιόνια μπορούν να ταυτοποιηθούν από την σύγκριση της Εξίσωσης (1.25) με την γενική μορφή $-m\bar{\psi}\psi$, οπότε προκύπτουν οι ακόλουθες σχέσεις:

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}, \quad m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}} \quad (1.26)$$

Από τις Εξισώσεις (1.26) μπορούμε να εξάγουμε την σύζευξη Yukawa για ένα φερμιόνιο, καταλήγοντας πως αυτή είναι ανάλογη ως προς τη μάζα του:

$$\lambda_f = \sqrt{2}\frac{m_f}{v} \quad (1.27)$$

1.3.2 Το σωματίδιο Higgs

Την παραγωγή όρων μάζας για τα μποζόνια βαθμίδας και τα φερμιόνια, ακολουθεί η εξέταση των ιδιοτήτων του παραμένουστος σωματιδίου: του μποζονίου Higgs.

Ο πρώτος όρος, $(\partial_\mu h)^2/2$, στην συναλλοίωτη παράγωγο (1.18), αναπαριστά την κινητική ενέργεια του πεδίου Higgs. Οι όροι που περιγράφουν την μάζα του Higgs και τις συζεύξεις του με άλλα σωματίδια, προκύπτουν από το βαθμωτό δυναμικό $V(\Phi) = \mu^2(\Phi^\dagger\Phi) + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$. Μετά την θραύση της ηλεκτροσθενούς συμμετρίας, το δυναμικό παίρνει τη μορφή:

$$V(h) = -\frac{\lambda u^2}{2}(v+h)^2 + \frac{\lambda}{4}(v+h)^4, \quad (1.28)$$

όπου χρησιμοποιήθηκε η σχέση $\mu^2 = -v^2\lambda$. Ακολούθως, η Lagrangian του πεδίου Higgs εκφράζεται ως εξής:

$$\mathcal{L}_h = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \frac{2\lambda v^2}{2}h^2 - \lambda v h^3 - \frac{\lambda}{4}h^4 + \frac{\lambda v^4}{4}, \quad (1.29)$$

όπου ο όρος $M_h = \sqrt{2\lambda}v$ απαντά στην μάζα του μποζονίου Higgs. Παρά την εμπεριστατωμένη δομή που παρέχει αυτό το μοντέλο, το θέμα της μάζας του μποζονίου Higgs παραμένει ασαφές. Η εν λόγω μάζα παράγεται από την σύζευξη του Higgs με τον εαυτό του και ορίζεται μέσω της παραμέτρου λ (η αντίστοιχη σταθερά σύζευξης). Το ΚΠ δεν παρέχει μία σαφή εξήγηση για την προέλευση του λ , αφήνοντας την τιμή του απροσδιόριστη. Επιπλέον, δεν υπάρχουν προς το παρόν άλλα παρατηρήσιμα φαινόμενα που να εξαρτώνται από το λ , καθιστώντας αδύνατη την πειραματική του μέτρηση [23].

²Με τον όρο isodoublet αναφερόμαστε σε μία διπλέτα σωματιδίων τα οποία διαφέρουν μόνο ως προς το ισοσπίν.

³ $Y_{L_i} = -1, Y_{e_{R_i}} = -2, Y_{Q_i} = 1/3$ και $Y_{d_{R_i}} = -2/3$

Από την Lagrangian (1.29) είναι προφανές ότι οι συζεύξεις του Higgs με τον εαυτό του είναι ανάλογες του όρου M_h^2 , όπως φαίνεται παρακάτω:

$$g_{hhh} = \lambda v = \frac{M_h^2}{2v}, \quad g_{hhhh} = \frac{\lambda}{4} = \frac{M_h^2}{8v^2} \quad (1.30)$$

Όσον αφορά τις συζεύξεις του Higgs με φερμιόνια, οι τιμές των σταθερών σύζευξης Yukawa δεν είναι γνωστές, εμποδίζοντας έτσι τον θεωρητικό υπολογισμό των φερμιονικών μαζών. Ωστόσο, γνωρίζοντας τις πειραματικές τιμές των μαζών αυτών, μπορεί κανείς να εκτιμήσει την ισχύ των αλληλεπιδράσεων τύπου “fermion-fermion-Higgs”, από τους αντίστοιχους όρους στην εξίσωση (1.25):

$$\mathcal{L}_{ffh} = -\frac{m_e}{v} \bar{e}eh - \frac{m_u}{v} \bar{u}uh - \frac{m_d}{v} \bar{d}dh + \dots \quad (1.31)$$

Η σταθερά σύζευξης για τις εν λόγω αλληλεπιδράσεις - όπως υποδεικνύεται από την Εξίσωση (1.31) - είναι ανάλογη της μάζας του φερμιονίου:

$$g_{hff} = \frac{m_f}{v} \quad (1.32)$$

Επιπροσθέτως, οι συζεύξεις του Higgs με τα μποζόνια βαθμίδας εξάγονται από την Εξίσωση (1.18):

$$\mathcal{L}_{hVV} = M_W^2 \left(1 + \frac{h}{v}\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{M_Z^2}{2} \left(1 + \frac{h}{v}\right)^2 Z_\mu Z^\mu \quad (1.33)$$

Ακολούθως, οι αντίστοιχες σταθερές σύζευξης είναι ανάλογες με τα τετράγωνα των μαζών των μποζονίων όπως φαίνεται στις παρακάτω σχέσεις:

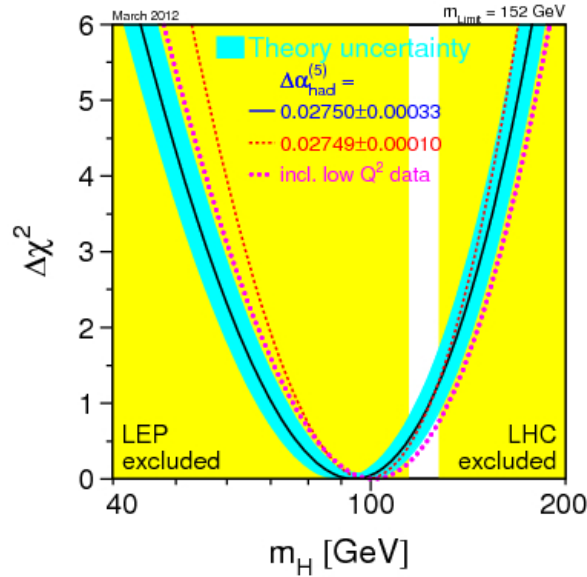
$$g_{hWW} = 2\frac{M_W^2}{v}, \quad g_{hhWW} = \frac{M_W^2}{v^2}, \quad g_{hZZ} = \frac{M_Z^2}{v}, \quad g_{hhZZ} = \frac{M_Z^2}{2v^2} \quad (1.34)$$

Για τα μποζόνια, τα κουάρκ και τα λεπτόνια, η ισχύς σύζευξης με το μποζόνιο Higgs αυξάνεται με τη μάζα του σωματιδίου που συμμετέχει. Επομένως, οι συζεύξεις με ελαφρύτερα σωματίδια (όπως νετρίνα, μόνια και u, d, s κουάρκ) είναι πολύ ασθενείς, ενώ οι συζεύξεις με βαρύτερα σωματίδια (όπως μποζόνια W^\pm, Z και t κουάρκ) είναι ισχυρότερες.

Συνοψίζοντας, με την θραύση της $SU(2)_L \times U(1)_Y$ συμμετρίας βαθμίδας, αποκτούν μάζα όσα σωματίδια του ΚΠ έχουν στην πραγματικότητα μάζα: τα ασθενή διανυσματικά μποζόνια W^\pm, Z , τα φερμιόνια καθώς και το Higgs. Επιπροσθέτως, η ηλεκτρομαγνητική συμμετρία $U(1)_Q$ και η ισχυρή συμμετρία $SU(3)_C$ παραμένουν ανεπηρέαστες. Με την χρήση του εν λόγω μηχανισμού, το ΚΠ διατηρεί την συμμετρία βαθμίδας $SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C$.

1.4 Ιδιότητες του σωματιδίου Higgs

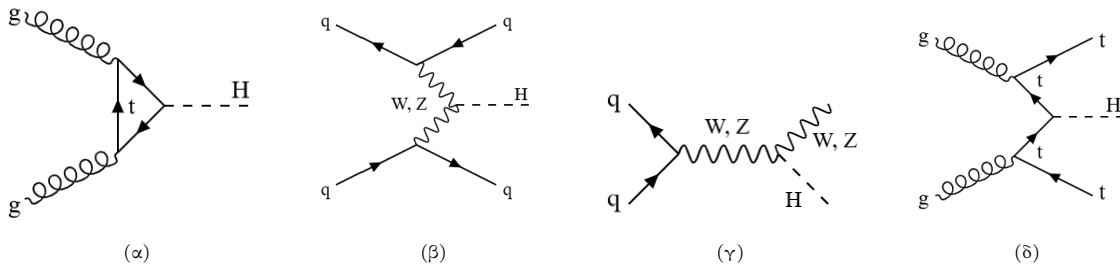
Το μποζόνιο Higgs του ΚΠ, είναι ένα βαθμωτό CP-even σωματίδιο που είναι το “δικό του” αντισωματίδιο, και του αντιστοιχούν οι χβαντικοί αριθμοί $J^{PC} = 0^{++}$. Είναι ηλεκτρικά ουδέτερο και δεν αλληλεπιδρά μέσω της ισχυρής δύναμης, επομένως δεν έχει φορτίο χρώματος. Όπως συζητήθηκε στην Υποενότητα 1.3.1, η μάζα του είναι μία ελεύθερη παράμετρος αλλά σχετίζεται με την αυτο-σύζευξή του και την αναμενόμενη τιμή κενού v μέσω της σχέσης: $M_h = \sqrt{2\lambda}v$. Ύστερα από εκτεταμένη έρευνα που διεξάχθηκε στους επιταχυντές LEP (Large Electron Positron Collider), Tevatron, και LHC (Large Hadron Collider) από το 1987 έως το 2012 [24], καθορίστηκε ένα εύρος μάζας για το Higgs. Στην Εικόνα 1.2 απεικονίζεται η κατάσταση στην οποία βρισκόταν η αναζήτηση του Higgs έως τον Μάρτιο του 2012. Στη συνέχεια, τον Ιούλιο του 2012 το μποζόνιο Higgs ανακαλύφθηκε ανεξάρτητα από τα πειράματα ATLAS [9] και CMS [10], με τη μάζα του να αντιστοιχεί σε 125 GeV. Η παρούσα ενότητα επικεντρώνεται στους μηχανισμούς παραγωγής και διάσπασης του διάσημου σωματιδίου. Ενσωματώνονται τα ανάλογα θεωρητικά πλαίσια αλλά και εμπειρικά δεδομένα από τα πειράματα στον LHC.



Εικόνα 1.2: Το εύρος που είχε οριστεί για τη μάζα του σωματιδίου Higgs, έως τον Μάρτιο του 2012. Η αριστερή πλευρά που έχει σκιασθεί με κίτρινο χρώμα αντιστοιχεί στο εύρος μάζας που είχε αποκλειστεί ύστερα από πειράματα στον επιταχυντή LEP. Ομοίως, η δεξιά πλευρά αντιστοιχεί στο εύρος που απέκλεισαν τα πειράματα στους επιταχυντές Tevatron και LHC. Το γράφημα απεικονίζει και την στατιστική συνάρτηση χ^2 (μαύρη καμπύλη), συναρτήσει της μάζας του Higgs, M_h . Με τη συνάρτηση αυτή ποσοτικοποιείται η συμφωνία ανάμεσα στις θεωρητικές προβλέψεις του ΚΠ και στα πειραματικά δεδομένα που εξάχθηκαν από ηλεκτρασθενείς μετρήσεις υψηλής ακρίβειας (precision electroweak measurements). Η αντίστοιχη θεωρητική αβεβαιότητα φαίνεται με γαλάζιο χρώμα [2].

1.4.1 Μηχανισμοί παραγωγής του μποζονίου Higgs

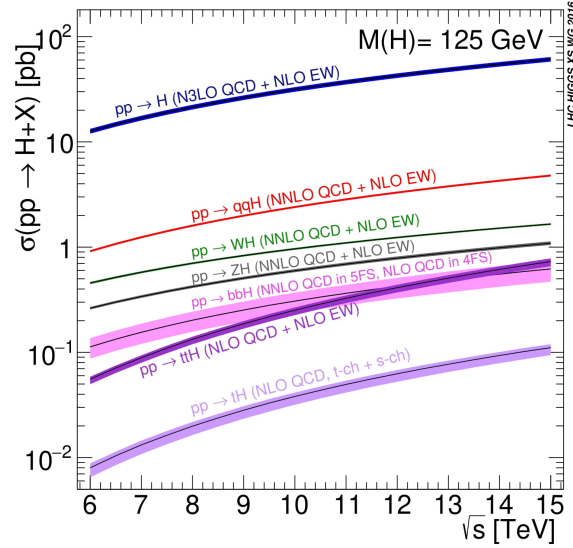
Το δύσκολο έργο της παρατήρησης του μποζονίου Higgs απαιτεί την παραγωγή του υπό ελεγχόμενες, υψηλής ενέργειας συνθήκες που μπορούν να επιτευχθούν μόνο σε επιταχυντές σωματιδίων (π.χ. LHC, Tevatron, LEP). Οι βασικοί μηχανισμοί παραγωγής του Higgs εξαρτώνται από τις συζεύξεις του, και -όπως είδαμε - η ισχύς αυτών είναι ανάλογη της μάζας του συμμετέχοντος σωματιδίου (βλ. Εξισώσεις (1.32), (1.34)). Συνεπώς, οι κυριότερες αλληλεπιδράσεις του μποζονίου Higgs είναι αυτές με βαρύτερα σωματίδια όπως είναι τα μποζόνια W και Z , και τα φερμιόνια τρίτης γενιάς. Με την εκμετάλλευση λοιπόν αυτών των αλληλεπιδράσεων, επιτυγχάνεται η παραγωγή του Higgs στον LHC μέσω των τεσσάρων κύριων μηχανισμών που θα συζητηθούν παρακάτω. Στην Εικόνα 1.3 φαίνονται τα διαγράμματα Feynman των εν λόγω μηχανισμών.



Εικόνα 1.3: Οι κυριότεροι μηχανισμοί παραγωγής του Higgs στον LHC: (α) gluon-gluon fusion (β) vector boson fusion (γ) associated production with vector bosons W/Z (ή Higgs-strahlung) (δ) associated production with top quarks

Gluon-gluon fusion (ggF)

Αφού οι συζεύξεις του Higgs με σωματίδια του ΚΠ είναι ανάλογες της μάζας αυτών, το εν λόγω μποζόνιο αλληλεπιδρά σε πολύ μικρό βαθμό με τα δομικά στοιχεία του πρωτονίου (u , d κουάρκ και γκλουόνια).



Εικόνα 1.4: Η ενεργός διατομή των διάφορων μηχανισμών παραγωγής του Higgs ($M_h = 125$ GeV) συναρτήσει της ενέργειας κέντρου μάζας. Η χρωματισμένη περιοχή εκατέρωθεν κάθε καμπύλης αντιπροσωπεύει την θεωρητική αβεβαιότητα λόγω διορθώσεων διαταραχών υψηλής τάξεως (higher order perturbative corrections)[3].

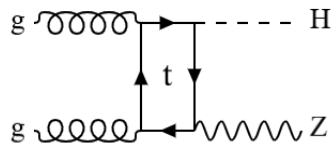
Αντιθέτως, οι συζεύξεις του με βαρύτερα σωματίδια (W , Z και t κουάρκ) είναι πιο ισχυρές. Συνεπώς, για την παραγωγή του Higgs σε επιταχυντές πρωτονίων όπως ο LHC, είναι πρώτα απαραίτητη η παραγωγή κάποιου βαρέος σωματιδίου. Εδώ δεν θα μας απασχολήσουν τα σωματίδια W και Z καθώς δεν έχουν χρώμα και επομένως δεν αλληλεπιδρούν με τα γκλουόνια. Θα εστιάσουμε στην περίπτωση του top κουάρκ, που είναι μάλιστα το βαρύτερο γνωστό σωματίδιο⁴. Ο μόνος τρόπος να παραχθεί το top κουάρκ ύστερα από σύγκρουση πρωτονίων, είναι μέσω του καναλιού $g \rightarrow t\bar{t}$. Προκειμένου να μην παραβιασθεί η διατήρηση χρώματος, θα πρέπει κάποιο από τα top κουάρκ να αλληλεπιδράσει με ένα δεύτερο γκλουόνιο, μεταβάλλοντας το χρώμα του [24].

Επομένως, η συμμετοχή δύο γκλουονίων από τις συγκρουόμενες δέσμες πρωτονίων, οδηγεί στον κυριότερο μηχανισμό παραγωγής του μποζονίου Higgs, που ονομάζεται “gluon-gluon fusion” ή “gluon fusion” (Εικόνα 1.3α). Όπως φαίνεται και στην Εικόνα 1.4, αυτός ο μηχανισμός παραγωγής είναι ο κυριότερος, καθώς του αντιστοιχεί η μεγαλύτερη ενεργός διατομή σε ολόκληρο το εύρος ενεργειών κέντρου μάζας. Μάλιστα, για το μποζόνιο Higgs μάζας 125 GeV και για ενέργεια $\sqrt{s} = 13$ TeV, η ενεργός διατομή για την διαδικασία gluon fusion αντιστοιχεί σε 49 pb [3]. Η συμβολή ελαφρύτερων κουάρκ στην παραγωγή μέσω gluon fusion είναι σπανιότερη, καθώς το Higgs αλληλεπιδρά με αυτά σε πολύ μικρότερο βαθμό.

Vector Boson Fusion (VBF)

Όπως αναφέρθηκε, η απουσία χρώματος που χαρακτηρίζει τα μποζόνια W και Z , καθιστά αδύνατη την συμμετοχή τους στον μηχανισμό gluon fusion. Στην περίπτωση αυτή, το μποζόνιο Higgs μπορεί να παραχθεί με δύο τρόπους: είτε σε συσχέτιση με κάποιο διανυσματικό μποζόνιο (associated production), είτε μέσω της διαδικασίας Vector Boson Fusion (VBF). Στον μηχανισμό VBF, τα κουάρκ δύο διαφορετικών εισερχόμενων πρωτονίων εκπέμπουν είτε δύο μποζόνια Z είτε μποζόνια W^+ και W^- . Έτσι σχηματίζονται ζεύγη ZZ ή W^+W^- , και τα σωματίδια του κάθε ζεύγους συγχωνεύονται (“fuse”) ώστε να παραχθεί το Higgs. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι η εκδήλωση του VBF με τη συμμετοχή του μποζονίου W είναι τρεις φορές πιθανότερη απ’ ό,τι με την συμμετοχή του Z . Αυτό συμβαίνει λόγω των διαφοροποιήσεων των δύο μποζονίων ως προς τη μάζα και τις συζεύξεις τους με φερμιόνια. Το διάγραμμα Feynman της διαδικασίας φαίνεται στην Εικόνα 1.3β, ενώ στην Εικόνα 1.4 φαίνεται πως ο μηχανισμός VBF (κόκκινο χρώμα) είναι η δεύτερη κυριότερη διαδικασία παραγωγής του μποζονίου Higgs. Μάλιστα, για ενέργεια κέντρου μάζας ίση με 13 TeV, η ενεργός διατομή ισούται με 3.8 pb [13].

⁴Particle Data Group [25]: $m_t = 172.57 \pm 0.29 \text{ GeV}/c^2$



Εικόνα 1.5: Διάγραμμα Feynman loop level για την περίπτωση της παραγωγής του Higgs σε συσχέτιση με μποζόνιο Z .

Στο σημείο αυτό, έχει ενδιαφέρον να αναφέρουμε συνοπτικά την ανίχνευση του μηχανισμού VBF στον LHC. Ειδικότερα, αφού τα κουάρκ (ή αντι-κουάρκ) εκπέμπουν τα μποζόνια W και Z , συνεχίζουν να κινούνται στην διεύθυνση των αρχικών συγκρουόμενων δεσμών πρωτονίων. Έτσι, δημιουργούνται δύο back-to-back jets υψηλής ενέργειας τα οποία ανιχνεύονται πιο μακριά από το σημείο της σύγκρουσης⁵. Επιπλέον, στον μηχανισμό VBF δεν υπάρχει “ανταλλαγή φορτίου χρώματος” μεταξύ των κουάρκ, και συνεπώς η ακτινοβολία που προέρχεται από τα γκλουόνια είναι σημαντικά λιγότερη στην κεντρική περιοχή του ανιχνευτή όπου γίνεται η σύγκρουση. Για τους λόγους αυτούς, το σήμα του VBF είναι πιο καθαρό και μπορεί να ταυτοποιηθεί ευκολότερα σε σύγκριση με τον πολύ κοινό μηχανισμό του gluon fusion (όπου η ακτινοβολία από τα γκλουόνια είναι περισσότερη), ενώ ταυτόχρονα διακρίνεται με μεγαλύτερη επιτυχία από το υπόβαθρο της QCD [8].

Παραγωγή σε συσχέτιση με διανυσματικό μποζόνιο

Η παραγωγή του μποζονίου Higgs σε συσχέτιση με κάποιο από τα μποζόνια W και Z , είναι ο επόμενος σημαντικότερος μηχανισμός στον LHC. Ανάλογα με το μποζόνιο που συμμετέχει, θα συμβολίζουμε τον μηχανισμό αυτό με Wh και Zh αντιστοίχως. Στην διαδικασία αυτή, ένα ζεύγος κουάρκ - αντικουάρκ εξαυλώνεται και δημιουργείται ένα εικονικό (off-shell) μποζόνιο W ή Z . Αυτό στη συνέχεια εκπέμπει ένα μποζόνιο Higgs, και συνεχίζει ως πραγματικό μποζόνιο (Εικόνα 1.3γ). Επιπροσθέτως, η παραγωγή Zh συνήθως περιγράφεται από το διάγραμμα Feynman της Εικόνας 1.5, όπου προηγείται η αλληλεπίδραση μεταξύ γκλουονίων. Όπως θα δούμε και παρακάτω, παρά τη συμβολή του gluon fusion σε αυτή την περίπτωση, η παραγωγή Zh είναι λιγότερο πιθανή.

Καθώς η διαδικασία της συσχετισμένης παραγωγής απαιτεί την παρουσία ενός αντικουάρκ - το οποίο στον LHC θα είναι “sea quark”⁶ - η αντίστοιχη ενεργός διατομή είναι μικρότερη από αυτή του καναλιού VBF, παρ’ ότι πρόκειται για την ίδια σύζευξη του Higgs. Αυτό φαίνεται και στην Εικόνα 1.4, όπου γίνεται προφανές και πως η παραγωγή Wh είναι πιο πιθανή από την παραγωγή Zh . Μάλιστα, για $\sqrt{s} = 13$ TeV, στις δύο εκδηλώσεις του μηχανισμού αυτού αντιστοιχούν οι τιμές ενεργού διατομής 1.4 pb και 0.88 pb [13].

Παραγωγή σε συσχέτιση με βαριά κουάρκ

Τέλος, η παραγωγή του Higgs σε συσχέτιση με βαριά κουάρκ έχει πολύ μικρότερη ενεργό διατομή σε σχέση με τους προηγούμενους μηχανισμούς. Εξαιτίας της ισχυρής σύζευξης του Higgs με κουάρκ τρίτης γενιάς, η διαδικασία εκδηλώνεται σε μεγάλο βαθμό μέσω top κουάρκ (Εικόνα 1.3δ), και συνήθως συμβολίζεται με $t\bar{t}h$. Στον εν λόγω μηχανισμό, κάθε ένα από τα δύο γκλουόνια παράγει ένα ζεύγος $t\bar{t}$. Ακολουθεί η εξαύλωση του t του ενός ζεύγους με το \bar{t} του άλλου, και σχηματίζεται το μποζόνιο Higgs [13]. Στην περίπτωση της παραγωγής $t\bar{t}h$ δεν μεσολαβεί εικονικός βρόχος όπως στο κανάλι ggF, γεγονός που καθιστά δυνατή την άμεση μελέτη της σύζευξης Yukawa του Higgs με το top κουάρκ [8].

Σε μικρότερο βαθμό το μποζόνιο Higgs παράγεται σε συσχέτιση με το συγκριτικά ελαφρύτερο bottom κουάρκ. Μάλιστα, για $\sqrt{s} = 13$ TeV η παραγωγή $t\bar{t}h$ έχει ενεργό διατομή 0.51 pb, ενώ η παραγωγή $b\bar{b}h$, 0.49 pb. Άλλος τρόπος με τον οποίο εκδηλώνεται ο μηχανισμός αυτός είναι η παραγωγή th , δηλαδή σε

⁵Τα jets αυτά ανιχνεύονται στις “forward” περιοχές του ανιχνευτή, ενώ η σύγκρουση λαμβάνει χώρα στην “central” περιοχή του ανιχνευτή.

⁶Sea quark: Πρόκειται για έναν τύπο κουάρκ που συνεισφέρει στην δομή του πρωτονίου, δυναμικά. Εμφανίζονται σε ζεύγη $q\bar{q}$ μέσω διαδικασιών όπως είναι ο διαχωρισμός γκλουονίων. Τα sea κουάρκ συνεχώς δημιουργούνται και εξαυλώνονται μέσα στο πρωτόνιο.

συσχέτιση με ένα top κουάρκ. Η διαδικασία αυτή χωρίζεται σε τρία κανάλια παραγωγής, ανάλογα με την φύση του συμμετέχοντος μποζονίου W :

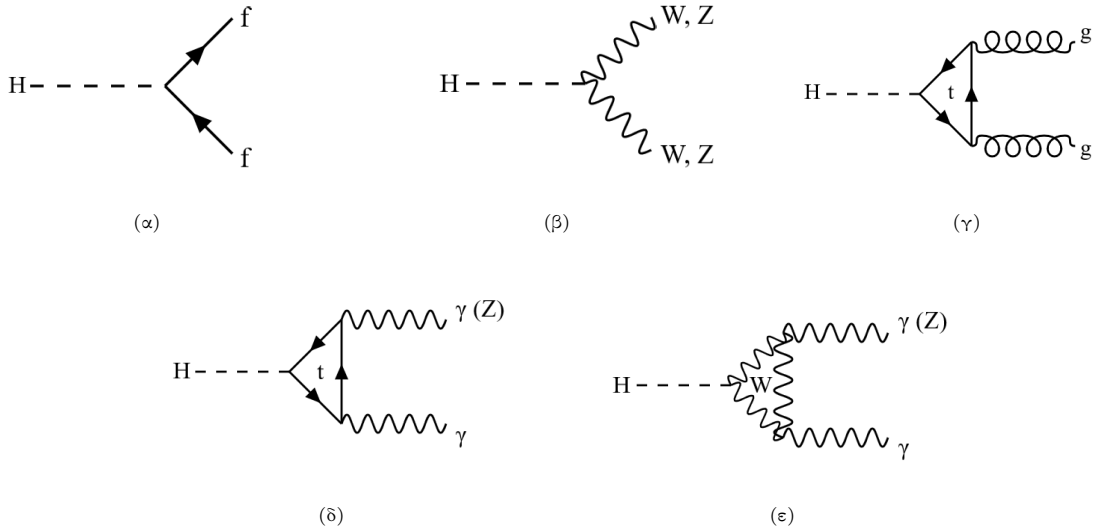
- s-channel: Συμμετέχει ένα εικονικό time-like μποζόνιο W (0.003 pb).
- t-channel: Ανταλλάσσεται ένα εικονικό space-like μποζόνιο W (0.07 pb).
- tW-channel: Το top quark παράγεται σε συσχέτιση με το μποζόνιο W , και ακολουθεί η παραγωγή του Higgs: $pp \rightarrow tWh$ (0.02 pb).

1.4.2 Μηχανισμοί διάσπασης του μποζονίου Higgs

Το μποζόνιο Higgs είναι ένα ασταθές σωματίδιο που διασπάται σε διάφορα ΚΠ σωματίδια. Τα κυριότερα κανάλια διάσπασης απεικονίζονται στην Εικόνα 1.6. Το στοιχείο πίνακα για κάθε μηχανισμό διάσπασης είναι ανάλογο της μάζας του σωματιδίου που συζευγνύεται με το μποζόνιο Higgs. Το Higgs μπορεί να διασπασθεί σε ζεύγος φερμιονίων (Εικόνα 1.6α), εφόσον η διάσπαση είναι κινηματικά επιτρεπτή, δηλαδή όταν $M_h > 2M_f$. Το πλάτος διάσπασης για το φερμιονικό κανάλι περιγράφεται από την παρακάτω σχέση [26]:

$$\Gamma(h \rightarrow f\bar{f}) = N_C \frac{M_f^2}{v^2} \frac{M_h}{8\pi} \beta^3, \quad (1.35)$$

όπου το $\beta = (1 - 4M_f^2/M_h^2)^{1/2}$ αντιστοιχεί στην ταχύτητα των φερμιονίων της τελικής κατάστασης, ενώ το N_C είναι ο παράγοντας χρώματος: $N_C = 3$ για κουάρκ, και $N_C = 1$ για λεπτόνια [15]. Είναι προφανές από τη σχέση αυτή ότι το εν λόγω πλάτος είναι ανάλογο της μάζας του Higgs, αλλά επηρεάζεται κυρίως από τη μάζα του φερμιονίου. Επιπλέον, είναι αντιστρόφως ανάλογο της αναμενόμενης τιμής κενού v .



Εικόνα 1.6: Τα διαγράμματα Feynman για τους κυριότερους μηχανισμούς διάσπασης του μποζονίου Higgs: (α) Διάσπαση σε φερμιόνια (β) Διάσπαση σε ασθενή μποζόνια (γ) Διάσπαση σε γκλουόνια μέσω βρόχου top κουάρκ (δ) Διάσπαση σε φωτόνια ή $Z\gamma$ μέσω βρόχου top κουάρκ (ε) Διάσπαση σε φωτόνια ή $Z\gamma$ μέσω βρόχου μποζονίου W

Επιπλέον, το μποζόνιο Higgs μπορεί να διασπασθεί σε ασθενή μποζόνια βαθμίδας (Εικόνα 1.6β), με τουλάχιστον ένα από αυτά να είναι εικονικό (παραγωγή off-mass-shell). Ο υπολογισμός του πλάτους διάσπασης στην περίπτωση αυτή είναι πιο περίπλοκος, καθώς αφορά διάσπαση σε τρία σώματα, όπου το “off-shell” μποζόνιο διασπάται αμέσως.

Άλλος μηχανισμός διάσπασης οδηγεί σε άμαζα σωματίδια όπως φωτόνια και γκλουόνια (Εικόνες 1.6γ, 1.6δ, 1.6ε). Οι διασπάσεις αυτές πραγματοποιούνται έμμεσα, μέσω βρόχων μποζονίων και φερμιονίων. Τότε, το πλάτος διάσπασης εξαρτάται από τη μάζα του σωματιδίου μέσα στον βρόχο.

Τα λεπτομερή πλάτη διάσπασης για διαδικασίες όπως οι: $h \rightarrow VV^* \rightarrow Vff$ και $h \rightarrow gg$, $h \rightarrow \gamma\gamma$ είναι πέρα από το επίπεδο της παρούσας εργασίας, αλλά μπορούν να βρεθούν στην βιβλιογραφική αναφορά [15] (Chapter 2: Decays of the SM Higgs boson).

Από τα πλάτη των διαφόρων καναλιών διάσπασης του Higgs, είναι δυνατό να υπολογισθεί το ολικό πλάτος διάσπασης καθώς και τα αντίστοιχα κλάσματα διάσπασης (branching ratios). Το κλάσμα διάσπασης για δεδομένο μηχανισμό δίνεται από την ακόλουθη σχέση [26]:

$$BR(h \rightarrow \sum_i f_i) = \frac{\Gamma(h \rightarrow \sum_i f_i)}{\Gamma_{tot}}, \quad (1.36)$$

όπου το $\sum_i f_i$ συμβολίζει το άθροισμα των διαφόρων τελικών καταστάσεων διάσπασης, και το Γ_{total} είναι το ολικό πλάτος διάσπασης για το σωματίδιο Higgs. Στον Πίνακα 1.1 φαίνονται οι τιμές των κλασμάτων διάσπασης για τους κυριότερους μηχανισμούς αποδιέγερσης του μποζονίου Higgs μάζας 125.09 GeV [27].

Πίνακας 1.1: Οι τιμές των κλασμάτων διάσπασης και οι αντίστοιχες αβεβαιότητες για τα διάφορα κανάλια διάσπασης του μποζονίου Higgs. Με THU συμβολίζεται η θεωρητική αβεβαιότητα, και με PU η παραμετρική αβεβαιότητα. Η τελευταία αφορά το σφάλμα που οφείλεται σε παραμέτρους όπως είναι η μάζα των κουάρκ (m_q) και οι σταθερές σύζευξης της QCD (a_s) [8].

Decay Mode	Branching Ratio [%]	THU [%]	PU(m_q) [%]	PU(a_s) [%]
$H \rightarrow b\bar{b}$	58.09	+0.65 −0.65	+0.72 −0.74	+0.77 −0.79
$H \rightarrow W^+W^-$	21.52	+0.99 −0.99	+0.98 −0.98	+0.64 −0.62
$H \rightarrow gg$	8.180	+3.40 −3.41	+1.12 −1.14	+3.70 −3.59
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	2.656	+1.17 −1.16	+0.98 −0.98	+0.62 −0.60
$H \rightarrow c\bar{c}$	2.884	+1.20 −1.20	+5.27 −0.94	+1.26 −1.25
$H \rightarrow ZZ$	2.641	+0.99 −0.99	+0.98 −0.98	+0.62 −0.62
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.2270	+1.73 −1.72	+0.97 −0.97	+0.66 −0.66
$H \rightarrow \gamma Z$	0.1541	+5.71 −5.71	+1.02 −1.02	+0.58 −0.64
$H \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.02171	+1.23 −1.23	+0.97 −0.99	+0.60 −0.64

Για το μποζόνιο Higgs μάζας 125.09 GeV, το ΚΠ δίνει την παρακάτω πρόβλεψη για το ολικό πλάτος διάσπασης [27]:

$$\Gamma_h^{tot} = 4.100_{-0.73\%}^{+0.73\%} (\text{THU})_{-0.97\%}^{+0.99\%} (\text{PU}, m_q)_{-0.61\%}^{+0.60\%} (\text{PU}, a_s), \quad (1.37)$$

Από την τιμή αυτή υπολογίζεται και ο χρόνος ζωής του σωματιδίου:

$$\tau_h = \frac{\hbar}{\Gamma_h^{tot}} \Rightarrow \tau_h = (1.61 \pm 0.02) \times 10^{-22} \text{s} \quad (1.38)$$

Διάσπαση του μποζονίου Higgs στον LHC

Πειραματικά, η παρατηρησιμότητα⁷ ενός δεδομένου καναλιού διάσπασης εξαρτάται από τα εξής γνωρί-

⁷Παρατηρησιμότητα (sensitivity): Η ικανότητα μίας πειραματικής διάταξης ή ενός ανιχνευτή να ταυτοποιήσει ή να μετρήσει ένα συγκεκριμένο φαινόμενο (π.χ. διάσπαση, αλληλεπίδραση και ανίχνευση σωματιδίων) διακρίνοντας το από το αντίστοιχο υπόβαθρο

σματα: την ενεργό διατομή του μηχανισμού παραγωγής, το κλάσμα διάσπασης, την αποδοτικότητα επιλογής⁸, καθώς και την αναλογία των γεγονότων σήματος προς τα γεγονότα υπόβαθρου στην τελική κατάσταση (signal to background ratio) [8]. Στο σημείο αυτό, μπορούμε να αναφέρουμε μία ταξινόμηση των καναλιών διάσπασης με βάση την ανάλυση μάζας που τα χαρακτηρίζει. Ειδικότερα, με τον όρο ανάλυση μάζας αναφερόμαστε στην ακρίβεια με την οποία μπορεί μια ανιχνευτική διάταξη να μετρήσει τη μάζα ενός μεμονωμένου σωματιδίου, ή ενός συστήματος σωματιδίων. Το μέγεθος αυτό εκφράζεται μέσω του πλάτους της κατανομής μάζας, και συγκεκριμένα στους υπολογισμούς λαμβάνεται υπόψιν το FWHM (full width half maximum) της κατανομής. Συνεπώς, όταν οι ιδιότητες των τελικών σωματιδίων μπορούν να μετρηθούν με μεγάλη ακρίβεια (π.χ. λεπτόνια) λέμε ότι πρόκειται για διαδικασία υψηλής ανάλυσης μάζας (high mass resolution). Τότε, στην κατανομή της μάζας παρατηρείται μια στενή κορυφή. Αντιθέτως, στις διασπάσεις με χαμηλή ανάλυση μάζας (low mass resolution) αντιστοιχούν πιο ευρείες κατανομές και είναι πολύ απαιτητική η ανίχνευση και η μελέτη των ιδιοτήτων των σωματιδίων της τελικής κατάστασης (π.χ. νετρίνα).

Επομένως, παρ' ότι σε διαδικασίες όπως είναι οι $h \rightarrow W^+W^-$, $h \rightarrow b\bar{b}$ και $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ αντιστοιχούν μεγαλύτερα κλάσματα διάσπασης, οι τελικές καταστάσεις δεν έχουν καθαρή πειραματική υπογραφή. Για παράδειγμα, το σήμα της διάσπασης $h \rightarrow b\bar{b}$ επισκιάζεται από το ισχυρό υπόβαθρο της QCD παραγωγής των b κουάρκ. Επιπλέον, η διάσπαση $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ χαρακτηρίζεται από χαμηλή ανάλυση μάζας εξαιτίας της αποδιέγερσης του λεπτονίου τ ($\tau \rightarrow \nu_\tau + \ell + \nu_\ell$, $\tau \rightarrow \nu_\tau + \text{pions}$). Κάθε πιθανό κανάλι διάσπασης του τ οδηγεί στην παρουσία τουλάχιστον ενός νετρίνου, σωματίδιο που καθιστά αδύνατη την απομόνωση του σήματος του Higgs. Όμοια, όσον αφορά τη διαδικασία $h \rightarrow W^+W^-$, η τελική κατάσταση μπορεί να διαμορφωθεί με έναν από τους παρακάτω τρόπους [24]:

- λεπτονική διάσπαση των δύο μποζονίων W
- λεπτονική διάσπαση του ενός μποζονίου W και αδρονική διάσπαση του δεύτερου
- αδρονική διάσπαση των δύο μποζονίων W

Στις δύο πρώτες περιπτώσεις συμμετέχουν νετρίνα στην τελική κατάσταση οπότε έχουμε χαμηλή ανάλυση μάζας, ενώ στην τρίτη περίπτωση το υπόβαθρο QCD είναι πολύ ισχυρό.

Παρατηρούμε λοιπόν ότι στα παραπάνω παραδείγματα η απομόνωση του σήματος του μποζονίου Higgs είναι πολύ απαιτητική, είτε λόγω των παρόντων νετρίνων, είτε λόγω της ισχύος του υποβάθρου QCD. Για τις τρέχουσες ενέργειες λειτουργίας του LHC, τα πιο σημαντικά κανάλια διάσπασης του Higgs είναι τα $h \rightarrow \gamma\gamma$ και $h \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ ($\ell = \mu, e$) [8]. Οι αντίστοιχες πειραματικές υπογραφές είναι πολύ καθαρές και διαφοροποιούν τα κανάλια αυτά εύκολα από το υπόβαθρο, με αποτέλεσμα να είναι δυνατή η απομόνωση του σήματος του μποζονίου Higgs. Για το λόγο αυτό - παρά τις χαμηλές τιμές των κλασμάτων διάσπασης - οι διαδικασίες αυτές είναι οι πιο “sensitive” μηχανισμοί διάσπασης του Higgs στον LHC. Ειδικότερα, στην περίπτωση της αποδιέγερσης σε φωτόνια το υπόβαθρο είναι πιο ασθενές επειδή στην τελική κατάσταση δεν υπάρχουν άλλα σωματίδια. Όμοια, η διάσπαση $h \rightarrow 4\ell$ αποτελεί το “χρυσό κανάλι” καθώς τα προϊόντα της είναι τέσσερα φορτισμένα λεπτόνια. Οι ορμές τους είναι δυνατό να υπολογισθούν με ακρίβεια, ενώ ταυτόχρονα το υπόβαθρο δεν υπερισχύει [24]. Για τους λόγους που αναφέρθηκαν, οι δύο αυτοί μηχανισμοί αποδιέγερσης αποτέλεσαν τα κυριότερα κανάλια για την ανακάλυψη του μποζονίου Higgs το 2012 [9] [10]. Μάλιστα, στο κανάλι $h \rightarrow \gamma\gamma$, η μέτρηση της ενέργειας των φωτονίων είναι πολύ ακριβής με τους ανιχνευτές των ATLAS και CMS, και η τιμή της μάζας του Higgs προέκυψε με σφάλμα μόλις $\pm 1.6 \text{ GeV}/c^2$ [24].

Την ανακάλυψη του μποζονίου Higgs ακολούθησε εκτεταμένη έρευνα σχετικά με τις ιδιότητές του, σε διαφορετικές ενέργειες σύγκρουσης αδρονίων στον LHC. Κατά τη διάρκεια του Run 1 ($\sqrt{s} = 7$ και 8 TeV) η μελέτη ήταν δυνατή μόνο μέσω των συζεύξεων του Higgs με τα μποζόνια γ , Z , W , g . Αντιθέτως, στο Run 2 ($\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$) λήφθηκαν υπόψιν και οι αλληλεπιδράσεις του με φορτισμένα φερμιόνια τρίτης γενιάς t , b , και τ [8].

⁸Αποδοτικότητα επιλογής γεγονότων (event selection efficiency): Αντιστοιχεί στο μέρος των γεγονότων που αντιστοιχούν στο υπό μελέτη σήμα και ταυτοποιούνται ορθά ύστερα από μία σειρά κριτηρίων επιλογής και περιορισμών που εφαρμόζονται κατά την ανάλυση δεδομένων. Είναι ένα μέτρο του πόσο αποδοτικά μπορεί μία πειραματική διάταξη ή μία μέθοδος ανάλυσης να διαφοροποιήσει τα γεγονότα ενδιαφέροντος από άλλες άσχετες διαδικασίες ή από το υπόβαθρο.

1.5 Εξωτικές διασπάσεις του μποζονίου Higgs ($h \rightarrow BSM$)

Σε ό,τι αφορά την έρευνα που διεξάγεται μέχρι και σήμερα για το ανακαλυφθέν μποζόνιο, τα σφάλματα που εντοπίζονται κατά την σύγκριση των θεωρητικών προβλέψεων του ΚΠ με τα ληφθέντα πειραματικά δεδομένα από τις συγκρούσεις πρωτονίων στον LHC, αφήνουν χώρο για θεωρίες εκτός των ορίων του ΚΠ. Υπάρχουν μάλιστα καλά τεκμηριωμένα μοντέλα που προβλέπουν τις διασπάσεις του Higgs σε σωματίδια εκτός του ΚΠ. Τέτοια μοντέλα ονομάζονται Beyond Standard Model (BSM), καθώς αναφέρονται σε καταστάσεις που δεν συμπίπτουν με το έως τώρα διαμορφωμένο μοντέλο.

1.5.1 Κίνητρο για έρευνα

Οι πρόσφατες αναλύσεις θέτουν για το κλάσμα διάσπασης του Higgs σε εξωτικές τελικές καταστάσεις, ένα ανώτατο όριο ίσο με 16%, που χαρακτηρίζεται από επίπεδα αξιοπιστίας (Confidence Levels - CL) της τάξεως του 95% [11]. Επιπλέον, η τάξη μεγέθους του συνολικού πλάτους διάσπασης του μποζονίου Higgs ($\sim \text{MeV}$) διαφέρει σημαντικά από την τάξη μεγέθους της μάζας του ($\sim \text{GeV}$). Αυτό, διότι οι συζεύξεις Yukawa που πραγματοποιεί με τα φερμιόνια στα οποία διασπάται, είναι πολύ ασθενείς. Η διαφορά αυτή δηλώνει πως κάποια BSM τελική κατάσταση μπορεί να έχει μεγαλύτερο μερικό πλάτος διάσπασης, και επομένως ένα μη αμελητέο κλάσμα διάσπασης σε σύγκριση με αυτά των διασπάσεων σε σωματίδια του ΚΠ [28]. Τα χαρακτηριστικά αυτά αποτελούν ισχυρό κίνητρο για την έρευνα των BSM διασπάσεων του μποζονίου Higgs, η οποία μπορεί να οδηγήσει σε επεκτάσεις του ΚΠ και συνεπώς μία καλύτερα δομημένη θεωρία για την σωματιδιακή φυσική. Μάλιστα, πολλές είναι οι θεωρίες πέρα από τα όρια του ΚΠ που προβλέπουν τις εξωτικές διασπάσεις του Higgs. Τέτοια μοντέλα σχετίζονται με επεκτάσεις του τομέα Higgs (extended Higgs sectors), τη σκοτεινή ύλη, καθώς και θεωρίες neutral naturalness.

Επεκτάσεις του Τομέα Higgs (Extended Higgs Sectors)

Το ΚΠ, προβλέπει ένα μόνο μποζόνιο Higgs. Ωστόσο, πολλές BSM θεωρίες προτείνουν την ύπαρξη περισσότερων σωματιδίων Higgs. Παραδείγματα τέτοιων μοντέλων είναι τα παρακάτω:

- **Two-Higgs-Doublet-Models (2HDMs):** Το συγκεκριμένο μοντέλο εισάγει μία δεύτερη διπλέτα Higgs, που οδηγεί σε πέντε φυσικά σωματίδια Higgs αντί για ένα. Ειδικότερα, προβλέπει δύο βαθμωτά, ουδέτερα, CP-even σωματίδια (h και H , H : βαρύτερο), ένα ψευδοβαθμωτό CP-odd (a) και δύο βαθμωτά φορτισμένα (H^\pm). Τέτοιες επεκτάσεις αναδεικνύουν νέα κανάλια διάσπασης του μποζονίου Higgs, συμπεριλαμβανόμενων και διασπάσεων σε εξωτικά σωματίδια. Στα επόμενα (1.5.3), θα επεκταθούμε σε μεγαλύτερο βαθμό όσον αφορά τα συγκεκριμένα μοντέλα.
- **Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model (NMSSM):** Το μοντέλο αυτό επεκτείνει το Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM)⁹ με την πρόσθεση ενός singlet πεδίου, που μπορεί να αναμειχθεί με τις διπλέτες Higgs. Αυτό οδηγεί σε έναν πιο περίπλοκο τομέα Higgs, με επιπρόσθετα ουδέτερα και φορτισμένα ομώνυμα σωματίδια.

Μοντέλα Σκοτεινής Ύλης (Dark Matter Models)

Πολλές είναι η θεωρίες στα πλαίσια του πεδίου BSM που προτείνουν την σύνδεση του μποζονίου Higgs με την σκοτεινή ύλη. Σύμφωνα με αρκετές από αυτές, το Higgs θα μπορούσε να διασπασθεί σε σωματίδια σκοτεινής ύλης, τα οποία αλληλεπιδρούν πολύ ασθενώς με σωματίδια του ΚΠ και είναι δύσκολο να ανιχνευθούν. Τέτοια μοντέλα μελετούν αντικείμενα όπως για παράδειγμα το Higgs Portal, και τα “σκοτεινά φωτόνια” (Dark Photons).

Θεωρίες Neutral Naturalness

Οι θεωρίες Neutral Naturalness κάνουν λόγο για το “πρόβλημα της ιεραρχίας” (hierarchy problem) στο ΚΠ. Σύμφωνα με αυτό, θα έπρεπε η μάζα του μποζονίου Higgs να είναι τόσο μεγάλη όσο και η κλίμακα

⁹Το MSSM, είναι μία θεωρητική επέκταση του ΚΠ που ενσωματώνει την υπερσυμμετρία. Πρόκειται για μία συμμετρία που συσχετίζει τα μποζόνια (ακέραιο spin) με τα φερμιόνια (ημι-ακέραιο spin). Σύμφωνα με αυτή, σε κάθε σωματίδιο του ΚΠ αντιστοιχεί ένα υπερ-σωματίδιο (super-particle) με διαφορετικό spin. Ο όρος “minimal”, δηλώνει πως πρόκειται για την απλούστερη υπερσυμμετρική επέκταση του ΚΠ, η οποία εισάγει τον ελάχιστο αριθμό νέων σωματιδίων και παραμέτρων.

μάζας με την οποία αλληλεπιδρά, την κλίμακα Planck¹⁰. Τα μοντέλα αυτά προσπαθούν να αντιμετωπίσουν το πρόβλημα αυτό, προτείνοντας νέα σωματίδια που είναι ουδέτερα υπό τις ομάδες βαθμίδας του ΚΠ. Με τον όρο αυτό αναφερόμαστε σε σωματίδια που δεν αλληλεπιδρούν μέσω των τριών θεμελιωδών δυνάμεων που περιγράφονται από το ΚΠ. Παραδείγματα τέτοιων θεωριών είναι τα μοντέλα “Twin Higgs” και “Composite Higgs”.

1.5.2 Τρέχουσες αναζητήσεις

Όσον αφορά την τρέχουσα πειραματική έρευνα, οι εξωτικές διασπάσεις του Higgs σε νέα σωματίδια χαρακτηρίζονται από πλούσια φαινομενολογία. Ειδικότερα, αναδεικνύονται πολλές πιθανές τελικές καταστάσεις, περιοχές μάζας (mass regimes) και εύρη χρόνου ζωής (lifetime ranges). Τυπικά, κατά την αναζήτηση θεωρείται δεδομένη η παραγωγή του Higgs με μηχανισμούς του ΚΠ, καθώς οι συζεύξεις του με BSM σωματίδια προκύπτουν σε πολύ μικρότερο βαθμό από ό,τι οι συζεύξεις του με σωματίδια του ΚΠ. Η μελέτη εκτείνεται σε διάφορα κανάλια παραγωγής του μποζονίου Higgs, προκειμένου να βελτιστοποιηθεί η συλλογή δεδομένων μέσω του “triggering” (βλ. Υποενότητα 2.2.3). Επιπλέον, μελετώνται πολλά εύρη μάζας και χρόνου ζωής ανάλογα με την ανάλυση που επιδιώκεται και με τις τεχνικές ταυτοποίησης και ανακατασκευής που διατίθενται [11].

Η έρευνα για τελικές καταστάσεις που περιλαμβάνουν ηλεκτρόνια, μίονια, σωματίδια τ ή φωτόνια, επικεντρώνονται στον μηχανισμό παραγωγής gluon fusion. Αντίστοιχα, όταν πρόκειται για αδρονικά προϊόντα στην τελική κατάσταση, η αναζήτηση κατευθύνεται σε μποζόνια Higgs που έχουν παραχθεί μέσω του μηχανισμού VBF ή σε συσχέτιση με κάποιο διανυσματικό μποζόνιο (Wh , Zh). Στις αδρονικές τελικές καταστάσεις τα προϊόντα είναι πολύ “αδύναμα”, οπότε η αναζήτηση στηρίζεται σε forward jets (βλ. 1.4.1, Vector Boson Fusion) [11].

Σε γενικές γραμμές, τα πιθανά σενάρια για τις εν λόγω πειραματικές έρευνες είναι δύο: είτε τα εξωτικά σωματίδια διασπώνται αμέσως σε σωματίδια του ΚΠ, είτε έχουν μεγάλο χρόνο ζωής (Long Lived Particles - LLPs), χαρακτηριστικό το οποίο οδηγεί σε “εκτοπισμένες” (displaced) ή αόρατες διασπάσεις. Για την πρώτη περίπτωση έχει εξαχθεί εκτενής έρευνα σε πολλές τελικές καταστάσεις και εύρη μάζας. Το επίκεντρο αποτελούν οι διασπάσεις του Higgs σε ενδιάμεσα, ουδέτερα σωματίδια (on-shell) τα οποία στη συνέχεια διασπώνται σε σωματίδια του ΚΠ. Τέτοια κανάλια είναι τα $h \rightarrow ss/aa/vv \rightarrow XXYY$ και $h \rightarrow Za/Zv \rightarrow llXX$, όπου s : βαθμωτό, a : ψευδο-βαθμωτό (pseudoscalar), v : διανυσματικό σωματίδιο, και X, Y σωματίδια του ΚΠ που παράγονται σε ζεύγη. Αυτά μπορεί να είναι ηλεκτρόνια, μίονια, σωματίδια τ , φωτόνια, b-jets ή αδρονικά jets. Όσον αφορά το δεύτερο σενάριο, όταν η μετατόπιση της διάσπασης είναι μετρήσιμη στον ανιχνευτή, προκύπτουν πολύ ιδιαίτερες πειραματικές υπογραφές. Αυτό αποτελεί σημαντική ευκαιρία για την ανίχνευση νέας φυσικής, ενώ ταυτόχρονα θέτει νέες προκλήσεις για την ανάπτυξη ειδικών τεχνικών ανακατασκευής, ταυτοποίησης και συλλογής δεδομένων [11].

1.5.3 Two-Higgs Doublet Model

Τα θεωρητικά μοντέλα που έχουν αναπτυχθεί για την μελέτη των εξωτικών διασπάσεων του Higgs είναι πολλά, αλλά τα περισσότερα είναι εκτός του εύρους της παρούσας εργασίας¹¹. Στην υποενότητα αυτή θα παρατεθεί μία περιγραφή του μοντέλου 2HDM, και θα μελετηθεί η πρόσθεση ενός scalar πεδίου singlet S , η οποία οδηγεί σε πληθώρα εξωτικών διασπάσεων του Higgs.

Ειδικότερα, ο τομέας Higgs αποτελείται από μία $SU(2)_L$ διπλέτα Φ_1 , με υπερφορτίο $Y_{\Phi_1} = +1/2$. Η επέκταση 2HDM είναι μία από τις απλούστερες του ΚΠ, και στηρίζεται στην απλή πρόσθεση μίας ακόμη διπλέτας Φ_2 . Οι αναμενόμενες τιμές του κενού v_1, v_2 για τα αντίστοιχα πεδία Higgs, ορίζουν μία από τις σημαντικότερες ελεύθερες παραμέτρους του 2HDM, β ως εξής [28]:

$$\tan \beta = v_2/v_1. \quad (1.39)$$

Μία ακόμη σημαντική παράμετρος του 2HDM είναι η γωνία στροφής a ($-\pi/2 \leq a \leq \pi/2$), η οποία ορίζει τις βαθμωτές ιδιοκαταστάσεις μάζας, μέσω των πραγματικών συνιστωσών των $\Phi_{1,2}$ (βλ. Παράρτημα A).

¹⁰Η κλίμακα Planck αντιστοιχεί σε ενέργεια 1.22×10^{28} eV, με την ισοδύναμη μάζα να ισούται με 2.17645×10^{-8} kg.

¹¹Αναλυτική περιγραφή του κάθε μοντέλου υπάρχει στην βιβλιογραφική αναφορά [29].

Υστερα από την θραύση της ηλεκτρασθενούς συμμετρίας στο μοντέλο αυτό, προκύπτουν πέντε βαθμωτές φυσικές καταστάσεις:

- 2 CP-even, ουδέτερα μποζόνια Higgs: h και H , όπου το H είναι κατά σύμβαση βαρύτερο. Καθώς το σωματίδιο Higgs του ΚΠ είναι CP-even και ουδέτερο, μπορεί κανείς να το ταυτίσει είτε με το h είτε με το H .
- 2 φορτισμένα μποζόνια Higgs: H^\pm .
- 1 CP-odd ψευδοβαθμωτό σωματίδιο a .

Περισσότερες λεπτομέρειες για το πως προκύπτουν οι νέες αυτές καταστάσεις παρέχονται στο Παράρτημα A. Επιπλέον μπορεί να βρεθεί αναλυτικότερη περιγραφή του μοντέλου στις βιβλιογραφικές αναφορές [29] και [30].

Στην χαμηλότερη τάξη υπάρχουν τέσσερις τύποι 2HDM, οι οποίοι χαρακτηρίζονται από την σύζευξη κάθε ομάδας φερμιονίων με τις διπλέτες $\Phi_{1,2}$ χωρίς Flavor Changing Neutral Currents (FCNCs). Πρόκειται για διαδικασίες όπου αλλάζει η “γεύση” ενός φερμιονίου, χωρίς να αλλάζει το φορτίο του. Τα FCNCs σε tree-level (αλληλεπιδράσεις πρώτης τάξης, χωρίς βρόχους) εμφανίζονται συχνότερα σε μοντέλα με πολλές διπλέτες Higgs. Το φαινόμενο αυτό είναι προβληματικό καθώς μπορεί να οδηγήσει σε μεγάλες και πειραματικά μη παρατηρούμενες συχνότητες τέτοιων διεργασιών αλλαγής γεύσης. Με την επίκληση διακριτών συμμετριών \mathbb{Z}_2 , μπορούν να ελεγχθούν οι συζεύξεις των φερμιονίων με τις δύο διπλέτες $\Phi_{1,2}$. Μία τέτοια συμμετρία μπορεί να ορισθεί έτσι ώστε διαφορετικοί τύποι φερμιονίων να συζευγνούνται μόνο με μία από τις δύο διπλέτες Higgs [29]. Ο περιορισμός αυτός εμποδίζει την ταυτόχρονη σύζευξη φερμιονίων με τις δύο διπλέτες, που θα μπορούσε να προκαλέσει FCNCs. Με την χρήση της κατάλληλης συμμετρίας \mathbb{Z}_2 για την αποφυγή των FCNCs, προκύπτουν οι τέσσερις τύποι 2HDM οι οποίοι χαρακτηρίζονται από την σύζευξη κάθε ομάδας φερμιονίων με τις διπλέτες $\Phi_{1,2}$. Οι τύποι αυτοί φαίνονται στον Πίνακα 1.2 [28].

Πίνακας 1.2: Οι διπλέτες με τις οποίες κάνουν σύζευξη οι διάφοροι τύποι φερμιονίων στους τέσσερις τύπους του 2HDM (χωρίς FCNCs, στην χαμηλότερη τάξη).

	Type-1	Type-2	Type-3 (lepton-specific)	Type-4 (flipped)
Up-type quarks	Φ_2	Φ_2	Φ_2	Φ_2
Down-type quarks	Φ_2	Φ_1	Φ_2	Φ_1
Charged leptons	Φ_2	Φ_1	Φ_1	Φ_2

Ο λόγος των συζεύξεων Yukawa του ψευδοβαθμωτού μποζονίου του 2HDM σε σχέση με αυτές του Higgs στο ΚΠ, είναι συνάρτηση του $\tan \beta$ και του τύπου 2HDM, και φαίνονται στον Πίνακα 1.3 [28]. Στο Παράρτημα A υπάρχει πίνακας για τις συζεύξεις και των h , H με τα φερμιόνια.

Πίνακας 1.3: Ο λόγος των συζεύξεων Yukawa για το ψευδοβαθμωτό μποζόνιο του 2HDM, σε σχέση με αυτές του μποζονίου Higgs στο ΚΠ (χωρίς FCNCs, στην χαμηλότερη τάξη).

	Type-1	Type-2	Type-3 (lepton-specific)	Type-4 (flipped)
Up-type quarks	$\cot \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$
Down-type quarks	$-\cot \beta$	$\tan \beta$	$-\cot \beta$	$\tan \beta$
Charged leptons	$-\cot \beta$	$\tan \beta$	$\tan \beta$	$-\cot \beta$

Το μοντέλο 2HDM+S

Θεωρώντας προσωρινά πως το σωματίδιο Higgs μάζας 125 GeV του ΚΠ ταυτίζεται με ένα από τα βαθμωτά μποζόνια h ή H^0 του 2HDM, οδηγούμαστε στις παρακάτω εξωτικές διασπάσεις, όπως αυτές επιτρέπονται από τα 2HDMs: $h \rightarrow aa$, $H^0 \rightarrow hh$, aa και $h \rightarrow Za$, όπου τα h , a αποδιεγείρονται σε φερμιόνια ή μποζόνια βαθμίδας του ΚΠ. Ωστόσο, τα υπάρχοντα δεδομένα για τα 2HDMs, δεν επιτρέπουν μεγάλη ποικιλία σε ό,τι αφορά τις εξωτικές διασπάσεις του Higgs.

Για την αποφυγή τέτοιων περιορισμών, αρχικά υποθέτουμε ότι το 2HDM είναι κοντά στο όριο αποζεύξεως

(decoupling limit),

$$a \rightarrow \beta - \pi/2, \quad (1.40)$$

όπου η ελαφρύτερη κατάσταση του μοντέλου, h , μπορεί να ταυτιστεί με το παρατηρούμενο μποζόνιο Higgs μάζας 125 GeV του ΚΠ. Όλες οι ιδιότητες του h εξαρτώνται από τις παραμέτρους $\tan\beta$ και a , καθώς και από τον τύπο των φερμιονικών συζεύξεων. Το επόμενο βήμα, είναι η πρόσθεση ενός singlet βαθμωτού πεδίου της μορφής [28]:

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}}(S_R + iS_I), \quad (1.41)$$

στο οποίο αντιστοιχεί μία αναμενόμενη τιμή κενού. Το πεδίο αυτό δεν κάνει άμεσες συζεύξεις Yukawa, καθώς συζευγνύεται με τα $\Phi_{1,2}$ μόνο στο δυναμικό. Επομένως, όλες του οι αλληλεπιδράσεις με φερμιόνια του ΚΠ προέρχονται από την μίξη του με τις διπλέτες Higgs $\Phi_{1,2}$. Αυτό ωστόσο θα πρέπει να γίνεται σε μικρό βαθμό έτσι ώστε να μην αλλοιωθεί η φύση του Higgs στο ΚΠ [28].

Με τις δύο αυτές υποθέσεις, αναδεικνύονται πολλές εξωτικές διασπάσεις του Higgs, της μορφής:

$$h \rightarrow ss/aa \rightarrow X\bar{X}Y\bar{Y} \text{ και } h \rightarrow aZ \rightarrow X\bar{X}Y\bar{Y}, \quad (1.42)$$

όπου τα $s(a)$ είναι (ψευδο)βαθμωτές ιδιοκαταστάσεις μάζας, οι οποίες συντίθεται από τα $S_R(S_I)$. Τα X, Y είναι φερμιόνια ή μποζόνια βαθμίδας του ΚΠ [29].

Στην πραγματική και την φανταστική συνιστώσα της Εξίσωσης (1.41), μπορούν να αποδοθούν ξεχωριστές μάζες, ενώ οι μίξεις τους με τον τομέα 2HDM μπορούν να χαρακτηριστούν ως διαταραχές [28]. Επομένως, στο 2HDM+S υπάρχουν δύο ψευδοβαθμωτές καταστάσεις a, S_I καθώς και πέντε βαθμωτές καταστάσεις h, H^0, H^\pm και S_R .

Κεφάλαιο 2

Πειραματικά στοιχεία

Έχοντας πλέον μία ολοκληρωμένη εικόνα για το θεωρητικό υπόβαθρο του αντικειμένου μελέτης, μπορούμε να επικεντρωθούμε στις πειραματικές πτυχές του. Στο παρόν κεφάλαιο αναφερόμαστε αρχικά στον επιταχυντή LHC και τα πειράματα που βρίσκονται σε λειτουργία, ενώ μεγαλύτερη έμφαση δίνεται στο πείραμα CMS. Συγκεκριμένα, παρατίθεται μία σύντομη περιγραφή του συστήματος συντεταγμένων του, της κατασκευής του, και του συστήματος επιλογής γεγονότων που χρησιμοποιεί.

2.1 Large Hadron Collider (LHC)

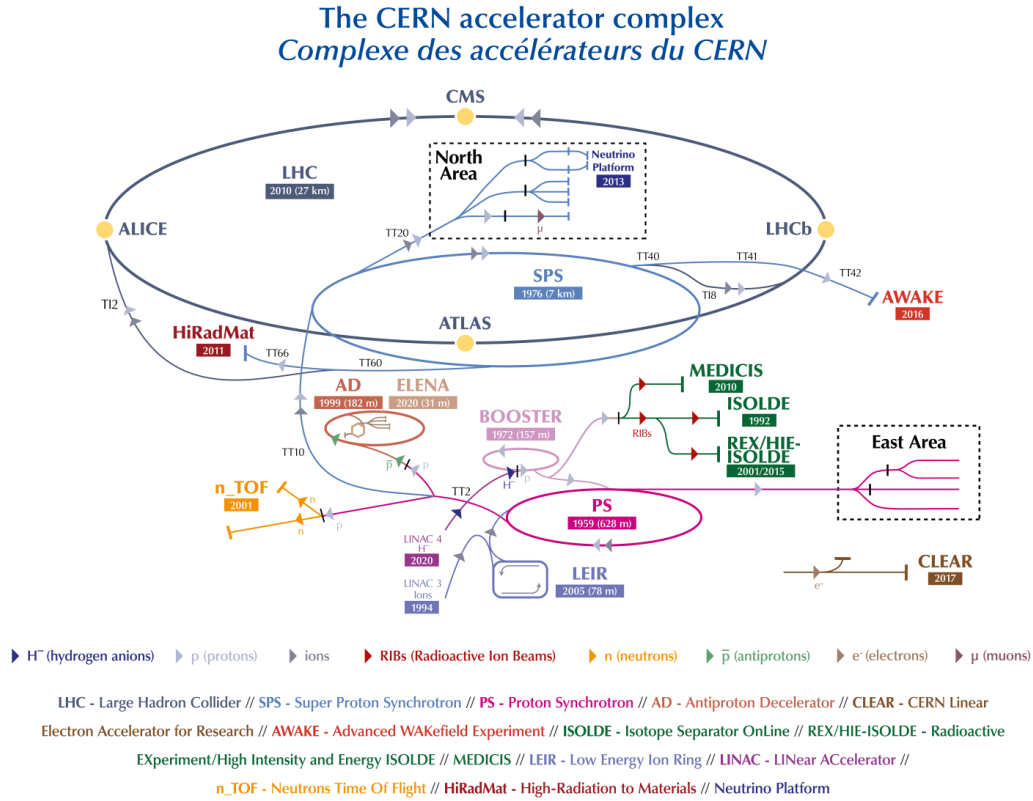
Ο Large Hadron Collider (LHC, στα ελληνικά Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων) είναι ο μεγαλύτερος και ισχυρότερος επιταχυντής σωματιδίων, και η συμβολή του στην βαθύτερη κατανόηση της φυσικής των στοιχειωδών σωματιδίων είναι αξιοσημείωτη. Βρίσκεται σε βάθος 100 μέτρων κάτω από το έδαφος στο Ευρωπαϊκό κέντρο πυρηνικών ερευνών (CERN), στα σύνορα μεταξύ Γαλλίας-Ελβετίας. Ειδικότερα, πρόκειται για μία σήραγγα περιφέρειας 26.7 χιλιομέτρων αποτελούμενη από υπεραγωγίσιμους μαγνήτες. Σε διάφορα σημεία του υπάρχουν επιταχυντικές διατάξεις που ενισχύουν την ενέργεια των σωματιδίων καθώς περνούν από αυτές.

Μέσα στον LHC, δύο υψηλής ενέργεια δέσμες σωματιδίων επιταχύνονται σε ταχύτητα κοντά σε αυτή του φωτός προς αντίθετες κατευθύνσεις, μέσα σε σωλήνες κενού (ultrahigh vacuum tubes). Τα σωματίδια αυτά είναι πρωτόνια (p) και βαρέα ιόντα (X), οπότε προκύπτουν τρία είδη συγκρούσεων: pp , XX , pX . Στα παρακάτω επικεντρωνόμαστε στις συγκρούσεις τύπου pp .

Τα πρωτόνια αυτά, προέρχονται από αέριο μορίου υδρογόνου από το οποίο έχουν αφαιρεθεί τα ηλεκτρόνια. Εισέρχονται στον γραμμικό επιταχυντή LINAC2 (Εικόνα 2.1), ο οποίος τα επιταχύνει έως τα 50 MeV, πρωτού εισέλθουν στο σύγχροτρον προώθησης πρωτονίων (Proton Synchrotron Booster-PSB). Στην Εικόνα 2.1, το σύστημα αυτό αναγράφεται ως “BOOSTER”. Στο σημείο αυτό τα πρωτόνια αποκτούν ενέργεια έως 1.4 GeV, ενώ στη συνέχεια στο σύγχροτρον πρωτονίων (Proton Synchrotron-PS), αυτή αυξάνεται έως τα 25 GeV. Ο τελευταίος σταθμός επιτάχυνσης των πρωτονίων είναι το Super Proton Synchrotron (SPS) όπου επιταχύνονται σε ενέργεια 450 GeV, πριν εισέλθουν στον LHC. Ο σχεδιασμός του LHC επιτρέπει την επιτάχυνση του κάθε πρωτονίου έως τα 7 TeV, αλλά η έως τώρα λειτουργία του περιορίζεται στα 6.5 TeV ενέργειας ανά πρωτόνιο. Συνεπώς, η ενέργεια κέντρου μάζας στις συγκρούσεις pp ανέρχεται στα 13 TeV [13].

Σε κάθε κυκλικό επιταχυντή της διάταξης, τα πρωτόνια ομαδοποιούνται σε “πακέτα”, τα οποία ονομάζονται bunches και ταξινομούνται ομοίομορφα μέσα στον επιταχυντή. Καθώς τα πρωτόνια περνούν από κάθε στάδιο επιτάχυνσης, ο αριθμός και η πυκνότητα¹ των δομών αυτών αυξάνεται. Όταν όλα τα πακέτα έχουν εισέλθει στον LHC, ξεκινάει η επιτάχυνση των πρωτονίων ώστε να φτάσουν την τελική τους ενέργεια.

¹Στην περίπτωση αυτή, με τον όρο πυκνότητα αναφερόμαστε στον αριθμό πρωτονίων που υπάρχουν συγκεντρωμένα μέσα σε ένα “πακέτο”.



Εικόνα 2.1: Διάγραμμα του συμπλέγματος επιταχυντών στο CERN, που απεικονίζει το δίκτυο των επιταχυντικών διατάξεων (LINAC2, BOOSTER, PS, SPS) και των κυριότερων πειραμάτων (CMS, ATLAS, ALICE, LHCb).

Η χρονική περίοδος κατά την οποία όλα τα πακέτα κυκλοφορούν μέσα στον LHC, ονομάζεται *fill*. Στην φάση αυτή, ο επιταχυντής προετοιμάζεται για να αποδοθεί στα πρωτόνια την τελική τους ενέργεια, και να ξεκινήσουν οι συγκρούσεις. Μία ακόμη σημαντική ποσότητα σε ό,τι αφορά τα bunches πρωτονίων είναι η συχνότητα bunch crossing, η οποία εκφράζει το πόσο συχνά δύο “πακέτα” πρωτονίων συγκρούονται. Στον LHC η συχνότητα αυτή είναι περίπου 40 MHz, άρα λαμβάνουν χώρα 40 εκατομμύρια διασταυρώσεις ανά δευτερόλεπτο [31]. Στον Πίνακα 2.1 φαίνονται μερικά επιπλέον χαρακτηριστικά μεγέθη για τα bunches πρωτονίων [13]. Το μέγεθος “bunch spacing” αντιστοιχεί στον χρόνο που μεσολαβεί ανάμεσα στο πέρασμα ενός πακέτου από συγκεκριμένο σημείο του επιταχυντή, και στο πέρασμα του επόμενου πακέτου από το σημείο αυτό.

Πίνακας 2.1: Χαρακτηριστικά μεγέθη των πακέτων πρωτονίων. Η δεύτερη στήλη αντιστοιχεί στην τιμή του μεγέθους όπως προκύπτει από τον σχεδιασμό του LHC, και η τρίτη στήλη αντιστοιχεί στην μέτρηση του μεγέθους όπως προέκυψε από την λήψη δεδομένων στον LHC το 2016.

Parameter	LHC Design	LHC Data-taking (2016)	Unit
Number of bunches	2808	2208	-
Bunch spacing	24.95	25	[ns]
Intensity per bunch	1.15×10^{11}	1.15×10^{11}	[protons/bunch]

Οι δέσμες οδηγούνται μέσα στον LHC μέσω ενός ισχυρού μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από τους υπεραγωγίσιμους ηλεκτρομαγνήτες. Αυτοί διατηρούνται στην εξαιρετικά χαμηλή θερμοκρασία των

–271.3°C, μέσω ενός συστήματος ψύξης που λειτουργεί με υγρό ήλιο. Στην διάταξη περιλαμβάνονται πολλών ειδών μαγνήτες, μεταξύ των οποίων είναι 1232 μαγνητικά δίπολα που “λυγίζουν” τις δέσμες, και 392 μαγνητικά τετράπολα που τις εστιάζουν. Επιπλέον, ακριβώς πριν την σύγκρουση ένα άλλο είδος μαγνήτη “πιέζει” τα σωματίδια πιο κοντά ώστε να αυξηθεί η πιθανότητα σύγκρουσης. Οι δέσμες στο εσωτερικό του LHC συγκρούονται σε τέσσερα σημεία όπου είναι τοποθετημένοι οι τέσσερις ανιχνευτές ATLAS, CMS, ALICE και LHCb [32].

Τα πειράματα του LHC

Την τρέχουσα περίοδο λειτουργούν εννέα πειράματα στον LHC, τα οποία αναλύουν τα δισεκατομμύρια σωματίδια που παράγονται από τις συγκρούσεις πρωτονίων. Τα πειράματα ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) και CMS (Compact Muon Solenoid) είναι τα μεγαλύτερα, και οι ανιχνευτές τους ανήκουν στην κατηγορία των ανιχνευτών γενικού σκοπού (general-purpose detectors). Αυτό, διότι είναι σχεδιασμένοι για να αναλύουν ένα όσο το δυνατό ευρύτερο φάσμα σωματιδιακών αλληλεπιδράσεων και φαινομένων. Παρά το γεγονός ότι ο σκοπός τους είναι ίδιος, τα δύο πειράματα διαφοροποιούνται στον σχεδιασμό των συστημάτων μαγνητών, και χρησιμοποιούν διαφορετικές τεχνικές λύσεις. Άλλωστε, η λειτουργία δύο ανεξάρτητων τέτοιων διατάξεων είναι σημαντική ώστε να γίνεται διασταύρωση κάθε νέας πληροφορίας. Τα πειράματα ALICE (A Large Ion Collider Experiment) και LHCb (Large Hadron Collider beauty) διαθέτουν ανιχνευτικές διατάξεις κατασκευασμένες για την μελέτη ειδικών φαινομένων. Ειδικότερα, το ALICE χρησιμοποιεί την φυσική βαρέων ιόντων ώστε να ερευνηθούν οι ιδιότητες του quark-gluon plasma, μία κατάσταση της ύλης που δημιουργείται σε πολύ υψηλές πυκνότητες ενέργειας. Το πείραμα LHCb ειδικεύεται στην μελέτη των διαφορών ανάμεσα στην ύλη και την αντι-ύλη, μέσω της μελέτης του b κουάρκ. Οι τέσσερις παραπάνω ανιχνευτές είναι οι κυριότεροι, καθώς είναι τοποθετημένοι στα σημεία του LHC όπου συγκρούονται οι δέσμες πρωτονίων (Εικόνα 2.1) [33].

Τα μικρότερα πειράματα του LHC είναι τα TOTEM και LHCf, και εστιάζουν στα “forward” σωματίδια. Πρόκειται για πρωτόνια ή ιόντα τα οποία κατά την σύγκρουση των δεσμών πρωτονίων δεν συγκρούονται, και συνεχίζουν να κινούνται στον επιταχυντή. Το πείραμα TOTEM χρησιμοποιεί ανιχνευτές τοποθετημένους εκατέρωθεν του σημείου σύγκρουσης του CMS. Όμοια διάταξη έχει και το πείραμα LHCf, με το σημείο σύγκρουσης να ανήκει στο ATLAS. Επιπλέον, το πείραμα MoEDAL-MAPP είναι εγκατεστημένο κοντά στο LHCb και αναζητά ένα υποθετικό σωματίδιο που ονομάζεται μαγνητικό μονόπολο. Τα νεότερα πειράματα του LHC είναι τα FASER και SND@LHC, τοποθετημένα κοντά στην περιοχή σύγκρουσης του ATLAS. Αυτά αναζητούν νέα ελαφριά σωματίδια και μελετούν τα νετρίνα [33].

2.2 Compact Muon Solenoid (CMS)

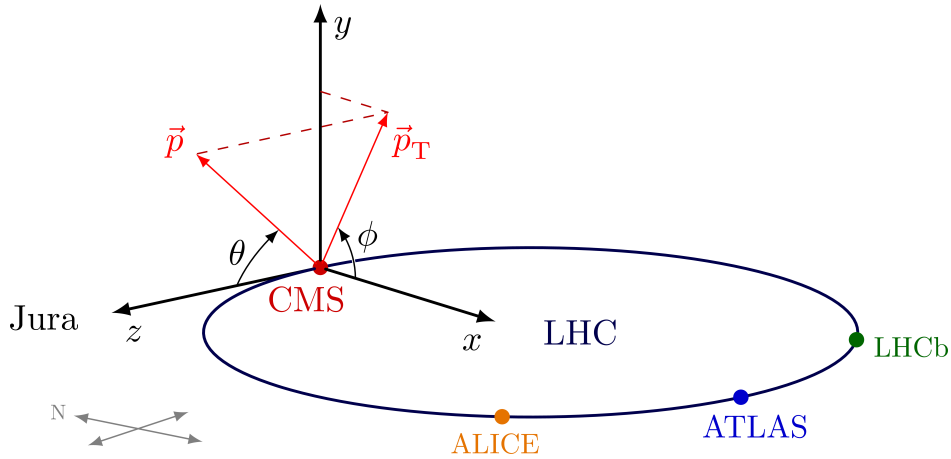
Ο ανιχνευτής Compact Muon Solenoid (CMS) ανήκει στην κατηγορία των ανιχνευτών γενικού σκοπού, καθώς στεγάζει ένα πείραμα που μελετά σε μεγάλο εύρος την φυσική των στοιχειωδών σωματιδίων. Το Καθιερωμένο Πρότυπο, το μποζόνιο Higgs και η αναζήτηση νέων διαστάσεων και σωματιδίων που θα μπορούσαν να σχετίζονται με την σκοτεινή ύλη, είναι μόνο μερικά από τα αντικείμενα μελέτης του πειράματος CMS. Βρίσκεται στο χωρίο της Γαλλίας Cessy, περίπου σε βάθος 100 μέτρων. Η κατασκευή του έγινε τμηματικά στο έδαφος, και στη συνέχεια έγινε η συναρμολόγησή του στο σημείο που βρίσκεται έως σήμερα. Ο ανιχνευτής αποτελείται από ημι-κυκλικά τμήματα τα οποία περικυκλώνουν τον σωλήνα του LHC. Πρόκειται λοιπόν για μία κυλινδρική δομή μάζας 14000 τόνων, με μήκος 21.6 μέτρα, και διάμετρο 14.6 μέτρα [34].

2.2.1 Το σύστημα συντεταγμένων του CMS

Στο σύστημα συντεταγμένων που χρησιμοποιεί ο ανιχνευτής CMS, η αρχή των αξόνων βρίσκεται στο σημείο των συγκρούσεων. Όπως φαίνεται και στην Εικόνα 2.2, ο άξονας y έχει κάθετη κατεύθυνση προς τα πάνω, ενώ ο άξονας x δείχνει στο κέντρο του δακτυλίου του LHC. Ο άξονας z (beam axis), είναι ευθυγραμμισμένος με την κατεύθυνση με την οποία κυκλοφορούν οι δέσμες σωματιδίων στον LHC, η οποία είναι αντίθετη της φοράς των δεικτών του ρολογιού (κοιτάζοντας την κάτοψη του LHC)². Επομένως, οι

² Στην Εικόνα 2.2 φαίνεται πως ο άξονας z δείχνει προς τα όρη Jura. Πρόκειται για μία οροσειρά που βρίσκεται στην βορειοδυτική πλευρά των Άλπεων, και χρησιμοποιείται ως γεωγραφικό σημείο αναφοράς.

συγκρουόμενες δέσμες κινούνται στη διεύθυνση του άξονα z , ενώ το επίπεδο εγκάρσιο στη σύγκρουση είναι το $x-y$. Το κυλινδρικό σχήμα του ανιχνευτή CMS ευνοεί τη χρήση των κυλινδρικών συντεταγμένων (r, θ, ϕ) . Μία αναλυτικότερη περιγραφή του συστήματος συντεταγμένων των ανιχνευτικών διατάξεων, αλλά και των αντίστοιχων κινηματικών μεταβλητών, παρέχεται στην Ενότητα 3.2.



Εικόνα 2.2: Το σύστημα συντεταγμένων που χρησιμοποιεί ο ανιχνευτής CMS [4].

2.2.2 Γενικά στοιχεία της κατασκευής του CMS

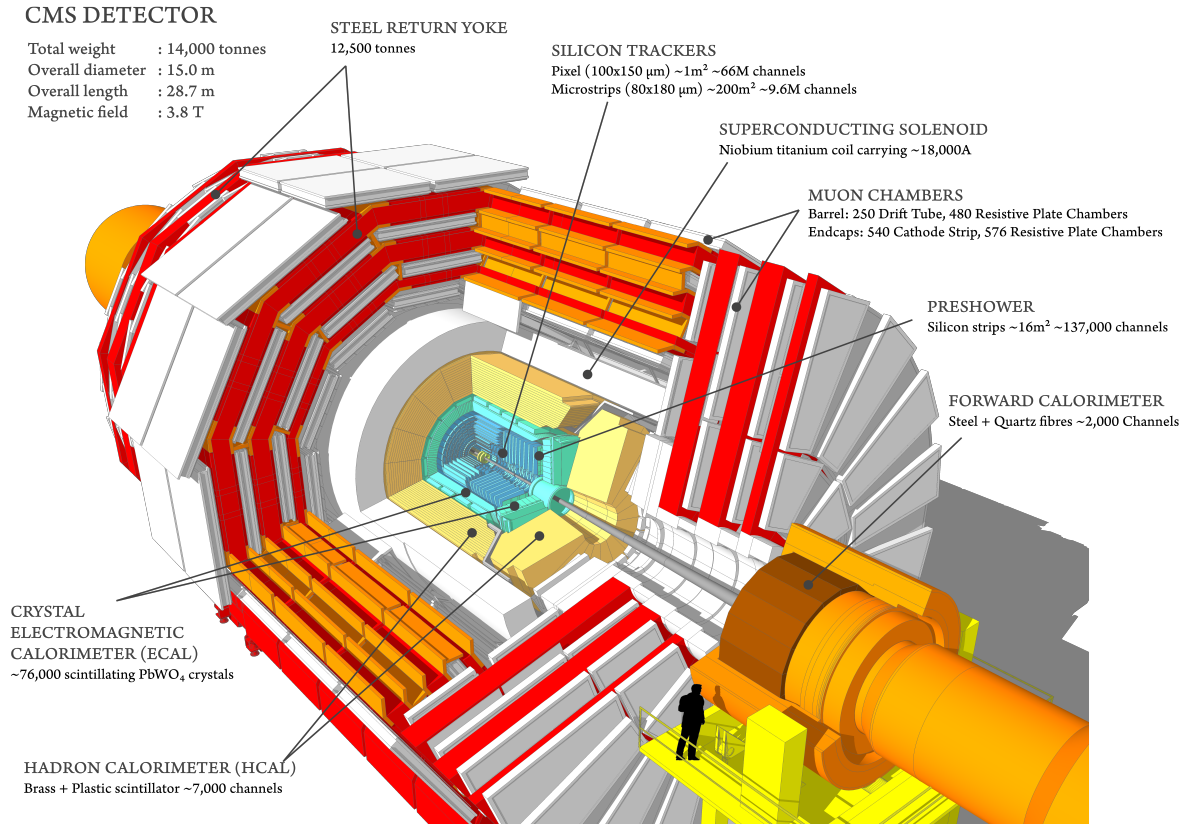
Σε ανιχνευτές όπως είναι ο CMS, είναι απαραίτητη η ανάπτυξη ισχυρού μαγνητικού πεδίου, ώστε να κάμπτονται οι τροχιές των σωματιδίων καθώς αυτά παράγονται στο σημείο σύγκρουσης. Το χαρακτηριστικό αυτό, εξυπηρετεί αρχικά στον προσδιορισμό του ηλεκτρικού τους φορτίου, καθώς τα φορτισμένα σωματίδια κάμπτονται προς κάποια κατεύθυνση ανάλογα με το είδος του φορτίου (θετικό ή αρνητικό). Επίσης, παρατηρώντας τον βαθμό στον οποίο κάμπτεται ένα σωματίδιο, είναι εφικτός ο προσδιορισμός της ορμής του. Τα σωματίδια με μεγάλη ορμή, κάμπτονται λιγότερο σε σχέση με αυτά που φέρουν μικρή ορμή [35].

Ο σωληνοειδής μαγνήτης (Solenoid magnet)

Στον ανιχνευτή CMS, το επιθυμητό μαγνητικό πεδίο αναπτύσσεται μέσω του μεγάλου σωληνοειδούς μαγνήτη που βρίσκεται στο κέντρο του. Πρόκειται για μία κατασκευή μήκους 12.5 μέτρων και εσωτερικής διαμέτρου 6.3 μέτρων, που αποτελείται από κυλινδρικά πηνία, κατασκευασμένα από υπεραγωγίμιες ίνες. Όταν στην σπειροειδή αυτή διάταξη κυκλοφορεί ρεύμα ύψους 18000 Amp, λόγω του φαινομένου της υπεραγωγιμότητας δεν αναπτύσσεται ηλεκτρική αντίσταση. Το αποτέλεσμα είναι η παραγωγή ισχυρού μαγνητικού πεδίου, ύψους 3.8 Tesla. Προκειμένου το πεδίο αυτό να περιορισθεί στον όγκο του ανιχνευτή, έχει κατασκευασθεί μία ασάβινη διάταξη γύρω από τον μαγνήτη, που ονομάζεται “yoke”. Τα δύο αυτά στοιχεία του ανιχνευτή - δηλαδή ο σωληνοειδής μαγνήτης και το yoke - ζυγίζουν 12500 τόνους, και είναι τα βαρύτερα μέρη του [35][13]. Τα παραπάνω αλλά και όσα θα αναφερθούν στη συνέχεια, φαίνονται στην τρισδιάστατη αναπαράσταση του ανιχνευτή CMS της Εικόνας 2.3, όπου παρέχονται συνοπτικά τα χαρακτηριστικά κάθε τμήματος.

Ένα από τα σημαντικότερα χαρακτηριστικά του σωληνοειδούς, είναι η καμπτική ισχύς του (bending power). Το μέγεθος αυτό συνδυάζει την ισχύ του μαγνητικού πεδίου (σε Tesla) με την ακτίνα στην οποία εφαρμόζεται, δίνοντας ένα μέτρο της συνολικής δύναμης που ασκείται στα σωματίδια. Στον ανιχνευτή CMS αντιστοιχεί καμπτική ισχύς της τάξεως των 12 Tm [13], κάνοντας πιο αποτελεσματικό τον διαχωρισμό ανάμεσα στα θετικά, αρνητικά και ουδέτερα σωματίδια, καθώς και τον προσδιορισμό της ορμής τους.

Στο εσωτερικό του σωληνοειδούς υπάρχουν ιχνηλάτες σιλικόνης (silicon trackers), ένα ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο (ECAL) και ένα αδρονικό καλορίμετρο (HCAL). Κάθε μία από αυτές τις κατασκευές



Εικόνα 2.3: Τρισδιάστατη σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή CMS.

αποτελείται από έναν σωλήνα (barrel) και δύο “καπάκια” τοποθετημένα στα άκρα του (endcaps). Εκτός του σωληνοειδούς μαγνήτη και του “yoke” υπάρχουν καλορίμετρα τα οποία ονομάζονται “forward calorimeters” και επεκτείνουν το εύρος κάλυψης της ψευδοωκότητας (βλ. Ενότητα 3.2) που παρέχεται από την υπόλοιπη διάταξη. Επιπλέον, στο τμήμα “yoke” έχουν ενσωματωθεί ανιχνευτές μιονίων. Παρακάτω παρατίθεται συνοπτική περιγραφή του κάθε τμήματος του ανιχνευτή CMS, ενώ η διάταξή του γίνεται καλύτερα κατανοητή στην Εικόνα 2.4. Απεικονίζεται η εγκάρσια τομή του ανιχνευτή, καθώς και σε ποιο τμήμα του ανιχνεύεται το κάθε σωματίδιο. Οι λεπτομέρειες της κατασκευής είναι εκτός του εύρους της παρούσας εργασίας, και μπορούν να βρεθούν στις βιβλιογραφικές αναφορές [13][36].

Σύστημα ιχνηλάτησης (Tracker System)

Το εσωτερικό σύστημα ιχνηλάτησης του CMS αποτελείται από δύο ξεχωριστούς ανιχνευτές με βάση την σιλικόνη, οι οποίοι μετρούν αποτελεσματικά τις ιδιότητες των σωματιδίων που παράγονται στις συγκρούσεις και παρέχουν ακριβή ανακατασκευή της προέλευσης των σωματιδίων. Η ενδότερη συνιστώσα είναι ο “pixel detector”, ο οποίος ανιχνεύει τα σωματίδια που βρίσκονται κοντά στο σημείο της σύγκρουσης, και ανακατασκευάζει την κορυφή της αλληλεπίδρασης (interaction vertex). Τα pixel του εξασφαλίζουν παρόμοια ανάλυση της τροχιάς του σωματιδίου στις κατευθύνσεις $r - \phi$ και z , και παρέχονται τρία υψηλής ακρίβειας σημεία για την εν λόγω τροχιά, καλύπτοντας ένα εύρος ψευδοωκότητας $|\eta| < 2.5^3$. Γύρω από τη δομή αυτή υπάρχει ένας ανιχνευτής που αποτελείται από 9.3 εκατομμύρια λωρίδες σιλικόνης (silicon strip tracker) διαμορφώνοντας έτσι μια ενεργή περιοχή εμβαδού 198m^2 . Το τμήμα αυτό αποτελείται από τρία διαφορετικά υποσυστήματα τα οποία ανακατασκευάζουν τις τροχιές των σωματιδίων. Ειδικότερα, σε κάθε υποσύστημα αντιστοιχεί ένα μέτρο που δηλώνει και πόσες φορές ένα σωματίδιο ανιχνεύθηκε κατά μήκος της τροχιάς τους. Για παράδειγμα, αν ένας ανιχνευτής πετυχαίνει πέντε χτυπήματα ανά τροχιά, τότε ανιχνεύει ένα φορτισμένο σωματίδιο σε πέντε διαφορετικές τοποθεσίες. Παρακάτω φαίνονται

³βλ. Ενότητα 3.2.

τα ονόματα των συστημάτων αυτών καθώς και τα αντίστοιχα “χτυπήματα” ανά τροχιά (hits per track):

- Tracker Inner Barrel (TIB) and Disks (TID): Έως τέσσερα “χτυπήματα” ανά τροχιά.
- Tracker Outer Barrel (TOB): Έως έξι “χτυπήματα” ανά τροχιά.
- Tracker Endcaps (TECs): Έως εννέα “χτυπήματα” ανά τροχιά.

Ηλεκτρομαγνητικό Καλορίμετρο (Electromagnetic Calorimeter - ECAL)

Το Ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο (ECAL) είναι ένα απομονωμένο και ομοιογενές (αποτελούμενο από ένα υλικό) καλορίμετρο, σχεδιασμένο για να μετράει την ενέργεια των φωτονίων και ηλεκτρονίων. Το σωληνοειδές μέρος του αποτελείται από 61200 κρυστάλλους και το εύρος ψευδοωκότητας που καλύπτει είναι $|\eta| < 1.479$, ενώ το κάθε άκρο του έχει 7324 κρυστάλλους και καλύπτει το εύρος $1.479 < |\eta| < 3$. Το ECAL χρησιμοποιείται για να ανιχνεύει το φως σπινθηρισμών που παράγονται από ηλεκτρομαγνητικούς καταγισμούς (electromagnetic showers) που ξεκινούν μέσα στους κρυστάλλους. Είναι σχεδιασμένο ώστε να συγκρατεί πάνω από το 98% της ενέργειας σωματιδίων που φέρουν έως 1 TeV ενέργειας, με την ακτίνα Molière⁴ που του αντιστοιχεί να φτάνει τα 2.2 εκατοστά. Επιπλέον, το ECAL διαθέτει σύστημα “preshower”, ενισχύοντας έτσι την ικανότητά του να διαφοροποιεί τα φωτόνια από τις αδρονικές αλληλεπιδράσεις. Έχει επίσης αναπτυχθεί ένας αλγόριθμος ομαδοποίησης⁵ που επεξεργάζεται τις εναποθέσεις ενέργειας ώστε να ανακατασκευάσει την ενέργεια και την τροχιά ουδέτερων σωματιδίων, και να τα ξεχωρίσει από τα φορτισμένα. Ο αλγόριθμος αυτός είναι ίδιος για το ECAL, το HCAL και το σύστημα preshower, και εκτελείται ξεχωριστά στο σωληνοειδές μέρος και στα άκρα του κάθε υποσυστήματος.

Αδρονικό Καλορίμετρο (Hadron Calorimeter - HCAL)

Το Αδρονικό καλορίμετρο (HCAL) περικυκλώνει το ECAL και ανήκει στην κατηγορία των “sampling” καλορίμετρων, δηλαδή αποτελεί μία πολυεπίπεδη δομή, συνήθως αποτελούμενη από δύο είδη υλικών: ένα απορροφητικό μέσο, και ένα ενεργό μέσο. Χρησιμοποιείται για την μέτρηση της ενέργειας των αδρονίων, με το σωληνοειδές μέρος του να καλύπτει εύρος $|\eta| < 1.4$ και τα “καπάκια” των άκρων του να καλύπτουν εύρος $1.3 < |\eta| < 3.0$. Συμπληρώνεται από ένα επιπλέον επίπεδο, το Hadron Outer (HO) το οποίο ενεργεί ως ανιχνευτής για τους αδρονικούς καταγισμούς που ξεφεύγουν από το κύριο μέρος, καλύπτοντας την περιοχή $|\eta| < 1.26$. Άλλο ένα υποσύστημα του HCAL είναι το Hadron Forward (HF) καλορίμετρο, το οποίο είναι τοποθετημένο πέρα από τους ανιχνευτές μιονίων και επεκτείνει το εύρος της ψευδο-ωκότητας σε $|\eta| < 5.0$. Αυτό δίνει μια εκτίμηση για τις ηλεκτρομαγνητικές και αδρονικές συνιστώσες του καταγισμού, λαμβάνοντας υπόψιν ότι η ηλεκτρομαγνητική ενέργεια εναποτίθεται στα πρώτα 22 εκατοστά του απορροφητή.

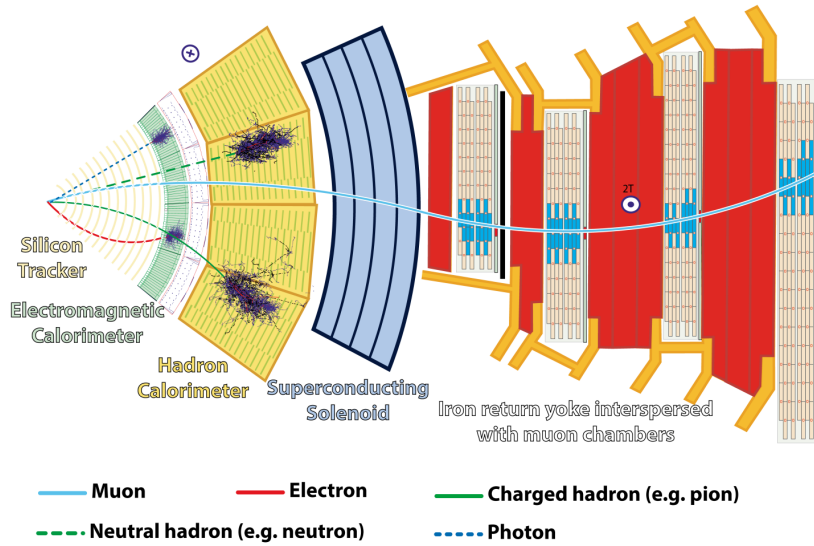
Συνδυαστικά, το σύστημα ECAL+HCAL έχει πάχος που αντιστοιχεί σε 12 μήκη αλληλεπίδρασης στο σωληνοειδές μέρος, και 10 μήκη αλληλεπίδρασης στα “καπάκια” των άκρων του. Με τον όρο μήκος αλληλεπίδρασης (interaction length) αναφερόμαστε στην απόσταση που διανύει ένα σωματίδιο σε ένα μέσο, πριν αλληλεπιδράσει με αυτό μέσω κάποιας πυρηνικής αντίδρασης. Το σύστημα καλορίμετρων του CMS λοιπόν, είναι αρκετά παχύ ώστε να συγκρατήσει την περισσότερη ενέργεια που προέρχεται από τα ηλεκτρομαγνητικά και αδρονικά showers. Έτσι εξασφαλίζεται πως η πλειοψηφία των σωματιδίων που παράγονται σε αυτούς τους καταγισμούς, απορροφώνται μέσα στο καλορίμετρο.

Ανιχνευτές μιονίων (Muon Detectors)

Οι ανιχνευτές μιονίων του CMS είναι σημαντικό τμήμα του πειράματος, και σχεδιάστηκαν ώστε να λαμβάνουν μετρήσεις των ιδιοτήτων των μιονίων. Το εν λόγω σύστημα αποτελείται από τρία διαφορετικά επίπεδα ανίχνευσης: Drift Tubes (DT), Cathode Strip Chambers (CSC) και Resistive Plate Chambers (RPC). Τα DTs είναι τοποθετημένα στο σωληνοειδές τμήμα ($|\eta| < 1.2$) και αξιοποιούνται για περιοχές με λίγα μίονια, μικρό υπόβαθρο νετρονίων και ασθενή μαγνητικά πεδία, προσφέροντας υψηλή χωρική ανάλυση. Σε κάθε DT υπάρχουν ενσωματωμένα RPCs τα οποία έχουν ταχύτατο σύστημα πληροφόρησης

⁴ Η ακτίνα Molière ορίζεται ως η ακτίνα κυλίνδρου που περιέχει το 90% της εναπόθεσης ενέργειας από τον ηλεκτρομαγνητικό καταγισμό.

⁵ Clustering algorithm: υπολογιστική μέθοδος που ταξινομεί ένα σύνολο αντικειμένων σε συμπλέγματα (clusters).



Εικόνα 2.4: Η εγκάρσια τομή του ανιχνευτή CMS, και τα σωματίδια που ανιχνεύονται από κάθε υποσύστημά του [5].

όσον αφορά πληροφορίες σχετικές με το χρόνο. Η σημαντική ακρίβεια που παρέχουν στις χρονικές αυτές μετρήσεις είναι σημαντική καθώς βοηθάει στην διάκριση μεταξύ γεγονότων που συμβαίνουν διαδοχικά με πολύ μεγάλη ταχύτητα. Τα CSCs παρέχουν ακριβείς μετρήσεις για τις συντεταγμένες των μιονίων και χρησιμοποιούνται στα “καπάκια” των άκρων ($0.9 < |\eta| < 2.4$) όπου υπάρχουν περισσότερα μίονια και κυριαρχούν ισχυρότερα μαγνητικά πεδία. Τα RPCs συμπληρώνουν τα συστήματα DT και CSC βελτιώνοντας τις χρονικές μετρήσεις που πραγματοποιούν. Η διάταξη αυτών των ανιχνευτών επιτρέπει μια αποτελεσματική και ακριβή ανακατασκευή της τροχιάς των μιονίων η οποία βελτιώνεται όταν τα δεδομένα συνδυάζονται με αυτά του συστήματος ιχνηλάτησης.

2.2.3 Το σύστημα trigger του CMS

Γενικά, το σύστημα “trigger” ενός ανιχνευτή σωματιδίων σχεδιάζεται ώστε να ταυτοποιεί και να επιλέγει τα γεγονότα (events) ενδιαφέροντος από έναν τεράστιο αριθμό σωματιδιακών συγκρούσεων που λαμβάνουν χώρα. Δεδομένης της εξαιρετικά υψηλής συχνότητας συγκρούσεων, είναι αδύνατη η αποθήκευση δεδομένων για κάθε event. Το σύστημα επιλογής γεγονότων εξασφαλίζει ότι θα καταγραφούν μόνο τα πιο σημαντικά δεδομένα για περαιτέρω ανάλυση.

Στον LHC η συχνότητα με την οποία παράγονται γεγονότα είναι εξαιρετικά υψηλή, καθώς συμβαίνουν περίπου 700 εκατομμύρια συγκρούσεις μεταξύ πρωτονίων ανά δευτερόλεπτο (event rate ≈ 700 MHz). Υπάρχουν λοιπόν πρακτικοί περιορισμοί σε ό,τι αφορά την καταγραφή και αποθήκευση δεδομένων, και για αυτό έχει αναπτυχθεί ένα σύστημα επιλογής γεγονότων για τον ανιχνευτή CMS. Το σύστημα trigger του πειράματος, χρησιμοποιεί μία προσέγγιση δύο βαθμίδων για το φιλτράρισμα και την επιλογή των δεδομένων που υποβάλλονται για λεπτομερή ανάλυση.

Το πρώτο επίπεδο ονομάζεται Level-1 (L1) trigger και αποτελείται από ειδικό εξοπλισμό (hardware-based system) που επεξεργάζεται ταχέως τα δεδομένα από τα καλοριμέτρα και τους ανιχνευτές μιονίων. Ταυτοποιεί και επιλέγει γεγονότα που περιέχουν ενδιαφέροντα αντικείμενα όπως είναι μίονια, ηλεκτρόνια, φωτόνια. Η διαδικασία αυτή συμβαίνει με μέγιστη συχνότητα έως 100 kHz, με ένα παράθυρο των 4 μ s. Επομένως, το L1 trigger μπορεί να “αποφασίσει” για έως 100000 γεγονότα ανά δευτερόλεπτο, ενώ έχει στη διάθεσή του 4 μ s για να διακρίνει αν ένα γεγονός πρέπει να περάσει στο επόμενο επίπεδο επεξεργασίας.

Τα επιλεγμένα γεγονότα στη συνέχεια περνούν στο δεύτερο επίπεδο που ονομάζεται High-Level Trigger (HLT), και αναλαμβάνει την ανακατασκευή γεγονότων, χρησιμοποιώντας ένα λογισμικό (software-based system) σχεδιασμένο για ταχεία επεξεργασία δεδομένων. Το HLT διαχειρίζεται περίπου 1000 γεγονότα ανά δευτερόλεπτο (1 kHz), δηλαδή η συχνότητα στην οποία λειτουργεί είναι αρκετά μικρότερη

από αυτή του L1 trigger (100 MHz).

Το αποτελεσματικό φιλτράρισμα των δεδομένων που λαμβάνει ο ανιχνευτής CMS είναι κρίσιμο στάδιο, καθώς επιτρέπει την εστίαση σε πιθανώς ενδιαφέροντα γεγονότα ενώ ταυτόχρονα απορρίπτει την πλειοψηφία των δεδομένων που δεν περιέχουν πληροφορία για κάποιο νέο ή σπάνιο φαινόμενο.

Κεφάλαιο 3

Φυσική συγκρούσεων στον LHC

Στο κεφάλαιο αυτό, επικεντρωνόμαστε στην φυσική των συγκρούσεων στον επιταχυντή LHC. Δίνεται έμφαση στις κινηματικές μεταβλητές που θα χρησιμοποιηθούν στην ανάλυση, καθώς και στα αδρονικά jets (ανακατασκευή τους, και ταυτοποίηση των b -jets).

3.1 Σκεδάσεις μεταξύ πρωτονίων

3.1.1 Η δομή του πρωτονίου και σκληρή σκέδαση παρτονίων

Η δομή του πρωτονίου, καθορίζεται από την κατανομή των παρτονίων στο εσωτερικό του. Εκτός από τα κουάρκ σθένους¹ (uud) που απαρτίζουν την δέσμη κατάσταση του πρωτονίου, στην διαμόρφωση της δομής του συμμετέχουν επιπλέον γκλουόνια και ζεύγη $q\bar{q}$ από sea κουάρκ, που βρίσκονται σε συνεχή δυναμική αλληλεπίδραση. Τα τελευταία παράγονται μέσω της ισχυρής αλληλεπίδρασης από τον διαχωρισμό γκλουονίων (gluon splitting), ενώ - αντιστρόφως - όταν τα εν λόγω ζεύγη εξαυλώνονται, προκύπτουν γκλουόνια. Τα sea κουάρκ και τα γκλουόνια ονομάζονται παρτόνια, και συνιστούν την δυναμική κατάσταση του πρωτονίου. Ο τρόπος με τον οποίο κατανέμονται τα παρτόνια, είναι αυτό που χαρακτηρίζει την δομή του.

Όσον αφορά τις συγκρούσεις μεταξύ πρωτονίων, σημασία έχει η κατανομή της ορμής του πρωτονίου στα παρτόνια που το απαρτίζουν. Οι συναρτήσεις κατανομής της ορμής μέσα στο πρωτόνιο ονομάζονται Parton Distribution Functions (PDFs), και συμβολίζονται με $f_{i/p}(x_i, Q^2)$. Εκφράζουν την πυκνότητα πιθανότητας ένα παρτόνιο i (όπου i : κουάρκ ή γκλουόνιο) να φέρει κλάσμα x_i της ορμής του πρωτονίου p . Η παράμετρος Q^2 είναι κρίσιμη για την περιγραφή των PDFs, καθώς αντιπροσωπεύει την κλίμακα ενέργειας στην οποία μελετάται το πρωτόνιο σε μία αλληλεπίδραση υψηλής ενέργειας. Ειδικότερα, για υψηλές τιμές του Q^2 αναλύονται μικρότερες αποστάσεις μέσα στο πρωτόνιο και επομένως μπορούμε να “δούμε” με μεγαλύτερη λεπτομέρεια την εσωτερική του δομή, συμπεριλαμβανομένων των sea κουάρκ και των γκλουονίων. Όταν η κλίμακα ενέργειας είναι μικρότερη, οι PDFs είναι λιγότερο λεπτομερείς και “βλέπουμε” κυρίως τα κουάρκ σθένους.

Στις συγκρούσεις πρωτονίων σε έναν επιταχυντή, έχει σημασία η ενέργεια κέντρου μάζας \sqrt{s} . Αυτή καθορίζεται από τις τετραορμές p_1, p_2 των συγκρουόμενων πρωτονίων, και διατίθεται για την παραγωγή νέων σωματιδίων, αλλά και για την κίνησή τους στον επιταχυντή. Επειδή τα πρωτόνια στον LHC επιταχύνονται όλα στην ίδια ενέργεια - έστω E_p - και κινούνται σε αντίθετες κατευθύνσεις (δηλαδή $\vec{p}_1 \approx -\vec{p}_2$), η ενέργεια κέντρου μάζας δίνεται από τη σχέση:

$$\sqrt{s} = 2E_p. \quad (3.1)$$

Ωστόσο όταν συγκρούονται δύο πρωτόνια, στην πραγματικότητα η σκληρή σκέδαση γίνεται μεταξύ των παρτονίων i και j των δύο πρωτονίων, τα οποία έχουν τετραορμές $p_i = x_i p_1$ και $p_j = x_j p_2$. Για τα

¹Τα κουάρκ σθένους (valence quarks) είναι αυτά που προσδίδουν στα αδρόνια τους χβαντικούς τους αριθμούς.

παρτόνια που φέρουν ένα μικρό ποσοστό της ορμής των πρωτονίων, η ενέργεια κέντρου μάζας δεν είναι η ίδια με αυτή των πρωτονίων. Υποθέτοντας ότι οι μάζες τους είναι μικρές σε σχέση με την ορμή τους, η ενέργεια κέντρου μάζας για τη διαδικασία αυτή, δίνεται από τη σχέση [37]:

$$\hat{s} = (p_i + p_j)^2 \Rightarrow \hat{s} = x_i x_j s. \quad (3.2)$$

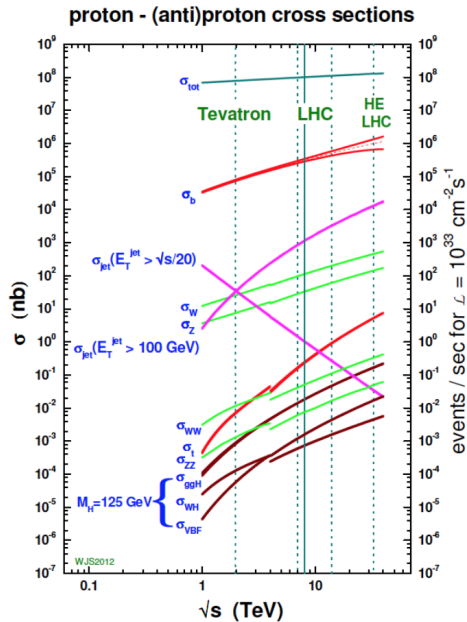
Επιπλέον, η ενεργός διατομή της διαδικασίας $pp \rightarrow X$ μπορεί να αναλυθεί χρησιμοποιώντας την ενεργό διατομή $\hat{\sigma}(ij \rightarrow X)$ για τα παρτόνια, και τις αντίστοιχες συναρτήσεις πιθανότητας [37].

3.1.2 Ενεργός διατομή

Στην σωματιδιακή φυσική, η ενεργός διατομή σ είναι μια θεμελιώδης ποσότητα που μετρά την πιθανότητα να συμβεί μια συγκεκριμένη αλληλεπίδραση ως αποτέλεσμα της σύγκρουσης σωματιδίων. Για να οπτικοποιήσουμε το εν λόγω μέγεθος, μπορούμε να σκεφτούμε δύο σωματίδια που προορίζονται για σύγκρουση. Το κάθε ένα από αυτά “παρουσιάζει” στο άλλο μία περιοχή-στόχο, η οποία είναι η ενεργός διατομή. Όσο μεγαλύτερη είναι η περιοχή αυτή, τόσο πιθανότερη είναι η αλληλεπίδραση των δύο σωματιδίων. Η μονάδα μέτρησης που χρησιμοποιείται είναι το barn (b), και αντιστοιχεί περίπου στην επιφάνεια ενός πυρήνα ουρανίου (10^{-24} cm^2). Συνήθως οι τιμές που παίρνει η ενεργός διατομή για τις διάφορες αλληλεπιδράσεις είναι πολύ μικρές, οπότε χρησιμοποιούνται οι μονάδες picobarn (pb) και femtobarn (fb). Μπορούμε επιπλέον να ορίσουμε την ολική ενεργό διατομή ως το άθροισμα των πιθανοτήτων όλων των πιθανών αλληλεπιδράσεων:

$$\sigma_{total} = \sum_i \sigma_i, \quad (3.3)$$

όπου με σ_i συμβολίζεται η μερική ενεργός διατομή για συγκεκριμένη αλληλεπίδραση. Τέτοιες διαδικασίες είναι για παράδειγμα η ελαστική σκέδαση, η ανελαστική σκέδαση, η παραγωγή του μποζονίου Higgs, και η παραγωγή ζεύγους $t\bar{t}$.



Εικόνα 3.1: Ενεργές διατομές (nb) συναρτήσει της ενέργειας κέντρου μάζας (TeV), για μερικές από τις αλληλεπιδράσεις που προκύπτουν από συγκρούσεις pp .

Η συνολική ενεργός διατομή της αλληλεπίδρασης δύο πρωτονίων, είναι 100 mb. Το μέρος αυτής της τιμής που αντιστοιχεί σε ανελαστικές σκεδιάσεις - οι οποίες μας ενδιαφέρουν στον LHC - είναι 70 mb. Όπως φαίνεται και στην Εικόνα 3.1, η παραγωγή του bottom κουάρκ και των μποζονίων W , Z έχουν

αρκετά μεγάλη ενεργό διατομή, ενώ για παράδειγμα στην παραγωγή του top κουάρκ και του Higgs αντιστοιχούν πολύ μικρές τιμές. Για να μελετηθούν λοιπόν τέτοιες ενδιαφέρουσες διεργασίες, θα πρέπει να παράγονται πάρα πολλά γεγονότα στον LHC, και αυτό επιτυγχάνεται μέσω των “πακέτων” (bunches) πολλών πρωτονίων.

3.1.3 Φωτεινότητα (Luminosity)

Η φωτεινότητα (luminosity) L , είναι ένα μέτρο για τον αριθμό των συγκρούσεων που παράγονται σε έναν επιταχυντή ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα χρόνου. Όσο μεγαλύτερη είναι η τιμή του L , τόσο περισσότερες συγκρούσεις παράγονται. Εκφράζεται μέσω της σχέσης [38]:

$$R = \frac{dN}{dt} = \sigma \cdot L, \quad (3.4)$$

όπου R είναι ο ρυθμός παραγωγής σωματιδίων, από διαδικασία με ενεργό διατομή σ . Από τη διαστατική ανάλυση της Εξίσωσης 3.4 προκύπτει ότι η μονάδα μέτρησης της φωτεινότητας είναι $\text{b}^{-1} \text{s}^{-1}$.

Μία ακόμη ποιοτική έκφραση της φωτεινότητας, δίνεται από την σχέση [31]:

$$L \sim \frac{N^2}{t \cdot S_{eff}}, \quad (3.5)$$

όπου θεωρούμε ότι δύο bunches που περιέχουν N πρωτόνια το κάθε ένα, συγκρούονται. Τα μεγέθη που εμφανίζονται είναι τα παρακάτω:

- N^2 : επειδή ένα πρωτόνιο από το ένα εισερχόμενο bunch μπορεί να αλληλεπιδράσει με οποιοδήποτε πρωτόνιο από το δεύτερο bunch, θεωρούμε ως N^2 τον αριθμό των αλληλεπιδράσεων. Στον LHC, ο αριθμός πρωτονίων σε κάθε bunch είναι $N = 1.15 \times 10^{11}$ p/bunch.
- t : ο χρόνος που μεσολαβεί για το πέρασμα δύο διαδοχικών bunches από το ίδιο σημείο (bunch spacing). Στον LHC, η τιμή αυτή είναι $t = 25$ ns.
- $S_{eff} = 4\pi\sigma^2$: Είναι η ενεργός επιφάνεια των bunches, όπου προκύπτουν οι συγκρούσεις. Με σ συμβολίζεται το εγκάρσιο μέγεθος του “πακέτου” πρωτονίων, στο σημείο της σύγκρουσης. Στον LHC, το μέγεθος αυτό αντιστοιχεί σε $16 \mu\text{m}$ ($16 \times 10^{-4} \text{cm}$)².

Για τις παραπάνω τιμές, η φωτεινότητα του LHC είναι:

$$L \sim 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}, \quad (3.6)$$

άρα στον επιταχυντή συμβαίνουν 10^{34} συγκρούσεις ανά δευτερόλεπτο ανά τετραγωνικό εκατοστό.

Για τις πειραματικές αναλύσεις χρησιμοποιείται η ολοκληρωμένη φωτεινότητα (integrated luminosity) L_{int} , δηλαδή ο αριθμός των γεγονότων (ανά μονάδα επιφάνειας) που έχουν παρατηρηθεί σε ορισμένο χρόνο. Η σχέση που ορίζει το L_{int} είναι η παρακάτω [38]:

$$L_{int} = \int_0^T L(t) \cdot dt, \quad (3.7)$$

και η μονάδα μέτρησης που χρησιμοποιείται είναι το αντίστροφο barn, δηλαδή fb^{-1} , nb^{-1} κ.ο.κ. Πολλαπλασιάζοντας με την ενεργό διατομή, προκύπτει ο συνολικός αριθμός των γεγονότων ενδιαφέροντος:

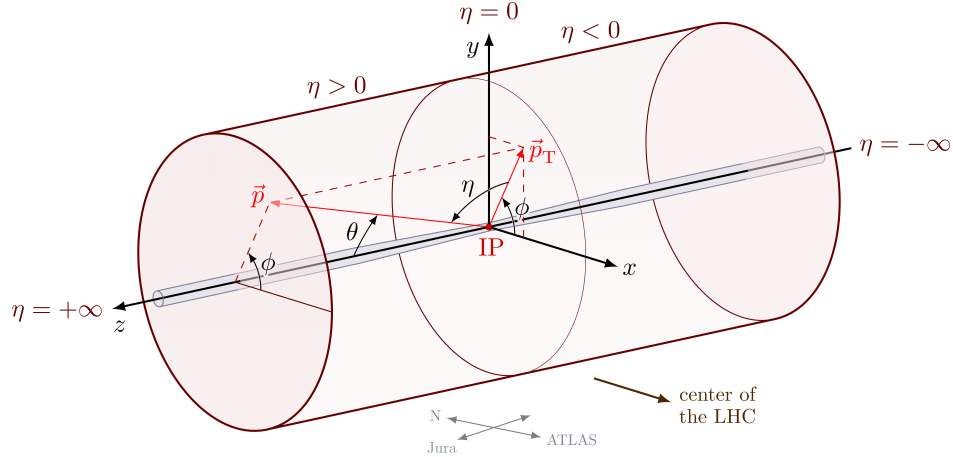
$$L_{int} \cdot \sigma = \text{number of events of interest.} \quad (3.8)$$

Η συνολική ολοκληρωμένη φωτεινότητα από τα Run 1 (2010-2013) και Run 2 (2015-2018) είναι περίπου 196fb^{-1} . Το Run 3 ξεκίνησε το 2022 με στόχο να λειτουργήσει για περίπου τέσσερα έτη, με ενέργεια κέντρου μάζας 13.6TeV , ενώ οι βλέψεις για την ολοκληρωμένη φωτεινότητα είναι αρκετά αισιόδοξες.

²Ο παράγοντας $4\pi\sigma^2$, προκύπτει από την περιοχή επικάλυψης των δύο Gaussian κατανομών των bunches. Εφόσον κάθε bunch έχει Gaussian προφίλ, η ενεργός περιοχή αλληλεπίδρασης είναι ανάλογη του γινομένου των πλατών τους, και θα περιλαμβάνει έναν γεωμετρικό παράγοντα που εδώ προσεγγίζεται ως 4π

3.2 Κινηματικές μεταβλητές

Όπως αναφέραμε συνοπτικά και παραπάνω, στις συγκρούσεις πρωτονίων χρησιμοποιείται ένα καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων, με αρχή των αξόνων το σημείο της σύγκρουσης. Οι δέσμες κινούνται στη διεύθυνση του άξονα z , ενώ το επίπεδο $x - y$ είναι εγκάρσιο στην σύγκρουση. Καθώς οι ανιχνευτές έχουν κυλινδρικό σχήμα (Εικόνα 3.2), η χρήση του κυλινδρικού συστήματος συντεταγμένων (r, θ, ϕ) είναι πιο διαδεδομένη. Το αζιμουθίο ϕ (azimuthal angle) μετράται στο επίπεδο $x - y$ σε σχέση με τον



Εικόνα 3.2: Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος συντεταγμένων του ανιχνευτή CMS, σε κυλινδρικές συντεταγμένες (IP: Interaction Point) [4].

άξονα x , ενώ με r συμβολίζεται η ακτινική συνιστώσα (απόσταση από τον άξονα z). Η πολική γωνία θ μετράται σε σχέση με τον άξονα z , στο επίπεδο $r - z$. Πρόκειται για την γωνία ανάμεσα στην τριορμή \vec{p} του σωματιδίου και την θετική κατεύθυνση του άξονα της δέσμης.

Σε πειράματα ανιχνευτικών διατάξεων, είναι απαραίτητο να εργαζόμαστε με κινηματικές μεταβλητές Lorentz αναλλοίωτες σε διαμήκεις προωθήσεις (Lorentz boosts), ώστε να μην υπάρχουν διαφοροποιήσεις από το σύστημα του εργαστηρίου στο σύστημα κέντρου μάζας των παρτονίων (τα οποία όπως αναφέραμε, φέρουν ένα κλάσμα της ορμής του πρωτονίου). Για τον λόγο αυτό λοιπόν, έχουν επιλεγεί οι Lorentz αναλλοίωτες μεταβλητές p_T, η, ϕ .

Αζιμουθιακή γωνία (Azimuthial angle): ϕ

Γίνεται πολύ εύκολα αντιληπτό από το σχήμα της Εικόνας 3.2, ότι η αζιμουθιακή γωνία ϕ ορίζεται από τις συνιστώσες p_x, p_y της τριορμής ως εξής:

$$\phi = \arctan\left(\frac{p_x}{p_y}\right). \quad (3.9)$$

Η εν λόγω γωνία ϕ είναι αναλλοίωτη σε διαμήκεις προωθήσεις Lorentz.

Εγκάρσια ορμή (Transverse momentum): p_T

Κοιτάζοντας και πάλι την Εικόνα 3.2, παρατηρούμε ότι η τριορμή $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ ενός εισερχόμενου πρωτονίου αναλύεται σε διαμήκη και εγκάρσια συνιστώσα. Η διαμήκης συνιστώσα θα βρίσκεται κατά μήκος του άξονα z , ενώ η εγκάρσια στο επίπεδο $x - y$. Η τελευταία ονομάζεται εγκάρσια ορμή (transverse momentum), συμβολίζεται με p_T και είναι Lorentz αναλλοίωτη μεταβλητή. Το διάνυσμα της p_T μπορεί να αναλυθεί μέσω της αζιμουθιακής γωνίας ϕ ως εξής:

$$\vec{p}_T = (p_T \cos \phi, p_T \sin \phi, 0), \quad (3.10)$$

ενώ το μέτρο της δίνεται από τη σχέση:

$$p_T = |\vec{p}_T| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (3.11)$$

Ωκύτητα y (Rapidity) και Ψευδοωκύτητα η (Pseudorapidity)

Η πολική γωνία θ ορίζεται μέσω της σχέσης:

$$\theta = \arctan\left(\frac{p_T}{p_z}\right). \quad (3.12)$$

Πρόκειται για μία μεταβλητή που δεν είναι αναλλοίωτη σε Lorentz boosts, επομένως δημιουργείται η ανάγκη για μία νέα μεταβλητή που να πληρεί το κριτήριο αυτό. Για το σκοπό αυτό, ορίζουμε την ωκύτητα (rapidity) y , η οποία είναι ένα μέτρο για την σχετικιστική ταχύτητα του σωματιδίου [39]:

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c}\right). \quad (3.13)$$

Η απόδειξη για την αναλλοιότητα της ωκύτητας σε διαμήκεις προωθήσεις Lorentz, είναι αρκετά εύκολη. Θεωρούμε τους παρακάτω μετασχηματισμούς της ορμής και της ενέργειας:

$$\begin{aligned} p'_z &= \gamma p_z - \gamma \beta E/c \\ E' &= \gamma E - \gamma \beta c p_z. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Εφαρμόζοντας τους μετασχηματισμούς αυτούς στην Εξίσωση 3.13, προκύπτουν τα εξής:

$$\begin{aligned} y' &= \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\gamma E - \gamma \beta c p_z + \gamma c p_z - \gamma E \beta}{\gamma E - \gamma \beta c p_z - \gamma c p_z + \gamma E \beta}\right) \\ y' &= \frac{1}{2} \ln\left(\frac{(E + c p_z)(1 - \beta)}{(E - c p_z)(1 + \beta)}\right) \\ y' &= y + \ln\left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta}\right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Επομένως, κατά την εφαρμογή ενός Lorentz boost η ωκύτητα αλλάζει μόνο κατά μία σταθερά, άρα η μεταβολή Δy παραμένει αναλλοίωτη.

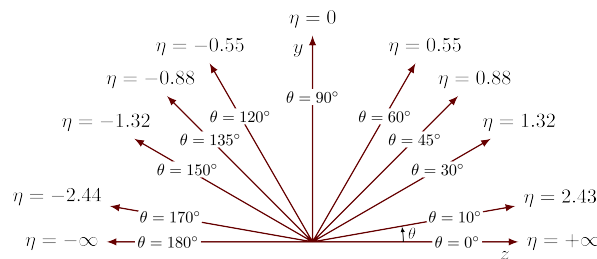
Γενικά ισχύει η σχέση $p_z = |\vec{p}| \cos \theta$, όπως είναι προφανές και από την Εικόνα 3.2. Στην περίπτωση των άμαζων σωματιδίων γράφεται ως $p_z = E \cos \theta$. Τότε, η Εξίσωση 3.13 παίρνει τη μορφή:

$$y = \frac{1}{2} \ln \cot\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.16)$$

και αναδεικνύεται η συσχέτιση της ωκύτητας με την πολική γωνία θ . Μέσω της σχέσης αυτής ορίζεται η ψευδοωκύτητα:

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (3.17)$$

η οποία για άμαζα σωματίδια ισούται με την ωκύτητα.



Εικόνα 3.3: Οι τιμές που λαμβάνει η ψευδοωκύτητα για τις διάφορες τιμές της πολικής γωνίας θ . Ο άξονας z αντιστοιχεί στον άξονα της δέσμης. [4]

Η ψευδοωκύτητα, χρησιμοποιείται στην σωματιδιακή φυσική ως χωρική συντεταγμένη που περιγράφει την γωνία ενός παραγόμενου σωματιδίου σε σχέση με τον άξονα της δέσμης. Όπως φαίνεται και στα διαγράμματα της Εικόνας 3.3, τα σωματίδια που παράγονται σε γωνία $\theta = 90^\circ$ έχουν μηδενική ψευδοωκύτητα.

Οι μικρές τιμές του $|\eta|$ (κοντά στο 0) δηλώνουν ότι τα σωματίδια αυτά βρίσκονται στην κεντρική περιοχή του ανιχνευτή, δηλαδή παράχθηκαν σε γωνία μεγάλη σε σχέση με τον άξονα της δέσμης. Αντιθέτως, οι υψηλές τιμές του $|\eta|$ αντιστοιχούν σε μικρές τιμές της πολικής γωνίας θ , επομένως στην περίπτωση αυτή τα σωματίδια ταξιδεύουν σχεδόν παράλληλα με τον άξονα της δέσμης. Ένας τυπικός κεντρικός ανιχνευτής, μπορεί να μετρήσει αποτελεσματικά τις ιδιότητες σωματιδίων που παράγονται στο εύρος ψευδοωκότητας $-3 < \eta < 3$. Οι τιμές της πολικής γωνίας που αντιστοιχούν σε $|\eta| = 3$, είναι $\theta \approx 5.7^\circ$ και $\theta \approx 174.3^\circ$. Το εύρος αυτό είναι αρκετά μεγάλο, καθώς δεν καλύπτει μόνο τα σωματίδια που παράγονται σε ενδιάμεσες γωνίες, αλλά και όσα κινούνται σχεδόν παράλληλα με τον άξονα της δέσμης.

Έχοντας ορίσει τις τρεις βασικές κινηματικές μεταβλητές p_T , η , ϕ , μπορούμε πλέον να ορίσουμε μερικές επιπρόσθετες μεταβλητές που θα χρησιμοποιηθούν στην ανάλυση.

Αζιμουθιακή γωνιακή διαφορά $\Delta\phi$ (Azimuthial angle difference)

Στην σωματιδιακή φυσική, το μέγεθος $\Delta\phi$ αναφέρεται στην διαφορά ανάμεσα στις αζιμουθιακές γωνίες δύο σωματιδίων:

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2. \quad (3.18)$$

Πρόκειται για μία κρίσιμη μεταβλητή όσον αφορά την μελέτη της γωνιακής κατανομής των σωματιδίων που παράγονται από τις συγκρούσεις αδρονίων. Συνήθως ορίζεται στο εύρος $[-\pi, \pi]$ και αν η τιμή της βρίσκεται εκτός αυτού, προσαρμόζεται με την πρόσθεση ή την αφαίρεση του παράγοντα 2π αναλόγως. Μέσω του $\Delta\phi$ γίνεται κατανοητή η χωρική συσχέτιση μεταξύ δύο σωματιδίων. Για παράδειγμα, όταν δύο σωματίδια αναμένεται να παραχθούν “back-to-back” το $\Delta\phi$ πρέπει να είναι κοντά στο π . Αντιθέτως, οι μικρές τιμές του $\Delta\phi$ υποδεικνύουν ότι τα σωματίδια παράγονται προς την ίδια κατεύθυνση.

Γωνιακή απόσταση ΔR (Angular Separation)

Η ωκύτητα, χρησιμοποιείται για να ορισθεί η γωνιακή απόσταση μεταξύ σωματιδίων, ένα μέγεθος αναλλοίωτο σε διαμήκεις προωθήσεις Lorentz:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta y)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (3.19)$$

Συχνά ο όρος της ωκύτητας Δy αντικαθίσταται από την αντίστοιχη ψευδοωκύτητα $\Delta\eta$ και προκύπτει ένας ορισμός με αμιγώς γωνιακές ποσότητες:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (3.20)$$

Στην περίπτωση αυτή, το ΔR είναι Lorentz αναλλοίωτη μεταβλητή όταν τα σωματίδια είναι άμαξα.

Η γωνιακή απόσταση αποτελεί σημαντική μεταβλητή στην φυσική των στοιχειωδών σωματιδίων καθώς περιέχει χρήσιμες πληροφορίες. Για παράδειγμα χρησιμοποιείται σε αλγορίθμους ανακατασκευής jet, προκειμένου να προσδιορίσει αν δύο σωματίδια ανήκουν στο ίδιο jet. Αν η γωνιακή τους απόσταση είναι μικρότερη από κάποια τιμή, τότε τα σωματίδια αυτά πιθανότατα είναι μέρος του ίδιου jet. Επιπλέον, το ΔR χρησιμοποιείται για την μελέτη της χωρικής κατανομής των διάφορων σωματιδίων που προκύπτουν από τις συγκρούσεις $p\bar{p}$. Σε πολλές περιπτώσεις, αποτελεί σημαντικό εργαλείο για την διάκριση του σήματος από το υπόβαθρο.

Αναλλοίωτη μάζα (invariant mass)

Η αναλλοίωτη μάζα m ενός σωματιδίου ορίζεται από την ορμή και την ενέργειά του ως εξής:

$$m^2 = E^2 - \|\vec{p}\|^2, \quad (3.21)$$

και ισούται με την μάζα ηρεμίας του.

Όταν πρόκειται για ένα σύνολο σωματιδίων που αποτελεί την τελική κατάσταση μίας διάσπασης, η ολική αναλλοίωτη μάζα θα πρέπει να ισούται με την μάζα του αρχικού σωματιδίου. Για παράδειγμα, σε μία διάσπαση $A \rightarrow XY$, η αναλλοίωτη μάζα του τελικού συστήματος θα είναι:

$$m_{XY}^2 = (E_X^2 + E_Y^2) - \|\vec{p}_X + \vec{p}_Y\|^2 = m_X^2 + m_Y^2 + 2(E_X E_Y - \vec{p}_X \cdot \vec{p}_Y). \quad (3.22)$$

Στην πειραματική φυσική συγκρούσεων, αυτό σημαίνει ότι αν υπολογισθεί η αναλλοίωτη μάζα της τελικής κατάστασης $X + Y$ για μεγάλο αριθμό γεγονότων και κατασκευασθεί η κατανομή της, αυτή θα πρέπει να εμφανίζει μέγιστο στην τιμή της μάζας του αρχικού σωματιδίου A ³.

Ελλειπούσα εγκάρσια ενέργεια \cancel{E}_T (Missing transverse energy - MET)

Ύστερα από μία σύγκρουση $p\bar{p}$ θα πρέπει η συνολική εγκάρσια ενέργεια όλων των σωματιδίων που ανιχνεύθηκαν να ισούται με μηδέν, αν δεν υπάρχουν απώλειες ενέργειας. Αν το τελικό αποτέλεσμα αποκλίνει από το μηδέν, λέμε ότι έχει χαθεί ενέργεια από το γεγονός. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, σε μία επιταχυντική διάταξη η ενέργεια των σωματιδίων μετράται με βάση την εναπόθεση ενέργειας στα καλορίμετρα του ανιχνευτή. Αντίστοιχα, η μέτρηση της ορμής τους πραγματοποιείται με βάση την καμπυλότητα της αντίστοιχης τροχιάς. Ωστόσο, υπάρχουν σωματίδια των οποίων η ενέργεια και η ορμή δεν μπορούν να προσδιορισθούν με αυτόν τον τρόπο. Τέτοια είναι τα νετρίνα τα οποία ξεφεύγουν από τον ανιχνευτή χωρίς να αλληλεπιδράσουν καθόλου με τα υλικά του. Επιπροσθέτως, στην κατηγορία μη-ανιχνεύσιμων σωματιδίων ανήκουν και πιθανά νέα σωματίδια που αλληλεπιδρούν πολύ ασθενώς με τον ανιχνευτή. Για τον λόγο αυτό λοιπόν ορίζονται οι παρακάτω μεταβλητές, που υπολογίζουν έμμεσα την ορμή και την ενέργεια τέτοιων σωματιδίων:

- Η ελλειπούσα εγκάρσια ορμή (missing transverse momentum) $\vec{\cancel{p}}_T$ που ορίζεται ως το αρνητικό διανυσματικό άθροισμα όλων των επιμέρους εγκάρσιων ορμών των σωματιδίων που ανιχνεύονται σε ένα γεγονός:

$$\vec{\cancel{p}}_T = - \sum_i \vec{p}_{T,i} \quad (3.23)$$

- Η ελλειπούσα εγκάρσια ενέργεια (missing transverse energy - MET) \cancel{E}_T , δηλαδή η ενέργεια που χάνεται από ένα γεγονός, και ορίζεται ως εξής:

$$\cancel{E}_T = |\vec{\cancel{p}}_T| = \left| - \sum_i \vec{p}_{T,i} \right| \quad (3.24)$$

Είναι σημαντικό να αναφέρουμε ότι στην φυσική ανίχνευσης σωματιδίων, υπάρχουν περιπτώσεις όπου η MET είναι “ψεύτικη” (fake). Πρόκειται για μια εικονική ανισοροπία που παρουσιάζεται στην εγκάρσια ενέργεια, η οποία όμως δεν οφείλεται σε μη-ανιχνεύσιμα σωματίδια. Αντιθέτως, μερικά από τα αίτια εμφάνισης της fake MET είναι λανθασμένες μετρήσεις ενέργειας και “κενά” στην γεωμετρική κάλυψη του ανιχνευτή (περιοχές του ανιχνευτή όπου τα σωματίδια δεν ανιχνεύονται σωστά).

Hadronic Transverse H_T

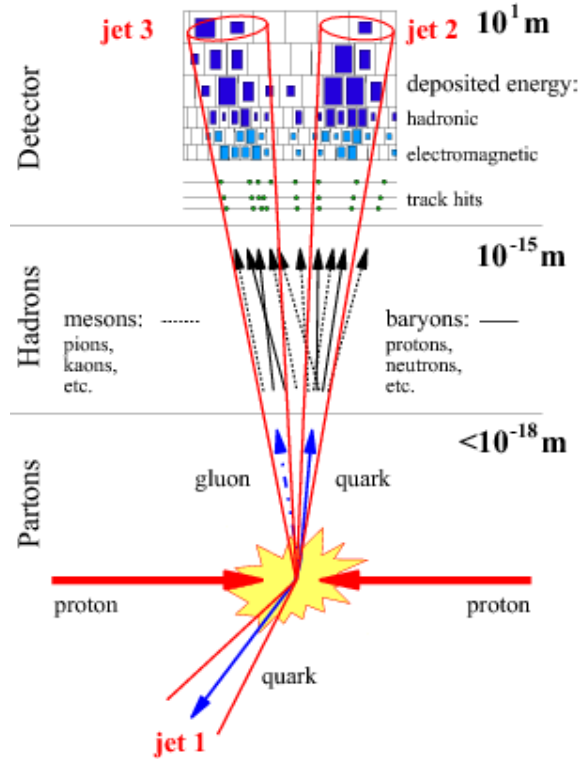
Η μεταβλητή hadronic transverse H_T προκύπτει από το βαθμωτό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών των επιμέρους σωματιδίων στο αδρονικό σύστημα ενός γεγονότος. Σε αντίθεση με το διανυσματικό άθροισμα, στον υπολογισμό του H_T προστίθενται τα μέτρα των εγκάρσιων ορμών χωρίς να λαμβάνεται υπόψιν η αντίστοιχη κατεύθυνση. Η μεταβλητή αυτή, ποσοτικοποιεί την συνολική εγκάρσια “δραστηριότητα” στην αδρονική τελική κατάσταση του γεγονότος, και δίνεται από τη σχέση:

$$H_T = \sum_i |\vec{p}_{T,i}|. \quad (3.25)$$

3.3 Αδρονικά jets (Hadronic jets)

Στις συγκρούσεις πρωτονίου-πρωτονίου σε πειράματα σωματιδιακής φυσικής υψηλών ενεργειών παρατηρείται η διαμόρφωση “πακέτων” σωματιδίων, αντικειμένα που ονομάζονται αδρονικά jets (hadronic jets). Αυτά αποτελούνται από αδρόνια (σωματίδια που αλληλεπιδρούν μέσω της ισχυρής δύναμης) και είναι το

³Στην περίπτωση διασπάσεων σε μη-ανιχνεύσιμα σωματίδια (π.χ. $W \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$) ορίζεται η εγκάρσια μάζα (transverse mass) m_T αντί της αναλλοίωτης μάζας: $m_T^2 = (E_{T,1} + E_{T,2})^2 - (\vec{p}_{T,1} + \vec{p}_{T,2})^2$, όπου $E_T^2 = m^2 + p_T^2$ η εγκάρσια ενέργεια (transverse energy).



Εικόνα 3.4: Σχηματική αναπαράσταση της διαμόρφωσης αδρονικών jets, όπως προκύπτουν από την αρχική σύγκρουση πρωτονίων [6].

αποτέλεσμα μίας διαδικασίας που ονομάζεται αδρονιοποίηση (hadronization). Σύμφωνα με την κβαντική χρωμοδυναμική (QCD), σε μία σύγκρουση υψηλής ενέργειας παράγονται αμέσως παρτόνια (κουάρκ και γκλουόνια) τα οποία εκπέμπουν επιπρόσθετα γκλουόνια. Η ακτινοβολία αυτή είναι ισχυρά κατευθυντική, δηλαδή τα εκπεμπόμενα γκλουόνια (καθώς και ζεύγη $q\bar{q}$ που δημιουργούνται) ταξιδεύουν σε στενούς κώνους που είναι ευθυγραμμισμένοι με την διεύθυνση του αρχικού παρτονίου. Καθώς τα παρτόνια ακτινοβολούν και χάνουν ενέργεια, η μεταξύ τους ισχυρή αλληλεπίδραση γίνεται εντονότερη με αποτέλεσμα να σχηματίζονται συμπλέγματα παρτονίων. Το αποτέλεσμα είναι η αδρονιοποίηση, δηλαδή η διαμόρφωση δέσμιων σταθερών καταστάσεων που ονομάζονται αδρόνια. Πρόκειται για τα σωματίδια της τελικής κατάστασης, δηλαδή αυτά που ανιχνεύονται στις επιταχυντικές διατάξεις. Συνεπώς τα αδρόνια ανιχνεύονται ως collimated (ευθυγραμμισμένα) jets, τα οποία αποτελούν το αποτύπωμα των μη παρατηρήσιμων κουάρκ και γκλουονίων [40]. Ένα αδρονικό jet λοιπόν ορίζεται ως το σύνολο αδρονίων που παράγονται από την αδρονιοποίηση ενός παρτονίου, και βρίσκονται μέσα σε έναν διακριτό κώνο οριοθετημένο από μία συγκεκριμένη τιμή γωνιακής απόστασης ΔR . Εμφανίζονται ως εναποθέσεις ενέργειας (energy clusters) στα καλορίμετρα και ανταποκρίνονται στις κατευθύνσεις των αρχικών κουάρκ ή γκλουονίων.

3.3.1 Ανακατασκευή αδρονικών jets (Jet Reconstruction)

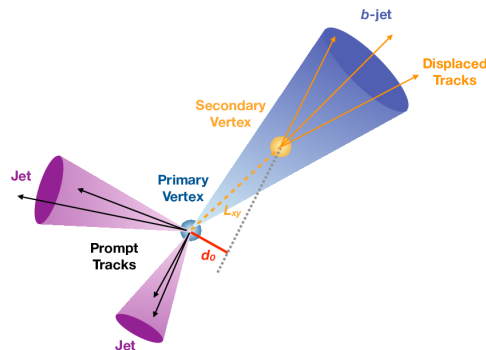
Ένα από τα σημαντικότερα εργαλεία της πειραματικής σωματιδιακής φυσικής, είναι η ανακατασκευή των αδρονικών jets (jet reconstruction). Όπως αναφέραμε, τα jets παρέχουν μία σύνδεση μεταξύ των τελικά παρατηρούμενων σταθερών σωματιδίων και των διεργασιών που συμβαίνουν σε παρτονικό επίπεδο. Περιέχουν λοιπόν πληροφορίες για τα αρχικά παρτόνια οι οποίες είναι σημαντικές για την ανάλυση, και μπορούν να εκμαιευθούν μέσω της ανακατασκευής. Οι αλγόριθμοι που αναπτύσσονται για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιούν έναν συνδυασμό πληροφοριών από τα καλορίμετρα και την ανίχνευση τροχιών, προκειμένου η ταυτοποίηση να είναι όσο το δυνατόν ακριβέστερη. Οι εν λόγω αλγόριθμοι λαμβάνουν υπόψιν γνωρίσματα του ανιχνευτή που μπορεί να μεταβάλλουν τις επιθυμητές πληροφορίες [41].

Ενδεικτικά, αναφέρουμε τις δύο ευρείες κατηγορίες [41] στις οποίες διακρίνονται οι αλγόριθμοι ανακατασκευής αδρονικών jets⁴:

- **Cone Algorithms:** Στην περίπτωση αυτή ο αλγόριθμος υποθέτει ότι τα σωματίδια των jets εμφανίζονται σε κωνικές περιοχές, και ομαδοποιεί τα σωματίδια σε καθορισμένους κώνους στον χώρο $\eta - \phi$. Το κέντρο του κώνου αντιστοιχεί στον άξονα του jet και όλα τα σωματίδια που βρίσκονται εντός μίας συγκεκριμένης ακτίνας R από το κέντρο αυτό, θεωρούνται μέρος του jet. Η ακτίνα αυτή είναι τυπικά μία σταθερή παράμετρος και ορίζει ένα κυκλικό όριο για το jet, στον χώρο $\eta - \phi$.
- **Sequential Clustering Algorithms:** Οι αλγόριθμοι αυτοί ομαδοποιούν τα σωματίδια δίνοντας προτεραιότητα στις διαφορές ανάμεσα στις εγκάρσιες ορμές των σωματιδίων. Σχεδιάζονται έτσι ώστε να αντικατοπτρίζουν τις φυσικές ιδιότητες της δημιουργίας jet, και εστιάζουν στις ομοιότητες ανάμεσα στην ορμή των σωματιδίων και όχι στην χωρική τους διάταξη. Στην περίπτωση αυτή τα τελικά jets δεν έχουν καθορισμένο κωνικό σχήμα στον χώρο $\eta - \phi$, αλλά ακανόνιστο.

3.3.2 b-tagging: Ταυτοποίηση των b κουάρκ

Ένα θεμελιώδες μέρος της ανάλυσης - η οποία εστιάζει στο σήμα $Zh \rightarrow a(bb)a(bb)\ell\ell$ - είναι η ταυτοποίηση των b κουάρκ. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται b-tagging, και στοχεύει στην ταυτοποίηση των jets που προέρχονται από b κουάρκ. Η διάκριση των b-jets από τα jets που προέρχονται από ελαφρύτερα κουάρκ ή γλιουόνια είναι εξαιρετικής σημασίας σε αναλύσεις σωματιδιακής φυσικής, καθώς καθιστά δυνατό τον διαχωρισμό του σήματος από το συντριπτικό υπόβαθρο. Στο CMS οι αλγόριθμοι b-tagging λαμβάνουν



Εικόνα 3.5: Σχηματική αναπαράσταση της κύριας αρχής για την ταυτοποίηση των jets που προέρχονται από b κουάρκ [7].

υπόψιν τα διάφορα χαρακτηριστικά του b κουάρκ όπως είναι η υψηλή μάζα του (~ 4.18 GeV) και ο μεγάλος χρόνος ζωής του (~ 1 ps). Ειδικότερα, λόγω του μεγάλου χρόνου ζωής και της υψηλής ταχύτητάς τους τα b κουάρκ ταξιδεύουν στον ανιχνευτή πριν διασπαστούν, με αποτέλεσμα η κορυφή διάσπασής τους να είναι μετατοπισμένη (displaced vertex). Λόγω της υψηλής ανάλυσης του συστήματος ανίχνευσης του CMS, είναι δυνατή η άμεση ανακατασκευή της δευτερεύουσας κορυφής (secondary vertex), το σημείο όπου το b κουάρκ διασπάται. Μάλιστα, διακρίνεται με υψηλή ακρίβεια η δευτερεύουσα κορυφή, από την αρχική κορυφή της σκέδασης (primary vertex). Φυσικά, για την ταυτοποίηση ενός jet ως b-tagged λαμβάνεται υπόψιν και η αναλλοίωτη μάζα των σωματιδίων της δευτερεύουσας κορυφής [42].

Στο διάγραμμα της Εικόνας 3.5 φαίνεται η αρχή με βάση την οποία λειτουργούν οι αλγόριθμοι b-tagging. Το μέγεθος impact parameter d_0 ορίζεται ως η απόσταση ανάμεσα στην κορυφή της αρχικής αλληλεπίδρασης και την κοντινότερη σε αυτή τροχιά που προκύπτει από την δευτερεύουσα κορυφή [42]. Τυπικά, η παράμετρος d_0 είναι συνήθως μεγαλύτερη για τροχιές που προέρχονται από b αδρόνια. Ατιθέτως, τα

⁴Οι λεπτομέρειες των αλγορίθμων ανακατασκευής είναι εκτός του εύρους της παρούσας εργασίας, και μπορούν να βρεθούν στην βιβλιογραφική αναφορά [41].

jets που σχηματίζονται από ελαφριά κουάρκ δεν εμφανίζουν αυτά τα χαρακτηριστικά, και περιλαμβάνουν κυρίως τροχίες που προέρχονται από την αρχική κορυφή σκέδασης [7].

Το αποτέλεσμα που δίνει ο κάθε αλγόριθμος είναι μία τιμή για τον b-tag discriminator, μία παράμετρο που χρησιμοποιείται για να ταυτοποιηθεί ένα jet ως b-tagged ή όχι. Η ελάχιστη τιμή που μπορεί να έχει ένα jet για να θεωρηθεί b-tagged εξαρτάται από το working point που ορίζουμε. Για παράδειγμα, στην παρακάτω ανάλυση έχει χρησιμοποιηθεί το medium working point, όπου για να ταυτοποιηθεί ένα jet ως b-jet πρέπει να ικανοποιεί τη συνθήκη: b-tag discriminator > 0.4941.

Κεφάλαιο 4

Ανάλυση

Στο κεφάλαιο αυτό, θα περιγραφεί λεπτομερώς η ανάλυση της παρούσας διπλωματικής εργασίας. Ειδικότερα, μελετάται η διάσπαση του μποζονίου Higgs (125 GeV) του ΚΠ σε δύο βαθμωτά εξωτικά μποζόνια a , το κάθε ένα από τα οποία διασπάται σε ζεύγος $b\bar{b}$ ($h \rightarrow aa \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$). Προκειμένου να μειωθεί το υπόβαθρο από άλλες διαδικασίες του ΚΠ, η μελέτη επικεντρώνεται στην παραγωγή του Higgs σε συσχέτιση με το μποζόνιο Z , με το τελευταίο να διασπάται λεπτονικά ($Z \rightarrow \ell^- \ell^+$, όπου $\ell = e$ ή μ). Η λεπτονική υπογραφή ξεχωρίζει το σήμα από άλλες κυρίαρχες διαδικασίες του ΚΠ όπως είναι η παραγωγή τεσσάρων b-jet μέσω της κβαντικής χρωμοδυναμικής (QCD). Τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν στην ανάλυση αναπαράχθηκαν από το πείραμα CMS μέσω προσομοιώσεων Monte Carlo (MC). Λήφθηκαν από συγκρούσεις $p\bar{p}$ ενέργειας κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 13$ TeV, στο Run 2 του πειράματος. Αυτό έλαβε χώρα το 2017 και διήρκεσε ένα έτος, με τα δεδομένα να χαρακτηρίζονται από ολοκληρωμένη φωτεινότητα (integrated luminosity) ίση με 43.5 fb^{-1} . Παρακάτω, παρατίθεται μία περιγραφή του θεωρητικού μοντέλου στο οποίο στηρίζεται η ανάλυση, καθώς και των φυσικών διεργασιών που μας ενδιαφέρουν. Θα δούμε επίσης την μεθοδολογία της ανάλυσης και τα πειραματικά αποτελέσματα. Η ανάλυση πραγματοποιήθηκε χρησιμοποιώντας το λογισμικό ROOT, σε περιβάλλον C++. Οι κώδικες που αναπτύχθηκαν και χρησιμοποιήθηκαν υπάρχουν στην βιβλιογραφική αναφορά [43].

4.1 Θεωρητικά Μοντέλα

Η διάσπαση $h \rightarrow aa \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ στην ανάλυση αυτή, μελετάται στο πλαίσιο του μοντέλου Two-Higgs Doublet + Scalar (1.5.3). Παρακάτω θα επεκταθούμε όσον αφορά το 2HDM+S, ενώ θα συζητηθεί και το κίνητρο της μελέτης του καναλιού $h \rightarrow 4b$.

4.1.1 2HDM+S

Όπως αναφέρθηκε και στην Υποενότητα 1.5.3, στο μοντέλο 2HDM+S υπάρχουν δύο ψευδοβαθμωτά CP-odd μποζόνια A , S_I , και πέντε βαθμωτά CP-even μποζόνια h , H^0 , H^\pm , S_R . Οι καταστάσεις S_I και S_R αντιστοιχούν στις συνιστώσες του επιπρόσθετου βαθμωτού singlet πεδίου S . Μπορεί κανείς να επιλέξει μία singlet-like ψευδοβαθμωτή κατάσταση της μορφής [29]:

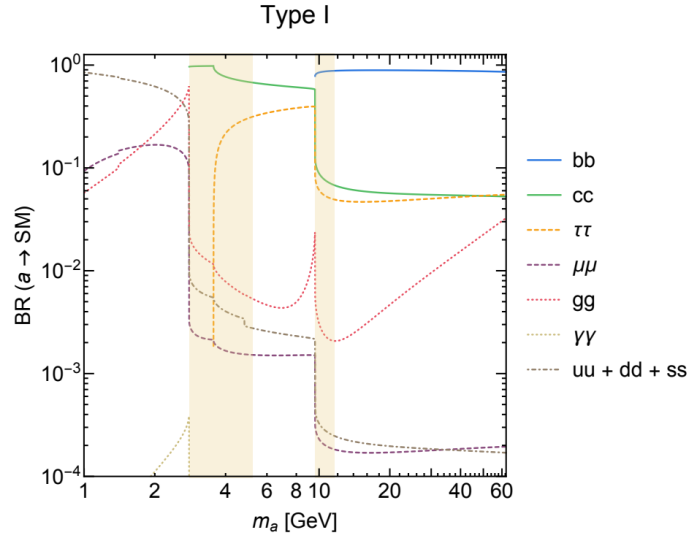
$$a = \cos\theta_a S_I + \sin\theta_a A, \quad \theta_a \ll 1, \quad (4.1)$$

όπου θ_a η γωνία ανάμειξης μεταξύ του ψευδοβαθμωτού του doublet-sector, και του ψευδοβαθμωτού του singlet-sector. Πρόκειται για μία κατάσταση ελαφρύτερη από το μποζόνιο Higgs του ΚΠ, η οποία αναδεικνύει δύο πιθανές εξωτικές διασπάσεις:

- $h \rightarrow Za$, όπου $M_a < M_h - M_Z \approx 35$ GeV
- $h \rightarrow aa$, όπου $M_a < M_h/2 \approx 63$ GeV

Στη συνέχεια, η διάσπαση του a σε φερμιόνια του ΚΠ προκύπτει αν οι συζεύξεις του A (Πίνακας 1.3), πολλαπλασιασθούν με τον παράγοντα $\sin \theta_a$ [29].

Στα παρακάτω γραφήματα (Εικόνες 4.1 - 4.4 [29]), φαίνεται το κλάσμα διάσπασης $BR(a \rightarrow SM)$ του ψευδοβαθμωτού a σε σωματίδια του ΚΠ, συναρτήσει της μάζας του M_a για τις διάφορες πιθανές διασπάσεις του. Διαπιστώνεται επίσης η εξάρτηση του από την καθοριστική παράμετρο $\tan \beta$ καθώς και από τον τύπο 2HDM. Έχουν ληφθεί υπόψιν διορθώσεις ακτινοβολίας (radiative corrections) δεύτερης και τρίτης τάξης¹, για τις διασπάσεις σε κουάρκ. Ακολουθεί συνοπτική περιγραφή για τους τύπους 2HDM (Πίνακας 1.2) και τα διαγράμματα $BR(a \rightarrow SM) - M_a$ που τους αντιστοιχούν [29].

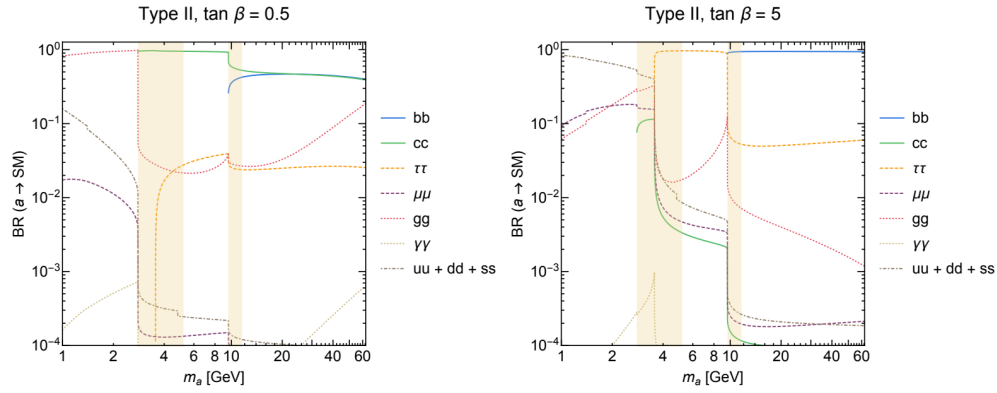


Εικόνα 4.1: Τα διάφορα κλάσματα διάσπασης για ένα singlet-like ψευδοβαθμωτό σωματίδιο στον τύπο I συζεύξεων Yukawa, του μοντέλου 2HDM+S.

- Τύπος I (Εικόνα 4.1): Όλα τα φερμιόνια συζευγνύονται με την διπλέτα Φ_2 , επομένως τα κλάσματα διάσπασης είναι ανεξάρτητα της παραμέτρου $\tan \beta$. Οι συζεύξεις του ψευδοβαθμωτού a με όλα τα φερμιόνια σε αυτή την περίπτωση είναι ανάλογες αυτών του σωματιδίου Higgs του ΚΠ.
- Τύπος II (Εικόνα 4.2): Τα up-type κουάρκ συζευγνύονται με την διπλέτα Φ_2 , ενώ τα λεπτόνια και τα down-type κουάρκ με την διπλέτα Φ_1 . Υπάρχει εξάρτηση από την παράμετρο $\tan \beta$, με τις διασπάσεις σε down-type κουάρκ να ενισχύονται για $\tan \beta > 1$ και να καταστέλλονται για $\tan \beta < 1$.
- Τύπος III (Εικόνα 4.3): Τα λεπτόνια συζευγνύονται με την διπλέτα Φ_1 , ενώ τα up-type και down-type κουάρκ με την διπλέτα Φ_2 . Και πάλι είναι εμφανής η εξάρτηση από το $\tan \beta$. Οι διασπάσεις σε λεπτόνια ενισχύονται έναντι αυτών σε κουάρκ για $\tan \beta > 1$, ενώ για $\tan \beta < 1$ ενισχύονται οι διασπάσεις σε κουάρκ.
- Τύπος IV (Εικόνα 4.4): Τα down-type κουάρκ κάνουν σύζευξη με την διπλέτα Φ_1 ενώ τα up-type κουάρκ και τα λεπτόνια, με την διπλέτα Φ_2 . Για $\tan \beta < 1$ ενισχύονται οι διασπάσεις σε up-type κουάρκ και λεπτόνια σε σχέση με τις διασπάσεις σε down-type κουάρκ.

Από τους παραπάνω τύπους, ο τύπος I είναι ο μόνος ανεξάρτητος από την παράμετρο $\tan \beta$, ενώ για $\tan \beta = 1$ όλοι οι τύποι ανάγονται στον τύπο I.

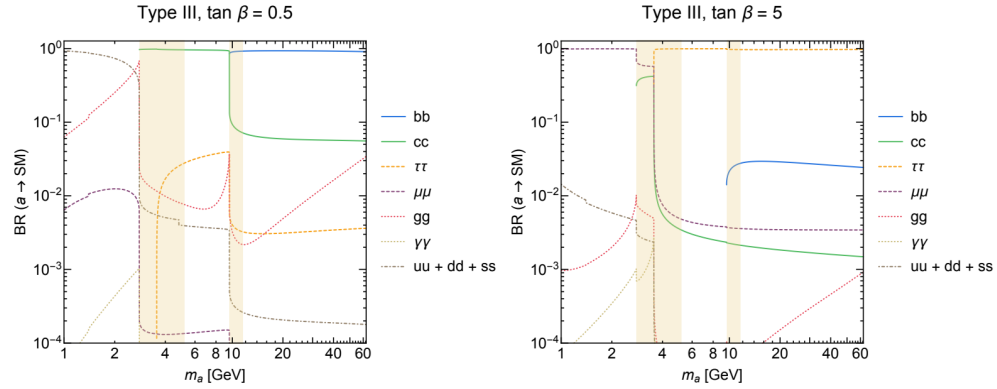
¹ $\mathcal{O}(a_s^2, a_s^3)$: Με a_s συμβολίζεται η σταθερά σύζευξης για τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις. Οι διορθώσεις δεύτερης και τρίτης τάξης, περιλαμβάνουν ανταλλαγές και εκπομπές γκλουονίων. Είναι σημαντικές για την ακριβή πρόβλεψη των κλασμάτων διάσπασης και άλλων μεγεθών, ώστε η θεωρία να είναι σε όσο το δυνατόν μεγαλύτερη συμφωνία με το πείραμα.



Εικόνα 4.2: Τα διάφορα κλάσματα διάσπασης για ένα singlet-like ψευδοβαθμωτό σωματίδιο στον τύπο II συζεύξεων Yukawa, του μοντέλου 2HDM+S.

$\tan \beta = 0.5$: ενισχύονται διασπάσεις σε up-type κουάρκ και λεπτόνια.

$\tan \beta = 5$: ενισχύονται διασπάσεις σε down-type κουάρκ.



Εικόνα 4.3: Τα διάφορα κλάσματα διάσπασης για ένα singlet-like ψευδοβαθμωτό σωματίδιο στον τύπο III συζεύξεων Yukawa, του μοντέλου 2HDM+S.

$\tan \beta = 0.5$: ενισχύονται οι διασπάσεις σε κουάρκ.

$\tan \beta = 5$: ενισχύονται οι διασπάσεις σε λεπτόνια.

4.1.2 $h \rightarrow 4b$

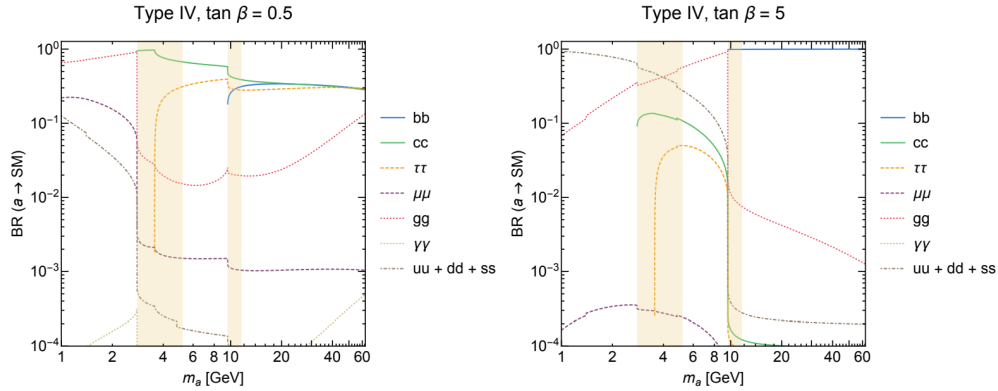
Στο KΠ, το μποζόνιο Higgs μπορεί να διασπασθεί σε τέσσερα b κουάρκ μέσω του καναλιού $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. Η τιμή του κλάσματος διάσπασης για την περίπτωση αυτή υπολογίζεται από τη σχέση:

$$Br(h \rightarrow 4b) = Br(h \rightarrow ZZ^*) \times [Br(Z \rightarrow b\bar{b})]^2, \quad (4.2)$$

και είναι της τάξης του 10^{-4} [29]. Επομένως η συγκεκριμένη τελική κατάσταση είναι πολύ σπάνια όταν προέρχεται από το κανάλι αυτό. Επιπλέον, τα b κουάρκ που προκύπτουν από το “on-shell” μποζόνιο Z δεν ταξιδεύουν παράλληλα (uncollimated²) εξαιτίας της μεγάλης μάζας του Z . Η πειραματική υπογραφή που προκύπτει δεν είναι ξεχωριστή, και συνοδεύεται από πολύ ισχυρό υπόβαθρο QCD που είναι δύσκολο να περιοριστεί. Ο συνδυασμός της χαμηλής τιμής του κλάσματος διάσπασης, και του αμείωτου υποβάθρου QCD, δεν ευνοεί την μελέτη του καναλιού $h \rightarrow 4b$ στο KΠ.

Αντιθέτως, το κανάλι αυτό μπορεί να μελετηθεί πιο αποτελεσματικά σε μοντέλα BSM, όπου το Higgs διασπάται αρχικά σε δύο νέα σωματίδια, το κάθε ένα από τα οποία διασπάται σε δύο b κουάρκ. Οι

²uncollimated ζεύγος $b\bar{b}$: Η γωνία μεταξύ των κατευθύνσεων των δύο b κουάρκ που παράγονται είναι αρκετά μεγάλη, και τα αντίστοιχα jets δεν είναι ευθυγραμμισμένα.



Εικόνα 4.4: Τα διάφορα κλάσματα διάσπασης για ένα singlet-like ψευδοβαθμωτό σωματίδιο στον τύπο IV συζεύξεων Yukawa, του μοντέλου 2HDM+S.

$\tan \beta = 0.5$: ενισχύονται οι διασπάσεις σε up-type κουάρκ και λεπτόνια.

$\tan \beta = 5$: ενισχύονται οι διασπάσεις σε down-type κουάρκ.

θεωρίες πέραν του ΚΠ που στηρίζουν τη διαδικασία αυτή είναι πολλές: 2HDM+S, επεκτάσεις του ΚΠ με “κρυμμένα” ελαφριά μποζόνια βαθμίδας, NMSSM, Little Higgs Model, σενάριο Hidden Valley. Μάλιστα, σε όλα τα μοντέλα η διάσπαση $X \rightarrow b\bar{b}$ (όπου X νέο σωματίδιο) είναι κυρίαρχος μηχανισμός για συγκεκριμένες τιμές των παραμέτρων. Για τον λόγο αυτό, το κίνητρο για την έρευνα της διάσπασης αυτής στα BSM μοντέλα είναι ισχυρό [29]. Το μοντέλο που μας ενδιαφέρει για την ανάλυση είναι το 2HDM+S (Υποενότητες 1.5.3 και 4.1.1), ενώ τα υπόλοιπα βρίσκονται εκτός του αντικειμένου μελέτης.

Όπως είδαμε και παραπάνω, στο μοντέλο Two-Higgs Doublet με το επιπρόσθετο singlet βαθμωτό πεδίο, η διάσπαση $h \rightarrow aa$ (όπου a το “mostly-singlet” ψευδοβαθμωτό) είναι πιθανή. Επιπροσθέτως, στα γραφήματα των Εικόνων 4.1 - 4.4 φαίνεται πως η διαδικασία $a \rightarrow bb$ (απεικονίζεται με μπλε γραμμή) είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός διάσπασης του a , κυρίως όταν ευνοούνται οι διασπάσεις του σε down-type κουάρκ. Φυσικά το κανάλι αυτό είναι επιτρεπτό μόνο εφόσον $M_a > 2M_b$ ($M_b = 4.183$ GeV [25]), άρα θα πρέπει κατά προσέγγιση η μάζα του a να είναι μεγαλύτερη των 10 GeV.

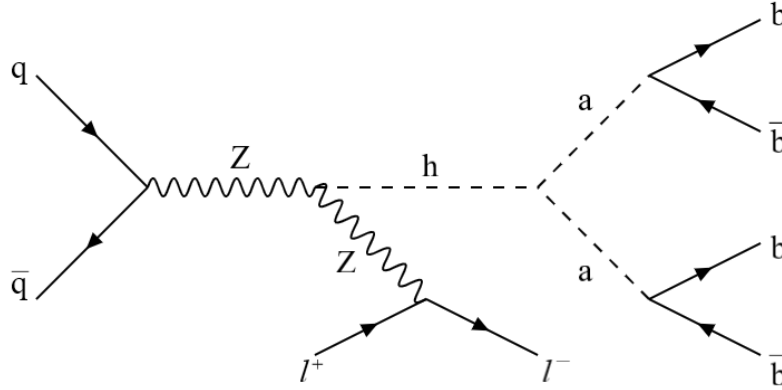
4.2 Φυσικές διεργασίες

Στη ενότητα αυτή θα περιγράψουμε αναλυτικότερα την φυσική διεργασία του σήματος που μελετάμε, καθώς και τα υπόβαθρα που το συνοδεύουν.

4.2.1 Διεργασία σήματος

Το σήμα που μελετάται είναι η εξωτική διάσπαση του Higgs σε δύο ψευδοβαθμωτά σωματίδια a , το κάθε ένα από τα οποία αποδιεγείρεται άμεσα σε ένα ζεύγος κουάρκ $b\bar{b}$. Επομένως, θα πρέπει η μάζα του a να είναι σε συμφωνία με τους κινηματικούς περιορισμούς: $2M_b < M_a < M_h/2$. Η παρούσα μελέτη λοιπόν εξερευνά την παραγωγή νέων ελαφριών μποζονίων, στο κινηματικά επιτρεπτό εύρος μάζας $12 \lesssim M_a \lesssim 60$ GeV. Η ανάλυση εστιάζει στην περιοχή χαμηλής μάζας του μποζονίου a , και χρησιμοποιήθηκαν ενδεικτικά τα παρακάτω δείγματα: $M_a = 12, 15, 20, 25, 30$ GeV. Παραπάνω είδαμε ότι το κίνητρο για την μελέτη του εν λόγω καναλιού είναι αρκετά ισχυρό, καθώς στο κλάσμα διάσπασης του Higgs σε εξωτικά σωματίδια αντιστοιχεί ένα ανώτατο όριο ίσο με 16%, ποσοστό που είναι πολλά υποσχόμενο. Επιπλέον, η διάσπαση $a \rightarrow b\bar{b}$ είναι κυρίαρχη σε όλους τους τύπους του 2HDM+S, καθώς το κλάσμα της διάσπασης αυτής τείνει στη μονάδα, όταν $M_a > 10$ GeV. Επομένως, για το εύρος μάζας που μελετάμε μπορούμε να θεωρήσουμε ότι $BR(a \rightarrow b\bar{b}) \approx 1$. Στο σήμα, η παραγωγή του Higgs γίνεται σε συσχέτιση με το μποζόνιο Z ($\sigma_{ZH} = 0.88$ pb), ενώ αυτό διασπάται λεπτονικά μέσω του καναλιού $Z \rightarrow \ell^-\ell^+$, στο οποίο αντιστοιχεί κλάσμα διάσπασης περίπου ίσο με 10%. Όπως συζητήθηκε και στην Υποενότητα 1.4.2, οι λεπτονικές τελικές καταστάσεις χαρακτηρίζονται από πολύ καθαρές πειραματικές υπογραφές.

Χρησιμοποιώντας λοιπόν τα γεγονότα όπου το Z διασπάται με αυτόν τον τρόπο, μπορούμε να μειώσουμε τα ισχυρά υπόβαθρα που επισκιάζουν το σήμα μας, όπως είναι για παράδειγμα η παραγωγή b -jets με διαδικασίες της QCD. Επομένως, το κίνητρο για την έρευνα αυτή ενισχύεται λόγω της λεπτονικής διάσπασης του Z , η οποία επιτρέπει να ξεχωρίσουμε σε σημαντικό βαθμό το σήμα από το υπόβαθρο που το συνοδεύει. Η παραπάνω περιγραφή του σήματος, απεικονίζεται στο διάγραμμα Feynman της Εικόνας 4.5.



Εικόνα 4.5: Το διάγραμμα Feynman του σήματος $hZ \rightarrow a(bb)a(bb)\ell\ell$ που μελετάται. Το Higgs παράγεται με τον μηχανισμό Zh , όπου το Z διασπάται λεπτονικά. Το Higgs διασπάται στα εξωτικά σωματίδια a , και το κάθε ένα διασπάται σε ζεύγος $b\bar{b}$.

4.2.2 Σωματίδια Monte Carlo

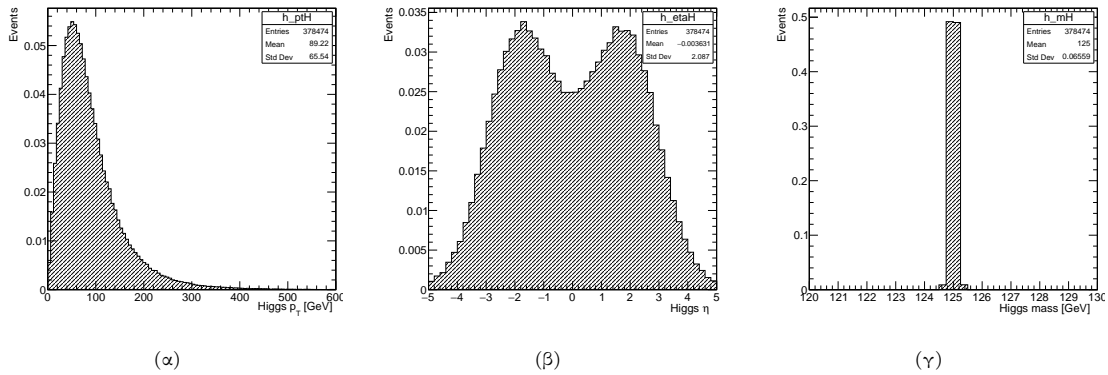
Για την παρούσα ανάλυση, χρησιμοποιήθηκαν γεγονότα που παράχθηκαν μέσω του λογισμικού PYTHIA. Το εν λόγω πρόγραμμα χρησιμοποιείται ευρέως στην φυσική υψηλών ενεργειών για την προσομοίωση σωματιδιακών συγκρούσεων, μέσω της μεθόδου Monte Carlo. Επιστρατεύοντας διάφορες δειγματοληπτικές μεθόδους, αναπαράγει τις διεργασίες που συμβαίνουν σε επιταχυντές όπως είναι ο LHC. Ειδικότερα, η αναπαραγωγή τέτοιων γεγονότων περιλαμβάνει τις εξής διαδικασίες: hard scattering, parton showering, hadronization και διασπάσεις σωματιδίων [44]. Πρόκειται λοιπόν για έναν γεννήτορα δεδομένων Monte Carlo, που δημιουργεί σετ δεδομένων με πολύ μεγάλο αριθμό παραγόμενων γεγονότων. Αφού ο τρόπος παραγωγής είναι τυχαίος τα δεδομένα αυτά συνοδεύονται από στατιστικές διακυμάνσεις, οι οποίες φυσικά μειώνονται όσο αυξάνεται ο αριθμός των γεγονότων Monte Carlo. Η μελέτη πραγματοποιήθηκε με σετ δεδομένων Monte Carlo από ROOT [45] αρχεία, όπως προέκυψαν από συγκρούσεις πρωτονίου-πρωτονίου στο πείραμα CMS. Τα δεδομένα παράχθηκαν στο Run II (2017) σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, και χαρακτηρίζονται από ολοκληρωμένη φωτεινότητα ίση με 43.5 fb^{-1} .

Για την ταυτοποίηση των σωματιδίων, το λογισμικό PYTHIA χρησιμοποιεί τους κωδικούς του Particle Data Group (PDG), ένα τυποποιημένο σύνολο από αναγνωριστικούς αριθμούς για τα διάφορα σωματίδια. Για παράδειγμα, στο $b(\bar{b})$ κουάρκ αντιστοιχεί ο κωδικός 5(-5), στο λεπτόνιο $e^-(e^+)$ ο κωδικός 11(-11), και στο μποζόνιο Z ο κωδικός 23 [46]. Επιπλέον, χρησιμοποιούνται διάφοροι κωδικοί που περιέχουν πληροφορίες για την κατάσταση (status) ενός σωματιδίου. Για παράδειγμα, σε ένα εισερχόμενο (incoming) σωματίδιο αντιστοιχεί ο αριθμός 21, σε ένα ενδιάμεσο (intermediate) ο αριθμός 22, σε ένα εξερχόμενο (outgoing) ο αριθμός 23, και σε ένα ασταθές (unstable) ο αριθμός 2. Στον Πίνακα 4.1 φαίνεται ένα τυχαίο event του σήματος που μελετάμε, όπως διαμορφώθηκε με την μέθοδο Monte Carlo και το λογισμικό PYTHIA. Στην συγκεκριμένη περίπτωση συγκρούονται δύο u, \bar{u} κουάρκ που προέρχονται από δύο διαφορετικά πρωτόνια, και ακολουθεί η παραγωγή του Higgs σε συσχέτιση με το μποζόνιο Z . Το τελευταίο διασπάται λεπτονικά σε ζεύγος τ^-, τ^+ , ενώ το Higgs διασπάται στα δύο μποζόνια a . Το κάθε ένα από αυτά, διασπάται σε ένα ζεύγος $b\bar{b}$. Η τελική κατάσταση περιλαμβάνει τα τέσσερα b κουάρκ από το Higgs, και τα δύο ασταθή λεπτόνια από το Z .

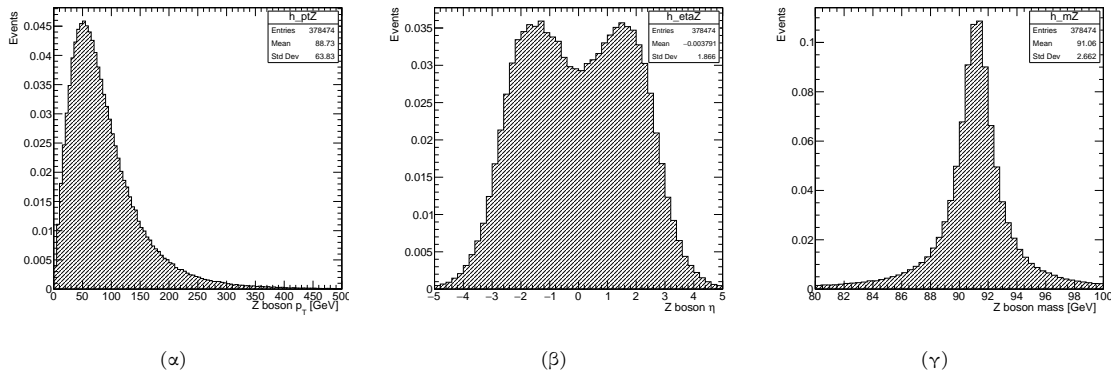
Στις Εικόνες 4.6-4.10, παρουσιάζεται σύντομα η κινηματική των Monte Carlo σωματιδίων που μας ενδιαφέρουν, όπως έχει προκύψει για την περιοχή μάζας 20 GeV του νέου μποζονίου a . Καθώς τα σωματίδια που εμφανίζονται σε ζεύγη παρουσιάζουν παρόμοιες κατανομές, παρέχονται τα ιστογράμματα για ένα

Πίνακας 4.1: Ένα τυχαίο event για το σήμα $hZ \rightarrow a(b\bar{b})\ell^-\ell^+$ όπως διαμορφώνεται από το λογισμικό PYTHIA. Τα σωματίδια που συμμετέχουν είναι 12: δύο κουάρκ από τα συγκρουόμενα πρωτόνια, τα συνολικά τέσσερα μποζόνια Z , h , a , δύο λεπτόνια, και τέσσερα b κουάρκ. Δίπλα από κάθε κωδικό, αναγράφεται το αντίστοιχο σωματίδιο.

MC particle	ID code	Mother position (ID code)	Status code
0	2: u	0 (2212: p)	21
1	-2: \bar{u}	0 (2212)	21
2	23: Z	0 (2)	22
3	25: h	0 (2)	22
4	-15: τ^+	0 (23)	2
5	15: τ^-	0 (23)	2
6	36: a	0 (25)	22
7	36: a	0 (25)	22
8	5: b	6 (36)	23
9	-5: \bar{b}	6 (36)	23
10	5: b	7 (36)	23
11	-5: \bar{b}	7 (36)	23

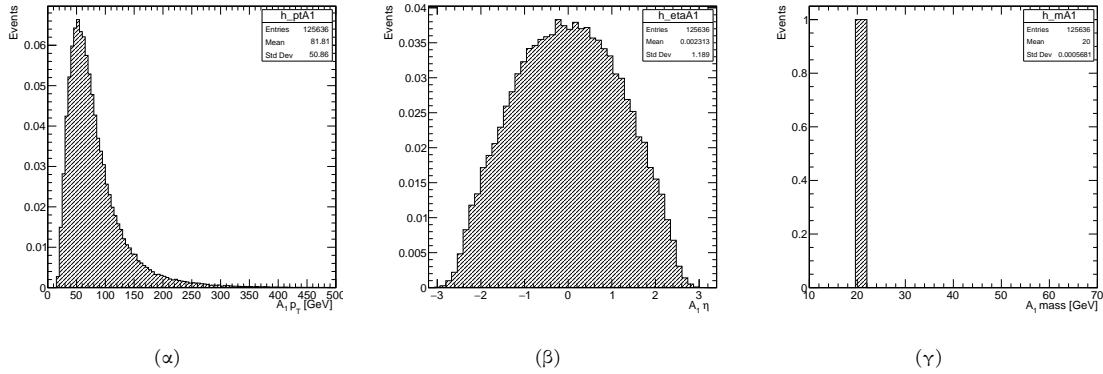


Εικόνα 4.6: Η κινηματική του μποζονίου Higgs του σήματος: (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής (β) Κατανομή ψευδοωκότητας (γ) Κατανομή μάζας.

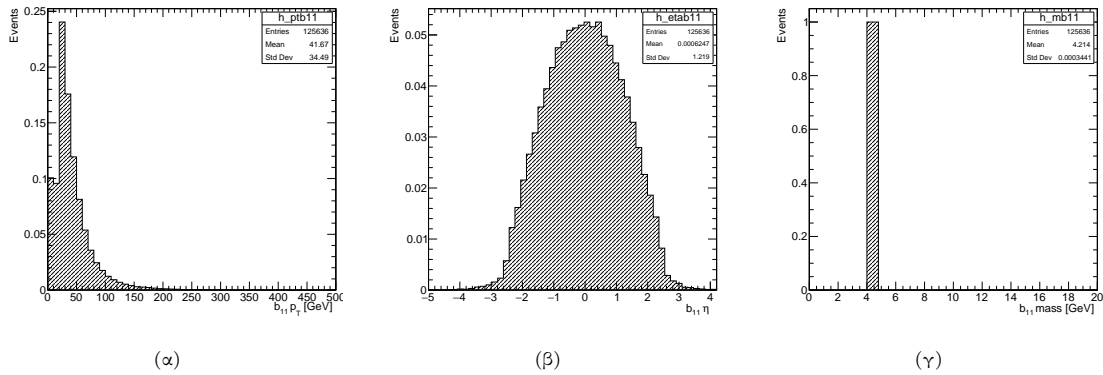


Εικόνα 4.7: Η κινηματική του μποζονίου Z του σήματος: (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής (β) Κατανομή ψευδοωκότητας (γ) Κατανομή μάζας.

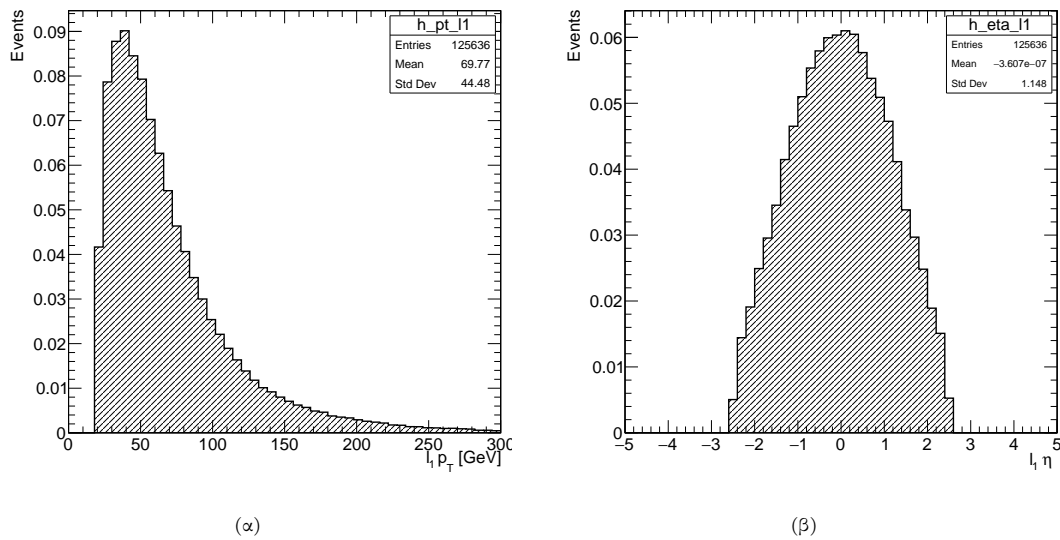
σωματίδιο από το κάθε ζεύγος. Ειδικότερα, απεικονίζονται οι κατανομές εγκάρσιας ορμής p_T , ψευδοωκότητας η και μάζας m για τα μποζόνια h , Z , ένα μποζόνιο a , ένα λεπτόνιο, και ένα b κουάρκ του



Εικόνα 4.8: Η κινηματική του ενός μποζονίου a του σήματος: (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής (β) Κατανομή ψευδο-ωκότητας (γ) Κατανομή μάζας.



Εικόνα 4.9: Η κινηματική ενός εκ των τεσσάρων b κουάρκ του σήματος: (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής (β) Κατανομή ψευδο-ωκότητας (γ) Κατανομή μάζας.



Εικόνα 4.10: Η κινηματική του ενός λεπτονίου του σήματος: (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής (β) Κατανομή ψευδοωκότητας.

σήματος. Ενδεικτικά, αναφέρουμε και την μέση τιμή της εγκάρσιας ορμής για κάθε σωματίδιο:

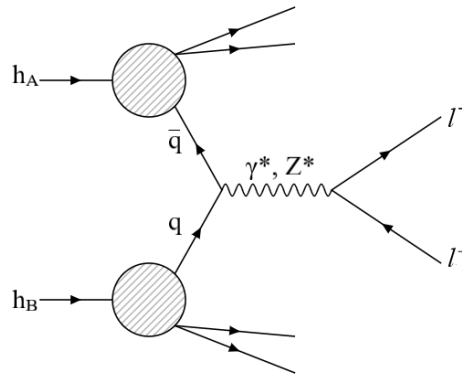
- Μποζόνιο Higgs: $\langle p_T^h \rangle \simeq 89$ GeV

- Μποζόνιο Z : $\langle p_T^Z \rangle \simeq 89$ GeV
- Μποζόνια a : $\langle p_T^a \rangle \simeq 82$ GeV
- b κουάρκ: $\langle p_T^b \rangle \simeq 42$ GeV
- Λεπτόνια: $\langle p_T^\ell \rangle \simeq 70$ GeV

4.2.3 Οι διεργασίες υποβάθρου

Οι διαδικασίες υποβάθρου που συνυπάρχουν με το σήμα που ερευνάται, εμπίπτουν στο φάσμα του ΚΠ. Η τελικές καταστάσεις τέτοιων διαδικασιών συνήθως “μιμούνται” το σήμα, με αποτέλεσμα η διαφοροποίησή τους από αυτό να είναι απαιτητική. Στην παρούσα ανάλυση, λαμβάνονται υπόψιν το υπόβαθρο Drell-Yan, και το υπόβαθρο $t\bar{t}$. Στα παρακάτω παρατίθεται μία σύντομη περιγραφή για την κάθε διαδικασία.

Υπόβαθρο Drell-Yan



Εικόνα 4.11: Το διάγραμμα Feynman της διαδικασίας Drell-Yan. Δύο παρτόνια εξαυλώνονται και παράγεται ζεύγος $\ell^- \ell^+$ μέσω της ανταλλαγής ενός εικονικού φωτονίου ή μποζονίου Z .

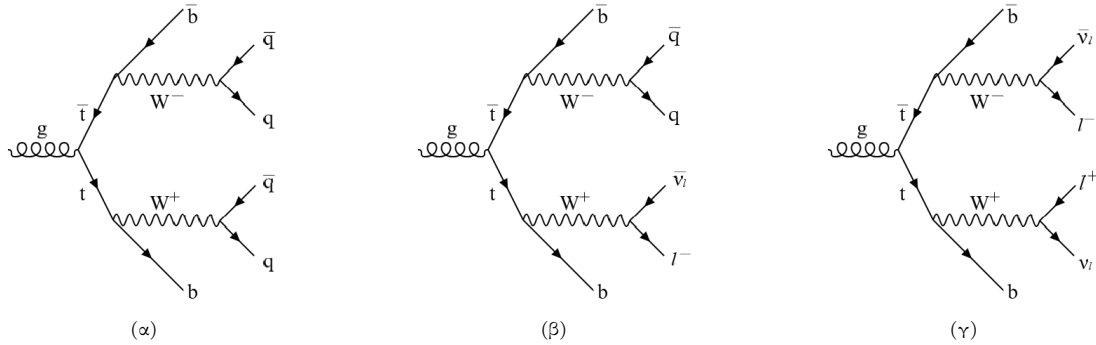
Το υπόβαθρο Drell-Yan (DY) είναι μία από τις κυριότερες διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα κατά την σκέδαση αδρονίων στις επιταχυντικές διατάξεις. Προτάθηκε το 1970 από τους Tung-Mow Yan και Sidney Drell [47] προκειμένου να περιγραφεί η παραγωγή ζευγών λεπτονίων-αντιλεπτονίων στις συγκρούσεις αδρονίων υψηλής ενέργειας. Στην διαδικασία αυτή, το κουάρκ ενός αδρονίου και το αντικουάρκ ενός άλλου αδρονίου εξαυλώνονται και δημιουργείται ένα ζεύγος από αντίθετα φορτισμένα λεπτόνια. Η παραγωγή τέτοιων ζευγών στην περίπτωση αυτή συμβαίνει μέσω της ανταλλαγής ενός εικονικού φωτονίου ή μποζονίου Z . Επομένως, τα λεπτόνια της τελικής κατάστασης του Drell-Yan “μιμούνται” την λεπτονική τελική κατάσταση του σήματος που ερευνάται.

Πέρα από την ηλεκτρομαγνητική εξαύλωση των κουάρκ που οδηγεί στο ζεύγος λεπτονίων, στο υπόβαθρο Drell-Yan συμβάλουν και υποδιεργασίες της QCD [48]. Ειδικότερα, τα παρτόνια εκπέμπουν QCD ακτινοβολία με τη μορφή γκλουονίων, ενώ κάποια γκλουόνια στη συνέχεια χωρίζονται σε κουάρκ, μέσω της διαδικασίας gluon-splitting. Συνεπώς, είναι δυνατό να προκύψουν jets, τα οποία “μιμούνται” τα τέσσερα b-jets της τελικής κατάστασης του σήματος. Σε αυτές τις περιπτώσεις, λέμε ότι έχουμε το υπόβαθρο DY + jets.

Για την παρούσα ανάλυση από το υπόβαθρο χρησιμοποιήθηκαν δείγματα: DY + 1 jet, DY + 2 jets, DY + 3 jets και DY + 4 jets. Παρακάτω θα δούμε πως έγινε μία μελέτη σε ό,τι αφορά τη χρήση του δείγματος DY + jets inclusive αντί των προηγούμενων, αλλά το δείγμα αυτό αποδείχθηκε συγκριτικά αμελητέο.

Υπόβαθρο $t\bar{t}$

Στον LHC, μία από τις κυρίαρχες διεργασίες είναι η παραγωγή ζευγών top κουάρκ. Τα ζεύγη αυτά παράγονται μέσω ισχυρών αλληλεπιδράσεων της QCD, είτε με τον μηχανισμό gluon-gluon fusion ($gg \rightarrow t\bar{t}$) είτε από την εξαύλωση κουάρκ-αντικουάρκ ($q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$). Τα top κουάρκ, αποδιηγείρονται σχεδόν αποκλειστικά σε ένα μποζόνιο W και ένα b κουάρκ ($t \rightarrow Wb$). Στη συνέχεια ανάλογα με την διάσπαση των μποζονίων W , οι διεργασίες παραγωγής $t\bar{t}$ διακρίνονται σε τρία κανάλια [49]:



Εικόνα 4.12: Τα διαγράμματα Feynman για τις διεργασίες υποβάθρου $t\bar{t}$: (α) $t\bar{t}$ hadronic (β) $t\bar{t}$ semileptonic (γ) $t\bar{t}$ dileptonic.

- **Αδρονικό κανάλι ($t\bar{t}$ hadronic):** Τα δύο μποζόνια W διασπώνται σε ζεύγη κουάρκ-αντικουάρκ. Στην τελική κατάσταση υπάρχουν δύο b -jets από τα top κουάρκ και τέσσερα ελαφριά jets από τα μποζόνια W . Στο κανάλι αυτό αντιστοιχεί κλάσμα διάσπασης 45.5%.
- **Ημιλεπτονικό κανάλι ($t\bar{t}$ semileptonic):** Το ένα μποζόνιο W διασπάται σε ζεύγος κουάρκ-αντικουάρκ ($W \rightarrow q\bar{q}$) και το άλλο διασπάται σε λεπτόνιο και το αντίστοιχο νετρίνο ($W \rightarrow l\nu_l$). Η τελική κατάσταση περιλαμβάνει δύο b -jets, δύο ελαφριά jets, ένα φορτισμένο λεπτόνιο και ένα νετρίνο. Το αντίστοιχο κλάσμα διάσπασης είναι 43.5%.
- **Λεπτονικό κανάλι ($t\bar{t}$ dileptonic):** Και τα δύο μποζόνια W διασπώνται σε λεπτόνιο και το αντίστοιχο νετρίνο ($W \rightarrow l\nu_l$). Στην τελική κατάσταση υπάρχουν δύο b -jets, δύο φορτισμένα λεπτόνια και δύο νετρίνα. Το κλάσμα διάσπασης του καναλιού αυτού είναι το μικρότερο, και είναι ίσο με 10.5%.

Στην μελέτη χρησιμοποιήθηκαν τα υπόβαθρα $t\bar{t}$ dileptonic και $t\bar{t}$ semileptonic, ενώ το $t\bar{t}$ hadronic αποδείχθηκε αμελητέο.

4.3 Στρατηγική ανάλυσης

Ο κύριος στόχος της ανάλυσης είναι να προσδιορισθεί κάποια μεταβλητή που να προσφέρει καλή διαχωριστική ικανότητα του σήματος από το υπόβαθρο. Για το σκοπό αυτό μελετήθηκαν διάφορες μεταβλητές, ενώ ταυτόχρονα έγινε χρήση μίας στρατηγικής που στοχεύει στην όσο το δυνατόν καλύτερη ταυτοποίηση των ζευγών b κουάρκ που προέρχονται από την διάσπαση του σήματος. Ειδικότερα, η παρούσα ανάλυση εστιάζει στην περιοχή χαμηλής μάζας του μποζονίου a (ενδεικτικά $M_a = 12, 15, 20, 25, 30$ GeV), γεγονός που μας επιτρέπει να εκμεταλλευτούμε το εξής: *Αφού τα σωματίδια a έχουν μικρή μάζα, έχουν λάβει μεγαλύτερο μέρος της ορμής του Higgs, και επομένως είναι πιο “boosted”.* Όταν ένα “boosted” μποζόνιο a διασπάται σε δύο b κουάρκ, αυτά λαμβάνουν ένα σημαντικό μέρος της ορμής του. Λόγω της υψηλής ορμής, τα προϊόντα διάσπασης εκπέμπονται σε κατευθύνσεις που δεν αποκλίνουν ιδιαίτερα από την κατεύθυνση του αρχικού σωματιδίου. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τα εξερχόμενα ζεύγη b κουάρκ να χαρακτηρίζονται από μικρότερη γωνιακή απόσταση ΔR . Προκειμένου λοιπόν να εκμεταλλευτούμε το συγκεκριμένο γνώρισμα του σήματος, εστίασαμε στα ζεύγη των b κουάρκ και b -jet που έχουν το ελάχιστο ΔR . Στη συνέχεια, με στόχο την ανακατασκευή των σωματιδίων a του σήματος, εξάχθηκαν οι κατανομές γωνιακής απόστασης, εγχάρσις ορμής και μάζας για το επιλεγμένο ζεύγος.

Η συγκεκριμένη στρατηγική εφαρμόστηκε σε δύο επίπεδα: στο επίπεδο γεννήτορα (generator level) και στο επίπεδο ανίχνευσης (detector level), στο οποίο θα αναφερόμαστε και ως επίπεδο πειράματος. Πριν γίνει η παρουσίαση των κατανομών της ανάλυσης, είναι απαραίτητη μια αναφορά στην διάκριση μεταξύ των δύο επιπέδων. Στο επίπεδο generator, τα σωματίδια παράγονται άμεσα από την προσομοίωση της αλληλεπίδρασης, με βάση θεωρητικά μοντέλα. Τα σωματίδια αυτά είναι τυπικά σταθερά ή μακρόβια στην προσομοίωση, αντιπροσωπεύοντας ένα ιδανικό αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης. Ωστόσο, σε ένα πραγματικό πείραμα δεν είναι δυνατή η άμεση παρατήρηση των σωματιδίων αυτών καθώς προκύπτουν πολύπλοκες διαδικασίες όπως είναι το φαινόμενο της αδρονιοποίησης (hadronization) ή ο ηλεκτρομαγνητικός καταιγισμός (electromagnetic shower). Ειδικότερα, τα κουάρκ και τα γκλουόνια περνούν από το στάδιο της αδρονιοποίησης, όπου διαμορφώνονται τα αδρόνια. Η φυσική εκδήλωση του μηχανισμού αυτού σε έναν ανιχνευτή είναι τα jets, δηλαδή σύνολα σωματιδίων που προέρχονται από τον ίδιο γονέα κουάρκ ή γκλουόνιο. Τα jets αυτά ανιχνεύονται από την διάταξη και επιδιώκεται η ανακατασκευή τους, ώστε να βρεθούν τα χαρακτηριστικά των αρχικών σωματιδίων. Η συμπεριφορά των λεπτονίων στον ανιχνευτή είναι διαφορετική. Αυτά παρατηρούνται με πιο άμεσο τρόπο, ενώ φυσικά αλληλεπιδρούν με το υλικό του ανιχνευτή. Για παράδειγμα τα ηλεκτρόνια δημιουργούν ηλεκτρομαγνητικούς καταιγισμούς καθώς διασχίζουν τον ανιχνευτή, ενώ τα μόνια διαπερνούν τα επίπεδα του αφήνοντας πίσω τους μία χαρακτηριστική τροχιά. Συνεπώς, στο επίπεδο generator παρέχεται ένα “στιγμιότυπο” της αλληλεπίδρασης, ενώ το επίπεδο detector αντιπροσωπεύει την πραγματική μέτρησή της, όπως αυτή ανακατασκευάζεται από τους σχετικούς αλγορίθμους.

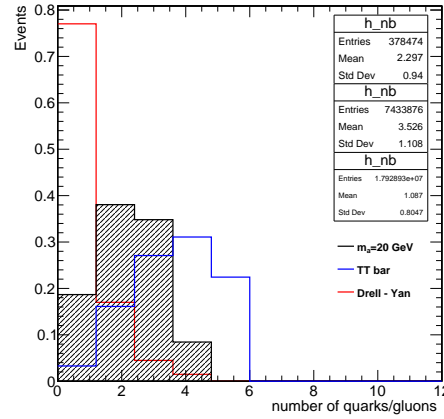
Όλες οι κατανομές που παρουσιάζονται στην ανάλυση εξάχθηκαν με τη βοήθεια του λογισμικού ROOT, το οποίο έχει αναπτυχθεί στο CERN [45]. Πρόκειται για ένα περιβάλλον ανάλυσης δεδομένων που χρησιμοποιείται ευρέως στην φυσική υψηλών ενεργειών. Προσφέρει ένα σύνολο εξελιγμένων δυνατοτήτων για την διαχείριση των τεράστιων dataset που παράγονται στα πειράματα σωματιδιακής φυσικής, καθώς και εργαλεία για αξιόπιστη και πολύπλοκη στατιστική ανάλυση των δεδομένων αυτών. Περιλαμβάνει επιπλέον ένα γραφικό περιβάλλον που επιτρέπει την ακριβή αναπαράσταση των δεδομένων που χρησιμοποιούνται. Η συνεχής εξέλιξη του ROOT το καθιστά σημαντικό εργαλείο για τις μελέτες νέας φυσικής, όπως είναι και η παρούσα. Στην παρούσα ανάλυση χρησιμοποιήθηκε το ROOT σε περιβάλλον C++, και οι αντίστοιχοι κώδικες μπορούν να βρεθούν στην βιβλιογραφική αναφορά [43].

4.3.1 Generator Level

Στα πλαίσια της ανάλυσης, το επίπεδο generator διαφέρει από το κομμάτι του Monte Carlo με τον εξής τρόπο: προκειμένου να διαμορφώσουμε το περιβάλλον του σήματος μέσω του λογισμικού PYTHIA, χρησιμοποιήσαμε αποκλειστικά τους κωδικούς για τα σωματίδια που συμμετέχουν στη διεργασία του σήματος. Δηλαδή εκτός των σωματιδίων Higgs, Z , a , και των λεπτονίων, συμπεριλάβαμε μόνο b κουάρκ (κωδικός PDG: ± 5) σε αυτό το κομμάτι της ανάλυσης. Με τον τρόπο αυτό εργαστήκαμε σε “truth-level”, δηλαδή γνωρίζοντας την ακριβή προέλευση του κάθε b κουάρκ. Αντιθέτως, στο επίπεδο generator χρησιμοποιούμε τα λεπτόνια e^\pm (± 11), μ^\pm (± 13), τ^\pm (± 15), τα γκλουόνια g (21), καθώς και τα κουάρκ d (± 1), u (± 2), s (± 3), c (± 4), b (± 5). Με τον τρόπο αυτό ανακατασκευάζουμε τις κινηματικές μεταβλητές του σήματος (π.χ. μάζα και ορμή Higgs, Z) χρησιμοποιώντας τα προϊόντα διάσπασής και συμπεριλαμβάνοντας ταυτόχρονα και τα υπόβανρα της ανάλυσης στο επίπεδο generator. Επιπλέον, έχουν εξαχθεί και οι κατανομές των μεταβλητών που θα χρησιμοποιηθούν παρακάτω στην ανάλυση.

Για την εξαγωγή των εν λόγω κατανομών, χρησιμοποιήθηκαν γεγονότα που ικανοποιούν ορισμένα κριτήρια επιλογής. Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με την επιλογή γεγονότων παρατίθενται στην Παράγραφο 4.3.2.1, όπου αναλύεται η διαδικασία επιλογής στο επίπεδο πειράματος. Σε επίπεδο generator, εφαρμόστηκαν τα παρακάτω κριτήρια:

- κουάρκ/γκλουόνια (q/g): Απαιτείται η ύπαρξη τουλάχιστον τριών κουάρκ/γκλουονίων ($N_{q/g} \geq 3$) ενώ τίθενται οι γεωμετρικοί και κινηματικοί περιορισμοί: $|\eta_{q/g}| \leq 2.5$, $p_T^{q/g} \geq 20$ GeV.
- λεπτόνια: Απαιτείται η ύπαρξη τουλάχιστον δύο λεπτονίων ($N_\ell \geq 2$) ενώ τίθενται οι γεωμετρικοί και κινηματικοί περιορισμοί: $|\eta_\ell| \leq 2.5$, $p_T^\ell \geq 20$ GeV.

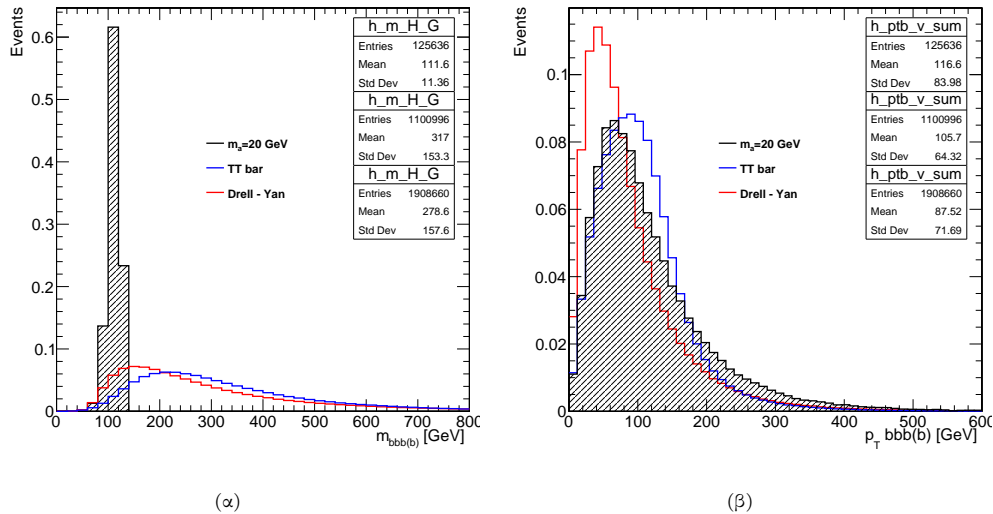


Εικόνα 4.13: Η πολλαπλότητα των κουάρκ/γκλουονίων πριν την εφαρμογή της συνθήκης $N_{q/g} \geq 3$ στο σήμα ($M_a = 20$ GeV) και στα υπόβαθρα Drell-Yan και $t\bar{t}$.

Κατανομές μεταβλητών σε επίπεδο Generator

Σε όλες τις παρακάτω κατανομές, το σήμα αντιστοιχεί στην περιοχή μάζας $M_a = 20$ GeV και απεικονίζεται με μαύρο χρώμα. Το υπόβαθρο Drell - Yan απεικονίζεται με κόκκινο χρώμα και αντιπροσωπεύει το άθροισμα των επιμέρους δειγμάτων $DY + 3, 4$ jets. Όμοια στο υπόβαθρο $t\bar{t}$ αντιστοιχεί μπλε χρώμα, και πρόκειται για το δείγμα $t\bar{t}$ dileptonic. Είναι σημαντικό στο σημείο αυτό να αναφέρουμε ότι λόγω των κριτηρίων επιλογής $N_{q/g} \geq 3$ και $N_\ell \geq 2$, τα δείγματα $DY + 1, 2$ jets και $t\bar{t}$ semileptonic δεν συμμετέχουν σε αυτό το μέρος της ανάλυσης. Επιπλέον σημειώνεται ότι τα πλαίσια που περιέχουν την στατιστική της κάθε κατανομής, έχουν τοποθετηθεί με τη σειρά που εμφανίζονται τα ονόματα των δειγμάτων στο υπόμνημα. Τέλος, όλα τα ιστογράμματα είναι κανονικοποιημένα στη μονάδα.

Αδρονικό σύστημα (Hadronic System)

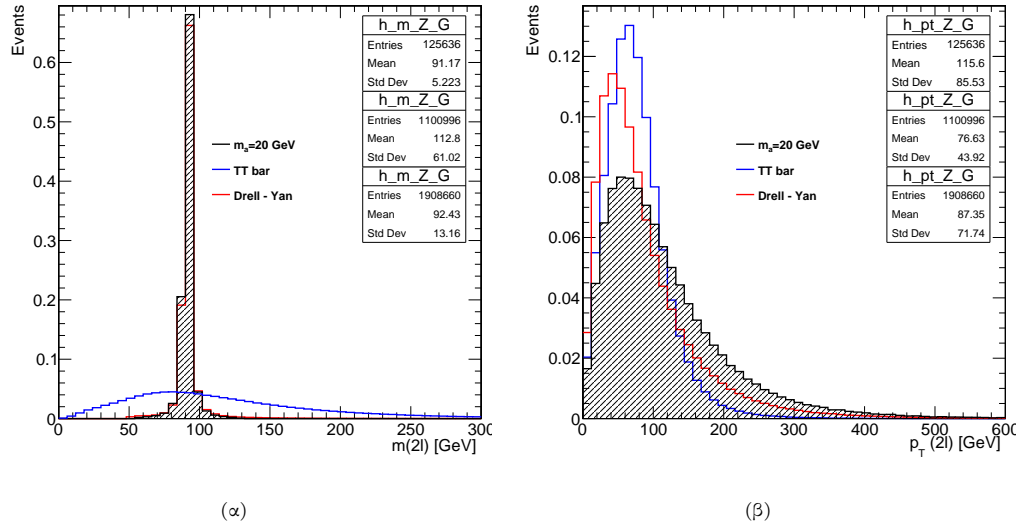


Εικόνα 4.14: Αδρονικό τελικό σύστημα αποτελούμενο από q/g : (α) κατανομή μάζας (β) κατανομή εγκάρσιας ορμής.

Παρουσιάζονται αρχικά οι κατανομές που αντιστοιχούν στο τελικό αδρονικό σύστημα της κάθε διεργασίας. Στο σήμα αυτό συγκροτείται από τα τελικά προϊόντα διάσπασης του Higgs, δηλαδή τέσσερα b

κουάρκ. Όσον αφορά το υποβάθρο ο αριθμός των κουάρκ/γκλουονίων της τελικής κατάστασης κατάστασης δεν είναι συγκεκριμένος για κάθε γεγονός, αλλά σε πολλές περιπτώσεις μιμείται το σήμα σε μεγάλο βαθμό. Σε κάθε περίπτωση στον ορισμό του αδρονικού συστήματος συμμετέχουν το πολύ τέσσερα κουάρκ/γκλουόνια. Στην Εικόνα 4.14 φαίνονται τα ιστογράμματα για την κατανομή μάζας και εγκάρσιας ορμής του αδρονικού συστήματος. Για τον υπολογισμό αυτών των ποσοτήτων, χρησιμοποιείται το αντίστοιχο διανυσματικό άθροισμα πάνω στα κουάρκ/γκλουόνια. Σε ό,τι αφορά το λεπτονικό σύστημα (Εικόνα 4.15), σε όλες τις διεργασίες αυτό διαμορφώνεται από δύο λεπτόνια. Όμοια, ο υπολογισμός της μάζας του και της εγκάρσιας ορμής του έγινε με βάση το διανυσματικό άθροισμα πάνω στα λεπτόνια.

Λεπτονικό σύστημα (Leptonic System)



Εικόνα 4.15: (α) Η κατανομή μάζας του λεπτονικού τελικού συστήματος (β) Η κατανομή εγκάρσιας ορμής του λεπτονικού τελικού συστήματος.

Στο ιστόγραμμα (α) της Εικόνας 4.16 απεικονίζεται η κατανομή της απόλυτης αζιμουθιακής γωνιακής διαφοράς μεταξύ των δύο συστημάτων, $|\Delta\phi(H, Z)|$. Για το σήμα, αναμένουμε τα δύο συστήματα να είναι “back-to-back”, και συνεπώς η αντίστοιχη κατανομή να παρουσιάζει κορυφή στο π . Η απόλυτη διαφορά $|\Delta\phi|$ ορίζεται στο εύρος $[0, \pi]$. Αν κάποια τιμή της εν λόγω μεταβλητής είναι μεγαλύτερη του π , τότε κανονικοποιείται ως εξής:

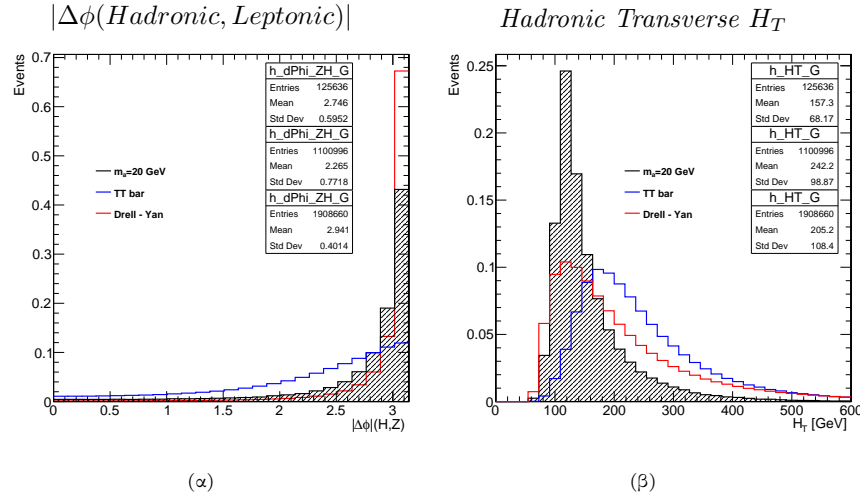
$$|\Delta\phi|_{>\pi} \rightarrow 2\pi - |\Delta\phi|_{>\pi}. \quad (4.3)$$

Στο ιστόγραμμα (β) της ίδιας εικόνας, φαίνεται η κατανομή της μεταβλητής Hadronic Transverse, H_T . Πρόκειται για το βαθμωτό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών πάνω σε όλα τα κουάρκ/γκλουόνια:

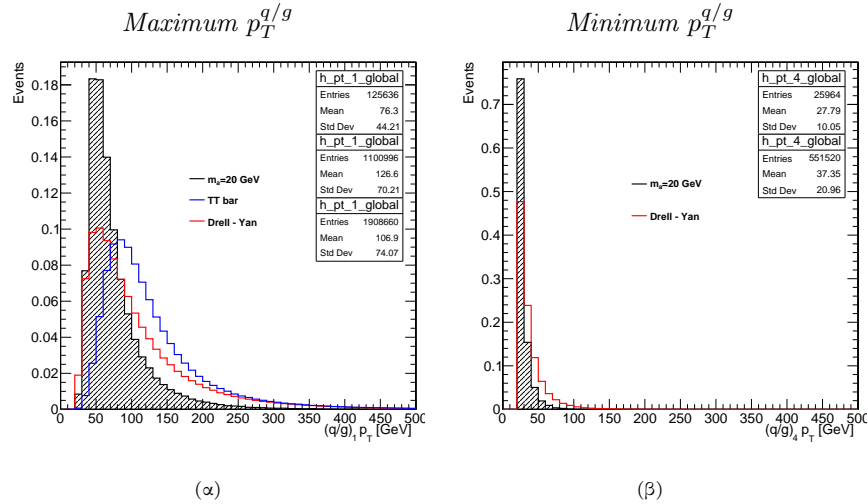
$$H_T = \sum_i |\vec{p}_{T,i}|, \quad i = \text{quarks/gluons}. \quad (4.4)$$

Στα επόμενα παρουσιάζονται οι κατανομές εγκάρσιας ορμής για τα πιο ενεργητικά καθώς και για τα λιγότερο ενεργητικά κουάρκ/γκλουόνια και λεπτόνια. Στα γραφήματα (α) και (β) της Εικόνας 4.17 φαίνονται η μέγιστη εγκάρσια ορμή ενός q/g για κάθε γεγονός, και η ελάχιστη³ αντίστοιχα. Όμοια, στα γραφήματα (α) και (β) της Εικόνας 4.18 φαίνονται οι κατανομές εγκάρσιας ορμής για το πρωτεύον και το δευτερεύον λεπτόνιο αντίστοιχα. Επιπλέον, στο γράφημα (γ) δίνεται η κατανομή της γωνιακής απόστασης ΔR ανάμεσα στα δύο λεπτόνια. Οι αντίστοιχες κατανομές για την περίπτωση των κουάρκ/γκλουονίων βρίσκονται παρακάτω, όπου αναλύεται η στρατηγική που έχουμε αναφέρει.

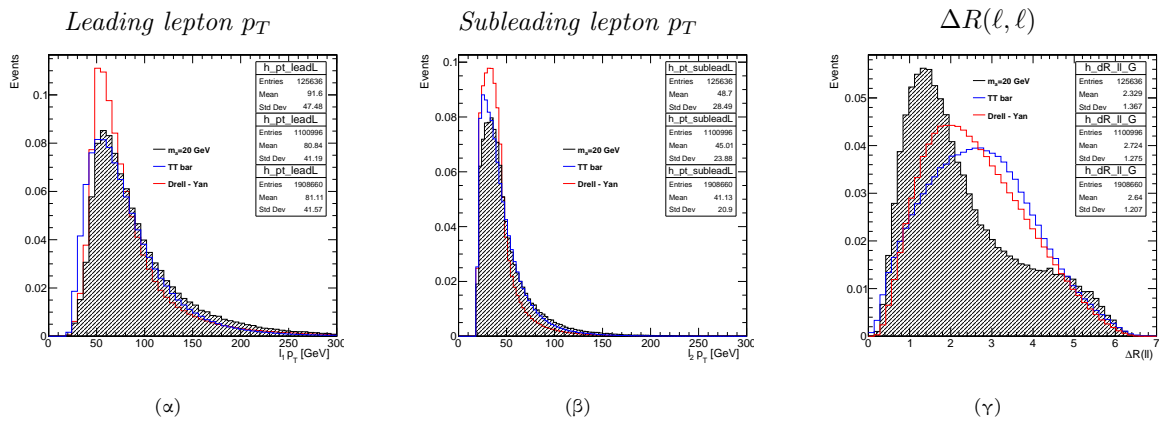
³Εδώ έχουμε χρησιμοποιήσει το τέταρτο σε σειρά q/g με την μικρότερη p_T . Στο $t\bar{t}$ δεν υπάρχει τέταρτο q/g και συνεπώς το δείγμα αυτό δεν συμμετέχει στην κατανομή.



Εικόνα 4.16: (α) Η απόλυτη αζιμουθιακή γωνιακή διαφορά για το αδρονικό και το λεπτονικό σύστημα (β) Το βαθμωτό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών των q/g .



Εικόνα 4.17: Η κατανομή p_T για (α) το πιο ενεργητικό q/g (β) το λιγότερο ενεργητικό q/g .

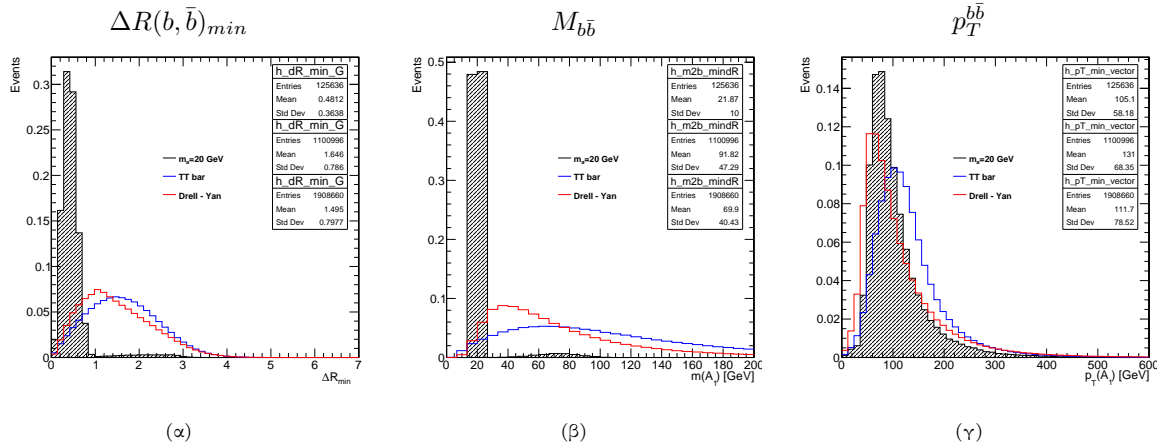


Εικόνα 4.18: (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής για το πρωτεύον λεπτόνιο (leading lepton) (β) Κατανομή εγκάρσιας ορμής για το δευτερεύον λεπτόνιο (subleading lepton) (γ) Κατανομή γωνιακής απόστασης για τα δύο λεπτόνια.

Όπως αναφέραμε παραπάνω, η στρατηγική της ανάλυσης στοχεύει στην όσο το δυνατό πιο αποτελεσματική ταυτοποίηση των b κουάρκ του σήματος που προέρχονται από το ίδιο μποζόνιο a . Για τον σκοπό αυτό, εκμεταλλευόμαστε το γεγονός ότι για μικρές μάζες του a τα εξερχόμενα ζεύγη b κουάρκ είναι πιο “collimated” και επομένως έχουν μικρή γωνιακή απόσταση. Αυτό οφείλεται στην μεγάλη ορμή που λαμβάνουν τα a στην περίπτωση των χαμηλών μαζών, η οποία στη συνέχεια αποδίδεται στα b κουάρκ. Συνεπώς χρησιμοποιήσαμε για αυτό το μέρος της ανάλυσης τα ζεύγη κουάρκ ή γκλουονίων που έχουν ελάχιστο ΔR , με στόχο να κατασκευάσουμε τα ζεύγη $b\bar{b}$ που προέρχονται από το ίδιο σωματίδιο a . Στη συνέχεια εξάχθηκαν οι κατανομές ορμής και μάζας των ζευγών αυτών, με στόχο να ανακατασκευάσουμε τα εξωτικά σωματίδια a του σήματος. Στο σημείο αυτό παρατίθενται τα εν λόγω ιστογράμματα σε επίπεδο generator, και στη συνέχεια σε επίπεδο detector.

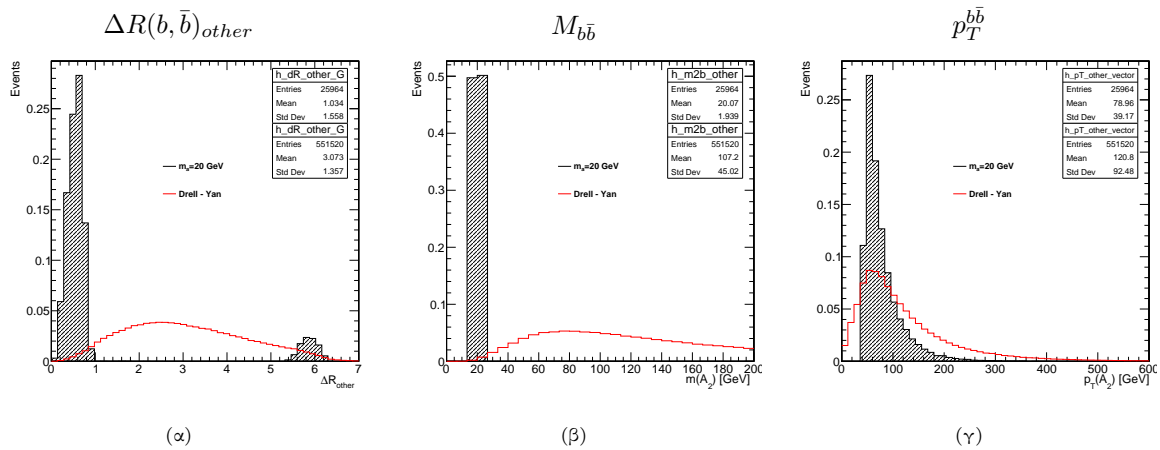
Τα γραφήματα της Εικόνας 4.19 αντιστοιχούν στο ζεύγος $b\bar{b}$ με το ελάχιστο ΔR , ενώ αυτά της Εικόνας 4.20 στο άλλο ζεύγος. Σημειώνουμε ότι στο υπόβαθρο $t\bar{t}$ δεν συγροτείται δεύτερο ζεύγος, και επομένως δεν απεικονίζεται το αντίστοιχο δείγμα στις κατανομές.

Ζεύγος $b\bar{b}$ με ελάχιστο ΔR



Εικόνα 4.19: Για το ζεύγος $b\bar{b}$ με ελάχιστη τιμή του ΔR : (α) Κατανομή ΔR (β) Κατανομή μάζας $M_{b\bar{b}}$ (γ) Κατανομή εγκάρσιας ορμής $p_T^{b\bar{b}}$.

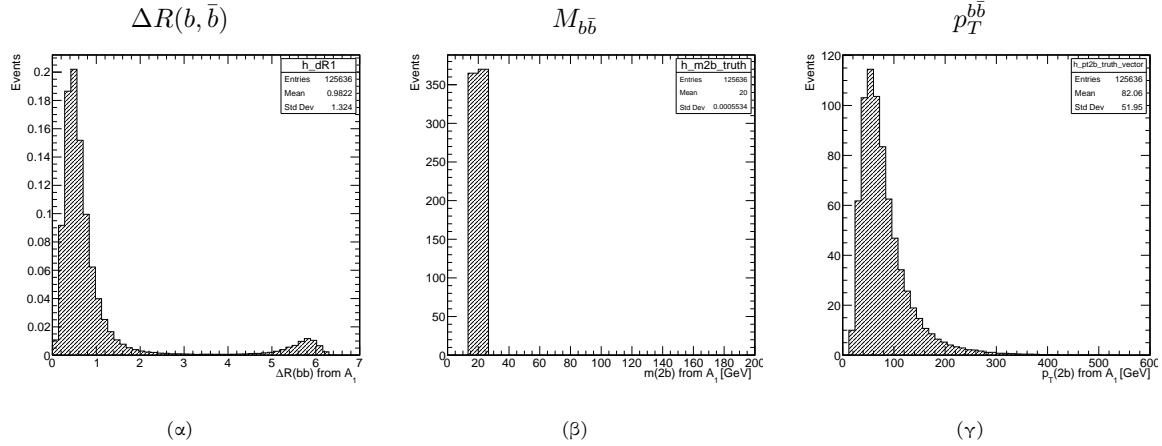
Το άλλο ζεύγος $b\bar{b}$



Εικόνα 4.20: Για το άλλο ζεύγος $b\bar{b}$: (α) Κατανομή ΔR (β) Κατανομή μάζας $M_{b\bar{b}}$ (γ) Κατανομή εγκάρσιας ορμής $p_T^{b\bar{b}}$.

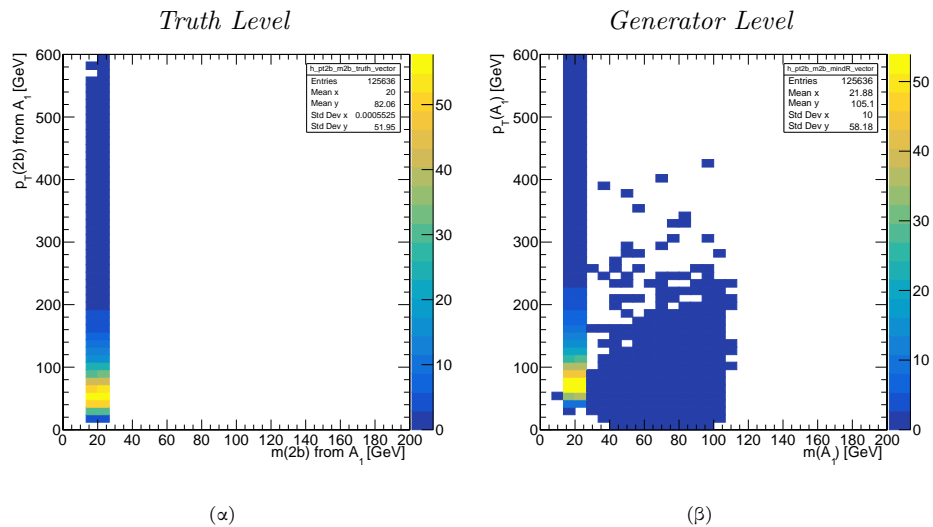
Παρατηρούμε ότι στις κατανομές μάζας $M_{b\bar{b}}$ εμφανίζεται κορυφή στην τιμή 20 GeV, δηλαδή την τιμή της μάζας του a . Επιπλέον, οι κατανομές της ορμής για τα δύο ζεύγη είναι παρόμοιες με αυτή του σωματιδίου a (Εικόνα 4.8). Στην Εικόνα 4.21, φαίνονται οι ίδιες κατανομές για ζεύγος $b\bar{b}$ το οποίο συγκροτείται από b κουάρκ με τον ίδιο γονέα. Στην περίπτωση αυτή αξιοποιούμε τους κωδικούς των σωματιδίων Monte Carlo και επομένως γνωρίζουμε ότι τα κουάρκ του ζεύγους προήλθαν από το ίδιο μποζόνιο a . Οι προηγούμενες κατανομές (ΔR_{min} και ΔR_{other}) εξάχθηκαν σύμφωνα με την στρατηγική όπου επιλέγουμε το ζεύγος κουάρκ ή γκλουονίων με το μικρότερο ΔR με σκοπό να κατασκευάσουμε το “σωστό” ζεύγος $b\bar{b}$, του οποίου τα b κουάρκ προέρχονται από το ίδιο σωματίδιο a .

Ζεύγος $b\bar{b}$ από το ίδιο σωματίδιο a



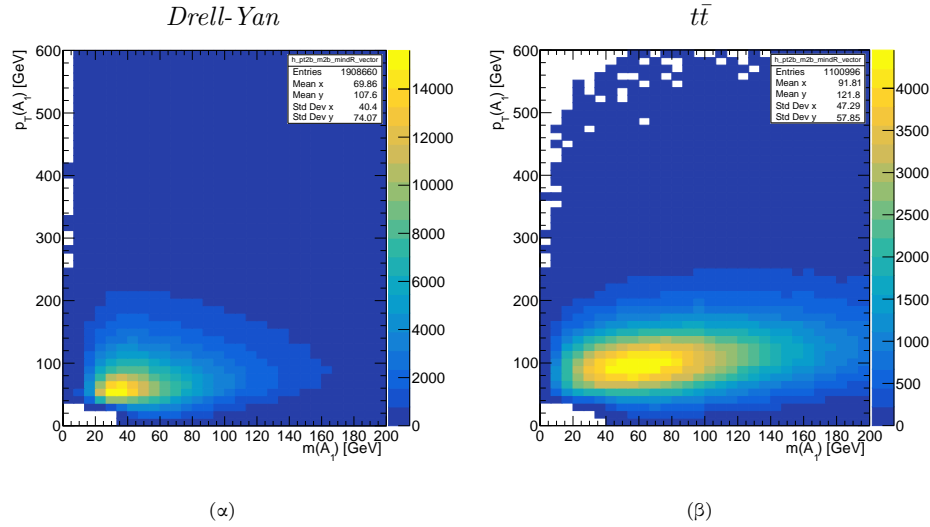
Εικόνα 4.21: Για ζεύγος $b\bar{b}$ όπου τα b κουάρκ προέρχονται από το ίδιο a (α) Κατανομή ΔR (β) Κατανομή μάζας $M_{b\bar{b}}$ (γ) Κατανομή εγκάρσιας ορμής $p_T^{b\bar{b}}$.

Παρατίθενται επίσης τα διδιάστατα ιστογράμματα $p_T^{b\bar{b}} - M_{b\bar{b}}$ για την διαδικασία σήματος σε επίπεδο truth, και σε επίπεδο generator. Στο μέρος (α) της εικόνας εργαζόμαστε με b κουάρκ που γνωρίζουμε ότι προέρχονται από το ίδιο a (truth), ενώ στο μέρος (β) έχουμε κατασκευάσει το επιθυμητό ζεύγος επιλέγοντας τα ζεύγη με ελάχιστο ΔR . Στην δεύτερη περίπτωση παρατηρούμε ότι οι κατανομές για το άλλο ζεύγος είναι παρόμοιες. Τα αντίστοιχα διδιάστατα ιστογράμματα του εν λόγω ζεύγους για τις



Εικόνα 4.22: Διδιάστατα ιστογράμματα $p_T^{b\bar{b}} - M_{b\bar{b}}$ για την περίπτωση του σήματος (α) Όταν τα b του ζεύγους προέρχονται από το ίδιο a (truth) (β) Με την μέθοδο ανακατασκευής με βάση το ΔR του ζεύγους (global).

διαδικασίες υποβάθρου φαίνονται στην Εικόνα 4.23. Για το δεύτερο ζεύγος προκύπτει παρόμοια κατανομή στο υπόβαθρο Drell-Yan, ενώ στο υπόβαθρο $t\bar{t}$ δεν κατασκευάζεται δεύτερο ζεύγος. Αναλυτικότερη παρουσίαση των 2D ιστογραμμάτων παρέχεται στο Παράρτημα B.

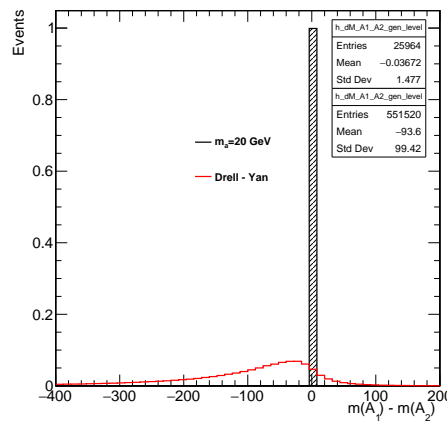


Εικόνα 4.23: Δισδιάστατα ιστογράμματα $p_T^{b\bar{b}} - M_{b\bar{b}}$ για τα υπόβαθρα (α) Drell-Yan (β) $t\bar{t}$.

Τέλος, κατασκευάστηκε το ιστόγραμμα της μεταβλητής $\Delta M(a_1, a_2)$, η οποία υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\Delta M(a_1, a_2) = M[b\bar{b} \text{ pair with } \Delta R_{min}] - M[\text{other } b\bar{b} \text{ pair}], \quad (4.5)$$

όπου $M[b\bar{b} \text{ pair with } \Delta R_{min}]$ η συνολική μάζα του ζεύγους $b\bar{b}$ με ελάχιστο ΔR , και $M[\text{other } b\bar{b} \text{ pair}]$ η συνολική μάζα του άλλου ζεύγους. Πρόκειται λοιπόν για την διαφορά μάζας ανάμεσα στα δύο σωματίδια a , όπως αυτά κατασκευάστηκαν ακολουθώντας την στρατηγική της ανάλυσης. Όπως αναμέναμε, η μεταβλητή $\Delta M(a_1, a_2)$ εμφανίζει κορυφή στο 0 για το σήμα, ενώ για το υπόβαθρο Drell-Yan είναι παρουσιάζει αρκετά διαφορετική κατανομή. Το γεγονός αυτό την καθιστά μία από τις μεταβλητές με αρκετά καλή διαχωριστική ικανότητα του σήματος από το υπόβαθρο.



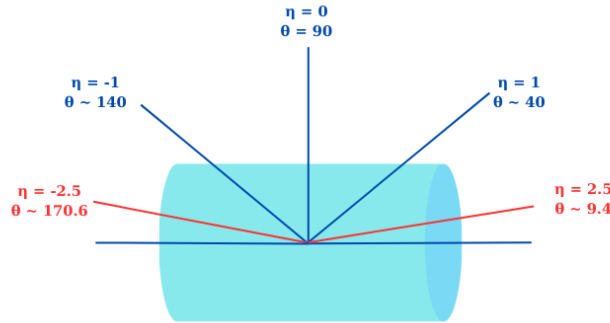
Εικόνα 4.24: Η κατανομή της διαφοράς μάζας $\Delta M(a_1, a_2)$ σε επίπεδο generator.

4.3.2 Detector Level

4.3.2.1 Κριτήρια Επιλογής Γεγονότων

Στην παρούσα Υποενότητα, θα αναφερθούμε στον τρόπο με τον οποίο γίνεται η επιλογή των γεγονότων που μας ενδιαφέρουν για την ανάλυση, σε επίπεδο πειράματος. Ειδικότερα, θα δούμε τους περιορισμούς που εφαρμόζονται με βάση τη γεωμετρία του ανιχνευτή (detector acceptance cuts), κινηματικούς περιορισμούς, καθώς και κριτήρια επιλογής για τον διαχωρισμό του σήματος από το συντριπτικό υπόβαθρο. Αν κάποιο γεγονός δεν ικανοποιεί τις συνθήκες απορρίπτεται και δεν χρησιμοποιείται στην ανάλυση.

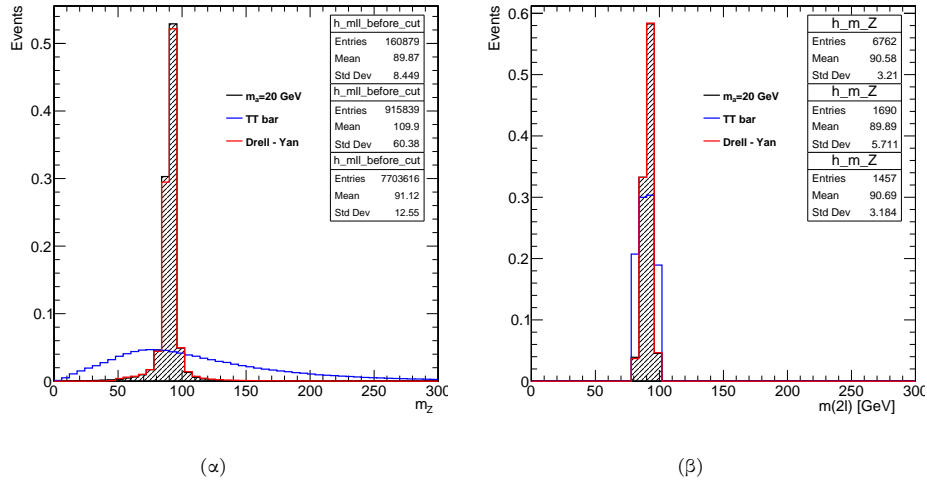
Όσον αφορά την γεωμετρική αποδοχή (geometrical acceptance) ορίζεται μία περιοχή του χώρου σε όρους γωνιών ή ψευδοωκότητας (Εικόνα 4.25), στην οποία ο ανιχνευτής μπορεί να εντοπίσει αποτελεσματικά σωματίδια. Μία τέτοια γεωμετρική συνθήκη, περιορίζει την ανάλυση σε σωματίδια εντός ενός συγκεκριμένου εύρους πολικής γωνίας ή ψευδοωκότητας, διασφαλίζοντας ότι περνούν από τις ενεργές περιοχές του ανιχνευτή. Οι κινηματικοί περιορισμοί, βασίζονται στην ορμή, την ενέργεια, ή την εγκάρσια ορμή. Για παράδειγμα, μία ανάλυση μπορεί να λαμβάνει υπόψιν μόνο σωματίδια με εγκάρσια ορμή μεγαλύτερη από ένα συγκεκριμένο κατώφλι. Με τον τρόπο αυτό, διασφαλίζεται η συμπερίληψη σωματιδίων μεγαλύτερης ενέργειας, τα οποία ανιχνεύονται και ανακατασκευάζονται πιο αποτελεσματικά. Τέλος, τα κριτήρια επιλογής βοηθούν στο να διαμορφώσουμε το περιβάλλον του σήματος, και να απορρίψουμε όσο το δυνατόν μεγαλύτερο μέρος του υποβάθρου. Τέτοιοι περιορισμοί μπορεί να είναι κάποιο εύρος μάζας, ή η απαίτηση να υπάρχει συγκεκριμένος αριθμός αντικειμένων (π.χ. τουλάχιστον δύο jets, δύο λεπτόνια).



Εικόνα 4.25: Η περιοχή κάλυψης ενός ανιχνευτή σε όρους ψευδοωκότητας. Ενδεικτικά, με κόκκινο χρώμα φαίνεται η περιοχή $|\eta| < 2.5$.

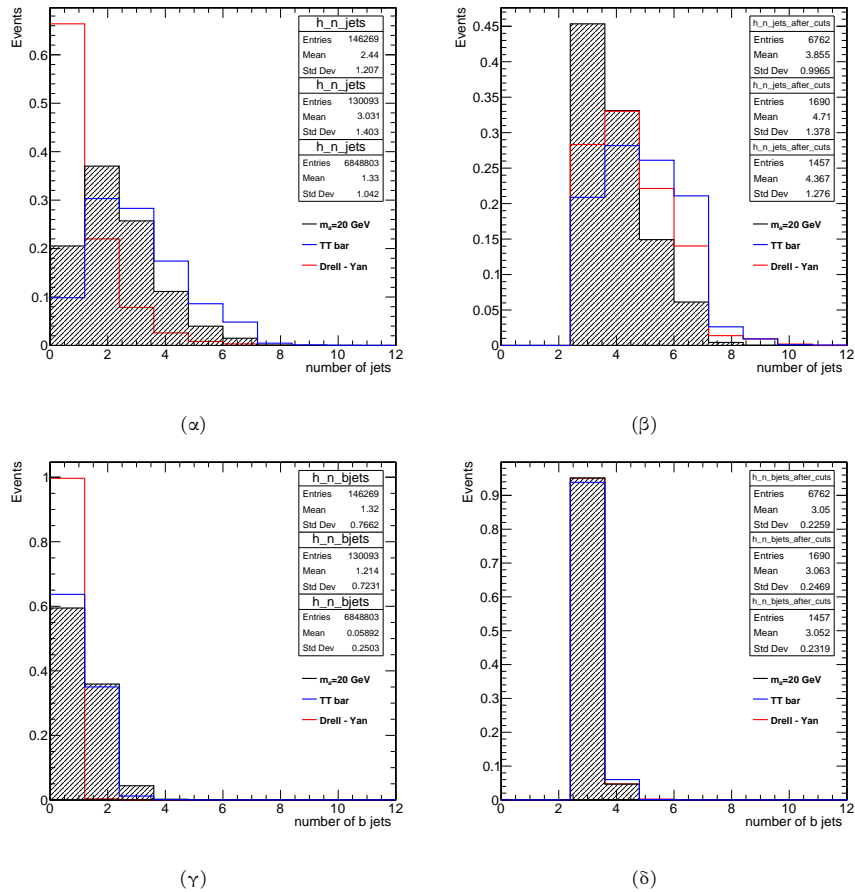
Για το λεπτονικό μέρος του σήματος, επιβάλλουμε τον γεωμετρικό περιορισμό $|\eta_\ell| \leq 2.4$ και τον κινηματικό περιορισμό $p_T^\ell \geq 20$ GeV. Προκειμένου να διαμορφωθεί το λεπτονικό σύστημα, απαιτούμε την ύπαρξη τουλάχιστον δύο λεπτονίων ($N_\ell \geq 2$), τα οποία θα είναι ηλεκτρόνια ή μιονία. Μία ακόμη απαραίτητη συνθήκη είναι η αναλλοίωτη μάζα των δύο πιο ενεργητικών λεπτονίων (με τις μεγαλύτερες τιμές εγκάρσιας ορμής), να βρίσκεται στο εύρος 80 έως 100 GeV. Αυτό αντιστοιχεί σε διακύμανση ± 10 GeV από την μάζα του μποζονίου Z ($M_Z \simeq 91$ GeV). Στην Εικόνα 4.26 φαίνεται η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των δύο λεπτονίων πριν και μετά τον περιορισμό. Γίνεται εύκολα αντιληπτό ότι με την εφαρμογή του διαχωρίζεται το σήμα από το υπόβαθρο $t\bar{t}$.

Όσον αφορά το αδρονικό περιβάλλον του σήματος για τα jets επιβάλλουμε τους περιορισμούς $|\eta_{jet}| \leq 2.5$ και $p_T^{jet} \geq 20$ GeV. Ακόμη, απαιτείται η ύπαρξη τουλάχιστον τριών jets ($N_{jet} \geq 3$), από τα οποία θα πρέπει τουλάχιστον τρία να είναι b-tagged jets ($N_{b-jet} \geq 3$). Για τον σκοπό αυτό εργαζόμαστε στο medium working point, το οποίο ανταποκρίνεται σε b-tag discriminator > 0.4941 . Επιπροσθέτως, το διάλυμα των jets που χρησιμοποιείται στην ανάλυση, έχει ταξινομηθεί με βάση τον b-tag discriminator του κάθε jet. Με την εφαρμογή αυτών των κριτηρίων κάθε γεγονός θα έχει τουλάχιστον τρία jets με b-tag discriminator > 0.4941 , και αν υπάρχει άλλο untagged jet αυτό θα έχει τον μεγαλύτερο δυνατό b-tag discriminator. Με τον τρόπο αυτό, αυξάνεται αρκετά η στατιστική για το τέταρτο jet. Στην Εικόνα 4.27 φαίνεται η πολλαπλότητα των jets και των b-jets πριν και μετά την εφαρμογή των κριτηρίων επιλογής γεγονότων. Παρακάτω, στην Εικόνα 4.28 παρουσιάζονται οι κατανομές του b-tag discriminator για τα

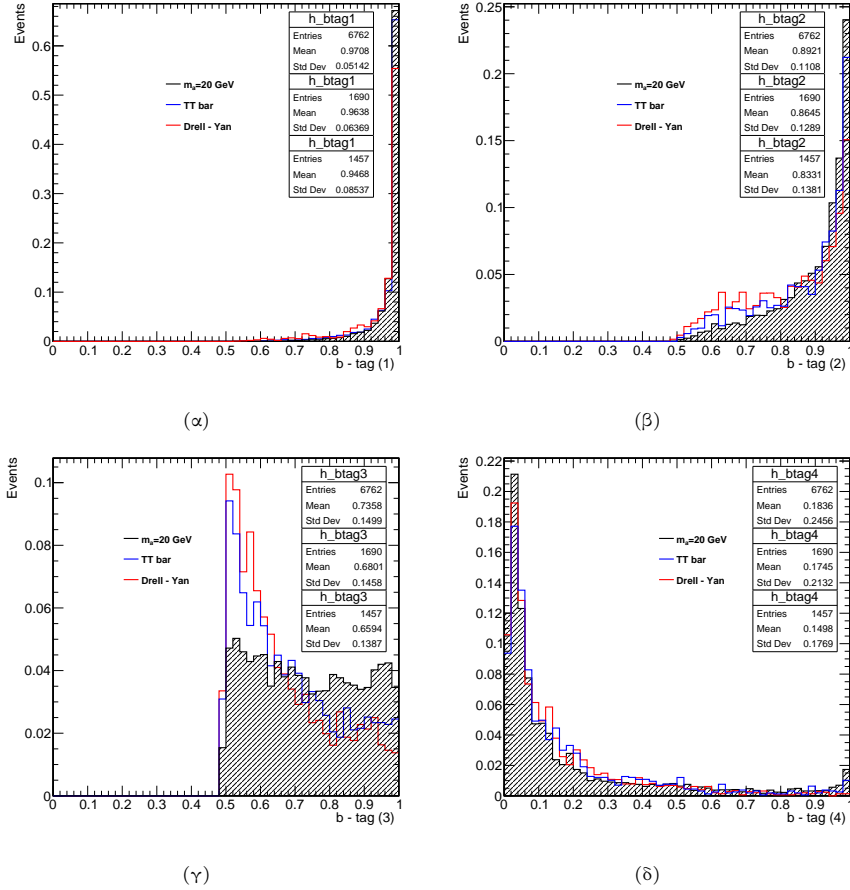


Εικόνα 4.26: Κατανομή της αναλλοίωτης διλεπτονικής μάζας (α) πριν τον περιορισμό $80 \leq M_{\ell\ell} \leq 100$ GeV (β) μετά τον περιορισμό $80 \leq M_{\ell\ell} \leq 100$ GeV.

τέσσερα πρώτα jet του κάθε γεγονότος. Φαίνεται ότι οι τρεις πρώτες κατανομές ξεκινούν από το 0.4941, ενώ η τέταρτη ανταποκρίνεται στο untagged jet με την μεγαλύτερη τιμή του b-tag discriminator.



Εικόνα 4.27: Πάνω: Πολλαπλότητα των jets (α) πριν τον περιορισμό $N_{jet} \geq 3$ (β) μετά τον περιορισμό $N_{jet} \geq 3$. Κάτω: Πολλαπλότητα των b-jets (γ) πριν τον περιορισμό $N_{b-jet} \geq 3$ (δ) μετά τον περιορισμό $N_{b-jet} \geq 3$.



Εικόνα 4.28: Η κατανομή του b-tag discriminator για (α) το πρώτο b-jet (με το μεγαλύτερο b-tag) (β) το δεύτερο b-jet (με το μικρότερο b-tag στο εύρος [0.4941, 1]) (γ) το τρίτο b-jet (με το μικρότερο b-tag στο εύρος [0.4941, 1]) (δ) το τέταρτο jet το οποίο μπορεί να είναι είτε b-tagged (όταν b-tag > 0.4941) είτε untagged. Στην περίπτωση που είναι untagged, έχει την μεγαλύτερη τιμή του b-tag discriminator.

Πίνακας 4.2: Κριτήρια επιλογής γεγονότων

Selection Criteria	
Leptons	$N_\ell \geq 2$
	$p_T^\ell \geq 20 \text{ GeV}, \eta_\ell \leq 2.4$
	$80 \leq M_{\ell\ell} \leq 100 \text{ GeV}$
Jets	$N_{jets} \geq 3$
	$p_T^{jet} \geq 20 \text{ GeV}, \eta_{jet} \leq 2.5$
	$N_{b-jets} \geq 3$ (medium WP)

Παρακάτω (Πίνακας 4.3), φαίνεται ο πίνακας ροής γεγονότων (event flow table) τόσο για το σήμα, όσο και για το υπόβαθρο. Για το σήμα έχουμε πέντε ενδεικτικές περιπτώσεις της μάζας του a ($M_a = 12, 15, 20, 25, 30 \text{ GeV}$), ενώ τα υπόβαθρα που λήφθηκαν υπόψιν είναι τα Drell-Yan + 1, 2, 3, 4 jets και $t\bar{t}$ dileptonic, $t\bar{t}$ semileptonic. Σε κάθε στήλη του πίνακα αντιστοιχεί ένα κριτήριο επιλογής, και αναγράφεται ο αριθμός γεγονότων που επιβιώνουν με την εφαρμογή του, για όλες τις διεργασίες που μελετήθηκαν. Είναι αξιοσημείωτο πως όταν απαιτούμε τουλάχιστον 3 b-jet απομένει πολύ μικρός αριθμός από events, κυρίως στις περιπτώσεις του υποβάθρου. Για κάθε ένα από τα βήματα έχει υπολογισθεί και το αντίστοιχο efficiency, το οποίο ισούται με το ποσοστό των αρχικών γεγονότων που επιβιώνει ύστερα

από την εφαρμογή κάθε κριτηρίου. Η ποσότητα αυτή δίνεται από τη σχέση:

$$eff = \frac{N_{step-i}}{N_{initial}}, \quad (4.6)$$

όπου N_{step-i} ο αριθμός γεγονότων που περνούν επιτυχώς το βήμα i της διαδικασίας επιλογής, και $N_{initial}$ ο αρχικός αριθμός γεγονότων.

Πίνακας 4.3: Event Flow Table

Process	Total number of events	$N_e \geq 2$	$80 \leq M_{t\bar{t}} \leq 100 \text{ GeV}$	$N_{jets} \geq 3$	$N_{b-jets} \geq 3$
Signal $M_a = 12 \text{ GeV}$	495004 eff = 100%	161771 eff = 32.7%	147454 eff = 29.8%	54583 eff = 11%	1229 eff = 0.25%
Signal $M_a = 15 \text{ GeV}$	497498 eff = 100%	161458 eff = 32.4%	147072 eff = 29.6%	54248 eff = 10.9%	1675 eff = 0.34%
Signal $M_a = 20 \text{ GeV}$	497097 eff = 100%	160879 eff = 32.4%	146269 eff = 29.4%	62085 eff = 12.5%	6762 eff = 1.36%
Signal $M_a = 25 \text{ GeV}$	494159 eff = 100%	158955 eff = 32.2%	144417 eff = 29.2%	69554 eff = 14.1%	11968 eff = 2.42%
Signal $M_a = 30 \text{ GeV}$	494949 eff = 100%	158662 eff = 32.1%	144049 eff = 29.1%	75062 eff = 15.2%	14939 eff = 3.02%
DY + 1 jet	18374000 eff = 100%	3563580 eff = 19.4%	3180575 eff = 17.3%	141880 eff = 0.77%	12 eff = $6.53 \times 10^{-5}\%$
DY + 2 jets	10037900 eff = 100%	2043224 eff = 20.4%	1816521 eff = 18.1%	267079 eff = 2.66%	74 eff = $7.37 \times 10^{-4}\%$
DY + 3 jets	5748470 eff = 100%	1165324 eff = 20.3%	1030970 eff = 17.9%	426201 eff = 7.4%	244 eff = $4.24 \times 10^{-3}\%$
DY + 4 jets	4328650 eff = 100%	931488 eff = 21.5%	820737 eff = 19%	594702 eff = 18.7%	1127 eff = 0.026%
$t\bar{t}$ Dileptonic	4952500 eff = 100%	897990 eff = 18.1%	79416 eff = 2.56%	74819 eff = 1.51%	1669 eff = 0.034%
$t\bar{t}$ Semileptonic	10627300 eff = 100%	17849 eff = 0.017%	3294 eff = 0.031%	2500 eff = 0.024%	21 eff = $1.98 \times 10^{-4}\%$

Σε αναλύσεις όπως είναι και η παρούσα, είναι σημαντικό να κάνουμε μία θεωρητική εκτίμηση για τον

αριθμό γεγονότων που αναμένεται να επιβιώσει από τα κριτήρια επιλογής. Το μέγεθος αυτό το συναντάμε ως $N_{\text{expected, final}}$ και υπολογίζεται από τη σχέση:

$$N_{\text{expected, final}} = N_{\text{expected}} \cdot \text{eff} = N_{\text{expected}} \cdot \frac{N_{\text{final step}}}{N_{\text{initial}}}. \quad (4.7)$$

Στην εξίσωση αυτή, το μέγεθος N_{expected} αντιστοιχεί στον αρχικό αριθμό αναμενόμενων γεγονότων, πριν γίνει η εφαρμογή των κριτηρίων. Ο αριθμός αυτός δίνεται για κάθε διεργασία από τη σχέση:

$$N_{\text{expected}} = \sigma_{\text{process}} \cdot L_{\text{int}}, \quad (4.8)$$

όπου σ_{process} η ενεργός διατομή της διαδικασίας, και $L_{\text{int}} = 43.5 \times 10^3 \text{ pb}^{-1}$ η ολοκληρωμένη φωτεινότητα. Τότε, η εξίσωση 4.7 γράφεται ως εξής:

$$N_{\text{expected, final}} = \sigma_{\text{process}} \cdot L_{\text{int}} \cdot \frac{N_{\text{final step}}}{N_{\text{initial}}}. \quad (4.9)$$

Στο σημείο αυτό είναι σημαντικό να αναφέρουμε ότι ο παράγοντας $\sigma_{\text{process}} \cdot L_{\text{int}} / N_{\text{initial}}$ αντιστοιχεί στο βάρος (weight) της διεργασίας, το οποίο ποσοτικοποιεί την συμβολή της στην ανάλυση. Στον πίνακα 4.4 παρουσιάζονται για την κάθε διεργασία η ενεργός διατομή, το βάρος, και ο αριθμός αναμενόμενων γεγονότων ύστερα από την διεργασία επιλογής. Για το σήμα, η ενεργός διατομή υπολογίζεται μέσω της σχέσης:

$$\sigma_{\text{signal}} = \sigma_{Zh}^{SM} \cdot BR(Z \rightarrow \ell\ell) \cdot \epsilon_{\text{filter}}, \quad (4.10)$$

όπου $\sigma_{Zh}^{SM} = 0.8839 \text{ pb}$ η ενεργός διατομή της Standard Model παραγωγής του Higgs σε συσχέτιση με το μποζόνιο Z , και $BR(Z \rightarrow \ell\ell) = 3 \cdot 0.0336$ το κλάσμα διάσπασης του μποζονίου Z σε λεπτόνια. Με ϵ_{filter} συμβολίζεται το μέγεθος filter efficiency και ισούται με 0.75 (75%). Στον υπολογισμό του λαμβάνεται υπόψη η ικανότητα του ανιχνευτή να εντοπίσει και να ταυτοποιήσει τα γεγονότα σήματος, καθώς και τα κριτήρια επιλογής.

Πίνακας 4.4: Η ενεργός διατομή, το βάρος, και ο αναμενόμενος αριθμός γεγονότων μετά τα κριτήρια επιλογής, για κάθε διεργασία.

Process	Cross section σ [pb]	Weight	$N_{\text{exp, final}}$
Signal $M_a = 12 \text{ GeV}$	$0.8839 \cdot BR(Z \rightarrow \ell\ell) \cdot \epsilon_{\text{filter}}$	0.0058	7.22
Signal $M_a = 15 \text{ GeV}$	$0.8839 \cdot BR(Z \rightarrow \ell\ell) \cdot \epsilon_{\text{filter}}$	0.0058	9.79
Signal $M_a = 20 \text{ GeV}$	$0.8839 \cdot BR(Z \rightarrow \ell\ell) \cdot \epsilon_{\text{filter}}$	0.0058	39.54
Signal $M_a = 25 \text{ GeV}$	$0.8839 \cdot BR(Z \rightarrow \ell\ell) \cdot \epsilon_{\text{filter}}$	0.0058	70.40
Signal $M_a = 30 \text{ GeV}$	$0.8839 \cdot BR(Z \rightarrow \ell\ell) \cdot \epsilon_{\text{filter}}$	0.0058	87.73
DY + 1 jet	1016	2.405	28.86
DY + 2 jets	331.4	1.436	106.27
DY + 3 jets	96.36	0.729	177.92
DY + 4 jets	51.4	0.516	582.13
$t\bar{t}$ Dileptonic	88.29	0.775	1294.29
$t\bar{t}$ Semileptonic	365.34	1.495	31.40

Το δείγμα Drell-Yan + jets inclusive

Στα πλαίσια της ανάλυσης πραγματοποιήθηκε μία σύντομη μελέτη σχετική με το δείγμα DY + jets inclusive, και την πιθανή χρήση του αντί των μεμονομένων δειγμάτων. Το εν λόγω δείγμα, περιλαμβάνει όλες τις πολλαπλότητες των jet (DY + 0, 1, 2, 3, 4 jets), και έχει ενεργό διατομή ίση με 4895 pb. Παρακάτω φαίνεται ο πίνακας ροής γεγονότων για το υπόβαθρο DY + jets inclusive, όπου βλέπουμε ότι τα γεγονότα που επιβιώνουν από το τελευταίο κριτήριο ($N_{b-jets} \geq 3$) είναι μόλις 282. Αντιθέτως, από τα μεμονωμένα δείγματα προκύπτουν συνδυαστικά 1457 γεγονότα, και επομένως έχουν αυξημένη

στατιστική. Ένα στατιστικά αδύναμο υπόβαρθο όπως είναι το DY + jets inclusive δεν είναι επιθυμητό καθώς τα γεγονότα που επιβιώνουν έχουν μεγάλο βάρος και έντονες στατιστικές διακυμάνσεις στις κατανομές. Μάλιστα, η μεγάλη μείωση του αριθμού των γεγονότων στα βήματα $N_{jets} \geq 3$ και $N_{b-jets} \geq 3$ υποδεικνύει πως το μεγάλο δείγμα δεν περιλαμβάνει γεγονότα DY + 3, 4 jets.

Πίνακας 4.5: Event flow table για το δείγμα DY + jets inclusive.

	Total number of events	$N_{\ell} \geq 2$	$80 \leq M_{\ell\ell} \leq 100$ GeV	$N_{jets} \geq 3$	$N_{b-jet} \geq 3$
DY + jets inclusive	61815500	12075032	10733808	513640	282

Επιπλέον, ο αριθμός αναμενόμενων γεγονότων για το συνολικό δείγμα είναι $N_{\text{exp, final}}(\text{DY} + \text{jets incl.}) = 860$, με το βάρος του δείγματος να ισούται με 3.05. Για τα αθροιστικά μεμονωμένα δείγματα προκύπτει $N_{\text{exp, final}}(\text{DY} + 1, 2, 3, 4 \text{ jets}) = 895$. Θα έπρεπε ο αριθμός των αναμενόμενων γεγονότων για το DY + jets inclusive να υπερβαίνει τον αντίστοιχο αριθμό για τα διακριτά δείγματα, κάτι που προφανώς δεν ισχύει στην συγκεκριμένη περίπτωση. Συνεπώς, για λόγους στατιστικής απορρίφθηκε η χρήση του εν λόγω υποβάθρου, και για την ανάλυση προτιμήθηκαν τα ξεχωριστά δείγματα DY + 1, 2, 3, 4 jets.

4.3.2.2 Κατανομές μεταβλητών σε επίπεδο detector

Αφού περιγράφηκε η διαδικασία επιλογής γεγονότων στο επίπεδο του πειράματος, μπορούμε να προχωρήσουμε στην παρουσίαση των κατανομών όπως αυτές εξάχθηκαν χρησιμοποιώντας πλέον jets και ανακατασκευασμένα ηλεκτρόνια και μίονια⁴. Οι κατανομές των μεταβλητών σε επίπεδο detector αποτελούν μία ρεαλιστική αναπαράσταση της δράσης που λαμβάνει χώρα στην διάταξη, ύστερα από την σύγκρουση πρωτονίου-πρωτονίου. Όπως είδαμε, το επίπεδο generator αποτελεί μία ιδανική αναπαράσταση της αλληλεπίδρασης, όπου δεν λαμβάνονται υπόψη οι διεργασίες που συμβαίνουν στον ανιχνευτή (αδρονικός και ηλεκτρομαγνητικός καταγισμός, χαρακτηριστικές τροχιές μιονίων).

Όπως και στις προηγούμενες κατανομές, το σήμα ($M_a = 20$ GeV) απεικονίζεται με μαύρο χρώμα, το υπόβαρθο Drell-Yan με κόκκινο, και το υπόβαρθο $t\bar{t}$ με μπλε. Στο επίπεδο αυτό για την εξαγωγή των κατανομών Drell-Yan έχουν αθροιστεί όλα τα επιμέρους δείγματα (DY + 1, 2, 3, 4 jets), καθώς πληρούν τις προϋποθέσεις για την πολλαπλότητα των λεπτονίων και των jets. Όμοια, για τις κατανομές του υποβάθρου $t\bar{t}$ έχουν αθροιστεί τα δείγματα $t\bar{t}$ dileptonic και $t\bar{t}$ semileptonic. Επιπλέον, όλα τα ιστογράμματα είναι κανονικοποιημένα στη μονάδα.

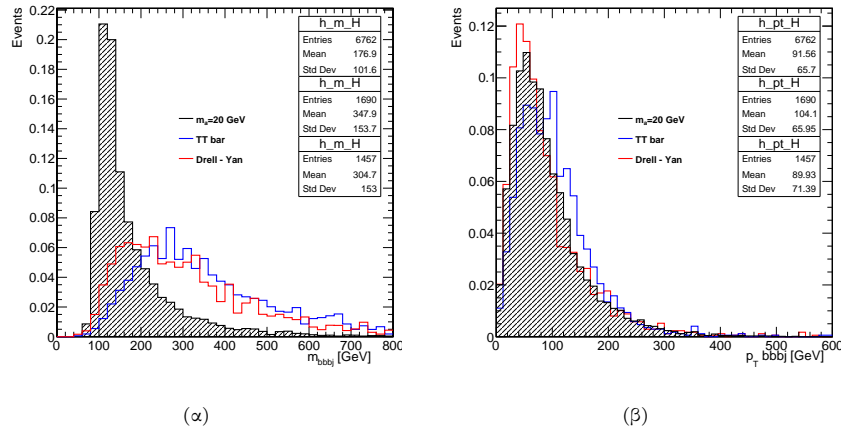
Ο μέγιστος αριθμός των jets που ορίζουν το αδρονικό σύστημα στο επίπεδο πειράματος, είναι τέσσερα. Σύμφωνα με τα κριτήρια που τέθηκαν για την επιλογή γεγονότων, το εν λόγω σύστημα θα περιλαμβάνει σίγουρα τρία b-jets, όπως αυτά ταυτοποιούνται μέσω του b-tagging (b-tag discriminator > 0.4941). Αν ο αριθμός των jets σε κάποιο γεγονός υπερβαίνει τα τρία, τότε λαμβάνεται υπόψη και ένα τέταρτο jet, αυτό με τον μεγαλύτερο b-tag discriminator. Αυτό το jet μπορεί φυσικά να είναι είτε b-tagged είτε untagged. Στις παρακάτω κατανομές για το αδρονικό σύστημα έχει χρησιμοποιηθεί ο συμβολισμός $bbb(j)$. Τα ιστογράμματα (α) και (β) της Εικόνας 4.29 αντιστοιχούν στην κατανομή της μάζας $M_{bbb(j)}$ και εγχάρσιας ορμής $p_T^{bbb(j)}$ του αδρονικού συστήματος. Σε ό,τι αφορά το λεπτονικό σύστημα στο επίπεδο detector, αυτό ορίζεται από δύο λεπτόνια και στις κατανομές συμβολίζεται με $\ell\ell$ ή 2ℓ . Οι αντίστοιχες κατανομές μάζας $M_{\ell\ell}$ και εγχάρσιας ορμής $p_T^{\ell\ell}$ φαίνονται στα διαγράμματα (γ) και (δ) της Εικόνας 4.29.

Συνεχίζουμε με την απόλυτη αζιμουθιακή διαφορά $|\Delta\phi(H, Z)|$ και την μεταβλητή Hadronic Transverse H_T , όπου πλέον για τον υπολογισμό της παίρνουμε το βαθμωτό άθροισμα των εγχάρσιων ορμών των jets. Πρόκειται για μεταβλητές που έχουν αρκετά καλή διαχωριστική ικανότητα του σήματος από το υπόβαρθο. Μάλιστα, παρατηρούμε ότι στην κατανομή του $|\Delta\phi|$ το αδρονικό και το λεπτονικό σύστημα στο σήμα φαίνονται να είναι “back-to-back” σε μεγαλύτερο βαθμό απ’ ό,τι στα υπόβαρθα DY και $t\bar{t}$. Αυτό αναδεικνύει την διαχωριστική ικανότητα της μεταβλητής $|\Delta\phi|$.

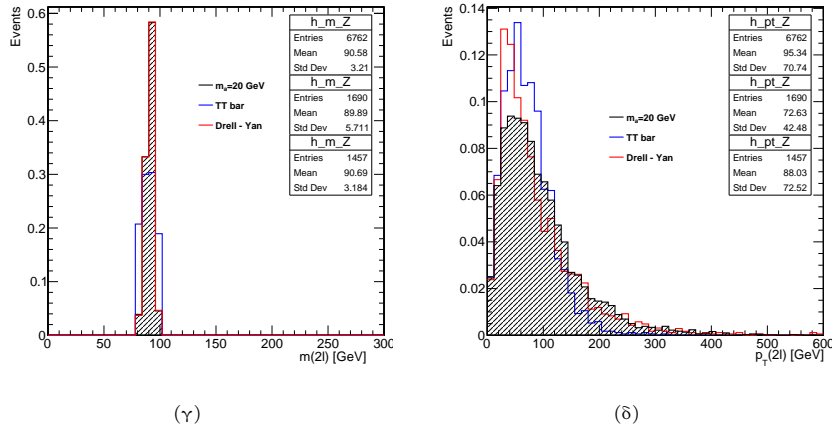
Στην Εικόνα 4.31 έχουμε κατασκευάσει την κατανομή εγχάρσιας ορμής για το πιο ενεργητικό b-jet κάθε γεγονότος. Ταυτόχρονα, πρόκειται για το b-jet στο οποίο αντιστοιχεί η μεγαλύτερη τιμή του

⁴ Δεν χρησιμοποιούμε λεπτόνια τ^\pm καθώς είναι ασταθή.

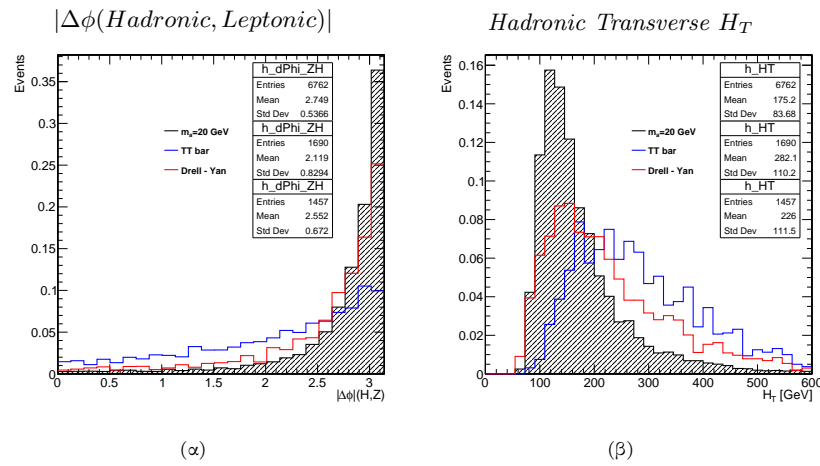
Αδρονικό σύστημα (Hadronic System)



Λεπτονικό σύστημα (Leptonic System)

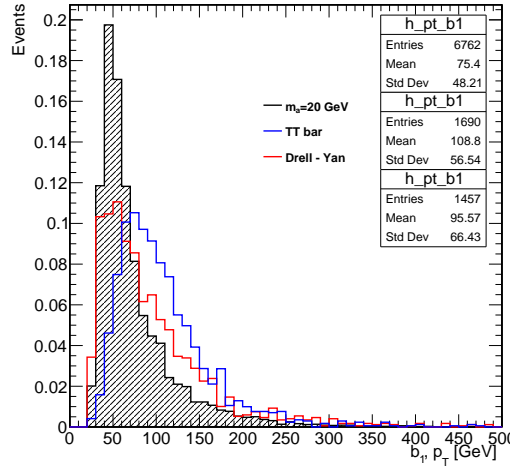


Εικόνα 4.29: Πάνω: Αδρονικό τελικό σύστημα αποτελούμενο από jets (α) κατανομή μάζας (β) κατανομή εγκάρσιας ορμής. Κάτω: Λεπτονικό τελικό σύστημα (γ) κατανομή μάζας (δ) κατανομή εγκάρσιας ορμής.



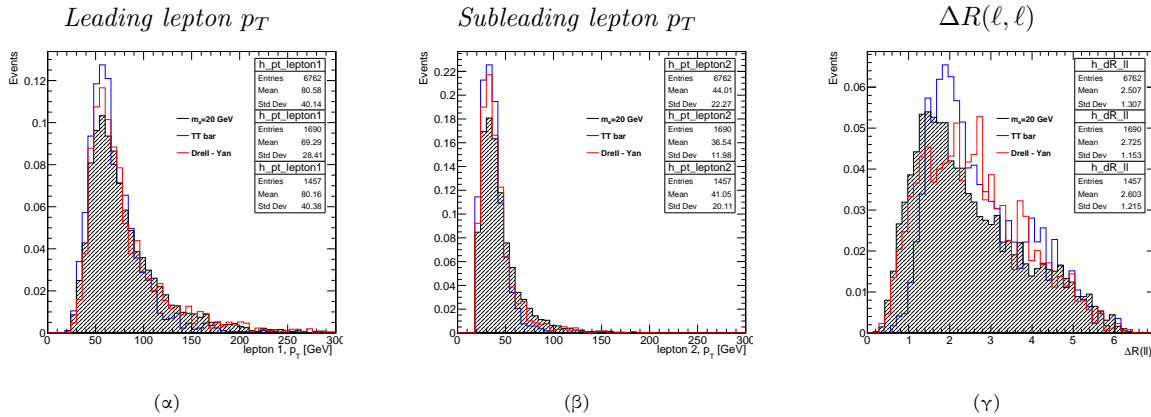
Εικόνα 4.30: (α) Η απόλυτη αξιμουθιακή γωνιακή διαφορά για το αδρονικό και το λεπτονικό σύστημα (β) Το βαθμωτό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών των jet.

b-tag discriminator. Συνεπώς, έχει γίνει μία ανακατασκευή της εγκάρσιας ορμής του πιο ενεργητικού b κουάρκ του σήματος.



Εικόνα 4.31: Η εγκάρσια ορμή για το πιο ενεργητικό b-jet, με το μεγαλύτερο b-tag discriminator.

Στα επόμενα ιστογράμματα έχουμε τις κατανομές εγκάρσιας ορμής για το πρωτεύον (leading) και δευτερεύον (subleading) λεπτόνιο του κάθε γεγονότος, καθώς και την μεταξύ τους γωνιακή απόσταση. Πρόκειται πλέον για τα ανακατασκευασμένα μόνια και ηλεκτρόνια.

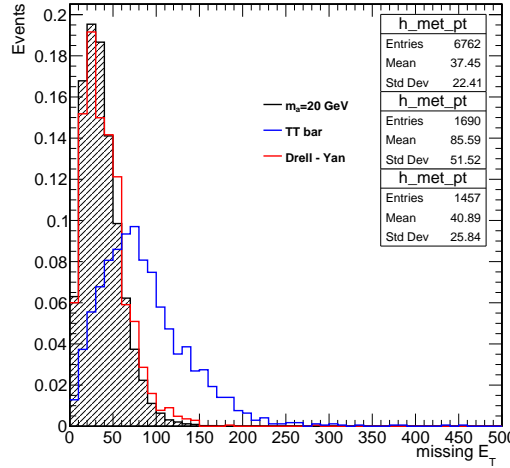


Εικόνα 4.32: (α) Κατανομή εγκάρσιας ορμής για το πρωτεύον ανακατασκευασμένο λεπτόνιο (leading lepton) (β) Κατανομή εγκάρσιας ορμής για το δευτερεύον ανακατασκευασμένο λεπτόνιο (subleading lepton) (γ) Κατανομή γωνιακής απόστασης για τα δύο λεπτόνια.

Μία ακόμη σημαντική κατανομή στο επίπεδο ανίχνευσης είναι η ελλειπούσα εγκάρσια ενέργεια (Missing transverse energy), την οποία θα συμβολίζουμε ως MET ή \cancel{E}_T . Όπως είδαμε λεπτομερώς και στην Ενότητα 3.2, πρόκειται για την ενέργεια που χάνεται από ένα γεγονός. Το φαινόμενο μπορεί να οφείλεται σε νετρίνα τα οποία διαπερνούν τον ανιχνευτή χωρίς να αλληλεπιδράσουν με αυτόν, σε σωματίδια που βρίσκονται εκτός του εύρους της γεωμετρικής αποδοχής του (μεγάλο $|\eta|$), ή σε σωματίδια BSM που αλληλεπιδρούν πολύ ασθενώς. Αξιοσημείωτη είναι και η συμβολή της fake MET, που αποδίδεται σε λανθασμένες μετρήσεις κατά την ανίχνευση.

Στο σήμα $Zh \rightarrow a(\bar{b}b)a(\bar{b}b)\ell^-\ell^+$, σημειώσαμε ότι σε επίπεδο ανίχνευσης εργαζόμαστε με ανακατασκευασμένα ηλεκτρόνια και μόνια, και όχι λεπτόνια τ . Ο λόγος είναι η αστάθεια του σωματιδίου τ και συνεπώς η άμεση διάσπασή του, η οποία πάντα στην τελική κατάσταση περιλαμβάνει νετρίνα. Επομένως, ένα μέρος

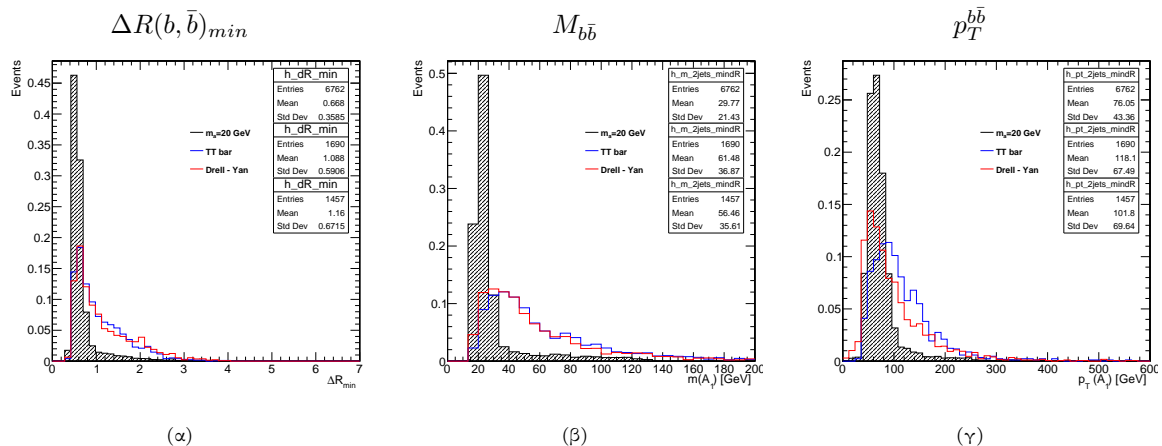
της MET του σήματος οφείλεται στα νετρίνα που προέρχονται από την αποδιέγερση του τ . Τέτοιου είδους απώλεια ενέργειας εμφανίζεται και στο υπόβαθρο $t\bar{t}$, όπου στις περιπτώσεις semileptonic και dileptonic στην τελική κατάσταση συμμετέχει τουλάχιστον ένα νεutrino. Όσον αφορά την κατανομή της MET στο υπόβαθρο Drell-Yan, αυτή σε μεγάλο βαθμό κατασκευάζεται από fake MET. Επιπροσθέτως, σε fake MET μπορεί να οφείλεται και ένα μέρος της αντίστοιχης κατανομής του σήματος και - σε μικρότερο βαθμό - του υποβάθρου $t\bar{t}$.



Εικόνα 4.33: Η κατανομή ελλειπούσας εγκάρσιας ενέργειας \cancel{E}_T για το σήμα $Zh \rightarrow a(bb)a(bb)ll$ και τα υπόβαθρα Drell-Yan και $t\bar{t}$.

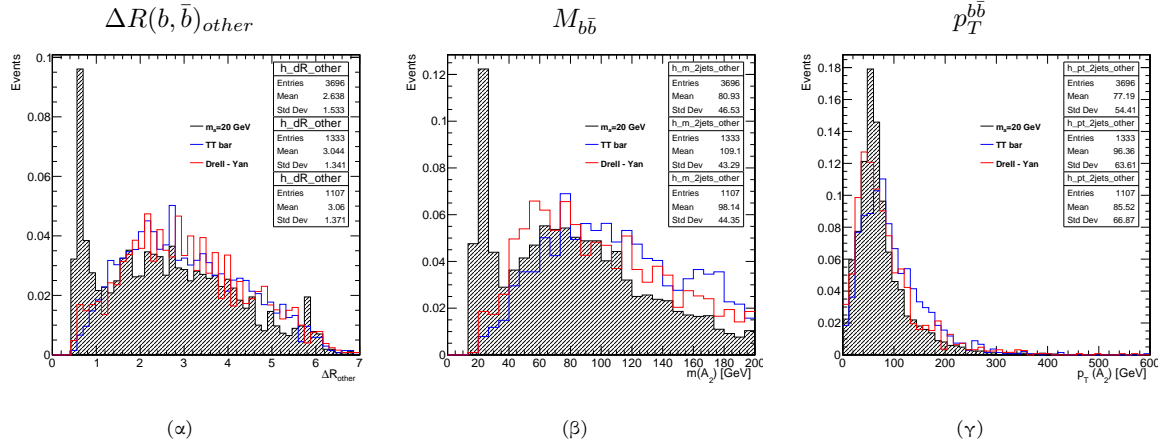
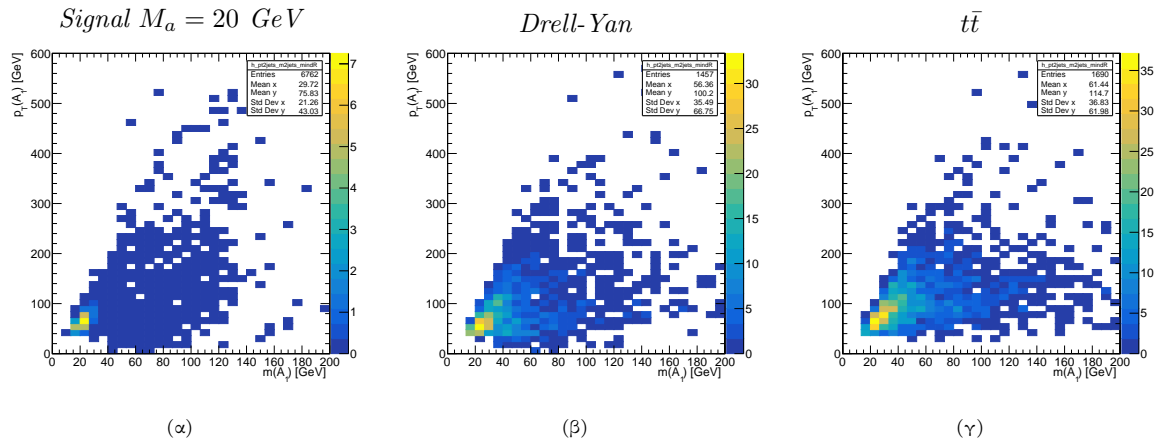
Θα δούμε τώρα τις κατανομές των μεταβλητών που σχετίζονται με την μεθοδολογία της ανάλυσης, σύμφωνα με την οποία σε επίπεδο detector επιλέγουμε το ζεύγος των jets που έχουν ελάχιστο ΔR . Στις Εικόνες 4.34 και 4.35 παρουσιάζονται οι κατανομές γωνιακής απόστασης, μάζας και εγκάρσιας ορμής για το ζεύγος jet με ελάχιστο ΔR και για το άλλο ζεύγος αντίστοιχα.

Ζεύγος jet $b\bar{b}$ με ελάχιστο ΔR



Εικόνα 4.34: Για το ζεύγος jet $b\bar{b}$ με ελάχιστη τιμή του ΔR : (α) Κατανομή ΔR (β) Κατανομή μάζας $M_{b\bar{b}}$ (γ) Κατανομή εγκάρσιας ορμής $p_T^{b\bar{b}}$.

Μία σημαντική παρατήρηση που θα πρέπει να γίνει στο σημείο αυτό, αφορά την σύγκριση των κατανομών ελάχιστης γωνιακής απόστασης μεταξύ των b κουάρκ σε επίπεδο generator, και σε επίπεδο detector.

Το άλλο ζεύγος $jet\ b\bar{b}$ Εικόνα 4.35: Για το άλλο ζεύγος $jet\ b\bar{b}$: (α) Κατανομή ΔR (β) Κατανομή μάζας $M_{b\bar{b}}$ (γ) Κατανομή εγκάρσιας ορμής $p_T^{b\bar{b}}$.2D ιστογράμματα: Ζεύγος $b\bar{b}$ με ελάχιστο ΔR Εικόνα 4.36: Δισδιάστατα ιστογράμματα $p_T^{b\bar{b}} - M_{b\bar{b}}$ για (α) το σήμα (υπόθεση μάζας $M_a = 20\text{ GeV}$) (β) το υπόβαθρο Drell-Yan (γ) το υπόβαθρο $t\bar{t}$.

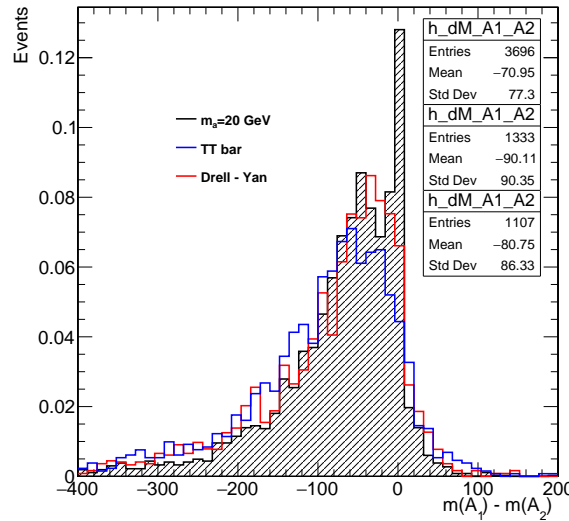
Όπως παρατηρούμε στο ιστόγραμμα (α) της Εικόνας 4.19 (generator level), οι αρχικές τιμές της μεταβλητής $\Delta R_{min}(b, \bar{b})$ είναι πολύ κοντά στο μηδέν. Αντιθέτως, στο αντίστοιχο ιστόγραμμα σε επίπεδο detector (Εικόνα 4.34 (α)) το $\Delta R_{min}(b, \bar{b})$ ξεκινάει να λαμβάνει τιμές προσεγγιστικά από το 0.4. Όπως αναφέρθηκε και στην Ενότητα 3.3, στο πειραματικό επίπεδο τα jets ανακατασκευάζονται από τις εναποθέσεις ενέργειας στα καλορίμετρα. Η διαδικασία αυτή συνήθως περιλαμβάνει αλγόριθμους “clustering” οι οποίοι ομαδοποιούν σωματίδια που βρίσκονται πολύ κοντά μεταξύ τους σε κώνους καθορισμένου μεγέθους, που αποτελούν τα jets. Η ακτίνα του κώνου ορίζει την ελάχιστη απόσταση μεταξύ δύο ανακατασκευασμένων jets. Αν δύο b κουάρκ βρίσκονται σε γωνιακή απόσταση μικρότερη της τιμής αυτής στον χώρο $\eta - \phi$ τότε ο αλγόριθμος δεν τα λαμβάνει υπόψιν ως δύο ξεχωριστά jets, αλλά θεωρεί ότι ανήκουν στο ίδιο jet. Στην περίπτωση που μελετάμε η τιμή της απόστασης αυτής είναι κατά προσέγγιση ίση με 0.4. Συνοψίζοντας, η διαφορά στην κατασκευή των δύο κατανομών είναι η εξής: στο επίπεδο generator, τα b κουάρκ μπορούν να είναι πολύ κοντά μεταξύ τους ($\Delta R \rightarrow 0$), αφού παράγονται άμεσα από την σκληρή σκέδαση των πρωτονίων και δεν επηρεάζονται από το περιβάλλον του ανιχνευτή. Στο επίπεδο detector, η γωνιακή απόσταση μεταξύ δύο διακριτών jets θα πρέπει να ικανοποιεί την συνθήκη

$\Delta R \gtrsim 0.4$. Διαφορετικά, πρόκειται για ένα jet.

Έχοντας εστιάσει στο ζεύγος από jets που έχουν ελάχιστο ΔR παρατηρούμε ότι η κατανομή μάζας που του αντιστοιχεί εμφανίζει κορυφή στην περιοχή 20 GeV, δηλαδή στην υπόθεση μάζας του a με την οποία δουλεύουμε σε αυτό το στάδιο. Επιπλέον, η κατανομή της εγκάρσιας ορμής του ζεύγους παρουσιάζει ομοιότητες με την αντίστοιχη κατανομή για το MC σωματίδιο a .

Στην Εικόνα 4.36 φαίνονται τα δισδιάστατα ιστογράμματα στο επίπεδο εγκάρσιας ορμής - μάζας για το ζεύγος που χαρακτηρίζεται από ελάχιστο ΔR , για το σήμα και τα υπόβαθρα DY και $t\bar{t}$. Αναλυτικότερη παρουσίαση των 2D ιστογραμμάτων παρέχεται στο Παράρτημα B.

Στο τελευταίο ιστόγραμμα έχει κατασκευαστεί η μεταβλητή $\Delta M(a_1, a_2)$, δηλαδή η διαφορά μάζας μεταξύ των δύο σωματιδίων a . Για τον υπολογισμό της σε επίπεδο detector χρησιμοποιούνται οι αναλλοίωτες μάζες των ζευγών jet που κατασκευάστηκαν με την στρατηγική που ακολουθούμε. Είναι προφανής η αναμενόμενη κορυφή στην τιμή μηδέν.



Εικόνα 4.37: Η κατανομή της διαφοράς μάζας $\Delta M(a_1, a_2)$ σε επίπεδο detector.

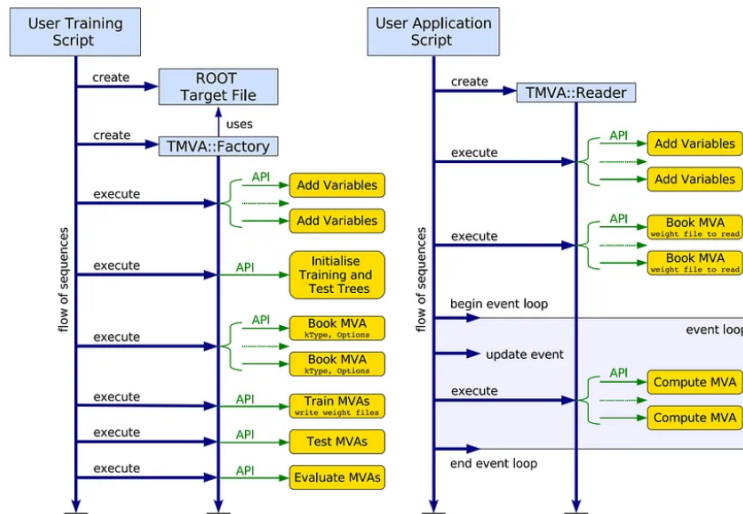
4.4 Πολυμετάβλητη ανάλυση δεδομένων

Η πολυμετάβλητη ανάλυση (Multivariate Analysis-MVA) είναι ένα σύνολο από στατιστικές μεθόδους που χρησιμοποιούνται για την ανάλυση δεδομένων που περιέχουν πολλές μεταβλητές συγχρόνως. Στα πλαίσια της πειραματικής σωματιδιακής φυσικής, με την μέθοδο αυτή συνδυάζονται πληροφορίες από πολλές μεταβλητές προκειμένου να επιτευχθεί όσο το δυνατό καλύτερος διαχωρισμός του σήματος από το υπόβαθρο.

4.4.1 Toolkit for Multivariate Analysis - TMVA

Στην παρούσα ανάλυση για την πολυμετάβλητη ανάλυση χρησιμοποιήθηκε το TMVA (Toolkit for Multivariate Analysis) [50], ένα λογισμικό που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της ανάλυσης δεδομένων μέσω του ROOT, και είναι ισχυρό εργαλείο για την φυσική υψηλών ενεργειών. Το TMVA παρέχει μια ποικιλία από τεχνικές μηχανικής μάθησης που μπορούν να εφαρμοστούν σε πολυμετάβλητες αναλύσεις στα πλαίσια της σωματιδιακής φυσικής. Οι τεχνικές αυτές χρησιμοποιούν δεδομένα που προκύπτουν από προσομοιώσεις - όπου το αποτέλεσμα είναι γνωστό - προκειμένου να γίνει η “εκπαίδευση” της μεθόδου με βάση τα δεδομένα αυτά. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται training, και λόγω των γνωστών αποτελεσμάτων μπορεί

να γίνει αξιολόγηση της κάθε μεθόδου που περνάει από αυτό το στάδιο. Στη συνέχεια ακολουθεί το στάδιο της δοκιμής (testing ή application) όπου γίνεται η εφαρμογή της σε νέο δείγμα δεδομένων.



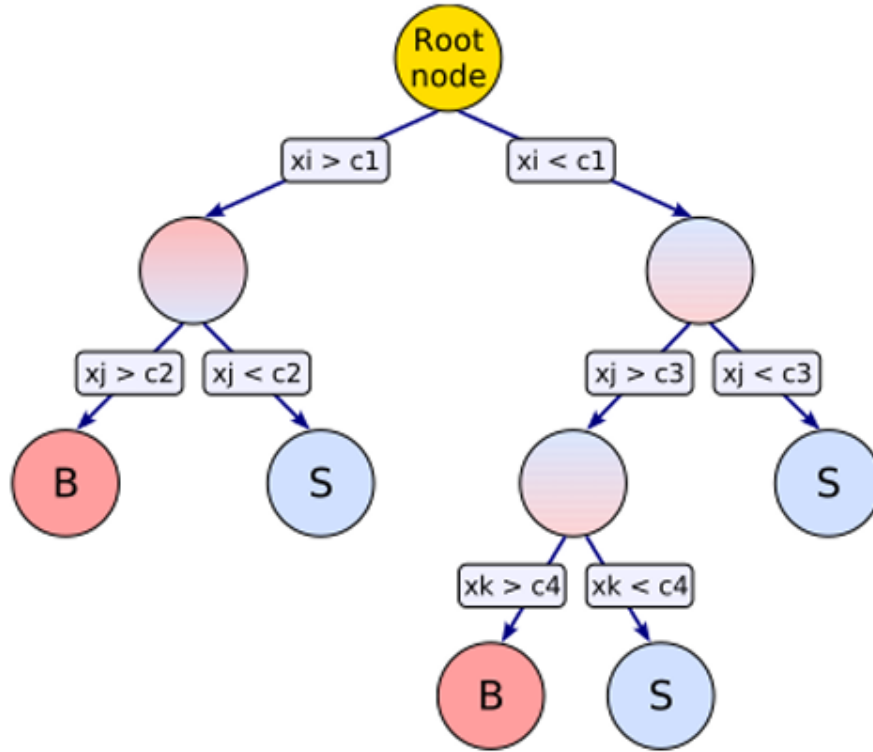
Εικόνα 4.38: Διάγραμμα ροής των δύο φάσεων του TMVA: Training και Application

Σε ό,τι αφορά την παρούσα μελέτη, η χρήση του TMVA στοχεύει στην επίλυση προβλημάτων κατηγοριοποίησης (classification problems⁵). Συγκεκριμένα, ο κύριος σκοπός είναι η διαφοροποίηση του σήματος $Zh \rightarrow a(bb)a(bb)\ell\ell$ από το συντριπτικό υπόβαθρο, με τη χρήση της τεχνικής των Boosted Decision Trees (BDTs).

Boosted Decision Trees (BDTs)

Τα Boosted Decision Trees (BDTs) χρησιμοποιούνται για την ταξινόμηση στοιχείων σε δύο ή περισσότερες κλάσεις, με βάση τα χαρακτηριστικά τους. Στην μέθοδο των BDTs δημιουργείται ένα διάγραμμα ροής αποφάσεων με διακλαδώσεις, σε κάθε μία από τις οποίες αντιστοιχεί ένα κριτήριο διαχωρισμού. Για την διαμόρφωση του κάθε κριτηρίου, χρησιμοποιείται η μεταβλητή με την μεγαλύτερη διαχωριστική ικανότητα του σήματος από το υπόβαθρο. Ένα γεγονός, ξεκινά από την “ρίζα” του δέντρου και υποβάλλεται σε μια αλληλουχία από κριτήρια διαχωρισμού, όπως φαίνεται και στο σχήμα της Εικόνας 4.39. Ανάλογα με το αν ικανοποιεί το κάθε κριτήριο ή όχι, οδηγείται στην αντιστοιχη κατεύθυνση της διακλάδωσης. Ύστερα από μία σειρά αποφάσεων το γεγονός κατατάσσεται σε μία από τις δύο τελικές κατηγορίες (εδώ εστιάζουμε σε δυαδικά BDTs), οι οποίες ονομάζονται “φύλλα” του δέντρου. Στην παρούσα ανάλυση, τα φύλλα αυτά είναι οι καταστάσεις σήματος (S) και υποβάθρου (B). Ουσιαστικά, τα διάφορα χαρακτηριστικά των γεγονότων που συμμετέχουν στο training λαμβάνονται υπόψιν **διαδοχικά** προκειμένου να βρεθεί ένας αποτελεσματικός τρόπος να κατατάσσεται το κάθε γεγονός σε μία από τις τελικές κατηγορίες. Ο όρος “boosted” αναφέρεται στη διαδικασία του boosting, μία τεχνική μηχανικής μάθησης σχεδιασμένη για την βελτίωση της απόδοσης των Decision Trees (DT). Ουσιαστικά, τα DTs υποβάλλονται διαδοχικά σε εκπαίδευση και η κύρια ιδέα είναι να δοθεί μεγαλύτερη βαρύτητα στα λάθη που πραγματοποιήθηκαν από προηγούμενα δέντρα της αλληλουχίας. Κάθε DT της ακολουθίας είναι “weak learner”, δηλαδή παίρνει αποφάσεις σχεδόν τυχαία. Τα δέντρα αυτά είναι συνήθως πολύ απλά καθώς έχουν περιορισμένο αριθμό διακλαδώσεων. Με το boosting δημιουργείται ένα DT τη φορά, όπου το κάθε διαδοχικό δέντρο εκπαιδεύεται έτσι ώστε να διορθώσει τα λάθη των προηγούμενων. Για τον λόγο αυτό το συγκεκριμένο μοντέλο αποδίδει μεγαλύτερο βάρος στα γεγονότα που κατηγοριοποιήθηκαν λανθασμένα, ώστε το επόμενο δέντρο να εστιάσει σε αυτά. Αφού γίνει η εκπαίδευση όλων των DTs, οι προβλέψεις τους συνδυάζονται λαμβάνοντας υπόψιν και τον αντίστοιχο συντελεστή βαρύτητας. Συνεπώς τα δέντρα

⁵ Σε ένα πρόβλημα classification, ο στόχος είναι να τοποθετηθεί η είσοδος (input) σε προκαθορισμένες κατηγορίες ή κλάσεις οι οποίες αποτελούν την έξοδο (output). Για παράδειγμα, σε ένα τέτοιο δυαδικό πρόβλημα στα πλαίσια της φυσικής υψηλών ενεργειών, το μοντέλο πρέπει κατηγοριοποιήσει τα δεδομένα σε μία από τις δύο ομάδες: σήμα ή υπόβαθρο.



Εικόνα 4.39: Διάγραμμα ενός Decision Tree. Τα φύλλα του δέντρου αντιστοιχούν σε καταστάσεις σήματος (S) και υποβάθρου (B).

που είχαν χαμηλότερο δείκτη σφαλμάτων έχουν μεγαλύτερη επιρροή στην τελική πρόβλεψη, ενώ αυτά που απέδωσαν χειρότερα επηρεάζουν σε μικρότερο βαθμό το αποτέλεσμα.

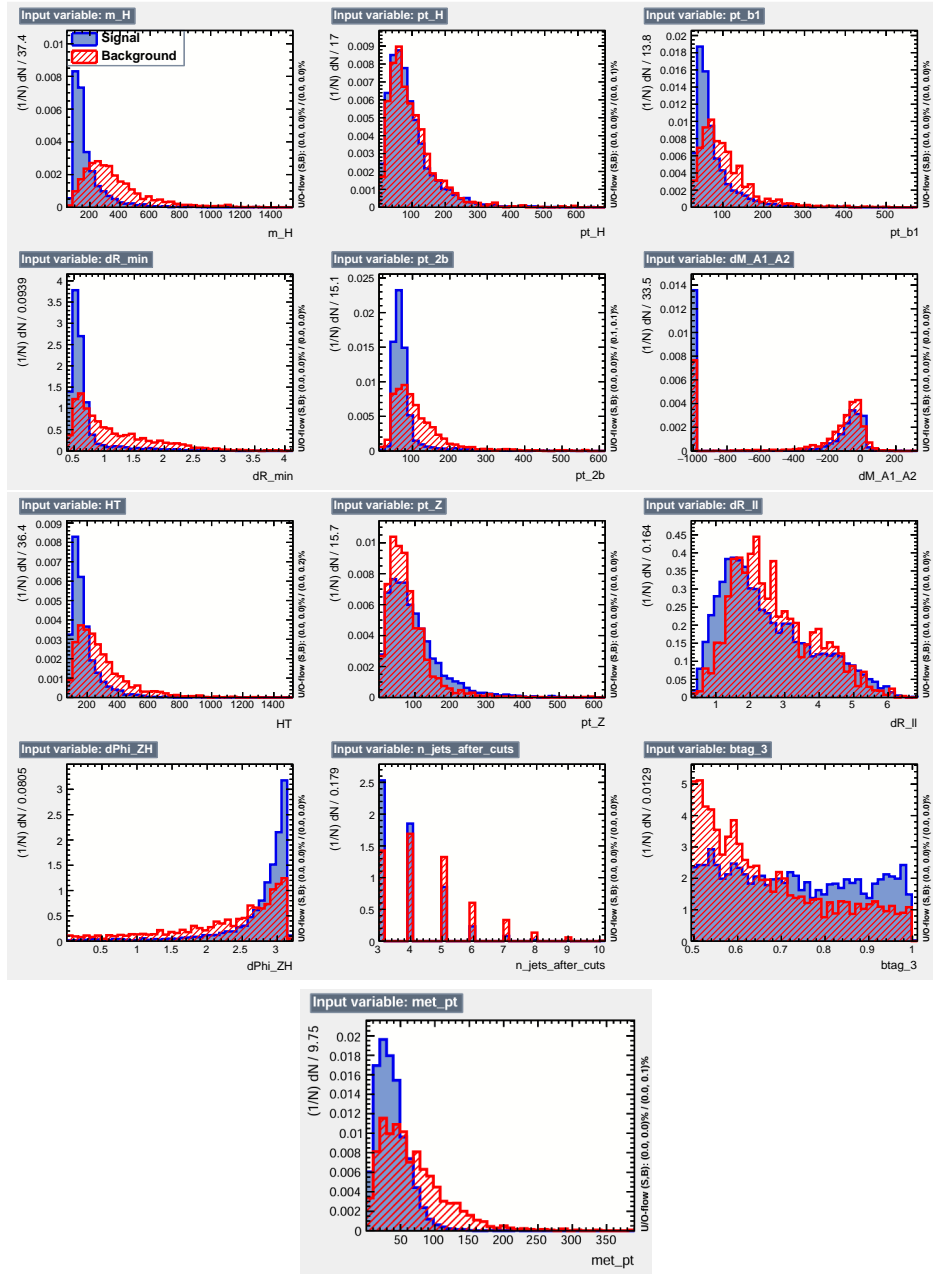
Το μοντέλο BDT που κατασκευάστηκε για την πολυμετάβλητη ανάλυση της παρούσας μελέτης, χρησιμοποιεί 1000 Decision Trees. Ο αλγόριθμος που χρησιμοποιείται για το boosting ονομάζεται AdaBoost και ακολουθεί μία μέθοδο προσαρμοστικού (adaptive) boosting. Η τεχνική αυτή λειτουργεί με τον τρόπο που αναφέραμε παραπάνω, δηλαδή εστιάζει στα γεγονότα που κατηγοριοποιήθηκαν λανθασμένα, συνεχώς προσαρμόζεται και σταδιακά βελτιώνει την απόδοση του μοντέλου.

4.4.2 Training μεταβλητές

Για το training της ανάλυσης, επιλέχθηκαν μεταβλητές με μεγάλη διαχωριστική ικανότητα ανάμεσα στο σήμα και το υπόβαθρο. Ταυτόχρονα, προτιμήθηκαν μεταβλητές ανεξάρτητες από τη μάζα του εξωτικού μποζονίου a , προκειμένου να είναι δυνατή η εφαρμογή του training για όλες τις υποθέσεις μάζας. Με τον τρόπο αυτό, κατασκευάζεται ένας BDT discriminator για όλες τις περιπτώσεις του σήματος. Στο σημείο αυτό, θα παρουσιασθούν τα αποτελέσματα του training για την υπόθεση μάζας $M_a = 20$ GeV.

Στον Πίνακα 4.6 παρατίθενται οι μεταβλητές που χρησιμοποιήθηκαν, καθώς και μία σύντομη περιγραφή της κάθε μίας από αυτές. Στην Εικόνα 4.40 φαίνονται οι αντίστοιχες κατανομές του training δείγματος των μεταβλητών⁶. Το μπλε χρώμα αντιστοιχεί στο σήμα $M_a = 20$ GeV, και το κόκκινο χρώμα στο συνολικό υπόβαθρο.

⁶ Η μεταβλητή dM_{A1A2} υπολογίζεται μόνο όταν συγχροτείται δεύτερο ζεύγος από jets. Όταν δεν υπάρχει δεύτερο ζεύγος, η μεταβλητή γεμίζει με την τιμή -999. Για αυτό εμφανίζεται η αντίστοιχη κορυφή στην κατανομή.

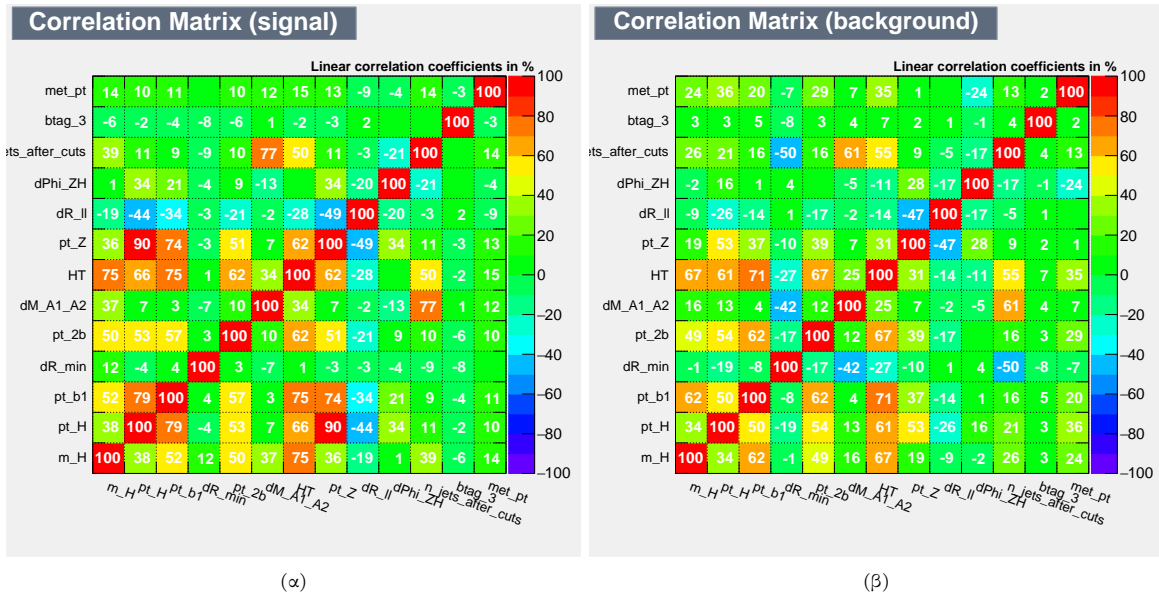


Εικόνα 4.40: Οι κατανομές των μεταβλητών που χρησιμοποιήθηκαν στο training. Με μπλε χρώμα απεικονίζεται το σήμα ($M_a = 20$ GeV), ενώ με κόκκινο το συνολικό υπόβαθρο.

Παρουσιάζονται επίσης και οι πίνακες συσχέτισης (Εικόνα 4.41) των εν λόγω μεταβλητών. Φαίνεται ότι δεν υπάρχει μεγάλη συσχέτιση μεταξύ τους, χαρακτηριστικό που είναι κρίσιμο για μία πολυμετάβλητη ανάλυση. Μάλιστα, οι ανεξάρτητες μεταβλητές συνεισφέρουν με διαφορετικούς τρόπους στην κατηγοριοποίηση ενός γεγονότος ως κατάσταση σήματος ή υποβάθρου. Κάθε μεταβλητή περιέχει μοναδικές πληροφορίες, και ο συνδυασμός αυτών επιτρέπει στο μοντέλο να κάνει πιο ακριβείς προβλέψεις σχετικά με την τοποθέτηση του κάθε γεγονότος σε μία από τις δύο κλάσεις.

Πίνακας 4.6: Λίστα από μεταβλητές που χρησιμοποιήθηκαν στην πολυμετάβλητη ανάλυση.

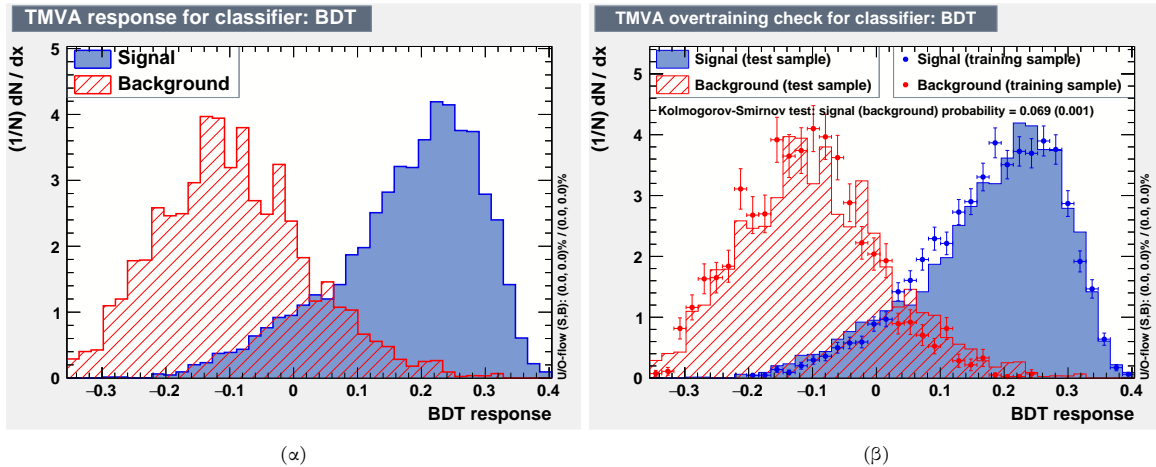
Μεταβλητή	Περιγραφή
m_H	αναλλοίωτη μάζα για 3 ή 4 jets (μάζα Higgs)
pt_H	p_T για 3 ή 4 jets (p_T Higgs)
pt_b1	p_T του πιο ενεργητικού b-jet
dR_min	ελάχιστη γωνιακή απόσταση ανάμεσα σε 2 jets
pt_2b	εγκάρσια ορμή του ζεύγους jet με ελάχιστο ΔR
dM_A1_A2	διαφορά μάζας ανάμεσα σε δύο ζεύγη jet
HT	βαθμωτό άθροισμα της p_T όλων των jet
pt_Z	p_T του λεπτονικού ζεύγους (p_T Z)
dR_ll	γωνιακή απόσταση μεταξύ των δύο λεπτονίων
dPhi_ZH	αζιμουθιακή γωνιακή διαφορά μεταξύ του Higgs και του Z
n_jets_after_cuts	αριθμός jets μετά τα κριτήρια επιλογής
btag_3	b-tag discriminator του 3ου σε σειρά jet
met_pt	ελλειπούσα εγκάρσια ενέργεια



Εικόνα 4.41: Οι πίνακες συσχέτισης (correlation matrices) των μεταβλητών που χρησιμοποιήθηκαν στο training: (α) για το σήμα (β) για το συνολικό υπόβαθρο.

4.4.3 Απόκριση του BDT

Η απόκριση του BDT (BDT Response), είναι το αποτέλεσμα που προκύπτει από την εφαρμογή της πολυμετάβλητης ανάλυσης. Πρόκειται για μία αριθμητική τιμή που παράγεται από το μοντέλο BDT και ποσοτικοποιεί την πιθανότητα ένα event να ανήκει στο σήμα ή στο υπόβαθρο. Η τιμή αυτή τυπικά κυμαίνεται μεταξύ δύο ακροτάτων, και συνήθως κανονικοποιείται στο εύρος $[-1, 1]$. Στην περίπτωση της παρούσας ανάλυσης, αν η απόκριση του BDT για ένα γεγονός είναι πολύ κοντά στο 1, τότε αυτό χαρακτηρίζεται ως γεγονός σήματος. Αντιθέτως, μία τιμή πολύ κοντά στο -1 υποδεικνύει ότι το γεγονός ανήκει στο υπόβαθρο. Επιπροσθέτως, με τη βοήθεια της απόκρισης BDT μπορεί να οριστεί ένα “κατώφλι” (BDT cut) για τη κατηγοριοποίηση των γεγονότων. Δηλαδή, αν η τιμή του BDT response υπερβαίνει μια συγκεκριμένη τιμή τότε το γεγονός εμπίπτει στην κατηγορία του σήματος, ενώ σε οποιαδήποτε άλλη περίπτωση τοποθετείται στην κατηγορία του υποβάθρου. Στο γράφημα (α) της Εικόνας 4.42 φαίνεται η απόκριση του BDT για την υπόθεση μάζας $M_a = 20$ GeV, όπου η κατασκευή της κατανομής έγινε με το δείγμα που χρησιμοποιήθηκε για την δοκιμή του μοντέλου (testing sample).



Εικόνα 4.42: Η απόκριση (response) του BDT για την υπόθεση μάζας $M_a = 20$ GeV. Με μπλε χρώμα απεικονίζεται η κατανομή στην περίπτωση του σήματος, και με κόκκινο η κατανομή που αντιστοιχεί στο συνολικό υπόβαθρο. (α) Το δείγμα που χρησιμοποιήθηκε για την δοκιμή του μοντέλου (testing sample) (β) Υπέρθωση των δειγμάτων που χρησιμοποιήθηκαν για την εκπαίδευση του μοντέλου (training sample) και την αντίστοιχη δοκιμή. Οι σημειακές κουκκίδες της κατανομής αντιστοιχούν στο δείγμα training, ενώ η συνεχής κατανομή στο δείγμα testing.

Στο γράφημα (β) φαίνεται και πάλι το BDT response, αλλά στην περίπτωση αυτή κατασκευάστηκε η υπέρθεση του δείγματος που χρησιμοποιήθηκε στην εκπαίδευση του μοντέλου BDT, με το ξεχωριστό δείγμα που υποβλήθηκε σε δοκιμή (training and testing samples superimposed). Μέσω της υπέρθεσης των δύο δειγμάτων, γίνεται ο έλεγχος του overtraining (ή overfitting). Το overtraining προκαλείται όταν το μοντέλο εστιάζει πολύ έντονα στα δεδομένα του δείγματος training, αντί να εκπαιδευτεί πάνω στα χαρακτηριστικά που κατατάσσουν ένα γεγονός σε μία από τις δύο κατηγορίες (σήμα και υπόβαθρο). Ουσιαστικά το μοντέλο εξειδικεύεται στα δεδομένα του training και τα απομνημονεύει, με αποτέλεσμα να μην αναγνωρίζει τα στοιχειώδη μοτίβα με βάση τα οποία γίνεται η γενίκευση σε νέα σετ δεδομένων. Συνήθως, το overtraining είναι αποτέλεσμα του μεγάλου αριθμού παραμέτρων, συγκριτικά με τα διαθέσιμα δεδομένα του δείγματος training. Το μοντέλο χρησιμοποιεί την έντονη προσαρμοστικότητα (που είναι αποτέλεσμα των πολλών παραμέτρων) ώστε να εφαρμοστεί πολύ αποτελεσματικά στα δεδομένα training συμπεριλαμβάνοντας τον θόρυβο και τις διακυμάνσεις του δείγματος [50]. Στο γράφημα που προέκυψε από την εφαρμογή του BDT στην παρούσα ανάλυση, φαίνεται ότι τα data points του δείγματος training δεν αποκλίνουν σημαντικά από το αντίστοιχο δείγμα testing. Επομένως, στην περίπτωση αυτή επιβεβαιώνεται ότι δεν έχει γίνει overtraining του δείγματος.

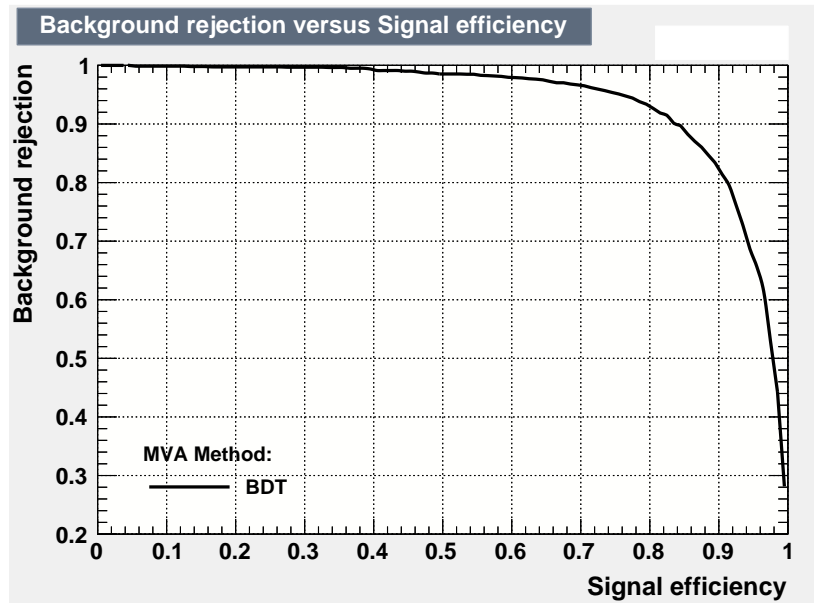
4.4.4 Η καμπύλη Receiver Operating Characteristic

Οι καμπύλες “Receiver Operating Characteristic” (ROC) είναι γραφικές αναπαραστάσεις που χρησιμοποιούνται για να εκτιμήσουν την απόδοση ενός δυαδικού ταξινομητή (classifier) όπως είναι ο BDT της ανάλυσης. Για τον σκοπό αυτό, κατασκευάζεται γραφικά η σχέση ανάμεσα στο signal efficiency και το background rejection. Το μέγεθος signal efficiency (άξονας x) αντιπροσωπεύει το ποσοστό των γεγονότων σήματος που ταυτοποιήθηκαν ορθά από το μοντέλο. Για την περίπτωση του υποβάθρου χρησιμοποιείται το background efficiency, δηλαδή το ποσοστό των γεγονότων υποβάθρου που ο classifier εσφαλμένα χαρακτήρισε ως γεγονότα σήματος. Αντιθέτως, το background rejection (άξονας y) αντικατοπτρίζει το ποσοστό των γεγονότων υποβάθρου που το μοντέλο τοποθετεί ορθά στην κατηγορία των γεγονότων υποβάθρου. Αποτελεί στην ουσία το συμπλήρωμα του background efficiency, και υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\text{Background Rejection} = 1 - \text{Background Efficiency} \quad (4.11)$$

Μέσω της καμπύλης ROC, φαίνεται πόσο αποτελεσματικά γίνεται η διάκριση ανάμεσα σε γεγονότα σήματος και υποβάθρου, από το μοντέλο BDT που χρησιμοποιείται. Κάθε σημείο της καμπύλης ROC αντιστοιχεί σε διαφορετικά BDT cuts που εφαρμόζονται στο BDT output με στόχο να διατηρηθεί όσο το

δυνατό περισσότερο σήμα, και όσο το δυνατό λιγότερο υπόβαθρο. Ουσιαστικά σε κάθε σημείο φαίνεται το trade-off (αντιστάθμισμα) ανάμεσα στο signal efficiency και το background rejection. Σε ένα καλό μοντέλο η καμπύλη πρέπει να πλησιάζει την πάνω δεξιά γωνία, υποδεικνύοντας υψηλή απόρριψη υποβάθρου και ταυτόχρονα υψηλή απόδοση σήματος. Τέλος, στην περίπτωση της καμπύλης ROC χρησιμοποιείται



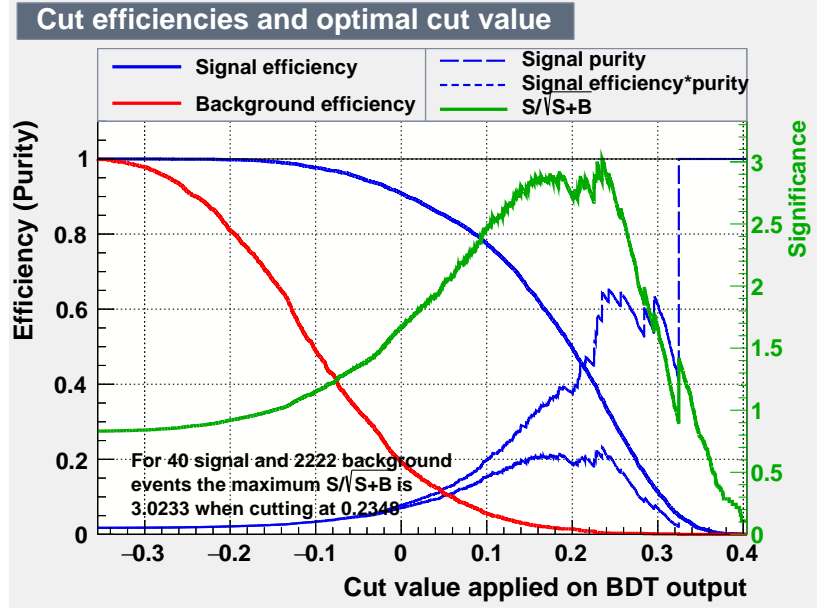
Εικόνα 4.43: Η καμπύλη ROC για το training με δεδομένα που αντιστοιχούν στην υπόθεση μάζας $M_a = 20$ GeV.

συχνά το αντίστοιχο εμβαδόν, το οποίο ονομάζεται Area Under Curve (AUC). Οι υψηλότερες τιμές του AUC (κοντά στη μονάδα), είναι επιθυμητές. Στην περίπτωση της Εικόνας 4.43, ισχύει $AUC = 0.94$.

4.4.5 Γράφημα cut efficiencies

Το γράφημα cut efficiencies δείχνει τον τρόπο με τον οποίο οι διάφορες ποσότητες (signal και background efficiency, signal purity, significance) μεταβάλλονται με την τιμή αποκοπής (BDT cut) που εφαρμόζεται στο output του μοντέλου BDT. Συγκεκριμένα, στο γράφημα αυτό παρουσιάζονται οι εξής καμπύλες:

- **Signal efficiency (απόδοση σήματος):** Αντικατοπτρίζει το μέρος των γεγονότων σήματος που κατηγοριοποιούνται ορθά ως σήμα, ύστερα από την εφαρμογή του BDT cut. Όσο μειώνεται η εν λόγω τιμή αποκοπής, περισσότερα γεγονότα χαρακτηρίζονται ως γεγονότα σήματος, και το signal efficiency αυξάνεται.
- **Background efficiency (απόδοση υποβάθρου):** Υποδεικνύει το ποσοστό των γεγονότων υποβάθρου που τοποθετούνται εσφαλμένα στην κατηγορία γεγονότων σήματος, ανάλογα με την τιμή του BDT cut.
- **Signal purity (καθαρότητα σήματος):** Πρόκειται για το μέρος των γεγονότων που έχουν θεωρηθεί γεγονότα σήματος, και ανήκουν πράγματι στην κατηγορία αυτή. Υψηλότερες τιμές του BDT cut αντιστοιχούν και σε υψηλότερη καθαρότητα, καθώς το μοντέλο γίνεται πιο “επιλεκτικό” ως προς το ποια γεγονότα κατηγοριοποιούνται ως γεγονότα σήματος. Ταυτόχρονα, οι μεγάλες τιμές του signal purity υποδεικνύουν ότι τα γεγονότα σήματος είναι κυρίαρχα στο επιλεγμένο δείγμα.
- **Significance ή sensitivity (παρατηρησιμότητα):** Δίνει μια εκτίμηση για το πόσο καλά διακρίνεται το σήμα από το υπόβαθρο, ανάλογα με την τιμή του BDT cut. Στην παρούσα μελέτη, εστιάζουμε στην τιμή του significance όπως αυτή προκύπτει όταν εφαρμόζεται η βέλτιστη τιμή του BDT cut.



Εικόνα 4.44: Το γράφημα cut efficiencies για το training με δεδομένα που αντιστοιχούν στην υπόθεση μάζας $M_a = 20$ GeV.

Η παρατηρησιμότητα (significance) - η οποία αποτελεί το κυριότερο σημείο της μελέτης - ορίζεται μέσω της σχέσης:

$$\text{Significance} = \frac{S}{\sqrt{S+B}}. \quad (4.12)$$

Με S συμβολίζεται ο αριθμός των γεγονότων σήματος που ανιχνεύονται ύστερα από την εφαρμογή του BDT cut, ενώ με B ο αριθμός γεγονότων που ανιχνεύονται υπό τις ίδιες συνθήκες. Ο παρονομαστής $\sqrt{S+B}$ αντιπροσωπεύει την στατιστική αβεβαιότητα (ή “θόρυβος”) στον συνολικό αριθμό γεγονότων ($S+B$). Όσα περισσότερα γεγονότα υποβάθρου υπάρχουν τόσο ισχυρότερος είναι ο θόρυβος, και η διάκριση μεταξύ σήματος και υποβάθρου γίνεται πιο απαιτητική. Ουσιαστικά, το μέγεθος significance ποσοτικοποιεί το πόσο καλά ένα γεγονός σήματος διακρίνεται από το υπόβαθρο.

Όσον αφορά την βέλτιστη τιμή αποκοπής (optimal cut value), πρόκειται για το σημείο του διαγράμματος στο οποίο η παρατηρησιμότητα μεγιστοποιείται. Με την εφαρμογή του συγκεκριμένου BDT cut, το σήμα διαφοροποιείται από το υπόβαθρο στον μεγαλύτερο βαθμό. Η εν λόγω μεγιστοποίηση είναι κρίσιμη για πιθανές ανακαλύψεις, καθώς αυξάνει την πιθανότητα το παρατηρούμενο γεγονός σήματος να είναι πραγματικό.

Το γράφημα της Εικόνας 4.44 προέκυψε από το training που πραγματοποιήθηκε στην παρούσα ανάλυση, για την υπόθεση μάζας $M_a = 20$ GeV. Για τον αριθμό των γεγονότων σήματος και υποβάθρου έχουν ληφθεί υπόψιν οι αντίστοιχες τιμές $N_{\text{exp, final}}^{\text{sig}} = 39.54$ και $N_{\text{exp, final}}^{\text{bg}} = 2221.88$. Ο αριθμός των τελικά αναμενόμενων γεγονότων υποβάθρου αποτελεί το άθροισμα των τιμών $N_{\text{exp, final}}$ των επιμέρους δειγμάτων ($DY + 1, 2, 3, 4$ jets και $t\bar{t}$ dileptonic, semileptonic). Στην συγκεκριμένη περίπτωση της ανάλυσης η παρατηρησιμότητα λαμβάνει την μέγιστη τιμή της, η οποία ισούται προσεγγιστικά με 3.02, όταν η τιμή BDT cut είναι περίπου 0.23. Αυτό είναι το σημείο όπου λαμβάνουμε τον καλύτερο δυνατό διαχωρισμό του σήματος $Zh \rightarrow a(bb)a(bb)\ell\ell$ από το υπόβαθρο, και ενισχύεται η πιθανή ανακάλυψη του εν λόγω καναλιού.

4.5 Πειραματικά αποτελέσματα

4.5.1 Αποτελεσματικότητα της στρατηγικής

Ένα σημαντικό σημείο της ανάλυσης αποτέλεσε η στρατηγική που ακλουθήσαμε. Προκειμένου να βρούμε το ζεύγος $b\bar{b}$ στο οποίο μάλιστα συμμετέχουν b κουάρκ από το ίδιο σωματίδιο a , στο επίπεδο ανίχνευσης επιλέξαμε να εργαστούμε με το ζεύγος jets που έχουν την ελάχιστη γωνιακή απόσταση. Με στόχο να ελεγχθεί κατά πόσο η μεθοδολογία αυτή είναι αποτελεσματική, αφιερώθηκε ένα μέρος της ανάλυσης στην αντιστοιχία του ζεύγους jet με το ελάχιστο ΔR , με ένα από τα δύο $b\bar{b}$ ζεύγη του σήματος. Ειδικότερα, χρησιμοποιήθηκαν οι κωδικοί PDG των Monte Carlo σωματιδίων προκειμένου να γίνει το ταίριασμα με τα ζεύγη $b\bar{b}$ των οποίων τα b κουάρκ προέρχονται από τον ίδιο γονέα a .

Κατά την διαδικασία αυτή, επιλέχθηκε αρχικά το ζεύγος jet στο οποίο αντιστοιχεί η ελάχιστη τιμή του ΔR . Μπορούμε για ευκολία να ονομάσουμε τις συνιστώσες του εν λόγω ανακατασκευασμένου (reconstructed) ζεύγους ως b_1^{reco} και b_2^{reco} . Ταυτόχρονα, το ένα ζεύγος $b\bar{b}$ που προέρχεται από το σωματίδιο a_1 ονομάζεται $(b\bar{b})_1$ και περιέχει τα κουάρκ $b_{1,2}^{truth}$. Όμοια το ζεύγος $(b\bar{b})_2$ προέρχεται από το σωματίδιο a_2 και περιέχει τα $b_{3,4}^{truth}$. Για την αντιστοιχία, η συνθήκη που χρησιμοποιήθηκε είναι η εξής:

$$\Delta R(b^{reco}, b^{truth}) < 0.4. \quad (4.13)$$

Επομένως, για να θεωρηθεί ότι ένα jet αντιστοιχεί σε ένα b κουάρκ του σήματος, θα πρέπει η μεταξύ τους γωνιακή απόσταση να είναι μικρότερη του 0.4. Θεωρούμε λοιπόν ότι υπάρχει αντιστοιχία όταν τα δύο επιλεγμένα jets ικανοποιούν τη συνθήκη σε σχέση με τα δύο b κουάρκ ενός ζεύγους. Για παράδειγμα, προκειμένου το ανακατασκευασμένο ζεύγος να ταιριάζει με ένα από τα δύο “truth” ζεύγη (έστω με το $(b\bar{b})_1$) θα πρέπει να ισχύουν ταυτόχρονα: $\Delta R(b_1^{reco}, b_1^{truth}) < 0.4$ και $\Delta R(b_2^{reco}, b_2^{truth}) < 0.4$ ⁷.

Τα ποσοστά που προέκυψαν από τον έλεγχο της στρατηγικής σε όλες τις υποθέσεις μάζας, φαίνονται στον παρακάτω πίνακα:

Πίνακας 4.7: Σε κάθε περίπτωση υπόθεσης μάζας του a , δίνεται το ποσοστό των ζευγών jet με ελάχιστο ΔR που έχουν αντιστοιχηθεί σε true ζεύγη $b\bar{b}$. Ουσιαστικά πρόκειται για το ποσοστό ορθότητας της στρατηγικής.

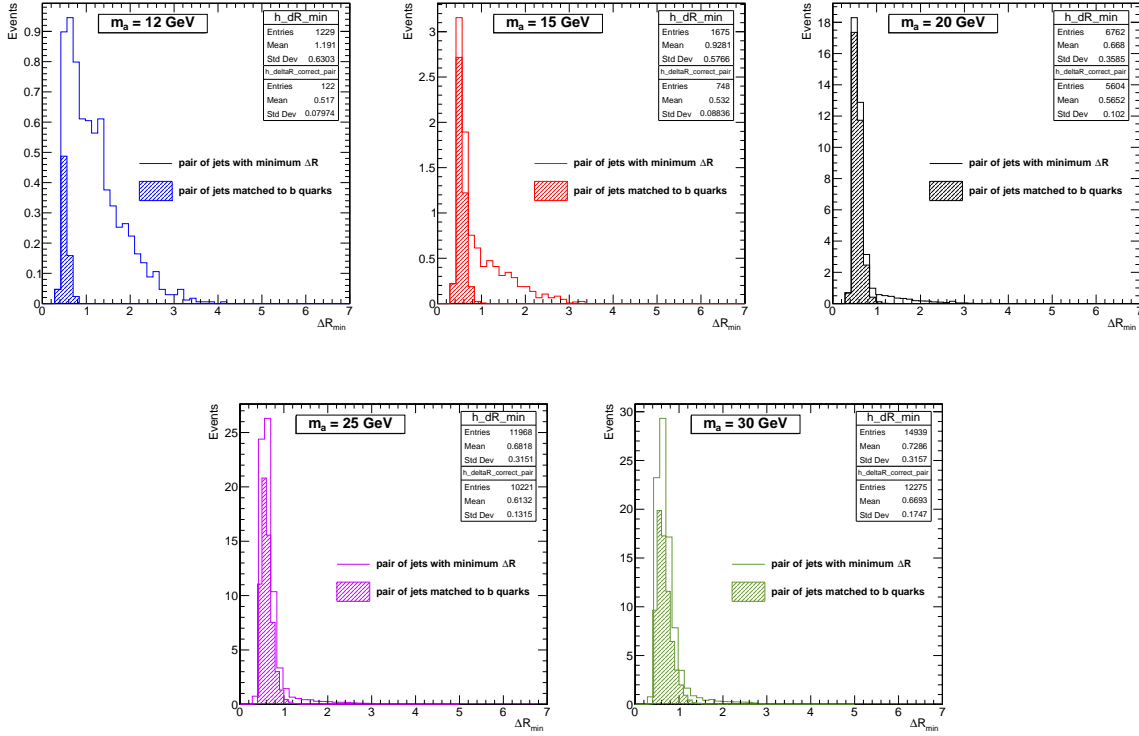
M_a [GeV]	Ποσοστό ορθότητας
12	9.93%
15	44.66%
20	82.87%
25	85.40%
30	82.17%

Τα αντίστοιχα γραφικά αποτελέσματα για όλες τις υποθέσεις μάζας στις οποίες εφαρμόστηκε η ανάλυση, φαίνονται στην Εικόνα 4.45. Ειδικότερα, έχει κατασκευαστεί η γωνιακή απόσταση για το ζεύγος jet που ταυτοποιήθηκε ως ζεύγος $b\bar{b}$, σε υπέρθεση με την ελάχιστη γωνιακή απόσταση μεταξύ δύο jets (πρόκειται για το ζεύγος με το ελάχιστο ΔR).

Μία αξιοσημείωτη παρατήρηση, είναι πως τα ποσοστά αντιστοιχίας στις περιοχές μάζας $M_a = 12$ GeV και $M_a = 15$ GeV, είναι πολύ χαμηλά. Όπως έχουμε αναφέρει, στις περιπτώσεις χαμηλής μάζας του a τα εξερχόμενα b κουάρκ φέρουν μεγάλη ορμή και επομένως είναι πιο ευθυγραμμισμένα (collimated). Όσο μικρότερη είναι η μάζα του a , τόσο περισσότερο collimated θα είναι τα b κουάρκ της διάσπασης. Επομένως, στις υποθέσεις πολύ χαμηλής μάζας (12, 15 GeV) τα b κουάρκ ανακατασκευάζονται ως ένα AK4 jet⁸, λόγω της πολύ μικρής μεταξύ τους γωνιακής απόστασης.

⁷ ή αντίστροφα: $\Delta R(b_1^{reco}, b_2^{truth}) < 0.4$ και $\Delta R(b_2^{reco}, b_1^{truth}) < 0.4$. Όμοια ελέγχεται και το ζεύγος $(b\bar{b})_2$

⁸ Το AK4 jet ή Anti-kT jet με ακτινική παράμετρο 0.4 είναι τύπος jet που προκύπτει από τον αλγόριθμο ανακατασκευής Anti-kT με καθορισμένο μέγεθος κώνου, ακτινικής παραμέτρου ίσης με 0.4.



Εικόνα 4.45: Γραφική αναπαράσταση του ποσοστού των ζευγών jets που ταυτοποιήθηκαν ως ζεύγη b κουάρκ του σήματος, για τις διάφορες υποθέσεις μάζας του σωματιδίου a .

Ανάλυση χαμηλής μάζας

Προκειμένου να γίνει έλεγχος της συγκεκριμένης υπόθεσης, αναπτύχθηκε μία ξεχωριστή ανάλυση για τις περιοχές μάζας 12 και 15 GeV. Η νέα ανάλυση - που μπορούμε να ονομάσουμε “ανάλυση χαμηλής μάζας” - διαφέρει από την κύρια ανάλυση ως προς τα παρακάτω σημεία:

- Στο πειραματικό επίπεδο, ορίστηκαν νέα κριτήρια επιλογής ως προς την πολλαπλότητα των jets και των b -jets, αφού πλέον δύο b κουάρκ ανακατασκευάζονται ως ένα jet: $N_{jets} \geq 2$ και $N_{b-jets} \geq 2$.
- Δεν εφαρμόζεται πλέον η στρατηγική όπου επιλέγουμε το ζεύγος που συγκροτείται από jets με ελάχιστο ΔR .

Η ανάλυση χαμηλής μάζας δημιουργήθηκε για τις ενδεικτικές περιπτώσεις μάζας $M_a = 12, 15$ GeV, αλλά εφαρμόστηκε και στην περίπτωση $M_a = 20$ GeV για να διαπιστώσουμε αν προκύπτουν ικανοποιητικά αποτελέσματα. Για την συγκεκριμένη ανάλυση, προκύπτει ο πίνακας ροής γεγονότων που φαίνεται παρακάτω (Πίνακας 4.8). Επιπλέον, παρατίθενται και οι τιμές των τελικά αναμενόμενων γεγονότων για το σήμα ($M_a = 12, 15, 20$ GeV) και τα υπόβανθρα, όταν εφαρμόζεται η εν λόγω ανάλυση.

Στην ανάλυση χαμηλής μάζας λοιπόν, θέλουμε να αντιστοιχίσουμε ένα jet (b^{reco}), σε ένα “true” ζεύγος $b\bar{b}$. Στην περίπτωση αυτή, για να έχουμε αντιστοιχία πρέπει να ικανοποιούνται ταυτόχρονα οι σχέσεις:

$$\Delta R(b^{reco}, b_1^{truth}) < 0.4 \text{ και } \Delta R(b^{reco}, b_2^{truth}) < 0.4 \quad \eta \quad (4.14)$$

$$\Delta R(b^{reco}, b_3^{truth}) < 0.4 \text{ και } \Delta R(b^{reco}, b_4^{truth}) < 0.4 \quad (4.15)$$

όπου τα $b_{1,2}^{truth}$ ανήκουν στο ίδιο ζεύγος $(b\bar{b})_1$ και τα $b_{3,4}^{truth}$ ανήκουν στο ζεύγος $(b\bar{b})_2$.

Με την μέθοδο αυτή, προέκυψαν τα εμφανώς υψηλότερα ποσοστά που φαίνονται στον Πίνακα 4.10. Στην υπόθεση μάζας 15 GeV το ποσοστό είναι χαμηλότερο διότι πιθανότατα υπήρξαν και ζεύγη $b\bar{b}$ που σε

Πίνακας 4.8: Πίνακας ροής γεγονότων για την ανάλυση χαμηλής μάζας.

	$M_a = 12$ GeV	$M_a = 15$ GeV	$M_a = 20$ GeV
total # of events	495004	497498	497079
$N_\ell \geq 2$	161771	161458	160879
$80 \leq M_{\ell\ell} \leq 100$ GeV	147454	147072	146269
$N_{jets} \geq 2$	117498	115795	116223
$N_{b-jets} \geq 2$	75548	63524	59315

Πίνακας 4.9: Πίνακας Expected Yield για την περίπτωση της ανάλυσης χαμηλής μάζας. Αναγράφεται ο αριθμός γεγονότων που αναμένεται να επιβιώσει μετά από την εφαρμογή όλων των κριτηρίων επιλογής, για κάθε διαδικασία.

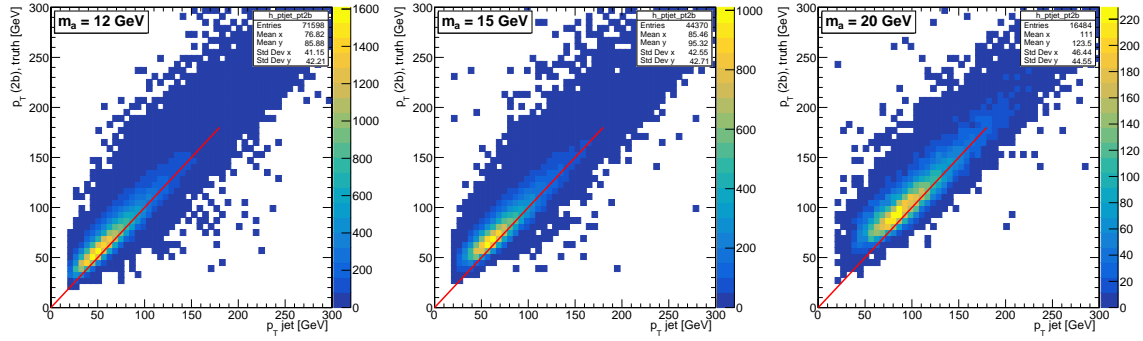
Process	$N_{\text{exp,final}}$
$M_a = 12$ GeV	443.64
$M_a = 15$ GeV	371.16
$M_a = 20$ GeV	346.86
DY + 1 jet	2927.32
DY + 2 jets	14116
DY + 3 jets	9966.42
DY + 4 jets	12239.80
$t\bar{t}$ dileptonic	37018
$t\bar{t}$ semileptonic	480.03

επίπεδο detector έγινε η ανακατασκευή τους ως δύο jets. Για τον ίδιο λόγο, το αντίστοιχο ποσοστό στην υπόθεση μάζας 20 GeV, είναι ακόμη χαμηλότερο. Υπάρχει λοιπόν ένα γενικό όριο μάζας του a , κάτω από το οποίο τα b κουάρκ των ζευγών είναι τόσο collimated ($\Delta R < 0.4$) που ανακατασκευάζονται ως ένα jet. Πάνω από το όριο αυτό, τα b κουάρκ του ζεύγους αντιστοιχούν σε ξεχωριστά jets στο επίπεδο του πειράματος, επομένως εφαρμόζουμε την στρατηγική που έχουμε αναφέρει.

Πίνακας 4.10: Στις ενδεικτικές περιπτώσεις μάζας $M_a = 12, 15, 20$ GeV, δίνεται το ποσοστό των jets που ταίριαζαν με ζεύγη $b\bar{b}$, όπως προέκυψε από την ανάλυση χαμηλής μάζας.

M_a [GeV]	Ποσοστό ορθότητας
12	94.8%
15	69.8%
20	27.8%

Προκειμένου τώρα να επαληθεύσουμε την υπόθεση ότι τα ζεύγη $b\bar{b}$ σε αυτές τις περιπτώσεις είναι πολύ collimated και αντιστοιχούν σε ένα jet στο επίπεδο detector, κατασκευάστηκαν τα παρακάτω δισδιάστατα ιστογράμματα της Εικόνας 4.46. Στον άξονα x έχει τοποθετηθεί η εγκάρσια ορμή του jet που έχει ταίριαξει με ένα “true” ζεύγος $b\bar{b}$, και ο άξονας y αντιστοιχεί στην εγκάρσια ορμή του ζεύγους αυτού. Φαίνεται λοιπόν ότι για τις ενδεικτικές μάζες 12 και 15 GeV υπάρχει μεγάλη συσχέτιση μεταξύ των δύο μεγεθών, γεγονός που υποδεικνύει ότι η αρχική υπόθεση ήταν σωστή. Στην τρίτη περίπτωση όπου $M_a = 20$ GeV η συσχέτιση είναι μικρότερη.

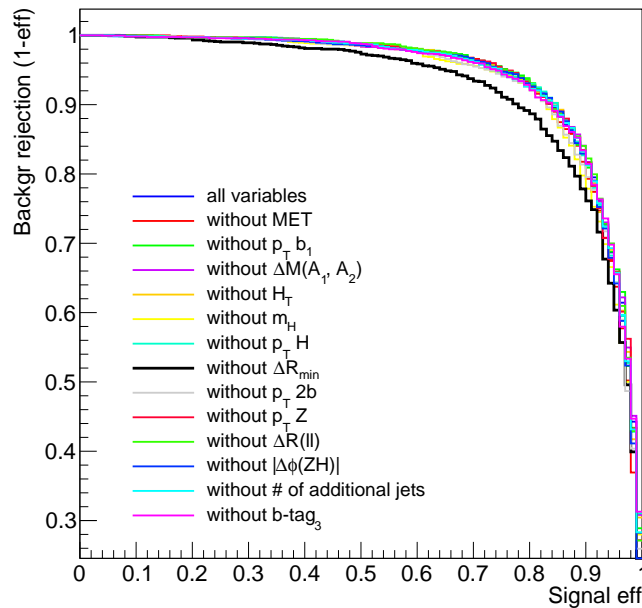


Εικόνα 4.46: 2D ιστόγραμμα της εγκάρσιας ορμής ενός true ζεύγους $b\bar{b}$, συναρτήσει της εγκάρσιας ορμής του jet στο οποίο έχει αντιστοιχηθεί.

4.5.2 Εύρεση της καλύτερης training μεταβλητής

Στο σημείο αυτό θα παρουσιάσουμε μερικά ακόμη από τα αποτελέσματα που προέκυψαν από το training του μοντέλου BDT, στην ενδεικτική περίπτωση μάζας $M_a = 20$ GeV. Ειδικότερα, έγινε μία μελέτη με στόχο να βρεθεί ποια είναι η καλύτερη μεταβλητή που χρησιμοποιήθηκε στην πολυμεταβλητή ανάλυση. Για να επιτευχθεί αυτό, εκτελέσθηκε το training του BDT για πολλές περιπτώσεις. Σε κάθε τέτοια περίπτωση έχει αφαιρεθεί μία από τις μεταβλητές, προκειμένου να διαπιστώσουμε την επιρροή της πάνω στον classifier.

ROC Curves for different training sessions



Εικόνα 4.47: Οι καμπύλες ROC όπως προέκυψαν για τα διαφορετικά training sessions του BDT.

Για τον προσδιορισμό της μεταβλητής με την σημαντικότερη επίδραση στον classifier, κατασκευήθηκαν οι καμπύλες ROC για τις διαφορετικές περιπτώσεις του BDT training. Η επιδραστικότητα μιας μεταβλητής διαπιστώνεται από την “πτώση” της καμπύλης ROC, όταν αυτή αφαιρείται από το training. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η μαύρη καμπύλη ROC του γραφήματος 4.47, η οποία αντιστοιχεί στο αποτέλεσμα που προέκυψε με τον αποκλεισμό της μεταβλητής ΔR_{min} από το training.

Τα ίδια συμπεράσματα προκύπτουν και από το πως μεταβάλλεται η παρατηρησιμότητα (significance) ανάλογα με την μεταβλητή που δεν συμπεριλαμβάνεται στο training. Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζεται το significance και η τιμή του BDT cut, για τις διάφορες περιπτώσεις. Οι μεταβλητές έχουν τοποθετηθεί κατά φθίνουσα σειρά σημαντικότητας. Δηλαδή, ξεκινάμε από την μεταβλητή dR_min η οποία όταν αποκλείεται από το training, το significance μειώνεται σημαντικά. Το συγκεκριμένο αποτέλεσμα την καθιστά αρκετά καλή μεταβλητή, συμπέρασμα που γίνεται αντιληπτό και από το παραπάνω γράφημα των καμπύλων ROC. Στις τελευταίες σειρές του πίνακα (μετά από το training session όπου δεν αποκλείεται καμία μεταβλητή) βρίσκονται μεταβλητές των οποίων η απουσία φαίνεται να βελτιώνει τα αντίστοιχα αποτελέσματα. Υπενθυμίζεται ότι για τον υπολογισμό του significance χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές $N_{\text{exp, final}}^{\text{sig}} = 39.54$ και $N_{\text{exp, final}}^{\text{bg}} = 2221.88$.

Πίνακας 4.11: Η κατάταξη των training μεταβλητών κατά φθίνουσα σειρά σημαντικότητας (από την καλύτερη προς την χειρότερη), με βάση το αποτέλεσμα του significance που προκύπτει από την αφαίρεση της κάθε μίας από το training.

Excluded variable	Significance (BDT cut value)
dR_min	2.31 (BDT > 0.16)
dPhi_ZH	2.85 (BDT > 0.18)
m_H	2.86 (BDT > 0.18)
met_pt	2.86 (BDT > 0.16)
pt_2b	2.88 (BDT > 0.16)
dM_A1_A2	2.89 (BDT > 0.16)
n_jets_after_cuts	2.94 (BDT > 0.20)
pt_Z	2.95 (BDT > 0.23)
btag_3	3.01 (BDT > 0.20)
pt_b1	3.02 (BDT > 0.18)
none	3.02 (BDT > 0.23)
pt_H	3.04 (BDT > 0.20)
HT	3.08 (BDT > 0.22)
dR_ll	3.15 (BDT > 0.21)

4.5.3 BDT training για όλες τις υποθέσεις μάζας

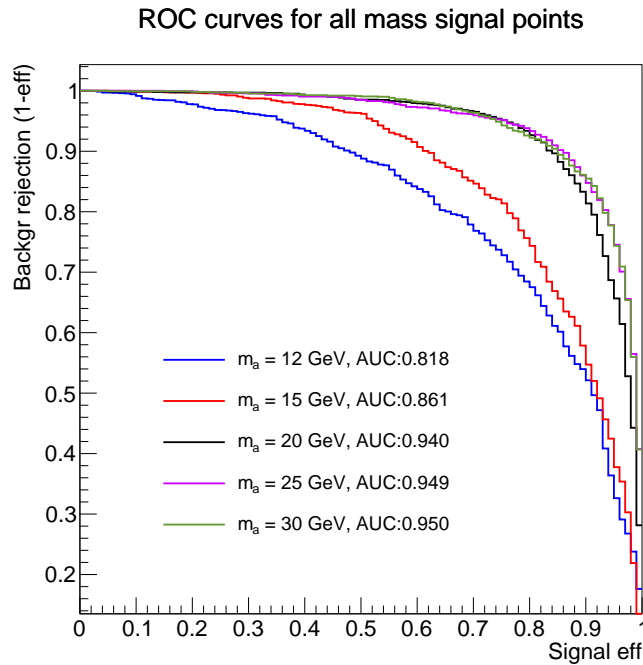
Πίνακας 4.12: Οι τιμές παρατηρησιμότητας και BDT cut για τις διάφορες ενδεικτικές υποθέσεις μάζας, με την εφαρμογή της κύριας ανάλυσης. Στην τρίτη στήλη αναφέρεται και ο αναμενόμενος τελικός αριθμός γεγονότων κάθε υπόθεσης. Για το υπόβαθρο έχουμε $N_{\text{exp, final}}^{\text{bg}} = 2221.88$.

M_a [GeV]	Significance (BDT cut value)	$N_{\text{exp, final}}$
12	0.34 (BDT > 0.18)	7.22
15	0.96 (BDT > 0.22)	9.79
20	3.02 (BDT > 0.23)	39.54
25	4.41 (BDT > 0.20)	70.40
30	5.75 (BDT > 0.18)	87.73

Στην παρούσα υποενότητα θα παρατεθούν τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την εφαρμογή της πο-

λυμετάβλητης ανάλυσης, για όλες τις περιοχές μάζας. Αρχικά στον Πίνακα 4.12 φαίνονται οι τιμές της παρατηρησιμότητας όπως προέκυψαν με την χρήση της κύριας ανάλυσης. Στην τρίτη στήλη υπενθυμίζεται ο αριθμός αναμενόμενων γεγονότων σήματος μετά την εφαρμογή των κριτηρίων επιλογής, ο οποίος χρησιμοποιείται σε κάθε περίπτωση για τον υπολογισμό της παρατηρησιμότητας. Ο αντίστοιχος αριθμός αναμενόμενων γεγονότων υποβάθρου είναι 2221.88.

Επιπλέον, στην Εικόνα 4.48 παριστάνονται γραφικά οι καμπύλες ROC για όλες τις υποθέσεις μάζας, ενώ στο υπόμνημα αναγράφονται και οι αντίστοιχες τιμές του εμβαδού.



Εικόνα 4.48: Καμπύλες ROC για τις διάφορες ενδεικτικές υποθέσεις μάζας.

Εφαρμογή της ανάλυσης χαμηλής μάζας

Από τα παραπάνω αποτελέσματα είναι προφανές ότι για τις περιοχές μάζας $M_a = 12, 15$ GeV το significance μειώνεται σημαντικά, και ταυτόχρονα παρουσιάζεται ανεπιθύμητη πτώση της καμπύλης ROC. Προκειμένου να βελτιωθούν τα συγκεκριμένα αποτελέσματα έγινε η εκτέλεση του training χρησιμοποιώντας πλέον την ανάλυση χαμηλής μάζας, στην οποία λαμβάνεται υπόψιν ότι τα b κουάρκ του σήματος είναι τόσο collimated που ανακατασκευάζονται ως ένα jet. Η λίστα των μεταβλητών που χρησιμοποιήθηκε σε αυτή την εκδοχή του training, φαίνεται στον Πίνακα 4.13. Στο σημείο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα όπως προέκυψαν με τη χρήση της ανάλυσης χαμηλής μάζας, για τις μάζες $M_a = 12, 15, 20$ GeV.

Για τον υπολογισμό του significance στην ειδική περίπτωση, χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές τελικά αναμενόμενων γεγονότων σήματος που φαίνονται στην τρίτη στήλη του πίνακα 4.14, ενώ για το υπόβαθρο η τιμή $N_{\text{exp, final}}^{\text{bg}} = 76747.57^9$. Όπως φαίνεται από τον Πίνακα 4.14, η παρατηρησιμότητα για τις υποθέσεις μάζας $M_a = 12, 15$ GeV αυξάνεται σημαντικά όταν χρησιμοποιείται η ειδική ανάλυση. Στην περίπτωση $M_a = 20$ GeV το significance δεν διαφοροποιείται σημαντικά ανάμεσα στις δύο αναλύσεις.

Παρόμοια συμπεράσματα προκύπτουν και από τις καμπύλες ROC (Εικόνα 4.49), οι οποίες όταν εφαρμόζεται η ανάλυση χαμηλής μάζας βελτιώνονται σημαντικά για τις περιπτώσεις $M_a = 12, 15$ GeV. Εδώ,

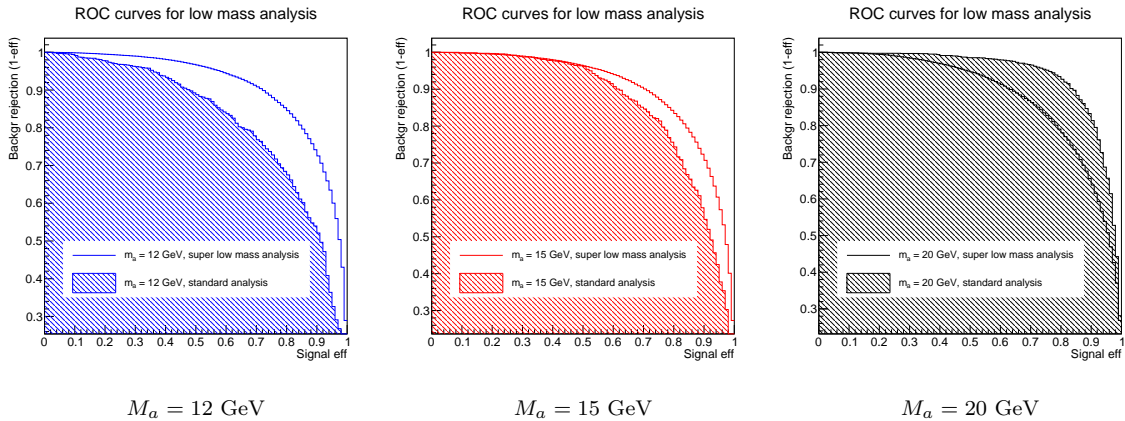
⁹Η τιμή των τελικά αναμενόμενων γεγονότων υποβάθρου προκύπτει ως το άθροισμα των επιμέρους τιμών του πίνακα 4.9

Πίνακας 4.13: Λίστα από μεταβλητές που χρησιμοποιήθηκαν στο training, για την ανάλυση χαμηλής μάζας.

Μεταβλητή	Περιγραφή
m_H	αναλλοίωτη μάζα για 3 ή 4 jets (μάζα Higgs)
pt_H	p_T για 3 ή 4 jets (p_T Higgs)
pt_2b	εγκάρσια ορμή του ζεύγους jet με ελάχιστο ΔR
HT	βαθμωτό άθροισμα της p_T όλων των jet
pt_Z	p_T του λεπτονικού ζεύγους ($p_T Z$)
dR_ll	γωνιακή απόσταση μεταξύ των δύο λεπτονίων
dPhi_ZH	αξιμουθιακή γωνιακή διαφορά μεταξύ του Higgs και του Z
n_jets_after_cuts	αριθμός jets μετά τα κριτήρια επιλογής
btag_1	b-tag discriminator του 1 ^{ου} σε σειρά jet
btag_2	b-tag discriminator του 2 ^{ου} σε σειρά jet
met_pt	ελλειπούσα εγκάρσια ενέργεια

Πίνακας 4.14: Οι τιμές παρατηρησιμότητας και BDT cut για τις ενδεικτικές υποθέσεις μάζας $M_a = 12, 15, 20$ GeV, με την εφαρμογή της ανάλυσης χαμηλής μάζας.

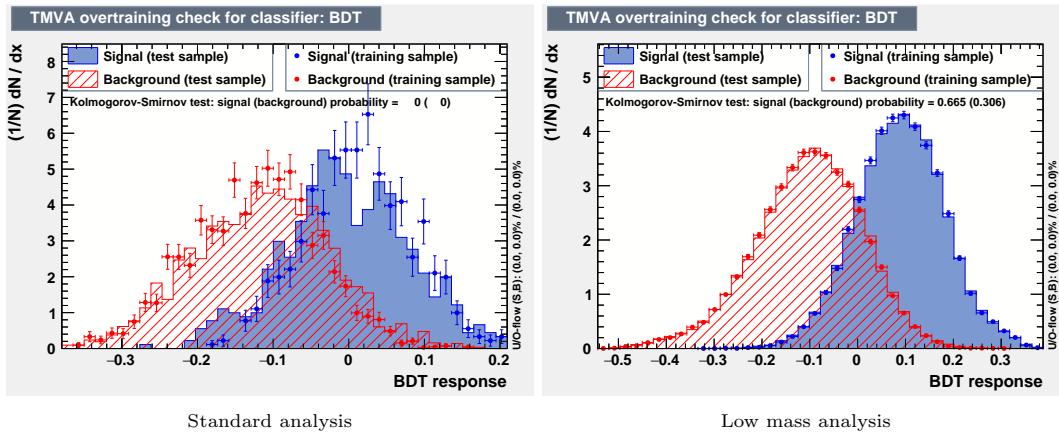
M_a [GeV]	Significance (BDT cut value)	$N_{\text{exp, final}}$
12	4.50 (BDT > 0.12)	443.64
15	3.75 (BDT > 0.12)	371.16
20	3.17 (BDT > 0.13)	346.86

Εικόνα 4.49: Καμπύλες ROC για τις ενδεικτικές υποθέσεις μάζας $M_a = 12, 15, 20$ GeV όταν εφαρμόζεται η κύρια ανάλυση (γραμμωσσιασμένη περιοχή) και όταν εφαρμόζεται η ανάλυση χαμηλής μάζας.

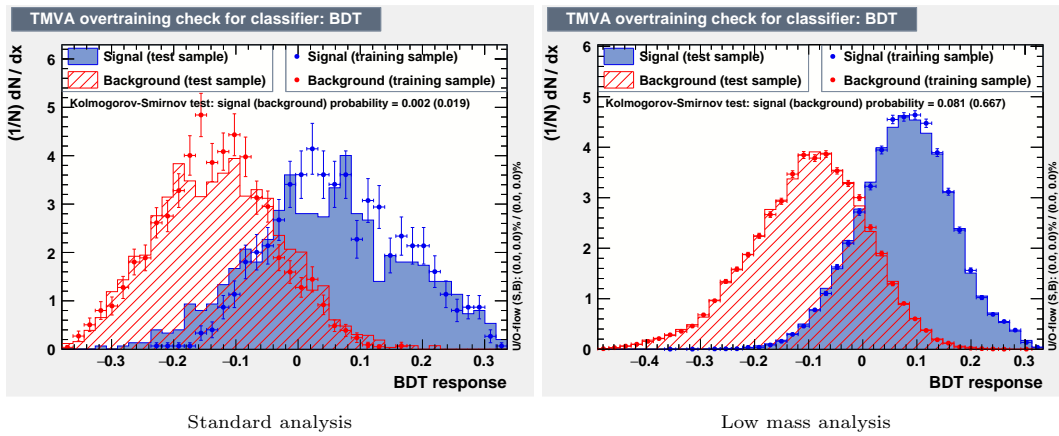
για την υπόθεση $M_a = 20$ GeV η καμπύλη ROC είναι καλύτερη όταν εφαρμόζεται η κύρια ανάλυση.

Η διαφορά ανάμεσα στα αποτελέσματα των δύο αναλύσεων γίνεται εύκολα αντιληπτή και από τις κατανομές BDT που προέκυψαν σε κάθε περίπτωση. Είναι προφανές ότι για τις υποθέσεις $M_a = 12, 15$ GeV βελτιώνεται σημαντικά ο διαχωρισμός ανάμεσα στο σήμα και το υποβάθρο, αλλά και το overtraining. Στην περίπτωση $M_a = 20$ GeV υπάρχει σημαντική βελτίωση του overtraining με την εφαρμογή της ανάλυσης χαμηλής μάζας, αλλά ο διάκριση μεταξύ σήματος και υποβάθρου είναι χειρότερη.

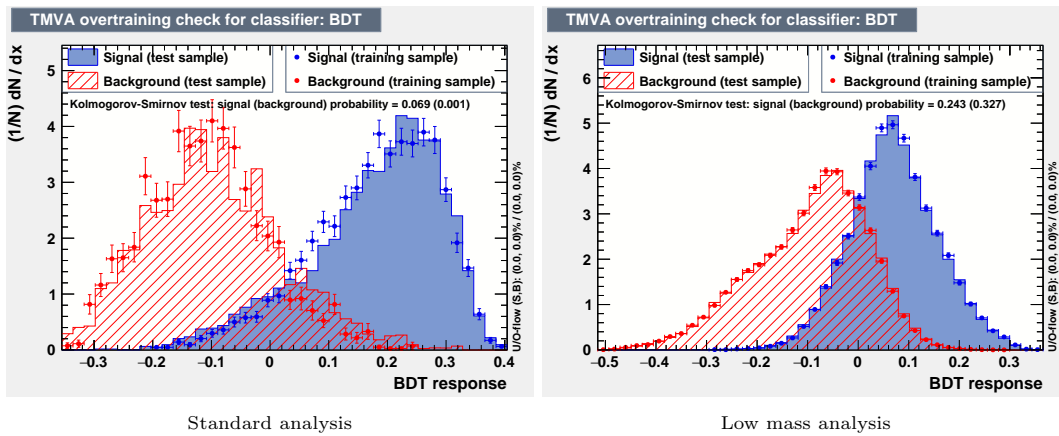
$$M_a = 12 \text{ GeV}$$



$$M_a = 15 \text{ GeV}$$



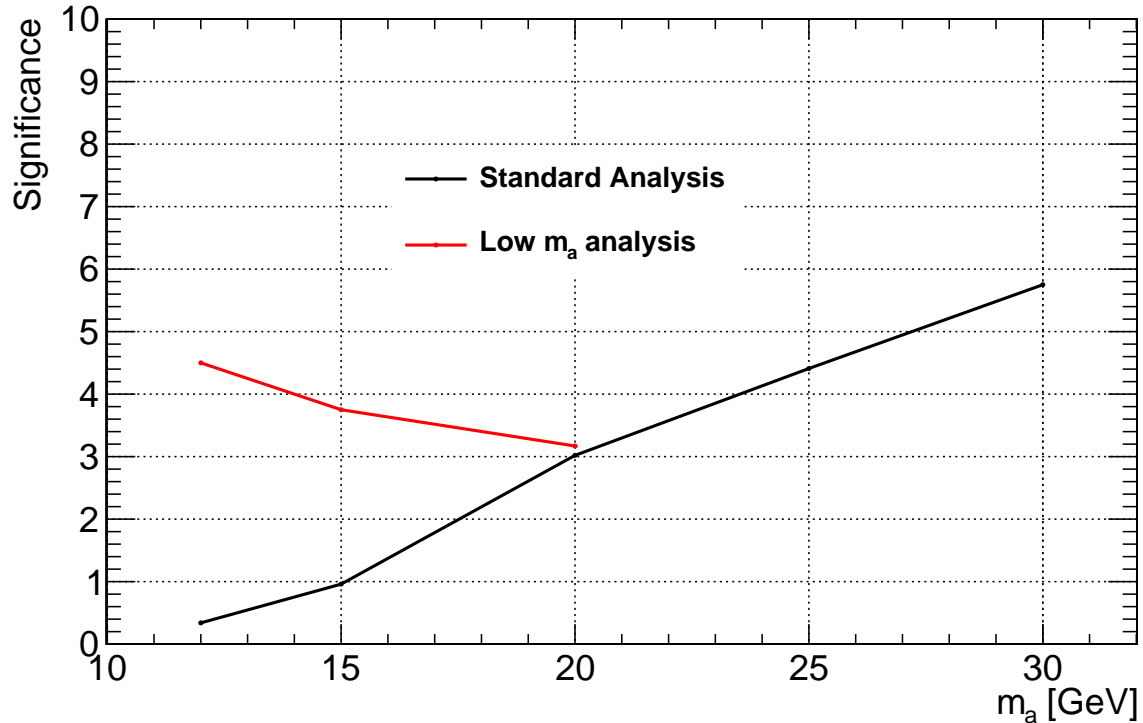
$$M_a = 20 \text{ GeV}$$



Εικόνα 4.50: Η απόκριση (response) του BDT για τα δείγματα testing και training σε υπέρθεση, για τις τρεις υποθέσεις χαμηλής μάζας, σε δύο περιπτώσεις. Αριστερά: Όταν εφαρμόζεται η κύρια ανάλυση. Δεξιά: Όταν εφαρμόζεται η ανάλυση χαμηλής μάζας.

4.5.4 Μελέτη παρατηρησιμότητας

Τα παραπάνω αποτελέσματα που αφορούν την παρατηρησιμότητα στις διάφορες περιοχές μάζας ($M_a = 12, 15, 20, 25, 30$ GeV), συνοψίζονται στην γραφική παράσταση της Εικόνας 4.51.



Εικόνα 4.51: Μελέτη παρατηρησιμότητας για τις υποθέσεις μάζας $M_a = 12, 15, 20, 25, 30$ GeV.

Τα αποτελέσματα παρατηρησιμότητας που προκύπτουν από την εφαρμογή της κύριας ανάλυσης, απεικονίζονται με μαύρη γραμμή. Εύκολα παρατηρεί κανείς πως στην περίπτωση αυτή οι τιμές του significance για τις μεγαλύτερες μάζες του a (20, 25, 30 GeV) είναι ικανοποιητικές. Ωστόσο, αξιοσημείωτη είναι η μεγάλη μείωση που παρατηρείται για τις υποθέσεις 12 και 15 GeV, όταν εφαρμόζεται η κύρια ανάλυση. Για τις περιπτώσεις αυτές έχει κατασκευαστεί με κόκκινο χρώμα η αντίστοιχη γραφική παράσταση όπως προέκυψε από την ανάλυση χαμηλής μάζας. Σε αυτήν την περίπτωση τα αποτελέσματα να βελτιώνονται σημαντικά για χαμηλές μάζες του a . Επιπλέον, η υπόθεση μάζας 20 GeV ελέγχθηκε και για τις δύο αναλύσεις, και τα αποτελέσματα είναι παρόμοια.

Κεφάλαιο 5

Συμπεράσματα

Η ανάλυση εστίασε στην εξωτική διάσπαση του μποζονίου Higgs μέσω του καναλιού $pp \rightarrow Zh$, όπου $h \rightarrow aa \rightarrow bbbb$, και $Z \rightarrow \ell\ell$. Το κινηματικά επιτρεπτό εύρος μάζας του νέου σωματιδίου a είναι $10 \lesssim M_a \lesssim 60$ GeV, αλλά η παρούσα μελέτη επικεντρώθηκε στις υποθέσεις χαμηλής μάζας του a , μελετώντας ενδεικτικά τις περιπτώσεις $M_a = 12, 15, 20, 25, 30$ GeV. Η περιοχή χαμηλής μάζας μας επιτρέπει εκμεταλλευτούμε κινηματικά χαρακτηριστικά της αλληλεπίδρασης, και συγκεκριμένα την γωνιακή απόσταση ΔR μεταξύ των τελικών b κουάρκ του κάθε ζεύγους. Ειδικότερα, όταν τα μποζόνια a που προκύπτουν από την διάσπαση του Higgs έχουν μικρή μάζα, φέρουν μεγαλύτερη ορμή (boosted particles). Για τον λόγο αυτό τα b κουάρκ των τελικών ζευγών εκπέμπονται με πολύ μικρή γωνιακή απόσταση μεταξύ τους (collimated), καθώς δεν αποκλίνουν σημαντικά από την αρχική κατεύθυνση του boosted σωματιδίου a . Με βάση το χαρακτηριστικό αυτό, για την ανάλυση επιλέχθηκαν τα ανακατασκευασμένα ζεύγη των οποίων τα jets έχουν την ελάχιστη δυνατή γωνιακή απόσταση.

Ύστερα από την εφαρμογή της στρατηγικής αυτής σε όλα τα δείγματα μάζας, διαπιστώθηκε ότι τα ποσοστά matching των επιλεγμένων ζευγών jet με τα ζεύγη b κουάρκ που προέρχονται από το ίδιο σωματίδιο a (generator level), είναι ικανοποιητικά για τις περιοχές μάζας $M_a = 20, 25, 30$ GeV αλλά όχι για τις περιοχές $M_a = 12, 15$ GeV (Πίνακας 4.7). Μάλιστα, τα ποσοστά αποτελεσματικότητας της στρατηγικής στις ενδεικτικές περιπτώσεις 20, 25, 30 GeV είναι της τάξεως του 80–85%, ενώ οι ενδεικτικές περιπτώσεις 12, 15 GeV αποδίδουν σε ποσοστό περίπου 10% και 45% αντίστοιχα. Με στόχο την βελτίωση των εν λόγω αποτελεσμάτων έγινε ξεχωριστός έλεγχος για τις μάζες 12 και 15 GeV, με την εφαρμογή μιας νέας στρατηγικής για αυτές τις ενδεικτικές υποθέσεις. Συγκεκριμένα εξετάστηκε το ενδεχόμενο τα b κουάρκ από το ίδιο a να ανακατασκευάζονται ως ένα AK4 jet σε πειραματικό επίπεδο, λόγω της εξαιρετικά μικρής γωνιακής απόστασης μεταξύ τους. Λαμβάνοντας λοιπόν υπόψιν αυτό το χαρακτηριστικό, διαμορφώθηκε η ανάλυση χαμηλής μάζας, από την οποία προέκυψαν υψηλότερα ποσοστά ορθότητας της μεθόδου. Ειδικότερα, για τις περιοχές 12 και 15 GeV προκύπτουν ποσοστά της τάξης του 95% και 70% αντίστοιχα (Πίνακας 4.10). Τα εν λόγω αποτελέσματα σε συνδυασμό την μεγάλη συσχέτιση μεταξύ της εγκάρσιας ορμής του true ζεύγους $b\bar{b}$ και της εγκάρσιας ορμής του jet με το οποίο έχει ταιριάζει (Εικόνα 4.46), υποδεικνύουν ότι η συγκεκριμένη στρατηγική είναι σε μεγάλο βαθμό ορθή. Όσον αφορά την περιοχή μάζας 15 GeV, το χαμηλότερο ποσοστό μας οδηγεί στο συμπέρασμα κάποια ζεύγη $b\bar{b}$ ξεπερνούν το κατώφλι ΔR που τα τοποθετεί στο ίδιο jet, και τα b κουάρκ τους ανακατασκευάζονται ως δύο ξεχωριστά jets. Παρόμοιο πόρισμα προκύπτει και από την εφαρμογή της ανάλυσης χαμηλής μάζας στην περιοχή 20 GeV, από την οποία προκύπτει ποσοστό ορθότητας της τάξεως του 45%. Συμπεραίνουμε λοιπόν ότι υπάρχει ένα προσεγγιστικό όριο μάζας του a , κάτω από το οποίο τα b κουάρκ είναι τόσο collimated που αντιστοιχούν σε ένα jet σε πειραματικό επίπεδο. Πάνω από το εν λόγω όριο, τα b κουάρκ ανακατασκευάζονται ως ξεχωριστά jets.

Σχετικά με τα αποτελέσματα παρατηρησιμότητας της ανάλυσης, αυτά συνοψίζονται στο γράφημα της Εικόνας 4.51. Το κύριο πόρισμα είναι πως μπορούμε να βελτιώσουμε την παρατηρησιμότητα λαμβάνοντας υπόψιν ότι για τις πολύ χαμηλές μάζες του a , το ΔR των ζευγών $b\bar{b}$ είναι τόσο μικρό που ο αλγόριθμος

τα τοποθετεί στο ίδιο jet. Μάλιστα, η αύξηση του significance με την εφαρμογή της ανάλυσης χαμηλής μάζας είναι πολύ σημαντική στις περιοχές 12 και 15 GeV. Η βελτίωση των αποτελεσμάτων φαίνεται επίσης στην σύγκριση των καμπύλων ROC (Εικόνα 4.49) και των κατανομών της απόκρισης BDT (Εικόνα 4.50).

Σε ό,τι αφορά την υπόθεση μάζας 20 GeV, αυτή ελέγχθηκε και με τις δύο αναλύσεις. Αν και το ποσοστό ορθότητας είναι μεγαλύτερο όταν επιλέγεται το ζεύγος jet με το ελάχιστο ΔR (κύρια ανάλυση), τα αποτελέσματα της ανάλυσης χαμηλής μάζας υποδεικνύουν ότι και στην περιοχή μάζας 20 GeV είναι πιθανή η ανακατασκευή ενός ζεύγους $b\bar{b}$ ως ένα jet. Σχετικά με τα αποτελέσματα του training, είναι παρόμοια για τις δύο αναλύσεις.

Παράρτημα Α

Το θεωρητικό μοντέλο 2HDM + S

Πίνακας Α.1: Συζευξεις Yukawa για τους διάφορους τύπους 2HDM. Με u συμβολίζονται τα up-type κουάρκ, με d τα down-type κουάρκ και με ℓ τα λεπτόνια.

	Type-1	Type-2	Lepton-specific	Flipped
g_h^u	$\cos \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$
g_h^d	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$
g_h^ℓ	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$
g_H^u	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$
g_H^d	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$
g_H^ℓ	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$
g_A^u	$\cot \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$
g_A^d	$-\cot \beta$	$\tan \beta$	$-\cot \beta$	$\tan \beta$
g_A^ℓ	$-\cot \beta$	$\tan \beta$	$\tan \beta$	$-\cot \beta$

Μία γενική σχέση για το δυναμικό του 2HDM είναι η παρακάτω [29]:

$$\begin{aligned}
 V = & m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 + \frac{\lambda_1}{2} |H_1|^4 + \frac{\lambda_2}{2} |H_2|^4 \\
 & + \lambda_3 |H_1|^2 |H_2|^2 + \lambda_4 |H_1^\dagger H_2|^2 \\
 & + \frac{\lambda_5}{2} ((H_1 H_2)^2 + \text{c.c.}) + m_{12}^2 (H_1 H_2 + \text{c.c.}) \\
 & + (\lambda_6 |H_1|^2 (H_1 H_2) + \text{c.c.}) + (\lambda_7 |H_2|^2 (H_1 H_2) + \text{c.c.}),
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

όπου $\Phi_2 = H_2$, $\Phi_1 = i\sigma^2 H_1^*$ και c.c.: complex conjugate. Τα φορτία των πεδίων Higgs επιλέγονται έτσι ώστε $H_1 \sim 2_{-1/2}$ και $H_2 \sim 2_{+1/2}$. Στη συνέχεια, το κάθε πεδίο αποκτά μία πραγματική αναμενόμενη τιμή του κενού v_1 και v_2 αντιστοίχως. Αναπτύσσοντας γύρω από τα σημεία ελαχίστου, οδηγούμαστε στα πεδία [29]:

$$H_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 + H_{1,R}^0 + iH_{1,I}^0 \\ H_{1,R}^- + iH_{1,I}^- \end{pmatrix}, \quad H_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H_{2,R}^+ + iH_{2,I}^+ \\ v_2 + H_{2,R}^0 + iH_{2,I}^0 \end{pmatrix}, \tag{A.2}$$

όπου με I και R συμβολίζονται τα φανταστικά και πραγματικά μέρη αντίστοιχα. Ύστερα από την θραύση της ηλεκτρασθενούς συμμετρίας, προκύπτουν δύο φορτισμένα βαθμωτά πεδία H^\pm τα οποία έχουν μάζα. Τα πεδία αυτά δεν θα παίξουν ρόλο στα επόμενα. Προκύπτει επίσης το ψευδοβαθμωτό πεδίο [29]:

$$A = H_{1,I}^0 \sin \beta - H_{2,I}^0 \cos \beta, \tag{A.3}$$

καθώς και δύο ουδέτερα βαθμωτά πεδία:

$$\begin{pmatrix} h \\ H^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin \alpha & \cos \alpha \\ \cos \alpha & \sin \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{1,R}^0 \\ H_{2,R}^0 \end{pmatrix}, \tag{A.4}$$

όπου $-\pi/2 \leq a \leq \pi/2$. Το ελαφρύτερο από τα δύο ουδέτερα πεδία (h) είναι συμβατό με το σωματίδιο Higgs του ΚΠ, στο όριο “decoupling” (όπου τα υπόλοιπα βαθμωτά σωματίδια έχουν μεγάλες μάζες) [28]. Με β συμβολίζεται η γωνία περιστροφής που διαγωνοποιεί τον πίνακα μάζας του ψευδοβαθμωτού πεδίου και ορίζεται μέσω της σχέσης:

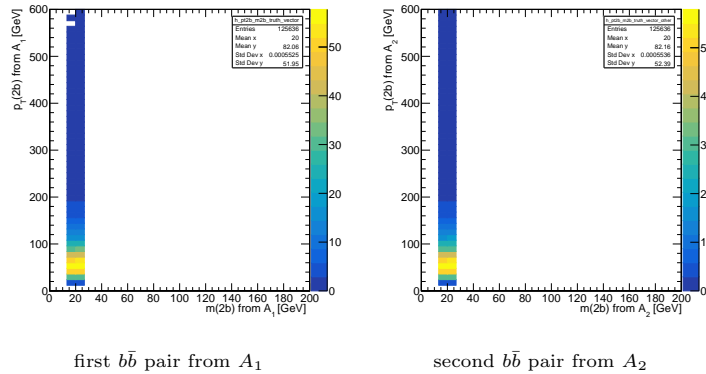
$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}. \quad (\text{A.5})$$

Στον Πίνακα A.1 φαίνονται οι συζεύξεις των ουδέτερων βαθμωτών μποζονίων Higgs h και H , και του ψευδοβαθμωτού A με τους διάφορους τύπους φερμιονίων, στους τέσσερις διαφορετικούς τύπους του 2HDM που αναφέρονται στο 1.5.3 [29].

Παράρτημα Β

Τα 2D ιστογράμματα της ανάλυσης

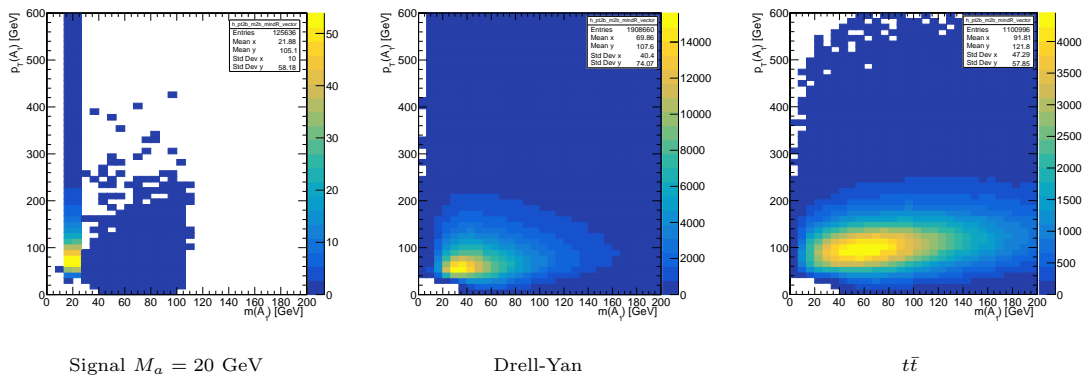
Monte Carlo - Truth level



Εικόνα Β.1: Ιστογράμματα 2D εγκάρσιας ορμής-μάζας για τα σωματίδια Monte Carlo, όπου τα b κουάρκ του κάθε ζεύγους προέρχονται από το ίδιο σωματίδιο a .

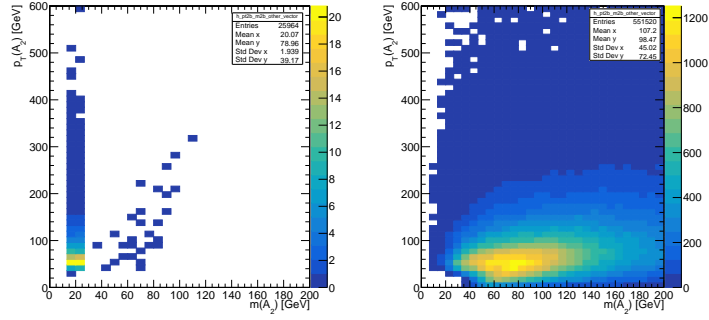
Generator level

$b\bar{b}$ pair with minimum ΔR



Εικόνα Β.2: Ιστογράμματα 2D εγκάρσιας ορμής-μάζας για το ζεύγος με ελάχιστο ΔR , σε generator level.

Other pair



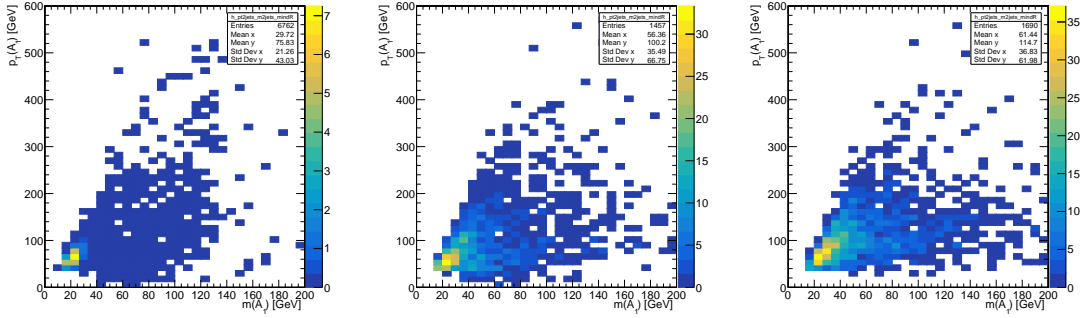
Signal $M_a = 20$ GeV

Drell-Yan

Εικόνα Β.3: Ιστογράμματα 2D εγκάρσιας ορμής-μάζας για το άλλο ζεύγος, σε generator level.

Detector level

b \bar{b} pair with minimum ΔR



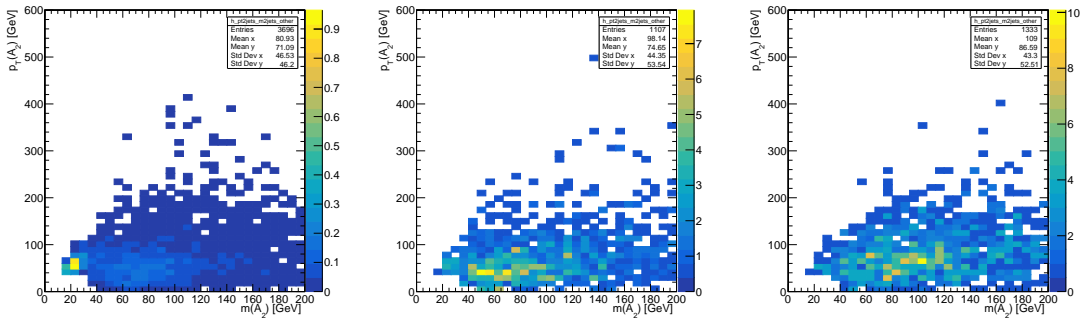
Signal $M_a = 20$ GeV

Drell-Yan

$t\bar{t}$

Εικόνα Β.4: Ιστογράμματα 2D εγκάρσιας ορμής-μάζας για το ζεύγος με ελάχιστο ΔR , σε detector level.

Other pair



Signal $M_a = 20$ GeV

Drell-Yan

$t\bar{t}$

Εικόνα Β.5: Ιστογράμματα 2D εγκάρσιας ορμής-μάζας για το άλλο ζεύγος, σε detector level.

Βιβλιογραφία

- [1] Standard Model of Elementary Particles. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg.
- [2] CERN. <https://cds.cern.ch/record/1638469/plots>.
- [3] CERN. Higgs cross sections and decay branching ratios. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/HiggsXSBR>.
- [4] Neutelings I. CMS Coordinate system. https://tikz.net/axis3d_cms/.
- [5] CMS. CMS Detector Pre-Exercise. <https://cms-opendata-workshop.github.io/workshop2023-lesson-cms-detector/01-introduction/index.html>.
- [6] Studies of quantum chromodynamics at the LHC. <https://cds.cern.ch/record/2024081/plots>.
- [7] Configuration and performance of the ATLAS b-jet triggers in Run 2. <https://cds.cern.ch/record/2771727/plots>.
- [8] Amor dos Santos S.P. Study of Higgs boson production in association with top quarks at the ATLAS experiment and sensitivity of new top quark observables, 2022. <https://cds.cern.ch/record/2868842>.
- [9] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716:1, 2012. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X?via%3Dihub>.
- [10] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716:30, 2012. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581?via%3Dihub>.
- [11] Sepeda M., Gori S., Outschoorn V.M., and Shelton J. Exotic Higgs Decays. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 72, 2021. <https://arxiv.org/abs/2111.12751>.
- [12] Aram Hayrapetyan et al. Search for the decay of the Higgs boson to a pair of light pseudoscalar bosons in the final state with four bottom quarks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *JHEP*, 06:097, 2024.
- [13] Daniel N. Salerno. Search for the Standard Model Higgs boson Produced in Association with Top Quarks in the Fully Hadronic Final State at the CMS Experiment, 2018. https://cds.cern.ch/record/2313961/files/TS2018_003_2.pdf.
- [14] Nobel Prize Outreach. The Nobel Prize in Physics 1979, n.d. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1979/summary/>.
- [15] Djouadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. *Physics Reports*, 457:13–18, 2008. <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0503172>.

- [16] Dittmaier M. and Shumacher S. The higgs boson in the Standard Model - From LEP to LHC: Expectations, Searches, and Discovery of a Candidate. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 70:4–7, 2013. <https://arxiv.org/abs/1211.4828>.
- [17] Englert F. and Brout R. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321, 1964. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
- [18] Higgs P.W. Broken Symmetries and the masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508, 1964. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [19] Guralnik G.S., Hagen C.R., and Kibble T.W.B. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13:585, 1964. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.13.585>.
- [20] Kibble T.W.B. History of electroweak symmetry breaking. *Journal of Physics: Conference Series*, 626:4, 2015. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/626/1/012001>.
- [21] CERN. Origins of the Brout-Englert-Higgs Mechanism, n.d. <https://home.cern/science/physics/origins-brout-englert-higgs-mechanism>.
- [22] Griffiths D. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH Verlag GmbH, 2nd edition, 2008.
- [23] Bednyakov V.A., Giokaris N.D., and Bednyakov A.V. On higgs mass generation mechanism in the Standard Model. *Phys. Part. Nuclei*, 39:14,16, 2007. <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0703280>.
- [24] Sau Lan Wu. Brief history for the search and discovery of the Higgs particle - A personal perspective. *Mod. Phys. Lett. A*, 29, 2014. <https://arxiv.org/abs/1403.4425>.
- [25] Particle Data Group. <https://pdg.lbl.gov/index.html>.
- [26] Slominski D. Higgs Boson Decay to Two Photons: Probing the Standard Model, 2022. <https://www.diva-portal.org/smash/record.jsf?pid=diva2%3A1667828&dswid=1212>.
- [27] CERN. SM Higgs Branching Ratios and Total Decay Widths, 2016. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageBR#TotalWidthAnchor>.
- [28] CMS Collaboration. Search for light bosons in decays of the 125 GeV Higgs boson in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *J. High Energ. Phys.*, 2017. <https://arxiv.org/abs/1701.02032>.
- [29] Custin D., Essig R., Gori S., Jaiswal P., Katz A., Liu T., Liu Z., McKeen D., Shelton J., Strassler M., Surujon Z., Tweedie B., and Zhong Y. Exotic Decays of the 125 GeV Higgs Boson. *Phys. Rev. D*, 90, 2017. <https://arxiv.org/abs/1312.4992>.
- [30] Gunion J., Haber H., Kane G., and Dawson S. *The Higgs Hunter's Guide*, volume 80. 2000.
- [31] Vidal X. and Manzano R. Taking a closer look at the LHC: Luminosity. https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.luminosity.
- [32] CERN. The Large Hadron Collider. <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
- [33] CERN. Experiments. <https://home.cern/science/experiments>.
- [34] CERN. CMS. <https://home.cern/science/experiments/cms>.
- [35] CERN. CMS Detector. <https://cms.cern/detector>.
- [36] The CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3(08), 2008. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>.
- [37] Kovačiková P. Hard Scattering Cross Sections and Parton Distribution Functions at the LHC, 2013.

- [38] Muratori B. and Herr W. Concept of luminosity, 2006.
- [39] Daw E. and University of Sheffield. Lecture 7: Rapidity and Pseudorapidity, 2012.
- [40] Andrea Banfi. *Hadronic Jets: An Introduction (2nd Edition)*. Institute of Physics Publishing, 2022.
- [41] Ryan Atkin. Review of jet reconstruction Algorithms. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 645, 2015.
- [42] Cristina Ferro. B-tagging at CMS. [arXiv:1201.5292](https://arxiv.org/abs/1201.5292).
- [43] Κώδικες που χρησιμοποιήθηκαν στην ανάλυση. <https://github.com/mikelaalm/HtoAAatobbbb>.
- [44] PYTHIA. <https://www.pythia.org/>.
- [45] CERN. ROOT: Data Analysis Framework. <https://root.cern/>.
- [46] Particle Data Group. Monte Carlo Particle Numbering Scheme. <https://pdg.lbl.gov/2024/reviews/rpp2024-rev-monte-carlo-numbering.pdf>.
- [47] Drell Sidney and Yan Tang-Mow. Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies. *Phys. Rev. Lett.*, 25:316–320, 1970.
- [48] Peng Jen-Chieh and Qiu Jian-Wey. The Drell-Yan Process. *The Universe*, 4, 2016. <https://inspirehep.net/files/ce4c857d3b2e3642c4ff2bde4e67c775>.
- [49] Werner Bernreuther. Top quark physics at the LHC, 2008. <https://arxiv.org/abs/0805.1333>.
- [50] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, H. Voss, M. Backes, T. Carli, O. Cohen, A. Christov, D. Dannheim, K. Danielowski, S. Henrot-Versille, M. Jachowski, K. Kraszewski, A. Krasznahorkay Jr. au2, M. Kruk, Y. Mahalalel, R. Ospanov, X. Prudent, A. Robert, D. Schouten, F. Tegenfeldt, A. Voigt, K. Voss, M. Wolter, and A. Zemla. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis, 2009. <https://arxiv.org/abs/physics/0703039>.